

TS. VŨ VĂN SAN

HỆ THỐNG thông tin quang

TẬP 1



NHÀ XUẤT BẢN BƯU ĐIỆN

TS. VŨ VĂN SAN

HỆ THỐNG
thông
tin
quang
TẬP 1

NHÀ XUẤT BẢN BƯU ĐIỆN
Hà Nội - 2008

LỜI NÓI ĐẦU

Hiện nay, thông tin quang đã trở thành tuyến truyền dẫn trọng yếu trên mạng lưới viễn thông. Để đáp ứng nhu cầu truyền tải do bùng nổ thông tin, mạng truyền dẫn cần phải phát triển cả về quy mô và cấu trúc mạng. Do vậy để xây dựng được các hệ thống thông tin quang chúng ta cần phải tìm hiểu đầy đủ về hệ thống thông tin quang.

Nhằm giới thiệu một cách tổng quan và chi tiết về hệ thống thông tin quang và các vấn đề liên quan đến hệ thống thông tin quang, NXB Bưu điện xuất bộ sách (02 tập) **“Hệ thống thông tin quang”** do TS. Vũ Văn San biên soạn và GS.TSKH. Đỗ Trung Tá hiệu đính giới thiệu đến bạn đọc.

Bộ sách gồm 11 chương chia thành 02 tập:

Tập 1: gồm các chương từ chương 1 đến chương 6, giới thiệu cụ thể về lịch sử ra đời thông tin quang, quá trình phát triển hệ thống thông tin quang, các thành phần chính của hệ thống thông tin quang, và tác giả đi sâu vào phân tích các thành phần của hệ thống thông tin quang như: sợi và cáp quang, thiết bị phát quang, thiết bị thu quang. Ngoài ra tác giả giới thiệu cách thiết kế hệ thống thông tin quang mang lại hiệu suất cao. Bên cạnh đó chương 6 giới thiệu về hệ thống thông tin quang coherent, là một hệ thống tối ưu: như hoạt động, các dạng điều chế, phương pháp giải điều chế, tỉ số lỗi BER, các yếu tố ảnh hưởng đến độ nhạy thu, hiện trạng và ưu điểm của hệ thống này.

Tập 2: gồm các chương từ chương 7 đến chương 11 giới thiệu về hệ thống thông tin quang nhiều kênh, khuếch đại sợi quang pha tạp Erbium, kỹ thuật bù tán sắc và mạng thông tin quang. Phần cuối có chương hệ thống thông tin quang Soliton.

Bộ sách là tài liệu tham khảo hữu ích cho những chuyên gia, kỹ sư, kỹ thuật viên để có thêm những thông tin hữu hiệu trong việc hoạch định phát triển mạng, tính toán thiết kế cấu hình tuyến và lựa chọn áp dụng những tiến bộ kỹ thuật, công nghệ mới về thông tin quang. Ngoài ra bộ sách cũng giúp cho sinh viên đại học và học viên sau đại học chuyên ngành Điện tử - Viễn thông muốn tìm hiểu một cách hệ thống về thông tin quang đang được sử dụng hiệu quả trên mạng lưới viễn thông Việt Nam cũng như trên thế giới.

Nhà xuất bản rất mong nhận được ý kiến đóng góp của bạn đọc. Mọi ý kiến góp ý xin gửi về **Nhà xuất bản Bưu điện** - 18 Nguyễn Du, Hà Nội hoặc gửi trực tiếp cho tác giả theo địa chỉ email: vvsan@mic.gov.vn.

Trân trọng giới thiệu./.

Hà Nội, tháng 01 năm 2008

NHÀ XUẤT BẢN BƯU ĐIỆN

LỜI GIỚI THIỆU

Hơn 10 năm đổi mới, cơ sở hạ tầng viễn thông và công nghệ thông tin của Việt Nam có những bước phát triển đột phá góp phần rất quan trọng vào việc thúc đẩy quá trình phát triển kinh tế của đất nước.

Từ một mạng lưới viễn thông với công nghệ analog lạc hậu, Viễn thông Việt Nam đã tiến hành một cuộc cách mạng khoa học và công nghệ chưa từng có, đi thẳng vào hiện đại, bằng chiến lược tăng tốc để chuyển toàn bộ mạng lưới cũ sang mạng mới linh hoạt với kỹ thuật số tiên tiến, đáp ứng mọi nhu cầu về dịch vụ viễn thông cho đất nước. Mạng viễn thông Việt Nam đã có mạng đường trục cáp sợi quang hiện đại kết nối với các mạng cáp quang quốc tế trên biển và lục địa và hệ thống các đài vệ tinh để liên lạc với các quốc gia trên thế giới.

Trong sự phát triển của mạng viễn thông Việt Nam, thông tin quang đã có những đóng góp đầu tiên và rất quan trọng về cả quy mô phát triển cũng như nâng cao chất lượng toàn mạng. Hệ thống thông tin bằng cáp sợi quang là hệ thống truyền dẫn với kỹ thuật và công nghệ tiên tiến nhất, cho phép tạo ra các tuyến truyền dẫn dài và dung lượng rất lớn, nó tiềm tàng khả năng truyền tải lưu lượng băng rộng và cung cấp cùng lúc nhiều dịch vụ linh hoạt, chất lượng cao. Vì vậy, thông tin quang sẽ đáp ứng nhu cầu phát triển mạng truyền dẫn trong thời gian tới đây, đặc biệt là phục vụ cho phát triển đột phá Internet tốc độ cao và các dịch vụ IP.

Các hệ thống thông tin quang đang khai thác hiện nay mới chỉ tận dụng được một phần nhỏ khả năng của nó. Công nghệ thông tin sợi quang vẫn đang tiếp tục phát triển rất mạnh ở trình độ cao và vì thế cần tiếp tục tìm hiểu, khai phá và có giải pháp áp dụng nó có hiệu quả hơn trên mạng lưới.

Là một cán bộ nghiên cứu với nhiều năm chuyên sâu về lĩnh vực thông tin quang, với kiến thức và kết quả thu được trong quá trình làm việc tại Viện Khoa học kỹ thuật Bưu điện thuộc Học viện công nghệ Bưu chính Viễn thông của mình, Tiến sĩ Vũ Văn Sơn đã tâm huyết biên soạn bộ sách "*Hệ thống thông tin quang*" này. Bộ sách gồm hai tập có nội dung phong phú mang tính hiện đại tiếp cận với công nghệ cáp sợi quang, hệ thống thông tin quang, và cấu trúc mạng quang. Các phần nội dung được dẫn dắt và phân tích khá sâu sắc theo hướng gắn liền với thực tiễn. Bộ sách sẽ rất bổ ích cho người làm công tác kỹ thuật chuyên ngành để có thêm những thông tin hữu hiệu trong việc hoạch định phát triển mạng, tính toán thiết kế cấu hình tuyến và lựa chọn áp dụng

Chương 1

GIỚI THIỆU

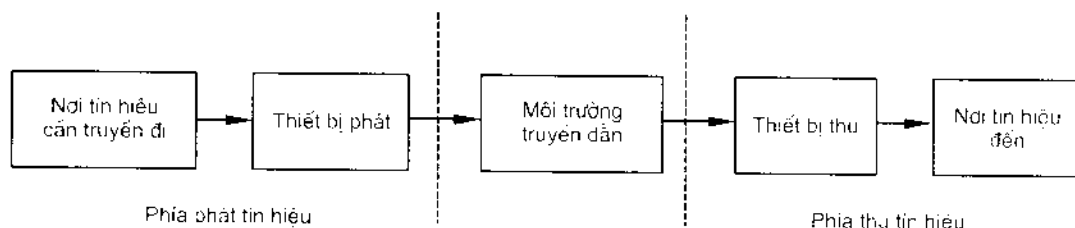
Hệ thống thông tin được hiểu một cách đơn giản là hệ thống để truyền thông tin từ nơi này đến nơi khác. Khoảng cách giữa các nơi có thể từ vài trăm mét tới hàng trăm kilômét, và thậm trí tới hàng chục ngàn kilômét, chẳng hạn như là cự ly cần thông tin qua các đại dương. Thông tin có thể được truyền thông qua các sóng điện với các dải tần số khác nhau từ vài mê-ga-héc (MHz) tới hàng trăm tê-ra-héc (THz). Còn thông tin quang được thực hiện trên hệ thống sử dụng tần số sóng mang cao trong vùng nhìn thấy hoặc gần hồng ngoại của phổ sóng điện từ. *Hệ thống thông tin quang sợi* là hệ thống thông tin bằng sóng ánh sáng, và sử dụng các sợi quang để truyền thông tin. Các hệ thống này được phát triển rất nhanh và đang được ứng dụng rộng rãi trên các mạng truyền dẫn từ những năm 1980. Trong những năm tới và tương lai, các *hệ thống thông tin quang sợi* - hay thường gọi là các hệ thống thông tin quang - vẫn là các hệ thống thông tin chủ đạo. Chúng còn tiềm tàng khả năng rất lớn trong việc hiện đại hoá các mạng lưới viễn thông trên thế giới.

1.1. KHÁI QUÁT VỀ LỊCH SỬ RA ĐỜI THÔNG TIN QUANG

Nói về lịch sử thông tin quang, ta không thể không nói tới việc sử dụng thông tin bằng ánh sáng của nhân loại trước đây vốn là một trong những hình thức thông tin sớm nhất. Ngay từ xa xưa để thông tin cho nhau, con người đã biết sử dụng ánh sáng để báo hiệu. Qua thời gian dài của lịch sử phát triển nhân loại, các hình thức thông tin phong phú dần và ngày càng được phát triển thành những hệ thống thông tin hiện đại như ngày nay, giúp cho mọi nơi trên thế giới có thể liên lạc được với nhau một cách thuận lợi và nhanh chóng. Ở trình độ phát triển cao về thông tin như hiện nay, các hệ thống thông tin quang đã nổi lên và là các hệ thống thông tin tiên tiến bậc nhất, nó đã được triển khai nhanh trên mạng lưới viễn thông các nước trên thế giới với đủ mọi cấu hình linh hoạt, ở các tốc độ và cự ly truyền dẫn phong phú, bảo đảm chất lượng dịch vụ viễn thông tốt nhất.

Thông tin quang có tổ chức hệ thống cũng tương tự như các hệ thống thông tin khác, vì thế mà thành phần cơ bản nhất của hệ thống thông tin quang luôn tuân thủ theo một hệ thống thông tin chung như hình 1.1. Đây là nguyên lý thông tin mà loài người đã sử dụng ngay từ thời kỳ khai sinh ra các hình thức thông tin. Trong sơ đồ này, tín

hiệu cần truyền đi sẽ được phát vào môi trường truyền dẫn tương ứng, và ở đầu thu sẽ thu lại tín hiệu cần truyền. Như vậy, tín hiệu đã được thông tin từ nơi gửi tín hiệu đi tới nơi nhận tín hiệu đến. Đối với hệ thống thông tin quang thì môi trường truyền dẫn ở đây chính là sợi dẫn quang, nó thực hiện truyền ánh sáng mang tín hiệu thông tin từ phía phát tới phía thu. Để khảo sát một cách có hệ thống về thông tin quang, ta hãy xem xét một cách khái quát bối cảnh hình thành các hệ thống thông tin nói chung, từ đó sẽ thấy được hệ thống thông tin quang ra đời như thế nào.



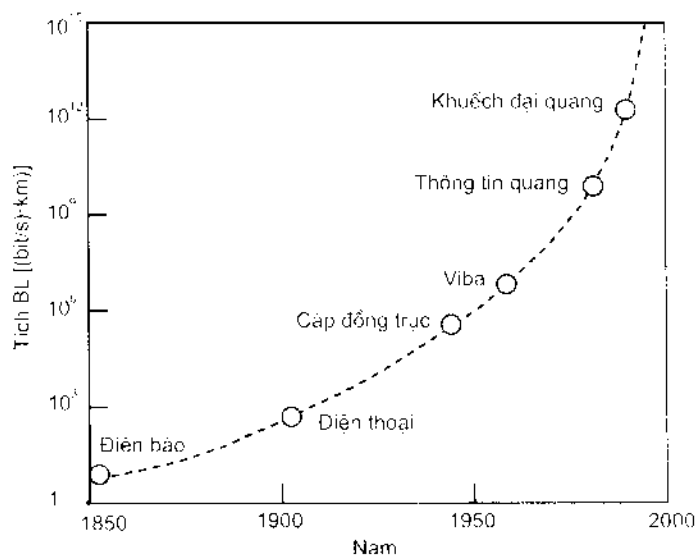
Hình 1.1: Các thành phần cơ bản của một hệ thống thông tin

Cho tới nay, đã có rất nhiều các hệ thống thông tin dưới các hình thức đa dạng. Các hệ thống thông tin này được gán cho các tên gọi nhất định theo môi trường truyền dẫn và đôi khi theo cả tính chất dịch vụ của hệ thống. Thông thường thì các hệ thống sau đều là sự kế thừa từ các hệ thống trước. Các hệ thống mới được cải tiến và hoàn thiện hơn các hệ thống trước nó, chúng thường có cự ly xa hơn, tốc độ cao hơn, độ linh hoạt và chất lượng hệ thống cũng được cải thiện nhằm thỏa mãn yêu cầu của con người. Sau thời kỳ phát minh ra máy điện báo của Samuel F.B. Morse năm 1838, dịch vụ điện báo thương mại đầu tiên được đưa vào khai thác năm 1844 và dần dần tăng lên với số lượng đáng kể. Năm 1878, người ta đã tiến hành đặt các cáp kim loại để nối với tổng đài điện thoại đầu tiên tại New Haven bang Connecticut. Giai đoạn sử dụng cáp kim loại để truyền dẫn tín hiệu kéo dài cho tới năm 1887, khi mà Heinrich Hertz phát minh ra sự phát xạ sóng điện từ có bước sóng dài, và Guglielmo Marconi thực hiện màn trình diễn vô tuyến vào năm 1895.

Những năm tiếp sau và trong thế kỷ 20, mạng lưới điện thoại đã được phát triển rộng khắp trên thế giới, và liên tiếp xuất hiện những công nghệ tiên tiến trong việc thiết kế các hệ thống thông tin điện. Trước tiên phải kể đến sự cống hiến của các loại cáp đồng trục đã làm tăng dung lượng đáng kể. Năm 1940, hệ thống cáp đồng trục đầu tiên đã được đặt có băng tần 3 MHz để truyền dung lượng 300 kênh thoại hoặc một kênh truyền hình. Các hệ thống sau đó có băng tần 10 MHz, nhưng đây cũng là giới hạn của hệ thống này vì suy hao cáp bị phụ thuộc vào tần số. Giới hạn này nhanh chóng được giải quyết do sự xuất hiện của các hệ thống thông tin vô tuyến.

Xu hướng sử dụng phổ sóng điện từ để biến đổi tín hiệu truyền dẫn tăng lên, ở đây tín hiệu mang thông tin thường được chồng lên một sóng điện từ khác có dạng hình sin,

mà người ta thường gọi là sóng mang, trước khi đưa vào đường truyền. Ở phía thu, tín hiệu chứa thông tin sẽ được tách ra khỏi sóng mang và được xử lý lại theo yêu cầu. Lượng thông tin được phát đi có liên quan trực tiếp tới băng tần mà sóng mang hoạt động, như vậy tăng tần số sóng mang tức là tăng băng tần truyền dẫn, lúc đó sẽ có được dung lượng thông tin lớn hơn. Xuất phát từ đây, các hệ thống thông tin điện có được cơ hội phát triển và sau này lần lượt ra đời các lĩnh vực truyền hình, radar, các tuyến viba. Hệ thống thông tin viba đầu tiên hoạt động với tần số sóng mang 4 GHz đã được đưa vào khai thác năm 1948, và sau đó các hệ thống có băng tần cao hơn tiếp tục được lắp đặt trên mạng lưới. Cùng với sự phát triển của các hệ thống viba, các hệ thống cáp đồng trục cũng được lắp đặt để hoạt động với tốc độ bit ~ 100 Mbit/s. Năm 1975, hệ thống cáp đồng trục tiên tiến nhất có tốc độ bit là 274 Mbit/s. Các hệ thống có tốc độ bit cao như vậy có cự ly khoảng lặp rất ngắn (xấp xỉ 1 km) và giá thành rất đắt. Các hệ thống viba có tốc độ bit tương tự có thể cho cự ly xa hơn, nhưng cũng bị hạn chế bởi tần số sóng mang. Nhìn chung, hình ảnh có ý nghĩa khi đề cập tới khả năng của hệ thống thông tin là *tích tốc độ bit - cự ly* BL (Bit rate - Distance), trong đó B là tốc độ bit và L là cự ly khoảng lặp. Hình 1.2 mô tả tích BL tăng lên theo tính hiện đại của công nghệ thông tin trong một thế kỷ rưỡi vừa qua. Ta nhận thấy rằng trong một nửa thế kỷ 20, tích BL tăng mạnh theo cấp thập phân nếu sử dụng sóng ánh sáng làm sóng mang.

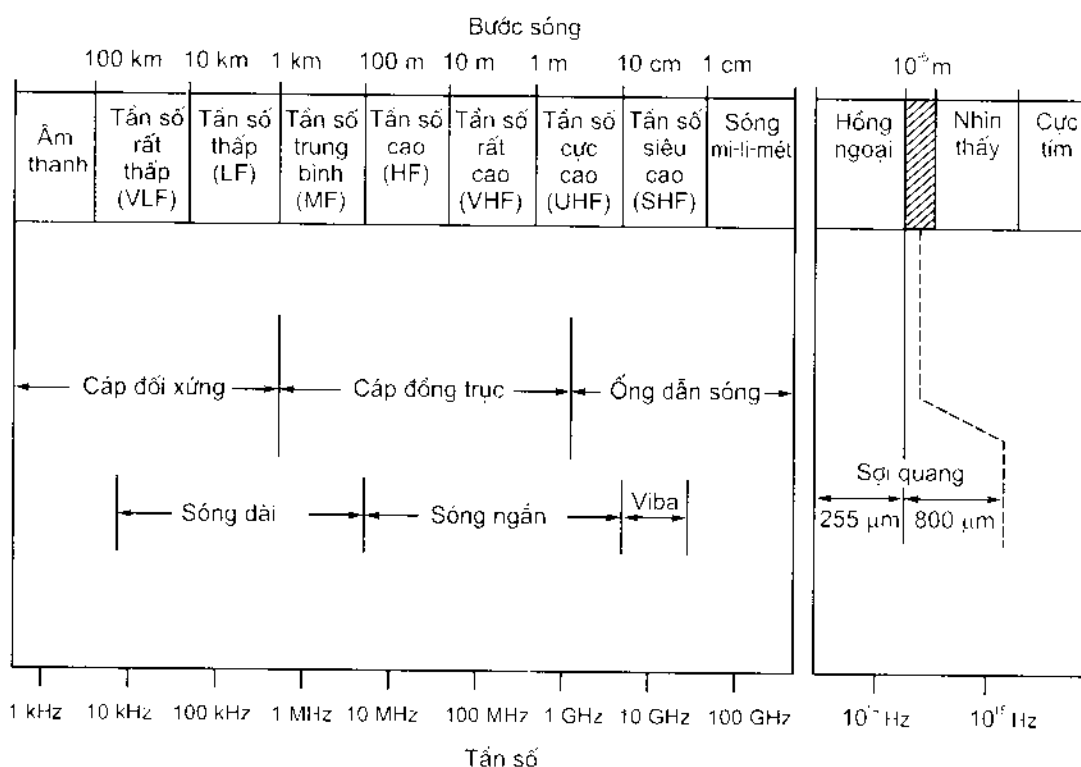


Hình 1.2: Sự tăng của tích tốc độ bit - cự ly

Để thấy được quá trình sử dụng phổ sóng điện từ cho các hệ thống thông tin điện, có thể khảo sát bảng phân cấp phổ sóng điện từ như được đưa ra ở bảng 1.1, trong đó môi trường truyền dẫn được thể hiện rất phong phú từ các đôi dây kim loại cho tới ống dẫn sóng, từ sóng dài cho tới sóng viba, đã cho phép thực hiện mọi dịch vụ. Một điều rất quan trọng được thể hiện trong bảng này mà ta cần lưu ý là vùng tần số ánh sáng.

Trong vùng này, rất dễ dàng có thể nhận thấy được dải băng phù hợp dưới dạng bước sóng, thay cho việc nhận biết tần số như trong vùng sóng vô tuyến. Phổ của ánh sáng trải từ 50 nm (cực tím) cho tới khoảng 100 μm (hồng ngoại), phổ ánh sáng nhìn thấy nằm trong dải từ 400 nm cho tới 700 nm. Cũng giống phổ tần số sóng vô tuyến, có hai lớp phân cấp môi trường truyền dẫn có thể được dùng là kênh truyền dẫn trong khí quyển và kênh truyền dẫn trong ống dẫn sóng.

Bảng 1.1: Phân cấp theo phổ sóng điện từ cho các hệ thống thông tin



Vào năm 1960, việc phát minh ra Laser để làm nguồn phát quang đã mở ra một thời kỳ mới có ý nghĩa rất to lớn trong lịch sử của kỹ thuật thông tin sử dụng dải tần số ánh sáng. Sự kiện này gây ra một sự cuốn hút đặc biệt các nhà nghiên cứu hàng đầu về thông tin trên thế giới, và tạo ra các ý tưởng tập trung tìm tòi giải pháp sử dụng ánh sáng Laser cho thông tin quang. Đó là điểm xuất phát của sự ra đời các hệ thống thông tin quang.

1.2. QUÁ TRÌNH PHÁT TRIỂN HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG

Như ở trên đã nhắc đến ở trên rằng các hệ thống thông tin quang chỉ khác về nguyên lý so với các hệ thống viba ở dải tần số sóng mang dùng để mang thông tin. Theo lý thuyết thì hệ thống thông tin quang có thể cho phép con người thực hiện thông tin với lượng kênh rất lớn vượt gấp nhiều lần các hệ thống viba hiện có. Hàng loạt các

thực nghiệm về thông tin trên bầu khí quyển được tiến hành ngay sau đó. Một số kết quả ban đầu đã thu được nhưng tiếc rằng chi phí cho các công việc này quá tốn kém. Kinh phí tập trung cho việc sản xuất các thành phần thiết bị để vượt qua được các cản trở do điều kiện thời tiết (mưa, sương mù, tuyết, bụi, v.v...) gây ra là con số khổng lồ. Chính vì vậy, chưa thu hút được sự chú ý của mạng lưới.

Một hướng nghiên cứu khác cùng thời gian này đã tạo được hệ thống truyền tin đáng tin cậy hơn hướng thông tin qua khí quyển ở trên là sự phát minh ra sợi dẫn quang. Các sợi dẫn quang lần đầu tiên được chế tạo mặc dù có suy hao rất lớn (tối khoảng 1000 dB/km), đã tạo ra được một mô hình hệ thống có xu hướng linh hoạt hơn. Tiếp sau đó, năm 1966 Kao, Hockman và Werts đã nhận thấy rằng suy hao của sợi dẫn quang chủ yếu là do tạp chất có trong vật liệu chế tạo sợi gây ra. Họ nhận định rằng có thể làm giảm được suy hao của sợi và chắc chắn sẽ tồn tại một điểm nào đó trong dải bước sóng truyền dẫn quang có suy hao nhỏ. Những nhận định này đã được sáng tỏ khi Kapron, Keck và Maurer chế tạo thành công sợi thủy tinh có suy hao 20 dB/km tại Corning Glass vào năm 1970. Suy hao này nhỏ hơn nhiều so với thời điểm đầu chế tạo sợi và cho phép tạo ra cự ly truyền dẫn tương đương với các hệ thống truyền dẫn bằng cáp đồng. Với sự cố gắng không ngừng của các nhà nghiên cứu, các sợi dẫn quang có suy hao nhỏ hơn lần lượt ra đời. Cho tới đầu những năm 1980, các hệ thống thông tin trên sợi dẫn quang đã được phổ biến khá rộng với vùng bước sóng làm việc 1300 nm. Cho tới nay, sợi dẫn quang đã đạt tới mức suy hao rất nhỏ, giá trị suy hao dưới 0,154 dB/km tại bước sóng 1550 nm đã cho thấy sự phát triển mạnh mẽ của công nghệ sợi quang trong gần ba thập niên qua. Giá trị suy hao này đã gần đạt tới tính toán lý thuyết cho các sợi đơn mode là 0,14 dB/km. Cùng với công nghệ chế tạo các nguồn phát và thu quang, sợi dẫn quang đã tạo ra các hệ thống thông tin quang với nhiều ưu điểm trội hơn hẳn so với các hệ thống thông tin cáp kim loại là:

- Suy hao truyền dẫn rất nhỏ
- Băng tần truyền dẫn rất lớn
- Không bị ảnh hưởng của nhiễu điện từ
- Có tính bảo mật tín hiệu thông tin cao
- Có kích thước và trọng lượng nhỏ
- Sợi có tính cách điện tốt
- Tin cậy và linh hoạt
- Sợi được chế tạo từ vật liệu rất sẵn có.

Do có các ưu điểm trên mà các hệ thống thông tin quang nhanh chóng được áp dụng rộng rãi trên mạng lưới. Chúng có thể được xây dựng làm các tuyến đường trục, trung kế, liên tỉnh, thuê bao kéo dài cho tới cả việc truy nhập vào mạng thuê bao linh

hoạt và đáp ứng được mọi môi trường lắp đặt từ trong nhà, trong các cấu hình thiết bị cho tới xuyên lục địa, vượt đại dương v.v... Các hệ thống thông tin quang cũng rất phù hợp cho các hệ thống truyền dẫn số không loại trừ tín hiệu dưới dạng ghép kênh nào, các tiêu chuẩn Bắc Mỹ, châu Âu hay Nhật Bản, như ở bảng 1.2.

Bảng 1.2: Tốc độ truyền dẫn tiêu chuẩn ở Bắc Mỹ, châu Âu và Nhật Bản

Phân cấp	Khối Bắc Mỹ		Khối châu Âu		Nhật bản	
	Tốc độ bit Mbit/s	Số kênh thoại	Tốc độ bit Mbit/s	Số kênh thoại	Tốc độ bit Mbit/s	Số kênh thoại
1	1,544	24	2,048	30	1,544	24
2	6,312	96	8,448	120	6,312	96
3	44,736	672	34,368	480	32,064	480
4	274,176	4032	139,264	1920	97,728	1440
5	-	-	565,148	7680	396,200	5760

Ngoài các tốc độ trên, có một tiêu chuẩn mới phát triển trong những năm gần đây gọi là SONET (Synchronous Optical NETwork), tốc độ truyền dẫn ở đây có hơi khác chút ít, nó xác định cấu trúc khung đồng bộ để gửi một lưu lượng ghép kênh số trên sợi quang. Khối cấu trúc cơ bản và mức đầu tiên của phân cấp tín hiệu SONET gọi là "tín hiệu truyền tải đồng bộ - cấp 1" STS-1 (Synchronous Transport Signal - Level 1) và có tốc độ bit 51,84 Mbit/s. Các tín hiệu SONET cấp cao hơn là tín hiệu OC-N (Optical Carrier -Level N). Tín hiệu OC-N sẽ có tốc độ đường truyền gấp N lần tín hiệu OC-1. Bảng 1.3 là các mức OC-N của SONET.

Bảng 1.3: Các mức phân cấp tín hiệu SONET

Mức	OC-1	OC-3	OC-9	OC-12	OC-18	OC-24	OC-36	OC-48
Tốc độ truyền (Mbit/s)	51,84	155,52	466,56	622,08	933,12	1244,16	1866,24	2488,32

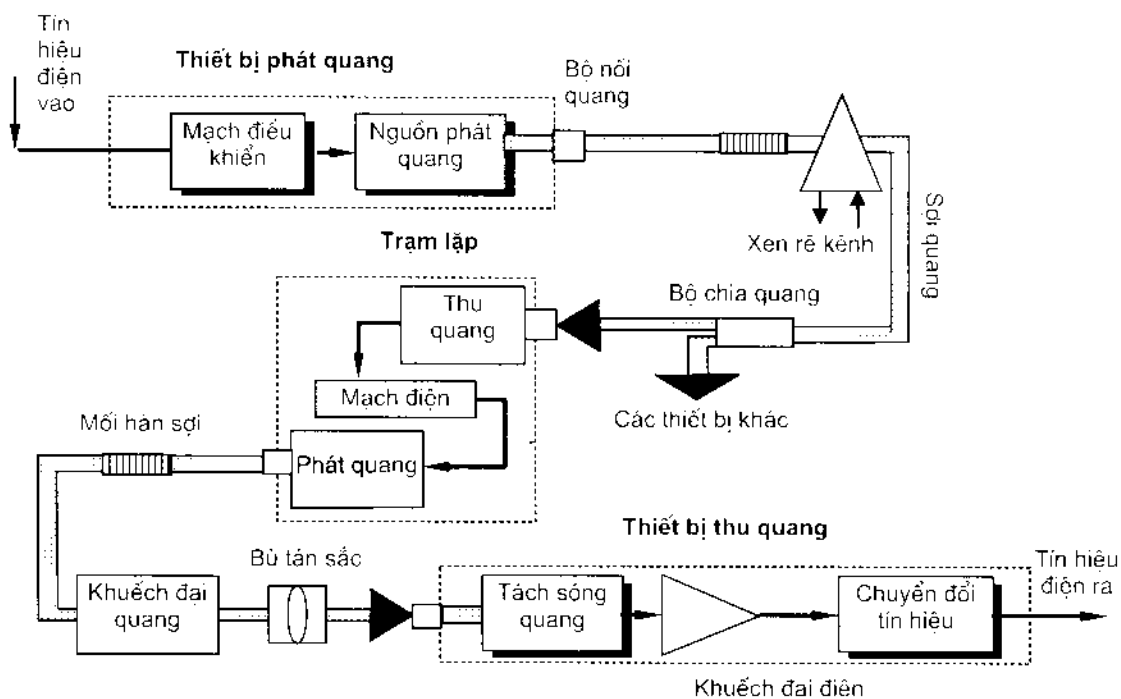
Hiện nay các hệ thống thông tin quang đã được ứng dụng rộng rãi trên thế giới, chúng đáp ứng cả các tín hiệu tương tự (analog) và số (digital), chúng cho phép truyền dẫn tất cả các tín hiệu dịch vụ băng hẹp và băng rộng, đáp ứng đầy đủ mọi yêu cầu của mạng số liên kết đa dịch vụ (ISDN). Số lượng cáp quang hiện nay được lắp đặt trên thế giới với số lượng rất lớn, ở dù mọi tốc độ truyền dẫn với các cự ly khác nhau, các cấu trúc mạng đa dạng. Nhiều nước lấy cáp quang là môi trường truyền dẫn chính trong mạng lưới viễn thông của họ. Các hệ thống thông tin quang sẽ là mũi đột phá về tốc độ, cự ly truyền dẫn và cấu hình linh hoạt cho các dịch vụ viễn thông cấp cao.

Thực tế, thông tin quang đang ở vào giai đoạn kết thúc thế hệ thứ tư và bắt đầu thế hệ thứ năm với việc giải quyết tận sắc của sợi quang cùng với ứng dụng khuếch đại

quang trên diện rộng. Các hệ thống thông tin quang đã được triển khai thử nghiệm thành công với những đặc tính rất hấp dẫn như tốc độ 1,2 Tbit/s, hay truyền dẫn soliton cự ly 9400 km tại tốc độ 70 Gbit/s nhờ ghép 7 kênh 10G bit/s. v.v... Rõ ràng là thông tin quang luôn mang lại nhiều bất ngờ trong sự phát triển công nghệ của chúng. Điều đó muốn nói rằng chúng ta cần phải thường xuyên bổ túc nhiều kiến thức về thông tin quang.

1.3. CÁC THÀNH PHẦN CHÍNH CỦA HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG

Cho đến nay, các hệ thống thông tin quang không còn được gọi là các hệ thống thông tin mới nữa, nó đã trải qua nhiều năm khai thác trên mạng lưới với các cấu trúc khác nhau. Nhìn chung, các hệ thống thông tin quang thường phù hợp hơn cho việc truyền dẫn tín hiệu số và hầu hết các quá trình phát triển của hệ thống thông tin quang đều đi theo hướng này. Theo quan niệm thống nhất như vậy, ta có thể xem xét cấu trúc của tuyến thông tin quang bao gồm các thành phần chính như hình 1.3.



Hình 1.3: Các thành phần chính của tuyến truyền dẫn cáp sợi quang

Các thành phần chính của tuyến gồm có thiết bị phát quang - còn gọi là bộ phát quang, cáp sợi quang và thiết bị thu quang - hay bộ thu quang. Thiết bị phát quang được cấu tạo từ nguồn phát tín hiệu quang và các mạch điện điều khiển liên kết với nhau. Cáp sợi quang gồm có các sợi dẫn quang và các lớp vỏ bọc xung quanh để bảo vệ khỏi tác động có hại từ môi trường bên ngoài. Thiết bị thu quang được cấu tạo từ bộ tách sóng quang và các mạch khuếch đại, tái tạo tín hiệu hợp thành. Ngoài các thành phần chủ yếu này, tuyến thông tin quang còn có các bộ ghép nối quang - connector, các mối hàn,

các bộ chia quang và các trạm lặp; ở các tuyến thông tin quang hiện đại còn có thể có các bộ khuếch đại quang, thiết bị bù tán sắc, và các trạm xen rẽ kênh, tất cả tạo nên một tuyến thông tin quang hoàn chỉnh. Các thành phần chính ở trên sẽ được lần lượt xét tới ở các chương sau trong cuốn sách này. Tuy nhiên, để có được những khái niệm ban đầu về các thành phần của hệ thống, xin được sơ lược tóm tắt như sau.

Tương tự như cáp đồng, cáp sợi quang được khai thác với nhiều điều kiện lắp đặt khác nhau. Chúng có thể được treo ngoài trời, chôn trực tiếp dưới đất, kéo trong cống, đặt dưới biển. Tùy thuộc vào các điều kiện lắp đặt khác nhau mà độ dài chế tạo của cáp cũng khác nhau, có thể dài từ vài trăm mét tới vài km. Tuy nhiên đôi khi thì công, các kích cỡ của cáp cũng phụ thuộc vào từng điều kiện cụ thể, chẳng hạn như cáp được kéo trong cống sẽ không thể cho phép dài được, cáp có độ dài khá lớn thường được dùng cho treo hoặc chôn trực tiếp. Các mối hàn sẽ kết nối các độ dài cáp thành độ dài tổng cộng của tuyến được lắp đặt.

Tham số quan trọng nhất của cáp sợi quang tham gia quyết định độ dài của tuyến thông tin là suy hao sợi quang theo bước sóng. Đặc tuyến suy hao của sợi quang theo bước sóng tồn tại ba vùng mà tại đó có suy hao thấp là các vùng bước sóng 850 nm, 1300 nm và 1550 nm. Ba vùng bước sóng này được sử dụng cho các hệ thống thông tin quang và được gọi tương ứng là các vùng cửa sổ thứ nhất, thứ hai và thứ ba. Thời kỳ đầu của kỹ thuật thông tin quang, cửa sổ thứ nhất được sử dụng. Nhưng sau này do công nghệ chế tạo sợi phát triển mạnh, suy hao sợi ở hai cửa sổ sau rất nhỏ cho nên các hệ thống thông tin ngày nay chủ yếu hoạt động ở cửa sổ thứ hai và thứ ba. Các hướng nghiên cứu về công nghệ sợi quang còn cho biết rằng, suy hao sợi quang ở các vùng bước sóng dài hơn còn nhỏ hơn nữa. Giá trị suy hao sợi nhỏ nhất có thể thu được lại ở vùng bước sóng 2,55 μm trên sợi Fluoride. Sợi dẫn quang có suy hao nhỏ này được chế tạo từ thủy tinh fluoride có hàm lượng kim loại nặng trong đó ZrF_4 là thành phần chủ yếu. Giá trị suy hao tối thiểu ở sợi đặc biệt này đạt tới 0,01 đến 0,001 dB/km.

Nguồn phát quang ở thiết bị phát có thể sử dụng diode phát quang (LED) hoặc laser bán dẫn (LD). Cả hai loại nguồn phát này đều phù hợp cho các hệ thống thông tin quang, có tín hiệu quang đầu ra tương ứng với sự thay đổi của dòng điều biến. Tín hiệu điện ở đầu vào thiết bị phát ở dạng số hoặc đôi khi có dạng tương tự. Thiết bị phát sẽ thực hiện biến đổi tín hiệu điện này thành tín hiệu quang tương ứng và công suất quang đầu ra sẽ phụ thuộc vào sự thay đổi của cường độ dòng điều biến. Công suất phát quang là một tham số thiết kế quan trọng vì nó góp phần xác định được suy hao sợi quang hoặc quỹ công suất trên tuyến được phép là bao nhiêu. Nó được diễn giải bằng đơn vị dBm với mức 1 mW làm mức tham khảo. Biểu thức xác định chung là:

$$P_t(\text{dBm}) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_t}{1 \text{ mW}} \right) \quad (1-1)$$

Bước sóng làm việc của nguồn phát quang cơ bản phụ thuộc vào vật liệu cấu tạo. Đuôi sợi ra (pigtail) của nguồn phát quang phải phù hợp với sợi dẫn quang được khai thác trên tuyến.

Tín hiệu ánh sáng đã được điều chế tại nguồn phát quang sẽ lan truyền dọc theo sợi dẫn quang để tới thiết bị thu quang. Khi truyền trên sợi dẫn quang, tín hiệu ánh sáng thường bị suy hao và méo do các yếu tố hấp thụ, tán xạ, tán sắc, và một số ảnh hưởng khác gây nên. Bộ tách sóng quang trong thiết bị thu thực hiện tiếp nhận ánh sáng và tách lấy tín hiệu từ hướng phát tới. Tín hiệu quang được biến đổi trực tiếp trở lại thành tín hiệu điện. Các photodiode p-i-n và photodiode thác APD đều có thể sử dụng làm các bộ tách sóng quang trong các hệ thống thông tin quang, cả hai loại này nhìn chung đều có hiệu suất làm việc cao và có tốc độ chuyển đổi nhanh. Các vật liệu bán dẫn chế tạo nên các bộ tách sóng quang sẽ quyết định bước sóng làm việc của chúng và đuôi sợi quang đầu vào của các bộ tách sóng quang cũng phải phù hợp với sợi dẫn quang được sử dụng trên tuyến lắp đặt. Yếu tố quan trọng nhất phản ánh hiệu suất làm việc của thiết bị thu quang là độ nhạy thu quang, nó mô tả công suất quang nhỏ nhất có thể thu được ở một tốc độ truyền dẫn số nào đó ứng với tỷ số lỗi bit (BER) của hệ thống; điều này tương tự như tỷ số tín hiệu trên nhiễu ở các hệ thống truyền dẫn tương tự (analog).

Khi khoảng cách truyền dẫn khá dài, tới một cự ly nào đó, tín hiệu quang trong sợi bị suy hao khá nhiều thì cần thiết phải có trạm lặp quang đặt trên tuyến. Cấu trúc của thiết bị trạm lặp quang gồm có thiết bị phát và thiết bị thu ghép quay phần điện vào nhau. Thiết bị thu ở trạm lặp sẽ thu tín hiệu quang yếu rồi tiến hành biến đổi thành tín hiệu điện, khuếch đại tín hiệu này, sửa dạng và đưa vào đầu vào thiết bị phát quang. Thiết bị phát quang thực hiện biến đổi tín hiệu điện thành tín hiệu quang rồi lại phát tiếp vào đường truyền. Những năm gần đây, các bộ khuếch đại quang đã được sử dụng để thay thế cho các thiết bị trạm lặp quang. Nó thực hiện khuếch đại trực tiếp tín hiệu quang mà không phải thông qua quá trình biến đổi quang - điện. Chương 8 sẽ xét cụ thể về kỹ thuật này.

Thực tế, trên tuyến truyền dẫn dài đi qua một số các điểm cần thông tin với nhau, hệ thống cần phải có thêm các trạm xen rẽ kênh. Các thiết bị xen rẽ kênh thực hiện tách các kênh cần thiết trong tổng các kênh được truyền dẫn tại nơi nhận các kênh thông tin này, và cũng có thể ghép xen thêm kênh tại nơi muốn gửi thông tin đi. Việc xen rẽ kênh thường được thực hiện thông qua các thiết bị ghép kênh điện và gọi là thiết bị ADM. Tuy nhiên thời gian gần đây, các bộ ghép kênh xen/rẽ quang (OADM) đã được ứng dụng. Nó cho phép tách và ghép trực tiếp các luồng tín hiệu quang trên tuyến truyền dẫn, và như vậy không cần phải thông qua quá trình biến đổi quang - điện.

Chương 2

SỢI VÀ CÁP QUANG

Cáp quang, hay còn gọi là cáp sợi quang, bao gồm hai thành phần chính là sợi quang và các lớp bọc cáp. Sợi quang, hay còn gọi là sợi dẫn quang, là thành phần chính của cáp có chức năng truyền dẫn sóng ánh sáng. Vì thế khi mô tả môi trường truyền dẫn quang của hệ thống thông tin quang thì chỉ cần diễn giải trên sợi quang là đủ. Các lớp bọc sợi để tạo thành cáp quang có chức năng chính là bảo vệ sợi khỏi bị tác động từ các yếu tố môi trường bên ngoài. Mỗi một loại cáp có cấu trúc lớp bọc khác nhau phù hợp với từng môi trường lắp đặt cáp. Với mục đích tập trung vào công nghệ của hệ thống truyền dẫn, nên trong chương này sẽ giới thiệu về cáp sợi quang với trọng tâm là xem xét các cấu trúc và đặc tính quang của sợi. Những tham số đặc tính có tác động quan trọng tới xu hướng phát triển cho hệ thống tiên tiến sẽ được phân tích kỹ, còn các tham số phụ khác chỉ được giới thiệu vắn tắt vì có thể tham khảo trong lần xuất bản trước [1] và một số sách chuyên ngành khác [2-5].

2.1. SỢI QUANG

2.1.1. Định luật cơ bản của ánh sáng trong sợi quang

Hiện tượng phản xạ toàn phần bên trong đã được biết đến từ năm 1854, và nó là nguyên nhân dẫn đến việc truyền sóng ánh sáng trong sợi quang. Một cách chung nhất, có thể coi ánh sáng là một chùm các phần tử hạt rất nhỏ bé được phát ra từ một nguồn sáng. Các phần tử này được hình dung như đang đi theo một đường thẳng và có thể thâm nhập vào môi trường trong suốt nhưng lại bị phản xạ khi gặp các môi trường đục. Quan điểm này đã mô tả được đầy đủ các hiệu ứng về quang học trong một phạm vi riêng nào đó ví dụ như các hiện tượng phản xạ và khúc xạ ánh sáng, nhưng lại không đúng khi dùng thuyết này để giải thích về hiện tượng nhiễu xạ và giao thoa; tuy nhiên hiện tượng nhiễu xạ và giao thoa chỉ là hãn hữu. Năm 1864, Maxwell đã chứng minh bằng lý thuyết rằng bản chất của sóng ánh sáng là sóng điện từ. Hơn thế nữa khi quan sát các hiệu ứng phân cực, người ta nhận thấy sự chuyển động của sóng luôn vuông góc với hướng mà sóng đi, điều đó chỉ ra rằng sóng ánh sáng là sóng ngang. Theo quan điểm sóng quang hay vật lý quang thì sóng điện từ được phát ra từ một nguồn nhỏ có thể được đặc trưng bởi một loạt các mặt sóng hình cầu mà nguồn đặt ở trung tâm các mặt cầu này. Mặt sóng được xác định bởi quỹ tích tất cả các điểm ở trong loạt sóng cùng pha.

Theo quan điểm lý thuyết về ánh sáng như ở trên thì chúng hoàn toàn có liên quan tới việc truyền dẫn ánh sáng. Tuy nhiên khi xét tới sự tác động tương tác của ánh sáng và vật chất cũng như các hiện tượng tán sắc, sự hấp thụ và sự bức xạ ánh sáng, thì cả lý thuyết hạt và lý thuyết sóng của ánh sáng đều có ý nghĩa. Về bản chất hạt, năng lượng ánh sáng luôn luôn bức xạ hoặc bị hấp thụ trong các đơn vị rời rạc được gọi là photon. Tất cả các thực nghiệm về vấn đề này đều thấy sự tồn tại các photon và năng lượng của chúng chỉ phụ thuộc vào tần số ν . Mỗi quan hệ giữa năng lượng E và tần số ν của photon là:

$$E = h\nu \quad (2-1)$$

ở đây $h = 6,625 \times 10^{-34}$ J.s là hằng số Plăng.

Khi ánh sáng tiếp cận vào một nguyên tử, thì photon có thể thực hiện chuyển năng lượng của nó tới một điện tử ở trong nguyên tử này, và kích thích nó lên một mức năng lượng cao hơn. Trong các quá trình này có thể xảy ra tất cả hoặc không một chút năng lượng photon nào được truyền cho điện tử. Năng lượng mà điện tử hấp thụ phải bằng đúng năng lượng mà nó đòi hỏi để kích thích điện tử tới mức năng lượng cao hơn. Ngược lại, điện tử ở trong trạng thái kích thích có thể rơi xuống trạng thái thấp hơn, trạng thái thấp hơn ấy cách nó một năng lượng $h\nu$ bằng đúng năng lượng này.

Các định luật cơ bản của ánh sáng có liên quan tới sự truyền ánh sáng trên sợi dẫn quang là hiện tượng khúc xạ và phản xạ ánh sáng, ta xét một cách sơ bộ như sau. Vận tốc của ánh sáng là $c = \nu\lambda$ với ν là tần số ánh sáng và λ là bước sóng. Trong không gian tự do thì $c = 2,9979 \times 10^8$ m/s, còn trong các môi trường trong suốt khác thì vận tốc ánh sáng là v sẽ nhỏ hơn c . Khi đó chỉ số chiết suất n của vật liệu đó được viết là:

$$n = \frac{c}{v} \quad (2-2)$$

Giá trị chiết suất n của không khí là 1,00; của nước là 1,33; thủy tinh là 1,50 và kim cương có chiết suất là 2,42.

Hiện tượng phản xạ và khúc xạ ánh sáng có thể xem xét trong trường hợp có hai môi trường khác nhau về chỉ số chiết suất. Như ta đã biết, các tia sáng được truyền từ môi trường có chỉ số chiết suất lớn vào môi trường có chỉ số chiết suất nhỏ hơn thì sẽ thay đổi hướng truyền của chúng tại ranh giới phân cách giữa hai môi trường. Các tia sáng khi qua vùng ranh giới này bị thay đổi hướng nhưng tiếp tục đi vào môi trường chiết suất mới thì ta nói tia đó bị khúc xạ, còn các tia nào khi qua ranh giới này lại quay trở lại môi trường ban đầu thì ta nói tia đó bị phản xạ. Hình 2.1 minh họa quá trình phản xạ và khúc xạ ánh sáng ứng với một môi trường thứ nhất có chiết suất n_1 lớn hơn chiết suất n_2 của môi trường thứ hai. Theo định luật Snell ta có quan hệ:

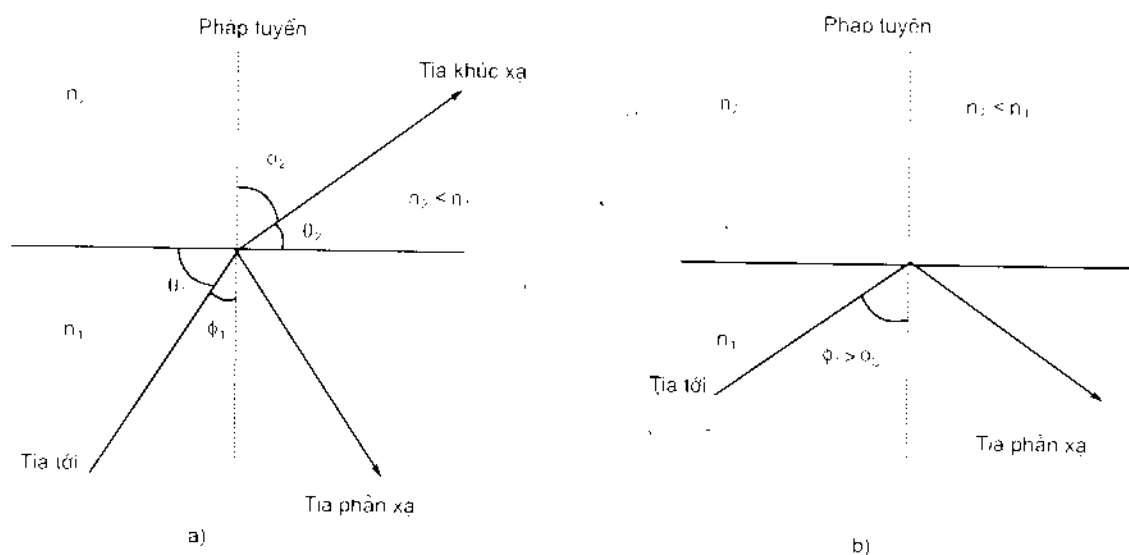
$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (2-3)$$

với ϕ_1 là góc tới - góc hợp giữa pháp tuyến của mặt phân cách hai môi trường với tia tới, ϕ_2 là góc khúc xạ - góc tạo bởi pháp tuyến của mặt phân cách hai môi trường với tia khúc xạ.

Từ phương trình (2-3) có thể viết tương tự như sau:

$$n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2 \quad (2-4)$$

Ở đây, vì $n_1 > n_2$ cho nên góc tới ϕ_1 ở môi trường chiết quang hơn sẽ nhỏ hơn góc khúc xạ ϕ_2 ở môi trường kém chiết quang hơn. Nếu góc tới ϕ_1 lớn dần lên (góc θ_1 nhỏ đi) tới một giá trị góc ϕ_c tạo ra tia khúc xạ nằm song song với ranh giới phân cách hai môi trường thì lúc ấy ϕ_c được gọi là góc tới hạn như mô tả ở hình 2.1b). lúc này không tồn tại tia khúc xạ ở môi trường thứ hai. Các tia sáng tới có góc ϕ_1 lớn hơn góc tới hạn ϕ_c thì đều bị phản xạ trở lại. Hiện tượng các tia sáng bị phản xạ trở lại môi trường ban đầu tại mặt phân cách hai môi trường gọi là phản xạ toàn phần bên trong.



Hình 2.1. Hiện tượng phản xạ và khúc xạ ánh sáng

Ứng với góc tới hạn ϕ_c thì góc khúc xạ $\phi_2 = 90^\circ$ [6], lúc này có thể viết thành:

$$\sin \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2-5)$$

Như vậy, điều kiện để xảy ra phản xạ toàn phần là:

- Các tia sáng phải đi từ môi trường chiết quang hơn (có chỉ số chiết suất lớn hơn) sang môi trường kém chiết quang hơn (có chỉ số chiết suất nhỏ hơn).

- Góc tới của tia sáng phải lớn hơn góc tới hạn.

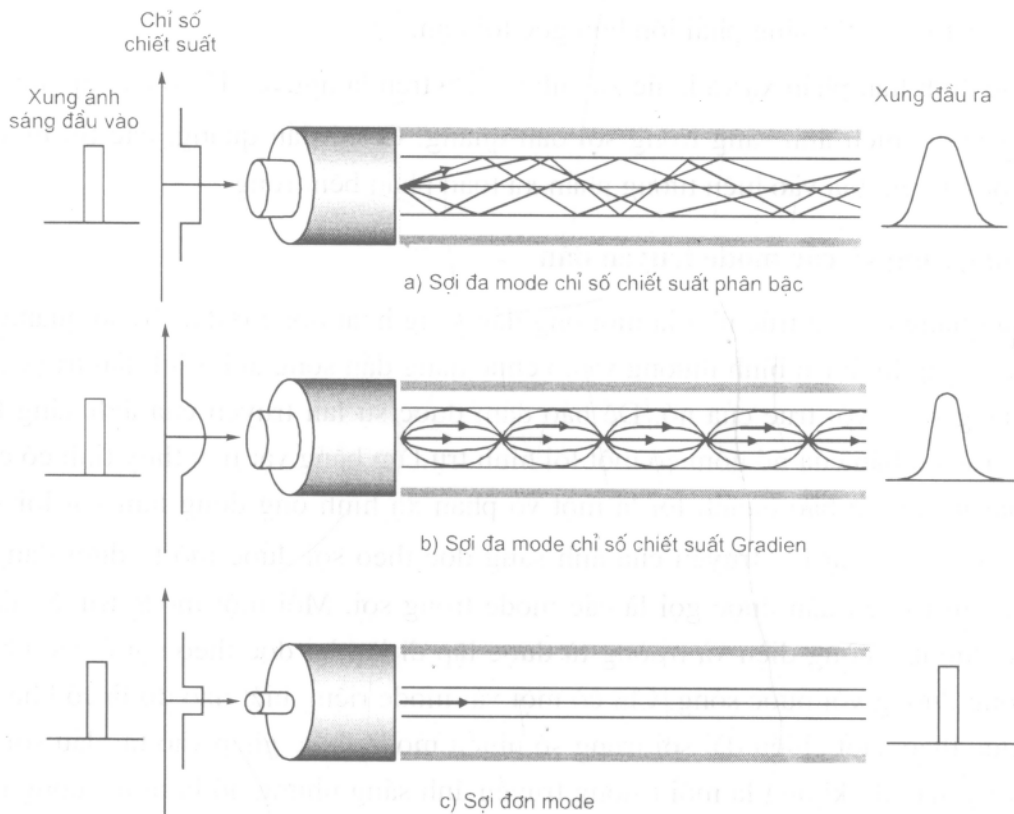
Các định luật phản xạ và khúc xạ ánh sáng ở trên là nguyên lý cơ bản áp dụng cho việc truyền tín hiệu ánh sáng trong sợi dẫn quang. Ở sợi dẫn quang, các tín hiệu ánh sáng được truyền dựa vào hiện tượng phản xạ toàn phần bên trong.

2.1.2. Sợi quang và các mode truyền dẫn

Sợi quang có cấu trúc như là một ống dẫn sóng hoạt động ở dải tần số quang, như vậy nó có dạng hình trụ bình thường và có chức năng dẫn sóng ánh sáng lan truyền theo hướng song song với trục của nó. Để bảo đảm được sự lan truyền của ánh sáng trong sợi, cấu trúc cơ bản của nó gồm có một lõi hình trụ làm bằng vật liệu thủy tinh có chỉ số chiết suất n_1 lớn và bao quanh lõi là một vỏ phản xạ hình ống đồng tâm với lõi và có chiết suất $n_2 < n_1$. Sự lan truyền của ánh sáng dọc theo sợi được mô tả dưới dạng các sóng điện từ truyền dẫn được gọi là các mode trong sợi. Mỗi một mode truyền là một mẫu các đường trường điện và trường từ được lặp đi lặp lại dọc theo sợi ở các khoảng cách tương đương với bước sóng. Chỉ có một vài mode riêng biệt nào đó là có khả năng truyền dọc theo suốt chiều dài sợi trong số nhiều mode được ghép vào tại đầu sợi. Lớp vỏ phản xạ mặc dù không là môi trường truyền ánh sáng nhưng nó là môi trường tạo ra ranh giới với lõi và ngăn chặn sự khúc xạ ánh sáng ra ngoài, tham gia bảo vệ lõi và gia cường thêm độ bền của sợi.

Vật liệu cấu tạo ra lõi sợi thông thường là thủy tinh, còn vỏ phản xạ có thể là thủy tinh hoặc chất dẻo trong suốt, loại sợi có cấu trúc vật liệu như vậy thường có suy hao nhỏ và trung bình. Loại sợi có lõi là chất dẻo thường có suy hao lớn và trong thông tin nó không được sử dụng. Để tránh cọ trầy xước vỏ, sợi quang thường được bao bọc thêm một lớp chất dẻo. Lớp vỏ bảo vệ này sẽ ngăn chặn các tác động cơ học vào sợi, gia cường thêm cho sợi, bảo vệ sợi không bị răn lượn sóng, kéo dẫn hoặc cọ sát bề mặt; mặt khác cũng tạo điều kiện để bọc sợi thành cáp sau này. Lớp vỏ này được gọi là lớp vỏ bọc sơ cấp [7].

Việc phân loại sợi dẫn quang phụ thuộc vào sự thay đổi thành phần chiết suất của lõi sợi như mô tả ở hình 2.2 cho cấu trúc các loại sợi dẫn quang. Loại sợi có chỉ số chiết suất đồng đều ở lõi sợi gọi là sợi có chỉ số chiết suất phân bậc SI (Step Index), loại sợi có chỉ số chiết suất ở lõi giảm dần từ tâm lõi sợi ra tới tiếp giáp lõi và vỏ phản xạ gọi là sợi có chỉ số chiết Gradien GI (Graded Index). Nếu phân chia theo mode truyền dẫn thì có loại sợi đa mode MM (Multimode) và sợi đơn mode SM (Single mode). Sợi đa mode cho phép nhiều mode truyền dẫn trong nó, còn sợi đơn mode chỉ cho phép một mode truyền trong nó. Như vậy có thể tổng hợp sự phân loại sợi dẫn quang như bảng 2.1.



Hình 2.2: Cấu trúc các loại sợi quang.

Bảng 2.1: Phân loại sợi dẫn quang

Danh mục	Loại sợi
Phân loại sợi theo chỉ số chiết suất	- Sợi có chỉ số chiết suất phân bậc - Sợi có chỉ số chiết suất Gradien
Phân loại theo mode truyền dẫn	- Sợi đơn mode - Sợi đa mode
Phân loại theo cấu trúc vật liệu	- Sợi thủy tinh - Sợi lõi thủy tinh vỏ chất dẻo - Sợi thủy tinh nhiều thành phần - Sợi chất dẻo

Các tia và mode

Trường ánh sáng dưới dạng sóng điện từ được truyền trong sợi dẫn quang là sự biểu thị các mode. Mỗi một mode truyền dẫn là tập hợp các hình ảnh trường điện từ đơn giản, chúng tạo thành một mẫu sóng đứng theo một hướng ngang (nghĩa là ngang với trục dẫn sóng). Đối với trường ánh sáng đơn sắc có tần số Radian ω , một mode lan truyền theo hướng z , hướng dọc theo trục của sợi dẫn quang, sẽ có quan hệ là:

$$e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2-6)$$

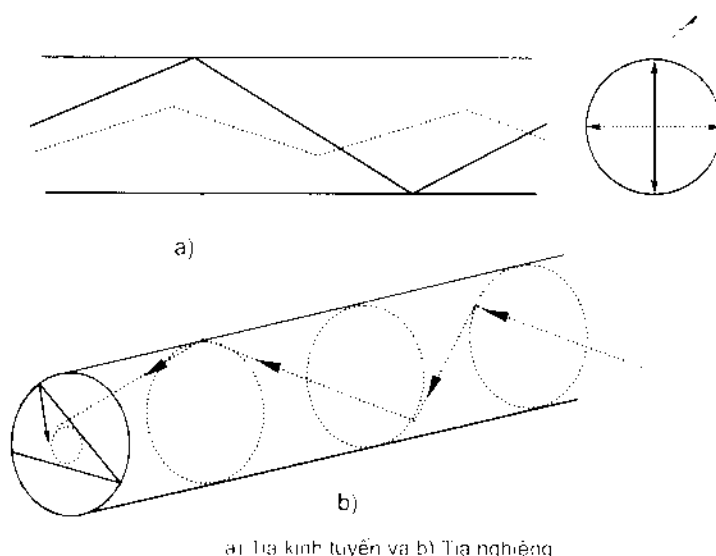
trong đó β là thành phần hợp thành z của hằng số lan truyền sóng $k = 2\pi/\lambda$ và đây là tham số chính để mô tả các mode sợi. Đối với mode truyền dẫn, β chỉ có thể coi như là giá trị đặc trưng nào đó xuất phát từ điều kiện rằng trường mode phải thỏa mãn các phương trình Maxwell và các điều kiện đường bao trường điện và trường từ tại ranh giới giữa lõi và vỏ.

Có một phương pháp nghiên cứu lý thuyết nữa về các đặc tính truyền dẫn của ánh sáng trong sợi dẫn quang là phương pháp dựa vào quang hình học. Phương pháp này đưa ra một khái niệm gần đúng về khả năng tiếp nhận và các đặc điểm truyền dẫn ánh sáng của sợi khi tỷ số giữa bán kính sợi với bước sóng là lớn, phương pháp này còn được gọi là giới hạn bước sóng nhỏ [8]. Phương pháp này có ưu điểm so với phương pháp phân tích sóng điện từ là, nó đưa ra tính chất vật lý trực tiếp sáng tỏ hơn khi xét về các đặc tính lan truyền ánh sáng trong sợi dẫn quang. Xuất phát từ quan niệm tia sáng khác với mode, ta có thể thấy một cách định tính về quan hệ giữa chúng. Mode lan truyền theo hướng z (dọc theo trục sợi quang) có thể bị phân ly ra thành một họ các sóng phẳng phụ, các sóng này cùng tạo ra một mẫu sóng đứng theo hướng ngang với trục sợi. Với sóng phẳng bất kỳ, ta cũng có thể kết hợp một tia sáng vuông góc với pha trước của sóng, họ các sóng phẳng phù hợp với mode đặc trưng để tạo ra các tia gọi là *tia tương hợp*. Từng tia sáng ở đây sẽ lan truyền trong sợi với cùng một góc so với trục sợi.

Truyền ánh sáng trong sợi dẫn quang

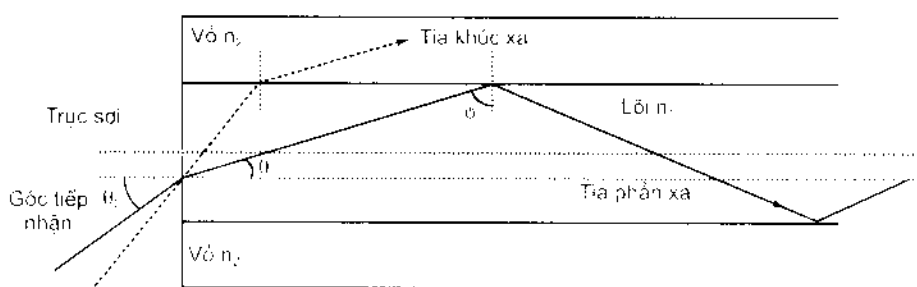
Để dễ dàng nhận thấy quá trình tiếp nhận và truyền ánh sáng trong sợi dẫn quang, ta hãy xét về cơ cấu lan truyền ánh sáng trong sợi dẫn quang đa mode có chỉ số chiết suất phân bậc, vì kích thước lõi của loại sợi này lớn hơn nhiều so với bước sóng ánh sáng mà ta xét tới. Để đơn giản, ta chỉ xét một tia sáng đặc trưng thuộc về loại tia tương hợp thể hiện là mode sợi. Có hai loại tia có thể truyền trong sợi dẫn quang là các *tia kinh tuyến* và các *tia nghiêng* [7]. Tia kinh tuyến là các tia xác định các mặt phẳng kinh tuyến với trục sợi. Như vậy có hai loại tia kinh tuyến là *tia biên* - là tia tồn tại trong lõi sợi và truyền theo hướng dọc theo trục lõi sợi, và *tia ngoài biên* - là tia bị khúc xạ ra ngoài lõi sợi. Các tia nghiêng có số lượng nhiều gấp bội lần tia kinh tuyến, nó không xác định một mặt phẳng đơn thuần nào, mà các tia này truyền theo từng đoạn xoắn ốc dọc theo sợi. Các tia này có đường đi dài hơn và thường bị suy hao lớn hơn tia kinh tuyến (ta lưu ý tới tia biên). Hình 2.3 mô tả sự lan truyền của các tia [9]. Nhìn chung, việc đi vào phân tích loại tia nghiêng này là không cần thiết vì nó không phản ánh có ý nghĩa về các tia lan truyền trong sợi; vì vậy ở tài liệu này ta chỉ nên xem xét các tia kinh tuyến mới có ý nghĩa cho mục đích này. Tuy nhiên, cần chú ý rằng các tia nghiêng

cũng góp phần vào việc kết luận quá trình tiếp nhận các tia sáng và suy hao tín hiệu của sợi dẫn quang.



Hình 2.3: Sự lan truyền của các tia trong sợi đa mode phân bậc

Các tia kinh tuyến được thể hiện trong hình 2.4 là xét cho loại sợi có chỉ số chiết suất phân bậc. Các tia sáng đi vào sợi dẫn quang từ môi trường có chiết suất n và hợp với trục sợi một góc θ_i . Các tia này đập vào ranh giới vỏ và lõi dưới một góc ϕ . Nếu góc ϕ lớn hơn góc nào đó để đảm bảo tia đó bị phản xạ toàn phần thì tia kinh tuyến sẽ đi theo đường zig-zac dọc theo lõi sợi và đi qua trục của sợi sau mỗi lần phản xạ.



Hình 2.4: Tia kinh tuyến trong quá trình tiếp nhận và lan truyền ánh sáng trong sợi đa mode chiết suất phân bậc

Theo định luật Snell thì góc tối thiểu $\phi_{\min}$ để tạo ra sự phản xạ toàn phần bên trong đối với tia kinh tuyến sẽ được xác định như sau:

$$\sin \phi_{\min} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2-7)$$

Như vậy, mọi tia sáng khi chạm vào ranh giới hai môi trường với góc nhỏ hơn $\phi_{\max}$ sẽ bị khúc xạ ra ngoài lõi sợi và bị suy hao ở lớp vỏ phản xạ. Điều kiện của phương trình (2-7) sẽ bị ràng buộc với góc vào (góc tiếp nhận) lớn nhất $\theta_{\max}$ theo biểu thức sau:

$$n \sin \theta_{\max} = n_1 \sin \theta_c = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \quad (2-8)$$

ở đây θ là góc tới hạn. Do vậy, các tia có góc vào θ_0 nhỏ hơn góc $\theta_{\max}$ thì sẽ bị phản xạ toàn phần bên trong tại ranh giới lõi - vỏ sợi quang.

Biểu thức (2-8) cũng xác định *khẩu độ (độ mở) số* NA của sợi có chỉ số chiết suất phân bậc đối với các tia kinh tuyến.

$$NA = n \sin \theta_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2-9)$$

Với Δ là sự khác nhau về chỉ số chiết suất lõi-vỏ (hay sự khác nhau về chiết suất), và được xác định thông qua biểu thức sau:

$$n_2 = n_1(1 - \Delta) \quad (2-10)$$

Sợi chiết suất phân bậc trong thực tế có n_1 thường bằng 1,48, và n_2 thường chọn để sao cho Δ vào khoảng 0,01. Các giá trị nằm trong khoảng $1 \div 3\%$ đối với sợi đa mode và $0,2 \div 1,0\%$ đối với sợi đơn mode. Vế phải của phương trình (2-9) là giá trị tiêu biểu cho các trường hợp và ít hơn 1. Vì khẩu độ số có liên quan tới góc vào lớn nhất, cho nên nó chỉ thể hiện sự tiếp nhận ánh sáng và khả năng tập trung các tia sáng của sợi, cũng vì thế mà cho phép ta tính toán được hiệu quả của quá trình ghép nguồn phát vào sợi dẫn quang. Giá trị của khẩu độ số luôn nhỏ hơn một đơn vị và nằm trong dải từ 0,14 đến 0,50. Bảng 2.2 là một số giá trị khẩu độ số đối với sợi đa mode ứng với kích thước sợi khác nhau.

Bảng 2.2: Kích thước sợi và khẩu độ số tương ứng

Đường kính lõi sợi (μm)	Đường kính vỏ phản xạ (μm)	Khẩu độ số
50	125	0,19 đến 0,25
62,5	125	0,27 đến 0,31
85	125	0,25 đến 0,30
100	140	0,25 đến 0,30

Theo phân tích ở trên thì chỉ các tia sau khi đi vào lõi sợi có góc θ nhỏ hơn góc tới hạn θ mới lan truyền dọc theo sợi. Tuy nhiên, khi pha của sóng phẳng kết hợp với tia thì cần phải lưu ý tới một điều là, chỉ có các tia có các góc riêng biệt nào đó nhỏ hơn hoặc bằng góc θ thì mới có khả năng truyền dọc theo sợi. Để cho sóng kết hợp với mọi

tia đã cho truyền được trong sợi, pha của sóng phản xạ hai lần phải cùng pha với sóng tới; điều này có nghĩa là sóng phải cộng hưởng giao thoa với bản thân. Nếu điều kiện này không thỏa mãn, thì sóng sẽ giao thoa yếu dần và tắt.

2.1.3. Truyền dẫn sóng trong sợi quang

Trong phần này, chúng tôi giới thiệu sự lan truyền của sóng ánh sáng trong sợi quang bằng việc sử dụng các phương trình Maxwell. Việc phân tích các vấn đề xung quanh các phương trình Maxwell đối với ranh giới lõi sợi là cần thiết để ta có thể hiểu một cách chi tiết cơ cấu truyền tín hiệu quang trong sợi dẫn quang.

2.1.3.1. Các phương trình Maxwell

Với một môi trường điện môi đẳng hướng, tuyến tính, không có dòng điện, các phương trình này có dạng:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2-11)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2-12)$$

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (2-13)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2-14)$$

Ở đây E và H tương ứng là các véc tơ trường điện và trường từ, còn D và B là các mật độ thông lượng tương ứng. Các mật độ thông lượng có liên quan với các véc tơ trường như sau:

$$D = \epsilon E + P \quad (2-15)$$

$$B = \mu H + M \quad (2-16)$$

Trong đó ϵ là hằng số điện môi và μ là độ từ thẩm của môi trường chân không, còn P và M tương ứng là các phân cực điện và từ. Đối với sợi quang thì $M = 0$ vì bản chất của thủy tinh là không nhiễm từ.

Việc xác định các hiện tượng về trường điện từ có thể nhận được từ các phương trình Maxwell. Từ các phương trình (2-11) và (2-12) có:

$$\nabla \times (\nabla \times E) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times H) = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2-17)$$

Sử dụng phép đồng nhất véc tơ sẽ có:

$$\nabla \times (\nabla \times E) = \nabla (\nabla \cdot E) - \nabla^2 E \quad (2-18)$$

và sử dụng phương trình (2-13) (tức là $\nabla \cdot E = 0$), phương trình (2-17) trở thành:

$$\nabla^2 E = \epsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2-19)$$

Tương tự sẽ có:

$$\nabla^2 H = \epsilon\mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (2-20)$$

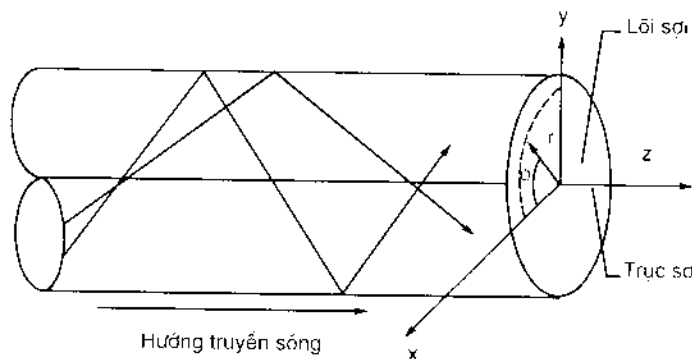
Hai biểu thức (2-19) và (2-20) là các phương trình sóng chuẩn.

Các phương trình dẫn sóng

Ta hãy đi vào phân tích quá trình lan truyền của sóng điện từ dọc theo sợi dẫn quang ở hình 2.5. Hệ thống tọa độ trục (r, ϕ, z) xác định theo trục z nằm dọc theo trục của sợi. Nếu các sóng điện từ truyền lan theo trục z , chúng sẽ có hình dạng như sau:

$$E = E_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2-21)$$

$$H = H_0(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2-22)$$



Hình 2.5: Hệ thống tọa độ trục để phân tích sự truyền sóng điện từ trong sợi

Đây là các hàm điều hòa theo thời gian t trong tọa độ z . Tham số β thuộc thành phần z của véc tơ truyền lan và được xác định nhờ các điều kiện biên trên trường điện từ tại ranh giới phân cách lõi và vỏ của sợi. Khi thay thế các phương trình (2-21) và (2-22) vào các phương trình dạng xoắn của Maxwell, từ phương trình (2-11) ta có:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial \phi} + jr\beta E_\phi \right) = -j\omega\mu H_r \quad (2-23)$$

$$j\beta E_z + \frac{\partial E_r}{\partial r} = j\omega\mu H_\phi \quad (2-24)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] = -j\omega\mu H \quad (2-25)$$

Từ phương trình (2-12) ta có:

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \phi} + jr\beta H_\phi \right) = j\epsilon\omega E_r \quad (2-26)$$

$$j\beta H_z + \frac{\partial H_r}{\partial r} = -j\epsilon\omega E_\phi \quad (2-27)$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] = j\epsilon\omega E \quad (2-28)$$

Tiến hành rút các biến số, có thể viết lại các phương trình này, chẳng hạn như là khi biết E_z và H_z thì các thành phần ngang E_r , E_ϕ , H_r và H_ϕ có thể được xác định. Ví dụ, có thể rút E_ϕ hoặc H_r từ phương trình (2-23) và (2-27) để có được H_r hoặc E_r tương ứng từ các dạng E_z hoặc H_z . Như vậy ta thu được:

$$E_r = -\frac{j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\mu\omega}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (2-29)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu\omega \frac{\partial H_r}{\partial r} \right) \quad (2-30)$$

$$H_r = \frac{-j}{q^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega\epsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (2-31)$$

$$H_\phi = \frac{-j}{q^2} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\epsilon \frac{\partial E_r}{\partial r} \right) \quad (2-32)$$

Ở đây: $q^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta^2 = k^2 - \beta^2$.

Thế các phương trình (2-31) và (2-32) vào phương trình (2-28) sẽ có kết quả về phương trình dạng sóng trong tọa độ trụ như sau:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + q^2 E = 0 \quad (2-33)$$

và thế các phương trình (2-29) và (2-30) vào phương trình (2-25) ta có:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (2-34)$$

Từ các phương trình (2-33) và (2-34) ta thấy từng phương trình chỉ chứa đựng một đại lượng hoặc là E_z hoặc là H_z . Điều này ngụ ý rằng các thành phần dọc của E và H là tách biệt và được chọn tùy ý miễn là chúng thỏa mãn các phương trình (2-33) và (2-34). Tuy nhiên, cặp E_z và H_z nhìn chung được yêu cầu từ các điều kiện đường bao của các thành phần trường điện từ được mô tả trong phần phương trình mode tiếp sau. Nếu như các điều kiện đường bao không dẫn tới ghép giữa các thành phần trường, thì các giải pháp mode có thể thu được cả $E_z = 0$ và $H_z = 0$. Khi $E_z = 0$, các mode sẽ được gọi là mode điện ngang hoặc mode TE, khi $H_z = 0$ sẽ cho các mode trường ngang hoặc TM. Các mode ghép *hybrid* sẽ tồn tại nếu cả E_z và H_z khác không, đó là các mode HE hoặc EH. Các mode này tùy thuộc vào H_z hoặc E_z , nếu H_z đóng góp lớn hơn vào trường ngang thì ta có mode HE và tương tự nếu E_z là lớn hơn thì ta có mode EH. Thực tế, việc phân tích các mode ghép trong sợi dẫn quang là rất phức tạp.

2.1.3.2. Sợi quang đa mode chỉ số chiết suất phân bậc

Như đã đề cập ở trên, sợi dẫn quang trong trường hợp này thực tế có bán kính lõi là a với chỉ số chiết suất n_1 thường là 1,48. Bao quanh lõi là lớp vỏ có chỉ số chiết suất n_2 thấp hơn và có liên quan với n_1 bằng biểu thức (2-10), trong đó Δ là sự khác nhau của chỉ số chiết suất lõi và vỏ phản xạ.

Các phương trình sóng cho sợi chiết suất phân bậc

Bây giờ ta tiến hành tìm các mode dẫn (chủ đạo) trong sợi chiết suất phân bậc dựa vào các kết quả đã phân tích ở phần trên (mục 2.1.3.1).

Phương pháp toán học chuẩn để giải các phương trình như phương trình (2-33) là phương pháp phân ly biến số, nó cho phép giải dạng:

$$E_z = A F_1(r) F_2(\phi) F_3(z) F_4(t) \quad (2-35)$$

Như đã giả thiết, các hệ số phụ thuộc vào thời gian và z , và được cho là:

$$F_3(z) F_4(t) = e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2-36)$$

vì sóng có dạng hình sin theo thời gian và lan truyền theo hướng z . Thêm vào đó, vì tính đối xứng tròn của ống dẫn sóng (sợi), cho nên từng thành phần trường phải không được thay đổi khi tọa độ ϕ được tăng lên 2π . Ở đây giả sử hàm tuần hoàn có dạng:

$$F_2(\phi) = e^{jv\phi} \quad (2-37)$$

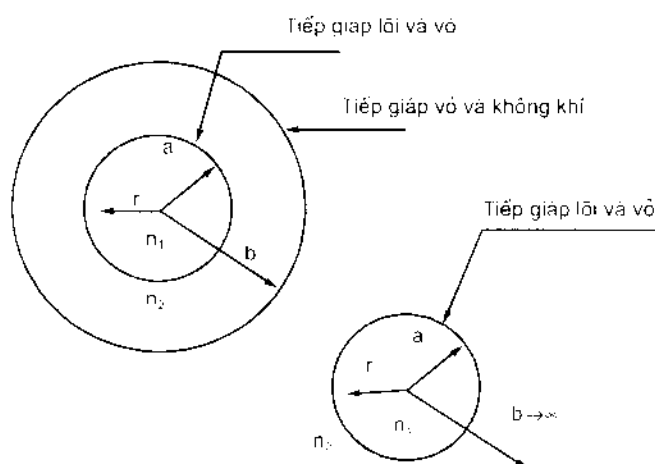
Hằng số v có thể là dương hoặc âm, nhưng nó phải là một số nguyên vì các trường phải điều hòa trong ϕ với chu kỳ 2π .

Thế phương trình (2-37) vào phương trình (2-35) thì ta có được phương trình sóng cho E_z , tức là phương trình (2-33) trở thành:

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} + (q^2 - \frac{v^2}{r^2}) F_1 = 0 \quad (2-38)$$

và ở đây rõ ràng là phương trình vi phân cho hàm Bessel. Một phương trình đồng nhất có thể được chuyển hóa cho H_z .

Đối với cấu trúc loại sợi chiết suất phân bậc, ta phải xem xét lõi có chiết suất đồng nhất n_1 và bán kính a , và được bao bọc một lớp vỏ vô tận chiết suất n_2 (xem hình 2.6). Ta phải giả thiết vỏ phản xạ dày vô tận vì các mode dẫn trong lõi sợi có trường phân rã theo luật hàm mũ bên ngoài lõi, và nó sẽ có ý nghĩa tại biên giới ngoài của vỏ phản xạ. Trong thực tế, các sợi quang được thiết kế có vỏ phản xạ đủ dày để trường mode dẫn không tiến ra được tới biên ngoài của vỏ.



Hình 2.6: Cấu trúc sợi phân bậc để phân tích sự truyền sóng

Bây giờ, phương trình (2-38) phải được giải cho các vùng phía trong và phía ngoài lõi sợi. Đối với vùng phía trong lõi, phép giải cho các mode truyền dẫn phải duy trì giới hạn $r \rightarrow 0$, nhưng trái lại phép giải cho phía ngoài phải phân rã tới không vì $r \rightarrow \infty$. Như vậy với $r < a$ phép giải là hàm Bessel loại một của cấp v . Đối với các hàm này, ta sử dụng tên chung $J_v(ur)$. Ở đây, $u^2 = k_1^2 - \beta^2$ với $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$. Các biểu thức đối với E_z và H_z phía trong lõi sợi là:

$$E_z(r < a) = A J_v(ur) e^{jv\phi} e^{j(u^2 x - \beta z)} \quad (2-39)$$

$$H_z(r < a) = B J_1(ur) e^{iV\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2-40)$$

với A và B là các hằng số tùy ý.

Phía ngoài lõi sợi, phép giải phương trình (2-38) được giải bằng hàm Bessel biến đổi loại hai $K_1(wr)$ với $w^2 = \beta^2 - k_2^2$, có $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$, vì thế biểu thức cho E_z và H_z phía ngoài lõi sợi là :

$$E_z(r > a) = C K_1(wr) e^{iV\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2-41)$$

$$H_z(r > a) = D K_1(wr) e^{iV\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2-42)$$

với C và D là hằng số tùy ý.

Do tính xác định của hàm Bessel biến đổi, ta thấy $K_1(wr) \rightarrow e^{-wr}$ vì $wr \rightarrow \infty$. Do $r \rightarrow \infty$, $K_1(wr) \rightarrow 0$ nên $w > 0$. Ở đây lật lại vấn đề $\beta \geq k_2$ chính là điều kiện giới hạn (ngưỡng). Vậy ta có thể nói *điều kiện giới hạn* là điểm mà tại đó mode không còn là biên cho vùng lõi. Điều kiện giới hạn thứ hai về β có thể được suy ra từ $J_1(ur)$. Ở bên trong lõi tham số u phải là thực để F_1 là thực, từ đó kéo theo $K_1 \geq \beta$. Vì thế dải cho phép của β về giải pháp đường bao là:

$$n_2 k = k_2 \leq \beta \leq k_1 = n_1 k \quad (2-43)$$

với $k = 2\pi/\lambda$ gọi là hằng số truyền ở khoảng không tự do.

Phương trình mode

Các giải pháp để β phải được xác định từ các điều kiện đường biên. Các điều kiện đường biên đòi hỏi rằng, các thành phần tiếp tuyến E_ϕ và E_z của E ở bên trong và bên ngoài ranh giới diện môi tại $r = a$ phải là giống nhau và tương tự như các thành phần H_ϕ và H_z . Trước hết ta khảo sát các thành phần tiếp tuyến của E . Theo thành phần z ta có, từ phương trình (2-39) ở phía trong ranh giới lõi - vỏ ($E_z = E_{z1}$) và từ phương trình (2-41) ở bên ngoài ranh giới ($E_z = E_{z2}$) là:

$$E_{z1} - E_{z2} = A J_1(ua) - C K_1(wa) = 0 \quad (2-44)$$

Thành phần ϕ được lấy từ phương trình (2-30). Bên trong lõi sợi thì q^2 được tính từ:

$$q^2 = u^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (2-45)$$

ở đây $k_1 = 2\pi n_1/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_1\mu}$, trong khi đó ở ngoài lõi sợi thì:

$$w^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (2-46)$$

với $k_2 = 2\pi n_2/\lambda = \omega\sqrt{\epsilon_2\mu}$.

Thế các phương trình (2-39) và (2-40) vào phương trình (2-30) để tìm $E_{\phi 1}$, và tương tự sử dụng các phương trình (2-41) và (2-42) để xác định $E_{\phi 2}$; ta thu được tại $r = a$ như sau:

$$\begin{aligned} E_{\phi 1} - E_{\phi 2} = & -\frac{j}{u^2} \left[A \frac{jv\beta}{a} J_v(ua) - B\omega\mu u J_v'(ua) \right] \\ & - \frac{j}{w^2} \left[C \frac{jv\beta}{a} K_v(wa) - D\omega\mu w K_v'(wa) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2-47)$$

Tương tự đối với các thành phần tiếp tuyến của H , cũng chỉ ra tại $r = a$ rằng:

$$H_{z1} - H_{z2} = BJ_v(ua) - DK_v(wa) = 0 \quad (2-48)$$

và

$$\begin{aligned} H_{\phi 1} - H_{\phi 2} = & -\frac{j}{u^2} \left[B \frac{jv\beta}{a} J_v(ua) + A\omega\epsilon_1 u J_v'(ua) \right] \\ & - \frac{j}{w^2} \left[D \frac{jv\beta}{a} K_v(wa) + C\omega\epsilon_2 w K_v'(wa) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2-49)$$

Các phương trình (2-44), (2-47), (2-48) và (2-49) là tập hợp bốn phương trình có 4 hệ số chưa biết A, B, C và D . Việc giải các phương trình này chỉ có được nếu định thức của các hệ số này bằng không:

$$\begin{vmatrix} J_v(ua) & 0 & -K_v(wa) & 0 \\ \frac{\beta v}{au^2} J_v(ua) & \frac{j\omega\mu}{u} J_v'(ua) & \frac{\beta v}{aw^2} K_v(wa) & \frac{j\omega\mu}{w} K_v'(wa) \\ 0 & J_v(ua) & 0 & -K_v(wa) \\ -\frac{j\omega\epsilon_1}{u} J_v'(ua) & \frac{\beta v}{au^2} J_v(ua) & -\frac{j\omega\epsilon_2}{w} K_v'(wa) & \frac{\beta v}{aw^2} K_v(wa) \end{vmatrix} = 0 \quad (2-50)$$

Khi đánh giá định thức này sẽ thu được phương trình sau đây đối với β :

$$(\mathfrak{I}_v + \aleph_v) (k_1^2 \mathfrak{I}_v + k_2^2 \aleph_v) = \left(\frac{\beta v}{a} \right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2 \quad (2-51)$$

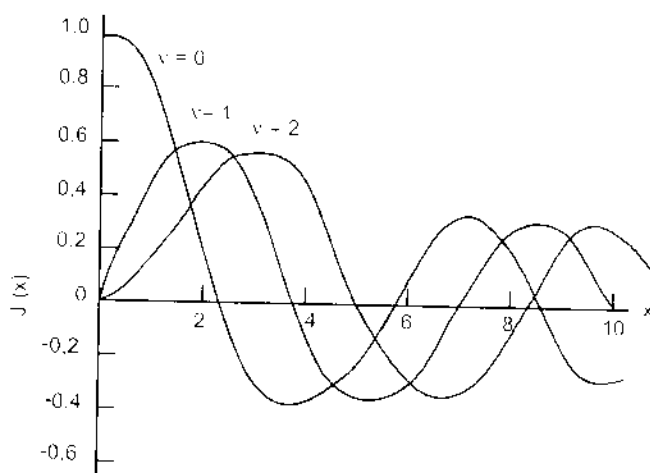
Ở đây:

$$\mathfrak{I}_v = \frac{J_v(ua)}{u J_v'(ua)} \quad \text{và} \quad \aleph_v = \frac{K_v'(wa)}{w K_v(wa)}$$

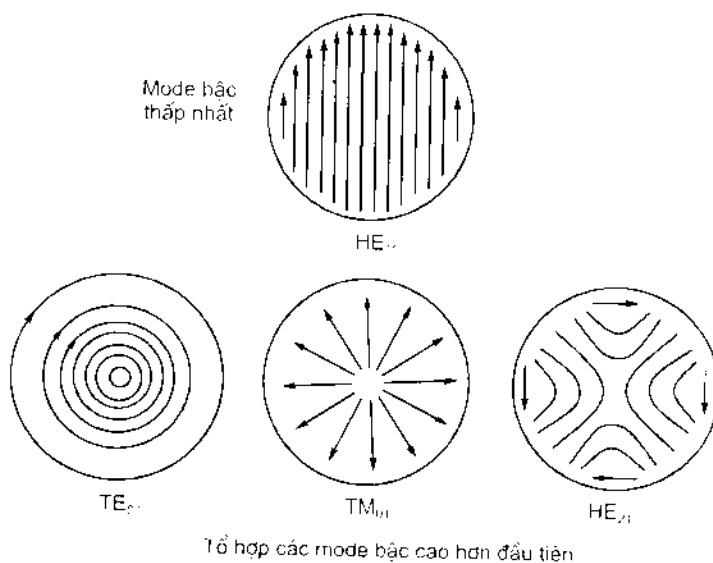
Bằng cách giải phương trình (2-51) đối với β sẽ thấy được rằng chỉ các giá trị rời rạc mới giới hạn dải dẫn cho trong biểu thức (2-43). Mặc dù phương trình (2-51) là

phương trình siêu việt phức tạp và nhìn chung phải giải bằng các kỹ thuật số, nhưng lời giải của nó cho bất kỳ mode riêng nào cũng sẽ đưa ra được tất cả các đặc tính của mode đó. Sau đây ta sẽ xem xét phương trình này cho một số mode bậc thấp nhất của sợi chỉ số chiết suất phân bậc.

Các mode trong sợi chỉ số chiết suất phân bậc



Hình 2.7: Sự thay đổi của hàm Bessel $J_v(x)$ cho ba bậc đầu tiên ($v = 0, 1, 2$) được vẽ theo hàm của x



Hình 2.8: Tiết diện ngang của các véc tơ trường điện ngang đối với bốn mode trong sợi đa mode chiết suất phân bậc

Ta sử dụng các hàm số Bessel loại J để mô tả các mode trong sợi chiết suất phân bậc này. Hình 2.7 mô tả các mode này cho ba bậc đầu tiên. Các hàm Bessel loại J tương

tự như là các hàm số điều hòa vì chúng thể hiện dao động với k là thực tựa như các hàm sin. Do có biểu hiện dao động J_v mà sẽ tồn tại m nghiệm của phương trình (2-51) đối với giá trị v đã cho. Các nghiệm này sẽ được β_{vm} định ra, và các mode tương ứng là TE_{vm}, TM_{vm}, EH_{vm} hoặc là HE_{vm}. Hình 2.8 là giản đồ về mẫu trường điện ngang đối với bốn mode bậc thấp nhất trên tiết diện cắt ngang sợi chiết suất phân bậc.

Đối với sợi (ống dẫn sóng cách điện), tất cả các mode là các mode lai tạo loại trừ trường hợp $v = 0$. Khi $v = 0$ thì phía bên phải của phương trình (2-51) triệt tiêu và dẫn tới có hai phương trình khác nhau ở bên trái bằng không, đó là các phương trình (2-52) và (2-53) sau:

$$\mathfrak{J}_0 + N_0 = 0 \quad (2-52)$$

hoặc sử dụng quan hệ cho J_v và K_v ở phụ lục C (về hàm Bessel):

$$\frac{J_1(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K_1(wa)}{wK_0(wa)} = 0 \quad (2-53)$$

tương ứng với các mode TE_{0m} ($E_z = 0$), và có:

$$k_1^2 \mathfrak{J}_0 + k_2^2 N_0 = 0 \quad (2-54)$$

hoặc là:

$$\frac{K_1^2 J_1(ua)}{uJ_0(ua)} + \frac{K_2^2 K_1(wa)}{wK_0(wa)} = 0 \quad (2-55)$$

tương ứng với các mode TM_{0m} ($H_z = 0$). Khi $v \neq 0$, tình thế sẽ phức tạp hơn và cần phải sử dụng đến các phương pháp số để giải phương trình (2-51) một cách chính xác.

Tiếp theo ta xét các điều kiện ngưỡng (giới hạn) đối với các mode sợi. Như đã đề cập tới ở phương trình (2-43), một mode gọi là tới ngưỡng khi nó không còn là biên cho lõi của sợi. Các ngưỡng đối với các mode khác sẽ được tìm ra khi giải phương trình (2-51) khi $w^2 \rightarrow 0$. Ở đây, vì khá phức tạp nên ta thừa nhận kết quả được đưa ra ở bảng 2.3 dưới đây.

Một tham số quan trọng có liên quan tới điều kiện ngưỡng là *tán số chuẩn* V (hay còn gọi là *tham số V* hoặc *số V*), nó được xác định như sau:

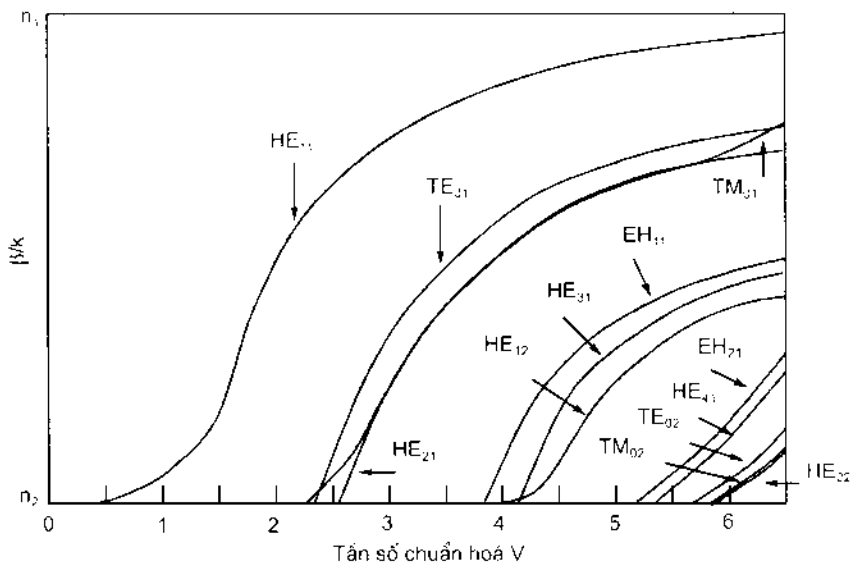
$$V^2 = (u^2 + w^2)a^2 = \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (2-56)$$

Bảng 2.3: Các điều kiện ngưỡng đối với các mode bậc thấp

v	Mode	Điều kiện ngưỡng
0	TE_{0m}, TM_{0m}	$J_0(ua) = 0$
1	HE_{1m}, EH_{1m}	$J_1(ua) = 0$
≥ 2	EH_{vm}	$J_v(ua) = 0$
	HE_{vm}	$\left(\frac{n_1^2}{n_2^2} + 1\right) J_{v-1}(ua) = \frac{ua}{v-1} J_v(ua)$

Tham số V không có thứ nguyên, và nó xác định có bao nhiêu mode mà sợi có. Số mode có thể tồn tại trong sợi như một hàm của V và được thể hiện dưới dạng *hằng số lan truyền chuẩn b* được xác định như sau:

$$b = \frac{a^2 n^2}{V^2} = \frac{(\beta/k)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (2-57)$$



Hình 2.9: Đồ thị hằng số lan truyền phụ thuộc vào V đối với một số mode bậc thấp nhất

Đồ thị của b (vẽ dưới dạng β/k) là hàm của V đối với một số mode bậc thấp như ở hình 2.9. Từ hình vẽ ta thấy rằng mỗi một mode chỉ có thể tồn tại đối với các giá trị V vượt quá một giá trị giới hạn nào đó. Các mode bị cắt khi $\beta/k = n_2$. Mode HE_{11} không có giới hạn (ngưỡng) và nó dừng để tồn tại chỉ khi đường kính lõi bằng không. Đây chính là nguyên lý để qua đó phân tích cho sợi đơn mode. Bằng cách chọn a , n_1 và n_2 thích hợp ta có:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \leq 2.405 \quad (2-58)$$

và đây chính là giá trị mà tại đó hàm Bessel bậc thấp nhất J_n bằng không, tất cả các mode đều bị cắt, loại trừ mode HE₁₁.

Tham số V cũng có thể liên quan tới số các mode M trong sợi đa mode khi M là lớn. Quan hệ gần đúng đối với các sợi quang chiết suất phân bậc có thể rút ra từ lý thuyết về tia sáng. Tia tới tương thích với đầu sợi quang sẽ được sợi tiếp nhận nếu như nó nằm trong góc θ xác định từ khẩu độ số đã biết ở phương trình (2-9).

$$NA = \sin \theta = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \quad (2-59)$$

Trong thực tiễn, các khẩu độ số $\sin \theta$ nhỏ sao cho $\sin \theta \approx \theta$ [9]. Vì thế góc khối tiếp nhận thực sự của sợi là:

$$\Omega = \pi \theta^2 = \pi NA^2 = \pi (n_1^2 - n_2^2) \quad (2-60)$$

Đối với sự phát xạ sóng điện từ với bước sóng λ phát ra từ laser hoặc ống dẫn sóng, số các mode cho một đơn vị góc khối là $2A/\lambda^2$, với A là diện tích mode đi và đến. Diện tích A trong trường hợp này là phần mặt cắt ngang lõi πr^2 . Số 2 ở đây muốn phản ánh một thực tế là sóng phẳng có thể có hai hướng phân cực. Tổng số mode M đi vào sợi được viết như sau:

$$M \approx \frac{2A}{\lambda^2} \Omega = \frac{2\pi^2 r^2}{\lambda^2} (n_1^2 - n_2^2) = \frac{V^2}{2} \quad (2-61)$$

Các mode phân cực tuyến tính

Việc phân tích đúng đắn về toán học đối với các mode của sợi dẫn quang là rất phức tạp. Tuy nhiên nếu không cần sự chính xác cao thì để đơn giản hơn, có thể sử dụng tính gần đúng, phương pháp này dựa theo nguyên lý rằng trong sợi chiết suất phân bậc, sự khác nhau giữa các chỉ số chiết suất của lõi và vỏ là rất nhỏ, biểu hiện là $\Delta \ll 1$. Đây là điều cơ bản của *tính gần đúng cho sợi yếu*. Ở tính gần đúng này, các mẫu trường điện từ và các hằng số lan truyền của các cặp mode HE _{$v+1,m$} và EH _{v,m} rất giống nhau. Điều này cũng xảy ra như vậy đối với ba cặp mode TE _{$0,m$} , TM _{$0,m$} và HE _{$2,m$} . Trường hợp này có thể thấy trong hình 2.9 với $(v, m) = (0, 1)$ và $(2, 1)$ cho các nhóm mode {HE₁₁}, {TE₀₁, TM₀₁, HE₂₁}, {HE₃₁, EH₁₁}, {HE₁₂}, {HE₄₁, EH₂₁}, và {TE₀₂, TM₀₂, HE₂₂}. Như vậy có nghĩa là chỉ có bốn thành phần trường cần được xem xét thay cho sáu thành phần, và việc mô tả trường sẽ đơn giản hơn nhờ sử dụng Cartesian (Thuyết Đề-các-tơ) thay cho các tọa độ trục.

Khi $\Delta \ll 1$ ta có $k_1^2 \approx k_2^2 \approx \beta^2$. Sử dụng tính chất gần đúng này, phương trình (2-51) được viết thành:

$$\tilde{N}_v + N_v = \pm \frac{v}{a} \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (2-62)$$

Vì vậy phương trình (2-53) cho các mode TE_{om} cũng như phương trình (2-55) cho các mode TM_{om} . Sử dụng quan hệ truy toán đối với J_v' và K_v' đã cho ở phụ lục C, ta tạo được hai tập hợp phương trình cho công thức (2-62) đối với trường hợp dấu dương và âm. Đối với dấu dương sẽ thu được:

$$\frac{J_{v+1}(ua)}{uJ_v(ua)} + \frac{K_{v+1}(wa)}{wK_v(wa)} = 0 \quad (2-63)$$

Giải phương trình này sẽ thu được một tập hợp các mode được gọi là các mode EH. Với dấu âm thì biểu thức (2-62) cho phép thu được:

$$\frac{J_{v+1}(ua)}{uJ_v(ua)} - \frac{K_{v+1}(wa)}{wK_v(wa)} = 0 \quad (2-64)$$

hoặc tạo ra sự ngược lại của phương trình (2-64) và sử dụng biểu thức đối với $J_v(ua)$ và $K_v(wa)$ từ phụ lục C (xem C.1.1, C.1.2):

$$-\frac{uJ_{v-2}(ua)}{J_{v-1}(ua)} = \frac{wK_{v-2}(wa)}{K_{v-1}(wa)} \quad (2-65)$$

Các kết quả này cho phép thiết lập ra một tập hợp các mode gọi là các mode HE. Nếu chúng ta định rõ một tham số mới

$$J = \begin{cases} l & \text{cho các mode TE và TM} \\ v + l & \text{cho các mode EH} \\ v - l & \text{cho các mode HE} \end{cases} \quad (2-66)$$

thì các phương trình (2-53), (2-63), và (2-65) có thể được viết dưới dạng thống nhất là:

$$\frac{uJ_{j+1}(ua)}{J_j(ua)} = -\frac{wK_{j+1}(wa)}{K_j(wa)} \quad (2-67)$$

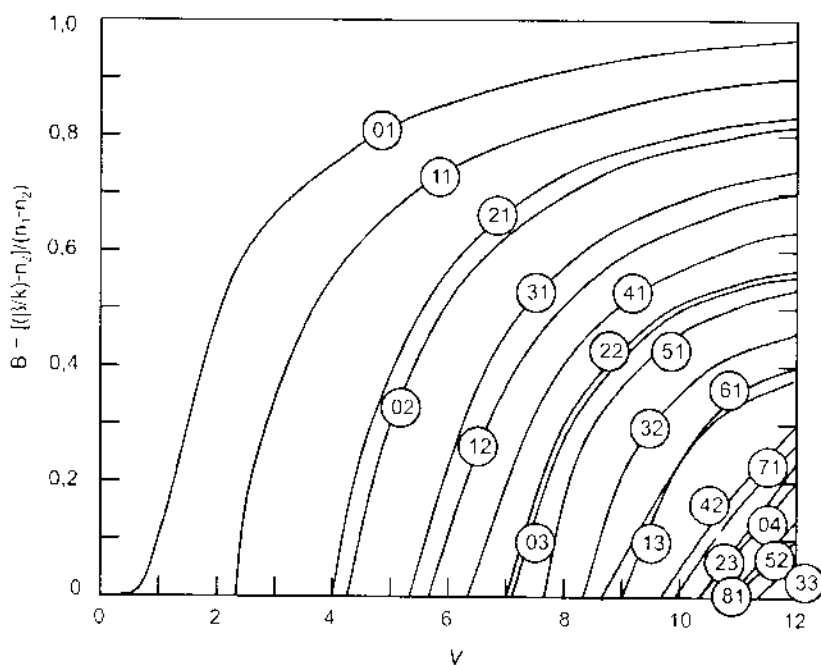
Các phương trình (2-66) và (2-67) chỉ ra rằng tính gần đúng cho tất cả các mode yếu được đặc trưng bởi một tập hợp chung j và m thỏa mãn cùng phương trình đặc trưng. Điều này có nghĩa là các mode này là các mode thoái hóa (suy biến). Như vậy, nếu mode $HE_{v+l,m}$ bị thoái hóa với mode $EH_{v,l,m}$ (tức là nếu các mode HE và EH có xuyên tâm tương ứng bậc m và chu vi ngang bằng bậc v tạo ra các cặp thoái hóa), thì bất kỳ sự kết hợp của mode $HE_{v+l,m}$ với mode $EH_{v,l,m}$ cũng sẽ tạo thành một mode dẫn

của sợi. Glope đã đưa ra rằng các mode thoái hóa như vậy được gọi là các *mode phân cực tuyến tính* (LP), và được đặt tên là các mode LP_{lm} , chúng không liên quan tới hình dạng trường TM, TE, EH hoặc HE của chúng. Hằng số truyền lan chuẩn b như là một hàm số của V và được coi như các mode LP_{lm} khác nhau như trong hình 2.10. Nhìn chung, chúng ta có như sau:

1. Mỗi một mode LP_{lm} được nhận từ mode HE_{lm}
2. Mỗi một mode LP_{jm} đến từ các mode TE_{jm} , TM_{jm} và HE_{2jm}
3. Mỗi một mode LP_{vm} ($v \geq 2$) có từ mode $HE_{v+1,m}$ và $EH_{v-1,m}$

Sự tương ứng giữa 10 mode LP thấp nhất (chúng có tần số giới hạn thấp nhất) và các mode truyền thống TM, TE, EH và HE được đưa ra như ở bảng 2.4. Bảng này cũng chỉ ra số các mode thoái hóa.

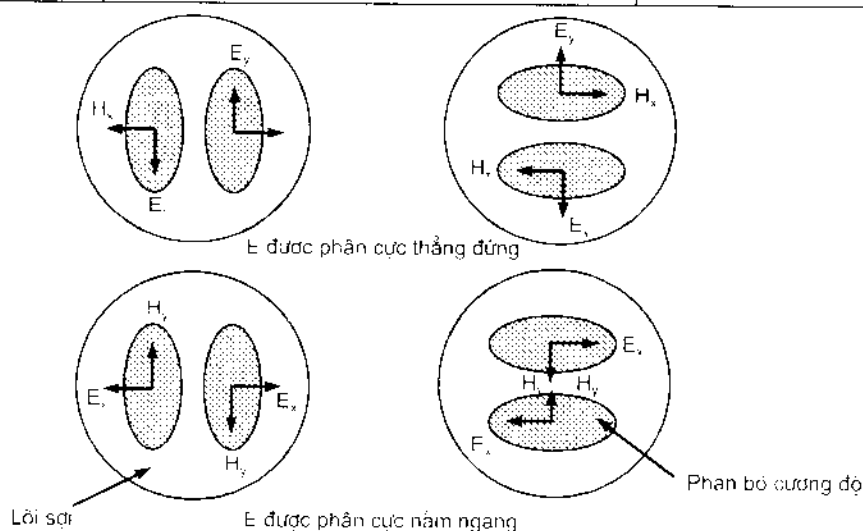
Đặc tính rất lợi thế của mode LP là khả năng dễ dàng hình dung ra một mode. Trong tập hợp các mode tổng thể chỉ có một thành phần trường điện và một thành phần trường từ là có ý nghĩa. Véc tơ trường điện E có thể được chọn nằm dọc theo một trục bất kỳ có véc tơ trường từ H nằm vuông góc với nó. Vì một trong hai hướng phân cực có thể ghép với tính phụ thuộc phương vị cả $\cos\phi$ và $\sin\phi$, nên 4 mẫu mode riêng biệt có thể thu được từ LP_{lm} đơn. Hình 2.11 mô tả bốn hướng trường điện và trường từ có thể có và các phân nhánh cường độ tương ứng đối với mode LP_{11} . Hình 2.12a và 2.12b minh họa hai mode LP_{11} được hình thành như thế nào từ các mode đúng HE_{21} cộng với TE_{01} và mode đúng HE_{21} cộng với TM_{01} .



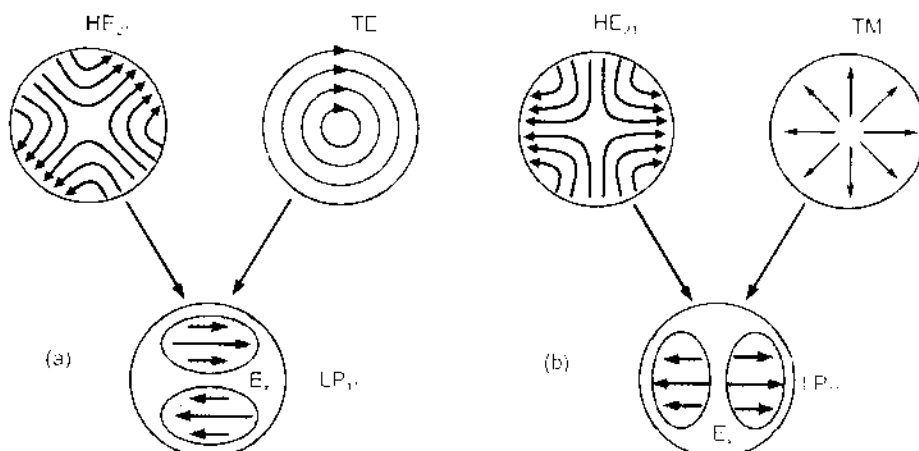
Hình 2.10: Hằng số truyền lan b là hàm của V đối với các mode LP_{lm} khác nhau

Bảng 2.4: Các mode phân cực tuyến tính bậc thấp

Tên các mode LP	Tên các mode truyền thống và số các mode	Số các mode thoái hóa
LP_{01}	$HE_{11} \times 2$	2
LP_{11}	$TE_{01}, TM_{01}, HE_{21} \times 2$	4
LP_{21}	$EH_{11} \times 2, HE_{31} \times 2$	4
LP_{31}	$HE_{12} \times 2$	2
LP_{32}	$EH_{21} \times 2, HE_{32} \times 2$	4
LP_{41}	$TE_{02}, TM_{02}, HE_{22} \times 2$	4
LP_{42}	$EH_{31} \times 2, HE_{42} \times 2$	4
LP_{43}	$EH_{22} \times 2, HE_{32} \times 2$	4
LP_{51}	$HE_{13} \times 2$	2
LP_{52}	$EH_{41} \times 2, HE_{52} \times 2$	4



Hình 2.11: Bốn hướng trường điện và trường từ ngang có thể có và các phân nhánh tương ứng cho mode LP_{11}



Hình 2.12: Sự hợp thành của hai mode LP_{11} từ các mode đứng và các phân nhánh cường độ và trường điện ngang của chúng

2.1.3.3. Sợi quang đơn mode

Cấu trúc của các loại sợi dẫn quang đơn mode dựa trên cơ sở kích thước của đường kính lõi và sự khác nhau nhỏ về chỉ số chiết suất giữa lõi và vỏ sợi. Kích thước đường kính lõi sợi chỉ khoảng vài bước sóng. Từ phương trình (2-58), với $V = 2,4$ thì có thể thấy rằng, ở những biến thiên khá lớn đối với kích thước lõi a và sự khác nhau về chỉ số chiết suất lõi - vỏ Δ vẫn có khả năng truyền đơn mode. Tuy vậy, trong thực tế thiết kế các sợi đơn mode, chênh lệch về chỉ số chiết suất lõi - vỏ thay đổi trong khoảng từ 0,2 đến 1,0 phần trăm; và đường kính lõi cần được chọn chỉ thấp hơn giới hạn của mode bậc cao hơn đầu tiên, tức là đối với V hơi nhỏ hơn 2,4. Chẳng hạn như sợi đơn mode tiêu biểu có thể có bán kính lõi 3 μm và khẩu độ số là 0,1 tại bước sóng 0,8 μm .

Đường kính trường mode

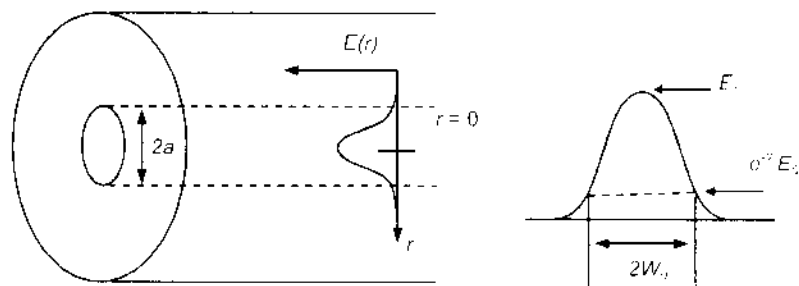
Tham số cơ bản của sợi đơn mode là đường kính trường mode (MFD - Mode Field Diameter). Tham số này có thể được xác định từ sự phân bố trường mode của mode cơ bản LP_{01} . Đường kính trường mode tương tự như đường kính lõi trong các sợi đa mode, loại trừ trường hợp trong sợi đơn mode không có toàn bộ ánh sáng được mang đi trong lõi sợi. Điều này có thể tham khảo trong hình 2.13. Bề rộng của đường kính trường mode $2W_0$ của mode LP_{01} có thể được xác định như sau:

$$2W_0 = 2 \left[\frac{2 \int_0^\infty r^3 E^2(r) dr}{\int_0^\infty r E^2(r) dr} \right]^{1/2} \quad (2-68)$$

Trong đó W_0 là độ rộng của phân bố trường điện, r là bán kính lõi sợi, và $E(r)$ là phân bố trường của mode LP_{01} được xác định như sau:

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{W_0^2}\right) \quad (2-69)$$

với E_0 là trường tại bán kính bằng không.



Hình 2.13: Sự phân bố ánh sáng trong sợi quang đơn mode

Các mode lan truyền trong sợi đơn mode

Trong phần các "mode phân cực tuyến tính" ở mục 2.1.3.2, ta đã biết rõ rằng trong bất kỳ một sợi đơn mode thông thường nào cũng có hai mode độc lập, truyền lan thoái hóa. Các mode này rất giống nhau nhưng các mặt phẳng phân cực của chúng lại trực giao. Chúng có thể được chọn một cách tùy ý tùy thuộc vào sự phân cực thẳng đứng và nằm ngang như mô tả trong hình 2.14.

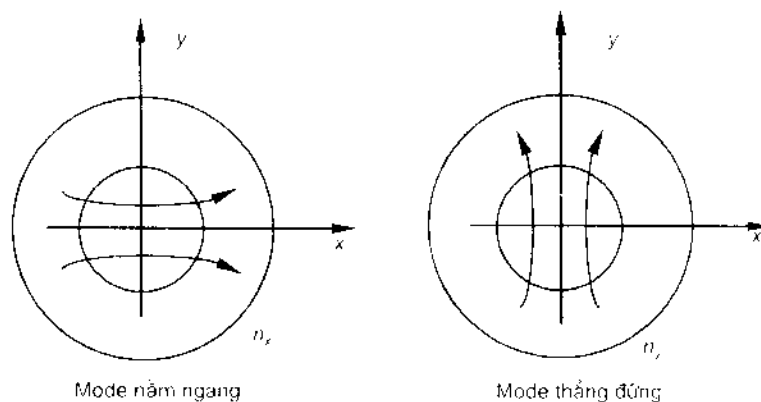
Giả thiết rằng chúng ta chọn tùy ý một trong các mode có trường điện ngang đã phân cực dọc theo hướng x và mode trực giao độc lập kia được phân cực theo hướng y . Trong các sợi lý tưởng có tính hoàn toàn đối xứng tròn, hai mode sẽ thoái hóa với các hằng số truyền lan bằng nhau ($k_x = k_y$) và bất kỳ trạng thái phân cực nào đã phun vào sợi sẽ truyền đi y nguyên. Trong thực tế, sợi dẫn quang chưa được hoàn hảo do tác động của các ứng suất bên trong không đối xứng, tính không tròn của lõi, và chỉ số chiết suất không đều. Những sự không hoàn thiện này làm mất đi tính đối xứng tròn của sợi lý tưởng và kéo theo sự thoái hóa của hai mode. Các mode sẽ lan truyền với các vận tốc pha khác nhau, và sự khác nhau giữa các chỉ số chiết suất hiệu quả gọi là *khúc xạ kép* hay *lưỡng chiết sợi*:

$$B_1 = |n_x - n_y| \quad (2-70)$$

Với n_x và n_y là các chỉ số mode cho các mode phân cực trực giao. Tương tự, ta có thể xác định khúc xạ kép như sau

$$\beta = k_0(n_y - n_x) \quad (2-71)$$

Ở đây, $k_0 = 2\pi/\lambda$ là hằng số truyền lan trong không gian tự do.



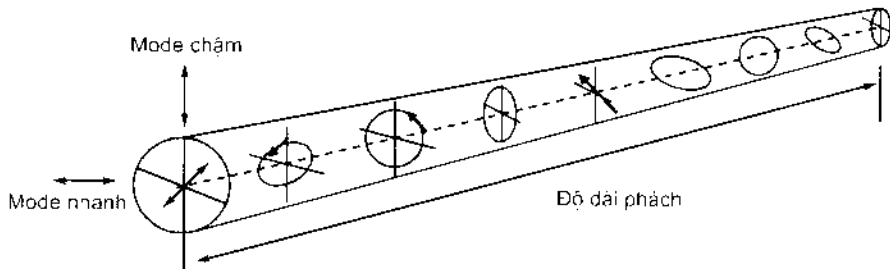
Hình 2.14: Hai phân cực của mode cơ bản HE_{11} trong sợi đơn mode

Nếu như ánh sáng được phun vào sợi dẫn quang để cả hai mode được kích thích thì một mode sẽ bị trễ về pha so với mode kia khi chúng lan truyền. Như vậy, lưỡng

chiết sẽ làm thay đổi công suất theo chu kỳ giữa hai thành phần trực giao. Lúc này, hai mode sẽ tạo phách tại điểm đổ và trạng thái phân cực đầu vào sẽ được tái xuất hiện. Độ dài phách của sợi có thể xác định được là:

$$L_B = \lambda/B \quad (2-72)$$

Thường thì $B \approx 10^{-7}$, và $L_B \approx 10$ m đối với $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$. Theo quan điểm vật lý, ánh sáng phân cực tuyến tính sẽ phân cực tuyến tính chỉ khi nó được phân cực dọc theo một trong các trục cơ bản. Nếu không, trạng thái phân cực của nó sẽ thay đổi dọc theo độ dài sợi từ tuyến tính đến elip, và rồi lại quay về tuyến tính theo chu kỳ trên độ dài L_B . Hình 2.15 mô tả cơ chế thay đổi theo chu kỳ như vậy ở trạng thái phân cực cho sợi có lưỡng chiết hằng số là B . Trục gọi là *trục nhanh* trong hình tương ứng với trục dọc với chỉ số mode là nhỏ hơn. Còn trục kia được gọi là *trục chậm*.



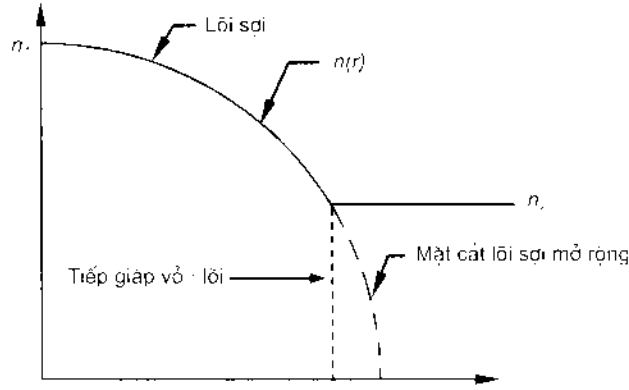
Hình 2.15: Trạng thái phân cực trong sợi lưỡng chiết trên độ dài phách

Trong các sợi đơn mode thông thường, B thường không phải là hằng số dọc theo sợi mà lại thay đổi ngẫu nhiên do hình dạng lõi có sự thay đổi và các ứng suất không đều tác động vào lõi sợi. Điều đó làm cho ánh sáng khi được truyền trong sợi có phân cực tuyến tính sẽ nhanh chóng tiến tới trạng thái phân cực tùy ý.

2.1.3.4. Sợi quang đa mode chỉ số chiết suất gradien

Thời kỳ đầu của các hệ thống thông tin quang được khai thác trên mạng lưới viễn thông, loại sợi dẫn quang chỉ số chiết suất Gradien (gọi chung là sợi Gradien) được sử dụng chủ yếu nhất do có băng tần lớn hơn nhiều so với sợi đa mode chiết suất phân bậc. Sợi đa mode phân bậc có băng tần bị giới hạn dưới 100 MHz.km còn sợi Gradien có băng tần đạt tới từ 300 MHz.km tới 3 GHz.km do cân bằng được sự trễ nhóm của các nhóm mode lan truyền khác nhau [2]. Tuy nhiên, băng tần của sợi này vẫn thấp hơn băng tần của sợi đơn mode đã xét ở trên (đạt tới trên 20THz.km) [10].

Trong sợi dẫn quang chiết suất Gradien, chỉ số chiết suất của lõi không đều như sợi phân bậc, mà nó giảm dần từ tâm lõi ra ranh giới phân cách lõi-vỏ theo chiều tăng của bán kính r . Còn chiết suất vỏ phân xạ vẫn là hằng số. Hình 2.16 thể hiện chiết suất không đồng đều của lõi loại sợi Gradien.



Hình 2.16: Chỉ số chiết suất của sợi gradient

Chỉ số chiết suất có quan hệ theo qui luật như sau:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right]^{1/2} & \text{với } 0 \leq r \leq a \\ n_1 (1 - 2\Delta)^{1/2} \approx n_1 (1 - \Delta) = n_2 & \text{với } r \geq a \end{cases} \quad (2-73)$$

Với r là khoảng cách bán kính tính từ trục sợi, a là bán kính lõi sợi, n_1 là chỉ số chiết suất tại trục lõi sợi, n_2 là chỉ số chiết suất của vỏ phản xạ. α là tham số xác định dạng của mặt cắt chỉ số chiết suất và không có thứ nguyên. Lúc này, sự khác nhau về chỉ số chiết suất Δ đối với sợi Gradient là:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2-74)$$

Vế phải ở đây có dấu xấp xỉ là để qui về công thức đã đề cập (2-10) trước đây cho Δ của sợi phân bậc. Khi $\alpha = \infty$ thì phương trình (2-73) qui về sợi phân bậc $n(r) = n_1$.

Khẩu độ số sợi gradient

So với sợi chiết suất phân bậc thì việc xét khẩu độ số ở đây có phần phức tạp hơn. Ở sợi Gradient, khẩu độ số NA phụ thuộc vào vị trí mặt cắt ngang đầu lõi sợi. Xét về quang hình học thì ánh sáng tới lõi sợi tại vị trí r sẽ lan truyền như các mode dẫn (mode chủ đạo) chỉ khi nó ở trong khẩu độ số cục bộ $NA(r)$ tại điểm đó. Khẩu độ số cục bộ được xác định như sau:

$$NA = \begin{cases} \left[n^2(r) - n_2^2 \right]^{1/2} \approx NA(0) \sqrt{1 - (r/a)^\alpha} & \text{với } r \leq a \\ 0 & \text{với } r > a \end{cases} \quad (2-75)$$

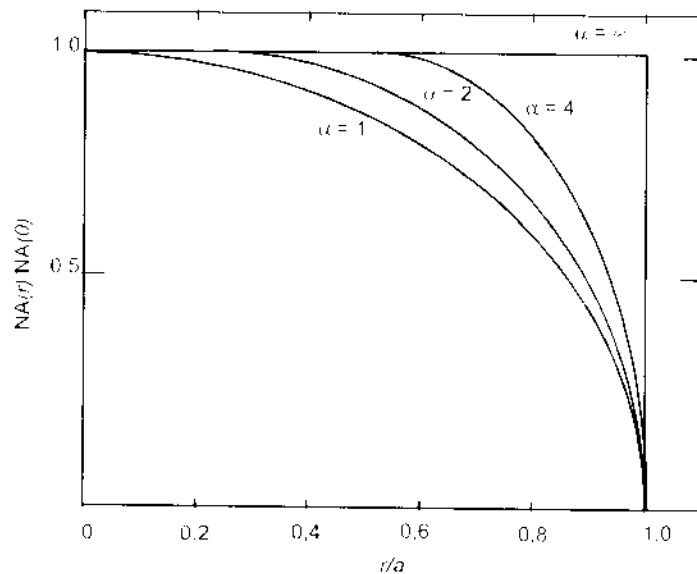
Với $NA(0)$ gọi là khẩu độ số trục (khẩu độ số quanh trục) và được xác định bởi:

$$NA(0) = \left[n^2(0) - n_z^2 \right]^{1/2} = \sqrt{n_1^2 - n_z^2} \approx n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2-76)$$

Từ phương trình (2-75) ta thấy rõ rằng NA của sợi Gradien giảm từ giá trị $NA(0)$ tới không vì r chuyển động từ trục sợi cho tới ranh giới lõi-vỏ. Hình 2.17 so sánh các khẩu độ số cho các sợi có α khác nhau.

Các mode trong sợi gradien

Quá trình phân tích mode của sợi dẫn quang dựa trên việc giải các phương trình Maxwell đã được thực hiện một cách chặt chẽ trong sợi có chỉ số chiết suất phân bậc, tức là sợi có chỉ số chiết suất lõi đồng nhất. Còn trong trường hợp sợi Gradien, ta phải sử dụng phương pháp gần đúng. Phổ biến rộng rãi hơn cả là sự phân tích gần đúng dựa theo phương pháp WKB (lấy tên ba nhà khoa học Wenzel, Kramers, và Brillouin), bằng việc áp dụng nguyên lý cơ lượng tử. Mục tiêu của phương pháp WKB là thu được quá trình tiệm cận đối với phép giải phương trình vi phân có chứa tham số biến đổi chậm trên miền của phương trình. Tham số đó chính là mật cắt chỉ số chiết suất $n(r)$, nó thay đổi từ từ trên các khoảng theo cấp một bước sóng quang.



Hình 2.17: So sánh khẩu độ số của các sợi với α khác nhau

Tương tự như phương trình (2-38) đã viết cho sợi chiết suất phân bậc ta có:

$$\frac{d^2 F_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_1}{dr} + \left[k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{V^2}{r^2} \right] F_1 = 0 \quad (2-77)$$

với $n(r)$ được cho ở phương trình (2-73). Ở phương pháp WKB, cho:

$$F_l = Ae^{jkQ(r)} \quad (2-78)$$

Ở đây hệ số A không phụ thuộc vào r , thế vào phương trình (2-77) ta có:

$$jkQ'' - (kQ')^2 + \frac{jk}{r} Q' + \left[k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{V^2}{r^2} \right] = 0 \quad (2-79)$$

trong đó các số nguyên tố biểu thị là vi phân đối với r . Do $n(r)$ biến đổi chậm trên một khoảng theo cấp bậc bước sóng, cho nên triển khai hàm $Q(r)$ theo các lũy thừa của λ hoặc theo lũy thừa của $k^{-1} = \lambda / 2\pi$ thì sẽ nhanh hội tụ hơn, tức là:

$$Q(r) = Q_0 + \frac{1}{k} Q_1 + \dots \quad (2-80)$$

ở đây $Q_0, Q_1, \dots$ là các hàm số của r . Thay thế phương trình (2-80) vào phương trình (2-79) và chọn các lũy thừa cùng bậc của k ta thu được:

$$\left\{ -k^2 (Q_0')^2 + \left[k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{V^2}{r^2} \right] \right\} + \left(jkQ_0'' - 2kQ_0'Q_1' + \frac{jk}{r} Q_1' \right) + \text{các dạng bậc } (k^0, k^{-1}, k^{-2}, \dots) = 0 \quad (2-81)$$

Bằng cách thiết lập về không các dạng trong lũy thừa của k , ta thu được dãy quan hệ đối với các hàm Q_i . Như vậy từ phương trình (2-81) ta có hai dạng:

$$-k^2 (Q_0')^2 + \left[k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{V^2}{r^2} \right] = 0 \quad (2-82)$$

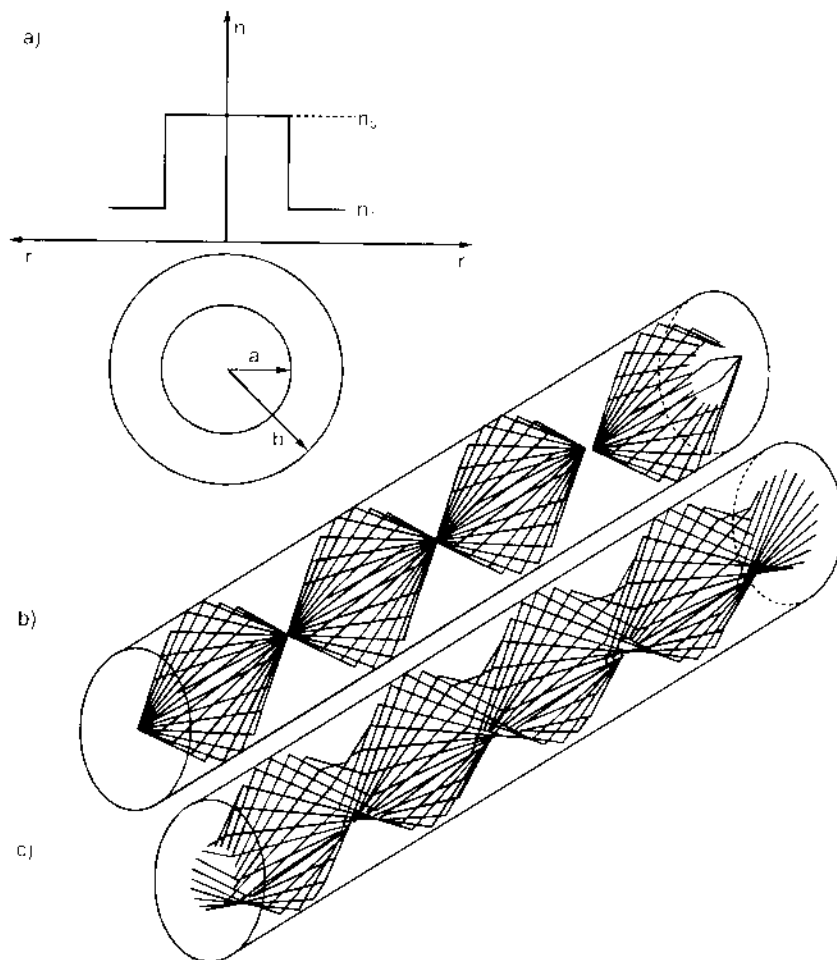
$$jkQ_0'' - 2kQ_0'Q_1' + \frac{jk}{r} Q_1' = 0 \quad (2-83)$$

Lấy tích phân phương trình (2-82) ta thu được:

$$kQ_0 = \int_r^{\infty} \left[k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{V^2}{r^2} \right]^{1/2} dr \quad (2-84)$$

Có được mode ở trong lõi sợi chỉ khi Q_0 là thực. Để có Q_0 là thực, thì căn thức trong dấu tích phân phải lớn hơn không. Nhìn chung đối với mode r đã cho, có hai giá trị r_1 và r_2 để căn thức bằng không, đó là các giá trị giới hạn lấy tích phân ở phương trình (2-84). Chú ý rằng, các giá trị r này là các hàm của V . Các mode dần tồn tại đối

với r nằm giữa hai giá trị. Với các giá trị r khác thì hàm Q_n là ảo và tạo ra các trường thoái hóa.

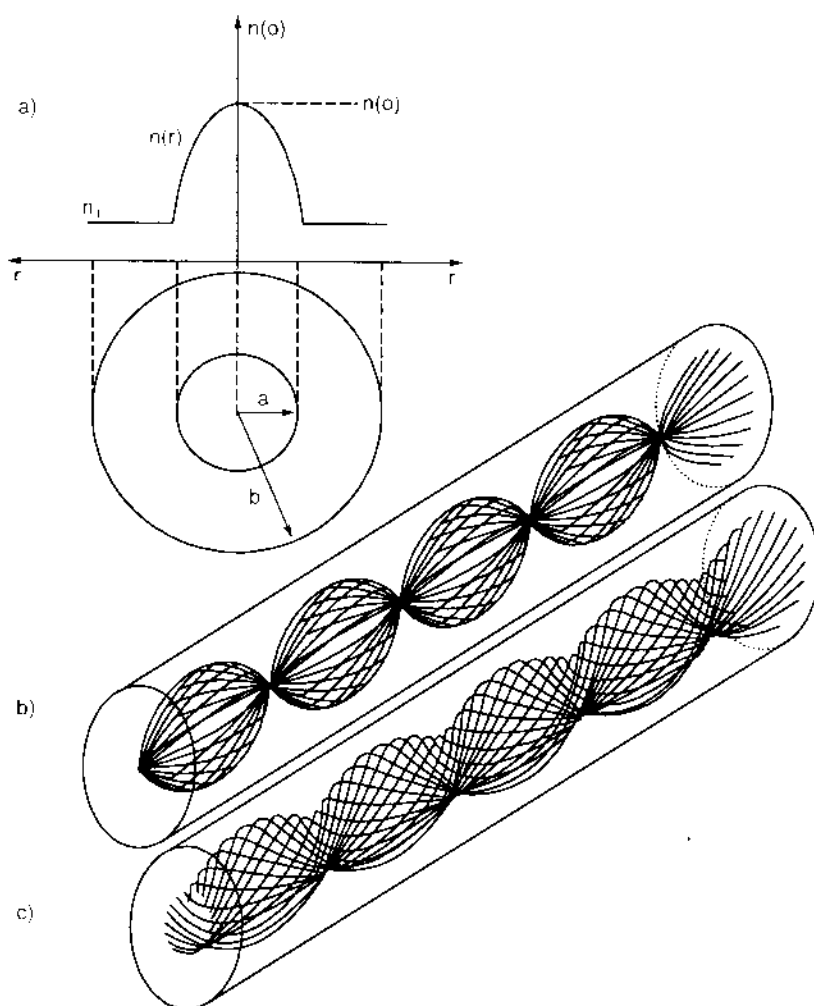


Hình 2.18: Các tia kinh tuyến và tia nghiêng trong sợi phân bậc

Tóm lại, qua việc xem xét một cách chung nhất về các loại sợi dẫn quang, ta thấy rằng chiết suất sợi dẫn quang tồn tại dưới hai dạng là sợi chiết suất phân bậc và sợi gradien. Sợi chiết suất phân bậc có chiết suất lõi đồng nhất n_1 và được bao bọc bởi vỏ phản xạ n_2 nhỏ hơn n_1 . Có thể minh họa sự lan truyền của các tia sáng trong nó do sự phản xạ toàn phần như hình 2.18a) và b). Sợi Gradien tồn tại ở lõi một chỉ số chiết suất biến thiên $n(r)$ (r là khoảng cách bán kính tính từ trục sợi), thể hiện chiết suất giảm dần từ tâm lõi ra ranh giới vỏ và lõi. Sự lan truyền tia sáng ở trường hợp này như hình 2.19a) và b).

Trong quá khứ, các sợi Gradien được dùng với một số mục đích như sau: Sợi có kích thước lõi vỏ 50/125 μm có băng tần khá rộng đã được dùng ở một số tuyến thông tin cự ly ngắn, tốc độ thấp, và thời gian đó CCITT đã có một vài khuyến nghị ở

Rec.G.651. Suy hao của nó ở bước sóng 850 nm là nhỏ hơn 4 dB/km, ở bước sóng 1300 nm là nhỏ hơn 2 dB/km. Các sợi có kích thước lõi /vỏ là 62.5/125 μm , 80/125 μm , 85/125 μm và 100/140 μm ít được sử dụng, và chỉ có một vài ứng dụng nhỏ cho mạng LAN cự ly ngắn, hoặc nối một vài thiết bị thông tin rẽ tiền mà thôi.



Hình 2.19: Các tia kinh tuyến và tia nghiêng trong sợi Gradient

Các sợi có chỉ số chiết suất phân bậc đã được chia thành hai loại đa mode và đơn mode; loại đơn mode là loại sợi hấp dẫn nhất và phù hợp với các hệ thống thông tin hiện nay và cho tương lai vì có suy hao rất nhỏ. Chính vì vậy, các phần sau ở tài liệu này, các kỹ thuật thông tin quang chủ yếu là phân tích dựa trên hệ thống thông tin sử dụng sợi đơn mode. Tuy nhiên, sợi đơn mode cũng có vài loại, và mỗi một loại lại có những ưu nhược điểm trong từng ứng dụng cụ thể. Tài liệu này sẽ đề cập sơ lược tới một vài loại sợi đó trong các phần sau của chương này.

2.1.4. Các vật liệu chế tạo và đặc tính cơ học của sợi dẫn quang

2.1.4.1. Vật liệu chế tạo sợi

Ở phần trên ta đã xem xét cơ bản về cấu trúc của sợi dẫn quang. Nhìn chung chúng có cấu tạo gồm lõi và vỏ phản xạ, toàn bộ tạo nên sợi dẫn quang dài và rất mảnh, chúng có vai trò truyền tín hiệu thông tin cho cự ly xa và tốc độ lớn cho nên phải được cấu tạo từ các vật liệu phù hợp với bản chất truyền tín hiệu của chúng. Như vậy trong quá trình lựa chọn vật liệu cho sợi dẫn quang, cần phải thỏa mãn các yêu cầu sau:

- Vật liệu phải đảm bảo tạo được các sợi dẫn quang dài, mảnh và mềm dẻo.
- Vật liệu phải đảm bảo thật trong suốt tại các bước sóng hoạt động thông dụng, tạo cho sợi truyền tín hiệu tốt, ít bị suy hao và méo.
- Các vật liệu chế tạo ra lõi và vỏ của sợi phải có bản chất vật lý tương thích để tạo ra sự chênh lệch về chỉ số chiết suất lõi và vỏ là khá nhỏ.

Tổng hợp các yêu cầu trên, thì vật liệu thích ứng nhất là thủy tinh và chất dẻo trong suốt. Các loại sợi được chế tạo có lõi là thủy tinh suy hao lớn thì dùng cho các cự ly truyền dẫn ngắn, tốc độ thấp; còn sợi chế tạo từ thủy tinh có suy hao nhỏ sẽ được dùng rất rộng rãi cho các cự ly xa, tốc độ cao và các hệ thống thông tin quang tiên tiến. Các loại sợi làm bằng chất dẻo ít được sử dụng hơn vì suy hao của nó thường là lớn hơn các loại sợi thủy tinh, nó chỉ được dùng cho cự ly ngắn, tốc độ thấp và nơi mà có tác động cơ học mạnh, ít quan tâm tới chất lượng truyền dẫn; thực chất sợi chất dẻo đôi khi bị lạm dụng trong các trường hợp sử dụng.

Sợi thủy tinh

Thủy tinh được tạo từ các hỗn hợp oxit kim loại nóng chảy, sulfide hoặc selenide. Chúng tạo ra một vật liệu có cấu trúc mạng phân tử liên kết hỗn hợp. Loại thủy tinh trong suốt tạo ra các sợi dẫn quang chính là thủy tinh oxit. Trong đó dioxit silic (SiO_2) là loại oxit thông dụng nhất để tạo ra sợi, nó có chỉ số chiết suất tại bước sóng 850 nm là 1,458. Để tạo ra hai loại vật liệu gần giống nhau làm lõi và vỏ phản xạ của sợi, tức là tạo ra hai loại vật liệu có chỉ số chiết suất hơi lệch nhau, người ta phải thêm vào cả hàm lượng Flo và các oxit khác nhau như B_2O_3 , GeO_2 và P_2O_5 . Nếu muốn tăng chỉ số chiết suất thì thêm P_2O_5 hoặc GeO_2 vào SiO_2 , nếu muốn giảm chỉ số chiết suất thì thêm B_2O_3 vào SiO_2 . Ở sợi dẫn quang chiết suất của lõi lớn hơn vỏ, như vậy ta có thể thấy được hỗn hợp vật liệu tạo ra các sợi như sau:

- Sợi có lõi $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ (lõi SiO_2 có pha GeO_2) và vỏ phản xạ SiO_2 .
- Sợi có lõi $\text{P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ và vỏ phản xạ SiO_2 .
- Sợi có lõi $\text{GeO}_2\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ và vỏ phản xạ $\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$.
- Sợi có lõi SiO_2 và vỏ phản xạ $\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$.

Trong thực tế, vật liệu thô của dioxit Silic (SiO_2) chính là cát, một nguồn tài nguyên sẵn có vô tận. Thủy tinh chế từ dioxit Silic tinh khiết ám chỉ tới các loại thủy tinh dioxit Silic và dioxit Silic nóng chảy. Chúng có một số đặc điểm quan trọng là nhiệt độ làm biến dạng chúng vào khoảng 1000°C , chúng rất ít bị nở ra khi nhiệt độ tăng; có tính bền vững hóa học cao, rất trong suốt ở vùng ánh sáng nhìn thấy và vùng hồng ngoại do đó hoàn toàn phù hợp với các hệ thống thông tin quang sợi. Một nhược điểm của chúng là có nhiệt độ nóng chảy cao dẫn tới khó khăn khi muốn làm chảy nó trong quá trình chế tạo sợi, tuy nhiên người ta có biện pháp chế tạo sợi tránh được yếu điểm này là phương pháp sử dụng kỹ thuật *lắng đọng hơi*.

Sợi thủy tinh halogen

Năm 1975, các nhà nghiên cứu ở trường đại học tổng hợp Rennes đã phát minh ra loại thủy tinh Fluoride có suy hao truyền dẫn rất nhỏ ở vùng bước sóng giữa hồng ngoại (từ 0,2 đến 8 μm), suy hao thấp nhất ở khoảng bước sóng quanh 2,55 μm [11]. Thủy tinh Fluoride là thủy tinh thuộc họ *halogen* từ các nguyên tố nhóm VII của bảng tuần hoàn, đó là Flo, Clo, Brom và Iot. Trong quá trình nghiên cứu, các nhà khoa học đã tập trung vào phân tích các vật liệu thủy tinh Fluoride kim loại nặng trong đó chủ yếu chứa thành phần ZrF_4 . Để hoàn chỉnh sợi này, người ta còn thêm một số thành phần khác có tính chất dung hòa sự kết tinh. Trong tất cả các sợi Fluoride gốc ZrF_4 , hứa hẹn nhất là sợi có cấu tạo ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF [11][8] gọi là ZBLAN, đây chính là cấu tạo lõi của sợi. Để giảm chiết suất trong trường hợp này tức là tạo ra thủy tinh có chỉ số chiết suất thấp hơn, có thể thay một phần ZrF_4 bằng HfF_4 sẽ có được vỏ phản xạ ZHBLAN. Ngược lại nếu muốn tăng chiết suất ZBLAN, có thể thêm PbF_2 và BiF_3 . Bảng 2.5 sau đây là thành phần phân tử và phần trăm của chúng để tạo ra sợi Fluoride với lõi ZBLAN [12].

Bảng 2.5: Thành phần phân tử của sợi Fluoride ZBLAN

Vật liệu		ZrF_4	BaF_2	LaF_3	AlF_3	NaF	HfF_4	Chỉ số chiết suất	Hệ số giãn nở nhiệt α ($10^{-5}/^\circ\text{C}$)
Phần trăm phân tử	Lõi	54	20	4,5	3,5	18	-	1,4991	2,75
	Vỏ	39,7	18	4	3	22	13,3	1,4925	2,71

Loại sợi thủy tinh Fluoride có suy hao rất nhỏ cỡ khoảng từ 10^{-2} dB/km tới 10^{-3} dB/km tạo ra một tiềm năng lớn cho việc xây dựng các tuyến thông tin tốc độ cao cự ly xa. Tuy nhiên việc chế tạo nó vẫn còn gặp nhiều khó khăn như độ dài chế tạo bị hạn chế.

Sợi thủy tinh tích cực

Kết quả nghiên cứu về sợi dẫn quang cho ra các đặc tính từ và quang mới là việc kết hợp các nguyên tố đất hiếm vào sợi thủy tinh thụ động bình thường. Đặc tính này

cho phép vật liệu sợi có thể khuếch đại, tiêu hao và làm trễ pha tín hiệu ánh sáng truyền trong sợi dẫn quang. Quá trình pha tạp đất hiếm ở đây có thể xảy ra ở cả sợi di-ô-xít Silic thông thường và sợi halogen. Ngoài hai loại vật liệu chủ yếu có thể thực hiện quá trình pha tạp này là Erbium và Neodymium, thì còn có một số vật liệu khác. Hàm lượng tập trung các ion nguyên tố đất hiếm rất thấp (cỡ khoảng 5.10^{-3} tới 5.10^{-2} phần trăm phân tử) để tránh các hiệu ứng hình thành cụm. Ta sẽ xét cụ thể ở chương 8 của tài liệu này.

Các loại sợi vỏ chất dẻo

Ở trên ta đã xem xét cấu tạo của các loại sợi có lõi và vỏ phản xạ đều là thủy tinh; các sợi này có suy hao nhỏ cho nên chúng đóng vai trò quan trọng và phù hợp đối với các tuyến thông tin quang cự ly xa và tốc độ cao. Đối với cự ly ngắn (cỡ vài trăm mét), các loại sợi lõi thủy tinh và vỏ phản xạ là chất dẻo được sử dụng với mục đích giảm chi phí, vì cự ly này cho phép sử dụng các loại sợi có suy hao lớn. Sợi này còn gọi là sợi thủy tinh vỏ chất dẻo PCS (plastic-clad silica), vỏ thường được chế tạo từ hỗn hợp chất polimer có chỉ số chiết suất thấp hơn lõi dioxit silic. Giá trị chỉ số chiết suất vỏ này khoảng 1.405 tại bước sóng 850 nm, vật liệu nhựa silicone sẽ thỏa mãn giá trị này và không những vậy nhựa silicone còn tham gia vào việc tạo vỏ bảo vệ sợi dẫn quang. Thông thường, sợi thủy tinh vỏ phản xạ chất dẻo là loại sợi chỉ tồn tại ở dạng sợi có chiết suất phân bậc, chúng lại có đường kính lõi khá lớn (khoảng 150 đến 600 μm) lớn hơn cả lõi sợi gradien tiêu chuẩn 50 μm . Sợi này có khẩu độ số rất lớn cho phép sử dụng cả các loại nguồn phát quang có góc phát xạ lớn, vì vậy cho phép giảm giá thành hệ thống một cách đáng kể.

Sợi chất dẻo

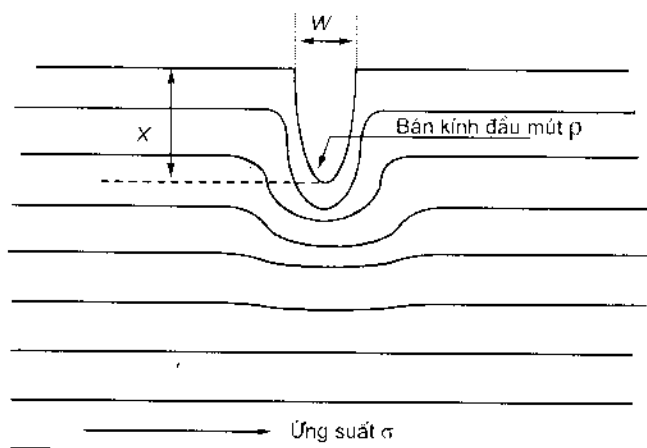
Đó là loại sợi chiết suất phân bậc có cả lõi và vỏ phản xạ hoàn toàn được cấu tạo từ vật liệu chất dẻo. Loại sợi này chỉ đáp ứng cự ly truyền dẫn không quá 100 m vì có suy hao rất lớn. Khẩu độ số của sợi này lớn cho phép góc tiếp nhận ánh sáng khoảng 70° . Sợi này đã từng được dùng trong quá khứ với số lượng rất ít.

2.1.4.2. Đặc tính cơ học của sợi quang

Như đã đề cập ở các phần trên, ta đã biết rằng sợi dẫn quang rất nhỏ và mảnh, vật liệu chế tạo chủ yếu lại là thủy tinh càng gây một ấn tượng sợi rất dễ dàng bị gãy vỡ; ta có cảm giác như nó không có khả năng chịu nổi một tác động cơ học nhỏ nào. Nhưng trong thực tế hiện nay, sợi dẫn quang lại có thể chịu được những ứng suất và lực căng trong quá trình bọc cáp, quá trình lắp đặt cũng như khai thác ở các môi trường khác nhau trên mạng lưới viễn thông. Vì vậy, ngoài các đặc tính truyền dẫn của sợi dẫn quang, các đặc tính cơ học của nó đóng vai trò rất quan trọng trong quá trình đưa vào khai thác các hệ thống thông tin quang. Các đặc tính cơ học đặc trưng cho sợi dẫn

quang được thể hiện ở lúc chế tạo cáp, lắp đặt cáp và trong suốt thời gian cáp được khai thác. Trong lúc bọc cáp và lắp đặt trên tuyến, tải trọng tác động vào sợi có thể ở dạng xung lực hoặc thay đổi từ từ. Khi mà cáp được khai thác trên tuyến, các tải trọng lúc này thường thay đổi rất chậm, có thể do ảnh hưởng của nhiệt độ thay đổi, sự bất ổn định của môi trường lắp đặt v.v... Sức bền và độ mỏi là hai đặc tính cơ học cơ bản của sợi dẫn quang. Thủy tinh là vật liệu chế tạo sợi đã tạo ra cảm giác sợi dẫn quang cũng dễ tan vỡ như các gương kính và các loại vật dụng thủy tinh thông thường và như vậy sợi dẫn quang không phải là sản phẩm chịu lực khỏe. Song cần lưu ý rằng, ứng suất phá vỡ theo chiều dọc của sợi thủy tinh cũng có thể so sánh được với các dây kim loại. Lực liên kết của các nguyên tử cấu tạo nên sợi dẫn quang đã chi phối tới sức bền thực chất của nó. Sợi dẫn quang thủy tinh có độ dài ngắn có thể chịu lực căng lớn nhất khoảng 14 GPa; trong khi đó sợi thép chịu 20 GPa. Sự khác nhau giữa sợi kim loại và sợi thủy tinh là sợi thủy tinh không thể co giãn như sợi kim loại, khi tới ngưỡng gãy đứt, sợi thủy tinh có thể giãn một lượng không đáng kể. Ở sợi dây đồng, nó có thể giãn dài tới hơn 20% trước khi bị đứt, còn sợi dẫn quang thủy tinh thì giãn vào khoảng 1% trước khi bị kéo đứt. Trên thực tế, sự tồn tại những tập trung ứng suất ở bề mặt của các vết nứt hoặc vết rạn sẽ giới hạn độ dài trung bình của các sợi dẫn quang dài nằm trong dải từ 700 đến 3500 MPa. Lực gãy đứt của độ dài sợi đã cho được xác định dựa vào kích cỡ và cấu trúc hình học của vết nứt nghiêm trọng nhất trên sợi. Hình 2.20 là giả định một kiểu vết nứt cơ học, ở đây vết nứt có dạng hình elip và như vậy qui về dạng chung có tên là vết rạn *Griffith* [10]. Nếu gọi độ rộng của vết rạn nứt là W , độ sâu là X và bán kính đầu mút là ρ thì sức bền của vết rạn của sợi thủy tinh có quan hệ như sau:

$$K = Y\sigma\sqrt{X} \quad (2-85)$$



Hình 2.20: Mẫu giả định về vết rạn nứt trên sợi dẫn quang

Ở đây hệ số cường độ ứng suất K được cho dưới dạng ứng suất σ có đơn vị áp dụng cho sợi là megapascal (MPa), độ sâu của vết rạn X tính bằng milimet, và hằng số Y

không có thứ nguyên sẽ phụ thuộc vào cấu trúc hình học của vết nứt. Ở thủy tinh, vết nứt trên mặt nghiêm trọng nhất có $Y = \sqrt{\pi}$. Từ biểu thức này ta có thể tính được kích cỡ của vết nứt lớn nhất. Giá trị lớn nhất của K sẽ phụ thuộc vào thành phần thủy tinh nhưng dự kiến nằm trong dải từ 0,6 đến 0,9 MN/cm^{3/2}.

Nhìn chung, trên sợi dẫn quang có chứa nhiều vết rạn nứt có sự phân bố ngẫu nhiên cho nên lực gây đứt của sợi phải được nhìn nhận theo quan điểm thống kê. Nếu gọi $F(\sigma, L)$ là xác suất tích lũy, L là chiều dài sợi bị giới hạn dưới một ứng suất σ , và giả thiết rằng các vết nứt là độc lập được phân bố ngẫu nhiên trên sợi dẫn quang và sự gãy đứt sẽ xảy ra tại vết nứt nghiêm trọng nhất, thì ta có:

$$F(\sigma, L) = 1 - e^{-LN(\sigma)} \quad (2-86)$$

Với $N(\sigma)$ là số tích lũy các vết nứt trên một đơn vị độ dài có một sức bền nhỏ hơn σ . Dạng $N(\sigma)$ thông dụng là dạng phương trình được Weibull rút ra từ kinh nghiệm như sau:

$$N(\sigma) = \frac{1}{L_0} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m \quad (2-87)$$

Với m , σ_0 và L_0 là các hằng số liên quan tới sự phân bố sức bền quán tính ban đầu. Từ đây dẫn tới dạng phương trình có tên gọi là phương trình Weibull:

$$F(\sigma, L) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m \frac{L}{L_0} \right] \quad (2-88)$$

Ngược với sức bền, độ mỏi có liên quan tới sự lớn dần của các vết nứt hiện có trên sợi dẫn quang dưới các điều kiện độ ẩm và ứng suất sức căng. Sự lớn dần của vết nứt làm cho sợi bị đứt ở một ứng suất thấp hơn so với ứng suất dùng để kiểm tra độ bền của sợi. Vết nứt như ở hình 2.20 sẽ cắt thông qua sợi do có sự ăn mòn hóa học của vật liệu sợi tại đầu mút vết nứt. Nguyên nhân đầu tiên gây ra sự ăn mòn này là sự xuất hiện của nước từ môi trường bên ngoài thâm nhập vào, nó làm giảm sức bền của mối liên kết phân tử SiO₂ trong thủy tinh. Tốc độ của phản ứng sẽ tăng khi sợi chịu tác động của ứng suất đặt vào nó. Tuy nhiên, theo các thực nghiệm điều tra cho thấy rằng, nhìn chung sự mỏi tĩnh học sẽ không xảy ra nếu như mức ứng suất nhỏ hơn xấp xỉ 0,20 sức bền. Thực tế các loại vỏ bọc dùng cho sợi dẫn quang hiện nay được bọc ngay trong quá trình chế tạo có đủ khả năng để bảo vệ chống lại sự ăn mòn của môi trường ngoài.

Một yếu tố quan trọng nữa để xem xét đặc tính cơ học của sợi dẫn quang là độ mỏi động. Khi cáp sợi dẫn quang được đặt vào trong đường ống cáp, nó phải chịu các ứng suất lặp đi lặp lại do tác động của việc dâng cáp lên. Cáp bị dâng lên là do những

cọ sát giữa cáp và đường ống hoặc dụng cụ dẫn cáp trong các bể cáp ở các tuyến cáp đi lượn vòng. Cáp treo cũng chịu các ứng suất tăng lên do tác động của gió. Lý thuyết và thực tế chứng minh rằng thời gian dẫn tới cáp bị hư hỏng dưới các điều kiện như vậy có liên quan tới ứng suất cho phép lớn nhất.

2.2. SUY HAO SỢI QUANG

Trong phần 2.1 chúng ta đã khảo sát cấu trúc của sợi quang và các khái niệm về việc truyền ánh sáng trong sợi. Tuy nhiên việc truyền tín hiệu từ phía phát tới phía thu sẽ bị suy hao và méo tín hiệu, đây là hai yếu tố quan trọng, nó tác động vào toàn bộ quá trình thông tin, định cỡ về khoảng cách và tốc độ của tuyến truyền dẫn cũng như xác định cấu hình của hệ thống thông tin quang.

2.2.1. Suy hao trong sợi quang

Suy hao trong sợi quang đóng một vai trò rất quan trọng trong việc thiết kế hệ thống, là tham số xác định khoảng cách giữa phía phát và phía thu. Trên một tuyến thông tin quang, các suy hao ghép nối giữa nguồn phát quang với sợi quang, giữa sợi quang với sợi quang giữa sợi quang với đầu thu quang, và giữa sợi quang với các thiết bị khác trên tuyến như khuếch đại quang hay thiết bị xen rẽ kênh v.v..., cũng có thể coi là suy hao trên tuyến truyền dẫn. Bên cạnh đó, quá trình sợi bị uốn cong quá giới hạn cho phép (ta sẽ xét ở phần sau) cũng tạo ra suy hao. Các suy hao này là suy hao ngoài bản chất của sợi, do đó có thể làm giảm chúng với nhiều biện pháp khác nhau. Vấn đề ta xét ở đây là suy hao bản chất bên trong của sợi. Trong quá trình truyền tín hiệu ánh sáng, bản thân sợi dẫn quang cũng có suy hao và làm cho cường độ tín hiệu bị yếu đi khi qua một cự ly lan truyền ánh sáng nào đó. Cơ chế suy hao cơ bản trong sợi dẫn quang là suy hao do hấp thụ, suy hao do tán xạ và các suy hao do bức xạ năng lượng ánh sáng. Trong các suy hao trên, suy hao do hấp thụ có liên quan tới vật liệu sợi trong đó bao gồm hấp thụ do tạp chất, hấp thụ vật liệu và hấp thụ điện, còn suy hao do tán xạ có liên quan tới cả vật liệu sợi và tính không hoàn hảo về cấu trúc của sợi. Còn suy hao bức xạ là do tính xáo trộn về hình học của sợi gây ra.

Suy hao sợi (hay còn gọi là suy hao tín hiệu) thường được đặc trưng bằng hệ số suy hao và được xác định bằng tỷ số giữa công suất quang đầu ra P_{out} của sợi dẫn quang dài L với công suất quang đầu vào P_{in} . Tỷ số công suất này là một hàm của bước sóng, nếu gọi α là hệ số suy hao thì:

$$\alpha = \frac{10}{L} \log \left(\frac{P_{in}}{P_{out}} \right) \quad (2-89)$$

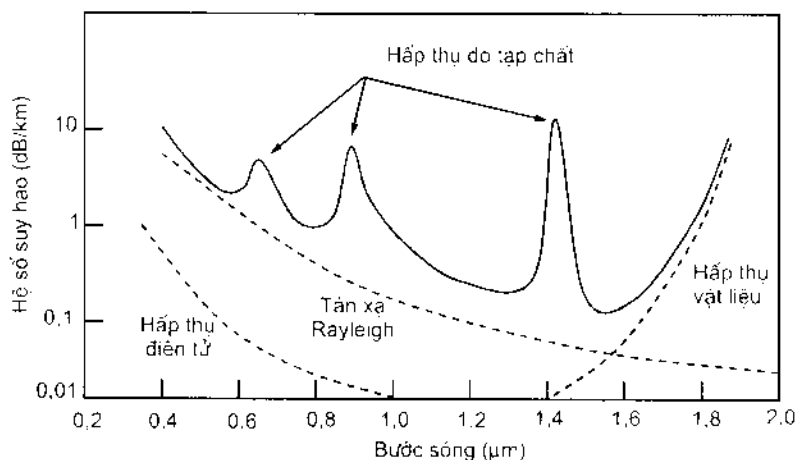
và đơn vị của α được tính theo decibel trên km (dB/km). Các sợi dẫn quang thường có suy hao nhỏ, khi độ dài quá ngắn thì gần như không có suy hao và lúc đó $P_{out} = P_{in}$ và

tương ứng $\alpha = 0$ dB/km. Trong thực tế, suy hao của sợi rất nhỏ, giá trị trung bình của suy hao sợi cho phép cự ly truyền dẫn vài chục km ở tốc độ khá cao. Suy hao của bản thân sợi chủ yếu phụ thuộc vào sự hấp thụ vật liệu và tán xạ Rayleigh; ta sẽ xem xét bản chất của chúng trong các phần sau đây.

2.2.1.1. Hấp thụ vật liệu trong sợi quang

Hấp thụ trong sợi quang là yếu tố quan trọng trong việc tạo nên bản chất suy hao của sợi quang. Hấp thụ này sinh ra do ba cơ chế khác nhau gây ra như sau:

* *Hấp thụ do tạp chất:* Nhân tố hấp thụ nổi trội trong sợi quang là sự có mặt của tạp chất có trong vật liệu sợi. Trong thủy tinh thông thường, các tạp chất như nước và các ion kim loại chuyển tiếp đã làm tăng đặc tính suy hao, đó là các ion kim loại sắt, crom, coban, đồng và các ion OH (nước). Sự có mặt của tạp chất này làm cho suy hao đạt tới giá trị rất lớn, nếu sợi mà làm bằng thủy tinh như các lăng kính thông thường thì suy hao lên tới vài nghìn dB/km. Các sợi quang trước đây với lượng tạp chất từ 1 đến 10 phần tỷ (ppb) có suy hao trong khoảng 1 đến 10 dB/km. Sự có mặt của các phân tử nước đã làm cho suy hao trội hẳn lên. Liên kết OH đã hấp thụ ánh sáng ở bước sóng khoảng $2,7\text{ }\mu\text{m}$ và cùng với tác động qua lại của cộng hưởng Silic, nó tạo ra các đỉnh hấp thụ ở 1400, 950 và 750 nm như ở hình 2.21. Giữa các đỉnh này có các vùng suy hao thấp, đó là các cửa sổ truyền dẫn 850 nm, 1300 nm và 1550 nm mà các hệ thống thông tin đã sử dụng để truyền tín hiệu ánh sáng.



Hình 2.21: Các đặc tính suy hao theo bước sóng của sợi quang đối với các cơ chế suy hao

Để giảm suy hao xuống thấp hơn 20 dB/km, sự có mặt của nước phải ít hơn vài phần tỷ. Giá trị này có thể đạt được nhờ chế tạo sợi bằng phương pháp MCVD. Các phương pháp chế tạo sợi khác cho phép làm giảm thấp hơn nữa hàm lượng nước là VAD, VPAD, cho phép tạo ra sợi có sự tập trung ion OH dưới 0,8 ppb. Với mức tạp

chất này, đường cong suy hao sẽ trơn lên và không còn tồn tại các đỉnh và khe suy hao nữa, kết quả này tạo ra suy hao sợi nhỏ hơn 0,2 dB/km tại bước sóng 1550 nm.

* *Hấp thụ vật liệu*: Có thể thấy rằng hoạt động ở bước sóng dài hơn sẽ cho suy hao nhỏ hơn, quan điểm này là hoàn toàn chính xác. Nhưng các liên kết nguyên tử lại có liên quan tới vật liệu và sẽ hấp thụ ánh sáng có bước sóng dài, trường hợp này gọi là hấp thụ vật liệu. Mặc dù các bước sóng cơ bản của các liên kết hấp thụ nằm bên ngoài vùng bước sóng sử dụng, nhưng đuôi hấp thụ của nó vẫn có ảnh hưởng; và ở đây nó kéo cho tới vùng bước sóng 1550 nm làm cho vùng bước sóng này không giảm suy hao một cách đáng kể.

* *Hấp thụ cực tím (điện tử)*: Trong vùng cực tím, ánh sáng bị hấp thụ là do các photon kích thích các điện tử trong nguyên tử lên một trạng thái năng lượng cao hơn (mặc dù đây là một dạng của hấp thụ vật liệu, nhưng tác động tương tác xảy ra trong phạm vi nguyên tử, quan điểm này chính xác hơn là trong phạm vi phân tử). Lúc này bờ cực tím của các dải hấp thụ điện tử của cả hai vật liệu không kết tinh và kết tinh sẽ có quan hệ như sau:

$$\alpha_m = Ce^{E/\lambda} \quad (2-90)$$

gọi là luật Urbach, trong đó C và E_m là các hằng số rút ra từ kinh nghiệm và E là năng lượng photon. Vì E là tỷ lệ nghịch với bước sóng λ , cho nên đặc tính hấp thụ cực tím đi xuống theo bậc hàm mũ so với chiều tăng của bước sóng. Như đã chỉ ra ở hình 2.21, suy hao cực tím là nhỏ hơn so với suy hao do tán xạ trong vùng gần hồng ngoại. Đối với sợi dioxit Silic, đỉnh hấp thụ của nó vào khoảng 0,14 μm , tuy nhiên đuôi của nó kéo dài tới khoảng 1 μm , vì vậy cũng gây ra lượng suy hao nhỏ ở cửa sổ truyền dẫn.

2.2.1.2. Suy hao do tán xạ

Suy hao do tán xạ trong sợi quang là do tính không đồng đều rất nhỏ trong lõi sợi gây ra. Đó là do có những thay đổi rất nhỏ của vật liệu, tính không đồng đều về cấu trúc hoặc các khiếm khuyết trong quá trình chế tạo sợi. Như vậy trong cấu trúc lõi sợi sẽ bao gồm cả mật độ phân tử cao hơn và mật độ phân tử thấp hơn mật độ trung bình. Ngoài ra, do thủy tinh được tạo ra từ vài loại oxit như SiO_2 , GeO_2 và P_2O_5 cho nên sự thay đổi thành phần vẫn có thể xảy ra. Hai yếu tố này làm nảy sinh sự thay đổi chiết suất, chúng tạo ra tán xạ ánh sáng gọi là tán xạ Rayleigh. Tán xạ Rayleigh chỉ có ý nghĩa khi bước sóng của ánh sáng cùng cấp với kích thước của cơ cấu tán xạ. Trong thực tế, suy hao này làm giảm đi một phần tư công suất của bước sóng, và vì thế hệ thống làm việc ở bước sóng dài sẽ được quan tâm ngày một nhiều.

Việc diễn giải suy hao do tán xạ gây ra khá phức tạp do bản chất ngẫu nhiên của phân tử và các thành phần oxit khác nhau của thủy tinh. Đối với thủy tinh thuần khiết, suy hao tán xạ tại bước sóng λ do sự bất ổn định về mật độ gây ra có thể được diễn giải như sau:

$$\alpha_{\text{scat}} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (n^2 - 1)^2 k_B T_i \beta_T \quad (2-91)$$

ở đây n là chỉ số chiết suất, k_B là hằng số Boltzman, β_T là hệ số nén đẳng nhiệt của vật liệu và nhiệt độ hư cấu T_i là nhiệt độ mà tại đó tính bất ổn định về mật độ bị đóng lại thành thủy tinh. Với một cách diễn giải khác có thể có:

$$\alpha_{\text{scat}} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 k_B T_i \beta_T \quad (2-92)$$

với p là hệ số quang đàn hồi. Các biểu thức (2-91) và (2-92) có đơn vị tính bằng Neper. Để đổi sang Decibel trong trường hợp tính toán suy hao công suất quang thì nhân các phương trình này với $10 \log e = 4,343$.

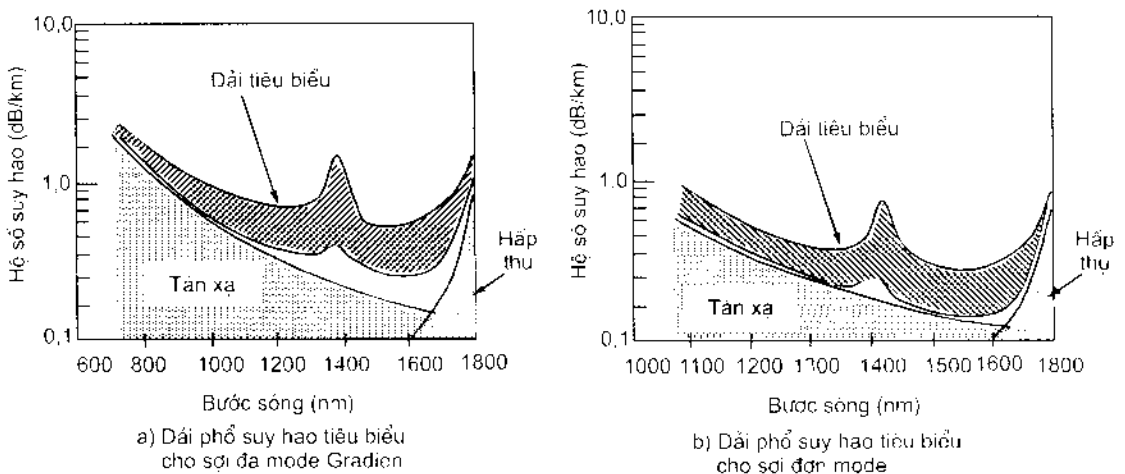
Đối với các loại thủy tinh nhiều thành phần, tán xạ này được tính như sau:

$$\alpha = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} (\delta n^2)^2 \delta V \quad (2-93)$$

với

$$(\delta n^2)^2 = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)^2 (\delta \rho)^2 + \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial n^2}{\partial C_i} \right)^2 (\delta C_i)^2 \quad (2-94)$$

Ở đây $\delta \rho$ là sự thăng giáng về mật độ và δC_i là sự thăng giáng về sự tập trung của thành phần thủy tinh thứ i . Sự thăng giáng về mật độ và thành phần lớn hay nhỏ thường là không thể biết được, do đó chúng phải được xác định thông qua các số liệu tán xạ thực nghiệm. Do tán xạ Rayleigh phụ thuộc theo λ^{-4} , nên nó giảm mạnh theo chiều tăng của bước sóng. Nhìn chung, giá trị suy hao này lớn đáng kể ở vùng bước sóng dưới 1 μm .



Hình 2.22: Đường cong suy hao của sợi đa mode và đơn mode

Kết hợp các suy hao hấp thụ do tạp chất, hấp thụ vật liệu (trong bước sóng hồng ngoại), hấp thụ cực tím và suy hao tán xạ Rayleigh, người ta thu được kết quả về đường cong suy hao như hình 2.22.

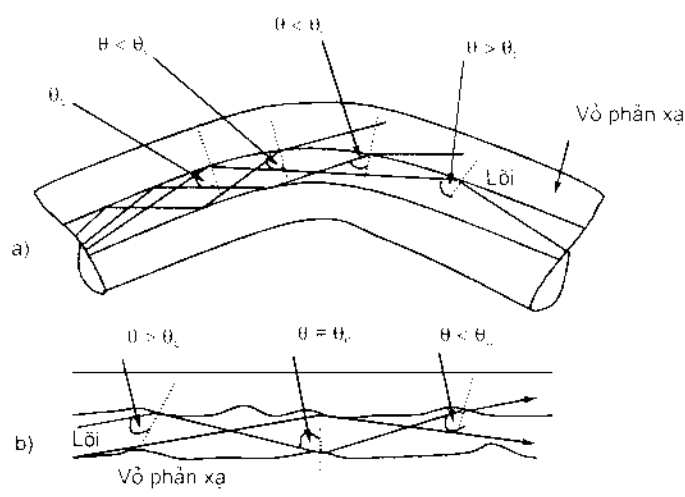
Trong hình này, đường cong mô tả vùng suy hao của các sợi điển hình trong thị trường thương mại. Suy hao của sợi đa mode thường là cao hơn sợi đơn mode, đó cũng là kết quả của sự tập trung tạp chất cao hơn và kèm theo suy hao tán xạ lớn hơn trong sợi đa mode. Hơn nữa, các sợi đa mode là đối tượng cho các suy hao mode bậc cao vì có những xáo trộn tại ranh giới lõi vỏ.

2.2.2. Suy hao uốn cong sợi

Suy hao do uốn cong sợi là suy hao ngoài bản chất (không cố hữu) của sợi. Khi bất kỳ một sợi dẫn quang nào đó bị uốn cong theo một đường cong có bán kính xác định thì sẽ có hiện tượng phát xạ tín hiệu ánh sáng ra ngoài vỏ sợi và như vậy ánh sáng lan truyền trong lõi sợi đã bị suy hao. Có hai loại uốn cong sợi là:

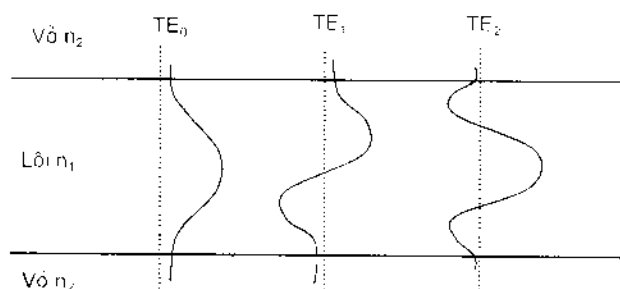
- Uốn cong vĩ mô: là uốn cong có bán kính uốn cong lớn tương đương hoặc lớn hơn đường kính sợi, chẳng hạn trong trường hợp ta uốn sợi theo một góc nào đó.
- Vi uốn cong: là sợi bị cong nhỏ một cách ngẫu nhiên, trường hợp này hay xảy ra trong lúc sợi được bọc thành cáp.

Hiện tượng suy hao do uốn cong có thể thấy được khi góc tới lớn hơn góc tới hạn ở các vị trí sợi bị uốn cong [13]. Đối với loại uốn cong vĩ mô (thường chỉ gọi là uốn cong cho đơn giản) thì hiện tượng suy hao này quan sát được khá rõ khi phân tích trên sợi có khẩu độ số NA nhỏ, như ở hình 2.23.

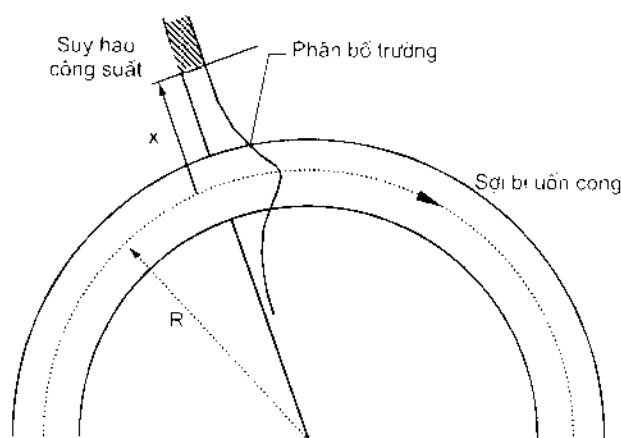


Hình 2.23: Hiện tượng các tia sáng đi ra khỏi lõi sợi trong trường hợp uốn cong a) và vi uốn cong b)

Đối với trường hợp sợi bị uốn cong ít, giá trị suy hao là rất nhỏ và khó có thể thấy được. Khi bán kính uốn cong giảm dần, suy hao sẽ tăng theo qui luật hàm mũ cho tới khi bán kính đạt tới giá trị tới hạn nào đó thì suy hao uốn cong thể hiện rất rõ. Nếu bán kính uốn cong nhỏ hơn giá trị điểm ngưỡng này thì suy hao sẽ đột ngột tăng rất lớn.



Hình 2.24: Sự phân bố trường điện đối với vài mode bậc thấp hơn trong sợi dẫn quang



Hình 2.25: Phác họa trường mode cơ bản trong đoạn sợi bị uốn cong

Nếu xét một cách định tính, hiệu ứng suy hao uốn cong có thể được diễn giải khi xem xét sự phân bố trường điện mode như được mô tả ở hình 2.24. Ở đây, ta coi sợi dẫn quang là một ống dẫn sóng được cấu tạo bằng chất cách điện có chỉ số chiết suất n_1 đặt kẹp giữa vật liệu cách điện có chỉ số chiết suất $n_2 < n_1$. Đây là quá trình thể hiện dạng đơn giản nhất của tín hiệu quang lan truyền trong sợi, nó mô tả các mẫu trường của một vài mode bậc thấp hơn. Hình ảnh này gợi lại rằng bất kỳ mode nào ở biên lõi sợi đều có phần đuôi nằm trong vỏ sợi, phần đuôi này thoái hóa theo hàm mũ như là một hàm của khoảng cách tính từ lõi sợi. Vì đuôi trường này di chuyển dọc theo trường trong lõi, cho nên một phần năng lượng của mode truyền lan sẽ đi vào trong lớp vỏ phản xạ của sợi. Khi sợi bị uốn cong, đuôi trường ở bên phía xa tâm chỗ uốn cong phải di chuyển nhanh hơn để theo kịp được với trường ở phía trong lõi, như diễn tả ở hình 2.25 cho mode sợi bậc thấp nhất. Ở cự ly tới hạn x_c tính từ tâm của sợi, đuôi trường sẽ phải chuyển động

nhơn hơn tốc độ của ánh sáng để theo kịp với trường ở lõi sợi. Mà điều này không thể xảy ra cho nên năng lượng ánh sáng trong đuôi trường ở bên kia x_c sẽ phát xạ đi hết.

Sự phát xạ trường ở đoạn uốn cong sợi nhiều hay ít tùy thuộc vào cường độ trường tại x_c và bán kính uốn cong R . Vì các mode bậc cao ít bị ràng buộc với lõi sợi hơn là các mode bậc thấp cho nên các mode bậc cao sẽ phát xạ ra ngoài đầu tiên; ở đây tổng số mode theo sợi cong sẽ ít hơn sợi thẳng. Gloge đã tìm thấy phương trình sau đây đối với số mode hiệu dụng N_{eff} được dẫn bằng sợi đa mode bị uốn cong với bán kính a :

$$N_{eff} = N_{st} \left\{ 1 - \frac{\alpha + 2}{2\alpha\Delta} \left[\frac{2a}{R} + \left(\frac{3}{2n_2 k R} \right)^2 \right] \right\} \quad (2-95)$$

với α xác định mật cắt chỉ số gradien, Δ là sự chênh lệch về chiết suất lõi-vỏ, n_2 là chỉ số chiết suất vỏ, $k = 2\pi/\lambda$ là hằng số truyền lan, và:

$$N_{st} = \frac{\alpha}{\alpha + 2} (n_1 k a)^2 \Delta \quad (2-96)$$

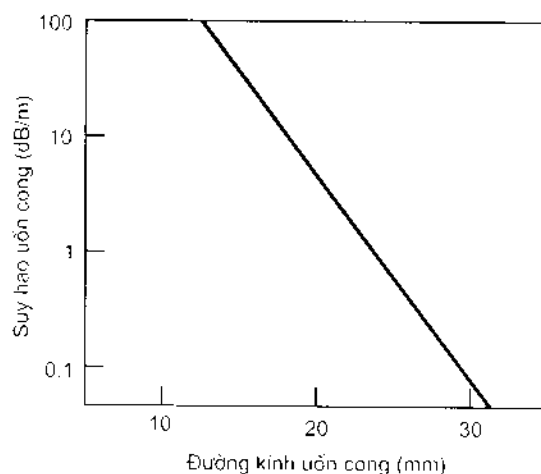
là tổng số các mode ở trong sợi thẳng.

Một dạng khác của suy hao do tán xạ trong sợi dẫn quang là suy hao do vi uốn cong ngẫu nhiên gây ra. Vì uốn cong sợi là sự dao động lặp đi lặp lại trong phạm vi nhỏ của trục sợi, chúng này sinh cả trong trường hợp không đồng đều khi chế tạo sợi cũng như khi có áp lực bên không đều trong lúc bọc cáp. Vì uốn cong gây ra suy hao là do chỗ cong sợi tạo nên sự nối tiếp năng lượng lặp đi lặp lại giữa các mode được dẫn và sự suy yếu các mode trong sợi [1].

Một phương pháp để giảm suy hao vi uốn cong tới mức nhỏ nhất là bọc một lớp vỏ có khả năng chịu nén cho sợi. Khi có lực bên ngoài tác động vào thì vỏ này sẽ bị biến dạng trước nhưng sợi sẽ vẫn định hướng tương đối thẳng. Đối với loại sợi đa mode gradien có bán kính lõi a , bán kính ngoài b (kể cả vỏ bọc bảo vệ chịu nén), chênh lệch chỉ số chiết suất là Δ , thì suy hao uốn cong α_m của sợi đã bọc vỏ bảo vệ này sẽ giảm so với khi không có vỏ bảo vệ là:

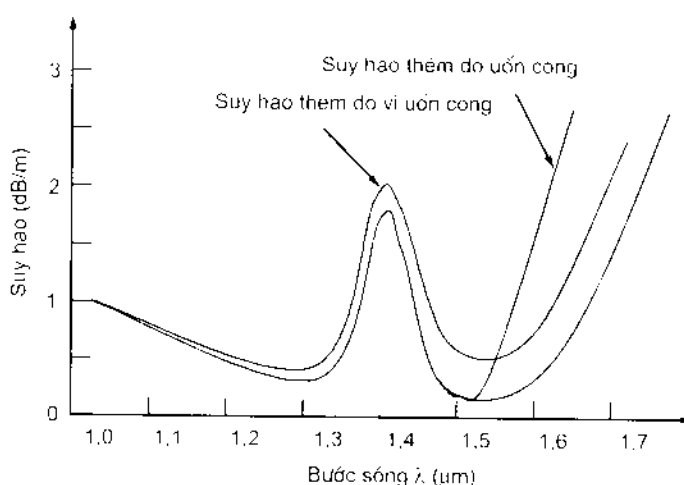
$$F(\alpha_m) = \left[1 + \pi \Delta^2 \left(\frac{b}{a} \right)^4 \frac{E_f}{E_c} \right]^2 \quad (2-97)$$

ở đây E_f và E_c tương ứng là các mô-đun Young của vỏ bảo vệ và sợi. Mô-đun Young của các vật liệu vỏ bảo vệ nằm trong dải từ 20 đến 500 MPa, còn Mô-đun Young thủy tinh dioxit Silic là khoảng 65 GPa.



Hình 2.26: Suy hao uốn cong ở bước sóng 1300 nm trên sợi đơn mode

Rõ ràng rằng, uốn cong và vi uốn cong đều có thể gây ra suy hao. Giá trị suy hao sẽ tùy thuộc vào bán kính uốn cong của sợi, bán kính uốn cong càng nhỏ thì suy hao càng lớn. Một vấn đề cần chú ý là suy hao uốn cong cũng phụ thuộc vào bước sóng. Đối với sợi đơn mode, cả uốn cong vĩ mô và vi uốn cong đều đóng vai trò quan trọng trong việc thiết kế sợi. Hình 2.26 là biểu đồ suy hao phụ thuộc vào đường kính uốn cong tại bước sóng 1300 nm đối với sợi đơn mode thông thường [12]. Các suy hao uốn cong ở bước sóng 1550 nm thường là lớn hơn ở vùng bước sóng 1300 nm từ 3 đến 5 lần, như vậy với sợi đơn mode thông thường, suy hao ở bước sóng của số thứ ba là nhỏ hơn ở cửa sổ thứ hai nhưng lại chịu ảnh hưởng của suy hao uốn cong lớn hơn như được đưa ra ở hình 2.27.



Hình 2.27: Sự tăng suy hao theo uốn cong và vi uốn cong trên sợi đơn mode

Căn cứ vào giới hạn bán kính uốn cong, để có thể tránh được suy hao lớn, các nhà chế tạo khuyến nghị rằng đường kính uốn cong sợi hoặc cáp tối thiểu là từ 40 đến 50 mm.

Vì thế, trong các hộp đĩa chứa mỗi nôi sợi, các hộp và khoang chứa các thành phần quang-điện thường được thiết kế có bán kính uốn cong sợi dùng từ 50 đến 75 mm. Để bù trừ vào suy hao uốn cong sợi theo bước sóng, bán kính uốn cong cho các sợi làm việc ở bước sóng 1550 nm thường được nối rộng ra ít nhất 50 mm.

2.3. TÁN SẮC TRONG SỢI QUANG ĐƠN MODE

Tán sắc trong sợi quang có thể tham khảo trong lần xuất bản trước [1]. Tuy nhiên, cách tiếp cận vào thời điểm đó chưa thật thuận tiện trong việc xem xét tới các hệ thống thông tin quang hiện đại trong tương lai. Hiện tại và sắp tới, nhiều cấu trúc hệ thống thông tin quang đang và sẽ áp dụng những công nghệ tiên tiến. Đặc tính truyền dẫn của hệ thống sẽ bị tác từ động nhiều yếu tố, nhất là đối với các hệ thống được lắp đặt cho các tuyến có dung lượng lớn và cự ly xa. Mặt khác, hầu hết các tuyến truyền dẫn lại sử dụng sợi quang đơn mode. Như vậy, tán sắc trong sợi đơn mode trở thành yếu tố hết sức quan trọng, và việc xem xét ảnh hưởng của nó một cách đầy đủ nhằm đáp ứng phù hợp cho mạng thông tin quang hiện đại đòi hỏi phải có một cách nhìn tổng thể. Chính vì thế, chúng ta sẽ tiến hành phân tích tán sắc trong chương này theo một cách tiếp cận đầy đủ hơn và chỉ xem xét đối với sợi đơn mode.

Tuy nhiên, trước khi phân tích về sợi đơn mode, ta hãy điểm lại một số nét chung nhất về tán sắc trong sợi quang. Như đã đề cập trong phần đầu của cuốn sách này, tín hiệu dọc theo sợi dẫn quang sẽ bị méo do tán sắc bên trong mode và hiệu ứng trễ giữa các mode gây ra. Các hiệu ứng tán sắc ở đây được giải thích nhờ việc khảo sát trạng thái các vận tốc nhóm của các mode truyền dẫn, mà ở đây vận tốc nhóm là tốc độ mà tại đó năng lượng ở trong mode riêng biệt lan truyền dọc theo sợi. Tán sắc bên trong mode là sự dẫn xung tín hiệu ánh sáng xảy ra ở trong một mode. Vì tán sắc bên trong mode phụ thuộc vào bước sóng cho nên ảnh hưởng của nó tới méo tín hiệu sẽ tăng lên theo sự tăng của độ rộng phổ nguồn phát. Độ rộng phổ là dải các bước sóng mà nguồn quang phát tín hiệu ánh sáng trên nó. Có thể mô tả độ dẫn xung bằng công thức sau:

$$\delta\tau = L \left(\frac{d\tau_g}{d\lambda} \right) \lambda_s \sigma_\lambda \quad (2-98)$$

với L là độ dài của sợi dẫn quang, τ_g là sự trễ nhóm đối với một đơn vị độ dài, λ_s là bước sóng trung tâm và σ_λ là độ rộng trung bình bình phương (r.m.s) của phổ nguồn phát [12]. Như vậy tán sắc tổng cộng trên sợi dẫn quang gồm hai thành phần chính là tán sắc giữa các mode (tán sắc mode) và tán sắc bên trong mode; tán sắc bên trong mode bao gồm có tán sắc vật liệu và tán sắc dẫn sóng. Do vậy có thể thấy tổng cộng tán sắc trên sợi dẫn quang gồm:

- Tán sắc mode.

- Tán sắc vật liệu.
- Tán sắc dẫn sóng.

Tán sắc mode chỉ phụ thuộc vào kích thước sợi, đặc biệt là đường kính lõi của sợi, nó tồn tại trên các sợi đa mode vì các mode trong sợi này sẽ lan truyền theo các đường đi khác nhau làm cho cự ly đường của các mode đi cũng khác nhau và do đó có thời gian lan truyền khác nhau. Các sợi đơn mode không có tán sắc mode [14].

Tán sắc vật liệu là một hàm của bước sóng và do sự thay đổi về chỉ số chiết suất của vật liệu lõi tạo nên. Nó làm cho bước sóng luôn phụ thuộc vào vận tốc nhóm của bất kỳ mode nào.

Tán sắc dẫn sóng là do sợi đơn mode chỉ giữ được khoảng 80% năng lượng ở trong lõi, vì vậy còn 20% ánh sáng truyền trong vỏ nhanh hơn năng lượng ở trong lõi. Tán sắc dẫn sóng phụ thuộc vào thiết kế sợi vì hằng số lan truyền mode β là một hàm số của $\omega\lambda$, nó thường được bỏ qua trong sợi đa mode nhưng lại cần được quan tâm ở sợi đơn mode.

Tổng hợp tán sắc ở sợi đa mode như sau:

$$\text{Tán sắc tổng} = [(Tán sắc mode)^2 + (Tán sắc bên trong mode)^2]^{1/2}$$

Với sợi đa mode gradien, do chiết suất lõi giảm dần từ trục sợi ra phía vỏ phản xạ, các tia sáng có đường đi gần ranh giới tiếp giáp lõi-vỏ sẽ truyền với vận tốc nhanh hơn các tia gần trục sợi cho nên cân bằng được thời gian lan truyền, điều này tạo cho tín hiệu ít méo hơn ở sợi đa mode chiết suất phân bậc. Còn đối với sợi đơn mode, sẽ không có tán sắc mode và chỉ còn tồn tại tán sắc vật liệu và tán sắc dẫn sóng. Bây giờ, chúng ta hãy đi vào việc xem xét và phân tích tán sắc trong sợi đơn mode.

2.3.1. Tán sắc vận tốc nhóm

Trong sợi quang đơn mode không còn tồn tại tán sắc mode, nhưng sự dẫn xung không hoàn toàn mất đi. Vận tốc nhóm kết hợp với mode cơ bản là một đặc trưng phụ thuộc tần số. Vì vậy mà các thành phần phổ khác nhau của xung sẽ lan truyền với các vận tốc nhóm hơi khác nhau đôi chút, đây là hiện tượng được coi là tán sắc vận tốc nhóm GVD (Group - Velocity Dispersion), tán sắc bên trong mode, hay để đơn giản còn được gọi là tán sắc sợi như đã giới thiệu ở trên.

Để tìm hiểu tán sắc vận tốc nhóm, ta hãy khảo sát một sợi quang đơn mode có độ dài L . Nguồn phát có thành phần phổ đặc trưng tại tần số ω sẽ đi từ đầu vào tới đầu ra của sợi sau một thời gian trễ $T = L/v_g$, với v_g là vận tốc nhóm được xác định từ biểu thức sau:

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1} \quad (2-99)$$

Bằng cách sử dụng quan hệ $\beta = nk_z = n\omega/c$ trong biểu thức (2-99) thì có thể chỉ ra rằng $v_g = c/n_g$, ở đây n là chỉ số mode, n_g là chỉ số nhóm được cho bởi:

$$n_g = n + \omega \left(\frac{dn}{d\omega} \right) \quad (2-100)$$

Việc vận tốc nhóm phụ thuộc vào tần số sẽ làm dẫn xung đơn giản chỉ là do các thành phần phổ khác nhau của xung đã bị phân tán trong khi lan truyền trong sợi quang và không đến đồng thời một lúc tại đầu ra của sợi. Nếu như gọi $\Delta\omega$ là độ rộng phổ của xung thì khoảng thời gian của độ dẫn xung khi truyền qua sợi có độ dài L được viết như sau [15]:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (2-101)$$

Tham số $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$ được gọi là *tham số tán sắc vận tốc nhóm* (tham số GVD). Tham số này nhằm xác định xung quang có thể bị dẫn là bao nhiêu khi truyền trong sợi quang.

Trong một số hệ thống thông tin quang, sự trải tần số $\Delta\omega$ được xác định bằng dải các bước sóng $\Delta\lambda$ được phát từ nguồn quang. Đó là điều bình thường khi muốn sử dụng $\Delta\lambda$ thay cho $\Delta\omega$. Khi áp dụng các biểu thức sau:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \text{ và } \Delta\omega = \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \Delta\lambda \quad (2-102)$$

Biểu thức (2-101) có thể viết thành:

$$\Delta T = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = DL\Delta\lambda \quad (2-103)$$

Trong đó:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2-104)$$

Tham số D viết trong biểu thức (2-104) được gọi là *tham số tán sắc* và có đơn vị là picogiây trên kilômét nhân nanomét (ps/km.nm). Ảnh hưởng của tán sắc tới tốc độ bit B có thể được xác định bằng cách sử dụng mức chuẩn $B\Delta T < 1$, và khi áp dụng biểu thức (2-103) thì điều kiện này có thể viết thành:

$$BL|D|\Delta\lambda < 1 \quad (2-105)$$

Biểu thức (2-105) đưa ra một sự ước lượng cấp biên độ của tích BL cho các sợi quang đơn mode. Đối với các sợi thủy tinh tiêu chuẩn, giá trị của D là tương đối nhỏ trong vùng gần bước sóng 1310 nm (có thể đạt tới ~ 1 ps/km.nm). Với các laser bán dẫn, độ rộng phổ $\Delta\lambda$ là 2 ÷ 4 nm ngay cả khi laser hoạt động trong một vài mode dọc. Tích BL của các hệ thống thông tin quang như vậy có thể vượt 10 Gbit/s.km. Thực vậy, các hệ thống truyền dẫn thường hoạt động tại tốc độ bit 2 Gbit/s với khoảng lặp 40 ÷ 50 km. Tích BL của các sợi đơn mode có thể vượt 1 Tbit/s.km khi sử dụng các laser bán dẫn đơn mode có $\Delta\lambda$ dưới 1 nm.

Tham số tán sắc D có thể thay đổi đáng kể khi bước sóng hoạt động chệch khỏi vùng 1310 nm. Sự phụ thuộc của D vào bước sóng được chi phối từ sự phụ thuộc vào tần số của chỉ số mode n . Như vậy từ biểu thức (2-104) ta có thể viết D như sau:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (2-106)$$

Trong biểu thức này có sử dụng đến công thức (2-100). Nếu như thế n từ phương trình (2-70) và sử dụng điều kiện ngưỡng của tần số chuẩn thì tham số D có thể được viết dưới dạng tổng sau:

$$D = D_M + D_W \quad (2-107)$$

Trong đó D_M và D_W tương ứng là tán sắc vật liệu và tán sắc dẫn sóng.

Có một số lý thuyết đề cập sâu tới tán sắc bên trong mode và cho rằng, muốn tính nó chỉ đơn giản tính riêng tán sắc vật liệu và tán sắc dẫn sóng rồi sau đó cộng lại để có được tán sắc tổng. Nhưng thực chất hai cơ chế tán sắc này lại có một mối liên quan phức tạp với nhau vì các đặc tính phân tán của chỉ số chiết suất cũng tạo ra tán sắc dẫn sóng. Tuy nhiên qua thực nghiệm về tán sắc vật liệu và tán sắc dẫn sóng, người ta nhận thấy rằng hoàn toàn có thể chấp nhận giải pháp cộng hai tán sắc trên sau khi đã tính riêng từng loại tán sắc để có tán sắc bên trong mode, nếu không cần quá chính xác; và vì thế biểu thức (2-107) là chấp nhận được. Sau đây ta sẽ xét hai tham số này.

2.3.2. Tán sắc vật liệu

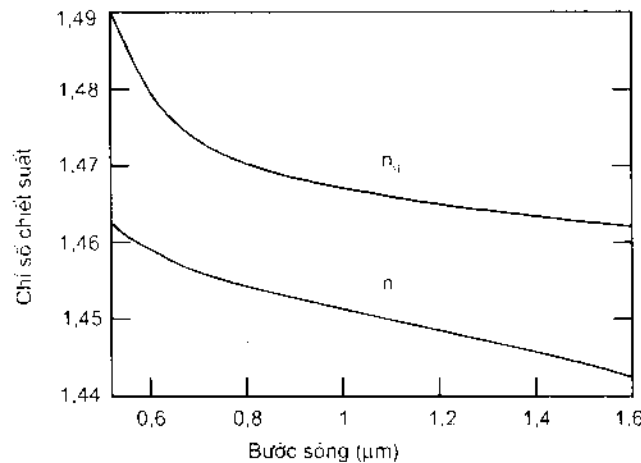
Tán sắc vật liệu D_M xuất hiện là do chỉ số chiết suất của thủy tinh, loại vật liệu dùng để chế tạo ra sợi quang, và những thay đổi của chúng theo tần số quang ω . Có thể viết tán sắc vật liệu như sau:

$$D_M = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{dn_{2q}}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{dn_{2q}}{d\lambda} \quad (2-108)$$

Trong đó n_{2g} là chỉ số nhóm của vật liệu vỏ sợi. Dưới góc độ đơn giản, nguồn gốc của tán sắc vật liệu có liên quan tới đặc tính tần số cộng hưởng mà tại đó vật liệu sẽ hấp thụ sự phát xạ điện từ. Chỉ số chiết suất $n(\omega)$ được làm xấp xỉ bằng phương trình Sellmeier và viết như sau:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^M \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2-109)$$

Ở đây ω_j là tần số cộng hưởng và B_j là cường độ dao động. Chữ n ở đây là viết đại diện cho cả n_1 và n_2 tùy thuộc vào các đặc tính phân tán của lõi hay vỏ sợi có được xem xét hay không. Số hạng dưới dạng tổng trong biểu thức (2-109) mở rộng cho tất cả các cộng hưởng vật liệu tham gia vào dải tần số quan tâm. Trong trường hợp của sợi quang, các tham số B_j và ω_j thu được từ kinh nghiệm thông qua việc diễn các đường cong tán sắc đo được vào biểu thức (2-109) với $M = 3$. Chúng phụ thuộc vào hàm lượng các chất kích tạp và được xếp thành vài loại sợi. Đối với thủy tinh trong suốt, các tham số này thu được là $B_1 = 0,6961663$, $B_2 = 0,4079426$, $B_3 = 0,8974794$, $\lambda_1 = 0,0684043 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0,1162414 \mu\text{m}$, và $\lambda_3 = 9,896161 \mu\text{m}$, với $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$ ở đây $j = 1 \div 3$. Chỉ số nhóm $n_g = n + \omega(dn/d\omega)$ có thể thu được thông qua việc sử dụng các tham số này.



Hình 2.28: Chỉ số chiết suất n và chỉ số nhóm n_g thay đổi theo bước sóng ở sợi thủy tinh

Chỉ số chiết suất n và chỉ số nhóm n_g thay đổi theo bước sóng đã gây ra tán sắc vật liệu, và có thể tham khảo trong hình 2.28. Tán sắc vật liệu D_M có ràng buộc với đường bao của n_g bằng đẳng thức $D_M = c^2(dn_g/d\lambda)$. Hoá ra rằng $dn_g/d\lambda = 0$ tại bước sóng $\lambda = 1,276 \mu\text{m}$. Bước sóng này được coi như là bước sóng có tán sắc bằng không λ_{ZD} , vì $D_M = 0$ tại $\lambda = \lambda_{ZD}$. Tham số tán sắc D_M có giá trị âm tại bước sóng dưới λ_{ZD} và

ương tại bước sóng ở trên λ_{zd} . Trong vùng bước sóng $1,25 \div 1,66 \mu\text{m}$, tán sắc vật liệu có thể xác định bằng biểu thức kinh nghiệm sau:

$$D_M \approx 122 \left(1 - \frac{\lambda_{zd}}{\lambda} \right) \quad (2-110)$$

Ta cũng cần phải nhấn mạnh rằng giá trị $\lambda_{zd} = 1,276 \mu\text{m}$ là chỉ đối với sợi thủy tinh thuần khiết. Giá trị này có thể thay đổi trong dải $1,27 \div 1,29 \mu\text{m}$ đối với các sợi quang có lõi và vỏ được pha tạp để thay đổi chỉ số chiết suất. Bước sóng có tán sắc bằng không của sợi quang cũng phụ thuộc vào bán kính lõi a và bậc chỉ số A thông qua phân dẫn sóng cho tán sắc tổng.

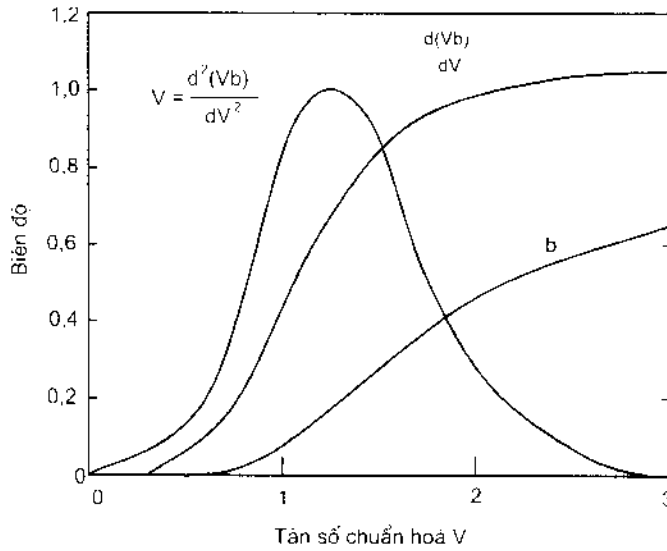
2.3.3. Tán sắc dẫn sóng

Tương tự như tán sắc vật liệu, tán sắc dẫn sóng D_w là một thành phần đóng góp vào tham số tán sắc D , nó phụ thuộc vào tần số chuẩn hoá V (tham số V) của sợi quang và được viết như sau:

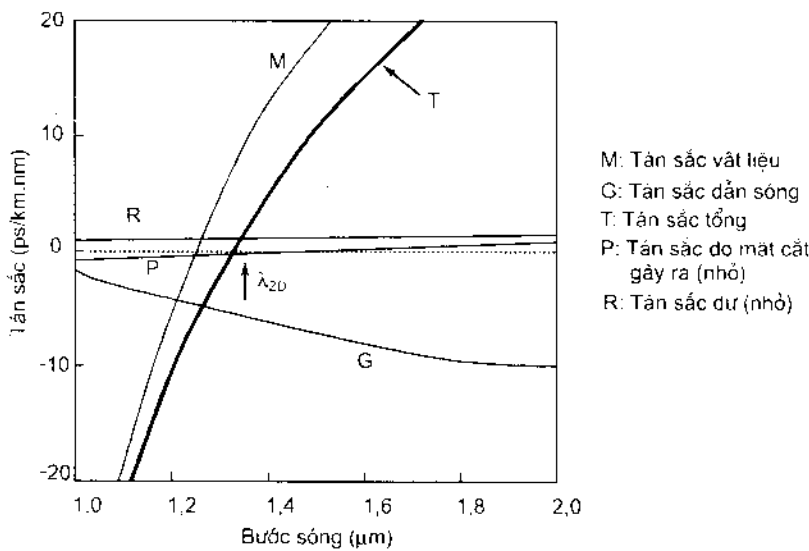
$$D_w = -\frac{2\pi\Delta}{\lambda^2} \left[\frac{n_{2g}^2}{n_2\omega} \frac{Vd^2(Vb)}{dV^2} + \frac{dn_{2g}}{d\omega} \frac{d(Vb)}{dV} \right] \quad (2-111)$$

Ở đây n_{2g} là chỉ số nhóm của vật liệu vỏ, b là hằng số lan truyền chuẩn đã phân tích ở phần trước đây của chương này. Tham số A được giả thiết là không phụ thuộc tần số. Số hạng thứ ba của biểu thức (2-111) được cho như là tán sắc vật liệu vì phân nên được thêm vào biểu thức (2-107) khi mà $d\Delta/d\omega \neq 0$, tuy nhiên nó đóng góp không đáng kể. ảnh hưởng của tán sắc dẫn sóng lên độ giãn xung có thể được khảo sát trong điều kiện giả thiết rằng, chỉ số chiết suất của vật liệu không phụ thuộc vào bước sóng [8]. Việc phân tích chi tiết có thể tham khảo trong [1].

Hình 2.29 chỉ ra $d(Vb)/dV$ và $Vd^2(Vb)/dV^2$ thay đổi theo V . Do cả hai đạo hàm là dương nên D_w là âm trong toàn bộ vùng bước sóng $0 \div 1,6 \mu\text{m}$. Điều này khác nhiều so với tán sắc vật liệu D_M có cả giá trị âm và dương tương ứng với bước sóng ở thấp hơn hay cao hơn λ_{zd} . Hình 2.30 mô tả các tán sắc D_M , D_w và tán sắc tổng $D = D_M + D_w$ cho sợi quang đơn mode tiêu biểu. Tác động chính của tán sắc dẫn sóng là để dịch bước sóng λ_{zd} đi một lượng $30 \div 40 \text{ nm}$ nhằm để thu được tán sắc tổng D bằng không tại gần 1310 nm . Nó cũng làm giảm D từ giá trị tán sắc vật liệu D_M trong vùng bước sóng $1,3 \div 1,6 \mu\text{m}$ nơi rất hấp dẫn cho các hệ thống thông tin quang. Giá trị tiêu biểu của tham số tán sắc D nằm trong dải $15 \div 18 \text{ ps/km.nm}$ ở gần bước sóng $1,55 \mu\text{m}$. Vùng bước sóng này đang được quan tâm rất nhiều vì có suy hao sợi nhỏ nhất. Khi mà giá trị tán sắc D cao sẽ làm hạn chế đặc tính của các hệ thống thông tin quang hoạt động ở vùng bước sóng 1550 nm .



Hình 2.29: Tham số b và các vi phân của nó $d(Vb)/dV$ và $V[d^2(Vb)/dV^2]$ thay đổi theo tham số V



Hình 2.30: Tán sắc tổng D và các tán sắc thành phần là tán sắc vật liệu D_M và tán sắc dẫn sóng D_W cho sợi đơn mode thông dụng

Vì tán sắc dẫn sóng D_W phụ thuộc vào các tham số sợi quang như bán kính lõi a và sự khác nhau về chỉ số chiết suất Δ nên cho phép có thể thiết kế sợi để sao cho λ_{ZD} được dịch gần sát tới bước sóng 1,55 μm . Các sợi như vậy được gọi là *sợi tán sắc dịch chuyển*. Ta sẽ xem xét các sợi đặc biệt này ở phần sau.

2.3.4. Tán sắc bậc cao

Theo như việc phân tích ở trên thì ta có thể thấy rằng tích tốc độ - cự ly BL của sợi quang đơn mode có thể tăng vô hạn khi hệ thống hoạt động tại bước sóng có tán sắc

bằng không λ_{ZD} nơi mà $D = 0$. Tuy nhiên, các hiệu ứng phân tán vẫn không hoàn toàn mất đi tại $\lambda = \lambda_{ZD}$. Các xung quang vẫn còn phải chịu sự dẫn do các hiệu ứng phân tán bậc cao hơn. Đặc trưng này có thể hiểu rằng tán sắc D không thể đạt được giá trị bằng không tại tất cả các bước sóng được chứa đựng trong phổ xung có tâm tại λ_{ZD} . Rõ ràng là sự phụ thuộc của tán sắc D vào bước sóng sẽ tham gia vào quá trình dẫn xung. Các hiệu ứng phân tán bậc cao hơn được cho bởi *đường bao tán sắc* viết như sau:

$$S = \frac{dD}{d\lambda} \quad (2-112)$$

Tham số S cũng được gọi là *tham số tán sắc vi phân* hay còn gọi là *tham số tán sắc bậc (cấp) hai*. Sử dụng biểu thức (2-104) thì có thể viết được:

$$S = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \left(\frac{4\pi c}{\lambda^3} \right) \beta_2 \quad (2-113)$$

Ở đây $\beta_3 = d\beta_2/d\omega = d_3\beta/d\omega_3$. Tại $\lambda = \lambda_{ZD}$, $\beta_2 = 0$, và S tỷ lệ với β_3 . Đối với các nguồn phát có độ rộng phổ $\Delta\lambda$, giá trị hiệu dụng của tham số tán sắc trở thành $D = S\Delta\lambda$. Tích tốc độ bit-cự ly có thể được xác định bằng biểu thức (2-105) với giá trị này của D , hoặc áp dụng biểu thức sau:

$$BL|S|(\Delta\lambda)^2 < 1 \quad (2-114)$$

Đối với một laser bán dẫn đa mode có $\Delta\lambda = 2$ nm và một sợi quang tán sắc dịch chuyển có $S = 0,05$ ps/km.nm² tại $\lambda = 1,55$ μ m, tích BL có thể tiến tới 5 Tbit/s.km. Để cải thiện đặc tính này hơn nữa thì có thể sử dụng các laser bán dẫn đơn mode.

2.3.5. Tán sắc phân cực mode

Tán sắc phân cực mode PMD (Polarization-Mode Dispersion) là một đặc tính cơ bản của sợi quang và các thành phần sợi quang đơn mode trong đó năng lượng tín hiệu tại bước sóng đã cho được chuyển vào hai mode phân cực trực giao có vận tốc lan truyền hơi khác nhau. Tán sắc phân cực mode ở một chừng mực nào đó sẽ gây ra một số sự xuống cấp đặc tính dung lượng một cách nghiêm trọng [16]. Trong phần này, ta hãy xem xét vấn đề thông qua việc phân tích hiện tượng dẫn xung trong sợi quang do một nguyên nhân khác như sau. Khi có một nguồn phát quang mạnh, sự dẫn xung thường liên quan tới lưỡng chiết sợi như đã mô tả trong phần 2.1.3. Những xuất phát nhỏ từ tính đối xứng tròn hoàn hảo sẽ dẫn đến lưỡng chiết do có các chỉ số mode khác nhau từ các thành phần phân cực trực giao của mode sợi cơ bản. Nếu như xung đầu vào kích thích cả hai thành phần phân cực, nó sẽ bị dẫn rộng ra tại đầu ra của sợi vì hai thành phần sẽ phân tán dọc sợi do các vận tốc nhóm khác nhau của chúng. Hiện tượng

này được gọi là tán sắc phân cực mode PMD. Những năm gần đây, nó được tập trung nghiên cứu do có tác động quan trọng tới các hệ thống thông tin quang tốc độ cao cũng như các hệ thống được khuếch đại quang.

Tương tự như tán sắc vận tốc nhóm GVD, sự dẫn xung có thể được xác định từ thời gian trễ ΔT giữa hai thành phần trực giao trong khi truyền xung. Với sợi quang có độ dài là L thì ΔT được viết như sau:

$$\Delta T = \left| \frac{L}{v_{gx}} - \frac{L}{v_{gy}} \right| = L |\beta_{1x} - \beta_{1y}| = L \Delta \beta_1 \quad (2-115)$$

Ở đây các chỉ số phụ x và y dùng để phân biệt hai mode phân cực trực giao và $\Delta \beta_1$ được ràng buộc với sự lưỡng chiết sợi. Biểu thức (2-99) được dùng để liên hệ vận tốc nhóm v_g với hằng số lan truyền β . Tương tự như đối với trường hợp tán sắc bên trong mode, lượng $\Delta T/L$ là số đo của PMD. Đối với các sợi duy trì phân cực thì $\Delta T/L$ là hoàn toàn lớn (~ 1 ns/km) khi hai thành phần phân cực được kích thích bằng nhau tại đầu vào sợi nhưng có thể bị giảm tới không bằng việc phát xạ ánh sáng dọc theo một trong các trục cơ bản.

Biểu thức (2-115) không thể dùng một cách trực tiếp để xác định PMD đối với các sợi quang tiêu chuẩn trong mạng viễn thông là do tính ghép ngẫu nhiên giữa hai mode được sinh ra từ sự xáo trộn ngẫu nhiên của lưỡng chiết xảy ra dọc theo sợi. Việc ghép có khuynh hướng làm cân bằng thời gian lan truyền cho hai thành phần phân cực. Thực tế thì PMD được đặc trưng bởi giá trị căn trung bình bình phương RMS của ΔT thu được sau khi lấy trung bình những xáo trộn ngẫu nhiên. Kết quả được tìm được như sau:

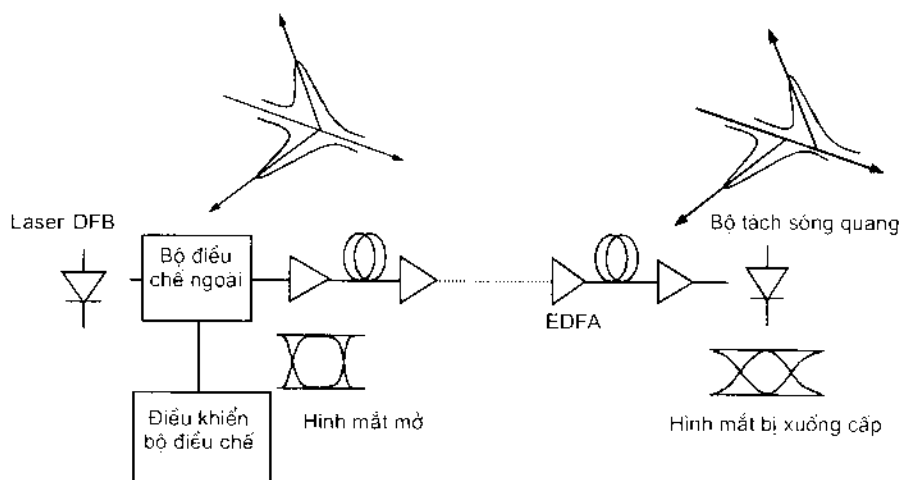
$$\sigma_T^2 = \langle (\Delta T)^2 \rangle = \frac{1}{2} \Delta \beta_1^2 h^2 \left[\frac{2L}{h} - 1 + \exp\left(-\frac{2L}{h}\right) \right] \quad (2-116)$$

Ở đây h là độ dài hiệu chỉnh có giá trị tiêu biểu nằm trong khoảng $1 \div 10$ m. Đối với các sợi duy trì phân cực, độ dài hiệu chỉnh sẽ lớn vô tận, và PMD σ_T hy vọng sẽ tăng tuyến tính với độ dài sợi. Ngược lại, khi $h \ll L$ thì:

$$\sigma_T \approx \Delta \beta_1 \sqrt{hL} = D_p \sqrt{L} \quad (2-117)$$

Trong đó D_p là tham số PMD với các giá trị tiêu biểu nằm trong khoảng $D_p = 0,1 \div 1$ ps/ $\sqrt{km}$. Do có sự phụ thuộc $\sqrt{L}$, sự dẫn xung do PMD là tương đối nhỏ so với các hiệu ứng GVD. Tuy nhiên, PMD có thể trở thành nhân tố giới hạn cự ly xa của các hệ thống thông tin sợi quang hoạt động tại bước sóng gần với bước sóng tán sắc bằng không. Ngoài ra, trong một số trường hợp PMD có thể làm xuống cấp nghiêm

trọng đặc tính hệ thống do dẫn xung quá mức. Trong mỗi tương quan như vậy, các ảnh hưởng của nó có thể ví giống như tán sắc (hay còn gọi là tán sắc CD - Chromatic Dispersion), nhưng có một sự khác nhau quan trọng. Tán sắc CD là một hiện tượng tương đối ổn định. Tán sắc CD tổng của tuyến thông tin quang có thể được tính từ tổng các thành phần tán sắc từng đoạn của tuyến, vì thế mà vị trí lắp đặt và giá trị tán sắc của các bộ bù tán sắc có thể được tính toán và lập kế hoạch từ trước. Ngược lại, tán sắc PMD của một sợi quang đơn mode tại một bước sóng đã cho nào đó là không ổn định, điều đó tạo ra một sức ép buộc các nhà thiết kế phải tiến hành công việc dự báo thống kê về các ảnh hưởng của PMD và không thể tiến hành bù theo phương pháp thụ động được. Các giải pháp bù tán sắc sẽ được phân tích ở chương sau của tài liệu này. Các ảnh hưởng của PMD đối với hệ thống thông tin quang số được minh hoạ như hình 2.31.



Hình 2.31: Ảnh hưởng của tán sắc phân cực mode đến hệ thống thông tin quang số.

2.4. ẢNH HƯỞNG CỦA TÁN SẮC ĐẾN HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG

Như phân tích ở trên thì tán sắc hay còn gọi là tán sắc CD (Chromatic Dispersion) làm cho các xung ánh sáng lan truyền trong sợi quang bị dãn rộng ra và điều này gây nên méo tín hiệu. Nhìn chung, khi xung bị dãn sẽ dẫn tới méo tín hiệu và làm xuống cấp đặc tính hệ thống. Xung tín hiệu mà dãn quá sẽ có thể gây ra hiện tượng phủ chòm của các xung kề nhau, và khi sự phủ chòm vượt quá một mức nào đó thì thiết bị thu quang sẽ không còn phân biệt nổi các xung này nữa và lúc này sẽ xuất hiện lỗi tín hiệu. Trong trường hợp này, tán sắc đã làm giới hạn năng lực truyền dẫn. Như vậy, xung bị giãn là do tán sắc vận tốc nhóm GVD đã đề cập trong phần 2.3.1. Vấn đề này được xét dựa trên việc tiếp cận hiện tượng một cách logic. Nó đưa ra một sự phỏng đoán cấp đầu tiên đối với các xung có độ rộng phổ được làm trội lên do phổ của nguồn phát là chủ yếu chứ không phải phổ Fourier của xung. Sau đây, ta sẽ tiến hành phân tích ảnh hưởng của tán sắc đến hệ thống.

2.4.1. Phương trình truyền dẫn cơ bản

Quá trình phân tích các mode trong sợi quang đã chỉ ra rằng mỗi một thành phần tần số của trường quang truyền trong sợi quang có thể được viết dưới dạng sau [16]:

$$\tilde{E}(r, \omega) = \tilde{x}F(x, y)\tilde{B}(0, \omega)\exp(i\beta z) \quad (2-118)$$

Ở đây $\tilde{x}$ là véc-tơ đơn vị phân cực, $\tilde{B}(0, \omega)$ là biên độ ban đầu, và β là hằng số lan truyền. $F(x, y)$ là phân bố trường của mode sợi cơ bản mà thường có thể làm xấp xỉ bằng phân bố Gaussian. Nhìn chung, $F(x, y)$ cũng phụ thuộc vào ω nhưng sự phụ thuộc này có thể không cần đề cập đến đối với các xung có độ rộng phổ $\Delta\omega \ll \omega_0$, một điều kiện nhìn chung là thỏa mãn với thực tế, ở đây ω_0 là tần số được đặt ở giữa phổ xung, và được gọi là tần số trung tâm hay tần số mang. Các thành phần phổ khác sẽ truyền bên trong sợi theo quan hệ đơn giản sau:

$$\tilde{B}(z, \omega) = \tilde{B}(0, \omega)\exp(i\beta z) \quad (2-119)$$

Biên độ trong miền thời gian có thể thu nhận được bằng phép biến đổi Fourier ngược và được viết như sau:

$$B(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(z, \omega)\exp(-i\omega t)d\omega \quad (2-120)$$

Biên độ phổ ban đầu $\tilde{B}(0, \omega)$ là chỉ đối với dạng biến đổi Fourier của biên độ đầu vào $B(0, t)$.

Dẫn xung xuất phát từ tính phụ thuộc tần số của β . Đối với các xung đơn sắc với $\Delta\omega \ll \omega_0$, nó cho phép triển khai $\beta(\omega)$ ở dạng chuỗi Taylor xung quanh tần số mang ω_0 , và vẫn giữ các số hạng tới bậc ba, nghĩa là:

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} \approx \beta_0 + \beta_1(\Delta\omega) + \frac{1}{2}\beta_2(\Delta\omega)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\Delta\omega)^3 \quad (2-121)$$

Ở đây $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ và $\beta_m = (d^m\beta/d\omega^m)_{\omega=\omega_0}$. Từ biểu thức (2-99) $\beta_1 = 1/v_g$, ở đây v_g là vận tốc nhóm. Tham số vận tốc nhóm β_2 có liên quan tới tham số tán sắc D bằng biểu thức (2-104), còn β_3 có quan hệ với đường bao S bởi biểu thức (2-113). Chúng ta thay các biểu thức (2-119) và (2-121) vào biểu thức (2-120) và sử dụng một tham số $A(z, t)$ gọi là biên độ biến đổi chậm của đường bao xung với quan hệ sau:

$$B(z, t) = A(z, t)\exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] \quad (2-122)$$

Biên độ $A(z, t)$ được xác định như sau [15]:

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega) \tilde{A}(0, \Delta\omega) \exp \left[i\beta_1 z \Delta\omega + \frac{i}{2} \beta_2 z (\Delta\omega)^2 + \frac{i}{6} \beta_3 z (\Delta\omega)^3 - i\Delta\omega t \right] \quad (2-123)$$

ở đây $\tilde{A}(0, \Delta\omega) = G(0, \omega - \omega_0)$ là biến đổi Fourier của $A(0, t)$.

Bằng việc tính toán $\partial A / \partial z$ và lưu ý rằng $\Delta\omega$ được thay thế bởi $i(\partial A / \partial t)$ trong miền thời gian, thì biểu thức (2-123) có thể được viết là:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (2-124)$$

Đây là phương trình truyền dẫn cơ bản mà nó chi phối sự tiến triển của xung bên trong sợi đơn mode. Khi không có tán sắc ($\beta_2 = \beta_3 = 0$), xung quang sẽ được truyền đi mà không thay đổi dạng của nó nghĩa là $A(z, t) = A(0, t - \beta_1 z)$. Thực hiện biến đổi dịch chuyển đối với xung và đưa ra các trục tọa độ mới:

$$t' = t - \beta_1 z \quad \text{và} \quad z' = z \quad (2-125)$$

thì phương trình (2-124) có thể viết như sau:

$$\frac{\partial A}{\partial z'} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t'^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t'^3} = 0 \quad (2-126)$$

Việc lấy ký hiệu trên z' và t' sẽ được trích trong phần sau.

2.4.2. Các xung Gaussian bị chirp

Trong phần này, chúng ta sẽ xem xét hiện tượng chirp xảy ra đối với các xung quang trong thông tin quang. Khi áp dụng phương trình (2-126) ở trên, ta hãy phân tích sự lan truyền của các xung Gaussian đầu vào trong sợi quang bằng cách thiết lập biên độ ban đầu như sau:

$$A(0, t) = A_0 \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 \right] \quad (2-127)$$

Trong đó A_0 là biên độ đỉnh. Tham số T_0 biểu thị là một nửa độ rộng tại điểm cường độ $1/e$. Nó có mối liên hệ với độ rộng toàn phần tại nửa lớn nhất FWHM (Full Width at Half Maximum) của xung bởi biểu thức sau:

$$T_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} T_0 \approx 1,665 T_0 \quad (2-128)$$

Tham số C sẽ tạo nên chirp tần số tuyến tính tác động vào xung. Xung được gọi là bị chirp nếu như tần số mang của nó thay đổi theo thời gian. Sự thay đổi tần số có liên quan đến pha và được viết như sau:

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{C}{T_0^2}t \quad (2-129)$$

ở đây ϕ là pha của $A(0,t)$. Sự dịch tần số theo thời gian $\delta\omega$ được gọi là *chirp*. Nhìn chung, đây là một vấn đề quan trọng vì các laser bán dẫn thường phát ra các xung bị chirp một cách đáng kể. Phổ Fourier của xung bị chirp bị dãn nhiều hơn so với phổ của xung không bị chirp. Điều này có thể nhận ra bằng việc tiến hành biến đổi Fourier biểu thức (2-127) để có:

$$\tilde{A}(0,\omega) = A_0 \left(\frac{2\pi T_0^2}{1+iC} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1+iC)} \right] \quad (2-130)$$

Nửa độ rộng phổ tại điểm cường độ $1/c$ được cho là:

$$\Delta\omega_0 = \frac{\sqrt{1+C^2}}{T_0} \quad (2-131)$$

Khi không có chirp tần số ($C = 0$), thì độ rộng phổ thoả mãn quan hệ $\Delta\omega_0 T_0 = 1$. Một xung như vậy sẽ có phổ hẹp nhất và được gọi là biến đổi giới hạn. Từ biểu thức (2-131) ta thấy độ rộng phổ được tăng bởi hệ số $(1+C^2)^{1/2}$ khi có chirp tuyến tính xuất hiện.

Phương trình truyền dẫn xung (2-126) có thể được giải dễ dàng trong miền Fourier. Lời giải của nó được tham khảo từ biểu thức (2-123) và được viết như sau:

$$A(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0,\omega) \exp \left(\frac{i}{2} \beta_2 z \omega^2 + \frac{i}{6} \beta_3 z \omega^3 - i\omega t \right) d\omega \quad (2-132)$$

Trong đó $\tilde{A}(0,\omega)$ được cho từ biểu thức (2-130) đối với xung Gaussian đầu vào. Trước hết chúng ta hãy xem xét trường hợp mà bước sóng mang ở xa bước sóng có tán sắc bằng không để sao cho sự tham gia của số hạng β_3 là không đáng kể. Việc tích phân biểu thức (2-132) có thể được thể hiện bằng giải tích toán học, và sẽ thu được kết quả là:

$$A(z,t) = \left(\frac{A_0 T_0}{[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]^{1/2}} \right) \exp \left(-\frac{(1+iC)t^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]} \right) \quad (2-133)$$

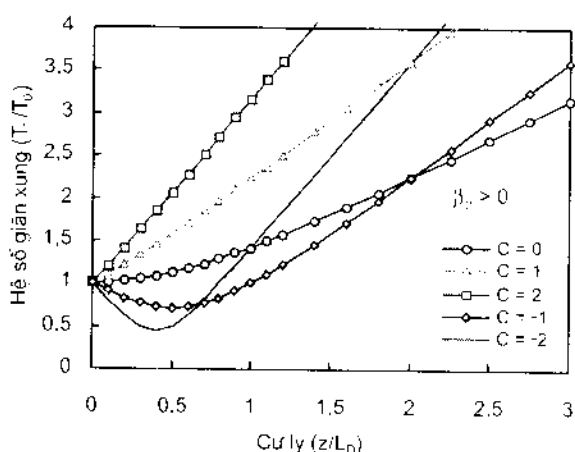
Biểu thức (2-133) chỉ ra rằng xung Gaussian duy trì dạng Gaussian trong quá trình lan truyền. Độ rộng xung thay đổi theo z như sau:

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2-134)$$

ở đây T_1 là một nửa độ rộng được xác định tương tự như T_0 . Từ đây chúng tôi thực hiện mô phỏng được kết quả như chỉ ra ở hình 2.32 để thu được các đường cong biểu diễn hệ số dẫn T_1/T_0 như là một hàm số của cự ly truyền dẫn z/L_D , trong đó L_D được gọi là *độ dài tán sắc* và được viết là:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2-135)$$

Xung không bị chirp ($C = 0$) sẽ dẫn một lượng $|1 + (z/L_D)^2|^{1/2}$ và độ rộng của nó tăng theo hệ số $\sqrt{2}$ tại $z = L_D$.



Hình 2.32: Hệ số dẫn xung phụ thuộc vào cự ly truyền dẫn đối với các xung Gaussian đầu vào bị chirp

Mặt khác, các xung bị chirp có thể bị dẫn hoặc bị nén tùy thuộc vào β_2 và C có cùng dấu hay không. Khi β_2 và C cùng dấu, xung Gaussian bị chirp sẽ dẫn một cách đều đặn với mức độ nhanh hơn xung không bị chirp. Khi β_2 và C khác dấu, độ rộng xung sẽ giảm và trở nên nhỏ nhất tại cự ly:

$$z_{min} = \left[\frac{|C|}{1 + C^2} \right] L_D \quad (2-136)$$

Giá trị nhỏ nhất phụ thuộc vào tham số chirp như sau:

$$T_1^{min} = \frac{T_0}{\sqrt{1 + C^2}} \quad (2-137)$$

Việc làm xung bị chirp hợp lại một cách hợp lý có thể tạo nên đặc tính tiên tiến rất có lợi khi chúng ta thiết kế các hệ thống thông tin quang. Điều này đã được nghiên cứu trong tài liệu [17].

Biểu thức (2-134) có thể bao quát gồm cả tán sắc bậc cao hơn là β_3 trong biểu thức (2-132). Tích phân này vẫn có thể biểu diễn ở dạng khép kín dưới dạng hàm Airy. Tuy nhiên, xung Gaussian đầu vào không duy trì Gaussian trong khi truyền và tạo ra đuôi dài có dạng dao động. Những xung như vậy không thể được đặc trưng đúng bởi FWHM của chúng. Giá trị đúng của độ rộng xung là độ rộng RMS của xung được xác định như sau:

$$\sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2} \quad (2-138)$$

Ở đây các dấu móc nhọn ký hiệu giá trị trung bình có liên quan đến xuất sứ cường độ, có nghĩa là:

$$\langle t^m \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t^m |A(z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(z, t)|^2 dt} \quad (2-139)$$

Hệ số dẫn được xác định là σ/σ_0 , ở đây σ_0 là độ rộng RMS của xung Gaussian đầu vào (với $\sigma_0 = T_0/\sqrt{2}$) và được viết như sau:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + (1 + C^2) \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_2 L}{4\sigma_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2-140)$$

trong đó L là cự ly truyền dẫn (độ dài sợi quang).

Việc phân tích ở trên giả thiết rằng nguồn phát quang được dùng để phát ra các xung gần như đơn sắc để sao cho độ rộng phổ của nó thoả mãn $\Delta\omega_1 \ll \Delta\omega_0$ (với sóng liên tục hay hoạt động ở chế độ CW), trong đó $\Delta\omega_0$ được cho từ biểu thức (2-131). Điều kiện này thường không thoả mãn trong thực tế. Để tính cho độ rộng phổ nguồn phát, người ta phải coi trường quang như là một quá trình ngẫu nhiên và nghiên cứu các đặc tính kết hợp của nguồn thông qua chức năng tương tác qua lại. Tính trung bình trong biểu thức (2-138) sẽ bao gồm cả tính trung bình trên bản chất thống kê của nguồn. Đối với phổ Gaussian có độ rộng phổ RMS là σ_ω , thì có thể thu được hệ số dẫn như sau:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + (1 + V_\omega^2) \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 + (1 + C^2 + V_\omega^2) \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_2 L}{4\sigma_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2-141)$$

ở đây V_ω được xác định là $V_\omega = 2\sigma_\omega\sigma_0$. Biểu thức (2-141) thể hiện dạng diễn giải cho sự dẫn do tán sắc của xung Gaussian đầu vào dưới các điều kiện chung hoàn toàn. Sự dẫn xung sẽ dẫn đến làm giới hạn tốc độ bit của các hệ thống thông tin quang mà ta sẽ xem xét trong phần sau đây.

2.4.3. Tán sắc giới hạn tốc độ truyền dẫn

Tán sắc đã làm hạn chế đặc tính hệ thống và trước hết cần thấy rằng ảnh hưởng đáng cân nhắc nhất là làm hạn chế tốc độ truyền dẫn của hệ thống. Sự giới hạn đặt lên tốc độ bit do tán sắc có thể phụ thuộc hoàn toàn khác với đặt trên độ rộng phổ nguồn phát. Vì thế ta có thể thảo luận vấn đề này theo hai trường hợp tách biệt sau đây

1. Trường hợp nguồn phát quang có độ rộng phổ lớn

Trong trường hợp hệ thống sử dụng nguồn phát có độ rộng phổ lớn thì ở biểu thức (2-141) sẽ ứng với $V_m \gg 1$. Trước hết ta hãy xem xét hệ thống thông tin quang hoạt động khai thác ở bước sóng chệch khỏi bước sóng có tán sắc bằng không nhằm để số hạng β_1 có thể được bỏ qua. Các ảnh hưởng của chirp tần số là không đáng kể đối với các nguồn có độ rộng phổ lớn. Thay $C = 0$ vào biểu thức (2-141) ta sẽ có:

$$\frac{\sigma}{\sigma_n} = \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_2 L \sigma_\omega}{\sigma_n} \right)^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{DL\sigma_\lambda}{\sigma_n} \right)^2} \quad (2-142)$$

Ở đây σ_λ là độ rộng phổ RMS của nguồn. Độ rộng xung đầu ra sẽ được viết như sau:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_D^2} \quad (2-143)$$

trong đó $\sigma_D \equiv |D|L\sigma_\lambda$ là độ dẫn do tán sắc gây ra.

Với diễn giải này, chúng ta có thể liên hệ σ với tốc độ bit bằng cách sử dụng quy định rằng xung bị dẫn nên nằm ở bên trong khe bit (khe thời gian) đã định, $T_b = 1/B$, trong đó B là tốc độ bit R_b . Một quy định chung thường được sử dụng là $\sigma \leq T_b/4$. Đối với các xung Gaussian thì có ít nhất 90% năng lượng xung nằm trong khe bit. Tốc độ bit giới hạn được cho là $4B\sigma \leq 1$. Trong phạm vi $\sigma_D \gg \sigma_n$, $\sigma \approx \sigma_D = |D|L\sigma_\lambda$, và điều kiện trở thành như sau:

$$BL|D|\sigma_\lambda \leq 1/4 \quad (2-144)$$

Điều kiện này có thể đem so sánh với biểu thức (2-105); hai biểu thức là như nhau nếu coi $\Delta\lambda$ như là $4\sigma_\lambda$ trong biểu thức (2-105).

Đối với hệ thống thông tin quang hoạt động chính xác tại bước sóng có tán sắc bằng không $\beta_2 = 0$ trong biểu thức (2-141). Ta thiết lập $C = 0$ như trước đây và cho $V_m \gg 1$, thì biểu thức (2-141) có thể xác định xấp xỉ như sau:

$$\frac{\sigma}{\sigma_n} = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_2 L \sigma_\omega}{\sigma_n} \right)^2} = \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{SL\sigma_\lambda^2}{\sigma_n} \right)^2} \quad (2-145)$$

Ở đây biểu thức (2-113) đã được dùng để liên hệ β_s với đường bao tán sắc S. Như vậy, độ rộng xung đầu ra được viết như sau:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{(SL\sigma_s^2)^2}{2}} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_D^2} \quad (2-146)$$

$$\text{Ở đây } \sigma_D \text{ có thể được tính : } \sigma_D \equiv \frac{|S|L\sigma_s^2}{\sqrt{2}} \quad (2-147)$$

Cũng như trước đây, ta có thể liên hệ σ với tốc độ bit giới hạn bởi điều kiện $4B\sigma \leq 1$. Khi $\sigma_D \gg \sigma_0$, giới hạn về tốc độ bit được viết như sau:

$$BL|S|\sigma_s^2 \leq \frac{1}{\sqrt{8}} \quad (2-148)$$

Điều kiện này cần được so sánh với biểu thức (2-114) bằng cách sử dụng Argument vật lý đơn giản. Chúng ta có thể làm một ví dụ như sau, khi có hệ thống sử dụng diode phát quang LED với $\sigma_s \approx 15$ nm. Lấy giá trị $D = 17$ ps/km.nm tại bước sóng 1550 nm, thì biểu thức (2-144) thu được $BL < 1$ (Gbit/s).km. Tuy nhiên, nếu hệ thống được thiết kế để hoạt động tại bước sóng có tán sắc bằng không, BL có thể được tăng tới 20 (Gbit/s).km với giá trị tiêu biểu $S = 0,08$ ps/(km.nm²).

2. Trường hợp nguồn phát quang có độ rộng phổ nhỏ

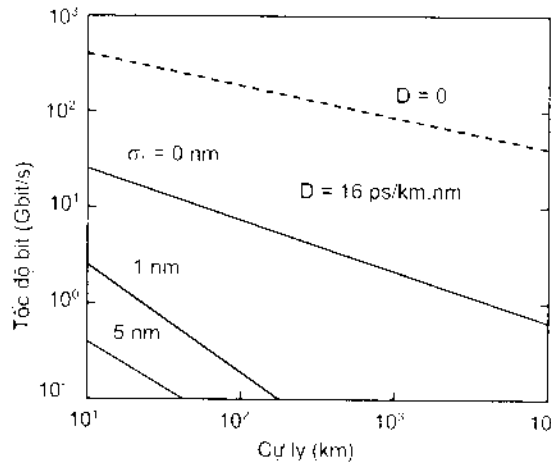
Trường hợp này tương ứng với $V_0 \ll 1$ trong biểu thức (2-141). Như trước đây, nếu chúng ta bỏ qua số hạng β_s và cho $C = 0$, thì biểu thức (2-141) có thể xấp xỉ bằng:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \left(\frac{\beta_s L}{2\sigma_0}\right)^2} = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_D^2} \quad (2-149)$$

So sánh với biểu thức (2-143) sẽ thấy xuất hiện sự khác nhau chủ yếu giữa hai trường hợp. Đối với phổ nguồn phát hẹp, dẫn xung do tán sắc gây ra sẽ phụ thuộc vào độ rộng ban đầu σ_0 , trái lại nó không phụ thuộc vào σ_0 khi độ rộng phổ của nguồn phát là lớn. Trong thực tế, σ có thể giảm nhỏ tối thiểu bằng cách chọn giá trị tối ưu của σ_0 . Giá trị tối ưu của σ được tìm thấy xảy ra đối với $\sigma_0 = \sigma_D = (|\beta_s|L/2)^{1/2}$ và được cho bởi $\sigma = (|\beta_s|L)^{1/2}$. Giới hạn tốc độ bit có thể nhận được khi sử dụng $4B\sigma \leq 1$ và dẫn tới điều kiện sau:

$$B\sqrt{|\beta_s|L} \leq 1/4 \quad (2-150)$$

Sự khác nhau chính từ biểu thức (2-144) là B tỷ lệ với $L^{-1/2}$ chứ không phải L^{-1} . Hình 2.33 so sánh sự giảm tốc độ bit B khi tăng cự ly L bằng cách chọn $D = 16$ ps/km.nm đối với $\sigma_z = 0, 1$, và 5 nm. Biểu thức (2-150) cho trường hợp $\sigma_z = 0$ tương ứng với trường hợp mà nguồn phát quang có độ rộng phổ nhỏ hơn nhiều tốc độ bit truyền dẫn.



Hình 2.33: Giới hạn tốc độ bit của sợi đơn mode phụ thuộc vào cự ly

Đối với hệ thống thông tin quang hoạt động ở bước sóng rất gần với bước sóng có tán sắc bằng không, $\beta_2 \approx 0$ trong biểu thức (2-141). Sử dụng $V_{ei} \ll 1$ và $C = 0$, độ rộng xung lúc này được cho là:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_u^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_2 L}{4\sigma_u^2} \right)^2} = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_D^2} \quad (2-151)$$

Tương tự như trong trường hợp của biểu thức (2-149), có thể tối thiểu được σ bằng cách tối ưu độ rộng xung đầu vào σ_u . Giá trị nhỏ nhất của σ_u được tìm thấy xảy ra đối với $\sigma_u = (|\beta_2|L/4)^{1/3}$ và được cho như sau:

$$\sigma = \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{|\beta_2|L}{4} \right)^{1/3} \quad (2-152)$$

Giới hạn tốc độ bit sẽ thu được bằng cách áp dụng điều kiện $4B\sigma \leq 1$, hoặc là:

$$B(|\beta_2|L)^{1/3} \leq 0,324 \quad (2-153)$$

Các ảnh hưởng tán xạ hầu hết bỏ qua trong trường hợp này. Đối với giá trị tiêu biểu $\beta_2 = 0,1$ ps³/km, tốc độ bit có thể lớn tới 150 Gbit/s với $L = 100$ km. Nó chỉ giảm tới 70 Gbit/s ngay cả khi L tăng 10 lần do sự phụ thuộc của tốc độ bit vào cự ly $L^{-1/3}$.

Đường đứt nét trong hình 2.33 biểu thị sự phụ thuộc này với việc áp dụng biểu thức (2-153) khi $\beta_3 = 0,1 \text{ ps}^3/\text{km}$. Rõ ràng rằng đặc tính của các hệ thống thông tin quang có thể được cải thiện đáng kể khi hoạt động ở bước sóng gần bước sóng có tán sắc bằng không của sợi quang và sử dụng nguồn phát có độ rộng phổ tương đối hẹp.

3. Ảnh hưởng của chirp tần số

Xung đầu vào của tất cả các trường hợp ở trước đây đều được giả thiết là xung Gaussian không có chirp. Nhưng trong thực tế, các xung quang được phát từ các laser là không Gaussian và thể hiện có chirp đáng kể. Dạng Gaussian mức độ cao hơn (super-Gaussian) đã được một số tác giả nghiên cứu [18]. Biểu thức (2-127) trong trường hợp này được viết như sau:

$$A(0, T) = A_0 \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{T_0} \right)^{2m} \right] \quad (2-154)$$

ở đây tham số m thể hiện dạng xung. Các xung Gaussian bị chirp sẽ ứng với $m = 1$. Đối với m có giá trị lớn thì các xung có dạng gần chữ nhật có các sườn trước sắc và có đuôi sau. Ta có thể thu được dạng xung đầu ra bằng cách giải phương trình (2-126) bằng số. Giới hạn tích tốc độ bit-cự ly BL được tìm ra bằng cách đặt ra yêu cầu rằng độ rộng xung RMS không tăng lên quá hệ số dẫn cho phép. Qua nghiên cứu, người ta hy vọng rằng tích BL sẽ nhỏ hơn đối với các xung Gaussian mức độ cao hơn bởi vì các xung như vậy sẽ dẫn nhanh hơn các xung Gaussian bình thường. Tích BL bị giảm rất mạnh đối với tham số chirp C có giá trị dương. Đó là do sự dẫn đã tăng lên xảy ra khi $\beta_2 C$ là dương như đã thể hiện trong hình 2.32. Nhưng có điều không thuận lợi là giá trị C thường lại dương khi điều chế trực tiếp laser bán dẫn mà giá trị tiêu biểu là 6 tại bước sóng 1550 nm. Vì tích $BL < 100 \text{ (Gbit/s).km}$ trong các điều kiện như vậy cho nên tán sắc sợi sẽ hạn chế tốc độ bit vào khoảng 2 Gbit/s đối với cự ly $L = 50 \text{ km}$. Vấn đề này có thể khắc phục bằng cách sử dụng sợi tán sắc dịch chuyển để truyền dẫn hoặc áp dụng phương pháp bù tán sắc.

2.4.4. Băng tần sợi quang

Khái niệm về băng tần sợi quang xuất phát từ lý thuyết chung của hệ thống tuyến tính bất biến theo thời gian. Nếu như sợi quang có thể được xem như một hệ thống tuyến tính thì các công suất đầu vào và đầu ra của nó nên có mối liên quan chung như sau [15]:

$$P_{out}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t-t') P_{in}(t') dt' \quad (2-155)$$

Đối với một xung $P_m(t) = \delta(t)$, trong đó $\delta(t)$ là hàm delta, và $P_m(t) = h(t)$. Với lý do đó, $h(t)$ được gọi là đáp ứng xung của hệ thống tuyến tính. Dạng biến đổi Fourier của nó là:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(i2\pi ft) dt \quad (2-156)$$

Hàm này cho ra một đáp ứng tần số và được gọi là hàm chuyển đổi. Nhìn chung, $|H(f)|$ đi xuống với f tăng, và chỉ ra rằng các thành phần tần số cao của tín hiệu đầu vào bị suy hao trong sợi. Về mức độ ảnh hưởng, sợi quang đóng vai trò như là bộ lọc băng thông. Băng tần sợi f_{3dB} ứng với tần số $f = f_{3dB}$ tại $|H(f)|$ bị giảm theo hệ số 2 hoặc 3 dB như sau:

$$|H(f_{3dB}) / H(0)| = 1/2 \quad (2-157)$$

Chú ý rằng f_{3dB} là băng tần quang của sợi vì công suất quang mất đi 3 dB tại tần số này so với đáp ứng tần số bằng không. Trong lý thuyết thông tin điện, nhìn chung băng tần của hệ thống tuyến tính được xác định như là tần số mà tại đó công suất điện mất đi 3 dB. Vì công suất quang biến đổi thành dòng điện, có thể thu được băng tần điện 3-dB bằng cách thay hệ số 1/2 trong biểu thức (2-157) bằng $1/\sqrt{2}$.

Các sợi quang thường thì không được xem như các hệ thống tuyến tính, nên biểu thức (2-155) sẽ không có nghĩa đối với chúng. Tuy nhiên, chúng có thể được coi gần giống như hệ thống tuyến tính nếu như độ rộng phổ nguồn phát $\Delta\omega_i$ lớn hơn nhiều độ rộng phổ tín hiệu $\Delta\omega_n$ ($V_n \gg 1$). Rồi có thể xem xét sự lan truyền của các thành phần phổ khác nhau một cách độc lập và thêm công suất được mang một cách tuyến tính để thu được công suất đầu ra. Đối với phổ Gaussian, hàm biến đổi $H(f)$ được cho như sau:

$$H(f) = \frac{1}{(1 + if/f_2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(f/f_1)^2}{1 + if/f_2}\right) \quad (2-158)$$

trong đó
$$f_1 = \frac{1}{2\pi\beta_1 L \sigma_\omega} = \frac{1}{2\pi|D| L \sigma_\lambda} \quad (2-159)$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi\beta_3 L \sigma_\omega^2} = \frac{1}{2\pi(S + 2|D|\lambda) L \sigma_\lambda^2} \quad (2-160)$$

và chúng ta sử dụng các biểu thức (2-104) và (2-113) để đưa ra các tham số tán sắc D và S .

Đối với các hệ thống thông tin quang hoạt động tại bước sóng cách xa bước sóng có tán sắc bằng không ($f_1 \ll f_2$), hàm chuyển đổi (biến đổi) là xấp xỉ Gaussian. Sử dụng các biểu thức (2-157) và (2-158) với $f \ll f_2$, băng tần sợi được viết như sau:

$$f_{3dB} = \left(\sqrt{2 \ln 2} \right) f_1 \approx 0,188 \frac{1}{|D| L \sigma_\lambda} \quad (2-161)$$

Nếu chúng ta sử dụng $\sigma_D = |D| L \sigma_\lambda$ từ biểu thức (2-143) thì sẽ thu được $f_{3dB} \sigma_D \approx 0,188$ giữa băng tần sợi và dẫn xung do tán sắc. Ta cũng có thể tạo ra được quan hệ giữa băng tần và tốc độ bit B bằng việc sử dụng các biểu thức (2-144) và (2-161). Mỗi quan hệ là $B \leq 1,33 f_{3dB}$ và chỉ ra rằng băng tần sợi là một đại lượng xấp xỉ của tốc độ bit có thể lớn nhất của các hệ thống thông tin quang. Trong thực tế, hình 2.33 có thể được dùng để phỏng đoán f_{3dB} và sự thay đổi của nó theo cự ly độ dài sợi dưới các điều kiện hoạt động khác nhau.

Đối với các hệ thống thông tin quang hoạt động tại bước sóng có tán sắc bằng không, hàm chuyển đổi sẽ được thu từ biểu thức (2-158) bằng cách thiết lập $D = 0$. Sử dụng biểu thức (2-157) rồi đưa ra dạng diễn giải sau đây cho băng tần sợi quang:

$$f_{3dB} = \sqrt{15} f_2 \approx 0,616 \frac{1}{S L \sigma_\lambda^2} \quad (2-162)$$

Tốc độ bit giới hạn có thể có liên quan với f_{3dB} bằng việc sử dụng biểu thức (2-148) và được cho là $B \leq 0,574 f_{3dB}$. Lại một lần nữa, băng tần sợi đưa ra một đại lượng tốc độ bit bị giới hạn do tán sắc. Để tính toán bằng số, ta hãy xem xét hệ thống thông tin quang $1,55 \mu\text{m}$ sử dụng sợi tán sắc dịch chuyển và laser bán dẫn đa mode. Sử dụng $S = 0,05 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm}^2)$ và $\sigma_\lambda = 1 \text{ nm}$ là các giá trị tiêu biểu, thì $f_{3dB} L \approx 32 \text{ THz} \cdot \text{km}$. Ngược lại, tích băng tần-cự ly sẽ bị giảm tới $0,1 \text{ THz} \cdot \text{km}$ đối với sợi tiêu chuẩn với $D = 18 \text{ ps}/\text{km} \cdot \text{nm}$.

2.5. GIỚI THIỆU MỘT SỐ SỢI QUANG MỚI

Khi phân tích các loại sợi quang, ta thấy rằng sợi đơn mode có suy hao nhỏ và có băng tần rất lớn. Điều đó khẳng định vai trò và năng lực của nó trong mạng viễn thông hiện tại và trong tương lai. Tuy nhiên để nâng cao hơn nữa khả năng sử dụng sợi đơn mode thông thường, người ta tiếp tục thay đổi một số tham số trong cấu trúc loại sợi này. Nhờ việc tối ưu hóa thiết kế sợi đơn mode, công nghệ quang sợi đã cho ra đời các loại sợi mới có suy hao rất nhỏ, chất lượng truyền dẫn tốt hơn, tích băng tần - cự ly lớn và có tuổi thọ cao sẽ đáp ứng được các hệ thống thông tin quang tiên tiến.

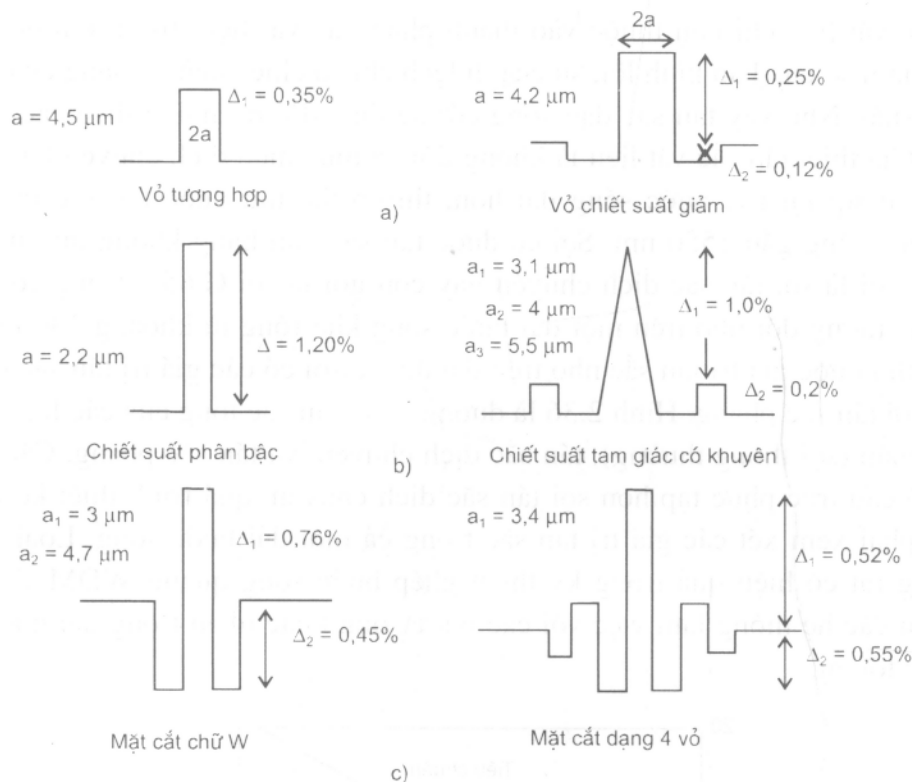
Nhìn chung, khi xem xét các yếu tố sợi quang liên quan đến khả năng của hệ thống thông tin quang, cần phải đề cập tới ba yếu tố cơ bản nhất là suy hao, tán sắc, và hiệu ứng phi tuyến xảy ra trong sợi. Đối với các hệ thống thông tin quang cự ly ngắn và dung lượng thấp thì yếu tố quan trọng nhất là suy hao sợi. Đối với các hệ thống thông tin quang có tốc độ cao, cự ly tương đối lớn thì yếu tố quan trọng nhất là cả suy hao và

tán sắc sợi. Còn đối với các hệ thống thông tin quang có cự ly và dung lượng rất lớn thì yếu tố quan trọng nhất phải xem xét lại là các hiệu ứng phi tuyến, và tất nhiên sau đó là cả suy hao và tán sắc sợi. Như vậy, vấn đề quan trọng là làm sao có được các loại sợi chứa đựng các yếu tố này theo hướng có lợi cho các hệ thống thông tin quang. Dưới đây sẽ mô tả khái quát việc tạo ra các loại sợi quang mới.

2.5.1. Nguyên tắc tạo sợi quang mới

Như ta đã thấy ở trên, tán sắc trong sợi dẫn quang đơn mode là đặc tính cá biệt hạn chế tốc độ bit và cự ly truyền dẫn. Các đường cong mô tả tán sắc và suy hao của sợi quang đơn mode cho ta thấy rằng suy hao của sợi đạt giá trị nhỏ nhất ở vùng bước sóng 1550 nm nhưng tán sắc có giá trị thấp nhất lại ở vùng bước sóng 1300 nm. Nếu cả hai yếu tố suy hao và tán sắc đều đạt giá trị tối ưu thì sẽ có được tuyến thông tin cự ly truyền dẫn rất xa và tốc độ bit rất lớn. Tại vùng bước sóng 1550 nm, giá trị suy hao là nhỏ nhất nhưng cũng là cửa sổ có giá trị tán sắc lớn. Như vậy để đạt được cả suy hao và tán sắc nhỏ, có thể điều chỉnh các tham số cơ bản của sợi nhằm dịch chuyển tán sắc tối thiểu tới bước sóng có suy hao nhỏ. Tán sắc trong sợi đơn mode chủ yếu là tán sắc vật liệu và tán sắc dẫn sóng. Tán sắc vật liệu của sợi tiêu chuẩn làm từ SiO_2 thường có giá trị bằng 0 ps/km.nm tại bước sóng 1270 nm, nhưng nếu pha thêm một số tạp chất như GeO_2 và P_2O_5 vào lõi sợi thì giá trị tán sắc vật liệu sẽ dịch về các bước sóng lớn hơn 1270 nm, nhưng lại làm tăng suy hao sợi. Như vậy, sẽ rất khó thay đổi được tán sắc vật liệu cơ bản. Tuy nhiên, lại hoàn toàn có thể thay đổi tán sắc dẫn sóng bằng cách sửa đổi mật cắt chỉ số chiết suất phân bậc đơn giản ở lõi sợi thành mật cắt chỉ số chiết suất phức tạp hơn để cho ra được giá trị tán sắc mong muốn. Các nhà nghiên cứu về sợi dẫn quang đã tiến hành các thử nghiệm các dạng cấu hình chỉ số chiết suất khác nhau của lõi và vỏ. Hình 2.34 mô tả biến thiên chỉ số chiết suất của ba loại sợi đơn mode chính, đó là sợi tiêu chuẩn (đơn mode thông thường G.652) có tán sắc tối ưu tại vùng bước sóng 1300 nm, sợi tán sắc dịch chuyển và sợi tán sắc phẳng. Hình 1.35 là minh họa các mặt nghiêng chỉ số kích thước của một số sợi đơn mode này.

Hầu hết các sợi đơn mode dùng cho các hệ thống thông tin quang là các loại sợi có chỉ số chiết suất phân bậc đơn giản, chúng có tán sắc tối ưu tại vùng bước sóng 1300 nm - sợi G.652; các đặc tính của chúng được ITU-T khuyến nghị (khuyến nghị G.652). Các sợi đơn mode tối ưu tại 1300 nm có cả ở dạng *vỏ tương hợp* và *vỏ chiết suất giảm*. Các sợi vỏ tương hợp có chỉ số chiết suất đồng đều ở toàn bộ vỏ phản xạ, đường kính trường mode vào khoảng 9,5 μm và có sự chênh lệch chỉ số chiết suất lõi - vỏ vào khoảng 0,37 phần trăm (hình 1.34a)). Ở sợi có vỏ chiết suất giảm, phần vỏ giáp với lõi có chỉ số chiết suất hạ hơn vùng ngoài, đường kính trường mode của sợi này vào khoảng 9 μm , sự chênh nhau về chỉ số chiết suất giữa lõi và phần ngoài vỏ phản xạ là 0,25 phần trăm, còn sự lệch nhau về chỉ số chiết suất giữa phần ngoài và phần trong của vỏ phản xạ là 0,12 phần trăm. Nói một cách khác sự sai khác về chỉ số chiết suất dương là 0,25 phần trăm và âm là 0,12 phần trăm (hình 1.34b)).

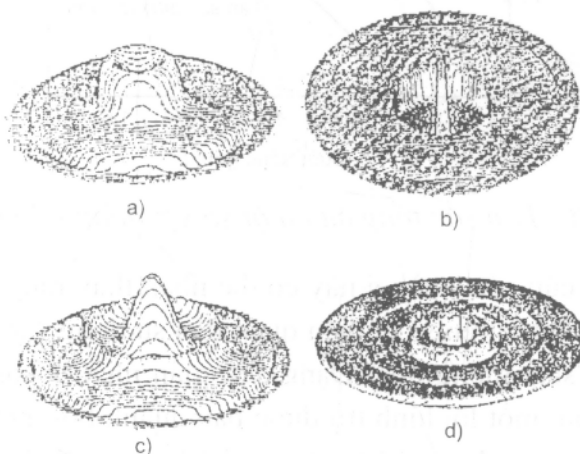


Hình 2.34: Các mặt cắt chỉ số chiết suất của ba loại sợi đơn mode chính:

a) Sợi đơn mode thông thường (sợi tối ưu tại 1300 nm)

b) Sợi tán sắc dịch chuyển (tán sắc tối ưu tại 1550 nm)

c) Sợi tán sắc phẳng (tán sắc tối ưu trong dải bước sóng 1300 ÷ 1600 nm)



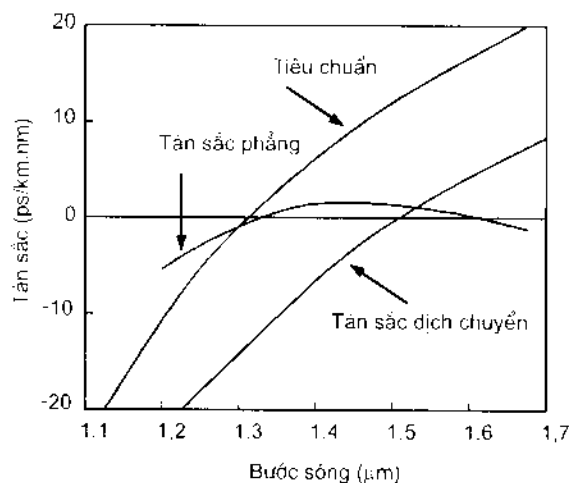
Hình 2.35: Minh họa các mặt cắt chỉ số chiết suất:

a) Sợi đơn mode vỏ tương hợp

b) Sợi đơn mode tối ưu tại 1300 nm vỏ chiết suất giảm

c) Sợi tán sắc dịch chuyển và d) Sợi tán sắc phẳng

Tán sắc vật liệu chỉ phụ thuộc vào thành phần của vật liệu; trong khi đó tán sắc dẫn sóng là hàm số của bán kính lõi, sự chênh lệch chỉ số chiết suất và dạng của mặt cắt chỉ số chiết suất. Như vậy tán sắc dẫn sóng có thể thay đổi rất nhiều theo các tham số thiết kế sợi. Giả thiết tán sắc vật liệu là không đổi và thực hiện dịch chuyển tán sắc dẫn sóng để tối ưu sợi tại các bước sóng dài hơn, thì có thể thu được tán sắc tổng bằng không tại bước sóng gần 1550 nm. Sợi có được tán sắc gần bằng không tại bước sóng gần 1550nm gọi là sợi tán sắc dịch chuyển hay còn gọi là sợi G.653. Cũng có thể trải giá trị tán sắc tương đối nhỏ trên một dải bước sóng khá rộng từ khoảng 1300 nm đến 1600 nm để thu được giá trị tán sắc nhỏ trên dải đó, và sợi có các giá trị tán sắc như vậy được gọi là sợi tán sắc phẳng. Hình 2.36 là đường cong tán sắc tổng của các loại sợi đơn mode tiêu chuẩn (sợi thông thường), tán sắc dịch chuyển, và tán sắc phẳng. Các sợi tán sắc phẳng có cấu trúc phức tạp hơn sợi tán sắc dịch chuyển, quá trình thiết kế loại sợi này đòi hỏi phải xem xét các giá trị tán sắc trong cả một dải bước sóng. Loại sợi này được sử dụng rất có hiệu quả trong kỹ thuật ghép bước sóng quang WDM vì nó cho phép một loạt các hệ thống làm việc với các bước sóng khác nhau trong dải mà nó cho giá trị tán sắc tối ưu.



Hình 2.36: Tán sắc tổng của một số sợi quang đơn mode

Từ vấn đề nghiên cứu các loại sợi này có thể nhận thấy rằng việc thiết kế các loại sợi có tán sắc biến đổi như ở trên sẽ có liên quan đến sử dụng các lớp vỏ kép kèm theo các giá trị chỉ số chiết suất tương ứng. Dạng đơn giản nhất là sợi có chỉ số chiết suất phân bậc [8], nó bao gồm một lõi hình trụ được bao quanh bởi một lớp vỏ có chiết suất hơi thấp hơn lõi. Cả lõi và vỏ được chế tạo từ vật liệu cơ bản là thủy tinh silica; sự khác nhau về các chỉ số chiết suất được thực hiện bằng cách pha tạp cho lõi, hoặc vỏ, hoặc cả hai. Các tạp chất như là GeO_2 và P_2O_5 thì làm tăng chỉ số chiết suất của silica và như vậy sẽ phù hợp cho việc tạo ra lõi sợi. Mặt khác, các tạp chất như B_2O_3 và Fluoride sẽ làm giảm chỉ số chiết suất và sẽ phù hợp với việc tạo ra lớp vỏ có yêu cầu chiết suất

giảm. Trong việc chế tạo sợi, thiết kế đơn giản nhất là loại vỏ tương hợp trong hình 2.34a) bao gồm một lõi pha tạp GeO_2 và một lớp vỏ phân xạ bằng thủy tinh silica tinh khiết nhằm thu được $\Delta \approx 0,35\%$. Các loại sợi còn lại trong hình 2.34 nhìn chung dễ khó chế tạo hơn và có giá thành cao hơn. Mỗi một thiết kế sợi sẽ phù hợp với những ứng dụng tương ứng theo yêu cầu thực tiễn.

Ngoài mặt các tham số về chỉ số chiết suất, việc thiết kế sợi đơn mode nói chung cũng như các loại sợi quang mới nói riêng đều cần phải tính đến một loạt các tham số thiết kế khác như bước sóng cắt, đường kính trường mode, suy hao sợi, suy hao uốn cong v.v.... Các tham số này có thể tham khảo trong lần xuất bản trước [1] hoặc trong [8].

2.5.2. Các sợi dẫn quang đơn mode mới trong thông tin quang

Từ những phân tích ở phần trên có thể thấy rằng chúng ta có thể tạo được các loại sợi dẫn quang mới khi thay đổi mật cắt chỉ số chiết suất của lõi sợi. Cho tới nay, người ta đã thiết kế và chế tạo được hai loại sợi quang mới dùng khá hiệu quả trong các hệ thống thông tin quang dựa theo nguyên tắc trên, đó là sợi quang đơn mode tán sắc dịch chuyển DSF (Dispersion-Shifted Fiber) và sợi quang đơn mode tán sắc dịch chuyển không bằng không hay tán sắc dịch chuyển khác không NZ-DSF (Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber).

Sợi DSF là sợi quang đơn mode có bước sóng λ_0 nằm trong vùng bước sóng 1550 nm (1525 nm ÷ 1575 nm) mà tại đó giá trị tán sắc bằng không, và sợi này được sử dụng tối ưu cho các bước sóng nằm xung quanh 1550 nm [19,22]. Sợi này cũng có thể dùng cho vùng bước sóng 1310 nm (1285 nm ÷ 1340 nm). Các tham số có thể tham khảo trong bảng 2.6 được lấy từ khuyến nghị Rec. G.653 ITU-T. Do sợi quang đơn mode DSF có cả suy hao nhỏ giống như sợi đơn mode SMF thông thường và tán sắc cũng nhỏ cho nên rất có hiệu quả trong việc ứng dụng vào các hệ thống thông tin quang hoạt động ở vùng bước sóng 1550 nm hoặc là các hệ thống sử dụng khuếch đại quang sợi pha tạp Erbium EDFA (Erbium-doped Fiber Amplifier), trong đó hiệu quả nhất là đối với các hệ thống đơn kênh quang. Như vậy, nhờ loại sợi này mà ta có thể xây dựng được các hệ thống thông tin quang có tốc độ cao, cự ly xa chẳng hạn như các hệ thống thông tin cáp quang biển.

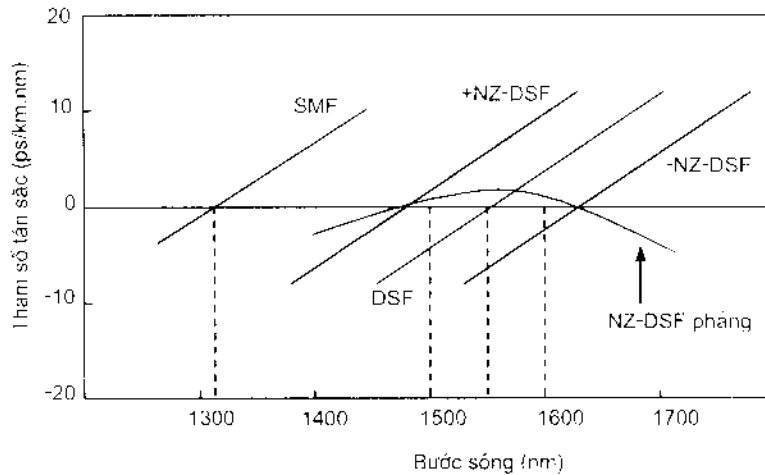
Sợi NZ-DSF là sợi quang đơn mode có giá trị tán sắc mà giá trị tuyệt đối của nó nhỏ nhưng không bằng không trong vùng bước sóng 1550 nm; bước sóng mà tại đó tán sắc bằng không nằm ở ngoài vùng bước sóng 1500 nm ÷ 1600 nm. Sợi này được coi là tối ưu cho các hệ thống thông tin quang hoạt động tại các bước sóng nằm trong vùng bước sóng 1500 nm ÷ 1600 nm. Các tham số đặc tính của nó có thể tham khảo trong bảng 2.6 được lấy từ khuyến nghị Rec. G.655 ITU-T [23]. Khi kỹ thuật ghép kênh quang theo bước sóng WDM ra đời thể hiện khả năng truyền nhiều bước sóng trên một sợi quang [25], lúc này đáp ứng phi tuyến của sợi quang lại cần phải xem xét kỹ lưỡng. Đáp ứng phi tuyến này gây ra thêm một loạt các hiệu ứng phi tuyến như hiệu ứng trộn

bốn sóng FWM (Four Wave Mixing), tự điều chế pha SPM (Self Phase Modulation), điều chế ngang pha XPM (Cross Phase Modulation). Trong các hiệu ứng này, hiệu ứng FWM gây ra nhiều phiền phức hơn cả. Do hiệu suất của hiệu ứng FWM phụ thuộc vào tán sắc của sợi quang cho nên sợi tán sắc dịch chuyển DSF không thích hợp với các hệ thống WDM có dung lượng lớn và cự ly xa. Để giải quyết vấn đề này thì sợi NZ-DSF đã ra đời vào năm 1994. Đặc tính suy hao của sợi này tương tự như sợi đơn mode thông thường SMF, nhưng điểm nổi bật của nó là có tán sắc nhỏ nhưng khác không với giá trị tiêu biểu là $0,1 \text{ ps/km.nm} \leq D_{\min} \leq D_{\max} \leq 6 \text{ ps/km.nm}$ trong vùng bước sóng $1530 \text{ nm} \div 1565 \text{ nm}$.

*Bảng 2.6: Các tham số của một số loại sợi quang đơn mode
(theo khuyến nghị của ITU-T, Rec. G.652, G.653, và G.655)*

Các tham số		Đơn vị	G.652		G.653		G.655	
			Giá trị chuẩn	Sai Số	Giá trị chuẩn	Sai số	Giá trị chuẩn	Sai số
Đường kính trường mode tại 1550 nm		μm	9 ÷ 10 (1300 nm)	± 10%	7 : 8,3	± 10%	8 ÷ 11	± 10%
Đường kính vỏ phản xạ		μm	125	± 3	125	± 3	125	± 2
Sai số đồng tâm trường mode tại 1550 nm		μm	< 1		≤ 1		≤ 1	
Tính không tròn đều	Trường mode	%	Đủ nhỏ để không gây ảnh hưởng		Đủ nhỏ để không gây ảnh hưởng		Đủ nhỏ để không gây ảnh hưởng	
	Vỏ phản xạ		< 2		< 2		< 2	
Bước sóng cắt (chưa được bọc thành cáp)		nm	>1100, < 1280		Đang nghiên cứu		Đang nghiên cứu	
Bước sóng cắt đã được bọc thành cáp		nm	< 1270		< 1270		< 1480	
Suy hao đo uốn cong 100 vòng với bán kính uốn cong 37.5nm tại 1550nm		dB	< 1		< 0,5		≤ 0,5	
Hệ số suy hao tại vùng bước sóng 1300nm		dB/km	< 0,50		< 0,55		-	
Hệ số suy hao tại vùng bước sóng 1550nm		dB/km	< 0,30		< 0,35		< 0,35	
Bước sóng có tán sắc bằng không		nm	≥ 1295 ≤ 1332		≥ 1500 ≤ 1600		-	
Giá trị tán sắc bằng không		ps/(km.nm)	≤ 0,095		< 0,085		-	
Hệ số tán sắc tuyệt đối								
Vùng λ = 1285 : 1330 nm		ps/(km.nm)	≤ 3,5		≤ 20		0,1 ps/km.nm ≤ D _{min} ≤ D _{max} ≤ 6,0 ps/km.nm và 1530 nm ≤ λ _{min} ≤ λ _{max} ≤ 1565 nm.	
Vùng λ = 1270 ÷ 1340 nm		ps/(km.nm)	≤ 6,0		≤ 3,5			
Vùng λ = 1525 : 1575 nm		ps/(km.nm)	≤ 20					
Tán sắc phân cực mode		ps/km ^{1/2}	-		-		< 0,5	

Có hai loại sợi NZ-DSF là loại +NZ-DSF và loại -NZ-DSF. Loại sợi +NZ-DSF có điểm tán sắc bằng không nằm ở vùng bước sóng < 1500 nm như được thể hiện trong hình 2.37. Loại sợi -NZ-DSF có điểm tán sắc bằng không nằm ở vùng bước sóng > 1600 nm. Ngoài ra còn có loại sợi NZ-DSF có hai điểm tán sắc bằng không thuộc loại sợi tán sắc phẳng. Loại này rất khó chế tạo và người ta cũng ít sản xuất loại sợi này.



Hình 2.37: Tán sắc của các loại sợi SMF, DSF, và NZ-DSF

Ngoài các ưu điểm về suy hao và tán sắc như đã phân tích ở trên, sợi NZ-DSF còn có các đặc điểm rất mạnh khác như khả năng giảm ảnh hưởng của các hiệu ứng phi tuyến và giảm tán sắc phân cực mode. Nhìn chung, các sợi quang được thiết kế để dịch chuyển tán sắc thường có diện tích hiệu dụng A_{eff} khoảng $50 : 60 \mu m^2$. Trong khi đó, ảnh hưởng của các hiệu ứng phi tuyến lại tỷ lệ nghịch với A_{eff} đối với các hiệu ứng tán xạ Brillouin được kích thích SBS (Stimulated Brillouin Scattering), tán xạ Raman được kích thích SRS (Stimulated Raman Scattering), SPM, FWM. Còn ảnh hưởng của các hiệu ứng phi tuyến lại tỷ lệ nghịch với $(A_{eff})^2$ đối với hiệu ứng XPM [24]. Do đó, để giảm ảnh hưởng của các hiệu ứng phi tuyến thì phải tăng diện tích hiệu dụng của sợi. Các sợi NZ-DSF đã sử dụng cơ chế này để nâng cao năng lực ứng dụng của chúng. Cũng vì vậy mà sợi cho phép có thể tiếp nhận công suất tín hiệu quang lớn hơn và làm cho cự ly truyền dẫn càng dài thêm, làm giảm tổng số thiết bị sử dụng trên tuyến. Thời gian gần đây, việc tăng diện tích hiệu dụng A_{eff} lại trở thành một trong các mục tiêu chính của các sợi quang mới. Đây cũng có thể coi là một tham số mới của việc thiết kế sợi ám chỉ vùng diện tích mà ánh sáng được truyền qua và cũng là một tham số quan trọng khi thiết kế các hệ thống hoạt động ở vùng bước sóng 1550 nm, đặc biệt là các hệ thống ghép bước sóng mật độ cao DWDM sử dụng khuếch đại quang sợi EDFA. Để tăng A_{eff} , người ta tìm cách trải rộng trường quang trong lõi sợi bằng các mặt cắt lõi tam giác có khuyết và dạng mặt cắt hai khuyết. Ngoài mục đích tăng diện tích hiệu dụng, phân khuyết có chỉ số chiết suất tăng còn có tác dụng làm giảm suy hao uốn cong sợi.

Hiện tại, người ta đã tạo được ra được các tham số về chỉ số chiết suất và bán kính của các khuyên và vùng chiết suất giảm một cách phù hợp để có thể cho ra mặt cắt với Aeff lớn tới khoảng $120 \mu\text{m}^2$.

Về tán sắc phân cực mode PMD, ta đã có dịp xem xét vấn đề này trong mục 2.3. Trong thiết kế các sợi quang đơn mode trước đây, người ta ít quan tâm đến việc giảm PMD. Đó là do thực tế các hệ thống thông tin quang khi đó chưa có tốc độ thật sự cao. Ngày nay, nhu cầu tăng dung lượng truyền dẫn đã làm cho việc triển khai các hệ thống tốc độ bit cao trở thành nhu cầu cần thiết. Do vậy mà việc giảm PMD trở nên quan trọng vì nếu nhu sợi có giá trị PMD lớn sẽ làm tăng lượng thiết bị trên tuyến và việc thiết kế sẽ phức tạp. Để giảm PMD, các sợi quang mới đã được áp dụng quy trình sản xuất tiên tiến hơn. Bằng cách tác động mô men quay liên tục đảo chiều lên sợi trong quá trình kéo sợi, thế hệ sợi mới này đã cho ra giá trị PMD rất nhỏ và ổn định. Đặc điểm này tạo cho việc triển khai các hệ thống có các luồng tín hiệu quang đơn kênh cao tới hơn 10 Gbit/s, tức là có thể đạt STM-64 hoặc STM-256.

Hiện nay đã có một số loại sợi tiên tiến thuộc loại NZ-DSF ra đời. Tiêu biểu là các sợi NZ-DSF của Corning có tên là SMF-LS ra đời năm 1997, LEAF ra đời năm 1998; Lucent thì sản xuất sợi True wave RS. Bảng 2.7 giới thiệu một số tham số đặc tính chính về sợi của Corning.

Bảng 2.7: Một số loại sợi NZ-DSF của Corning

Loại sợi		SMF-LS NZ-DSF	Submarine SMF-LS NZ-DSF	LEAF	LEAF Enhanced
Thời điểm ra đời		4/1997		2/1998	9/1998
Đường kính vỏ phản xạ, μm		$125,0 \pm 1,0$	$125,0 \pm 1,0$	$125,0 \pm 1,0$	$125,0 \pm 1,0$
Đường kính vỏ ngoài, μm		245 ± 5	245 ± 5	245 ± 5	245 ± 5
Đường kính trường mode tại 1550 nm, μm		$8,4 \pm 0,5$	$7,9 - 8,9$	$9,0 - 9,6$	$9,0 - 9,6$
Độ đồng tâm của trường mode tại 1550 nm, μm		$\leq 0,5$	$< 0,5$	$\leq 0,5$	$\leq 0,5$
Độ không tròn đều, %	Trường mode	Rất nhỏ	Rất nhỏ	Rất nhỏ	Rất nhỏ
	Vỏ phản xạ	≤ 1	< 1	< 1	≤ 1
Hệ số tán sắc vùng 1550 nm, ps/km.nm		$-3,5 \div -0,1$	$-3,0 \div -0,1$	$-3,4 \div -0,1$	$-3,4 \div -0,1$
Độ dốc tán sắc, ps/nm ² .km		$\leq 0,12$	$\leq 0,07$	$\leq 0,07$	$\leq 0,07$
PMD, ps/√km		$\leq 0,5$	$< 0,1$	$< 0,1$	$\leq 0,08$
Hệ số suy hao tại 1550 nm, dB/km		$\leq 0,25$	$\leq 0,22$	$< 0,23$	$< 0,23$
Suy hao uốn cong tại 1550 nm với bán kính 37,5 mm, dB		$< 0,05$	$\leq 0,05$	$\leq 0,05$	$\leq 0,05$
Diện tích hiệu dụng A_{eff} , μm^2		55	70	70 - 120	70 - 120

Như vậy có thể thấy rằng loại sợi tán sắc dịch chuyển DSF ra đời với mục đích dịch chuyển vùng tán sắc tối ưu của sợi đơn mode tiêu chuẩn SMF về vùng bước sóng 1550 nm, còn sợi NZ-DSF tiếp tục hợp lý hoá sợi DSF để trở thành sợi có khả năng hạn chế hiệu ứng phi tuyến, mà tiêu biểu là giảm FWM, để ứng dụng hiệu quả cho các hệ thống WDM mà vẫn bảo đảm cự ly truyền dẫn dài. Về đặc tính suy hao của cả ba loại sợi SMF, DSF, và NZ-DSF nhìn chung đều gần như nhau. Tuy nhiên, chỉ có tán sắc CD và tán sắc PMD là có sự khác nhau. Từ các đặc tính của các loại sợi như vậy cho nên nếu sử dụng chúng phù hợp trong từng ứng dụng cụ thể sẽ rất có hiệu quả cả về mặt kỹ thuật và kinh tế.

2.6. CÁP SỢI QUANG

Để đưa được sợi quang vào sử dụng trong môi trường thực tế của mạng lưới viễn thông, các sợi cần phải được kết hợp lại thành cáp với các cấu trúc phù hợp với môi trường lắp đặt. Cấu trúc của cáp sợi quang rất đa dạng và khác nhau ở nhiều điểm: tùy thuộc vào các điều kiện cụ thể và dựa vào môi trường lắp đặt cáp mà cáp sợi quang cũng có các tên như cáp kim loại là: cáp chôn trực tiếp dưới đất, cáp kéo trong cống, cáp treo ngoài trời, cáp đặt trong nhà, cáp nối giữa các thiết bị, cáp ngập nước, cáp thả biển v.v... Đối với từng loại cáp khác nhau sẽ có thiết kế cụ thể khác nhau, nhưng các nguyên lý cơ bản về thiết kế đều phải có trong mọi loại cáp. Đặc thù về cấu trúc cáp sợi quang có được là do có đặc tính cơ học của sợi thủy tinh. Một đặc tính cơ học quan trọng là tải trọng quanh trục cho phép lớn nhất trên cáp vì yếu tố này sẽ xác định độ dài của cáp được đặt. Bây giờ, ta hãy đi vào mô tả và phân tích cụ thể về cấu trúc của cáp sợi quang.

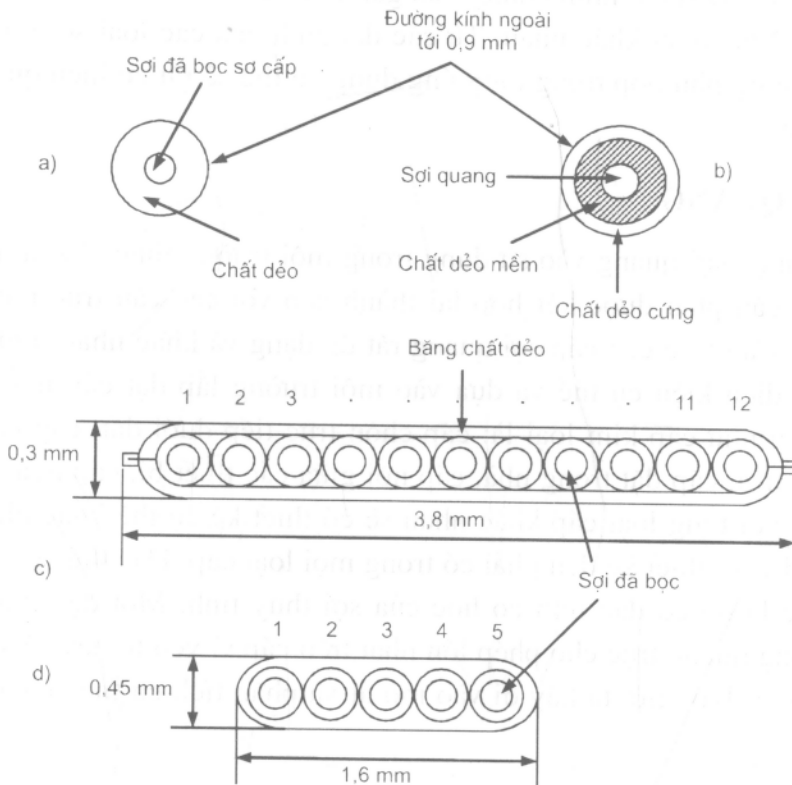
2.6.1. Các biện pháp bảo vệ sợi

Trước khi tiến hành bọc cáp quang, sợi quang thường được bọc chặt bằng một lớp áo để bảo vệ sợi trong khi chế tạo cáp, đây là lớp bọc sơ cấp, đường kính lớp bọc sơ cấp khoảng 250 μm [11]. Sợi đã được bọc sơ cấp chính là sản phẩm sau cùng trong quá trình chế tạo sợi quang; sau đó các sợi này sẽ được bọc thành cáp có thể dưới dạng bọc chặt hoặc bọc lỏng. Để tránh suy hao do vi uốn cong và tăng cường bảo vệ sợi, sợi quang có thể được bọc thêm một lớp bảo vệ và thường gọi lớp này là lớp bọc thứ cấp. Sau đây ta sẽ xét cụ thể trong từng trường hợp.

1. Bọc chặt sợi

Ở đây sợi quang, sau khi được bọc sơ cấp, sẽ được bọc chặt. Vỏ bọc chặt, vỏ bọc thứ cấp, cho sợi sẽ làm tăng lực cơ học của sợi và chống lại ứng suất bên trong. Các sợi dẫn quang có thể được bảo vệ riêng bằng các lớp vật liệu chất dẻo đơn hoặc kép. Hình 2.38 mô tả bốn loại vỏ bọc chặt. Các sợi trong hình 2.38a) và 2.38b) được bọc riêng,

đường kính vỏ bọc bảo vệ chặt lớn nhất có thể lên tới 900 μm [11]. Trường hợp bọc ở hình 2.38b) được coi là phù hợp với ứng dụng thực tiễn và có phương pháp bảo vệ sợi tốt hơn; sợi ở đây được bọc bằng hai lớp, lớp vỏ chất dẻo cứng ở bên ngoài và lớp chất dẻo mềm ở phía trong. Hình 2.38c) và 2.38d) mô tả kiểu bọc bảo vệ dạng băng có từ 4 đến 12 sợi được sắp xếp song song với nhau và ngoài là lớp bảo vệ chất dẻo.



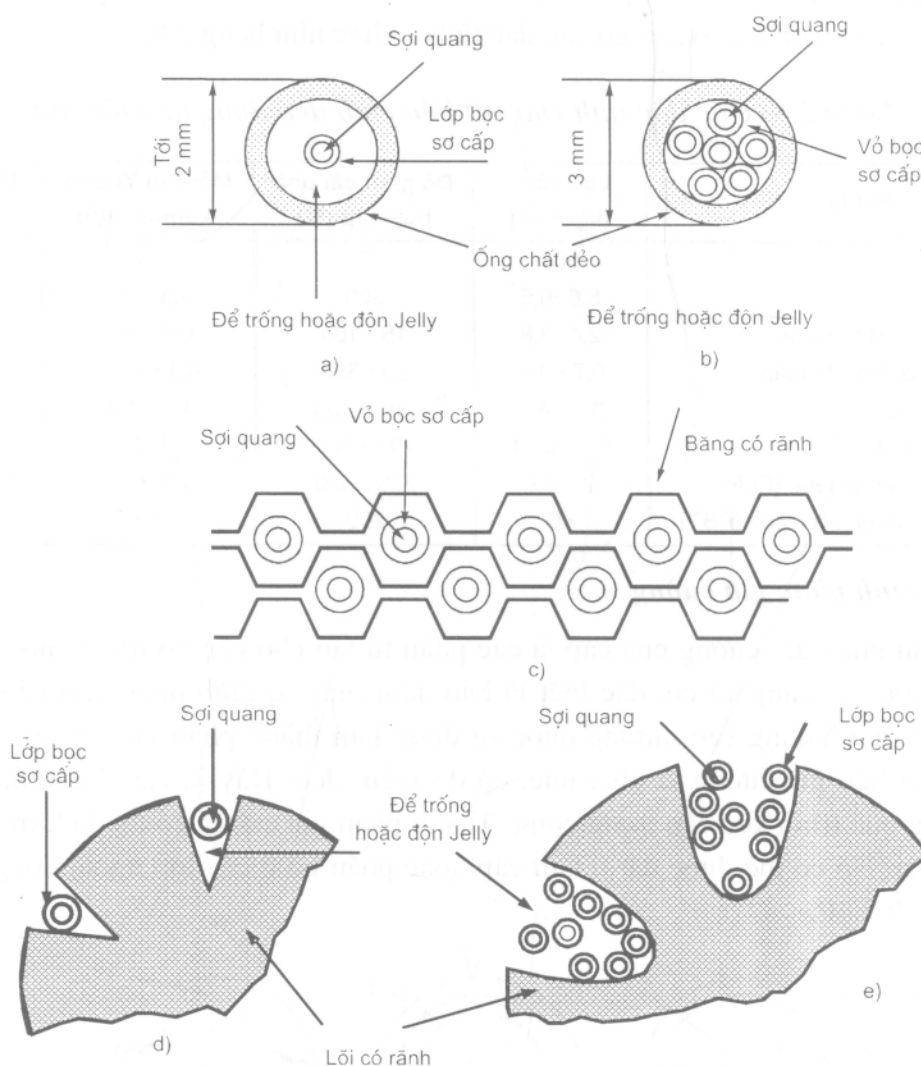
Hình 2.38: Ví dụ một số vỏ bọc chặt khác nhau

Ở môi trường nhiệt độ thấp, sự co lại của chất dẻo ở lớp bảo vệ có thể gây ra sự co quanh trục và vì uốn cong sợi, từ đó suy hao sợi có thể tăng lên. Từ sự tăng suy hao như vậy có thể rút ra hai cách bảo vệ sợi, cách thứ nhất là tối ưu hóa việc chế tạo vỏ bọc bằng việc lựa chọn vật liệu tương ứng và độ dày của vỏ, đồng thời giữ cho sợi càng thẳng càng tốt; cách thứ hai là bọc xung quang sợi một lớp gia cường có khả năng giảm sự co nhiệt.

2. Bọc lỏng sợi

Sợi có thể được đặt trong cáp sau khi chỉ được bọc sơ cấp một lớp chất dẻo rất mỏng và có màu. Trong trường hợp này, các sợi được đặt trong ống hoặc các rãnh hình chữ V có trên lõi chất dẻo (lõi có khe). Các ống và các rãnh có kích thước lớn hơn nhiều so với sợi quang để các sợi có thể nằm hoàn toàn tự do trong nó. Kỹ thuật bọc lỏng sợi

cho phép bảo vệ sợi tránh được các ứng suất bên trong. Mỗi một ống hoặc rãnh có thể chứa một hoặc một nhóm sợi quang, khoảng trống dư trong ống hoặc rãnh có thể là rỗng hoặc được độn chất nhót lỏng jelly. Hình 2.39 chỉ ra một số loại cấu trúc bọc lỏng. Với ống bảo vệ đơn, tức là trong ống chỉ có một sợi quang, thì đường kính ngoài của ống thường vào khoảng 1 mm đến 2 mm; Còn ống chứa nhiều sợi sẽ có đường kính phụ thuộc vào số sợi nằm trong ống (ống chứa 10 sợi quang sẽ có đường kính ngoài khoảng 3 mm). ở trường hợp sợi nằm trong rãnh của lõi cáp, kích thước rãnh cũng phụ thuộc vào số sợi có ở trong nó.



Hình 2.39: Các cấu trúc bọc lỏng khác nhau

Trong cấu trúc bọc lỏng, các sợi nằm trong ống hay trong khe đều được bảo vệ rất tốt. Cần chú ý rằng cáp có cấu trúc bọc lỏng cũng có thể chứa các sợi đã được bọc vỏ thứ cấp, đây là sự kết hợp các ưu điểm của bọc lỏng với ưu điểm của bọc thứ cấp. Giải pháp này ít dùng trong cho sợi đơn, mà hầu hết dùng cho các sợi ở dạng băng.

2.6.2. Các phần tử cáp

Các phần tử cơ bản tạo nên cáp là: lõi chứa các sợi dẫn quang, các phần tử gia cường, các vỏ bọc và vật liệu đệm.

2.6.2.1. Lõi cáp

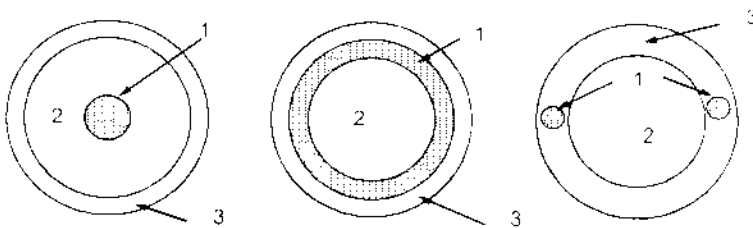
Các sợi trong cáp đã được bọc chặt nằm trong cấu trúc lỏng, cá sợi và cấu trúc lỏng hoặc rãnh kết hợp với nhau tạo thành lõi cáp. Lõi cáp thường bao quanh phần tử gia cường của cáp. Các thành phần tạo rãnh hoặc các ống bọc thường được làm bằng chất dẻo. Các loại chất dẻo này có các đặc tính cơ học như bảng 2.8.

Bảng 2.8: Các đặc tính của vật liệu chất dẻo dùng làm lõi cáp

Vật liệu	Lực căng (kg/mm ²)	Độ giãn dài phá hủy cáp (%)	Mô-đun Young (kg/mm ² .10 ²)	Giãn nhiệt (10 ⁻⁶ /°C)
Sợi quang	500	5	71	0.05
Nylon	5,6 - 6,5	300	1,3 - 2,4	20
Polyethylene: Mật độ cao	2,1 - 3,8	15 - 100	0,4 - 0,7	11 - 13
Polyethylene: Mật độ thấp	0,7 - 1,4	90 - 650	0,1 - 0,24	10 - 22
Polypropylene	3,3 - 4,2	200 - 700	1,1 - 1,4	8 - 9,5
Polyvinylchloride (PVC)	0,7 - 0,24	200 - 400	0,1	7 - 21
Fluoroethylenpropylene (FEP)	2 - 3,2	250 - 330	0,35	8,3 - 10,5
Polybutylene terephthalete(PBT)	~6	200	2,5	6 - 9

2.6.2.2. Thành phần gia cường

Thành phần gia cường của cáp là các phần tử tạo cho cáp có lực cơ học cần thiết để chịu được sức căng và co, đặc biệt là bảo đảm tính ổn định nhiệt cho cáp. Các vật liệu có mô-đun Young cao thường được sử dụng làm thành phần gia cường. Ngoài ra, yêu cầu vật liệu gia cường là phải nhẹ, có độ mềm dẻo. Đây là các đặc tính rất quan trọng trong quá trình kéo cáp trong cống. Thành phần gia cường có thể là kim loại hoặc phi kim loại. Nó có thể được đặt ở tâm cáp hoặc phân bố ở các lớp ngoài đồng tâm với cáp như hình 2.40.



1: Phần tử gia cường; 2: lõi cáp; 3: Vỏ bọc PVC

Hình 2.40: Sự sắp đặt khác nhau các thành phần gia cường trong cáp

Các thành phần kim loại thường là thép vì thép có mô-đun Young cao, hệ số giãn nở nhiệt thấp. Thép là vật liệu không đắt nhưng cần phải bảo vệ chống ăn mòn và chống phóng điện khi có điện áp trên nó. Dùng thép làm thành phần gia cường sẽ không phù hợp với các loại cáp yêu cầu có tính mềm dẻo cao. Các thành phần gia cường phi kim loại thường là các sợi dẻo pha thủy tinh hoặc sợi aramid (sau này Dupont phát triển thành sợi Kevlar). Các sợi aramid không có hiệu quả trong việc chống hiệu ứng cơ, vì vậy thường được đặt ở phần ngoài của cáp. Mô-đun Young của sợi aramid rất cao, trọng lượng rất thấp cho nên nó cạnh tranh với cả thép. Các loại cáp sợi quang chỉ sử dụng các thành phần gia cường là chất dẻo hoặc sợi aramid gọi là cáp phi kim loại, cáp này có trọng lượng nhỏ và không nhạy cảm với ảnh hưởng của trường điện. Các sợi cacbon cũng có thể làm gia cường cho cáp nhưng giá thành cao nên chưa được sử dụng rộng rãi. Các đặc điểm chính của các vật liệu ở trên được đưa ra ở bảng 2.9.

Bảng 2.9: Các đặc điểm của vật liệu thành phần gia cường

Vật liệu	Trọng lượng riêng	Mô-đun Young (kg/mm ²)	Ứng suất thu được (kg/mm ²)	Độ giãn dài thu được (%)	Ứng suất phá vỡ (kg/mm ²)	Độ giãn dài gãy đứt (%)
- Sợi thép	7,86	20.10 ³	40-150	0,2-1	50-300	20-25
- Sợi các bon	1,5	10-20.10 ⁴	150-200	1-1.5	150-200	1,5
- Sợi chất dẻo pha thủy tinh (G-FRP)	2,48	9.10 ⁴	300	3	300	2,4
- Kevlar49	1,44	13.10 ³	300	2	300	2
- Kevlar29	1,44	6.10 ³	70	1.2	300	4

2.6.2.3. Vỏ cáp

Vỏ cáp sợi quang có chức năng cơ bản là bảo vệ cáp và có tính chất quyết định tuổi thọ của cáp. Vỏ cáp có thể được bọc đệm để bảo vệ lõi cáp khỏi bị các tác động của ứng suất cơ học và môi trường bên ngoài. Vỏ chất dẻo được bọc bên ngoài cáp. Vật liệu chế tạo ra lớp vỏ cáp bọc ngoài thường là pô-ly-vi-ny-clo-rit (PVC), pô-ly-ê-thy-len và pô-ly-u-re-thane. Trong các vật liệu này, PVC có các đặc tính cơ học tốt, rất mềm dẻo và chậm bắt lửa, nhưng lại dễ hút ẩm. Pô-ly-ê-thy-len có độ hút ẩm thấp hơn PVC khoảng 100 lần, có đặc tính cơ học và hóa học cao nhưng lại dễ cháy và ít mềm dẻo hơn PVC. Pô-ly-ê-thy-len có độ ma sát thấp cho nên rất phù hợp cho cáp kéo trong ống. Còn pô-ly-u-re-thane thường làm vỏ bọc trong của cáp vì nó rất mềm; nó không được sử dụng làm vỏ bọc ngoài vì có hệ số ma sát cao, các đặc tính cơ học thấp.

Vỏ bọc kim loại của cáp thường là các băng thép nhẵn hoặc các sợi thép xếp thành vỏ bọc. Các vỏ này thường dùng cho các loại cáp chôn trực tiếp để bảo vệ chống các ứng suất cơ học, gặm nhấm, chống sự phá hủy của côn trùng và các sinh vật.

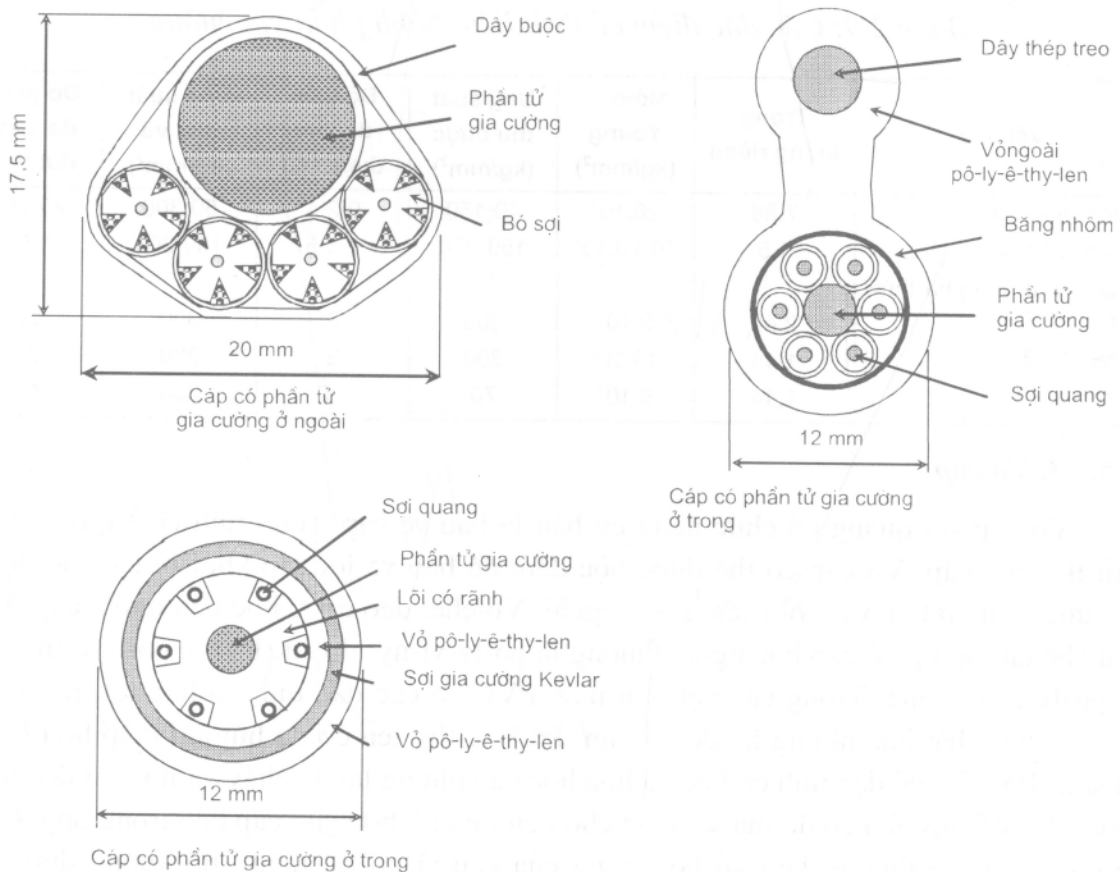
2.6.3. Các loại cáp và ứng dụng

Việc thiết kế và lựa chọn cáp sợi quang chủ yếu phụ thuộc vào môi trường lắp đặt. Có rất nhiều nhà chế tạo cáp cho ra các chủng loại cáp rất đa dạng, nhưng nhìn chung sản phẩm cáp sợi quang được phân ra các loại chính sau đây:

- Cáp treo.
- Cáp kéo trong cống.
- Cáp chôn trực tiếp.
- Cáp trong nhà và cáp nhảy.
- Cáp ngập nước và cáp thả biển.

Ngoài ra còn có một số loại cáp đặc biệt chuyên sử dụng cho các mục đích riêng.

2.6.3.1. Cáp treo



Hình 2.41: Cáp treo tự chịu lực

Cáp treo có thể có cấu tạo ôm sát vào thành phần gia cường kim loại hoặc phi kim loại độc lập, hoặc dưới dạng tự chịu lực. Cáp ở trường hợp thứ nhất thường dùng cho

môi trường có băng tuyết và gió, có cự ly dài. Trường hợp thứ hai là cáp tự chịu lực, cáp chịu ảnh hưởng của ứng suất cơ học và nhiệt độ. Cáp tự chịu lực đòi hỏi có sức bền cao và cần phải ở dạng cấu trúc bọc lỏng để sợi có khoảng tự do lớn hơn. Hình 2.41 là ví dụ một số cấu trúc cáp treo tự chịu lực.

2.6.3.2. Cáp kéo trong cống

Cáp kéo trong cống phải chịu được lực kéo và xoắn, có trọng lực nhẹ để dễ lắp đặt và phải rất mềm dẻo để vượt qua các trường ngại trong khi kéo cáp. Loại cáp này cũng phải chịu được ẩm và nước vì trong cống cáp và bể cáp thường hay đọng nước. Chính vì vậy trong cấu trúc của cáp thường có chất độn Jelly và thành phần chống ẩm bằng kim loại. Trong trường hợp cáp không được độn đầy thì cần phải có thực hiện bơm hơi cho cáp. Lớp bọc thép đôi khi cũng được sử dụng vào loại cáp này để chống găm nhám và côn trùng. Cáp kéo trong cống có ở tất cả các dạng cấu trúc bọc chặt, bọc lỏng trong ống, bọc lỏng bằng khe dưới dạng băng hoặc bó sợi.

2.6.3.3. Cáp chôn trực tiếp

Các đặc điểm của cáp chôn trực tiếp tương tự như cáp kéo trong cống vừa xét ở trên, nhưng có bảo vệ tốt hơn thể hiện ở một số điểm là, cáp chôn thường phải có lớp vỏ bọc kim loại tốt để tránh sự phá hủy do đào bới đất hoặc các tác động khác trong đất. Vỏ bọc thép bên ngoài gồm các sợi thép hoặc các băng thép. Vỏ bọc ngoài lớp thép này là vỏ chất dẻo. Cáp chôn trực tiếp cũng có đủ các dạng cấu trúc bọc chặt, lỏng trong ống và rãnh; dạng băng và bó sợi.

2.6.3.4. Cáp đặt trong nhà và cáp nhảy

Loại cáp này thường có số sợi dẫn quang ít, các đặc tính chủ yếu là: kích thước bên ngoài nhỏ, mềm dẻo, cho phép uốn cong, dễ dàng thao tác và hàn nối. Cáp cần có đặc tính chống găm nhám tốt. Vì loại cáp này thường bám sát tường nhà và thiết bị cho nên nó phải bảo đảm không dẫn lửa, không phát ra khí độc trong phòng. Cấu trúc loại cáp này thường ở dạng bọc chặt để đảm bảo kích thước nhỏ và chắc. Một số loại cáp trong nhà và cáp nhảy như ở hình 2.42.

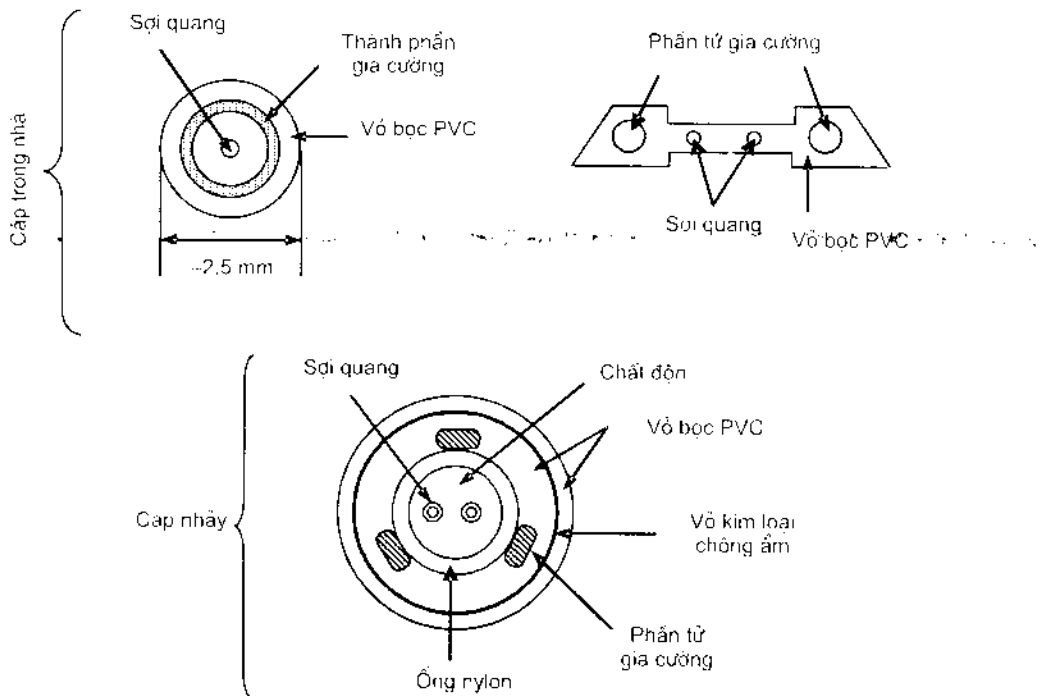
2.6.3.5. Cáp ngập nước và thả biển

Cáp ngập nước được sử dụng để thả qua sông hoặc qua khu vực có nước ngập cạn, đồng lầy v.v..., vì vậy loại cáp này cần phải đáp ứng các yêu cầu khắt khe bao gồm:

- Tính chống ẩm và chống thấm nước tại các vùng có áp suất đặc biệt lớn.
- Có khả năng chống sự dẫn nước dọc theo cáp.
- Có khả năng chịu được sự kéo khi lắp đặt và sửa chữa cáp.
- Chống lại được các áp lực thống kê.
- Cho khả năng hàn nối sửa chữa dễ dàng.

- Có cấu trúc tương thích với cáp đặt trên đất liền.

Ngoài ra, vì có cả lớp kim loại cho nên cần phải lưu ý tới ảnh hưởng của hydro.



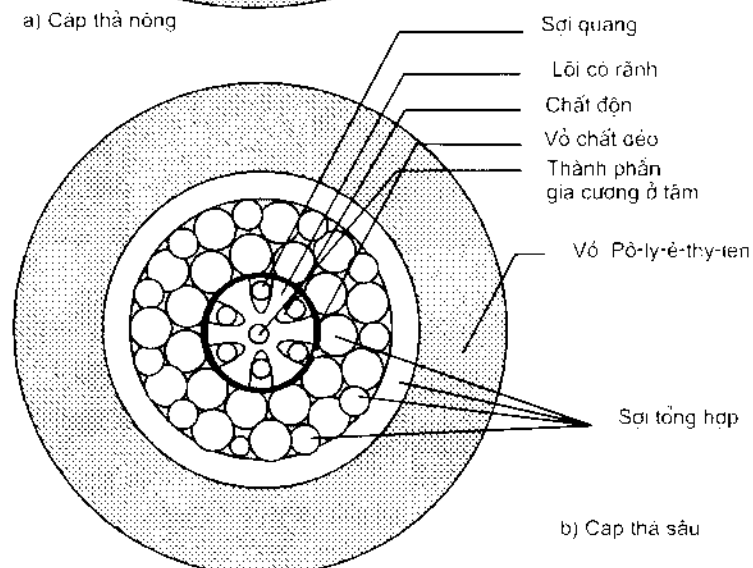
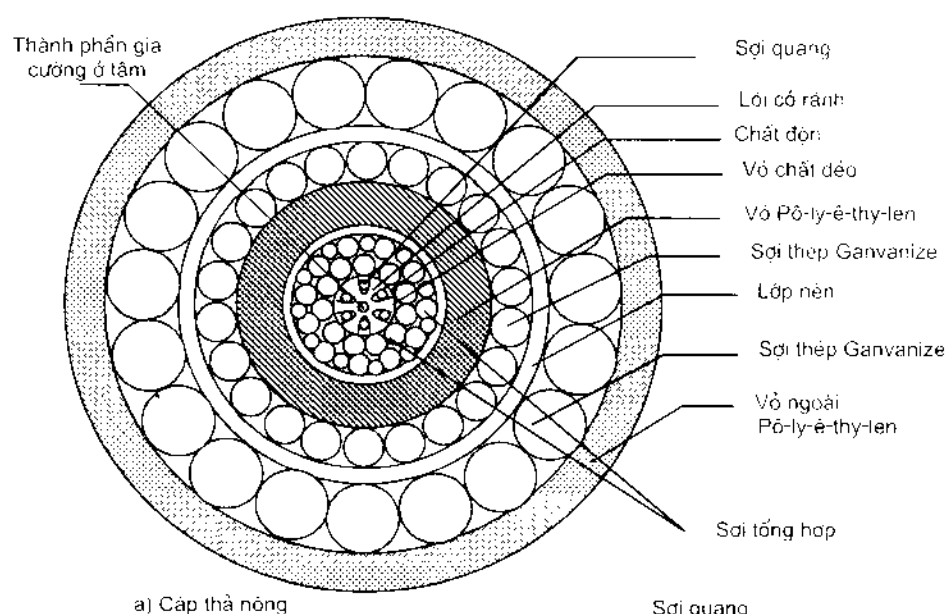
Hình 2.42: Một số cấu trúc cáp trong nhà và cáp nhảy

Cáp thả biển có cấu trúc rất phức tạp. Có thể xem đây là loại cáp đặc chủng vì nó đòi hỏi nhiều yêu cầu còn khắt khe hơn loại cáp ngập nước ở trên nhiều lần. Ngoài các yếu tố trên, cáp thả biển còn phải chịu các tác động đặc biệt khác như khả năng thâm nhập của nước biển, sự phá hoại của các động vật dưới biển, sự co sát của tàu thuyền v.v... Bên cạnh đó cần tính tới khả năng sửa chữa cáp bằng tàu. Cáp biển có hai loại thả nông và thả sâu như ở ví dụ ở hình 2.43. Cấu trúc của cáp thả nông phức tạp hơn cáp thả sâu dưới biển. Các đặc tính chủ yếu của cáp thả biển sử dụng hiện nay như ở bảng 2.10.

Bảng 2.10: Các đặc tính của cáp thả biển được dùng phổ biến
(theo CCITT SG.XV.WP/5, COM XV-R)

Số sợi	No.1	No.2	No.3	No.4	No.5	No.6
Loại sợi	G.652	G.652	G.652	G.652	G.652	G.652
Vùng bước sóng (nm)	1300 1550	1300 1550	1300 1550	1300	1300 1550	1300
Số sợi	6 max	6-12max	2-12 max	6 max	2-12max	6 max
Độ sâu của biển max (m)	8000	8000	8000	8000	7500	2500
Cấu trúc cáp	Bọc chặt	Bọc chặt	Bọc chặt	Bọc lỏng	Bọc chặt	Bọc lỏng

Số sợi	No.1	No.2	No.3	No.4	No.5	No.6
Đường kính cáp (mm)	22	24	21	25	26,2	31
Lực căng (KN)	100	120	107	140	160	150
Trọng lượng (kg/m):						
- Trong không khí	1,0	0,9	0,83	1,17	1,29	2,2
- Trong nước	0,5	0,45	0,40	0,64	0,74	1,3
Mô-đun phá hủy cáp (km)	20,4	27,2	22,3	22,3	22,1	11,8
Chất làm đầy	Chất dẻo	Chất dẻo	Chất dẻo	Mỡ	Silicon	Mỡ
Trở kháng nguồn nuôi (Ω/km)	0,72	0,72	0,72	0,6	0,7	0,5



Hình 2.43: Cấu trúc cáp thả biển

Chương 3

THIẾT BỊ PHÁT QUANG

Thiết bị phát quang là một trong các thành phần quan trọng nhất của hệ thống thông tin quang. Chức năng của thiết bị phát quang là biến đổi tín hiệu điện đầu vào thành tín hiệu quang tương ứng và phát tín hiệu quang này vào trong sợi quang để thực hiện truyền dẫn thông tin. Thành phần chủ yếu nhất của thiết bị phát quang là nguồn phát quang, hay còn gọi là nguồn quang. Các nguồn phát quang bán dẫn thường được sử dụng trong các hệ thống thông tin quang là diode phát quang LED (Light-Emitting Diode) và diode laser bán dẫn LD (Diode laser). Đây là các loại nguồn phát có nhiều ưu điểm kết hợp; chẳng hạn như có kích cỡ nhỏ gọn, hiệu suất cao, bảo đảm độ tin cậy, dải bước sóng phù hợp, vùng phát xạ hẹp tương xứng với kích thước lõi sợi, và khả năng điều chế trực tiếp tại các tần số tương đối cao.

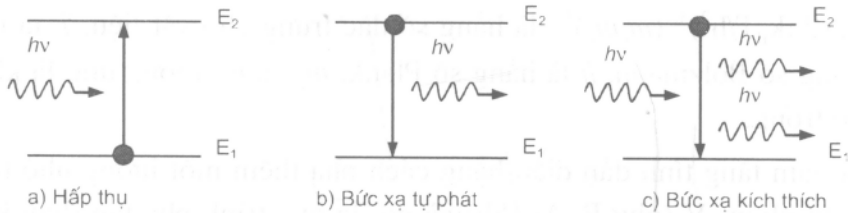
Trong chương này, sẽ xem xét thiết bị phát quang trong đó sẽ nhấn mạnh đến các đặc tính hoạt động của LED và laser bán dẫn. Tuy nhiên, trước khi đi vào mô tả và phân tích các nguồn quang, cần phải nắm được các quan niệm cơ bản cần thiết về chúng. Vấn đề này rất cần thiết vì không chỉ đối với các đặc tính hoạt động mà còn cho cả các khía cạnh thiết kế có liên quan tới cấu hình hệ thống thông tin quang.

3.1. CÁC QUAN NIỆM CƠ BẢN

3.1.1. Các vùng năng lượng

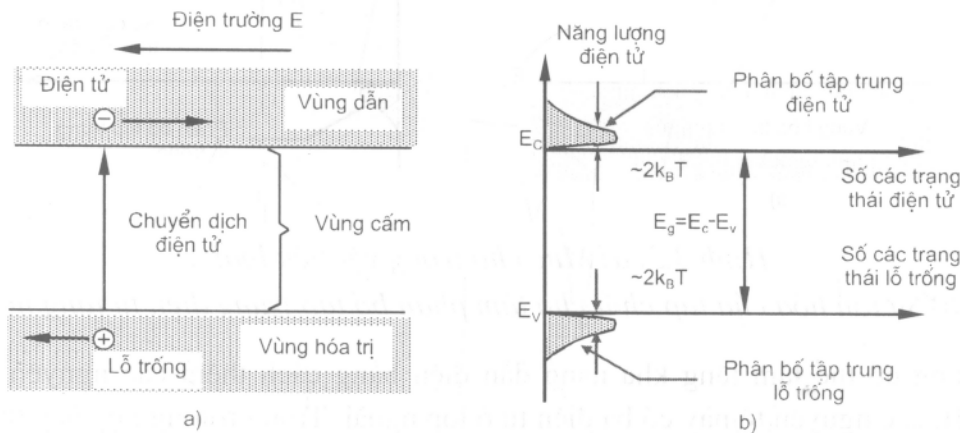
Trong quá trình nghiên cứu về vật liệu, người ta thấy rằng, trong các vật liệu bán dẫn tồn tại các đặc tính vừa dẫn điện vừa cách điện. Như vậy, vật liệu bán dẫn ở trường hợp nào đó sẽ là kim loại và trong trường hợp khác lại là chất cách điện. Ở các điều kiện bình thường, hầu như tất cả các vật liệu đều hấp thụ ánh sáng nhiều hơn là phát xạ ánh sáng. Quá trình hấp thụ có thể được mô tả đơn giản thông qua hình 3.1, ở đây các mức năng lượng E_1 và E_2 tương ứng là trạng thái đất và trạng thái kích thích của các nguyên tử của môi trường hấp thụ. Nếu như ánh sáng tới với tần số ν có năng lượng photon $h\nu$ bằng với sự lệch nhau về năng lượng $E_x = E_2 - E_1$, thì photon sẽ bị nguyên tử hấp thụ, và chúng được coi là ở trạng thái kích thích. Các nguyên tử được kích thích sau đó thường quay về trạng thái đất và phát ra ánh sáng trong quá trình này. Sự phát ánh sáng có thể xảy ra thông qua hai quá trình gọi là bức xạ tự phát và bức xạ kích thích. Trong trường hợp bức xạ tự phát, các photon được phát ra có hướng ngẫu nhiên và

không có quan hệ về pha giữa chúng. Ngược lại, trong trường hợp bức xạ kích thích thì các photon được phát ra sẽ có cùng tần số và pha theo các photon tín hiệu ánh sáng tới. Trong tất cả các laser kể cả laser bán dẫn, ánh sáng được phát ra thông qua quá trình bức xạ kích thích và được gọi là ánh sáng kết hợp. Ngược lại, các LED phát ánh sáng thông qua quá trình không kết hợp của bức xạ tự phát.



Hình 3.1: Ba quá trình cơ bản xảy ra giữa các trạng thái năng lượng của nguyên tử

Để phân tích các vùng năng lượng, ta hãy khảo sát các đặc tính dẫn điện của vật liệu bán dẫn được mô tả theo như sơ đồ vùng năng lượng như hình 3.2. Ở nhiệt độ thấp, tinh thể thuần túy sẽ có vùng dẫn hoàn toàn không có các điện tử, nhưng trong vùng hóa trị thì lại hoàn toàn đầy. Vùng dẫn cách vùng hóa trị một dải cấm năng lượng, dải này không tồn tại một mức năng lượng nào cả. Khi nhiệt độ tăng lên, một số các điện tử sẽ bị kích thích nhiệt và vượt qua dải cấm. Chẳng hạn như với vật liệu Silic, năng lượng kích thích này phải lớn hơn 1,1 eV, đây chính là năng lượng dải cấm. Quá trình này xảy ra làm xuất hiện các điện tử tự do n trong vùng dẫn, các điện tử này khi rời đi sẽ để lại các lỗ trống p tương ứng. Cả các điện tử tự do và lỗ trống sẽ di chuyển trong vật liệu và có thể tạo ra tính dẫn điện khi các điện tử ở trong vùng hóa trị đi vào các lỗ trống. Sự di chuyển của các điện tử này sẽ làm cho các lỗ trống chuyển động theo hướng ngược lại với dòng điện tử.



Hình 3.2:

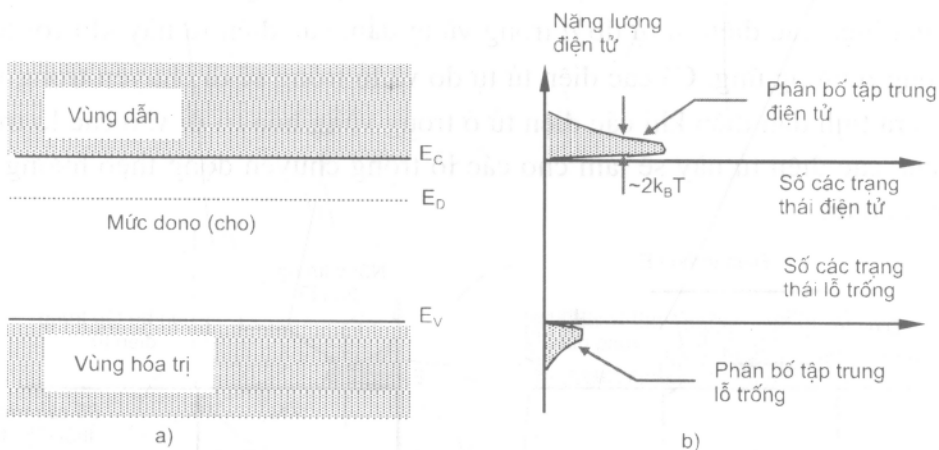
- a) Sơ đồ mức năng lượng và sự kích thích các điện tử vùng hóa trị sang vùng dẫn
- b) Sự tập trung điện tử và lỗ trống

Sự tập trung của các điện tử và lỗ trống có thể coi như là sự tập trung hạt mang bên trong, ký hiệu là n_i và được viết như sau:

$$n = p = n_i = K \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3-1)$$

ở đây $K = 2(2\pi k_B T/h^2)^{3/2}(m_e m_h)^{3/4}$ là hằng số đặc trưng cho vật liệu. T là nhiệt độ tuyệt đối, k_B là hằng số Boltzmann, h là hằng số Plank, m_e và m_h tương ứng là khối lượng của điện tử và lỗ trống.

Có thể làm tăng tính dẫn điện bằng cách pha thêm một lượng nhỏ tạp chất thuộc các nguyên tố nhóm V (như P, As, Sb) và gọi là quá trình pha tạp (hay kích tạp). Các nguyên tố này có năm điện tử ở lớp ngoài. Khi chúng thay thế một nguyên tử Si, bốn điện tử sẽ thực hiện liên kết đồng hóa trị, còn lại điện tử thứ năm là điện tử có liên kết lỏng, sẽ sẵn sàng tạo ra quá trình dẫn điện. Như đã được chỉ ra ở hình 3.3a, quá trình này tạo ra sự tăng mức chiếm vừa đủ thấp dưới vùng dẫn gọi là mức *cho* (mức donor). Lúc đó các tạp chất được gọi là *chất cho* bởi vì chúng có thể bỏ một điện tử cho vùng dẫn. Điều này được phản ánh bằng sự gia tăng các điện tử tự do trong vùng dẫn như ở hình 3.3b). Đối với vật liệu loại này, vì các điện tử tạo ra dòng điện và do đó gọi là vật liệu loại n .

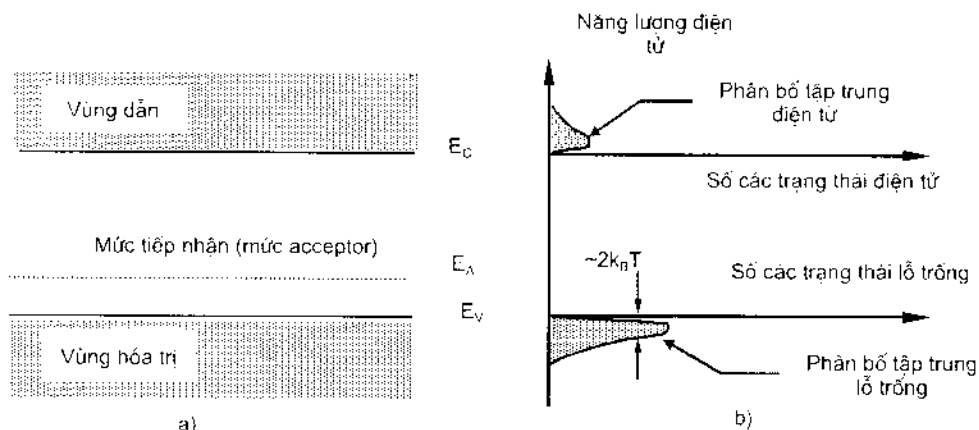


Hình 3.3. a) Mức cho trong vật liệu loại n ;

b) Sự ion hóa của tạp chất cho làm phân bố tập trung điện tử tăng nên

Cũng có thể làm tăng khả năng dẫn điện bằng cách thêm các nguyên tố thuộc nhóm III, các nguyên tố này có ba điện tử ở lớp ngoài. Trong trường hợp này thì ba điện tử lại tạo nên liên kết đồng hóa trị, và lỗ trống có tính đồng nhất từ điện tử cho tạo nên. Hình 3.4a chỉ ra sự tăng mức bở trống vừa đủ ở trên vùng hóa trị. Khi các điện tử được kích thích từ vùng hóa trị tới mức *tiếp nhận* (vì các nguyên tử tạp chất tiếp nhận các

điện tử từ vùng hóa trị), thì sẽ xảy ra hiện tượng dẫn điện. Ở đây, mức độ các lỗ trống tự do được tăng lên trong vùng hóa trị như ở hình 3.4b, và vật liệu loại này gọi là vật liệu loại *p* vì sự dẫn điện trong trường hợp này là kết quả của sự di chuyển lỗ trống sinh ra.



Hình 3.4. a) Mức tiếp nhận trong vật liệu loại *p*;
b) Sự ion hóa tạp chất tiếp nhận làm tăng mật độ lỗ trống

Các vật liệu không chứa tạp chất được gọi là vật liệu nguyên chất (cơ bản). Do có sự dao động nhiệt của các nguyên tử tinh thể mà một vài điện tử nằm trong vùng hóa trị nhận được đủ năng lượng để được kích thích lên vùng dẫn. Quá trình *phát nhiệt* này tạo ra các cặp điện tử-lỗ trống tự do. Ngược lại, trong quá trình tái kết hợp, điện tử tự do sẽ giải phóng năng lượng của nó và rơi vào các lỗ trống trong vùng hóa trị. Tốc độ phát và tái kết hợp là cân bằng nhau. Nếu n là sự tập trung điện tử và p là sự tập trung lỗ trống thì đối với vật liệu nguyên chất ta có:

$$pn = p_0 n_0 = n_i^2 \quad (3-2)$$

Ở đây p_0 và n_0 tương ứng là sự tập trung lỗ trống và điện tử cân bằng, và n_i là mật độ hạt mang (phần tử tải hay hạt tải) của vật liệu nguyên chất.

Khi có một lượng nhỏ tạp chất hóa học ở trong tinh thể thì nó tạo thành chất bán dẫn *ngoại lai*. Do tính dẫn điện tỉ lệ với sự tập trung hạt mang, cho nên có hai loại hạt mang điện tích đối với vật liệu này là:

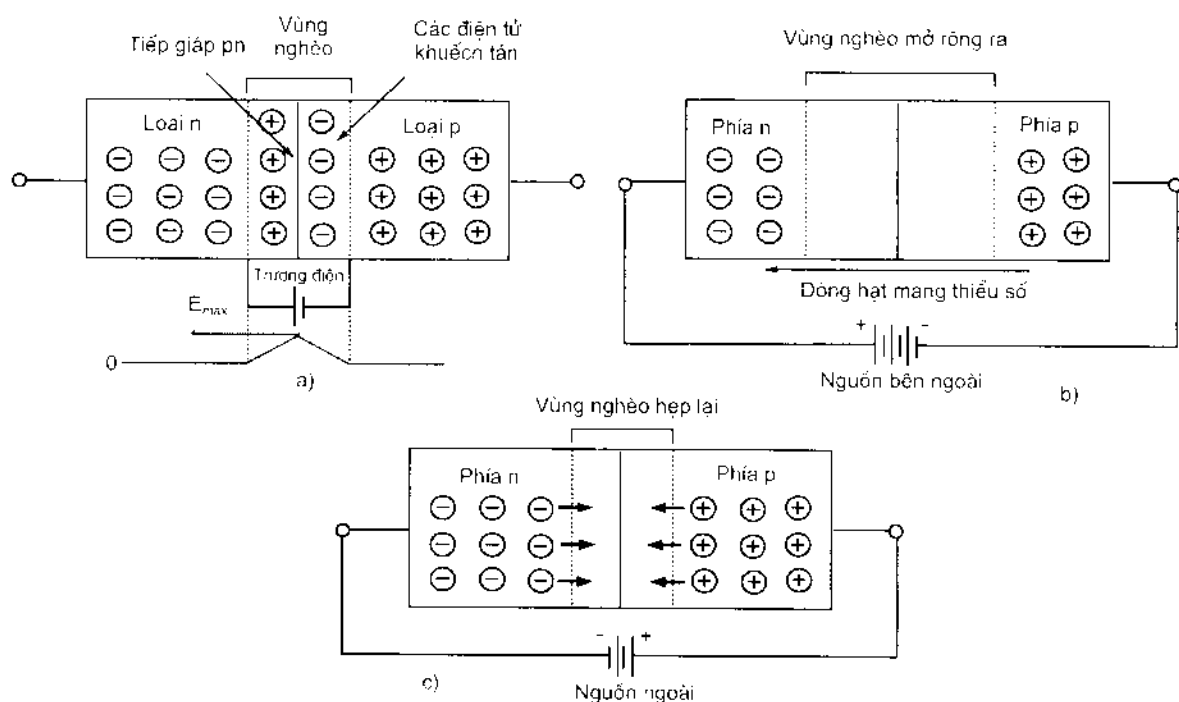
- *Hạt mang đa số* ám chỉ cho cả các điện tử trong vật liệu loại *n* và các lỗ trống trong vật liệu loại *p*.
- *Hạt mang thiểu số* ám chỉ cho cả các lỗ trống trong vật liệu loại *n* và các điện tử trong vật liệu loại *p*.

Hoạt động của các thiết bị bán dẫn cơ bản dựa trên sự phun và trích của các hạt mang thiểu số.

3.1.2. Các tiếp giáp pn

Trọng tâm của nguồn quang bán dẫn là tiếp giáp pn , nó được tạo nên bằng việc cho tiếp xúc giữa bán dẫn loại p và bán dẫn loại n . Có thể nhận thấy rằng đối với các vật liệu bán dẫn loại n hoặc p đã được pha tạp thì bản thân chúng chỉ như là một chất dẫn điện. Để tạo ra được các thiết bị ngoài thuộc tính bán dẫn này, thì cần phải sử dụng cả hai loại vật liệu. Tiếp giáp giữa hai vật liệu sẽ có các đặc tính điện của thiết bị bán dẫn và tiếp giáp này được quen gọi là tiếp giáp pn .

Khi tạo ra tiếp giáp pn , các hạt mang đa số sẽ khuếch tán qua nó, làm cho các điện tử lấp vào các lỗ trống bên phía p của tiếp giáp và sinh ra các lỗ trống bên phía n . Điều này làm xuất hiện một trường điện đặt ngang qua tiếp giáp. Trường này sẽ ngăn cản sự chuyển động của các điện tích khi sự cân bằng được thiết lập. Do các điện tử và lỗ trống tạo thành cấu trúc liên kết đồng hóa trị, cho nên vùng tiếp giáp không có các hạt mang di động. Vùng này được gọi là vùng nghèo (vùng trời hay vùng *tích điện không gian*). Xem hình 3.5a).



Hình 3.5: a) Tiếp giáp pn ; b) Phân cực ngược; và c) Phân cực thuận

Khi cấp một điện áp một chiều bên ngoài cho tiếp giáp này, cực dương nguồn nối tới vật liệu n , cực âm nguồn nối với vật liệu p thì tiếp giáp này ở trong trạng thái được phân cực ngược, xem hình 3.5b). Vì phân cực ngược cho nên độ rộng của vùng nghèo được mở rộng ra cả phía n và phía p , càng làm cản trở các hạt mang đa số tràn qua tiếp

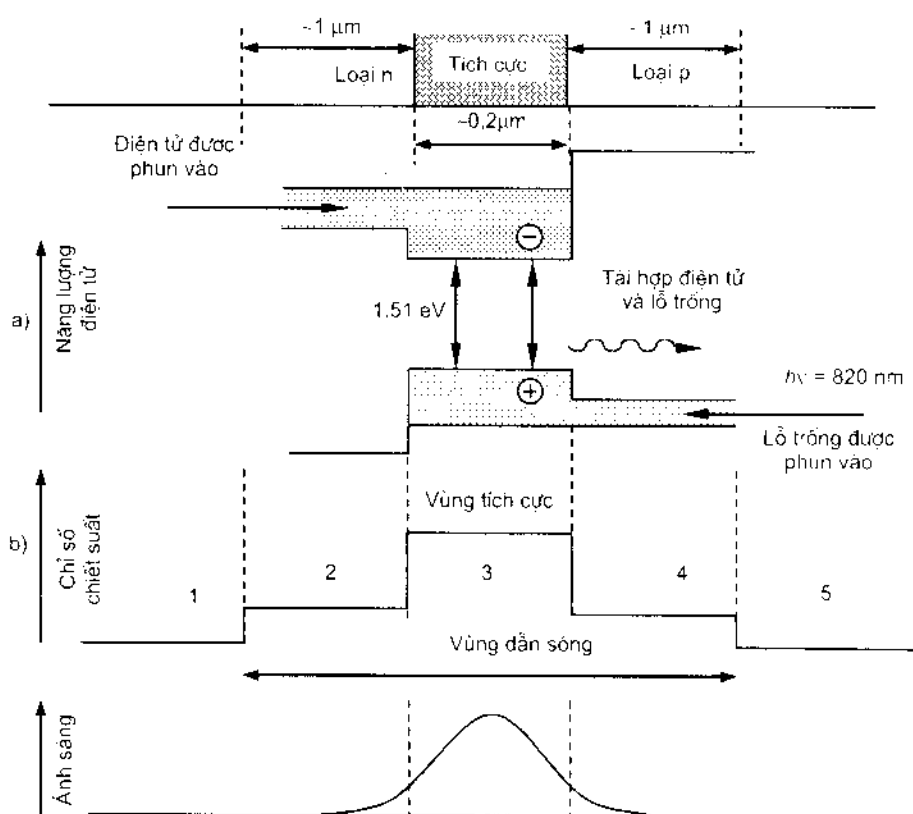
liệu có dải cấm gián tiếp, các mức năng lượng nhỏ nhất ở vùng dẫn và lớn nhất vùng hóa trị lại xảy ra tại các giá trị động lượng khác nhau. Như vậy việc tái kết hợp ở đây cần phải có phân tử thứ ba để duy trì động lượng bởi vì động lượng photon là rất nhỏ. Các phonon sẽ đáp ứng điều này.

3.2. NGUỒN PHÁT QUANG

3.2.1. Diode phát quang LED

3.2.1.1. Cấu trúc của LED

Diode phát quang LED (Light- Emitting Diode) là một loại nguồn phát quang dùng rất phù hợp cho các hệ thống thông tin quang có tốc độ bit không quá 200 Mbit/s sử dụng sợi quang đa mode [8]. Tuy nhiên trong phòng thí nghiệm người ta có thể sử dụng ở cả tốc độ bit tới 565 Mbit/s [12] do có sự áp dụng công nghệ cao.



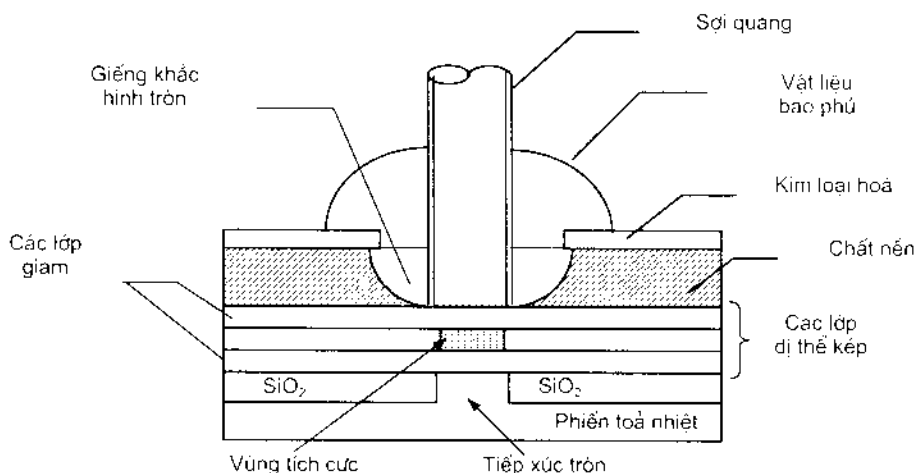
Hình 1.52: Cấu trúc dị thể kép tiêu biểu

a) Sơ đồ vùng năng lượng; b) Sự thay đổi chỉ số chiết suất

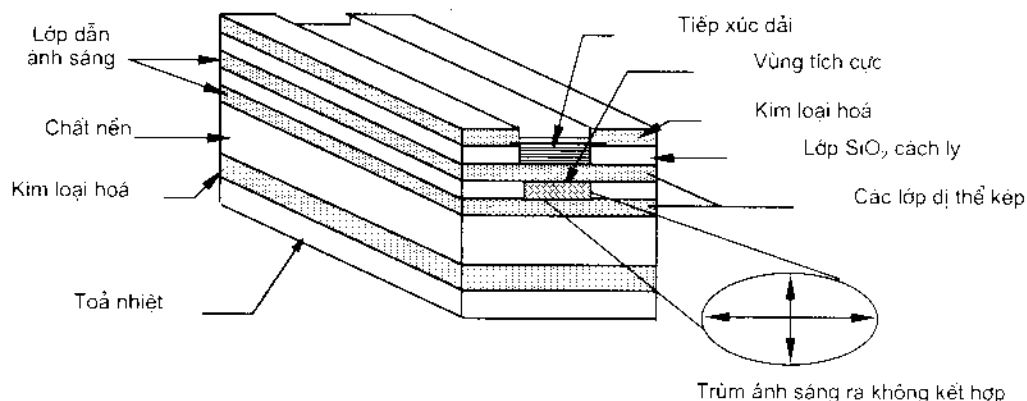
Để sử dụng tốt trong các hệ thống thông tin quang, LED phải có công suất bức xạ cao, thời gian đáp ứng nhanh và hiệu suất lượng tử cao. Sự bức xạ của nó là công suất quang phát xạ theo góc trên một đơn vị diện tích của bề mặt phát và được tính bằng

Watt. Chính công suất bức xạ cao sẽ tạo điều kiện cho việc ghép giữa sợi dẫn quang và LED dễ dàng và đưa ra được công suất phát ra từ đuôi sợi của mô-đun phát là lớn. Có hai kiểu cấu trúc LED được sử dụng rộng rãi là cấu trúc tiếp giáp thuận nhất và cấu trúc tiếp giáp dị thể kép (không thuận nhất). Tuy nhiên trong quá trình khảo sát và tiến hành điều tra nghiên cứu, người ta thấy cấu hình dị thể kép mang lại hiệu quả lớn nhất và được ứng dụng nhiều nhất, cấu trúc của nó có thể mô tả như hình 3.7. Đặc điểm của cấu trúc dị thể kép là có hai lớp hợp kim khác nhau là loại p và n ở mỗi bên của vùng tích cực, đây cũng là cấu trúc được triển khai rất sớm khi nghiên cứu diode laser. Với cấu trúc này, cả các hạt mang và trường quang đều được giữ ở trong lớp tích cực nằm ở trung tâm. Sự khác nhau về dải cấm của các lớp lân cận sẽ giam các hạt mang điện tích (hình 3.7a), trong khi đó tồn tại sự khác nhau về chỉ số chiết suất của các lớp lân cận lại giam trường quang tới lớp tích cực ở trung tâm (hình 3.7b). Điều này tạo ra sự phát xạ cao rất có hiệu quả. Ở đây, các tham số khác có ảnh hưởng tới đặc tính của thiết bị là sự hấp thụ ánh sáng trong vùng tích cực (tự hấp thụ), sự tái kết hợp hạt mang phun vào và độ dày của lớp tích cực.

LED có hai loại cấu trúc được sử dụng cho các hệ thống thông tin quang là cấu trúc phát mặt (LED phát mặt) và cấu trúc phát cạnh (LED phát cạnh). Đối với cấu trúc phát mặt thì mặt phẳng của vùng phát ra ánh sáng vuông góc với trục của sợi dẫn quang như hình 3.8. Vùng tích cực thường có dạng phiến tròn, đường kính khoảng $50\text{ }\mu\text{m}$ và độ dày khoảng $2.5\text{ }\mu\text{m}$. Mẫu phát chủ yếu là đẳng hướng với độ rộng chùm phát nửa công suất khoảng 120° . Mẫu đẳng hướng này còn được gọi là *mẫu lambertian*, khi quan sát từ bất kỳ hướng nào thì độ sáng của nguồn phát cũng ngang bằng nhau nhưng công suất lại giảm theo hàm $\cos\theta$ với θ là góc hợp giữa hướng quan sát với pháp tuyến của bề mặt. Công suất này giảm xuống 50% so với đỉnh khi $\theta = 60^\circ$.



Hình 3.8: Cấu trúc của LED phát mặt

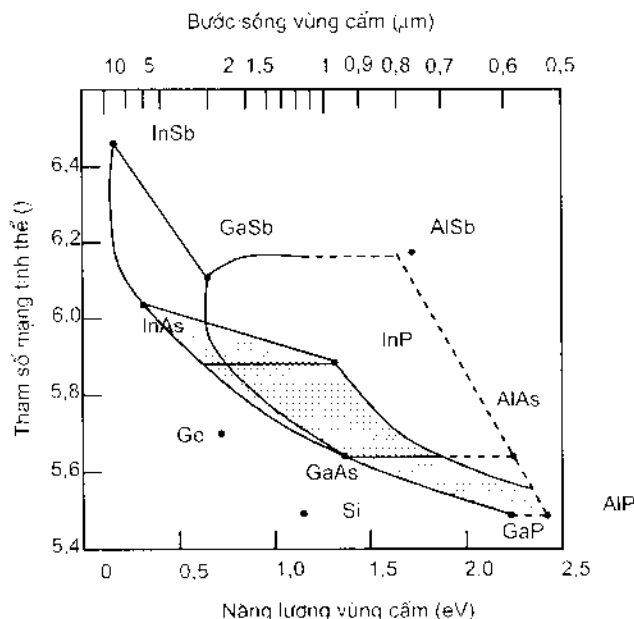


Hình 3.9: Cấu trúc dị thể kép của LED phát cạnh

LED phát cạnh có cấu trúc gồm một vùng tiếp giáp tích cực có vai trò là nguồn phát ánh sáng không kết hợp, và hai lớp dẫn. Cả hai lớp dẫn đều có chiết suất thấp hơn chỉ số chiết suất của vùng tích cực nhưng lại cao hơn chỉ số chiết suất của các vật liệu bao quanh. Cấu trúc này hình thành một kênh dẫn sóng để hướng sự phát xạ ánh sáng về phía lõi sợi. Để tương hợp được với lõi sợi dẫn quang có đường kính nhỏ (từ 50 đến 100 μm), các dải tiếp xúc đối với LED phát cạnh phải rộng từ 50 đến 70 μm . Độ dài của các vùng tích cực thường là từ 100 đến 150 μm . Mẫu phát của LED phát cạnh có định hướng tốt hơn so với LED phát mặt như mô tả ở hình 3.9.

3.2.1.2. Các vật liệu nguồn phát

Các vật liệu bán dẫn được dùng cho lớp tích cực của nguồn phát quang trong các hệ thống thông tin quang phải có dải cấm trực tiếp. Trong bán dẫn có dải cấm trực tiếp, các điện tử và lỗ trống có thể tái kết hợp một cách trực tiếp qua dải cấm mà không cần tới phần tử thứ ba để bảo tồn động lượng. Chỉ có ở vật liệu dải cấm trực tiếp mới có sự tái kết hợp đủ lớn để đưa ra được mức phát quang thỏa đáng. Nhưng trong thực tiễn lại không tồn tại bán dẫn đơn phân tử để cho ra các dải cấm trực tiếp, mà vật liệu dải cấm trực tiếp chỉ có thể tạo ra từ các hỗn hợp ghép các phân tử. Thông dụng nhất là các vật liệu được tạo từ hỗn hợp của phân tử nhóm III (như Al, Ga hoặc In) và nhóm V (như P, As hoặc Sb) và được gọi là các vật liệu III-V. Dải các vật liệu bán dẫn III-V được dùng cho các nguồn phát quang và bộ tách sóng quang (ta sẽ xét ở chương sau) cho các hệ thống thông tin quang được chỉ ra như ở hình 3.10. Đây là biểu đồ biểu diễn sự phụ thuộc của tham số mạng tinh thể theo dải cấm đối với các vật liệu thích hợp. Các dải cấm và các tham số mạng tinh thể được thể hiện bằng các đường nối các cặp hỗn hợp ghép. Các dải cấm trực tiếp là các đường liền nét và dải cấm gián tiếp là các đường đứt nét. Vùng tối hơn ám chỉ các hợp chất gồm ba và bốn yếu tố.



Hình 3.10: Các tham số mạng tinh thể phụ thuộc vào dài cấm

Thoáng nhìn, có thể thấy rằng hầu hết các hỗn hợp có sự thay đổi không xác định và các hợp kim này có thể được sử dụng trong dải bước sóng từ 500 nm đến 10 μm. Tuy nhiên trong thực tế có một số yếu tố đã làm hạn chế việc lựa chọn các bước sóng như sau:

- Các đặc tính của sợi quang xác định các vùng bước sóng để có được đặc tính hệ thống tối ưu, đó là các vùng bước sóng 850 nm, 1300 nm và 1550 nm (tuy nhiên trong tương lai có thể có bước sóng dài hơn được đưa vào sử dụng).
- Các cấu trúc dị thể đặt ra cho các thiết bị phải nhất thiết có cấu tạo từ chất nền III-V, và các lớp epitaxi phải được thích ứng về mạng tinh thể đối với vật liệu nền để tránh tác động có hại gây kiểm khuyết về cấu trúc cho thiết bị.
- Đối với vật liệu ở vùng tích cực, việc làm tương thích về cấu trúc mạng tinh thể giữa lớp tích cực và lớp nền là cần thiết. Các lớp vỏ cũng phải có dải cấm và chỉ số chiết suất tương hợp và cũng phải tuân theo sự thích ứng về mạng tinh thể.
- Các vật liệu dải cấm trực tiếp là cốt yếu để tạo ra thiết bị, tuy nhiên từ hình 3.10 thì có thể lựa chọn như sau:

+) GaAs/GaAlAs dùng cho vùng bước sóng 850 nm.

+) InP/InGaAsP dùng cho các vùng bước sóng 1300 nm và 1550 nm.

Đối với vùng bước sóng từ 800 ÷ 900 nm, vật liệu được dùng như ở trên là hợp kim $Ga_{1-x}Al_xAs$. Tỷ lệ x của Nhôm Asen cho tới GaliAsen xác định dải cấm của hợp kim và ứng với bước sóng của đỉnh phát xạ. Điều này được minh họa như ở hình 3.11a), giá trị x thường được chọn để cho ra được bước sóng phát, ví dụ phổ phát của LED $Ga_{1-x}Al_xAs$

$$\lambda = \frac{1,24}{E_g} \quad (3-4)$$

Bảng 3.1 sau đây là dải cấm và bước sóng của một số các hợp kim cần quan tâm [26].

Bảng 3.1: Đặc tính dải cấm và bước sóng của các vật liệu ghép

Loại vật liệu	Tên vật liệu	Dải cấm	Bước sóng
Các vật liệu hai thành phần	GaP (Gali - Phốt pho)	2,24 eV	0,55 μm
	AlAs (Gali - Asen)	2,09 eV	0,59 μm
	GaAs (Gali - Asen)	1,42 eV	0,87 μm
	InP (Indi - Phốt pho)	1,33 eV	0,93 μm
	InAs (Indi - Asen)	0,34 eV	3,6 μm
Các vật liệu ba và bốn thành phần	AlGaAs (Nhôm - Gali - Asen)	1,42÷1,61 eV	0,77 ÷ 0,87 μm
	InGaAsP (Indi - Gali - Asen - Phốt pho)	0,74÷1,13 eV	1,1 ÷ 1,67 μm

3.2.1.3. Ứng dụng của LED trong thông tin quang

Thời gian đầu, khi công nghệ thông tin quang chưa được phát triển, diode phát quang thường được dùng với các sợi quang đa mode. Nhưng chỉ sau đó một thời gian ngắn, khi mà các hệ thống thông tin quang được triển khai khá rộng rãi, các sợi quang đơn mode được áp dụng vào các hệ thống thông tin quang là chủ yếu thì LED cũng đã có dưới dạng sản phẩm là các mô-đun có sợi dẫn ra (pigtail) là sợi quang đơn mode. Vì vậy ở đây ta cũng chỉ chú ý xem xét ứng dụng của LED cho các hệ thống thông tin quang sợi đơn mode. Các diode phát quang dùng cho sợi đơn mode SMF (Single Mode Fiber) là các nguồn phát hấp dẫn đối với mạng thông tin quang nội hạt, truy nhập và các tuyến có cự ly ngắn khác vì nó có giá thành rẻ. Công suất quang đầu ra của nó ít phụ thuộc vào nhiệt độ và thường chúng có mạch điều khiển đơn giản.

a) Đặc tính ứng dụng

Có hai dạng cấu trúc của LED sẵn có là phát mặt và phát cạnh. Quá trình đóng thành sản phẩm modul khá đơn giản và điều này giúp cho chi phí về giá thành hệ thống thấp. Các diode phát cạnh (ELED) còn phải bảo đảm độ tin cậy để đảm bảo duy trì chất lượng thông tin tốt. Các mức công suất được ghép đối với ELED thường là nằm trong khoảng từ 2 đến 10 μW ở điều kiện nhiệt độ phòng. Có một số loại đặc biệt có thể tạo ra công suất lớn hơn do có sự phát xạ cực khỏe. Tuy nhiên, công suất thêm này cũng bị ràng buộc với điều kiện nhiệt độ thay đổi.

Tốc độ điều biến cũng phụ thuộc vào cấu trúc của nguồn phát LED và các điều kiện điều khiển. Các thiết bị hiện có ở thị trường thương mại hiện nay đạt tốc độ trên 200 Mbit/s.

một số thực nghiệm được tiến hành với nguồn phát ELED đạt tới 565 Mbit/s và thậm chí kể cả tới 1,2 Gbit/s [12]. Các loại LED phát mặt cũng đã được sử dụng với sợi đơn mode. Ưu điểm của loại này là có liên kết đơn giản. Yếu điểm chính là công suất phát ra tương đối thấp, khoảng 1,5 μW khi làm việc ở tốc độ 565 Mbit/s, và độ rộng phổ của nó khá rộng.

Bảng 1.13: Các đặc tính ELED tiêu biểu

Công suất ra đối với sợi đơn mode SMF (25°C, dòng điều khiển 150 mA)	2 ÷ 10 μW
Thời gian lên /xuống	3 ns max
Độ rộng phổ nửa công suất (25°C)	80 – 100 nm
Hệ số nhiệt độ công suất đầu ra	1,2%/°C
Sự thay đổi bước sóng trung tâm theo nhiệt độ	0,5÷0,8 nm/°C
Độ dẫn phổ	0,4 nm/°C

b) Các ứng dụng trong hệ thống

Gần đây, một số thực nghiệm về sử dụng LED với sợi quang đơn mode đã thu được các kết quả đáng chú ý. Các thực nghiệm đã đạt được độ dài tuyến lên tới 9,6 km với tốc độ 2 Gbit/s và 100 km với tốc độ 16 Mbit/s. Nhìn chung, độ dài tuyến của các hệ thống sử dụng LED bị giới hạn là vì quỹ công suất giảm và tán sắc lớn do độ rộng phổ của LED. Tuy nhiên, đối với các tuyến thông tin quang trên thực tế cần phải tính tới sai số về công nghệ chế tạo và sự thay đổi nhiệt độ đối với bước sóng trung tâm của LED, độ rộng phổ đối với tán sắc sợi, sự thay đổi suy hao. Như vậy cả hai loại LED phát cạnh và phát mặt đều có thể sử dụng cho các hệ thống thông tin quang sợi đơn mode. Chúng có ưu điểm dễ dàng nhận thấy là giá thành thấp và độ tin cậy cao. Các ưu điểm này có thể phù hợp với các giải pháp xây dựng mạng nội hạt, truy nhập, và các tuyến thông tin quang có cự ly vài km tốc độ bit trung bình và thấp một cách có hiệu quả.

3.2.2. Diode laser bán dẫn

Laser được viết từ "Light Amplification by Stimulate Emission of Radiation", và có nhiều dạng với đủ mọi kích thước từ nhỏ xíu (như các hạt ngô, thóc,...) cho tới rất lớn như một căn phòng. Chúng có ở dạng khí, chất lỏng, tinh thể hoặc bán dẫn. Đối với các hệ thống thông tin quang, các nguồn phát diode laser là các diode laser bán dẫn và thường là diode laser LD. Các loại diode laser có thể là khác nhau nhưng nguyên lý hoạt động cơ bản là cùng như nhau. Hoạt động của diode laser là kết quả của ba quá trình mẫu chốt, đó là hấp thụ photon, bức xạ tự phát, và bức xạ kích thích. Ba quá trình này đã được mô tả ở sơ đồ hai mức năng lượng đơn giản hình 3.1 trước đây. Ta có thể nhắc lại thêm như sau, E_1 là năng lượng trạng thái đất (nền) và E_2 là năng lượng trạng

thái kích thích. Theo định luật Planck thì sự chuyển dịch giữa hai trạng thái này có liên quan tới quá trình hấp thụ hoặc phát xạ của các photon có năng lượng $h\nu = E_2 - E_1$. Bình thường, hệ thống ở trạng thái đất. Khi một photon có năng lượng $h\nu$ tác động vào hệ thống thì một điện tử ở trạng thái E_1 có thể hấp thụ năng lượng photon và được kích thích lên trạng thái E_2 như ở hình 3.1a). Vì đây là trạng thái không bền vững nên điện tử sẽ nhanh chóng quay lại trạng thái ban đầu như ở hình 3.1b), vì thế phát ra một photon có năng lượng $h\nu$. Điều này xảy ra mà không có sự kích thích bên ngoài nào và được gọi là phát xạ tự phát. Phát xạ này đẳng hướng, có pha ngẫu nhiên và xuất hiện như một đầu ra Gaussian băng hẹp.

Điện tử cũng có thể được sinh ra để tạo ra một hướng chuyển dịch đi xuống từ mức kích thích tới mức nền nhờ có sự kích thích bên ngoài. Trong hình 3.1c), nếu một photon có năng lượng $h\nu$ tác động vào hệ thống trong khi điện tử vẫn còn ở trạng thái kích thích của nó, thì điện tử sẽ được kích thích ngay lập tức để rơi xuống trạng thái nền và cho ra photon có năng lượng $h\nu$. Photon được phát ra này có pha là pha của photon tới, và sự bức xạ ở đây được gọi là bức xạ kích thích.

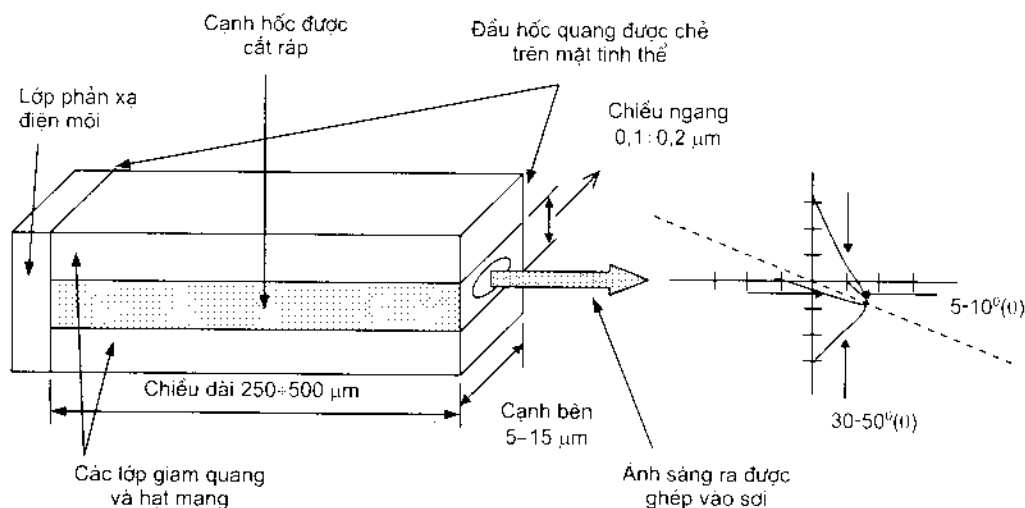
Ở điều kiện cân bằng nhiệt, mật độ các điện tử được kích thích là rất nhỏ, cho nên hầu hết các photon tới trên hệ thống đều bị hấp thụ, và phát xạ kích thích hầu như không có. Phát xạ kích thích sẽ vượt qua được sự hấp thụ chỉ khi nào tích lũy ở trên trạng thái kích thích lớn hơn ở trạng thái đất. Điều này được gọi là *ngịch đảo tích lũy*. Vì đây không phải là điều kiện cân bằng cho nên nghịch đảo tích lũy được thực hiện bằng kỹ thuật *bơm*. Trong laser bán dẫn, nghịch đảo tích lũy được tiến hành bằng cách phun các điện tử vào trong vật liệu tại tiếp điểm thiết bị để lấp các trạng thái năng lượng thấp hơn của vùng dẫn.

3.2.2.1. Các mode và điều kiện ngưỡng của diode laser

Các hệ thống thông tin quang thường là có tốc độ truyền dẫn cao. Hiện nay nhiều hệ thống thông tin quang đơn kênh có tốc độ 2,5 Gbit/s đến 10 Gbit/s đã được đưa vào khai thác trên mạng lưới. Các hệ thống trong phòng thí nghiệm kết hợp các công nghệ tiên tiến đã đạt tới tốc độ 40 Gbit/s. Còn các hệ thống nhiều kênh sử dụng công nghệ WDM trong phòng thí nghiệm đã lên tới từ 1,2 đến 1,6 Tbit/s. Băng tần của các hệ thống thông tin quang đòi hỏi khá lớn, như vậy các diode laser phun (tiêm trích) bán dẫn sẽ phù hợp hơn là các diode phát quang LED. Các diode laser thông thường có thời gian đáp ứng nhỏ hơn 1 ns, độ rộng phổ trung bình từ $0,8 \div 2$ nm và nhỏ hơn, công suất ghép vào sợi dẫn quang đạt vài miliwatt. Thực tế hiện nay, hầu hết các diode laser đều là các diode cấu trúc dị thể kép nhiều lớp (không đồng nhất nhiều lớp) như đã đề cập ở trong phần 3.2.1.1 về cấu trúc dị thể kép của LED. Tuy nhiên khi so sánh đặc tính sử dụng của LED với diode laser có thể nhanh chóng rút ra rằng, LED có cấu trúc đơn giản

hơn LD, sự ảnh hưởng của nhiệt độ tới công suất phát ra của LED cũng ít hơn, đặc biệt là LED không phải chịu sự xuống cấp nhiều như LD. Cấu trúc của LD thường là rất phức tạp, nguyên nhân chính là do có thêm vấn đề hạn chế về dòng trong hốc cộng hưởng phát tia laser nhỏ.

Bức xạ kích thích trong laser bán dẫn xuất hiện từ quá trình chuyển dịch quang giữa sự phân bố các trạng thái năng lượng trong vùng hóa trị và vùng dẫn. Sự khác nhau này có từ các laser khí và laser trạng thái rắn, mà trong đó sự dịch chuyển bức xạ xảy ra giữa các mức nguyên tử hoặc phân tử cách ly riêng rẽ. Sự bức xạ trong LD được phát ở trong hốc cộng hưởng Fabry - Perot như ở hình 3.12 có trong hầu hết các loại laser khác nhau. Tất nhiên, hốc này có kích thước rất nhỏ, dài xấp xỉ từ 250 đến 500 μm , rộng từ 5 đến 15 μm và dày từ 0,1 đến 0,2 μm . Các kích thước này tương ứng được gọi là kích thước dọc, bên (cạnh) và ngang của hốc cộng hưởng. Trong buồng cộng hưởng Fabry - Perot của LD, có một cặp phiên phẳng là các gương phản xạ nội bộ được đặt hướng quay vào nhau để vây lấy hốc cộng hưởng. Các mặt gương được cấu tạo bằng cách tạo ra hai vạch chẻ song song dọc theo các mặt phẳng tách tự nhiên của tinh thể bán dẫn. Các gương này có độ phản xạ rất cao, tới 99% để làm giảm độ rộng phổ [26]. Vì các gương này phải tạo ra được sự phản hồi quang mạnh theo hướng dọc cho nên cần phải biến cấu trúc này thành bộ dao động có cơ chế khuếch đại nhằm bù trừ suy hao quang trong hốc cộng hưởng. Hốc laser có thể có nhiều tần số cộng hưởng. Thiết bị sẽ tạo dao động (do phát ánh sáng) tại các tần số cộng hưởng này để sự khuếch đại đủ vượt qua được suy hao. Nhìn chung toàn bộ đầu ra quang chỉ cần lấy ở mặt trước của laser vì đó là nơi sẽ ghép với đầu sợi quang.



Hình 3.12: Hốc cộng hưởng cho diode laser

Sự bức xạ quang trong hốc cộng hưởng của diode laser đã tạo nên một mẫu vạch trường điện và từ được gọi là các *mode* của hốc cộng hưởng. Các mode này có thể được

phân chia thành hai tập hợp mode độc lập là các mode điện ngang (TE) và các mode trường ngang (TM). Từng tập hợp mode có thể được mô tả dưới dạng sự biến thiên nửa hình sin dọc, ngang và bên của các trường điện từ dọc theo các trục chính của hốc. Các mode dọc có liên quan tới độ dài L của hốc và xác định cấu trúc cơ bản của phổ tần số trong bức xạ quang được phát ra. Vì L lớn hơn nhiều so với bước sóng phát tia laser có độ dài khoảng $1\mu\text{m}$, cho nên nhiều mode dọc có thể tồn tại. Các mode bên nằm ở trong mặt phẳng của tiếp giáp pn . Các mode này phụ thuộc vào sự chế tạo vách bên và độ rộng của hốc, chúng xác định hình dạng mặt cắt bên của chùm tia laser. Các mode ngang có liên quan tới trường điện từ và mặt cắt chùm tia nằm theo hướng vuông góc với mặt phẳng của tiếp giáp pn . Các mode này rất quan trọng vì chúng xác định các đặc tính của laser cũng như mẫu bức xạ (sự phân bố góc của công suất quang đầu ra) và mật độ dòng ngưỡng v.v...

Để xác định các điều kiện phát tia laser và các tần số cộng hưởng, chúng ta diễn giải sự lan truyền sóng điện từ theo hướng dọc (dọc theo trục vuông góc với các gương) dưới dạng pha trường điện:

$$E(z, t) = I(z)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3-5)$$

ở đây $I(z)$ là cường độ trường quang, ω là tần số bức xạ quang và β là hằng số lan truyền (chương 2).

Phát tia laser là điều kiện mà tại đó sự khuếch đại ánh sáng có thể xảy ra trong diode laser. Điều kiện cần thiết đặt ra để phát tia laser là phải đạt được sự nghịch đảo tích lũy. Điều kiện này có thể được giải thích khi xem xét mối quan hệ cơ bản giữa cường độ trường quang I , hệ số hấp thụ α , và hệ số khuếch đại g trong hốc Fabry - Perot. Tốc độ bức xạ kích thích thành mode đã cho tỉ lệ với cường độ bức xạ trong mode đó. Cường độ bức xạ tại một năng lượng photon $h\nu$ thay đổi theo quy luật hàm mũ với khoảng cách z mà nó đi qua dọc theo hốc phát tia laser tương ứng với quan hệ:

$$I(z) = I(0) \exp \left\{ \left[\Gamma g(h\nu) - \bar{\alpha}(h\nu) \right] z \right\} \quad (3-6)$$

với $\bar{\alpha}$ là hệ số hấp thụ có hiệu quả của vật liệu và Γ là hệ số giam quang (phần công suất quang ở trong lớp tích cực).

Sự khuếch đại quang của các mode đã chọn được này sinh nhờ các cơ chế phản hồi của hốc quang. Trong bối cảnh lặp lại giữa hai gương song song phản xạ nội bộ, phần bức xạ có liên quan tới các mode đó có hệ số khuếch đại quang cao nhất sẽ được giữ lại và được khuếch đại thêm nữa trong từng bước di chuyển thông qua hốc. Phát tia laser xảy ra khi sự khuếch đại của một hoặc một vài mode dẫn đủ để vượt qua suy hao quang trong lúc có một mode đi vòng xung quanh hốc, có nghĩa là $z = 2L$. Trong lúc

này, chỉ có các phản R_1 và R_2 của bức xạ quang là được phản xạ từ hai đầu laser 1 và 2 tương ứng, nơi mà R_1 và R_2 là các phản xạ gương. Biểu thức (3- 6) có thể viết như sau:

$$I(2L) = I(0)R_1R_2 \exp\{[\Gamma g(h\nu) - \bar{\alpha}(h\nu)]2L\} \quad (3-7)$$

Tại ngưỡng phát laser, sự dao động ở trạng thái bền vững sẽ tạo ra biên độ và pha của sóng quay về phải bằng với biên độ và pha của sóng gốc, điều này đưa ra một điều kiện là:

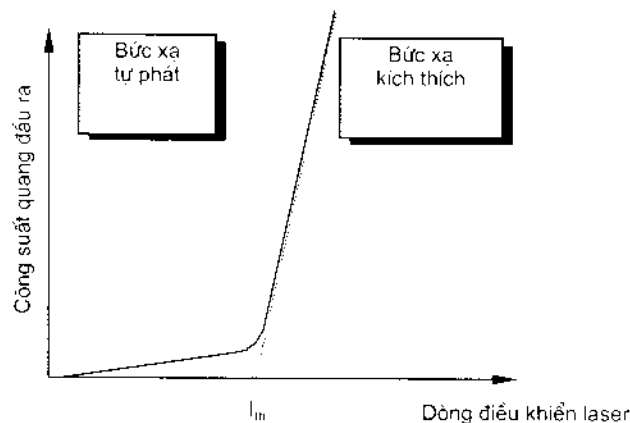
$$I(2L) = I(0) \quad (3-8)$$

đối với biên độ và:

$$e^{-i2\beta L} = 1 \quad (3-9)$$

đối với pha. Biểu thức (3-9) cho ra một thông tin có liên quan tới tần số cộng hưởng của hốc Fabry - Perot. Từ phương trình (3-8) chúng ta có thể tìm được các mode có hệ số khuếch đại đủ để kéo dài được dao động và có thể tìm được các biên độ của các mode này. Cũng từ phương trình (3-8), điều kiện để tiến tới hệ số khuếch đại ngưỡng phát laser g_{th} là điểm mà tại đó có độ khuếch đại g lớn hơn hoặc bằng tổng suy hao α , ở trong hốc:

$$\Gamma g_{th} \geq \alpha_t = \bar{\alpha} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (3-10)$$



Hình 3.13: Quan hệ giữa công suất đầu ra và dòng điều khiển laser

Quan hệ giữa công suất quang đầu ra và dòng điều khiển diode laser được thể hiện ở hình 3.13. Chỉ có bức xạ tự phát được phát ở dòng thấp. Cả độ rộng chùm bên và dải phổ của bức xạ này đều rộng như ở LED. Tại ngưỡng phát laser sẽ xảy ra sự tăng công suất quang đầu ra đột ngột và được xác định rõ ràng bằng điểm gãy của đường

cong. Ngay sau điểm chuyển dịch này, cả dải phổ và độ rộng chùm tia sáng đều hẹp đi khi dòng điều khiển tăng. Sau dòng ngưỡng, độ rộng phổ sẽ đạt xấp xỉ 1 nm và độ rộng chùm sáng bên rất hẹp thường là 5^0 đến 10^0 . Dòng ngưỡng I_{th} thông thường được xác định bằng phương pháp ngoại suy vùng phát tia laser trên đường cong công suất phụ thuộc vào dòng như ở hình 3.13. Tại các đầu ra công suất cao, độ dốc của đường cong sẽ giảm do tiếp giáp nóng lên.

Hiệu suất lượng tử vi phân bên ngoài η_{ext} được xác định bằng số các photon phát ra do sự kết hợp cặp điện tử - lỗ trống bức xạ ở trên dòng ngưỡng. Giả thiết rằng ở trên dòng ngưỡng, hệ số khuếch đại duy trì tại g_{th} , thì η_{ext} được cho như sau:

$$\eta_{ext} = \frac{\eta_i (g_{th} - \bar{\alpha})}{g_{th}} \quad (3-11)$$

ở đây, η_i là hiệu suất lượng tử bên trong. Đây không phải là một đại lượng hoàn toàn được xác định trong các diode laser, nhưng ở hầu hết các phép đo đã chỉ ra rằng $\eta_i \approx 0,6$ đến $0,7$ ở nhiệt độ trong phòng. Dựa vào thực nghiệm, η_{ext} được tính từ phần thẳng của đường cong công suất phát quang P phụ thuộc vào dòng điều khiển I , dòng điều khiển này cho bởi:

$$\eta_{ext} = \frac{e}{E_g} \frac{dP}{dI} = 0,8065\lambda(\mu m) \frac{dP(mW)}{dI(mA)} \quad (3-12)$$

với E_g là năng lượng giải cấm tính bằng vôn - điện tử (eV), dP là số gia (sự thay đổi theo chiều tăng) của công suất phát quang tính bằng miliwatts, dI là số gia của dòng điều khiển có đơn vị là miliAmpe, và λ là bước sóng phát được tính bằng micromet. Đối với các laser chuẩn, hiệu suất lượng tử vi phân bên ngoài thường đạt 15 đến 20 phần trăm. Các thiết bị có chất lượng cao thì đạt từ 30 đến 40 phần trăm.

3.2.2.2. Tần số cộng hưởng

Trong phân tích ở phần 3.2.2.1 trên đây, ta hãy chú ý tới biểu thức (3-9) khi xem xét các tần số cộng hưởng của laser. Biểu thức (3-9) tồn tại khi:

$$2\beta L = 2\pi m \quad (3-13)$$

với m là một số nguyên. Sử dụng $\beta = 2\pi/\lambda$ là hằng số lan truyền ta có:

$$m = \frac{L}{\lambda/2n} = \frac{2Ln}{c} f \quad (3-14)$$

Ở đây $c = f\lambda$.

Vì trong tất cả các laser, độ khuếch đại là một hàm của tần số (hoặc bước sóng, vì $c = f\lambda$) cho nên sẽ có một dải các tần số (hoặc bước sóng) ở biểu thức (3-14). Mỗi một tần số sẽ tương ứng với một mode của dao động laser. Tùy thuộc vào cấu trúc của laser, bất kỳ một số các tần số nào cũng có thể thỏa mãn các biểu thức (3-8) và (3-9). Như vậy sẽ có một số laser gọi là đơn mode và một số laser là đa mode. Quan hệ giữa độ khuếch đại và tần số có thể được giả định dưới dạng Gaussian sau:

$$g(\lambda) = g(0) \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (3-15)$$

với λ_0 là bước sóng tại tâm của phổ, σ là độ rộng phổ khuếch đại, và độ khuếch đại lớn nhất $g(0)$ sẽ tỉ lệ với nghịch đảo tích lũy.

Bây giờ ta hãy xem xét tới tần số hoặc bước sóng, khoảng cách giữa các mode của một laser đa mode. Ở đây chúng ta chỉ xét đối với các mode dọc. Tuy nhiên cần chú ý rằng, đối với từng mode dọc có thể có vài mode ngang xuất hiện do sự phản xạ của sóng lan truyền ở các bên của hốc cộng hưởng. Để tìm khoảng cách tần số, hãy xét hai mode kế tiếp của các tần số f_{m-1} và f_m với các số nguyên $m-1$ và m . Từ biểu thức (3-14) ta có:

$$m-1 = \frac{2Ln}{c} f_{m-1} \quad \text{và} \quad m = \frac{2Ln}{c} f_m \quad (3-16)$$

Trừ hai biểu thức này cho nhau ta thu được:

$$1 = \frac{2Ln}{c} (f_m - f_{m-1}) = \frac{2Ln}{c} \Delta f \quad (3-17)$$

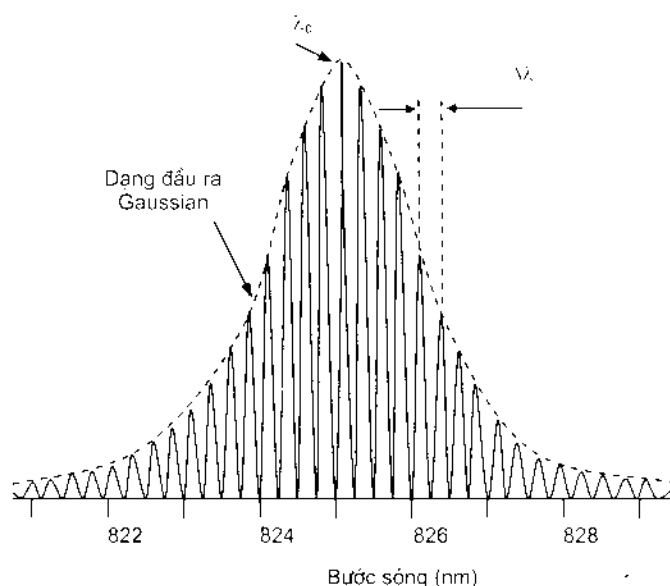
Từ đây ta có khoảng cách tần số như sau:

$$\Delta f = \frac{c}{2Ln} \quad (3-18)$$

Cũng từ đây có thể thấy được khoảng cách bước sóng $\Delta\lambda$ thông qua mối quan hệ $\Delta f/f = \Delta\lambda/\lambda$, ta thu được:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2Ln} \quad (3-19)$$

Vì vậy từ các biểu thức (3-15) và (3-19) đã cho, phổ đầu ra của laser đa mode tuân theo đồ thị khuếch đại phụ thuộc vào tần số được vẽ như trong hình 3.14. Ở đây số các mode, chiều cao của chúng và khoảng cách của chúng phụ thuộc vào cấu trúc của laser.

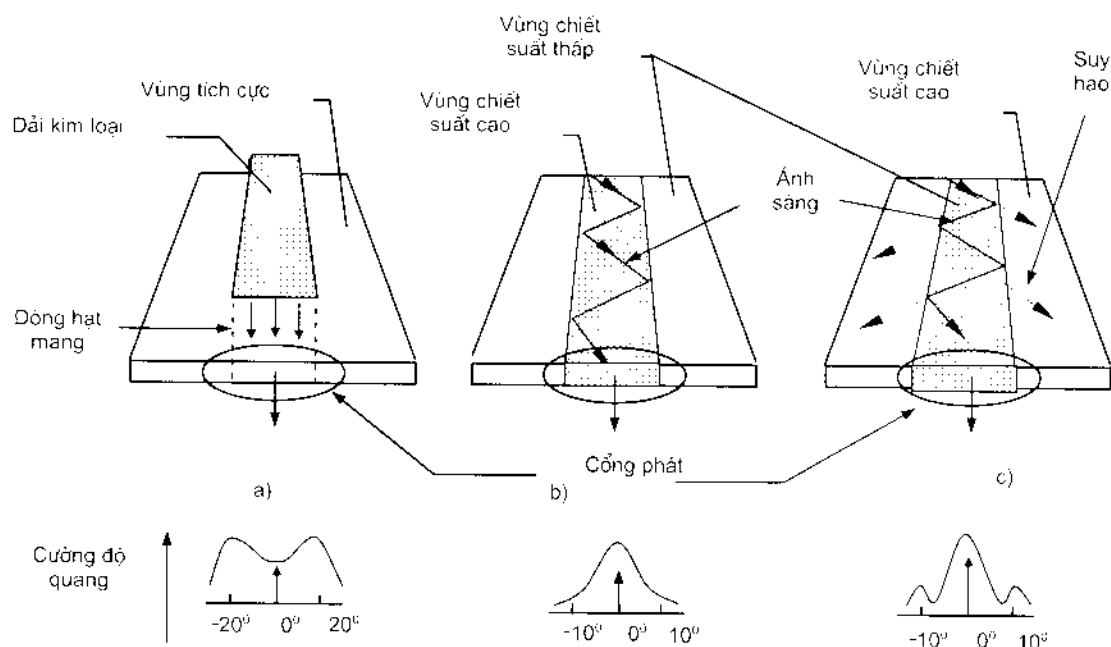


Hình 3.14: Phổ đặc trưng của diode laser GaAlAs/GaAs

3.2.2.3. Cấu trúc của diode laser và các mẫu bức xạ

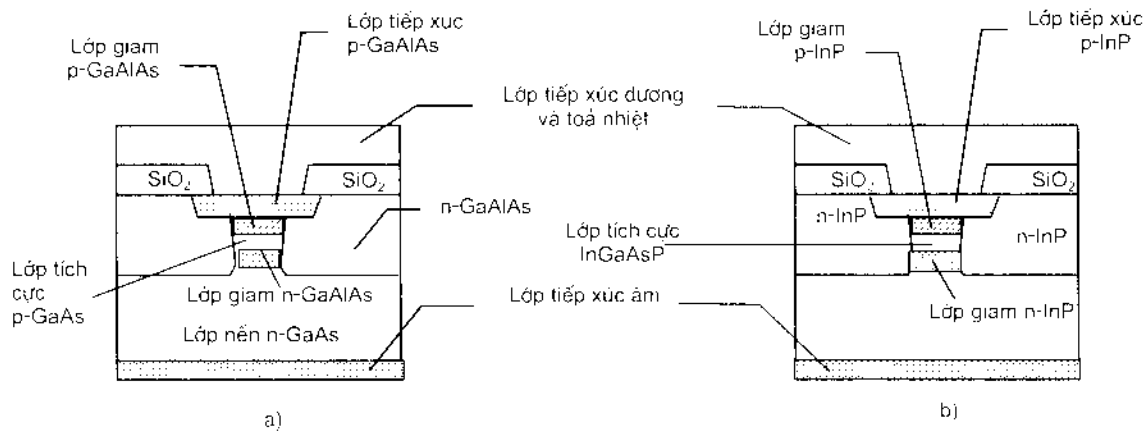
Từ khi xuất hiện các cấu trúc diode laser dùng cho thông tin quang sợi, tới nay đã có rất nhiều các phương pháp thử nghiệm để nhằm đưa ra các mẫu cấu trúc có hiệu quả. Mức độ thành công của các phương pháp có khác nhau nhưng nhìn chung đều cùng một mục đích là làm hạn chế các mode bên để có được quá trình phát laser ổn định, đảm bảo dòng ngưỡng tương đối nhỏ. Hình 3.15 giới thiệu ba phương pháp giam (hạn chế) quang điển hình nhất được dùng để định biên ánh sáng laser theo hướng bên. Cấu trúc thứ nhất được mô tả như ở hình 3.15a) có một dải điện cực với độ rộng nhỏ hơn $8\text{ }\mu\text{m}$ được đặt dọc theo chiều dài của diode laser. Sự phun các điện tử và lỗ trống vào thiết bị làm thay đổi trực tiếp chỉ số chiết suất của lớp tích cực ở dưới dải. Loại cấu trúc này thường được gọi là *laser điều khiển khuếch đại* (GGL-Gain Guided Laser). Mặc dù các loại laser này có thể phát ra các công suất quang vượt trên 100 mW , nhưng chúng rất không ổn định và có thể có tính Astigmatic cao, trong hình xuất hiện hai đỉnh của chùm sáng.

Các cấu trúc có tính ổn định cao hơn thể hiện ở hình 3.15b) và 3.15c). Ở đây các cấu trúc được cấu tạo theo hướng bên. Sự thay đổi chỉ số chiết suất thực của các vật liệu khác nhau trong các cấu trúc này sẽ điều khiển các mode bên trong laser. Vì vậy các thiết bị này được gọi là các *laser điều khiển chiết suất* (IGL-Index Guided Laser). Nếu như laser điều khiển chiết suất riêng chỉ cho mode ngang cơ bản hoặc mode dọc cơ bản thì được gọi là *laser đơn mode*. Như vậy thiết bị sẽ phát chùm tia đơn, hoàn toàn chuẩn trực với một mặt cắt có dạng đường cong Gaussian hình chuông.

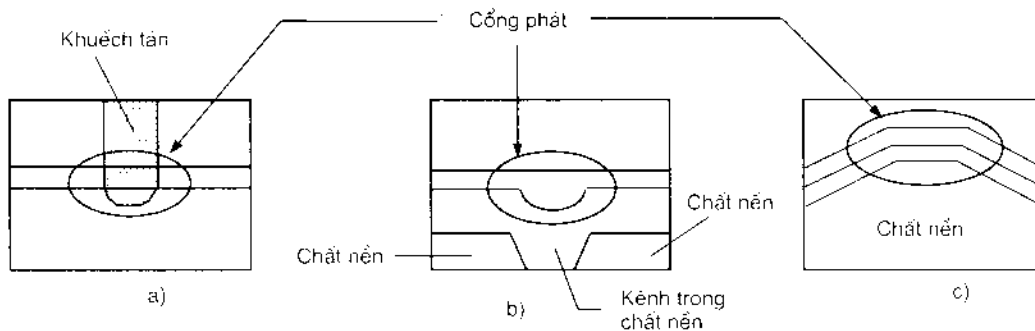


Hình 3.15: Ba cấu trúc cơ bản để giam sóng quang theo hướng bên

Các laser điều khiển chiết suất có thể có cả cấu trúc giam sóng chiết suất dương hoặc giam sóng chiết suất âm. Trong cấu trúc giam sóng chiết suất dương, vùng trung tâm có chỉ số chiết suất cao hơn vùng ngoài. Vì vậy toàn bộ ánh sáng được dẫn do phản xạ tại ranh giới điện môi, tựa như tiếp giáp vỏ - lõi trong sợi dẫn quang như hình 3.15b). Bằng cách chọn thích hợp chỉ số chiết suất và độ rộng của vùng chiết suất cao hơn thì có thể tạo ra được thiết bị chỉ hoạt động hỗ trợ chỉ cho một mode bên cơ bản. Còn ở cấu trúc giam sóng chiết suất âm, vùng tâm của lớp tích cực có chỉ số chiết suất thấp hơn vùng xung quanh. Tại vùng bên, một phần ánh sáng được phản xạ và phần còn lại được khúc xạ vào trong vật liệu ở xung quanh và sẽ bị suy hao ở đây. Suy hao bức xạ này xuất hiện trong mẫu bức xạ trường xa là các búp bên hẹp như chỉ ra ở hình 3.15c). Vì các mode cơ bản trong cấu trúc này có suy hao bức xạ nhỏ hơn các mode khác, cho nên nó phát đầu tiên. Trong hai cấu trúc này thì laser chiết suất dương được sử dụng thông dụng hơn. Nhìn chung, các laser điều khiển chiết suất có bốn cấu trúc cơ bản. Cấu trúc dị thể chôn (BH - Buried Heterostructure) được mô tả như hình 3.16, có khắc một dải mêza hẹp (rộng 1 đến 2 μm) trong chất bán dẫn cấu trúc dị thể kép. Mêza được gắn vào vật liệu có cấu trúc mạng tương hợp loại n , có điện trở suất cao, dải cấm phù hợp và chỉ số chiết suất thấp. Vật liệu này là GaAlAs ở các laser bước sóng 800 nm đến 900 nm với GaAsP là lớp tích cực, và InP ở các laser có bước sóng 1300 nm đến 1600 nm với lớp tích cực InGaAsP. Dựa vào cấu trúc này, người ta thay đổi đôi chút để tạo ra các diode laser có đặc tính tốt hơn.



Hình 3.16: Các diode laser cấu trúc dị thể chôn bước sóng ngắn $800 \div 900 \text{ nm}$ (a) và bước sóng dài $1300 \div 1600 \text{ nm}$ (b)

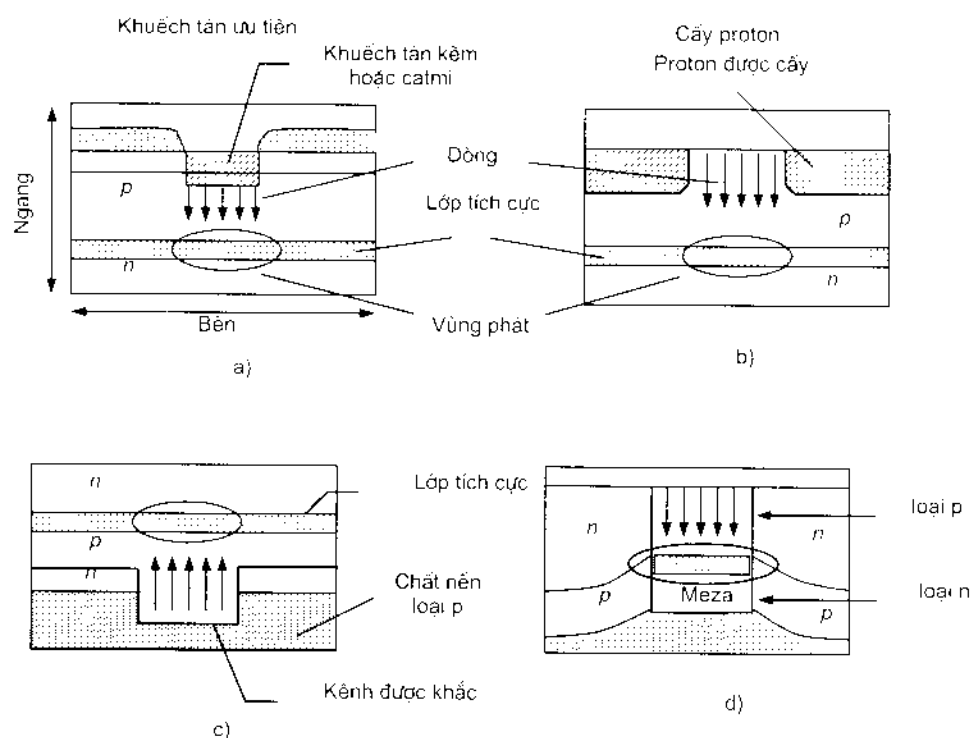


Hình 3.17: Các cấu trúc giam sóng quang chiết suất dương
 a) Khuếch tán có lựa chọn, b) Độ dày thay đổi, c) Lớp cong

Cấu trúc khuếch tán có lựa chọn được chỉ ra như hình 3.17a). Ở đây, chất kích tạp hóa học, như là kẽm đối với laser GaAlAs và Catmi đối với laser InGaAsP, được khuếch tán vào lớp tích cực ngay ở dưới dải tiếp xúc kim loại. Chất kích tạp làm thay đổi chỉ số chiết suất của lớp tích cực để tạo nên ống dẫn sóng giới hạn các mode bên. Trong cấu trúc độ dày biến đổi như ở hình 3.17b) thì người ta khắc thêm một ống dẫn sóng vào lớp nền. Các lớp tinh thể sau đó được cấy lại vào ống dẫn này nhờ sử dụng phương pháp epitaxy pha lỏng. Quá trình này sẽ lấp đầy vào các nơi mỏng tạo ra sự thay đổi làm tăng độ dày các lớp tích cực và lớp giam. Kết quả là vùng dày hơn sẽ tạo ra một dẫn sóng chiết suất dương với vật liệu trong vùng dẫn có chiết suất cao hơn. Còn trong cấu trúc lớp cong thì mềza được khắc vào lớp nền như ở hình 3.17c). Các lớp bán dẫn được khắc vào cấu trúc này nhờ phương pháp epitaxy pha hơi để lập lại chính xác cấu trúc núi mặt bàn (tức là nhỏ lên nhưng trên đỉnh lại phẳng). Lớp tích cực có độ dày

không thay đổi và bị uốn ở hai bên. Vì sóng quang chạy theo đỉnh mặt phẳng của lớp meza trong vùng tích cực, cho nên phần dốc phía ngoài có chiết suất thấp hơn sẽ giảm được ánh sáng dọc theo kênh dẫn bên đó.

Bên cạnh vấn đề trên, cũng cần phải có biện pháp giam chặt chẽ dòng điều khiển cho lớp tích cực. Hình 3.18 mô tả bốn phương pháp giam dòng cơ bản. Trong từng phương pháp, cấu trúc thiết bị sẽ chặn dòng ở cả hai phía của vùng phát tia laser. Điều này thực hiện được là do các vùng có điện trở suất cao và do cả tiếp giáp pn được phân cực ngược, nó ngăn cản dòng chảy trong lúc thiết bị được phân cực thuận dưới các điều kiện chuẩn. Đối với cấu trúc có lớp tích cực liên tục, dòng có thể được giam cả ở phía trên và phía dưới vùng phát.



Hình 3.18: Bốn phương pháp cơ bản đạt được hạn chế dòng cho diode laser

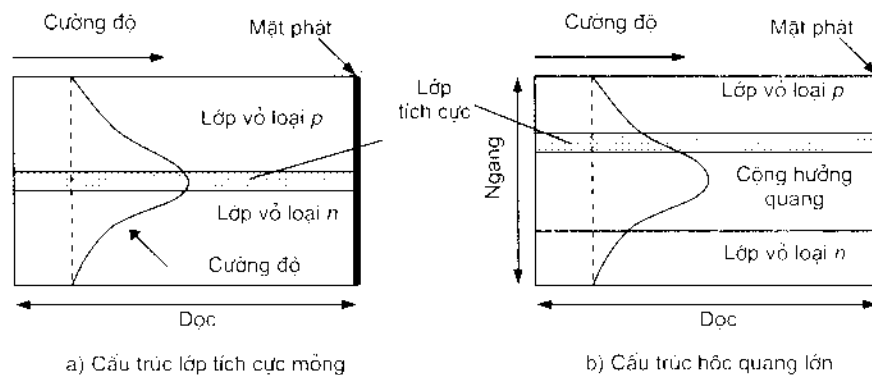
a) Khuếch tán chất kích tạp, b) Cấy proton,

c) Giam dải điện cực bên trong và d) Gia tăng tiếp giáp pn phân cực ngược

Trong các laser dị thể kép, mode ngang cấp bậc cao nhất mà có thể được kích thích sẽ phụ thuộc vào độ dày ống dẫn sóng và sự chênh lệch chỉ số chiết suất tại ranh giới ống dẫn sóng. Nếu như sự chênh lệch chỉ số chiết suất được giữ ở mức xấp xỉ 0,08 thì chỉ có mode ngang cơ bản sẽ lan truyền khi vùng tích cực mỏng hơn $1\ \mu\text{m}$. Khi thiết kế độ rộng và độ dày của hốc quang, phải có một sự dung hòa giữa mật độ dòng điện và độ rộng chùm tia ở đầu ra. Các độ rộng bên hoặc ngang hẹp lại là do cả độ rộng và độ

đầy của vùng tích cực lớn lên, nhưng lúc này cũng làm cho mật độ dòng ngưỡng cũng phải lớn. Hầu hết các cấu trúc ống dẫn sóng chiết suất dương có cổng phát tia laser rộng $3\text{ }\mu\text{m}$, cao $0,6\text{ }\mu\text{m}$. Điều này rất có ý nghĩa vì có tới gần một nửa ánh sáng được truyền trong các lớp giam. Như vậy các laser có thể hoạt động một cách đáng tin cậy với công suất đầu ra sóng liên tục CW (Continuous - Wave) từ 3 đến 5 mW.

Để đạt được các mức công suất đầu ra cao hơn, cần phải tăng kích thước cổng phát tia laser theo chiều ngang cho tiếp giáp pn để ngăn các mặt gương khỏi bị xuống cấp tại các mức công suất liên tục cao. Để tăng kích thước ngang thì phải tạo ra lớp tích cực rất mỏng nhằm để cho hầu hết năng lượng quang trải lan vào các lớp hạn chế (vỏ), hãy tham khảo hình 3.19a). Bằng cách giảm độ dày của lớp tích cực theo chuẩn hóa là từ $0,15\text{ }\mu\text{m}$ đến $0,05\text{ }\mu\text{m}$ thì gần như đã tăng kích thước ngang cổng phát tia laser được gấp đôi là từ $0,6$ đến $1\text{ }\mu\text{m}$. Các laser có lớp tích cực mỏng này gọi là TAL (Thin-Active-Layer) có thể hoạt động tin cậy ở 20 đến 25 mW.



Hình 3.19: Hai phương pháp làm tăng kích thước ngang điểm phát tia laser cho tiếp giáp pn

Một phương pháp khác là tạo ra các laser có hốc quang lớn LOC (Large Optical Cavity), hoặc lớp bán dẫn vừa sát dưới lớp tích cực như minh họa ở hình 3.19b). Vật liệu hốc có chỉ số chiết suất nằm ở giữa chỉ số chiết suất của lớp tích cực phía trên và chỉ số chiết suất của lớp vỏ loại n ở dưới. Hầu hết ánh sáng được truyền trong hốc quang rộng trong khi nhận được tăng ích từ lớp tích cực phía trên. Cấu trúc này làm tăng kích thước chiều ngang cổng phát tới gần $1,5\text{ }\mu\text{m}$. Với cùng độ rộng chùm tia thì cổng phát laser trong cấu trúc LOC sẽ rộng hơn cổng phát trong cấu trúc TAL từ 50 đến 70 phần trăm. Ở tín hiệu 50 %, thiết bị LOC có thể hoạt động tin cậy ở 40 mW.

3.2.2.4. Diode laser đơn mode

Nhìn chung, các laser Fabry-Perot thông thường sẽ cho phổ đa mode, chúng có thể dao động ở mode dọc đơn nhưng không ổn định khi làm việc ở tốc độ cao. Để thực

hiện xây dựng các hệ thống thông tin quang trong mạng viễn thông có tốc độ cao và cự ly truyền dẫn xa, ta cần phải sử dụng đến các loại diode laser có độ rộng phổ rất hẹp, đó là các laser đơn mode. Các Laser này chỉ chứa mode dọc và mode ngang đơn. Để tạo ra laser chỉ có một mode dọc thì phải giảm được độ dài L của hốc phát tia laser tới lúc khi mà khoảng cách tần số Δf của các mode bên đã cho ở phương trình (3-18) lớn hơn độ rộng phổ laser, điều này có nghĩa là chỉ có một mode dọc đơn rơi vào băng tần ích của thiết bị. Ví dụ như đối với hốc Fabry-Perot, toàn bộ các mode dọc gần như có suy hao ngang bằng và cách nhau vào khoảng 1 nm [12] trong một hốc dài 250 μm tại bước sóng 1300 nm. Bằng cách giảm L từ 250 xuống 25 μm thì khoảng cách mode sẽ tăng từ 1 nm đến 10 nm. Tuy nhiên sẽ nảy sinh vấn đề rất khó điều khiển thiết bị có độ dài này, mặt khác công suất phát của nó cũng lại giảm đi chỉ còn khoảng vài miliwatt (mW).

Từ vấn đề trên, một số cấu trúc khác đã được phát triển, trong đó phải kể đến laser phát mặt và các cấu trúc có hốc cộng hưởng lựa chọn tần số. Ở cấu trúc *laser phát mặt* SEL (Surface-Emitting Laser), độ dày vùng tích cực nhỏ hơn 10 μm và như vậy nó giống như một hốc thẳng đứng ngắn. Cấu trúc như vậy sẽ giống như laser phát cạnh nhưng sự bức xạ quang được hướng về phía mặt nhờ các gương 45° hoặc các bộ phản xạ Bragg phân bố cấp hai.

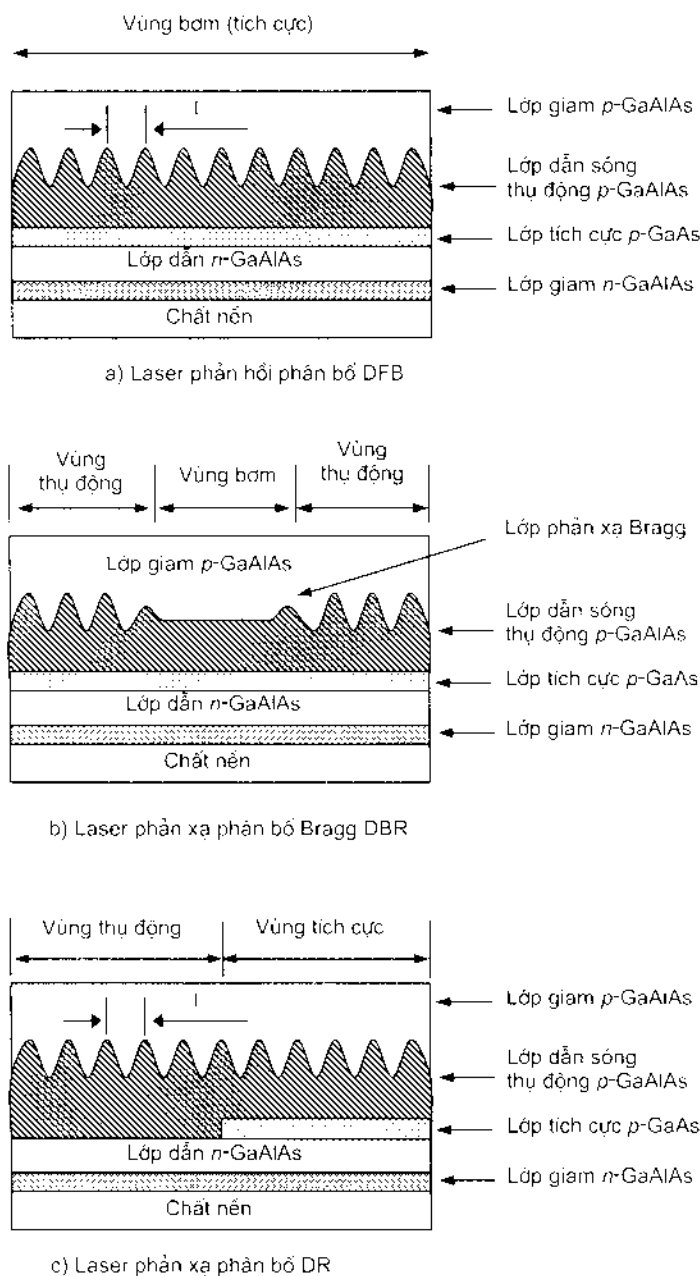
Hình 3.20 mô tả ba cấu trúc laser sử dụng *bộ phản xạ lựa chọn tần số*. Ở từng trường hợp, bộ phản xạ lựa chọn tần số là một cách tử nhân, đó chính là lớp ống dẫn sóng thụ động nằm kề với vùng tích cực. Sóng quang lan truyền song song với cách tử này. Hoạt động của các laser này dựa theo nguyên lý bộ phản xạ cách tử pha Bragg phân tán. Về cơ bản, các cách tử pha biểu thị là một vùng có chỉ số chiết suất thay đổi theo chu kỳ, điều đó tạo ra hai sóng lan truyền phản ghép. Sự ghép sẽ lớn nhất đối với các bước sóng gần với bước sóng Bragg λ_B , bước sóng này có quan hệ với chu kỳ Λ của bước nhân (gọi là chu kỳ cách tử) như sau:

$$\lambda_B = \frac{2n_r \Lambda}{k} \quad (3-20)$$

với n_r là chỉ số chiết suất hiệu dụng của mode và k là cấp của cách tử. Các cách tử bậc đầu tiên ($k = 1$) cho sự ghép mạnh nhất, nhưng đôi khi cách tử bậc hai lại được sử dụng, vì chu kỳ nhân lớn hơn của nó tạo điều kiện dễ dàng trong chế tạo. Các laser dựa trên cấu trúc này cho đặc tính hoạt động mode dọc đơn khá tốt, ít nhạy cảm với nhiệt độ và dòng điều khiển.

Trong loại *laser phản hồi phân bố* (DFB - Distributed-FeedBack), cách tử để chọn bước sóng bao phủ toàn bộ vùng tích cực. Hình 3.21 là các mode dài của laser DFB lý tưởng, các mode này được đặt đối xứng nhau qua λ_B ở bước sóng λ được cho như sau:

$$\lambda = \lambda_B \pm \frac{\lambda_B^2}{2n_r L_r} \left(m + \frac{1}{2} \right) \quad (3-21)$$

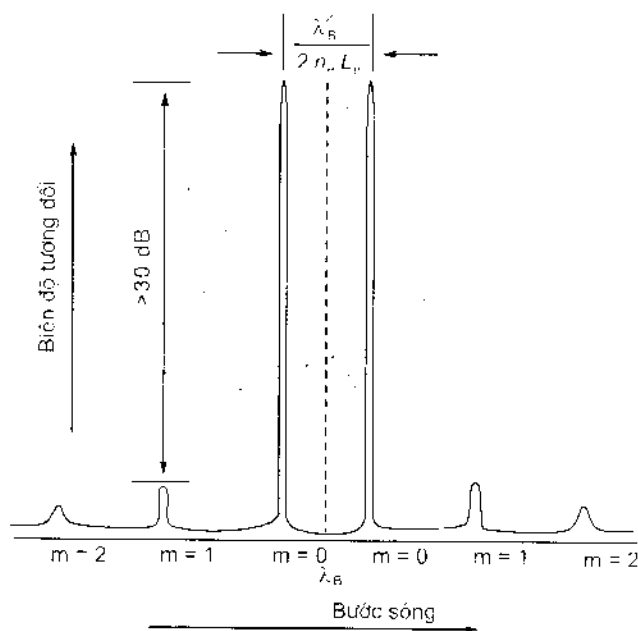


Hình 3.20: Các cấu trúc laser sử dụng cách tử học cộng hưởng lựa chọn tần số

Ở đây, $m = 0, 1, 2, \dots$ là cấp mode và L_p là bước sóng cách tử hiệu dụng. Biên độ của các mode phát laser cấp cao hơn bị giảm một cách đáng kể so với biên độ bậc 0. Mode cấp đầu tiên ($m = 1$) thường có biên độ giảm hơn 30 dB so với biên độ của mode cấp 0 ($m = 0$). Cách tử của laser DFB được khắc vào một trong các lớp để tạo ra chỉ số chiết suất thay đổi theo chu kỳ. Nhìn chung người ta tránh khắc cách tử trực tiếp vào lớp tích cực vì nó có thể làm tăng mức độ tái hợp không bức xạ. Về mặt lý thuyết, laser DFB có

lớp chống phản xạ ở hai đầu - hai mode bậc 0 ở hai bên của bước sóng Bragg có hệ số khuếch đại giống nhau và nếu cấu trúc hoàn toàn đối xứng thì hai đỉnh này đồng thời được phát. Như vậy để laser làm việc ở chế độ đơn mode, đặc tính cộng hưởng là không đối xứng. Muốn vậy có thể dịch cách tử đi khoảng $1/4$ hoặc đơn giản hơn là sử dụng lớp vỏ phản xạ cao ở một đầu và đầu kia là lớp chống phản xạ [27].

Đối với *laser phản xạ phân bố Bragg DBR* (Distributed-Bragg Reflector), các cách tử được đặt ở các đầu của các lớp tích cực của laser để thay thế cho các gương được dùng trong hốc cộng hưởng Fabry-Perot (hình 3.20b)). Còn *laser phản xạ phân tán DR* (Distributed-Reflector) gồm có các bộ phản xạ phân tán tích cực và thụ động (hình 3.20c)). Cấu trúc này cải thiện được các đặc tính phát laser của laser DFB và DBR thông thường, hoạt động có hiệu quả cao, công suất đầu ra lớn.



Hình 3.21: Phổ đầu ra được phân bố đối xứng qua λ_B trong laser DFB lý tưởng

Cũng cần lưu ý là, trong laser DFB phải có ống dẫn sóng suy hao thấp để đạt được độ phản xạ cao, tính chọn lọc mode tốt. Hiệu suất ghép công suất giữa vùng tích cực và thụ động là yếu tố chủ yếu quyết định đến chất lượng của laser. Nhìn chung, trong laser DFB không có yêu cầu ghép công suất giữa vùng tích cực và thụ động nên vật liệu chế tạo laser DFB dễ dàng hơn laser DBR. Do cấu trúc của DFB và DBR có khác nhau cho nên chúng cũng có một số đặc tính khác nhau. Một đặc điểm rất quan trọng về sự khác biệt giữa hai loại laser này là đặc tính phụ thuộc vào nhiệt độ: Khi nhiệt độ tăng, trong laser DBR có hiện tượng chuyển đổi từ mode này sang mode khác, còn trong laser DFB thể hiện đặc tính ổn định trong một dải nhiệt độ rộng [27].

3.2.2.5. Điều chế diode laser ở tần số cao

Hiện nay có hai phương pháp điều chế các diode laser nhằm thay đổi công suất quang đầu ra là điều chế xung dừng cho các hệ thống thông tin quang truyền dẫn số và điều chế biên độ dừng cho các hệ thống thông tin truyền dẫn tín hiệu analog.

Một trong những ưu điểm có ý nghĩa nhất của laser bán dẫn là, nó có thể được điều chế trực tiếp nhờ thay đổi dòng cấp cho laser. Vì diode laser có thời gian đáp ứng nhanh cho nên cho phép thực hiện điều chế ở tần số rất cao. Tần số điều chế bị giới hạn bởi hai cơ chế khác nhau. Trước hết phải kể đến giới hạn điện tử do các phần tử tạp ký sinh. Điều này thường được nói tới ở những điện trở nối tiếp và điện dung song song có trong dây dẫn kim loại. Cơ chế thứ hai cơ bản hơn có liên quan tới đặc tính động của laser, nảy sinh ra tần số cộng hưởng trong dải GHz. Tần số này tỷ lệ với căn bậc hai công suất đầu ra. Hằng số tỷ lệ phụ thuộc vào số các tham số trong nội tại laser và có thể được cải thiện trong thiết kế laser. Khi sử dụng diode laser cho các hệ thống truyền dẫn tốc độ cao, tần số điều chế có thể không lớn hơn tần số dao động tích thoát của trường laser. Giao động tích thoát phụ thuộc vào cả thời gian sống tự phát τ_{sp} và thời gian sống photon τ_{ph} , đây là các tham số làm giới hạn tốc độ điều biến của laser. Về lý thuyết, dao động tích thoát xảy ra xấp xỉ tại:

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(\tau_{sp} \tau_{ph})^{1/2}} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right)^{1/2} \quad (3-22)$$

với τ_{sp} vào khoảng 1 ns và τ_{ph} khoảng 2 ps đối với laser dài 300 μm , thì lúc mà dòng phun lớn gấp hai dòng ngưỡng I_{th} , tần số điều chế lớn nhất khoảng vài GHz.

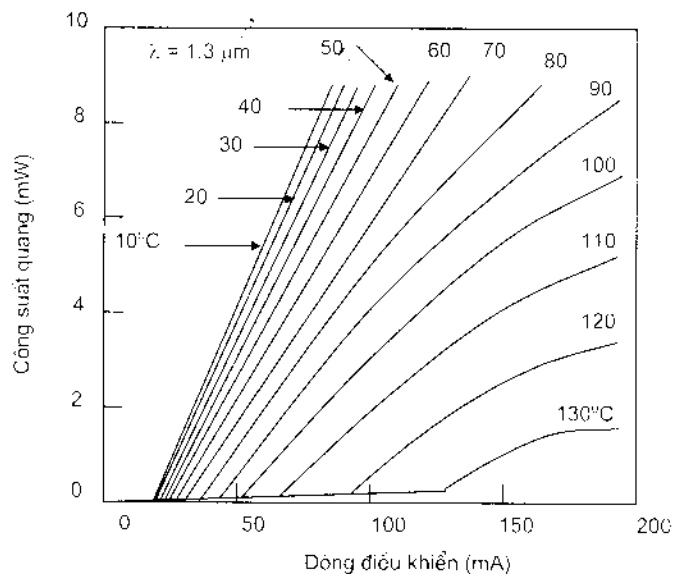
Dải động laser cũng có thể chịu ảnh hưởng từ các hiệu ứng quang phi tuyến, điều này đặc biệt quan trọng khi diode laser phát công suất cao. Quá trình này đã được xác minh rất rõ ràng trong các thực nghiệm đã được tiến hành, nhưng mức độ ảnh hưởng và tính chính xác ở đây chưa được hoàn toàn khẳng định.

3.2.2.6. Các ảnh hưởng nhiệt độ

Yếu tố quan trọng để xem xét khả năng sử dụng diode laser là sự phụ thuộc vào nhiệt độ của dòng ngưỡng $I_{th}(T)$. Dòng ngưỡng này sẽ tăng theo nhiệt độ trong tất cả các loại laser bán dẫn do nhiều các yếu tố phụ thuộc nhiệt độ rắc rối gây ra. Tính phức tạp của nhiều các yếu tố này tạo ra một sự khó khăn trong quá trình hình thành một biểu thức minh bạch rõ ràng. Tuy vậy sự thay đổi của I_{th} theo nhiệt độ cũng có thể được biểu diễn bằng phương trình rút ra từ kinh nghiệm như sau:

$$I_{th}(T) = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (3-23)$$

với T_0 là giá trị của độ nhạy nhiệt độ tương đối và I_0 là một hằng số. Đối với diode laser GaAlAs có cấu hình dài thông thường thì T_0 thường có giá trị tiêu biểu từ 120°C đến 165°C trong lân cận nhiệt độ phòng. Đặc tính liên hệ giữa công suất quang đầu ra và dòng điều khiển gọi là đặc tính P-I là đường cong đặc trưng cho đặc tính phát của diode laser, vì nó không những chỉ ra mức ngưỡng mà còn biểu thị dòng cần thiết phải sử dụng để thu được một lượng công suất quang nhất định. Hình 3.22 mô tả đường cong P-I của một laser InGaAsP bước sóng 1,3 μm được khai thác tại dải nhiệt độ 10 ÷ 130°C. Tại nhiệt độ phòng, dòng ngưỡng vào khoảng 20 mA và laser có thể phát ra công suất 10 mW tại dòng điều khiển là 100 mA. Nhìn chung, đặc tính laser bị xuống cấp nhanh ở nhiệt độ cao, do đó việc tạo ra nhiệt độ thấp phù hợp cho laser hoạt động là một vấn đề rất cần thiết.



Hình 3.22: Đặc tính công suất quang phụ thuộc vào dòng điều khiển thay đổi theo nhiệt độ

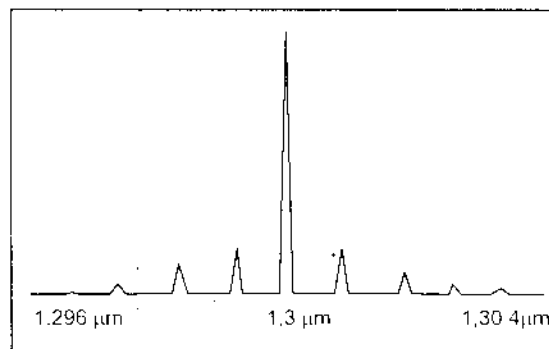
Đối với diode laser như ở hình 3.22 thì dòng ngưỡng tăng với hệ số 1,4 giữa 20°C và 60°C. Ngoài ra, dòng ngưỡng phát laser có thể làm thay đổi tuổi thọ của laser, vì thế cần phải điều chỉnh mức dòng thiên áp DC. Điều này có thể thực hiện nhờ biện pháp phản hồi quang tự động, dùng các tranzitor cảm nhiệt. Phương pháp phản hồi quang thực hiện nhờ bộ tách sóng photo vừa nhạy cảm với sự thay đổi công suất quang được phát từ laser, vừa tham gia vào điều chỉnh một phần công suất được ghép vào sợi phát ra từ mặt phát laser. Bộ tách sóng photo sẽ so sánh công suất quang đầu ra với một mức tham khảo và tự động điều chỉnh mức dòng định thiên để duy trì lượng ánh sáng đầu ra không đổi đối với mức tham khảo. Bộ tách sóng photo được sử dụng ở đây phải có đặc tính ổn định trong thời gian dài để duy trì giá trị không đổi trên một khoảng nhiệt độ rộng.

Một phương pháp chuẩn mực khác để ổn định công suất quang đầu ra của diode laser là sử dụng bộ phận làm lạnh nhiệt điện có kích thước nhỏ. Thiết bị này duy trì cho laser ở nhiệt độ không đổi và điều này làm ổn định mức công suất đầu ra. Thông thường thì bộ làm lạnh nhiệt điện được liên kết với mạch tách sóng phản hồi.

3.2.2.7. Nhiễu trong nguồn phát laser

Khi các diode laser được sử dụng trong các hệ thống thông tin quang có tốc độ cao, có một số đặc tính hoạt động khác của laser bắt đầu xuất hiện và tốc độ bit càng cao thì chúng càng thể hiện rõ ràng và có thể gây ra nhiễu ở đầu ra bộ thu. Các hiện tượng này được gọi là nhiễu mode, nhiễu cạnh tranh mode và nhiễu phản xạ. Khi ánh sáng từ nguồn phát kết hợp dùng laser được phát vào sợi quang đa mode, sẽ có một số các mode lan truyền của sợi được kích thích. Các mode này giữ lại tính kết hợp pha tương đối của chúng, mẫu phát xạ có trong sợi quang (tại bất kỳ điểm nào dọc sợi) sẽ tạo nên dạng mẫu *speckle*. Đây là kết quả của nhiễu cấu thành và nhiễu triệt tiêu giữa các mode lan truyền tại một mặt phẳng đã cho bất kỳ. Vì ánh sáng lan truyền dọc sợi, cho nên sự kết hợp của các suy hao phụ thuộc mode, thay đổi pha giữa các mode, và sự bất ổn định về phân bố năng lượng trong các mode khác nhau sẽ làm thay đổi nhiễu mode. *Nhiều mode* xuất hiện khi có bất kỳ sự suy hao phụ thuộc mode nào tồn tại trong tuyến truyền dẫn. Nhiễu được phát ra khi mẫu *speckle* biến đổi về thời gian để thay đổi công suất quang được phát đi qua phần tử tổn hao riêng biệt. Các nguồn phát băng hẹp có tính kết hợp cao, như các laser đơn mode, gây ra nhiễu mode lớn hơn các nguồn phát băng rộng. Các nguồn phát không kết hợp như LED không gây ra nhiễu mode.

Các phân lý thuyết đã thảo luận ở trên đã gây cho ta sự chú ý tới các loại laser đơn mode, các mode laser dọc đơn. Tuy nhiên vẫn có rất nhiều các hệ thống thông tin quang sử dụng các loại laser đa mode Fabry-Perot thông thường. Đối với loại laser này, các mode bên vẫn có thể mang một số lượng công suất nhất định. Nhiễu cạnh tranh mode có liên quan tới các mode dọc của diode laser. Đây là nhiễu nổi trội trong sợi đơn mode. Nhìn chung, đầu ra diode laser có công suất khoảng từ 1 đến 10 mW và thường dao động với vài mode dọc (laser Fabry - Perot), các vạch phổ cách nhau khoảng 1 nm như ở hình 3.23 [12]. Độ rộng phổ một nửa biên độ lớn nhất của đường bao trong trường hợp này thường là 2 đến 4 nm. Khi laser được điều biến thì phổ sẽ giãn rộng hơn. Các thực nghiệm đo đặc công phu về phổ laser đã chỉ ra rằng, mặc dù tổng công suất quang đầu ra khá ổn định nhưng công suất tại trường mode riêng rẽ sẽ thay đổi đáng kể. Hiện tượng này gọi là *cạnh tranh mode*, nó có hàm ý rất quan trọng. Khi tín hiệu ánh sáng từ laser được phát vào sợi với trễ nhóm phụ thuộc bước sóng (tán sắc), cạnh tranh mode sẽ làm xuất hiện nhiễu ở tín hiệu đầu ra. Nó đưa vào đặc tính hệ thống một nền tỷ lệ lỗi không phụ thuộc vào công suất mà không sao khắc phục được. Ở các hệ thống hoạt động với tốc độ cao hơn vài trăm Mbit/s trên sợi có suy hao thấp, hiện tượng này gây ra một hạn chế đáng kể khi thiết lập độ dài tuyến.



Hình 3.23: Phổ của laser Fabry-Perot bước sóng 1300 nm

Ngoài ra, cũng cần lưu ý rằng, hiện tượng phản xạ nhỏ trở lại laser từ các vật gây ra phản xạ từ ngoài (ví dụ như bộ nối quang - connector) có thể gây ra sự thay đổi đáng kể về đặc tính cạnh tranh mode, và vì thế cũng làm thay đổi đặc tính hệ thống. Nhiều phản xạ có liên quan với méo tuyến tính đầu ra diode laser gây ra do một lượng ánh sáng bị phản xạ trở lại và đi vào hốc cộng hưởng laser từ các điểm nối sợi. Công suất phản xạ này ghép với các mode phát tia laser, do đó làm cho pha của nó bị thay đổi. Điều này làm nảy sinh phổ nhiễu điều biến có chu kỳ, nó được đặt bên phía tần số thấp của nền nhiễu bản thân. Tần số cơ bản của nhiễu này được xác định nhờ trễ khứ hồi của ánh sáng từ laser tới điểm phản xạ và ngược lại. Tùy theo thời gian khứ hồi, các phản xạ này có thể tạo ra các đỉnh nhiễu trong vùng tần số, nơi mà các hệ thống truyền dẫn sợi quang hoạt động, thậm chí đủ cho bản thân các laser không có nhiễu ở các tần số này [8]. Có thể giảm được nhiễu phản xạ khi dùng các bộ cách ly quang giữa diode laser và sợi quang, hoặc sử dụng các loại chất lỏng có tác dụng dung hòa chỉ số chiết suất bơm vào khe hở tại các điểm ghép nối sợi-sợi để loại trừ các phản xạ tại tiếp giáp sợi - không khí.

3.2.2.8. Xem xét độ tin cậy của nguồn phát

Hiện nay, các hệ thống thông tin quang đã và đang được sử dụng rộng rãi trong mạng viễn thông. Trong tương lai, thông tin quang sẽ còn là mũi đột phá trong việc hiện đại hóa các mạng viễn thông và vì vậy đòi hỏi các hệ thống này phải có tính ổn định cao. Một trong những yếu tố quan trọng nhất để ổn định các đặc tính của hệ thống thông tin quang là độ tin cậy của nguồn phát. Độ tin cậy của các LED và LD cấu trúc dị thể kép được quan tâm nhiều nhất trong hệ thống thông tin quang. Kỹ thuật chế tạo và các điều kiện khai thác thiết bị đều có ảnh hưởng tới tuổi thọ của các nguồn phát này. Cần phải hiểu được tầm quan trọng của các quan hệ giữa các đặc tính hoạt động, các cơ chế xuống cấp và các yêu cầu độ tin cậy về hệ thống của các nguồn phát quang.

Hiện nay, các phép đo kiểm tra về tuổi thọ của các nguồn phát đã được tiến hành ở cả trong điều kiện nhiệt độ phòng và nhiệt độ cao để xác định nhanh về quá trình

xuống cấp của chúng. Cho tới nay rất khó có thể tìm được phương pháp chuẩn nào để xác định tuổi thọ của nguồn phát. Có hai kỹ thuật thông dụng nhất để duy trì tính ổn định của công suất phát ra là tăng dòng định thiên một cách tự động hoặc giữ cho dòng không đổi và điều chỉnh công suất quang đầu ra. Ở trường hợp đầu, thời điểm kết thúc tuổi thọ của thiết bị phát được coi là lúc nguồn không còn phát ra công suất tại giá trị dòng lớn nhất đối với chế độ hoạt động liên tục (CW - Continuous-Wave). Trong trường hợp thứ hai, tuổi thọ sẽ được xác định bằng thời gian để công suất quang đầu ra giảm đi 3 dB.

Sự xuống cấp nguồn phát có thể được chia làm ba loại: phá hủy bên trong, xuống cấp dài tiếp xúc (đối với cả LED và LD) và phá hủy bề mặt của LD.

Nhân tố hạn chế tuổi thọ của LED và LD là sự xuống cấp bên trong. Hiệu ứng này tăng lên do những khuyết tật tinh thể lan dần vào trong vùng tích cực của nguồn phát. Những khiếm khuyết này làm giảm hiệu suất lượng tử bên trong và làm tăng tính hấp thụ quang. Đối với các nguồn phát chất lượng cao, tuổi thọ bám theo sự suy giảm bên trong chậm, công suất quang P giảm theo hàm mũ sau:

$$P = P_0 \exp(-t / \tau_m) \quad (3-24)$$

ở đây P_0 là công suất quang ban đầu tại thời điểm $t = 0$ và τ_m là hằng số thời gian cho quá trình xuống cấp. Vì tuổi thọ trong thời gian khai thác phụ thuộc vào cả mật độ dòng J và nhiệt độ tiếp giáp T , cho nên sự xuống cấp có thể tăng nhanh do sự tăng của một trong các tham số này. Theo thực nghiệm, thời gian khai thác (tuổi thọ) τ_s có thể coi như phụ thuộc vào mật độ dòng J thông qua mối quan hệ sau:

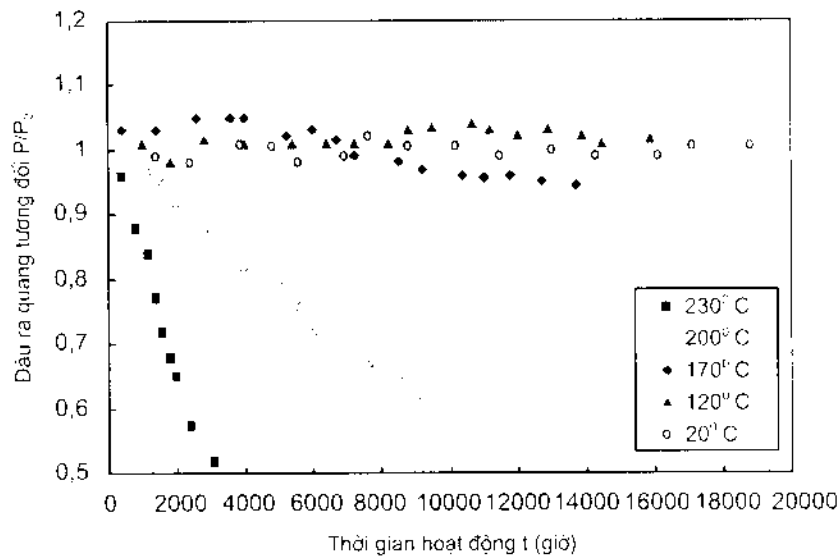
$$\tau_s = \alpha J^{-n} \quad (3-25)$$

với $1,5 \leq n \leq 2$. Ví dụ nếu tăng gấp đôi mật độ dòng thì tuổi thọ giảm đi 3 đến 4 lần. Vì tốc độ xuống cấp của nguồn phát tăng theo nhiệt độ, cho nên theo biểu thức dạng Arrhenius viết như sau:

$$\tau_s = K \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right) \quad (3-26)$$

ở đây E_A là năng lượng hoạt động đặc trưng cho tuổi thọ τ_s , k_B là hằng số Boltzmann, T là nhiệt độ tuyệt đối tại đó τ_s được xác định và K là một hằng số. Trong quá trình hình thành biểu thức có một số yếu tố cạnh tranh tham gia vào quá trình xuống cấp, do đó rất khó dự đoán được E_A . Năng lượng hoạt động cho sự xuống cấp của laser thường được lấy trong dải từ 0,3 đến 1,0 eV (trong thực tế tính toán thường là lấy 0,7 eV). Tuy nhiên,

giá trị này còn có những thay đổi vì số liệu thống kê phải cần có thời gian dài ở các nhiệt độ khác nhau. Từ biểu thức (3-25) và (3-26) chỉ ra rằng, để tăng tuổi thọ của nguồn phát quang thì tốt nhất là để cho thiết bị này làm việc ở dòng và nhiệt độ thấp. Ví dụ như công suất phát quang của các LED loại InGaAsP như là một hàm của thời gian đối với nhiệt độ được chỉ ra ở hình 3.24. Ở nhiệt độ dưới 1200C thì công suất đầu ra được duy trì hầu như không đổi ở toàn bộ thời gian làm việc 15000 giờ (1,7 năm). Ở các nhiệt độ cao hơn, công suất ra sẽ giảm theo thời gian, ví dụ ở 230^oC công suất ra bị mất đi một nửa giá trị ban đầu (giảm 3dB) sau khi hoạt động 3000 giờ (4 tháng 3 ngày).



Hình 3.24: Công suất đầu ra là một hàm của thời gian hoạt động đối với 5 mức nhiệt độ, P_0 là công suất quang ban đầu

Cơ chế xuống cấp thứ hai có liên quan tới chế tạo là dải tiếp xúc bị xấu đi. Trong các LED và LD, điện trở nhiệt của dải tiếp xúc giữa tinh thể "chip" nguồn phát và bộ tản nhiệt tăng theo thời gian. Hiệu ứng này như một hàm của chất hàn từng dùng để liên kết tinh thể với bộ tản nhiệt. Sự tăng điện trở nhiệt sẽ làm tăng nhiệt độ tiếp giáp đối với dòng làm việc cố định. Như vậy sẽ dẫn tới giảm công suất quang đầu ra. Tuy nhiên, nếu thiết kế cẩn thận và thực hiện qui trình liên kết chất lượng cao thì sẽ giảm được các hiện tượng gây ra sự xuống cấp dải tiếp xúc.

Sự phá hủy bề mặt là một vấn đề xuống cấp trong LD. Bề mặt bị phá hủy sẽ làm giảm sự phản xạ của gương laser và tăng sự tái kết hợp hạt mang không bức xạ tại các mặt laser. Có hai hình thức phá hủy mặt và thường được gọi là sự xuống cấp tại biến bề mặt và sỏi mòn bề mặt. Xuống cấp tại biến bề mặt là sự phá hủy cơ học các mặt, khi LD phát ra mật độ công suất quang cao, sau thời gian ngắn thì hiện tượng này nảy sinh. Điều này gây ra sự giảm phản xạ bề mặt rất lớn, từ đó làm tăng dòng ngưỡng và giảm

hiệu ứng lượng tử. Nguyên nhân cơ bản của sự xuống cấp này vẫn chưa được xác định, nhưng nó như một hàm của mật độ công suất và độ dài xung.

Sói mòn bề mặt là sự xuống cấp từ từ, nó xảy ra trong một khoảng thời gian dài hơn sự xuống cấp tại biến bề mặt. Nó làm giảm sự phản xạ của gương và làm tăng sự tái kết hợp không bức xạ, nó làm chậm đi hiệu ứng lượng tử bên trong và tăng dòng ngưỡng phát. Có thể là giảm sự sói mòn bề mặt bằng cách đặt một bộ lọc màng mỏng Al_2O_3 dày nửa bước sóng vào bề mặt. Bộ lọc như một vật chắn ẩm và không làm ảnh hưởng tới sự phản xạ của gương hoặc dòng ngưỡng phát tia laser.

3.3. THIẾT KẾ THIẾT BỊ PHÁT QUANG

Trong các phần trước của chương 3, ta đã tập trung vào phân tích những đặc tính của các nguồn quang. Mặc dù nguồn quang là một thành phần chính của thiết bị phát quang (hay còn gọi là máy phát quang), nhưng nó không phải là thành phần duy nhất. Nguồn quang cần phải được kết nối với các thành phần thiết bị khác để tạo thành thiết bị phát quang có đầy đủ các yếu tố nhằm thỏa mãn các yêu cầu cho hệ thống thông tin quang. Các thành phần khác của một thiết bị phát quang bao gồm một bộ điều chế để chuyển đổi dữ liệu từ dạng tín hiệu điện sang dạng tín hiệu quang, một mô-đun ghép sợi để đưa tín hiệu quang từ cổng phát vào trong sợi quang và một mạch điện tử để cung cấp dòng cho nguồn quang. Trong thực tế, các LED và các laser bán dẫn có thể được điều chế một cách trực tiếp và trong trường hợp này sẽ không cần bộ điều chế ngoài. Tuy nhiên, trong các hệ thống thông tin tốc độ cao thì có thể phải sử dụng thêm bộ điều chế ngoài để tăng tính ổn định nguồn phát. Phần này tập trung vào việc cấy ghép laser với sợi quang và việc thiết kế một máy phát quang. Các máy phát với một bộ điều chế ngoài đi kèm với nó cũng được đề cập đến.

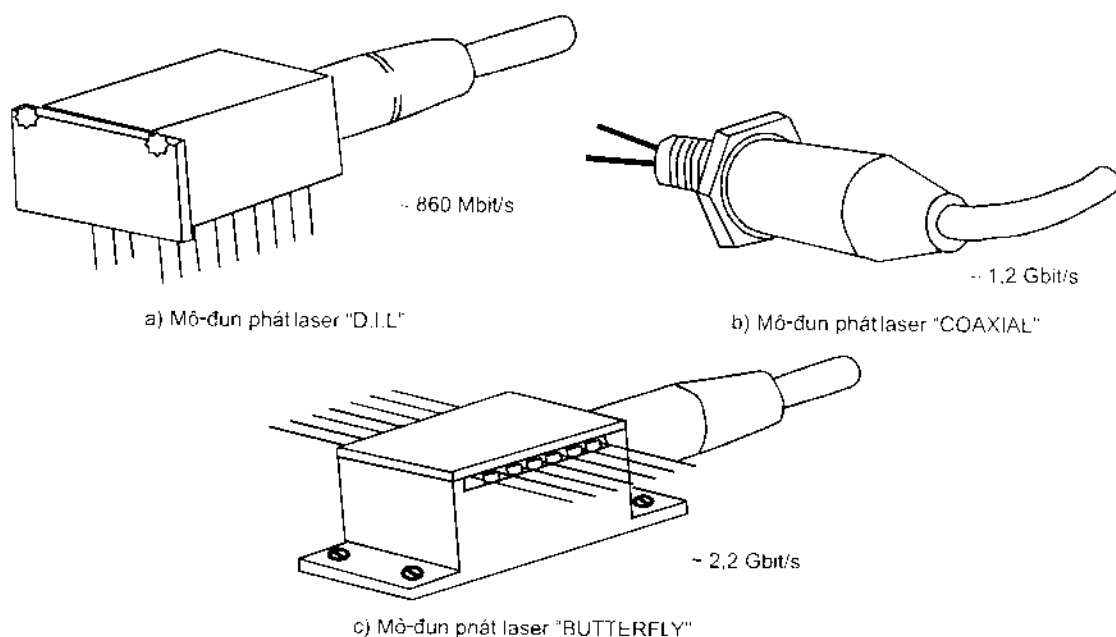
3.3.1. Cấy ghép và đóng hộp laser-sợi

Để cho tinh thể laser được sử dụng trong các hệ thống thông tin quang thì nó phải được giao tiếp về điện và quang với môi trường bên ngoài một cách thuận lợi và tin cậy. Để thực hiện điều này các tinh thể laser được chế tạo thành mô-đun laser-sợi.

Các tinh thể laser được liên kết với một bộ tản nhiệt để giảm trở kháng nhiệt tới mức nhỏ nhất. Điều này thường được thực hiện bằng cách hàn với bộ tản nhiệt được làm từ vật liệu dẫn nhiệt cao như đồng, vàng hoặc kim cương. Chất hàn được lựa chọn có tính tương thích kim loại và không gây ra ảnh hưởng về độ tin cậy khi khuếch tán các phân tử vào bản thân tinh thể laser.

Chùm ánh sáng phân kỳ từ tinh thể laser phải được ghép có hiệu quả với sợi quang có đường kính lõi nhỏ tới $8\text{ }\mu\text{m}$ ở sợi đơn mode. Có hai phương pháp thông dụng để ghép tinh thể laser vào sợi. Phương pháp đầu tiên là bắn (hoặc vuốt) lăng kính sợi, ở

phương pháp này lăng kính được hình thành tại đầu sợi quang. Nhờ nhiệt độ nóng, thủy tinh sẽ chảy tại đầu sợi và co lại thành lăng kính. Sau đó sợi được đặt cố định sao cho đầu sợi có lăng kính đối diện với mặt phát tia laser với mức ghép công suất lớn nhất. Phương pháp này cho phép đạt được hệ số ghép trong khoảng $30 \div 40\%$ [12]. Phương pháp thứ hai có thể thực hiện nhờ sử dụng các bộ phận cấu thành các lăng kính riêng rẽ. Kỹ thuật thông dụng nhất ở đây là sử dụng các lăng kính thanh chỉ số chiết suất Gradient để ghép vào đầu sợi đã được tách hoặc đánh bóng. Hệ số ghép ở đây thay đổi tùy thuộc vào các lăng kính được sử dụng và nằm trong khoảng $25 \div 50\%$. Cấu trúc ghép phải đảm bảo tính ổn định, tin cậy cao, chịu nhiệt và các ứng suất cơ học tốt để duy trì được hệ số ghép khi đưa ra sử dụng trên thực tế.



Hình 3.25: Các mô-đun laser thương mại tiêu biểu

Các mô-đun laser thường chứa thêm các bộ tách sóng quang với mục tiêu giữ cho công suất ổn định. Nhiều cấu trúc thiết kế cũng chứa bộ phận làm lạnh có dạng *Peltier* để giữ cho nhiệt độ không đổi và diode laser làm việc có hiệu quả hơn. Để đảm bảo độ tin cậy cao, các thiết kế đóng hộp đều có dạng đóng kín. Quá trình gắn sợi lõi vào thường bằng phương pháp *kim loại hóa* và hàn ống dẫn lõi vào. Nên tránh dùng các loại vật liệu hữu cơ như epoxy. Hình dáng bên ngoài mô-đun có thể mô tả như ở hình 3.25. Ở đây có ba cấu hình thông dụng, hình 3.25a) là kiểu *hai đường* (D.I.L- Dial-in-Line) có bộ tản nhiệt nằm một phía và đuôi sợi pigtail quang ở phía kia. Loại này cho phép tốc độ hoạt động không lớn hơn 860 Mbit/s [27]. Hình 3.25b) là kiểu *đồng trục* (Coaxial) có dạng hình trụ, cho phép làm việc với tốc độ tới 1,2 Gbit/s. Loại như ở hình 3.25c) là kiểu *con bướm* (Butterfly) có hình dạng giống loại D.I.L ở trên nhưng các

chân nối tín hiệu điện được sử lý với công nghệ kim loại gổm, cho nên rất phù hợp với điều kiện làm việc ở tốc độ bit cao tới trên 2,5 Gbit/s. Loại này sẽ được sử dụng cho các hệ thống thông tin tiên tiến khác như các hệ thống thông tin quang Coherent, các hệ thống có tốc độ cao nhiều Gbit/s.

Như vậy, thực chất và mục đích của việc thiết kế đối với bất kỳ một máy phát quang nào là ghép được càng nhiều ánh sáng vào trong sợi quang càng tốt để tăng công suất phát. Trong thực tế, hiệu suất ghép phụ thuộc vào dạng của nguồn quang (LED hoặc laser bán dẫn) cũng như dạng của sợi quang (đơn mode hay đa mode). Ghép có thể không hiệu quả khi ánh sáng từ một LED được ghép vào trong một sợi quang đơn mode. Ngược lại, hiệu suất ghép đối với các laser bán dẫn với sợi này có thể đạt từ 45% - 50%. Do có sự ghép laser-sợi mà mỗi một máy phát quang sẽ có một đoạn ngắn sợi quang thò ra (gọi là đuôi sợi hay pigtail). Mỗi một cách ghép có những ưu điểm riêng và việc lựa chọn phương pháp nào phụ thuộc vào mục đích thiết kế. Một tiêu chuẩn quan trọng của việc ghép nguồn quang vào sợi quang đó là hiệu suất ghép phải không được thay đổi theo thời gian. Vì vậy độ ổn định về mặt cơ khí của cơ cấu ghép là rất cần thiết.

Sự phản xạ từ các mặt giao tiếp quang trong hệ thống thông tin quang trở về tinh thể laser có thể gây tổn hại tới đầu ra laser. Hiệu suất ghép của sợi quang đối với một khẩu độ số NA cho trước là:

$$\eta_r = (1 - R_f)(NA)^2 \quad (3-27)$$

Trong đó R_f là độ phản xạ tại đầu cuối sợi quang. Giá trị của R_f vào khoảng 4% nếu có một khoảng trống là không khí giữa nguồn quang và sợi quang. Nhưng R_f có thể được giảm tới gần bằng 0 bằng cách đặt vào khoảng trống đó một dung dịch có chỉ số chiết suất phù hợp. Để giảm các phản xạ này, người ta cũng có thể phủ các lớp chống phản xạ lên bề mặt thủy tinh. Đối với các hệ thống tốc độ cao (lớn hơn 2 Gbit/s) cần phải sử dụng các bộ cách ly quang để ngăn chặn các yếu tố gây hại như vậy. Có thể áp dụng biện pháp dùng các thấu kính ngoài để nâng cao hiệu suất ghép, nhưng phải tốn thêm chi phí cho việc giám định sai cơ khí.

Nhìn chung, ghép nguồn quang từ một laser bán dẫn sang một sợi quang thường có hiệu quả hơn từ một LED. Việc đưa ra phương pháp ghép theo thấu kính là rất quan trọng và một vài lược đồ ghép theo phương pháp này đã được phát triển trong suốt những năm 1990.

3.3.2. Mạch hồi tiếp quang

Một vấn đề quan trọng cần phải xem xét khi thiết kế một thiết bị phát quang là sự liên quan giữa tính cực kỳ nhạy cảm của các laser bán dẫn đối với sự hồi tiếp quang.

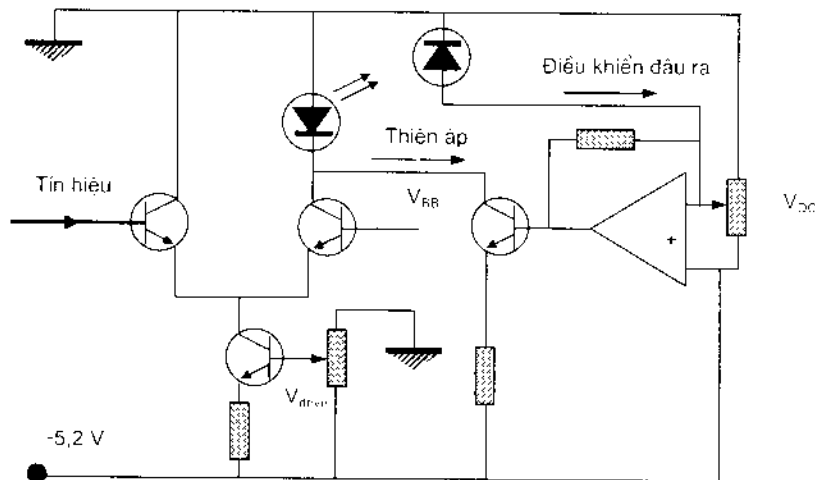
Thậm chí một lượng phản hồi rất nhỏ ($< 0,1\%$) cũng có thể làm giảm độ ổn định của laser và làm ảnh hưởng đến đặc tính hệ thống thể hiện qua các hiện tượng như làm dãn độ rộng phổ, nhảy mode, và tăng nhiễu cường độ tương đối RIN. Đã có những cố gắng nhằm làm giảm phản hồi vào trong các hốc laser bằng cách dùng các lớp phủ chống phản xạ. Ngoài ra, cũng có thể giảm phản hồi bằng cách cắt đỉnh đầu sợi quang với một góc nhỏ không đáng kể để sao cho ánh sáng phản xạ không đập vào vùng tích cực của laser. Những công việc phòng ngừa này đủ để làm giảm sự hồi tiếp quang đến một mức cho phép. Tuy nhiên, để đáp ứng được những yêu cầu cao hơn trong các ứng dụng khác thì cần phải đặt một bộ cách ly quang giữa laser và sợi trong máy phát quang. Trường hợp này thường dùng cho các hệ thống thông tin quang hoạt động tại các tốc độ bit cao có laser DFB độ rộng phổ hẹp.

Hầu hết các bộ cách ly quang đều sử dụng hiệu ứng Faraday. Hiệu ứng này chỉ phối sự quay mặt phẳng phân cực của một chùm sáng khi có từ trường. Ánh sáng truyền dẫn song song hoặc không song song với hướng của từ trường đều phải quay cùng hướng. Bộ cách ly quang bao gồm một thanh vật liệu Faraday. Ví dụ gadolinium oxyt (YIG), mà độ dài của nó được lựa chọn để sao cho có góc quay là 45° . Thanh YIG được đặt kẹp giữa hai bộ phân cực mà các trục của nó được đặt lệch nhau một góc 45° . Ánh sáng truyền theo một hướng nào đó sẽ đi qua bộ phân cực thứ hai do sự quay Faraday. Nhưng nếu truyền theo hướng ngược lại sẽ bị bộ phân cực thứ nhất chặn lại. Các đặc tính mong muốn có được của bộ cách ly khi hoạt động là có suy hao xen thấp, độ cách ly cao (> 30 dB), kích thước gọn và phổ rộng.

3.3.3. Mạch điện điều khiển

Mục đích của mạch điện điều khiển là cung cấp một năng lượng điện cho nguồn quang và điều chế tín hiệu quang đầu ra tương ứng với tín hiệu được phát đi. Các mạch điều khiển thường khá đơn giản đối với máy phát quang LED nhưng lại tương đối phức tạp đối với các máy phát quang tốc độ cao có sử dụng các laser bán dẫn làm nguồn quang. Như đã đề cập trong mục 3.2 trước đây, các laser bị phân cực gần đến ngưỡng và được điều chế thông qua một tín hiệu điện biến thiên theo thời gian. Vì lý do này mà mạch điều khiển được thiết kế để cung cấp một dòng thiên áp cố định tựa như một tín hiệu điện được điều chế. Hình 3.26 mô tả một mạch điều khiển đơn giản. Mạch điện này điều khiển công suất quang trung bình thông qua một cơ cấu hồi tiếp. Photodiode (xem chương 4) sẽ điều khiển đầu ra của laser bằng việc tạo ra một tín hiệu điều khiển để điều chỉnh mức thiên áp của laser. Phía sau của laser thường được dùng cho mục đích điều khiển. Trong một số máy phát quang, người ta sử dụng khoáng trống phản trước để làm lệch một phần rất nhỏ công suất đầu ra tới bộ tách sóng. Việc điều khiển mức độ phân cực laser là rất quan trọng vì ngưỡng của laser rất nhạy đối với nhiệt độ hoạt động.

Dòng ngưỡng sẽ tăng cùng với độ già hoá của nguồn quang do sự xuống cấp dần của laser bán dẫn.



Hình 3.26: Mạch điều khiển dòng cho thiết bị phát laser

Mạch điều khiển trong hình 3.26 thực hiện điều khiển mức thiên áp một cách động nhưng nó lại tạo ra một dòng điện điều chế không đổi. Phương pháp này có thể chấp nhận được nếu độ dốc (hiệu suất nghiêng) của laser không thay đổi theo sự già hoá của máy phát quang. Độ dốc của laser thường giảm khi nhiệt độ tăng. Người ta thường lắp thêm một bộ phận làm mát cho laser để ổn định nhiệt độ của laser. Ngoài ra, có một phương pháp khác là tạo ra hệ thống gồm có các mạch điều khiển; các mạch điều khiển này sử dụng các mạch điện hồi tiếp vòng kép có thể điều chỉnh cả thiên áp và dòng điện điều chế một cách tự động.

3.3.4. Tích hợp quang - điện

Các linh kiện điện tử được sử dụng trong các mạch điều khiển thường quyết định tốc độ tín hiệu tại đầu ra của thiết bị phát quang. Đối với các máy phát quang hoạt động tại tốc độ bit lớn hơn 1 Gbit/s thì các thành phần ký sinh trên các tranzito và các linh kiện khác thường gây ảnh hưởng xấu đến hoạt động của máy phát. Tuy nhiên có thể làm tăng hoạt động của máy phát tốc độ cao bằng cách tích hợp đơn khối laser với bộ điều khiển. Vì các thiết bị quang và điện được tạo ra trên cùng một chip nên các máy phát quang như vậy được gọi là các máy phát quang mạch điện tích hợp quang-điện tử OEIC (OptoElectronic Integrated-Circuit). OEIC trước hết được sử dụng để tích hợp các laser GaAs vì các công nghệ tạo ra các thiết bị điện tử GaAs đã có khá tốt trước đó. Kỹ thuật tạo ra các InP OEIC đã phát triển rất nhanh chóng trong suốt những năm 1990. Năm 1988 người ta đã giới thiệu máy phát OEIC 1,5 μm có thể hoạt động ở tốc độ bit 5 Gbit/s. Năm 1992 đã chế tạo được các máy phát quang laser tốc độ 10 Gbit/s bằng cách

tích hợp các laser DFB 1,55 μm với các tranzito hiệu ứng trường được tạo từ hệ thống hỗn hợp vật liệu InGaAs/InAlAs. Vì thế, các máy phát OEIC với nhiều laser trên cùng một chip đã được phát triển cho các ứng dụng đa kênh.

Một phương pháp khác liên quan đến các OEIC, tích hợp laser bán dẫn với một bộ tách sóng quang và/hoặc với một bộ điều chế. Bộ tách sóng quang thường được sử dụng để điều khiển và ổn định công suất ra của laser. Vai trò của bộ điều chế là nhằm giảm chirp động xảy ra khi laser bán dẫn được điều chế một cách trực tiếp. Các bộ tách sóng quang còn có thể được tạo ra bằng cách dùng vật liệu tương tự như vật liệu đã dùng cho laser. Tuy nhiên sự tích hợp bộ điều chế lại yêu cầu một phương pháp khác.

Kỹ thuật hay được sử dụng là kỹ thuật dùng hiệu ứng Franz-Keldysh, phỏng theo kiểu vùng cấm của laser bán dẫn giảm khi có một điện trường cung cấp cho nó. Như vậy, lớp bán dẫn thông suốt sẽ bắt đầu hấp thụ ánh sáng khi vùng cấm của lớp bán dẫn đó giảm do việc cung cấp một điện áp ngoài. Các bộ điều chế như vậy được gọi là các bộ điều chế hấp thụ điện. Khi tốc độ bit khoảng vài Gbit/s, tỷ số phân biệt có thể là 15 dB hoặc hơn với một điện áp phân cực ngược 2 V. Truyền dẫn tốc độ 5 Gbit/s với chirp thấp đã được giới thiệu năm 1994 bằng cách tích hợp một bộ điều chế hấp thụ điện với một laser DFB. Các máy phát quang được tích hợp như vậy có thể hoạt động tại tốc độ bit rất cao tới 20 Gbit/s. Do đó các máy phát này còn được sử dụng để tạo ra các xung cực ngắn cho các hệ thống truyền dẫn soliton. Laser giếng lượng tử luyện MQW DFB được tích hợp đơn khối với một bộ điều chế MQW, đã được sử dụng năm 1993 để tạo ra một chuỗi xung 20 Gbit/s. Các xung đầu ra 7 ps gần như là bất biến vì bộ điều chế có chirp quá thấp.

Giao thoa kế Mach-Zehnder (MZ) còn được dùng cho việc điều chế cường độ. Sự tích hợp của nó đòi hỏi phải phân chia tia sáng laser thành 2 sóng dẫn, độ dịch pha trong mỗi nhánh phụ thuộc vào điện áp và tính kết hợp đầu ra. Khi thực hiện cấu trúc này, laser DFB phải được tích hợp với một bộ điều chế MZ bằng cách sử dụng 2 bộ ghép chữ Y và 2 ống dẫn sóng MQW. Độ dịch pha vi sai giữa 2 sóng dẫn được tạo ra thông qua sự khúc xạ - điện. Các thiết bị như vậy có thể sử dụng tại tốc độ bit xấp xỉ 10 Gbit/s.

Khái niệm tích hợp đơn khối có thể mở rộng để tạo ra các máy phát quang đơn chip bằng cách tổ hợp tất cả các chức năng vào trong một chip. Hướng làm này tập trung vào việc phát triển các OEIC và thường được gọi là các mạch tích hợp quang. Mạch này được tích hợp rất nhiều các linh kiện quang trên một chip như các laser, các bộ tách sóng, các bộ lọc và các ống dẫn sóng. Các mạch tích hợp này đã chứng tỏ được toàn bộ những lợi ích của kỹ thuật truyền dẫn sóng quang.

Chương 4

THIẾT BỊ THU QUANG

Thiết bị thu quang, hay còn gọi là bộ thu quang, là một trong những bộ phận quan trọng nhất trong hệ thống thông tin quang vì nó ở vị trí sau cùng của tổ chức hệ thống truyền dẫn nơi mà thiết bị này thu nhận mọi đặc tính tác động trên toàn tuyến đưa tới, và cũng vì thế cho nên hoạt động của nó có liên quan trực tiếp tới chất lượng toàn bộ hệ thống truyền dẫn. Chức năng chính của thiết bị này là biến đổi tín hiệu quang thu được thành tín hiệu điện. Thiết bị thu quang cần phải có độ nhạy thu cao, đáp ứng nhanh, nhiễu thấp, giá thành hạ, và bảo đảm có độ tin cậy cao. Như vậy rõ ràng là việc xem xét phân tích thiết bị thu quang phải mang tính toàn diện và khá chi tiết trên cả cấu trúc và các tham số đặc tính kỹ thuật. Trong chương này, chúng tôi sẽ giới thiệu một cách khá đầy đủ về bộ thu quang theo cách thức dễ dàng tiếp cận với thực tế để người đọc có thể liên hệ trực tiếp với các hệ thống đang khai thác trên mạng truyền dẫn quang. Sau đây ta sẽ đi vào nghiên cứu cụ thể về thiết bị này.

4.1. GIỚI THIỆU

Trong các hệ thống thông tin quang, bộ thu quang là một trong các thiết bị quan trọng nhất. Tại bộ thu quang, sóng tín hiệu quang từ phía phát đi tới được biến đổi thành tín hiệu điện, rồi được khuếch đại và hồi phục trở lại thành tín hiệu cùng dạng như ở đầu vào thiết bị phát quang. Tín hiệu quang được biến đổi thành tín hiệu điện tại bộ biến đổi quang - điện (O/E). Bộ biến đổi quang - điện thường là một bộ tách sóng photodiode. Đây là một bộ tách sóng theo luật bình phương vì nó biến đổi công suất quang thu được trực tiếp thành dòng điện (dòng photo) tại đầu ra của nó. Vì thế mà bộ thu kiểu này được gọi là bộ thu tách sóng trực tiếp DD (Direct Detection). Thành phần thực hiện tách sóng trong bộ biến đổi O/E có thể là photodiode p-i-n hoặc photodiode thác APD (Avalanche Photodiode). Tín hiệu quang từ phía phát đi vào sợi quang sẽ bị suy hao dần, và bị méo tăng lên theo độ dài cự ly truyền dẫn do tác động của tán xạ, hấp thụ và tán sắc trong sợi dẫn quang. Vì vậy, bộ thu quang phải hoạt động trong điều kiện gặp nhiều các yếu tố tác động. Việc thiết kế thiết bị thu quang sẽ khó khăn và phức tạp hơn rất nhiều so với thiết kế thiết bị phát quang. Bộ thu phải bảo đảm thu được tín hiệu rất yếu, bị méo và phải tách được các thành phần nhiễu khá lớn so với tín hiệu. Trong các bộ thu quang số (digital) thực tế, tín hiệu điện yếu thu được tại đầu ra bộ tách

sóng sẽ được khuếch đại, cân bằng tại các bộ khuếch đại điện và bộ cân bằng tương ứng. Cuối cùng, tín hiệu sẽ được hồi phục tại mạch quyết định.

Rõ ràng rằng bộ thu quang là một thiết bị quan trọng nhất trong các hệ thống truyền dẫn quang. Chất lượng của các hệ thống thông tin quang phụ thuộc chủ yếu vào bộ thu quang. Thiết kế cẩn thận một bộ thu quang là một đóng góp lớn cho truyền dẫn, đặc biệt đối với các hệ thống thông tin quang có tốc độ bit cao. Để có được một tuyến truyền dẫn dài với tốc độ bit lớn, bộ thu quang cần phải thoả mãn các yêu cầu chính sau đây:

- Có tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR (Signal-to-Noise Ratio) lớn và độ nhạy thu cao.
- Hoạt động được trong điều kiện tín hiệu có băng tần lớn.

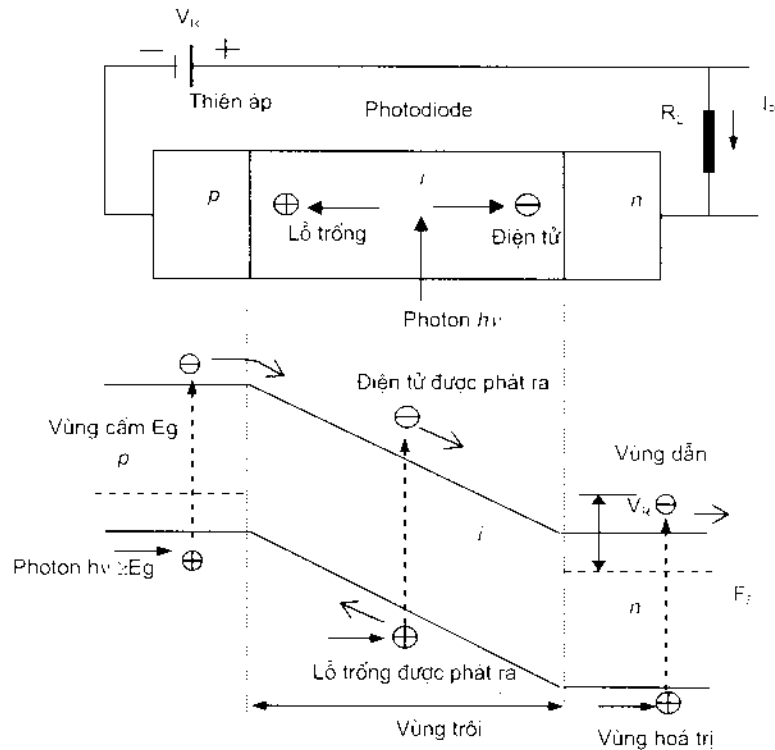
Cho tới nay, có nhiều các loại bộ thu quang công nghệ mới được sử dụng trên các hệ thống thông tin quang. Điều đó mang lại những ứng dụng có hiệu quả trong sự phát triển của kỹ thuật thông tin quang trên mạng lưới viễn thông. Có được bộ thu quang tốt là điều rất cần thiết, nhưng điều này luôn luôn phụ thuộc vào phần tử tách sóng quang, các bộ khuếch đại điện, mạch quyết định và quá trình thiết kế tối ưu bộ thu.

Trong chương này sẽ thảo luận chủ yếu về bộ tách sóng quang và các tham số có liên quan với nó trong bộ thu quang. Các mạch khuếch đại điện ở sau bộ tách sóng đã được mô tả trong nhiều tài liệu khác, và sẽ không được phân tích chi tiết ở đây. Trước hết chúng ta hãy khảo sát bộ thu quang cơ bản nhất sử dụng photodiode p-i-n để tách sóng.

4.2. BỘ TÁCH SÓNG PHOTODIODE

4.2.1. Bộ tách sóng photodiode p-i-n

Bộ tách sóng quang được sử dụng thông dụng nhất là bộ tách sóng photodiode p-i-n. Một photodiode p-i-n thông thường có cấu trúc gồm các vùng p và n cách nhau bởi một vùng i. Để thiết bị hoạt động thì phải cấp một thiên áp ngược cho nó. Trong chế độ hoạt động bình thường, thiên áp ngược đủ lớn được đặt cắt ngang thiết bị để cho vùng bên trong bảo đảm hoàn toàn trôi được các hạt mang. Hình 4.1 mô tả cấu trúc và biểu đồ năng lượng đơn giản của photodiode p-i-n. Do cấu trúc cơ bản bên trong của nó, lớp i nằm ở giữa có trở kháng cao và hầu hết điện áp đặt vào phần ngang của nó. Kết quả là có một trường điện lớn tồn tại trong lớp i. Khi có một photon đi tới mà mang một năng lượng lớn hơn (hoặc bằng) với năng lượng vùng cấm của vật liệu bán dẫn dùng để chế tạo photodiode, photon này có thể bỏ ra năng lượng của nó và kích thích một điện tử từ vùng hoá trị sang vùng dẫn. Quá trình này sẽ phát ra các cặp điện tử - lỗ trống tự do, các cặp này chủ yếu được phát ra trong vùng trôi và được gọi là các hạt mang photo hoặc các điện tử photo.



Hình 4.1: Mạch điện và sơ đồ vùng năng lượng cho photodiode p-i-n

Sự phát ánh sáng được hấp thụ trong vật liệu tương ứng với một hàm mũ sau đây:

$$P(x) = P_{in} \left(1 - e^{-\alpha_s(\lambda)x} \right) \quad (4-1)$$

Ở đây $\alpha_s(\lambda)$ là hệ số hấp thụ tại bước sóng λ , P_{in} là mức công suất quang tới photodiode và P là công suất quang được hấp thụ ở cự ly x .

Hệ số hấp thụ α phụ thuộc vào một vài loại vật liệu bán dẫn thường được sử dụng để chế tạo photodiode. Bước sóng cắt phía trên λ_c mà tại đó α bằng không được gọi là bước sóng cắt, từ đó vật liệu có thể được sử dụng cho bộ tách sóng chỉ khi $\lambda < \lambda_c$. Bước sóng cắt trên được xác định từ năng lượng dải cấm E_g của vật liệu. Khi E_g được diễn giải bằng đơn vị điện - Von (eV) và λ_c được tính bằng micrometer (μm) thì ta có:

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g} \quad (4-2)$$

Ở đây c là vận tốc ánh sáng, h là hằng số Planck. Bước sóng cắt của Si vào khoảng $1,06 \mu m$, và của Ge là vào khoảng $1,6 \mu m$. Đối với bước sóng dài hơn, năng lượng photon không đủ để kích thích điện tử từ vùng hoá trị sang vùng dẫn. Đối với bước sóng

ngắn hơn, đáp ứng photo sẽ cắt xuống vì thế các giá trị của α tại bước sóng ngắn hơn là rất lớn. Trong trường hợp này các photon được hấp thụ rất gần với bề mặt của bộ tách sóng, nơi mà thời gian tái hợp của các cặp điện tử - lỗ trống là rất ngắn.

Nếu như vùng trôi có độ rộng w , công suất tổng được hấp thụ ở cự ly w sẽ là:

$$P(w) = P_m (1 - e^{-\alpha w}) \quad (4-3)$$

Khi tính đến sự phản xạ R_f tại lối vào bề mặt photodiode, dòng photo ban đầu I_p có từ sự hấp thụ công suất ở công thức (4-3) được viết như sau:

$$I_p = \frac{e}{h\nu} P_m (1 - e^{-\alpha w}) (1 - R_f) \quad (4-4)$$

Trong đó e là điện tích điện tử, $h\nu$ là năng lượng photon, $h = 6,625 \times 10^{-34}$ J.s là hằng số Planck, và ν là tần số của sóng ánh sáng.

Khi nói đến các tham số của photodiode, có hai tham số rất quan trọng phải kể đến. Thứ nhất, mỗi một photodiode có một hiệu suất lượng tử η của nó. Hiệu suất lượng tử là tỷ số giữa số các cặp điện tử - lỗ trống được phát ra và số các photon mang năng lượng $h\nu$ đi tới và được viết như sau:

$$\eta = \frac{\text{Số các cặp điện tử - lỗ trống được phát ra}}{\text{Số các photon đi tới}} = \frac{I_p / e}{P_m / h\nu} \quad (4-5)$$

ở đây I_p là dòng photo có giá trị trung bình, dòng này được phát ra từ công suất quang trung bình P_m trong photodiode. Khi có 100 photon đến photodiode có thể tạo ra từ 40 đến 95 cặp điện tử - lỗ trống. Vậy thì ta có thể nói rằng photodiode có hiệu suất lượng tử từ 40 đến 95 phần trăm. Để có được hiệu suất lượng tử cao, vùng trôi phải đủ dày để hầu hết các photon đi tới được hấp thụ trong vùng này.

Tham số thứ hai là hệ số chuyển đổi dòng photo R (hay còn gọi là đáp ứng R). Đặc tính của photodiode thường được đặc trưng bởi đáp ứng R này và được viết là:

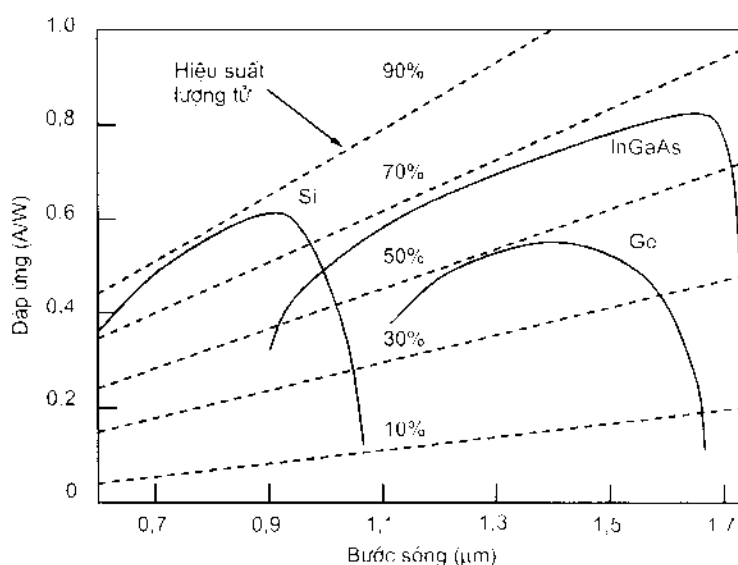
$$R = \frac{I_p}{P_m} = \frac{\eta e}{h\nu} \quad (4-6)$$

Tham số này rất hay được sử dụng đến vì nó đặc trưng cho dòng photo phát ra trên một đơn vị công suất quang.

Cả hiệu suất lượng tử η và đáp ứng R đều phụ thuộc vào dải cấm vật liệu, bước sóng công tác, độ dày của các vùng p, i và n của photodiode. Khi thiết bị có vùng trôi đủ dày, hiệu suất lượng tử của nó sẽ cao. Tuy nhiên, vùng trôi càng dày thì các hạt

mang photo được phát ra càng phải cần thời gian trôi dài hơn ngang qua tiếp giáp phân cực ngược. Vì thời gian trôi của hạt mang xác định tốc độ đáp ứng của photodiode, nên cần phải dung hoà giữa hiệu suất lượng tử và tốc độ đáp ứng. Đối với các bán dẫn có vùng cấm gián tiếp như Si và Ge, độ rộng vùng trôi w nằm trong khoảng $20 \div 50 \mu\text{m}$ để bảo đảm hiệu suất lượng tử hợp lý. Bàng tần của các photodiode như vậy bị giới hạn do thời gian chuyển dịch tương đối lâu. Đối với các photodiode được chế tạo từ các vật liệu có dải cấm trực tiếp như vật liệu ghép InGaAs, độ rộng vùng trôi w có thể nhỏ tới $3 \div 5 \mu\text{m}$, và vì thế mà độ rộng băng được cải thiện.

Hiệu suất lượng tử của photodiode thường là độc lập với mức công suất đổ vào bộ tách sóng tại năng lượng photon đã cho. Vậy thì đáp ứng là một hàm tuyến tính của công suất quang. Điều đó có nghĩa là dòng photo I_p sẽ tỷ lệ trực tiếp với công suất quang P_m đi vào photodiode, vậy thì đáp ứng R là hằng số tại bước sóng hoặc giá trị $h\nu$ đã cho. Cuối cùng, đáp ứng R là một hàm của bước sóng và vật liệu photodiode. Tuy nhiên, hiệu suất lượng tử η không là một hằng số ở mọi bước sóng, vì nó thay đổi theo năng lượng photon. Hình 4.2 thể hiện đáp ứng và hiệu suất lượng tử như là một hàm của bước sóng đối với các photodiode được cấu trúc từ các vật liệu khác nhau.



Hình 4.2: Hiệu suất lượng tử và đáp ứng là các hàm số của bước sóng với các vật liệu làm photodiode khác nhau

Đặc tính của các photodiode p-i-n có thể được cải thiện đáng kể bằng cách sử dụng loại cấu trúc dị thể kép. Tương tự như cấu trúc của la de LD bán dẫn, lớp i ở giữa được kẹp giữa các lớp chất bán dẫn khác nhau p và n với dải cấm được chọn để sao cho ánh sáng được hấp thụ chỉ trong lớp i. Cấu trúc photodiode kiểu này thường sử dụng InGaAs làm lớp giữa và InP làm lớp p và n bao quanh. Lớp InGaAs ở giữa sẽ hấp thụ

mạnh bước sóng ở vùng $1,3 \div 1,6 \mu\text{m}$. Mặt trước thường được phủ bằng lớp cách điện phù hợp để giảm phản xạ tới mức nhỏ nhất. Hiệu suất lượng tử η hầu hết là đạt được gần như 100% từ InGaAs với độ dày $4 \div 5 \mu\text{m}$. Các photodiode sử dụng InGaAs là hoàn toàn phù hợp cho các bộ thu quang thực tế trong các hệ thống thông tin quang. Bảng 4.1 liệt kê các đặc tính hoạt động của ba loại photodiode p-i-n tiêu biểu.

Bảng 4.1: Các đặc tính của các photodiode p-i-n tiêu biểu [15]

Tham số (kí hiệu)		Đơn vị	Si	Ge	InGaAs
Bước sóng	λ	μm	0,4-1,1	0,8-1,8	1,0-1,7
Đáp ứng	R	A/W	0,4-0,6	0,5-0,7	0,6-0,9
Hiệu suất lượng tử	η	%	79-90	50-55	60-70
Dòng tối	I_d	nA	1-10	50-500	1-20
Thời gian lên	T_r	ns	0,5-1	0,1-0,5	0,05-0,5
Băng tần	ν	GHz	0,3-0,6	0,5-3	1-5
Thiên áp	V_b	V	50-100	6-10	5-6

Photodiode p-i-n cũng đã được phát triển với các nỗ lực của công nghệ tiên tiến. Từ 1990 tới nay, các cố gắng đáng kể đã đi theo hướng phát triển các photodiode p-i-n tốc độ cao có khả năng hoạt động tới tốc độ trên 10 Gbit/s. Năm 1995, các photodiode p-i-n đã được ra mắt với băng tần 110 GHz. Một vài kỹ thuật đã được nghiên cứu để cải thiện hiệu suất của các photodiode tốc độ cao. Hốc cộng hưởng Fabry-Perot (FP) được tạo xung quanh cấu trúc p-i-n là để làm tăng hiệu suất lượng tử. Photodiode hiện nay có thể đạt được hiệu suất lượng tử gần 100% là nhờ việc tạo thành công một gương trong hốc FP bằng biện pháp tạo dải phản xạ Bragg trong lớp AlGaAs/AlAs. Cấu trúc này có thể cho phép tạo được các photodiode với băng tần rất cao trên 100 GHz mà vẫn có hiệu suất lượng tử cao.

Một cách tiếp cận khác để tạo ra các photodiode tốc độ cao là sử dụng một ống dẫn sóng quang để ghép cạnh tín hiệu quang. Trái với la de bán dẫn, ống dẫn sóng này có thể được làm rộng để hỗ trợ các mode ngang nhằm cải thiện hiệu suất ghép. Hiệu suất lượng tử ở đây có thể đạt gần 100% ngay cả khi có lớp hấp thụ cực mỏng, và băng tần có thể đạt tới 110 GHz bằng cách phòng tạo cấu trúc ống dẫn sóng "mushroom-meza". Đặc tính của các photodiode còn có thể được cải thiện hơn nữa bằng cách phòng tạo cấu trúc điện cực nhằm hỗ trợ cho các sóng điện lan truyền với trở kháng phù hợp để tránh các phản xạ. Các photodiode như vậy được gọi là các photodiode sóng chạy. Các photodiode làm từ GaAs dựa trên cấu trúc này có thể có băng tần trên 170 GHz và hiệu suất lượng tử đạt trên 50% khi mà ống dẫn sóng rộng $1 \mu\text{m}$ và trở kháng đặc tính là 50Ω .

4.2.2. Thời gian đáp ứng và dòng photo vùng trôi của bộ tách sóng quang

4.2.2.1. Thời gian đáp ứng

Thời gian đáp ứng là một yếu tố quan trọng của bộ tách sóng quang để xác định khả năng làm việc của bộ thu quang với các tốc độ khác nhau của hệ thống truyền dẫn. Thời gian đáp ứng của photodiode cùng với mạch điện đầu ra của nó phụ thuộc chủ yếu vào 3 yếu tố sau: 1- Thời gian chuyển dịch của các hạt mang photo trong vùng trôi, 2- Thời gian khuếch tán của các hạt mang photo được phát ra bên ngoài vùng trôi, 3- Hằng số thời gian RC của photodiode và các mạch điện có liên quan của nó.

Các tham số có liên quan của photodiode đối với các tham số này là hệ số hấp thụ α , độ rộng vùng trôi w , các điện dung tiếp giáp photodiode và đóng vỏ, điện dung bộ khuếch đại điện, điện trở tải bộ tách sóng, điện trở đầu vào bộ khuếch đại, điện trở nối tiếp của photodiode. Trong các bộ tách sóng thực tế, điện trở nối tiếp thường rất nhỏ và có thể bỏ qua khi so với điện trở tải và điện trở đầu vào bộ khuếch đại.

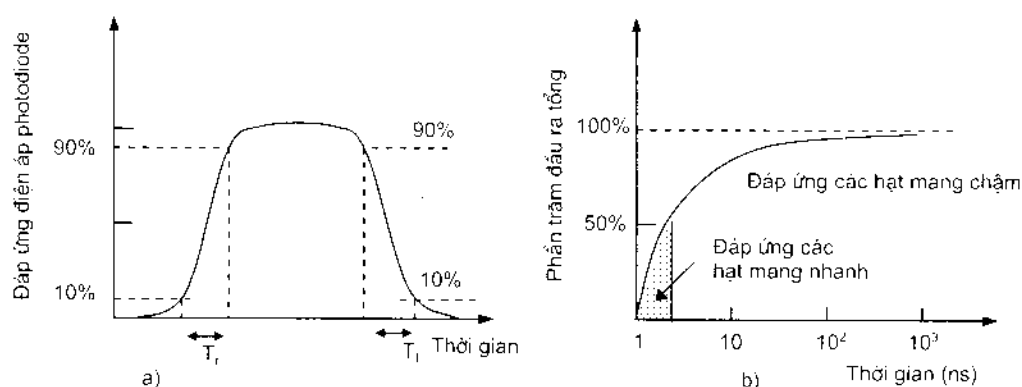
Trước hết ta hãy xem xét thời gian dịch chuyển của các hạt mang photo trong vùng trôi. Thời gian chuyển dịch của các hạt mang photo sẽ làm hạn chế tốc độ đáp ứng của photodiode. Nó là thời gian cần thiết đối với các hạt mang photo đi ngang qua vùng trôi. Thời gian chuyển dịch này phụ thuộc vào vận tốc trôi hạt mang và độ rộng vùng trôi. Nếu chúng ta gọi thời gian chuyển dịch là T_t , vận tốc trôi hạt mang là V_d và độ rộng vùng trôi là w thì ta có:

$$T_t = \frac{w}{V_d} \quad (4-7)$$

Trong thực tế, trường điện trong vùng trôi nhìn chung là đủ lớn để các hạt mang đạt được vận tốc giới hạn tán xạ của chúng. Đối với Si, tốc độ lớn nhất của các điện tử là $8,4 \times 10^6$ cm/s và của lỗ trống là $4,4 \times 10^6$ cm/s khi cường độ trường ở mức 2×10^4 V/cm. Photodiode Silic tốc độ cao có độ rộng vùng trôi điển hình là 10 μ m nên có giới hạn thời gian đáp ứng vào khoảng 0,1 ns.

Quá trình khuếch tán là chậm so với sự trôi của các hạt mang trong vùng có trường điện cao. Vì vậy, để có được photodiode tốc độ cao, các hạt mang photo cần phải được phát ra ở vùng trôi hoặc gần với vùng này để cho thời gian khuếch tán là ít hơn hoặc bằng với thời gian trôi hạt mang. Ảnh hưởng của thời gian khuếch tán dài có thể được xem xét thông qua thời gian đáp ứng photodiode. Thời gian đáp ứng photodiode được mô tả bằng thời gian lên và xuống của đầu ra bộ tách sóng khi bộ tách sóng tiếp nhận một xung tín hiệu quang tại đầu vào. Trong hình 4.3a), chúng ta gọi thời gian lên T_r thường được tính bắt đầu từ 10% đến 90% của sườn trước (sườn lên) của xung đầu ra, thời gian xuống T_f thường được xác định từ điểm 90% đến 10% của sườn sau (sườn xuống) của xung đầu ra. Ở các photodiode nghèo hoàn toàn, thời gian lên T_r và thời

gian xuống T_f là gần như nhau. Tuy nhiên chúng có thể khác nhau ở các mức điện áp thấp, nơi mà photodiode không hoàn toàn nghèo, vì sau thời gian thu nhận, photon mới bắt đầu tham gia vào thời gian lên. Thời gian đáp ứng điển hình của photodiode nghèo một phần được mô tả như hình 4.3b). Các hạt mang nhanh cho phép đầu ra thiết bị lên tới 50 phần trăm giá trị lớn nhất ở khoảng 1 nm. Nhưng các hạt mang chậm gây ra trễ khá lâu trước khi đầu ra tiến tới giá trị lớn nhất của nó.

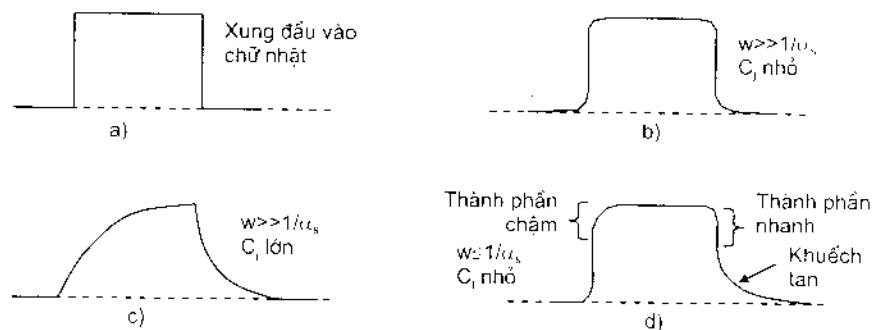


Hình 4.3: Đáp ứng photodiode cho xung quang đầu vào và cho photodiode không hoàn toàn nghèo

Để đạt được hiệu suất lượng tử cao, độ rộng vùng trôi phải lớn hơn $1/\alpha_s$, để sao cho hầu hết ánh sáng được hấp thụ. Đáp ứng đối với xung đầu vào hình chữ nhật của photodiode điện dung thấp có $w \gg 1/\alpha_s$ được mô tả ở hình 4.4b). Thời gian lên và xuống của photodiode theo xung đầu vào hoàn toàn tốt. Nếu điện dung photodiode lớn hơn, thời gian đáp ứng sẽ bị hạn chế bởi hằng số thời gian RC của điện trở tải R_L và điện dung photodiode. Đáp ứng này như hình 4.4c). Nếu vùng trôi quá hẹp, bất kỳ một hạt mang nào được tạo ra trong vật liệu không nghèo sẽ phải khuếch tán trở lại vùng trôi trước khi chúng được thu nhận. Như vậy, thiết bị có các vùng trôi rất mỏng sẽ có hướng phân ra thành các thành phần đáp ứng chậm và đáp ứng nhanh như ở hình 4.4d). Thành phần đáp ứng nhanh ở thời gian lên sẽ ứng với các hạt mang được phát trong vùng trôi, nhưng trái lại thành phần chậm xuất hiện do sự khuếch tán các hạt mang được tạo ra ở trong cự ly L_n bắt đầu từ cạnh của vùng trôi. Ở cuối xung quang, các hạt mang ở trong vùng trôi được thu nhận rất nhanh, điều này tạo ra thành phần đáp ứng nhanh ở trong thời gian xuống. Sự khuếch tán các hạt mang ở trong cự ly L_n của cạnh vùng trôi xuất hiện như một đuôi xung xuống chậm. Cũng như vậy, nếu w quá mỏng, điện dung tiếp giáp sẽ trở lên quá mức. Điện dung tiếp giáp C_j được cho là:

$$C_j = \frac{\epsilon_s A}{w} \quad (4-8)$$

Trong đó ϵ_s là hằng số điện môi của vật liệu bán dẫn, bằng $\epsilon_0 k_s$ trong đó k_s là hằng số cách điện bán dẫn, $\epsilon_0 = 8,8542 \times 10^{-12}$ F/m là hằng số điện môi ở không gian tự do, và A là diện tích vùng khuếch tán.



Hình 4.4: Đáp ứng xung của photodiode với các tham số tách sóng khác nhau

Sự vượt quá mức này sẽ làm tăng hằng số thời gian RC giới hạn thời gian đáp ứng bộ tách sóng. Với độ dày vùng hấp thụ nằm trong khoảng giữa $1/\alpha_s$ và $2/\alpha_s$ thì sẽ dung hòa được đáp ứng tần số cao với hiệu suất lượng tử cao. Nếu R_T là tổng của các điện trở đầu vào tải và bộ khuếch đại, và C_T là tổng các điện dung photodiode và bộ khuếch đại, mà sẽ được mô tả trong sơ đồ phân phân tích về nhiều sau này, thì bộ tách sóng có thể được coi như một bộ lọc thông thấp RC với băng thông là:

$$B_c = \frac{1}{2\pi R_T C_T} \quad (4-9)$$

4.2.2.2. Dòng photo vùng trôi

Khi thảo luận về bộ tách sóng quang, photodiode phải thu tín hiệu quang rất yếu để biến đổi nó thành tín hiệu điện. Tín hiệu quang đi vào thiết bị thông qua lớp p và tạo ra các cặp điện tử - lỗ trống vì nó được hấp thụ trong vật liệu bán dẫn. Các cặp điện tử - lỗ trống ấy mà đã được phát trong vùng trôi hoặc trong độ dài khuếch tán của nó, sẽ được phân cách bởi môi trường điện áp ngược, từ đó dẫn đến dòng điện chảy trong mạch ngoài vì có sự trôi hạt mang ngang qua vùng trôi.

Vì các hạt mang điện tích chảy qua vật liệu, một số các cặp điện tử - lỗ trống sẽ tái hợp và rồi biến mất. Trung bình thì các hạt mang điện tích sẽ chuyển động với một cự ly là L_n đối với các điện tử và L_p đối với các lỗ trống. Cự ly này được gọi là độ dài khuếch tán. Thời gian để hoàn thành sự tái hợp giữa điện tử và lỗ trống được gọi là tuổi thọ của hạt mang và được ký hiệu tương ứng bằng τ_n và τ_p . Các tuổi thọ và độ dài khuếch tán có mối quan hệ như sau:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \text{ và } L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (4-10)$$

ở đây D_n và D_p tương ứng là các hệ số khuếch tán điện tử và lỗ trống, được diễn giải bằng đơn vị centimeter bình phương trên giây (cm^2/s). Ở các điều kiện trạng thái bền vững, mật độ dòng tổng J_{tot} chảy qua vùng trôi là:

$$J_{\text{tot}} = J_{\text{dr}} + J_{\text{sh}} \quad (4-11)$$

Trong đó J_{dr} là mật độ dòng trôi sinh ra từ các hạt mang ở bên trong vùng trôi, và J_{sh} là mật độ dòng khuếch tán có từ các hạt mang được tạo ra ở ngoài vùng trôi trong khối bán dẫn (trong các vùng p và n) và khuếch tán vào tiếp giáp phân cực ngược. Vì lớp p bề mặt của photodiode p-i-n thường là rất mỏng, dòng khuếch tán được xác định chủ yếu bởi sự khuếch tán lỗ trống từ vùng n. Cuối cùng, G. Keiser đã đưa ra kết quả trong [8] như sau:

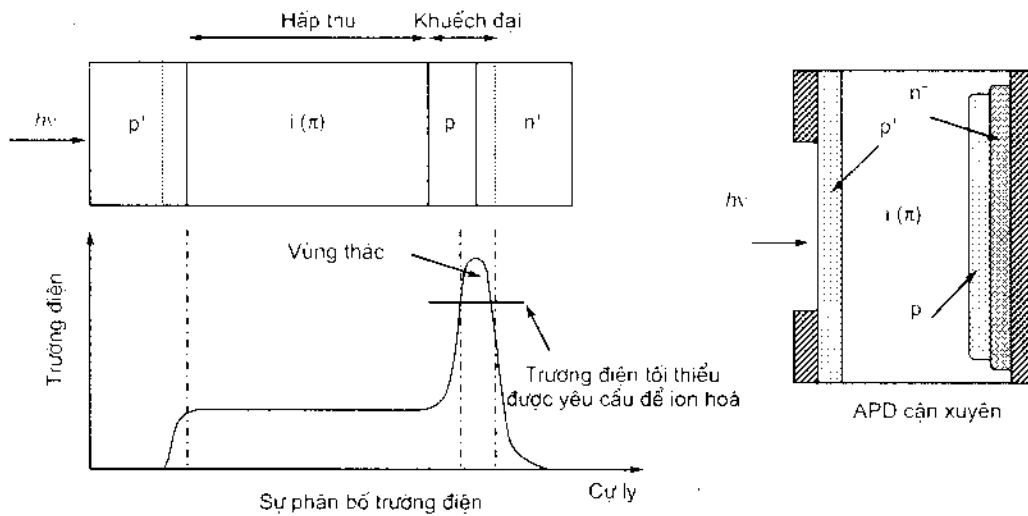
$$J_{\text{tot}} = e\Phi_0 \left(1 - \frac{e^{-\alpha_s w}}{1 + \alpha_s L_p} \right) + eP_{\text{ni}} \frac{D_p}{L_p} \quad (4-12)$$

Ở đây P_{ni} là mật độ lỗ trống cân bằng. Số hạng có liên quan P_{ni} thường là nhỏ để dòng photo được phát ra tỷ lệ với dòng photon Φ_0 .

4.2.3. Photodiode thác APD

Tất cả các bộ tách sóng luôn đòi hỏi một dòng tối thiểu nào đó để hoạt động một cách tin cậy. Dòng này được chuyển thành công suất tối thiểu thông qua quan hệ $P_m = I_p/R$. Vì vậy, các bộ tách sóng có đáp ứng R lớn là cần thiết vì chúng yêu cầu một công suất quang nhỏ hơn là đủ. Chúng ta biết rằng photodiode p-i-n có hạn chế là do tham số R vì giá trị lớn nhất là $R = e/h\nu$ khi mà hiệu suất lượng tử $\eta = 1$. Các photodiode thác APD có giá trị R lớn hơn nhiều so với photodiode p-i-n, vì nó được thiết kế để cho ra sự khuếch đại (tăng ích) dòng bên trong. Sau khi biến đổi các photon thành các điện tử photo, nó khuếch đại ngay dòng photo ở bên trong nó trước khi dòng này đi vào mạch khuếch đại điện tiếp sau và điều này làm tăng mức tín hiệu, dẫn tới độ nhạy thu được tăng lên đáng kể. Để thu được hiệu ứng nhân bên trong, các hạt mang quang sẽ được tăng dần năng lượng tới mức đủ lớn để ion hóa các điện tử xung quanh do va chạm với chúng. Các điện tử xung quanh được đẩy từ vùng hóa trị tới vùng dẫn, rồi tạo ra các cặp điện tử - lỗ trống mới sẵn sàng dẫn điện. Các hạt mang mới được tạo ra này sẽ tiếp tục được gia tốc nhờ điện trường cao và lại có thể phát ra các cặp điện tử - lỗ trống mới khác. Hiện tượng này gọi là hiệu ứng thác. Quá trình thác dẫn tới làm tăng dòng điện tử photo. Đối với photodiode Si, ngưỡng trường điện cần thiết để thu được sự nhân là ở mức 10^5V/cm .

Cấu trúc thông dụng của một photodiode thác APD có thể mô tả như ở hình 4.5. Nó được cấu tạo gồm có vật liệu loại p điện trở suất cao đặt làm lớp epitaxi nền p^+ . Sau đó người ta khuếch tán hoặc cấy lớp n^- (loại n pha tạp nặng). Hai vùng cách nhau bởi một vùng trường điện thấp (nơi mà các photon được hấp thụ và các hạt mang quang trôi theo chiều phân cực của nó) và một vùng trường điện cao (nơi mà các hạt mang được gia tốc và chịu quá trình nhân). Đối với Si, chất kích tạp ở vùng này thường tương ứng là Bo hoặc photpho. Cấu trúc như vậy thường được gọi là cấu trúc cận xuyên p^+ipn^- . Lớp i (hay π) cơ bản là lớp vật liệu tự dẫn có pha tạp một chút p.



Hình 4.5: Sự phân bố trường điện và cấu trúc APD cận xuyên Silic

Về hoạt động của APD có thể hiểu như sau. Khi có một thiên áp phân cực ngược nhỏ đặt vào APD, hầu hết các điện thế rơi ngay qua tiếp giáp pn^- . Vùng trôi sẽ mở rộng theo sự tăng của thiên áp cho tới một giá trị điện áp nào đó mà trường điện đỉnh tại tiếp giáp pn^- vào khoảng 5 đến 10% dưới trường điện cần thiết để gây ra hiệu ứng thác. Tại thời điểm này, vùng trôi chỉ “cận xuyên” tới vùng tự dẫn (vừa tới mức đánh thủng vùng i).

Từ phân tích trên ta thấy rõ ràng rằng các photodiode thác đã khuếch đại tại chỗ dòng photo tín hiệu ban đầu trước khi đi vào mạch đầu vào của bộ khuếch đại điện. Vì dòng photo được nhân trước khi nhiễu nhiệt phát sinh ở mạch điện, cho nên nó làm tăng độ nhạy thu. Để quá trình nhân hạt mang được xảy ra đúng lúc, các hạt mang phát ra dòng photo phải đi qua vùng nơi có điện trường rất cao. Dưới vùng điện trường cao này, một điện tử được gia tốc có thể đủ năng lượng để phát ra các cặp điện tử - lỗ trống mới. Điều này có nghĩa rằng nó ion hoá các điện tử bao quanh trong vùng hoá trị do va chạm với chúng. Cơ chế nhân hạt mang như vậy được gọi là sự ion hoá do va chạm. Các hạt mang mới được tạo ra cũng có thể được gia tốc bằng trường điện cao, khi thu được đủ

năng lượng, chúng có thể tạo ra tiếp quá trình ion hoá va chạm. Như vậy, kết quả thực của quá trình ion hoá do va chạm có nghĩa rằng, chỉ đơn thuần một điện tử ban đầu được phát thông qua quá trình hấp thụ photon sẽ tạo ra nhiều điện tử và lỗ trống thứ cấp.

Cấu trúc của APD trong hình 4.5 là một cấu trúc cận xuyên RAPD (Reach-through APD) tiêu biểu có nhiều trội rất nhỏ. Trong APD, số trung bình các cặp điện tử - lỗ trống được phát ra trong một đơn vị độ dài di chuyển được gọi là hệ số ion hoá (hay tốc độ ion hoá). Nhìn chung, hầu hết các vật liệu đều thể hiện sự khác nhau về hệ số ion hoá điện tử α và hệ số ion hoá lỗ trống β . Đặc tính bộ tách sóng quang được xác định bởi tỷ số $k_\lambda = \beta/\alpha$. Giá trị số của α và β sẽ phụ thuộc vào vật liệu chất bán dẫn và trường điện mà nó gia tốc cho các điện tử và lỗ trống. Trong thực tế, chỉ có Silic là có sự khác nhau đáng kể giữa các hệ số ion hoá điện tử và lỗ trống.

Hệ số nhân M cho tất cả các hạt mang được phát ra trong photodiode APD được cho là:

$$M = \frac{I_M}{I_p} \quad (4-13)$$

Trong đó I_M là giá trị trung bình của dòng tổng đầu ra đã được nhân, và I_p là dòng photo ban đầu chưa được nhân mà đã xác định trong công thức (4-4). Trong thực tế vì không phải mọi cặp hạt mang được phát ra trong photodiode đều cùng được nhân cho nên cơ chế nhân thác là một quá trình thống kê. Vì vậy giá trị M được xác định sẽ phải được diễn giải bằng một giá trị trung bình.

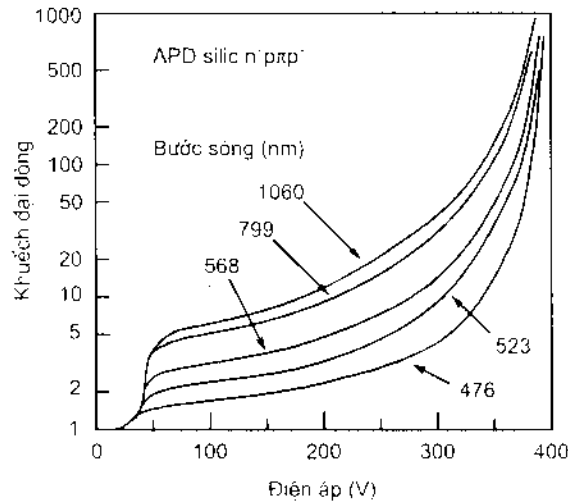
Sự tăng ích dòng đối với các bước sóng khác nhau sẽ phụ thuộc vào điện áp phân cực, ví dụ loại RAPD Silic có đặc tính tăng ích dòng phụ thuộc vào điện áp phân cực như hình 4.6. Sự phụ thuộc của tăng ích vào bước sóng kích thích là thuộc tính của quá trình thác do các điện tử và lỗ trống gây ra khi hầu hết ánh sáng được hấp thụ trong vùng pn^+ giáp với bề mặt bộ tách sóng. Điều này cần được lưu ý đặc biệt đối với các bước sóng ngắn vì ở đây phần lớn công suất quang được hấp thụ gần với bề mặt hơn là các bước sóng dài hơn. Vì ở Si, hệ số ion hóa đối với các lỗ trống là nhỏ hơn đối với các điện tử, cho nên sự tăng ích dòng tổng bị giảm đi ở các bước sóng ngắn.

Do có sự khuếch đại dòng, đáp ứng của APD được tăng bằng hệ số nhân M và được viết như sau:

$$R_{APD} = \frac{\eta e}{h\nu} M = RM \quad (4-14)$$

ở đây R cũng có thể gọi là đáp ứng thuần nhất. Băng tần nội tại của APD phụ thuộc vào hệ số nhân M . Điều này có thể được diễn giải bằng việc chú ý rằng, thời gian chuyển dịch T_i đối với APD không dài hơn thời gian như đã cho ở công thức (4-7), nhưng thực

tế lại tăng đáng kể bởi lẽ đơn giản là do có sự phát ra và lựa chọn các cặp điện tử - lỗ trống thứ cấp mà nó sinh ra một thời gian phụ. Sự khuếch đại của APD sẽ giảm tại tần số cao là do sự tăng về thời gian chuyển dịch làm giới hạn băng tần.



Hình 4.6: Khuếch đại dòng của RAPD silic với các bước sóng khác nhau

Nhìn chung, silic là vật liệu có sự khác nhau đáng kể giữa hệ số ion hoá điện tử và lỗ trống. Vì hệ số ion hoá đối với lỗ trống là nhỏ hơn đối với điện tử trong vật liệu này nên khuếch đại dòng tổng là bị giảm tại bước sóng ngắn. Bảng 4.2 so sánh các đặc tính hoạt động của các photodiode thác loại Si, Ge và InGaAs.

Bảng 4.2: Các đặc tính của photodiode thác APD phổ biến [15]

Tham số (ký hiệu)		Đơn vị	Si	Ge	InGaAs
Bước sóng	λ	μm	0,4 - 1,1	0,8 - 1,8	1,0 - 1,7
Đáp ứng	R_{APD}	A/W	80 - 130	3 - 30	5 - 20
Hệ số nhân	M	-	100 - 500	50 - 200	10 - 40
Hệ số k	k_A	-	0,02 - 0,05	0,7 - 1,0	0,5 - 0,7
Dòng tối	I_{li}	nA	0,1 - 1	50 - 500	1 - 5
Thời gian lên	T_r	ns	0,1 - 2	0,5 - 0,8	0,1 - 0,5
Băng tần	Δf	GHz	0,2 - 1,0	0,4 - 0,7	1 - 3
Thiên áp	V_{li}	V	200 - 250	20 - 40	20 - 30

Trong bảng 4.2, vì k_A đối với silic là rất nhỏ hơn 1, nên các photodiode thác Silic được sử dụng để cho ra các đặc tính tốt hơn. Các photodiode này rất thông dụng cho các hệ thống thông tin quang ở bước sóng 0,85 μm tại tốc độ bit ~ 100 Mbit/s. Đối với các hệ thống hoạt động ở vùng bước sóng từ 1,3 đến 1,6 μm , các photodiode thác APD loại Ge và InGaAs nên được sử dụng vì các vật liệu này hấp thụ ánh sáng trong vùng bước sóng dài. Các photodiode thác loại InGaAs đã được cải tiến có thiết kế phù hợp. Loại

photodiode thác tiêu biểu là loại sử dụng cấu trúc dị thể với lớp InP cho vùng khuếch đại. Vì vùng hấp thụ (lớp InGaAs loại i) và vùng nhân (lớp InP loại n) là cách nhau, cấu trúc này được gọi là SAM (Separate Absorption and Multiplication region). Trong cấu trúc này có sự lệch nhau khá lớn về vùng cấm giữa InP có $E_g = 1,35$ và InGaAs có $E_g = 0,75$. Do bước nhảy vùng hoá trị vào khoảng 0,4 cho nên các lỗ trống phát ra trong vùng InGaAs bị mắc lại tại tiếp giáp dị thể và chúng bị chậm đáng kể trước khi tiến tới vùng khuếch đại (lớp InP). Photodiode thác APD như vậy sẽ có đáp ứng cực kỳ chậm và băng tần lại tương đối hẹp. Để giải quyết vấn đề này, cấu trúc SAM photodiode thác được cải tiến bằng cách sử dụng thêm một lớp khác đặt giữa các lớp hấp thụ và nhân; nó có vùng cấm là trung gian giữa các vùng cấm của lớp InP và InGaAs. Lớp này được làm bằng hỗn hợp bốn vật liệu InGaAsP cùng như vật liệu chế tạo la de bán dẫn. Cấu trúc này được gọi là SAGM (Separate Absorption Grading and Multiplication regions). Nó có tích băng tần khuếch đại là: $MB_c = 70 \text{ GHz}$ với $M = 12$.

Cấu trúc APD thành công nhất cho loại InGaAs là sử dụng cấu trúc siêu lưới đối với vùng nhân. Trong cấu trúc này, vùng nhân dày 231 nm gồm có 11 chu kỳ giếng lượng tử loại InAlGaAs dày 9 nm, được cách nhau bởi các lớp chắn dày 12 nm. Lớp đệm loại InP cách vùng hấp thụ InGaAs bằng vùng nhân siêu lưới. APD loại này cho băng tần 15 GHz với hệ số nhân $M = 10$. Photodiode kiểu này có thể đáp ứng cho các hệ thống thông tin quang hoạt động tại tốc độ bit tới 30 Gbit/s.

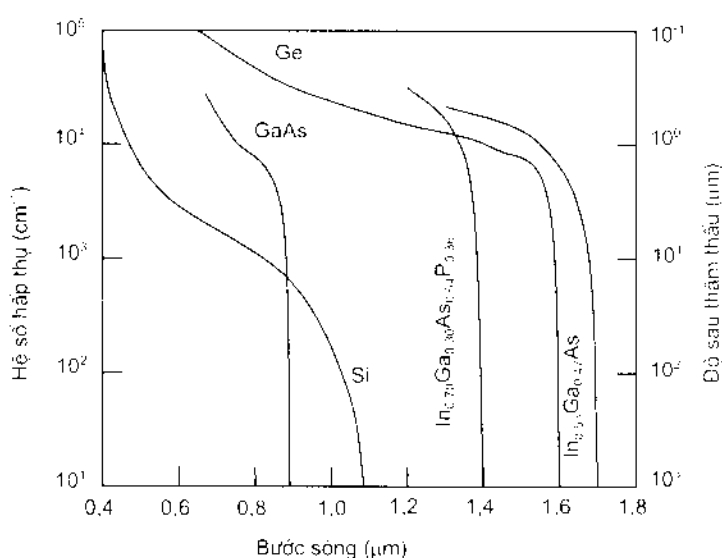
4.2.4. Vật liệu chế tạo photodiode

Trong phần thảo luận về cấu trúc của photodiode ở trên, chúng ta biết về hệ số hấp thụ α và đáp ứng R của thiết bị. Hệ số hấp thụ α của các vật liệu bán dẫn thay đổi lớn theo bước sóng như được chỉ ra ở hình 4.7. Đáp ứng của bộ tách sóng được xác định chủ yếu bởi cấu trúc bộ tách sóng và loại vật liệu được sử dụng. Trong các photodiode thực tế, vật liệu có năng lượng dải cấm hơi ít hơn năng lượng của photon tại bước sóng dài nhất mà ta quan tâm có thể cho ra được đáp ứng tốt nhất và hiệu suất lượng tử cao nhất. Ngoài việc bảo đảm có được hiệu suất và đáp ứng tốt, cấu trúc như vậy cũng giữ được dòng tối của photodiode thấp.

Trong vùng phổ từ 800 nm đến 900 nm, một số các vật liệu khác nhau như Si, Ge, GaAs có thể được sử dụng làm photodiode. Tuy nhiên, Si là vật liệu phù hợp nhất và được dùng cho được nhiều loại thiết bị tách sóng quang. Vật liệu Si có tạp âm thấp nhất, như vậy nó cho ra được độ nhạy thu của bộ thu cao. Hơn thế nữa, công nghệ để phát triển vật liệu này đã đạt được ở mức cao.

Ở bước sóng dài hơn, từ trên 1100 nm đến 1700 nm, sử dụng vật liệu Si là không phù hợp. Đáp ứng của nó quá thấp để sử dụng chế tạo photodiode, các photon trong các bước sóng dài này không có đủ năng lượng để kích thích một điện tử ngang qua được dải cấm 1,17 eV của vật liệu. Trong vùng này, một số các vật liệu được dùng để triển

khái các bộ tách sóng quang như là Ge, InP, InGaAsP, InGaAs, GaAsSb và GaAs. Đối với các photodiode p-i-n và APD hoạt động ở bước sóng dài, InGaAs là vật liệu phù hợp nhất vì nó có thể hấp thụ ánh sáng với bước sóng dài tới 1650 nm [8]. Germanium (Ge) cũng là vật liệu dùng cho bộ tách sóng ở bước sóng dài. Hệ số hấp thụ của nó lớn tới 10^4 cm^{-1} trên vùng bước sóng từ 1100 nm đến 1550 nm. Với các đặc tính này, vật liệu Ge có thể được sử dụng để làm photodiode lý tưởng cho các hệ thống thông tin quang ở bước sóng dài. Nhưng đáng tiếc là Ge lại có một số các nhược điểm của nó. Vì dải cấm của Ge hẹp hơn dải cấm của Si, đồng thời khối lượng là cao hơn nhiều [28], điều này làm hạn chế tăng ích trong photodiode thác APD. Hơn nữa, Ge lại có hệ số nhiễu trội cao trong hiệu ứng nhân thác do tỷ lệ hệ số ion hoá hạt mang chỉ là 2.



Hình 4.7: Hệ số hấp thụ ánh sáng là một hàm số của bước sóng

Một số các vật liệu khác là các hợp kim bán dẫn III-V cũng được sử dụng cho bước sóng dài như là InGaAsP, GaSb, GaAsSb, InGaAs. Đây là các loại vật liệu tốt cho vùng bước sóng dài, vì các dải cấm của các hợp kim như vậy phụ thuộc vào cấu trúc phân tử của chúng, cạnh hấp thụ có thể được lựa chọn bằng cách thay đổi các tập trung phân tử của các nguyên tố thành phần của hợp kim. Các vật liệu này có thể tạo ra được photodiode có tốc độ đáp ứng nhanh, hiệu suất lượng tử cao, và đồng thời thấp.

4.3. TỶ SỐ TÍN HIỆU TRÊN NHIỀU CỦA BỘ TÁCH SÓNG QUANG

Tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR (Signal-to-Noise Ratio) là tham số rất quan trọng trong bộ tách sóng quang. Nó xác định chất lượng bộ thu quang tương tự và là yếu tố chủ yếu quyết định độ nhạy thu của bộ thu quang số (digital). Sau khi lan truyền dọc theo sợi quang, mức công suất tín hiệu quang thường là rất yếu tại bộ thu quang. Tín hiệu quang bị suy hao trong khi lan truyền dọc theo sợi quang. Sợi quang càng dài thì

tín hiệu càng bị suy hao nhiều. Vì vậy trong các hệ thống thông tin quang, các bộ tách sóng quang được yêu cầu là phải tách được tín hiệu quang rất yếu. Để có được một bộ thu quang tốt, bộ tách sóng quang và các mạch điện khuếch đại sau nó phải được kết hợp tối ưu để cho ra được tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR cao. Điều đó có nghĩa là:

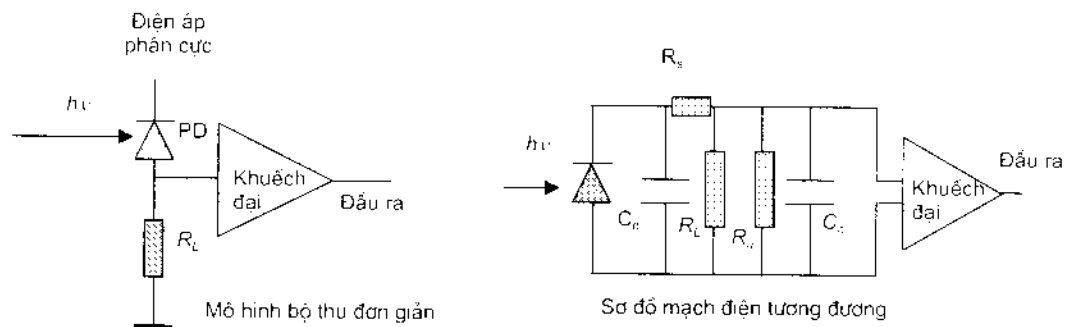
- Bộ tách sóng quang cần có hiệu suất lượng tử cao để phát ra công suất tín hiệu lớn, và
- Nhiễu của bộ tách sóng quang và bộ khuếch đại điện phải càng thấp càng tốt.

Trước hết, ta hãy xem xét các nguồn nhiễu trong bộ tách sóng quang.

4.3.1. Các nguồn nhiễu trong bộ tách sóng quang

4.3.1.1. Các nguồn nhiễu của bộ tách sóng p-i-n

Các nguồn nhiễu trong bộ tách sóng quang bao gồm nhiễu bộ tách sóng sinh ra từ bản chất thống kê của quá trình biến đổi photon thành điện tử và nhiễu nhiệt có liên quan tới các mạch khuếch đại điện trong bộ thu. Trong các bộ tách sóng quang thực tế, hiệu suất lượng tử của photodiode thường là đạt tới giá trị lớn nhất của nó. Vì thế, các dòng nhiễu là các yếu tố chính xác định tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR hoặc công suất quang tối thiểu có thể được tách. Để có được tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ tách sóng quang trong các hệ thống thông tin quang, chúng ta sẽ xem xét dòng photo và các loại nhiễu khác nhau và các quan hệ tương tác của các tham số này.



Hình 4.8: Mô hình đơn giản của một bộ thu tách sóng quang và mạch tương đương của nó

Ta hãy khảo sát một mẫu bộ thu quang sử dụng tách sóng photodiode p-i-n đơn giản được thể hiện như ở hình 4.8. Trong hình này, cả bộ thu đơn giản và mạch tương đương của nó được mô tả. Ở đây R_s là một điện trở nối tiếp có giá trị rất nhỏ, C_n là điện dung tổng, nó gồm điện dung ghép nối và điện dung đóng vỏ thiết bị, R_L là điện trở tải của bộ tách sóng, thông thường thì $R_L \gg R_s$. Trong bộ thu quang, các mạch khuếch đại điện đóng một vai trò rất quan trọng. Để đơn giản, có thể có bộ khuếch đại chính ở sau bộ tiền khuếch đại. Bộ tiền khuếch đại cũng là một bộ khuếch đại quan trọng nhất trong

bộ thu vì nó trực tiếp tham gia vào tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR. Trong hình 4.8, C_d và R_d tương ứng là điện dung và điện trở đầu vào của mạch khuếch đại điện phía sau bộ tách sóng quang.

Khi có một công suất quang đã được điều chế $P(t)$ đi vào photodiode, dòng photo được phát ra tương ứng với tín hiệu quang được viết như sau:

$$i(t) = RP(t) = \frac{\eta e}{h\nu} P(t) \quad (4-15)$$

Dòng photo này bao gồm dòng một chiều I_p là dòng photo trung bình có được từ công suất tín hiệu quang, và dòng tín hiệu $i_s(t)$ có liên quan tới nhiều lượng tử (hay còn gọi là nhiễu bản) có dòng tín hiệu trung bình bình phương $\langle i_s^2 \rangle = \langle i_p^2(t) \rangle$. Quan hệ $I_p = RP_m$ sẽ vẫn còn được duy trì nếu như là I_p như là một dòng trung bình. Tuy nhiên, nhiễu điện được sinh ra từ sự biến động dòng đã làm ảnh hưởng tới đặc tính bộ thu. Để thu được tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR của bộ thu quang, việc xem xét các dạng nhiễu khác nhau là một vấn đề quan trọng để xác định xem SNR là cao hay thấp. Trong bộ tách sóng quang, các nhiễu cơ bản là nhiễu lượng tử, nhiễu dòng tối và nhiễu dòng rò bề mặt.

- Nhiễu lượng tử phát sinh do bản chất thống kê của quá trình tách sóng và tính lựa chọn của các điện tử photo khi có tín hiệu quang đi tới bộ tách sóng quang. Nhiễu lượng tử bắt nguồn từ sự không chắc chắn về thời gian đến của các điện tử hoặc các photon tại bộ tách sóng. Tính thống kê này được thể hiện theo một quá trình Poisson. Đối với bộ tách sóng p-i-n, sự biến đổi nhiễu lượng tử trong băng tần hiệu dụng B_e (hoặc còn gọi là băng tần điện) là giá trị bình phương trung bình của dòng nhiễu lượng tử được cho bởi:

$$\sigma_s^2 = \langle i_{s,th}^2 \rangle = 2eI_p B_e \quad (4-16)$$

Ở đây giá trị này tỷ lệ với giá trị bình phương của dòng photo I_p .

- Nhiễu dòng tối được phát ra từ vật liệu khối của photodiode. Nhiễu dòng tối photodiode là dòng mà nó luôn xuất hiện ngay cả khi không có ánh sáng đi tới photodiode. Dòng tối này chảy qua mạch thiên áp của thiết bị. Vì nó được phát từ vật liệu khối cho nên nó tăng theo các điện tử và (hoặc) lỗ trống được phát theo nhiệt trong tiếp giáp pn của photodiode, và nó cũng được gọi là dòng tối khối i_{th} . Sự biến đổi nhiễu của dòng này được viết như sau:

$$\sigma_{th}^2 = \langle i_{th}^2 \rangle = 2eI_{th} B_e \quad (4-17)$$

Ở đây I_{th} là dòng tối khối ban đầu của bộ tách sóng.

- Dòng rò bề mặt photodiode i_d cũng được xem như là dòng tối bề mặt, hoặc để đơn giản thì gọi là dòng rò. Dòng này phụ thuộc vào sự khiếm khuyết, diện tích bề mặt, mức độ sạch của bề mặt và điện áp định thiên. Biến đổi nhiều của dòng rò như sau:

$$\sigma_d^2 = \langle i_d^2 \rangle = 2eI_d B_v \quad (4-18)$$

Ở đây I_d là dòng rò ban đầu. Để làm giảm dòng rò, cách tốt nhất là sử dụng cấu trúc mắc "ring" bảo vệ, điều này làm rõ các dòng rò cho điện tử tái.

- Một nguồn nhiễu nữa mà nó tham gia vào nhiễu tổng trong bộ thu quang là dòng nhiễu nhiệt i_T . Dòng nhiễu này có một ảnh hưởng đáng kể tới tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ thu quang. Để đơn giản, chúng ta giả thiết trở kháng đầu vào của mạch khuếch đại điện bộ thu là lớn hơn nhiễu so với điện trở tải. Điều này dẫn tới nhiễu nhiệt của nó là nhỏ hơn nhiễu nhiệt từ điện trở tải R_L . Nó có nghĩa rằng dòng nhiễu nhiệt được phát từ điện trở tải bộ tách sóng là chính. Biến đổi nhiễu được cho như sau:

$$\sigma_T^2 = \langle i_T^2 \rangle = (4k_B T / R_L) F_n B_v \quad (4-19)$$

Ở đây k_B là hằng số Boltzman, T là nhiệt độ tuyệt đối (Kenvil). Ký hiệu F_n là hệ số nhiễu được khuếch đại, nó thể hiện một hệ số mà ở đó nhiễu nhiệt tăng do sử dụng các điện trở khác nhau trong mạch tiền khuếch đại và khuếch đại chính [15].

Từ những thành phần nhiễu ở trên, công suất nhiễu tổng được viết là:

$$\sigma^2 = \langle i_{total}^2 \rangle = 2eB_v (I_p + I_d + I_i) + (4k_B T / R_L) F_n B_v \quad (4-20)$$

4.3.1.2. Các nguồn nhiễu của bộ tách sóng APD

Đối với bộ tách sóng APD, các photodiode thác thực hiện khuếch đại bên trong dòng tín hiệu ban đầu bằng hệ số nhân M trước khi tín hiệu đi tới mạch khuếch đại điện phía sau. Đây là nguyên nhân của sự tăng của tỷ số tín hiệu trên nhiễu trong bộ thu quang APD. Nhìn chung, các bộ thu quang photodiode thác cho ra tỷ số tín hiệu trên nhiễu cao hơn so với SNR ở bộ thu p-i-n với cùng một công suất quang đầu vào. Với mức công suất quang tối là P_m , dòng ban đầu I_p được viết như là:

$$I_p = RMP_m = R_{APD}P_m \quad (4-21)$$

Ở đây R_{APD} là đáp ứng của photodiode thác, nó được nhân lên M so với photodiode p-i-n. Vì thế dòng tín hiệu trung bình bình phương $\langle i_s^2 \rangle$ được viết cho APD là:

$$\langle I_s^2 \rangle = \langle I_p^2(t) \rangle M^2 \quad (4-22)$$

Vậy thì tỷ số tín hiệu trên nhiễu hy vọng sẽ được tăng thêm hệ số M^2 nếu như các nhiễu bộ thu không bị ảnh hưởng từ cơ chế khuếch đại bên trong của photodiode APD.

Nhưng đáng tiếc là nhiễu của bộ thu photodiode thác cũng tăng, và tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ thu lại bị giảm đi.

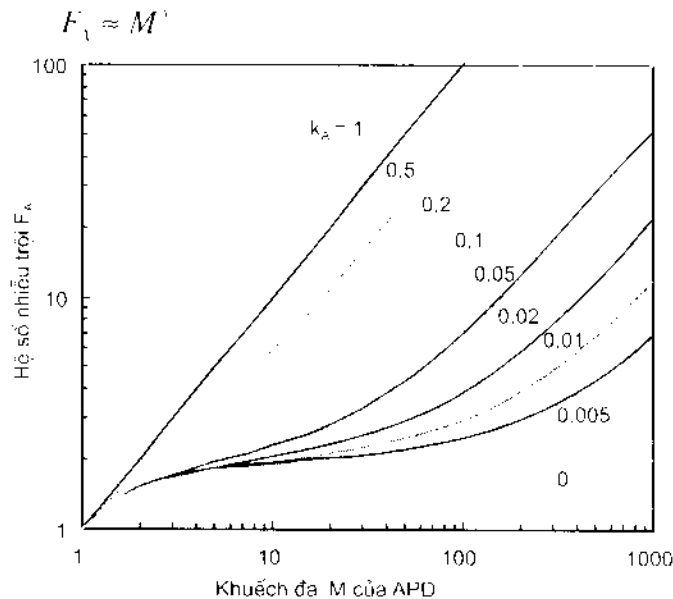
Dựa vào việc thảo luận đối với nhiễu bộ tách sóng p-i-n ở trên, ta có thể tìm thấy các thành phần nhiễu của bộ tách sóng quang APD. Nhiễu lượng tử hoặc nhiễu bản và nhiễu dòng tối sẽ tăng M^2 lần. Điều này có thể tìm thấy trong nhiều sách và tài liệu [1], [8]. Trong khi đó cần lưu ý rằng, quá trình nhân thác là một quá trình hiệu ứng khối, dòng rò bề mặt i_{q1} không bị ảnh hưởng từ khuếch đại thác. Nhiễu nhiệt cũng không chịu ảnh hưởng từ hiệu ứng thác vì nó có nguồn gốc phát sinh từ các thành phần điện không có liên quan tới photodiode thác. Đây không giống như trường hợp của nhiễu lượng tử. Do đó ta có thể viết nhiễu tổng của bộ tách sóng APD như sau:

$$\sigma_{APD}^2 = \langle i_{APDnoid}^2 \rangle = 2eB_e (I_p + I_d) M^2 F_A + 2eB_e I_l + (4k_B T / R_L) F_n B, \quad (4-23)$$

Ở đây F_A là hệ số nhiễu trội của APD phụ thuộc vào M [1], nó có liên quan tới bản chất ngẫu nhiên của quá trình thác. Qua nghiên cứu, người ta tìm ra được [8]:

$$F_A = k_A M + (1 - k_A)(2 - 1/M) \quad (4-24)$$

Từ các kết quả thực nghiệm, F_A được coi là xấp xỉ bằng:



Hình 4.9: Sự phụ thuộc của hệ số nhiễu trội vào M của APD

Tham số x là phân tử gam, và giá trị của nó bằng 0,3 đối với photodiode thác Silic, bằng 0,7 đối với InGaAs, và bằng 1 đối với Germanium ($0 \leq x \leq 1$). Hình 4.9 là kết quả mô phỏng mà chúng tôi đã tính toán để khảo sát sự phụ thuộc của hệ số nhiễu trội F_A vào khuếch đại M .

4.3.2. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu

Từ dòng tín hiệu và các dòng nhiễu được xác định như ở trên, tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR (hay còn gọi là tỷ số tín hiệu trên nhiễu điện eSNR) của bộ thu photodiode được xác định là:

$$SNR = \frac{\text{Công suất tín hiệu từ dòng photo}}{\text{Công suất nhiễu bộ tách sóng} + \text{Công suất nhiễu bộ khuếch đại}} = \frac{I_p^2}{\sigma^2}$$

Ở đây đã sử dụng một thực tế rằng sự biến đổi công suất điện như là bình phương của dòng điện [1][8][15], vậy thì tỷ lệ SNR cho bộ thu photodiode p-i-n được viết là:

$$SNR_{pin} = \frac{R^2 P_m^2}{2eB_e(RP_m + I_d + I_i) + (4k_B T / R_L) F_n B_e} \quad (4-25)$$

Trong giới hạn nhiễu nhiệt, σ_i là nhỏ hơn nhiễu σ_i ($\sigma_i \ll \sigma_i$), vì vậy tỷ số tín hiệu trên nhiễu cho bộ thu photodiode p-i-n thu được trở thành:

$$SNR_{pin} = R^2 P_m^2 \frac{R_L}{4k_B T B_e F_n} \quad (4-26)$$

Còn trong giới hạn nhiễu lượng tử, σ_i là lớn hơn nhiễu σ_i ($\sigma_i \gg \sigma_i$), lúc này ta có:

$$SNR_{pin} = \frac{RP_m}{2eB_e} = \frac{\eta P_m}{2h\nu B_e} \quad (4-27)$$

Trong các bộ thu quang thực tế sử dụng bộ tách sóng p-i-n, nhiễu trội là nhiễu nhiệt i_n . Vì bộ tách sóng có điện trở tải tách sóng, nó sinh ra dòng nhiễu nhiệt khá lớn để tạo ra nhiễu nhiệt. Trong nhiễu bộ thu quang, dòng nhiễu nhiệt hiệu dụng lớn gấp khoảng 20 lần dòng nhiễu lượng tử hiệu dụng, và khoảng 100 lần dòng tối hiệu dụng. Nhiễu dòng tối i_m và dòng dò bề mặt i_d còn có thể được kết hợp lại và gọi chung là nhiễu dòng tối. Vì vậy ta có thể gọi thay thế I_d bởi $(I_d + I_i)$ trong một số các trường hợp để tiện cho việc xem xét các nguồn nhiễu chung của bộ thu. Ngoài ra, nếu việc thiết kế bộ thu không được làm cẩn thận, các phần tử tích cực của mạch khuếch đại có thể tạo ra dòng nhiễu khuếch đại i_{amp} .

Tương tự, ta có thể viết tỷ số tín hiệu trên nhiễu cho bộ thu quang photodiode thác APD như sau:

$$SNR_{APD} = \frac{(MRP_m)^2}{2eB_e(RP_m + I_d)M^2 F_n + 2eB_e I_i + (4k_B T / R_L) F_n B_e} \quad (4-28)$$

Như đã phân tích về nhiễu ở phần trước cho photodiode p-i-n, dòng tối I_d được kết hợp từ $I_d + I_i$, cho nên $\sigma_i^2 = 2e(I_p + I_d)B_e$, ta viết cho bộ thu quang APD như sau:

$$\sigma_{APD}^2 = 2eB_e(RP_m + I_n)M^2F_A \quad (4-29)$$

Trong giới hạn nhiễu nhiệt, σ_n là nhỏ hơn nhiều σ_T ($\sigma_n \ll \sigma_T$), vì vậy tỷ số tín hiệu trên nhiễu cho bộ thu photodiode thác APD thu được trở thành:

$$SNR_{APD} = R^2 M^2 P_m^2 \frac{R_L}{4k_B T B_e F_n} \quad (4-30)$$

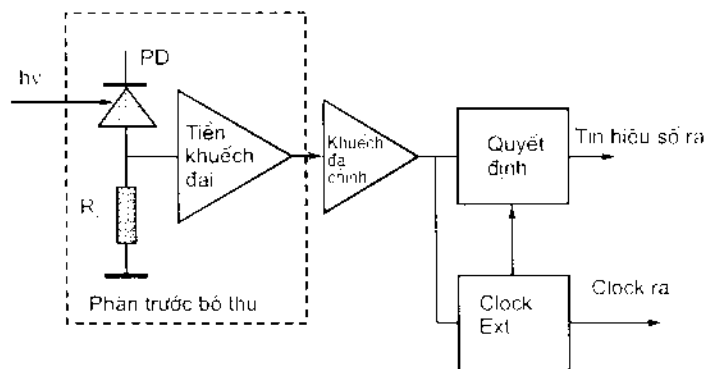
và hy vọng được cải thiện M^2 so với bộ thu photodiode p-i-n. Ngược lại trong giới hạn nhiễu lượng tử, σ_n là lớn hơn nhiều σ_T ($\sigma_n \gg \sigma_T$), lúc này ta có:

$$SNR_{APD} = \frac{RP_m}{2eB_e F_A} = \frac{\eta P_m}{2h\nu B_e F_A} \quad (4-31)$$

và tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR bị giảm đi với hệ số nhiễu trội F_A so với bộ thu photodiode p-i-n

4.4. BỘ THU QUANG

4.4.1. Cấu hình bộ thu quang

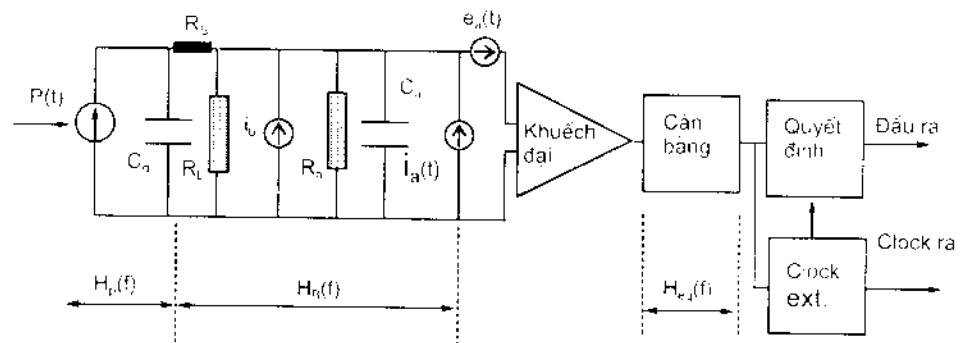


Hình 4.10: Cấu hình của bộ thu quang số tiêu biểu

Bộ thu quang trong hệ thống thông tin quang bao gồm bộ tách sóng quang, bộ khuếch đại điện và mạch xử lý tín hiệu. Các thành phần thiết bị này trong bộ thu có các chức năng tương ứng là biến đổi năng lượng tín hiệu quang yếu đi vào photodiode thành tín hiệu điện và rồi khuếch đại tín hiệu yếu này tới mức đủ lớn để nó có thể được xử lý bằng các mạch điện theo sau. Như đã đề cập ở trên, phần khuếch đại điện của bộ thu quang có thể bao gồm mạch tiền khuếch đại điện (Pre-amplifier) và mạch khuếch đại chính, ta sẽ xét bộ thu với cấu hình này. Hơn nữa, vì hầu hết các hệ thống truyền dẫn quang sử dụng dạng điều chế số (digital), cho nên ở cuốn sách này sẽ tập trung vào phân tích trên bộ thu quang số. Cấu hình tiêu biểu của bộ thu quang sử dụng photodiode được thể hiện ở hình 4.10. Các thành phần của bộ thu này thường được sắp xếp theo

trình tự ba nhóm: phần trước bộ thu (front-end), kênh tuyến tính và phần hồi phục tín hiệu số.

Trong phần đầu của chương này, chúng tôi cũng đã giới thiệu về bộ tách sóng với các thành phần nhiễu của nó để đạt được tỷ số tín hiệu trên nhiễu. Tuy nhiên, cần phải nhấn mạnh rằng kiến thức về tỷ số tín hiệu trên nhiễu điện eSNR tại bộ tách sóng quang là chỉ đủ để đánh giá chất lượng của tín hiệu thu được có đáp ứng được tiêu chuẩn hệ thống đã cho hay không, như trong trường hợp truyền dẫn tương tự cơ bản cho thông tin tiếng nói và video. Nhưng đối với các hệ thống truyền dẫn số, tỷ số tín hiệu trên nhiễu điện tự bản thân nó không là một hình ảnh mang ý nghĩa có giá trị. Điều này có thể được chỉ ra bằng việc xem xét nguyên lý cơ bản của tách sóng số. Trong bối cảnh bộ thu quang số, các nhiễu và méo tín hiệu khác nhau sẽ không thể tránh khỏi trong quá trình thu và có thể dẫn tới lỗi trong việc truyền chuyển tín hiệu thu được. Đồng được lấy ra từ bộ tách sóng thường là rất yếu và bị ảnh hưởng bất lợi do các nhiễu ngẫu nhiên có liên quan tới quá trình tách sóng quang. Để thiết kế bộ thu quang, việc xác định các đặc tính của nó dựa trên các mô hình toán học về các trạng thái bộ thu khác nhau là một việc làm cần thiết. Các mô hình này phải tính tới các thành phần nhiễu và méo, và chúng cần được chỉ ra cho người thiết kế các thành phần nào là có thể lựa chọn để bộ thu đáp ứng được các chuẩn mực đặc tính mong muốn. Tiêu chuẩn có ý nghĩa nhất để xác định đặc tính của hệ thống thông tin số là xác suất xuất hiện lỗi trung bình. Trong khi đó, tiêu chuẩn trung thực thường được đặc trưng dưới dạng tỷ số tín hiệu đỉnh trên nhiễu hiệu dụng trong hệ thống tương tự.



Hình 4.11: Sơ đồ bộ thu quang số

Cấu hình của bộ thu quang số dưới dạng gián đồ được mô tả trong hình 4.11. Ở đây bộ thu quang bao gồm bộ tách sóng quang, bộ khuếch đại điện, mạch cân bằng và mạch quyết định. Ta giả thiết là photodiode p-i-n được sử dụng trong bộ thu này. Bộ tách sóng photodiode có hiệu suất lượng tử η , điện dung C_d . Điện trở R_L là điện trở tải (hoặc điện trở thiên áp R_n) và I_o là dòng nhiễu nhiệt phát ra từ điện trở tải trong bộ tách

sóng. Trong khi đó bộ khuếch đại có điện trở R_a và điện dung C_a tại đầu vào và hai thành phần này được kết hợp thành trở kháng đầu vào do sự mắc song.

Trong cấu hình bộ thu quang này, có hai yếu tố đáng chú ý. Đó là dòng nhiễu đầu vào $i_a(t)$ do nhiễu nhiệt của điện trở đầu vào bộ khuếch đại R_a sinh ra, và nguồn điện áp nhiễu $e_a(t)$ thể hiện nhiễu của kênh bộ khuếch đại. Hai nguồn nhiễu này được coi là thống kê Gaussian, phổ phẳng và không tương quan. Theo sau bộ khuếch đại điện là mạch cân bằng. Mạch này thường là một bộ lọc sharp - tần số tuyến tính, và được dùng để giảm các ảnh hưởng của méo tín hiệu và giao thoa giữa các ký tự ISI. Mạch quyết định ở sau mạch cân bằng để khôi phục tín hiệu và cho ra chuỗi tín hiệu số. Tín hiệu clock (đồng hồ) phải được đưa vào đầu vào quyết định để xác định các thời gian lấy mẫu. Như vậy, để thiết kế bộ thu quang ta xem xét ba thành phần chính cấu trúc nên thiết bị như sau.

Front-end (Phần trước bộ thu quang)

Front-end của bộ thu quang gồm một photodiode và bộ tiền khuếch đại (pre-amplifier) điện. Photodiode biến đổi luồng bit ánh sáng thành tín hiệu điện thay đổi theo thời gian. Bộ tiền khuếch đại điện có vai trò khuếch đại tín hiệu điện cho quá trình xử lý tiếp sau. Việc thiết kế front-end đòi hỏi sự tương xứng giữa tốc độ bit và độ nhạy thu. Khả năng của bộ thu quang có đáp ứng được cho các hệ thống thông tin quang có tốc độ bit cao và cự ly xa hay không phụ thuộc phần lớn vào việc thiết kế front-end thu. Khi sử dụng điện trở tải R_L có giá trị lớn, điện áp đầu vào mạch tiền khuếch đại có thể tăng, và khi đó ta có bộ front-end trở kháng cao. Giá trị R_L lớn có thể giảm nhiễu nhiệt và do đó tăng được độ nhạy thu. Nếu như không quá quan tâm tới độ nhạy thu, ta có thể giảm R_L để tăng băng tần hệ thống, và khi đó ta có bộ front-end trở kháng thấp.

Kênh tuyến tính

Kênh tuyến tính trong bộ thu quang bao gồm bộ khuếch đại chính và mạch cân bằng. Bộ khuếch đại chính thường là bộ khuếch đại có độ khuếch đại cao. Mạch cân bằng ở ngay sau bộ khuếch đại thường là bộ lọc sharp-tần số tuyến tính. Nó được sử dụng để giảm ảnh hưởng của méo và ISI tín hiệu. Trong một số các trường hợp, mạch cân bằng có thể được sử dụng chỉ để hiệu chỉnh đáp ứng tần số điện của bộ tách sóng quang và bộ khuếch đại. Độ khuếch đại của bộ khuếch đại sẽ được điều khiển một cách tự động để giới hạn điện áp đầu ra trung bình tới mức cố định bất kể công suất quang trung bình đến bộ thu như thế nào. Bộ lọc thông thấp sẽ tạo dạng xung điện áp.

Để tính toán với các xung chữ nhật được gửi đến từ phía phát, có thể mô tả như sau. Nếu $P(t)$ là công suất quang thu được trên bộ tách sóng thì chuỗi xung số nhị phân trên bộ tách sóng có thể được diễn giải bằng biểu thức:

$$P(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n h_p(t - nT_b) \quad (4-32)$$

Ở đây b_n là tham số biên độ thể hiện digit tín hiệu thứ n , nó có thể lấy giá trị "1" và "0"; T_b là chu kỳ bit; và $h_p(t)$ là dạng xung bộ thu mà là dương cho mọi t . Nếu ta giả thiết xung đầu vào photodiode không âm, $h(t)$ được chuẩn hoá để có vùng bằng 1 thì:

$$\int_{-\infty}^{\infty} h_p(t) dt = 1 \quad (4-33)$$

Dòng đầu ra trung bình từ photodiode tại thời điểm t có thể viết như sau:

$$\langle i(t) \rangle = \frac{\eta e}{h\nu} P(t) = R \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n h_p(t - nT_b) \quad (4-34)$$

Với R là đáp ứng của photodiode, khi sử dụng APD thì thay bằng R_{APD} .

Dòng này được khuếch đại và được lọc để cho ra điện áp trung bình tại đầu ra của mạch cân bằng được cho bởi tích chập của dòng với đáp ứng xung bộ khuếch đại. Điện áp này được viết:

$$\langle V_{out}(t) \rangle = ARP(t) * h_b(t) * h_{eq}(t) \quad (4-35)$$

Ở đây A là khuếch đại của bộ khuếch đại, $h_b(t)$ là đáp ứng xung của mạch thiên áp, $h_{eq}(t)$ là đáp ứng xung mạch cân bằng, và $*$ là ký hiệu tích chập. Dựa vào hình 4.11, $h_b(t)$ được cho bởi dạng chuyển đổi Fourier ngược của hàm truyền đạt mạch thiên áp $H_b(f)$ và được viết như sau:

$$h_b(t) = F^{-1}[H_b(f)] = \int_{-\infty}^{\infty} H_b(f) e^{j2\pi ft} df \quad (4-36)$$

Ở đây F là ký hiệu thuật toán dạng chuyển đổi Fourier. Hàm truyền đạt dòng thiên áp $H_b(f)$ đơn giản là điện kháng của tổ hợp mắc song song của R_n , R_i , C_a và C_d được viết là:

$$H_b(f) = \frac{1}{1/R + j2\pi fC} \quad (4-37)$$

$$\text{Ở đây } \frac{1}{R} = \frac{1}{R_n} + \frac{1}{R_i} \text{ và } C = C_a + C_d \quad (4-38)$$

Tương tự như ở biểu thức (4-32), điện áp trung bình ở đầu ra mạch cân bằng được viết như sau:

$$\langle V_{out}(t) \rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n h_{out}(t - nT_b) \quad (4-39)$$

$$\text{Ở đây} \quad h_{out}(t) = ARh_p(t) * h_B(t) * h_{eq}(t) \quad (4-40)$$

là dạng của xung được khuếch đại và lọc cô lập. Dạng chuyển đổi Fourier của biểu thức (4-40) có thể được viết như là:

$$H_{out}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h_{out}(t)e^{-j2\pi ft} = ARH_p(f)H_B(f)H_{eq}(f) \quad (4-41)$$

ở đây $H_p(f)$ là hàm chuyển đổi của dạng xung thu được $h_p(t)$, $H_{eq}(f)$ là hàm truyền đạt của bộ cân bằng.

Khôi phục tín hiệu

Phân khôi phục tín hiệu số của bộ thu quang bao gồm mạch quyết định và mạch hồi phục đồng hồ. Mạch quyết định so sánh tín hiệu ra từ kênh tuyến tính với mức ngưỡng tại các thời điểm lấy mẫu được xác định bởi mạch hồi phục đồng hồ, và quyết định xem tín hiệu có tương ứng với bit "1" hoặc "0" hay không. Thời điểm lấy mẫu tốt nhất sẽ ứng với vị trí mà trong đó sự khác nhau về mức tín hiệu giữa các bit "1" và "0" là lớn nhất. Điều này có thể được xác định từ sơ đồ hình mắt được tạo bằng việc xếp chồng các chuỗi xung điện dài 2-3 bit trong chùm bit trên đỉnh với nhau [29]. Thời điểm lấy mẫu tốt nhất tương ứng với độ mở mắt lớn nhất. Vì nhiễu tồn tại ở mọi bộ thu, cho nên sẽ luôn luôn có một xác suất nhất định mà bit có thể được nhận dạng một cách không chính xác tại mạch quyết định. Tuy nhiên, bộ thu quang số có thể có giá trị tỷ số lỗi bit rất nhỏ là do mạch quyết định thường được thiết kế để hoạt động theo cách như vậy.

4.4.2. Các nguồn lỗi trong bộ thu quang

Nhìn chung, việc thiết kế bộ thu quang là phức tạp hơn nhiều so với thiết kế bộ phát quang vì bộ thu phải tách sóng các tín hiệu yếu và bị méo dạng, rồi quyết định xem tín hiệu số loại nào đã được phát tới từ phía phát. Quá trình tách sóng trong bộ tách sóng quang của bộ thu quang phải chịu ảnh hưởng từ các nhiễu khác nhau và các tác động khác có liên quan tới tách sóng tín hiệu trong thiết bị. Các nguồn nhiễu không mong muốn này xuất phát từ nhiễu yếu tố. Các nguồn nhiễu có thể đến từ ngoài hệ thống như nhiễu khí quyển, và nhiễu của thiết bị nào đó, hoặc có từ bên trong bản thân hệ thống. Trong cuốn sách này, chúng ta sẽ xem xét nhiễu bên trong của hệ thống. Nhiễu này được phát ra từ những sự không ổn định tự phát của dòng điện hoặc điện áp trong mạch điện. Như đã phân tích ở trên, nhiễu lượng tử (nhiều bắn) và nhiễu nhiệt là hai nhiễu trội trong bộ thu quang. Tốc độ đến ngẫu nhiên của các photon là nguyên nhân sinh ra nhiễu lượng tử trong bộ tách sóng quang. Nhiễu này luôn phụ thuộc vào mức tín hiệu, vậy thì nó rất quan trọng cho bộ thu sử dụng photodiode p-i-n thường có các mức đầu vào quang lớn. Đặc biệt khi sử dụng bộ tách sóng APD, nhiễu lượng tử còn

tăng lên từ bản chất thống kê của quá trình nhân thác; và mức nhiễu có thể tăng theo hệ số nhân M . Nhiễu nhiệt sinh ra từ điện trở tải của bộ tách sóng và các mạch điện khuếch đại trong bộ thu quang. Loại nhiễu này sẽ là trội khi bộ tách sóng photodiode p-i-n có tỷ số tín hiệu trên nhiễu (SNR) thấp. Vì nhiễu nhiệt là nhiễu có bản chất Gaussian, chúng có thể được hạn chế nhờ việc áp dụng các giải pháp kỹ thuật chuẩn. Việc thảo luận các nguồn nhiễu này đã được viết trong nhiều sách và bài báo. Trong các tài liệu ấy, thông thường thì việc phân tích các nguồn nhiễu và dẫn dắt xác suất lỗi có liên quan tới sự phát động photo đều là phức tạp.

Đồng photo ban đầu được phát từ photodiode là một quá trình Poisson biến đổi theo thời gian có từ sự đến ngẫu nhiên của các photon tại bộ tách sóng. Khi có một công suất tín hiệu quang $P(t)$ tới bộ tách sóng quang, số trung bình các cặp điện tử - lỗ trống $\langle N \rangle$ được phát trong thời gian τ được cho như sau:

$$\langle N \rangle = \frac{\eta}{h\nu} \int_0^\tau P(t) dt = \frac{\eta E}{h\nu} \quad (4-42)$$

Ở đây η là hiệu suất lượng tử, $h\nu$ là năng lượng photon, và E là năng lượng thu được trong khoảng thời gian τ . Trong bộ thu quang thực tế, số các cặp điện tử - lỗ trống thực sự m được phát ra sẽ dao động quanh số trung bình theo phân bố Poisson. Vì thế xác suất $P_i(m)$ mà m cặp điện tử - lỗ trống được phát trong khoảng τ sẽ là:

$$P_i(m) = \langle N \rangle^m \frac{e^{-\langle N \rangle}}{m!} \quad (4-43)$$

Trên thực tế, không thể dự báo chính xác có bao nhiêu cặp điện tử - lỗ trống là được phát ra từ một công suất quang đã cho đi đến photodiode. Đó là nguồn gốc của nhiễu lượng tử. Một nguồn nhiễu khác phát sinh từ sự dẫn xung trong sợi quang, và loại nhiễu này được gọi là nhiễu giao thoa giữa các ký tự ISI. Mỗi một xung tín hiệu thường được đặc trưng một khe thời gian nhất định, khi xung này được phát đi, hầu hết năng lượng của xung có thể đi tới bộ thu quang trong khe thời gian tương ứng. Vì các xung bị dẫn trái trong quá trình lan truyền dọc theo sợi, một phần năng lượng được phát sẽ dẫn sang các khe thời gian lân cận. Sự có mặt của năng lượng này ở khe thời gian lân cận sẽ làm cho tín hiệu giao thoa, và đây là giao thoa giữa các ký tự (các xung).

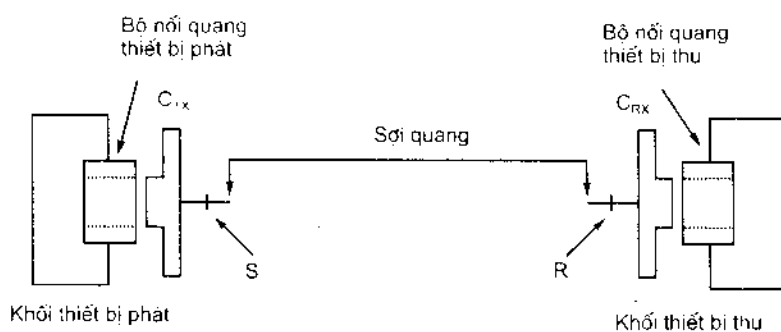
4.5. ĐỘ NHẠY THU CỦA BỘ THU QUANG

4.5.1. Giới thiệu về độ nhạy thu quang

Độ nhạy của bộ thu quang là yếu tố quan trọng nhất đánh giá khả năng và chất lượng của hệ thống thông tin sợi quang. Độ nhạy cao thể hiện một khả năng để thu được mức công suất quang rất thấp. Độ nhạy thu cao cho phép thiết kế được các hệ

thông tin quang tốc độ cao và cự ly xa. Độ nhạy của bộ thu quang bị tác động trực tiếp từ tỷ số tín hiệu trên nhiễu (SNR) của bộ tách sóng quang. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu càng cao thì bộ thu quang càng có được độ nhạy cao hơn. Trong bộ thu quang, độ nhạy thu cao hơn có nghĩa là mức công suất thu được càng nhỏ đi với cùng một chỉ tiêu chất lượng truyền dẫn. Như đã thảo luận ở trên, tỷ số tín hiệu trên nhiễu điện $eSNR$ tại bộ tách sóng chỉ đủ để đánh giá xem liệu chất lượng của tín hiệu thu được trong trường hợp truyền dẫn tương tự video hoặc tiếng nói có đáp ứng được tiêu chuẩn hệ thống đã cho hay không. Còn đối với các hệ thống thông tin số, bản thân $eSNR$ của bộ tách sóng không là một hình ảnh có giá trị. Điều này có thể được chỉ ra bằng việc phân tích nguyên lý cơ bản của bộ tách sóng số.

Trong thông tin truyền dẫn số, các tín hiệu quang được tạo bởi các ký hiệu "đánh điểm" và "khoảng trống", được truyền tải bằng ánh sáng đã điều chế. Các ký tự này thường được gọi là "1" và "0" tương ứng. Đối với các đặc tính của hệ thống truyền dẫn quang digital, độ nhạy của bộ thu quang số luôn luôn bị ràng buộc bởi tỷ số lỗi bit BER (Bit Error Rate). Độ nhạy cần phải được thể hiện bởi một công suất quang có thể thu được càng nhỏ càng tốt mà vẫn bảo đảm được tỷ số lỗi bit đã cho. Các khái niệm về độ nhạy thu quang được xác định nhìn chung là thoả mãn với các điều kiện về quan hệ giữa công suất thu được và BER. Các giá trị của BER khác nhau là tuỳ thuộc vào các yêu cầu và chất lượng của từng hệ thống truyền dẫn. Hầu hết các tiêu chuẩn về lỗi bit cho độ nhạy thu quang của các hệ thống truyền dẫn được ITU-T đưa ra.



Hình 4.12: Sự thể hiện của giao diện hệ thống truyền dẫn quang [29]

Theo khuyến nghị của ITU-T, giá trị độ nhạy thu ứng với các BER khác nhau cho các ứng dụng khác nhau đã được định nghĩa. Nhìn chung, để xác định các tham số trong các hệ thống truyền dẫn quang mà trong đó độ nhạy thu quang, các giao diện hệ thống đường truyền quang đã được ITU-T qui định như ở hình 4.12 [29]. Trong hình này, điểm S là điểm tham chiếu trên sợi quang ở ngay sau bộ nối quang phía phát C_{TX} , và điểm R là điểm tham chiếu trên sợi quang ở ngay trước bộ nối quang phía thu C_{RX} . Các tham số quang được đặc trưng cho bộ phát tại điểm S, cho bộ thu tại điểm R, cho luồng quang giữa hai điểm S và R từ cấu hình này. Các tham số xác định có liên quan

tới mục tiêu thiết kế đoạn truyền dẫn quang của tỷ số lỗi bit BER. Các BER đều được xác định không xấu hơn trong dải từ 1×10^{-6} đến 1×10^{-12} cho các hệ thống thông tin quang. Các định nghĩa về độ nhảy của bộ thu quang được xác định như sau: Độ nhảy thu được xác định là giá trị công suất thu được trung bình nhỏ nhất có thể chấp nhận được tại điểm R để đạt được tỷ số lỗi bit BER bằng 1×10^{-6} đến 1×10^{-7} cho các hệ thống PDH, và 1×10^{-10} cho các hệ thống SDH tại STM-1, STM-4 và STM-16 mà không có khuếch đại quang. Độ nhảy thu cũng được xác định tại điểm giao diện luồng chính R (MPI-R) cho các hệ thống đơn kênh quang và R_n cho các hệ thống nhiều kênh quang để đạt được $BER = 1 \times 10^{-12}$ cho các hệ thống có khuếch đại quang và SDH tại STM-64 [29, 30, 31, 32, 33].

Trong định nghĩa này, độ nhảy thu có tính tới đến bù công suất gây ra do sử dụng bộ phát ở các điều kiện hoạt động chuẩn với các giá trị trong trường hợp xấu nhất về tỷ số phân biệt, các thời gian xung lên và xuống, suy hao phản hồi quang tại điểm S, sự xuống cấp của bộ nối quang phía thu và sai số tính toán. Độ nhảy thu không bao gồm những mất mát (đến bù) về công suất liên quan tới tán sắc, jitter, hoặc các phản xạ từ các luồng quang. Các ảnh hưởng này được xác định riêng rẽ trong sự phân cấp sự thiệt thòi luồng quang lớn nhất. Cũng cần lưu ý rằng, các ảnh hưởng về độ già hoá là không được xác định riêng rẽ vì chúng thường là vấn đề thảo luận của người khai thác mạng lưới và nhà chế tạo cung cấp thiết bị. Dự phòng tiêu biểu giữa thời điểm bắt đầu và kết thúc của tuổi thọ cho bộ thu hoạt động ở nhiệt độ danh định, tương ứng ở trường hợp xấu nhất mong muốn là từ 2 đến 4 dB.

Như vậy, có thể hiểu vắn tắt rằng độ nhảy của bộ thu quang được xác định là mức công suất quang trung bình thu được nhỏ nhất có thể chấp nhận được tại điểm tham chiếu trên sợi quang ở ngay trước bộ nối quang phía thu mà vẫn duy trì được một tỷ lệ lỗi bit BER định trước. Để xem xét độ nhảy thu quang, chúng ta hãy tập trung phân tích trong phần sau đây.

4.5.2. Độ nhảy thu và tỷ số lỗi bit của bộ thu quang

4.5.2.1. Tỷ số lỗi bit trong bộ thu quang

Bộ thu quang trong hệ thống thông tin quang số điều biến cường độ - tách sóng trực tiếp IM-DD gồm có một bộ tách sóng quang, bộ khuếch đại điện, mạch cân bằng, và mạch quyết định. Khi đi tới đầu vào photodiode, tín hiệu quang được biến đổi thành tín hiệu điện tương ứng. Vì tín hiệu điện sau khi tách sóng là rất yếu, nó được khuếch đại tại mạch tiền khuếch đại và rồi được lọc qua mạch cân bằng. Sau đó tín hiệu điện này được so sánh với mức ngưỡng tại mạch quyết định để thu được xung mong muốn (bit "1" hoặc "0") trong khe thời gian của nó. Trong trường hợp lý tưởng, khi "1" được thu, tín hiệu đầu ra $V_{out}(t)$ phải cao hơn điện áp ngưỡng, và khi "0" được thu thì có

nghĩa rằng tín hiệu đầu ra phải thấp hơn điện áp ngưỡng. Tuy nhiên, trong bộ thu quang thực tế, các nhiễu khác nhau và sự giao thoa từ các xung lân cận có thể gây ra sự trệch khỏi giá trị trung bình của $V_{out}(t)$, và xảy ra lỗi trong hệ thống. Ta nhớ lại rằng tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ tách sóng quang nhìn chung là không hoàn toàn có ý nghĩa giá trị cho loại tách sóng tín hiệu số. Hình ảnh có giá trị cho tách sóng ở đây là xác suất lỗi có liên quan tới mức tín hiệu đã cho và công suất nhiễu. Nội dung về xác suất lỗi ở đây sẽ cho khả năng phỏng đoán xem có bao nhiêu bit trung bình có thể được truyền thành công qua một hệ thống truyền dẫn trên một khoảng thời gian đã cho.

Để xác định được tỷ số lỗi xảy ra, ta có thể sử dụng cách tiếp cận chung bằng cách chia số các xung lỗi xảy ra N_e trên tổng số các xung N_t trong khoảng thời gian xác định t . Nó được gọi là tỷ số lỗi bit BER và viết như sau:

$$BER = \frac{N_e}{N_t} \quad (4-44)$$

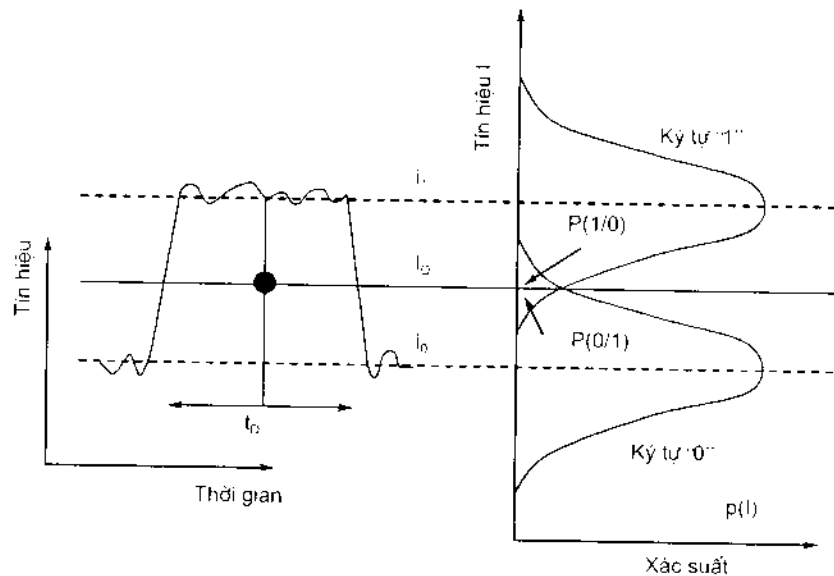
Tỷ số lỗi bit BER phụ thuộc vào tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR (hay eSNR). Như vậy, với $BER = 2 \times 10^{-6}$ sẽ tương ứng với trung bình có 2 lỗi xảy ra trong một triệu bit. Để xác định BER tại bộ thu, sự phân bố xác suất tín hiệu tại đầu ra của mạch cân bằng là rất quan trọng vì rằng điều đó sẽ quyết định xem "1" hay là "0" được gửi đi từ phía phát. Với những lý do như vậy, ta hãy xem xét chủ đề này thông qua hệ thống thông tin số với các xung "1" và "0". Hình 4.13 mô tả cơ chế tín hiệu dao động bất thường bởi một mạch quyết định mà nó lấy mẫu tại hàng số quyết định t_D được xác định thông qua sự phục hồi đồng hồ. Giá trị lấy mẫu I sẽ dao động từ bit sang bit xung quanh giá trị trung bình $\langle i_0 \rangle$ hoặc $\langle i_1 \rangle$ tùy thuộc vào bit tương ứng là "0" hoặc "1" trong trùn bit. Mạch quyết định sẽ so sánh giá trị đã lấy mẫu với giá trị ngưỡng I_D và gọi nó là bit "0" nếu $I < I_D$ hoặc là bit "1" nếu $I > I_D$. Lỗi xảy ra nếu như $I > I_D$ đối với bit "0" do nhiễu bộ thu sinh ra, và lỗi cũng sẽ xảy ra với bit "1" nếu như $I < I_D$. Cả hai nguồn nhiễu có thể được gộp lại bởi xác suất lỗi gọi là tỷ số lỗi bit BER và được xác định như sau:

$$BER = p(0)P(1/0) + p(1)P(0/1) \quad (4-45)$$

ở đây $P(1/0)$ thể hiện một xác suất có điều kiện đối với mạch quyết định điện phát hiện (tách ra) nhầm ký tự "1" khi "0" được phát từ phía phát tới, và $P(0/1)$ biểu thị xác suất có điều kiện đối với mạch quyết định điện phát hiện nhầm ký tự "0" khi "1" được gửi tới. Các số hạng $P(0)$ và $P(1)$ biểu thị xác suất rằng "0" và "1" là được phát tương ứng. Trong trường hợp khi mà số các bit N trong chuỗi tín hiệu là lớn (tức là $n \geq 215$), việc truyền dẫn "0" và "1" được coi là ngang nhau tức là $P(0) \approx P(1) \approx 0,5$; khi đó ta có thể viết từ biểu thức (4-45) như sau:

$$BER = \frac{P(1/0) + P(0/1)}{2} \quad (4-46)$$

Trong công thức (4-45), điều quan trọng bây giờ là lựa chọn ngưỡng quyết định mà tại đó BER có giá trị nhỏ nhất. Vì tính thống kê của điện áp đầu ra tại thời điểm lấy mẫu là rất phức tạp, tính toán chính xác là cả quá trình khó và lại tẻ nhạt. Hiện tại đã có vài phương pháp xấp xỉ khác nhau được áp dụng để tính toán đặc tính của bộ thu quang bit nhị phân. Phương pháp đơn giản nhất là dựa trên tính xấp xỉ Gaussian. Trong phương pháp này được giả thiết rằng, khi có một chuỗi các xung quang được biết, điện áp đầu ra mạch cân bằng $V_{om}(t)$ là biến ngẫu nhiên Gaussian. Vì thế, để tính toán xác suất lỗi, ta chỉ cần biết sự chệch tiêu chuẩn và trung bình của điện áp tín hiệu đầu ra mạch cân bằng.



Hình 4.13: Tín hiệu dao động được phát ra tại bộ thu và mật độ xác suất Gaussian của các bit "1" và "0"

Quá trình tích phân là tương đương để tính đến các điện tử photo (các cặp điện tử - lỗ trống) được phát ra trong chu kỳ bit. Bằng cách giả thiết rằng các phân bố xác suất của lượng đếm điện tử photon cho các bit "1" và "0" tương ứng là $P_n(1)$ và $P_n(0)$; và rằng mức quyết định là I_D , các xác suất có điều kiện trong (4-45) được cho như sau:

$$P(1/0) = \sum_{n=I_D}^{\infty} P_n(0) \quad (4-47)$$

$$P(0/1) = \sum_{n=0}^{I_D-1} P_n(1) \quad (4-48)$$

Hình 4.13 chỉ ra $P(1/0)$ và $P(0/1)$ phụ thuộc như thế nào vào hàm mật độ xác suất $p(I)$ của giá trị được lấy mẫu I . Dạng hàm số $p(I)$ sẽ tùy thuộc vào tính thống kê của nguồn nhiễu đối với các biến động dòng. Như đã thảo luận về các nguồn nhiễu của bộ tách sóng quang tại phần trước, vì dòng tới I_d (lấy từ $I_d + I_p$) cũng phát ra nhiễu lượng tử, nên sự đóng góp của nó được lấy từ việc thay thế dòng photo ban đầu I_p bằng $I_p + I_d$ (hoặc là $I_p + I_d + I_p$). Dòng này được phát ra từ photodiode là một quá trình Poisson biến đổi theo thời gian xuất phát từ sự đến ngẫu nhiên của các photon tại bộ tách sóng. Trong thực tế thì tính thống kê Poisson này có thể xấp xỉ bằng thống kê Gaussian. Mật khác dòng nhiễu nhiệt i_r cũng được mô tả bằng thống kê Gaussian. Với những lý do đó, ta có biến đổi nhiễu của nhiễu lượng tử (nhiều bản) tổng có thể được viết là:

$$\sigma_i^2 = 2e(I_p + I_d)B_r \quad (4-49)$$

và biến đổi nhiễu nhiệt như sau:

$$\sigma_i^2 = \frac{4k_B T B_r}{R_L} F_n \quad (4-50)$$

Vì tổng của hai biến đổi ngẫu nhiên Gausssian cũng là một biến đổi ngẫu nhiên Gaussian, cho nên giá trị được lấy mẫu I có một hàm mật độ xác suất Gaussian với biến đổi $\sigma^2 = \sigma_i^2 + \sigma_r^2$.

Trong việc phân tích này, nếu $\langle i_0 \rangle$ và $\langle i_1 \rangle$ là các dòng trung bình, σ_0^2 và σ_1^2 là các biến đổi nhiễu tương ứng từ các dòng photo trung bình liên quan tới các bit "0" và "1", và I_D là mức quyết định, thì các xác suất lỗi có điều kiện $P(1/0)$ và $P(0/1)$ được xác định như sau:

$$P(1/0) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \int_{I_D}^{\infty} \exp \left[-\frac{(I - \langle i_0 \rangle)^2}{2\sigma_0^2} \right] dI = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{I_D - \langle i_0 \rangle}{\sigma_0 \sqrt{2}} \right) \quad (4-51)$$

$$P(0/1) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{I_D} \exp \left[-\frac{(I - \langle i_1 \rangle)^2}{2\sigma_1^2} \right] dI = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\langle i_1 \rangle - I_D}{\sigma_1 \sqrt{2}} \right) \quad (4-52)$$

Thay thế các biểu thức (4-51) và (4-52) vào biểu thức (4-46) ta thu được:

$$BER(I_D) = \frac{1}{4} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{\langle i_1 \rangle - I_D}{\sigma_1 \sqrt{2}} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{I_D - \langle i_0 \rangle}{\sigma_0 \sqrt{2}} \right) \right] \quad (4-53)$$

Như vậy, từ biểu thức (4-53) ta thấy BER phụ thuộc vào mức quyết định I_D , và ta viết các tham số:

$$Q_1 = \frac{\langle i_1 \rangle - I_D}{\sigma_1} \text{ và } Q_0 = \frac{I_D - \langle i_0 \rangle}{\sigma_0} \quad (4-54)$$

Trong thực tế I_D được tối ưu để giảm tới mức nhỏ nhất BER. Giá trị nhỏ nhất có được khi I_D được chọn sao cho $Q_1 = Q_0 = Q$. Vì vậy, từ các biểu thức trong (4-54) ta thu được mức quyết định I_D như sau:

$$I_D = \frac{\sigma_1 \langle i_0 \rangle + \sigma_0 \langle i_1 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (4-55)$$

Hệ số Q (hay còn gọi là tham số Q) tương ứng được lấy từ các phương trình (4-54) và (4-55) có thể viết như sau:

$$Q = \frac{\langle i_1 \rangle - \langle i_0 \rangle}{\sqrt{\sigma_1^2} + \sqrt{\sigma_0^2}} \quad (4-56)$$

Khi $\sigma_1 = \sigma_0$, $I_D = (\langle i_1 \rangle + \langle i_0 \rangle)/2$ mà nó ứng với thiết lập ngưỡng quyết định ở giữa. Từ các phương trình (4-53) và (4-54), tỷ số lỗi bit BER với sự thiết lập tối ưu mức ngưỡng quyết định được viết là:

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (4-57)$$

Ở đây đã áp dụng hàm $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$ là hàm lỗi phụ, trong đó $\operatorname{erf}(x)$ là hàm lỗi. Hàm $\operatorname{erf}(x)$ được viết dưới dạng chuỗi như sau:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(2n+1)} x^{2n+1} \quad (4-58)$$

Sau khi thay thế biểu thức (4-58) vào biểu thức (4-57), BER được viết như sau:

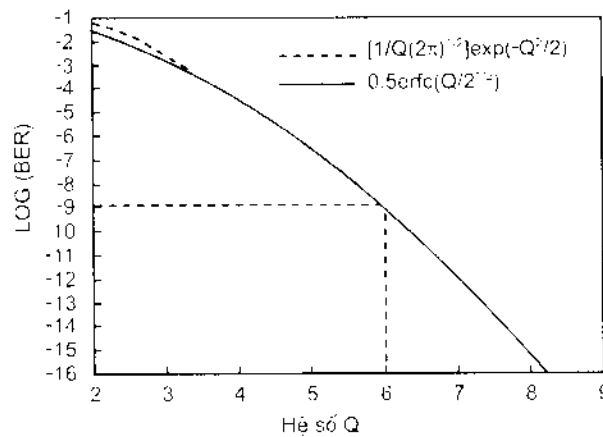
$$BER = \frac{1}{Q\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{Q^2}{2} \right) + \frac{Q}{2\sqrt{2\pi}} \left[\frac{\sqrt{2\pi}}{Q} - 2 - \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{Q^2}{2} \right)^n \frac{1}{(n+1)!(2n+1)} \right] \quad (4-59)$$

Trong biểu thức (4-59), nếu chúng ta giữ số hạng đầu tiên thì có thể viết BER xấp xỉ bằng:

$$BER \approx \frac{1}{Q\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{Q^2}{2} \right) \quad (4-60)$$

Hình 4.14 là kết quả tính toán mô phỏng đường cong BER như là một hàm số của hệ số Q được xác định từ công thức (4-57) và bằng biểu thức xấp xỉ (4-60). Công thức

(4-60) là rất chính xác khi $Q > 3$. Từ đường cong ta thấy BER sẽ được cải thiện khi Q tăng và trở nên nhỏ hơn 10^{-12} khi $Q > 7$. Độ nhạy thu ứng với công suất quang trung bình đối với $Q = 6$ sẽ có $BER = 10^{-9}$.



Hình 1.14: Tỷ lệ lỗi bit BER là một hàm của hệ số Q

4.2.2. Độ nhạy thu của bộ thu quang

Quan hệ giữa tỷ số lỗi bit BER và độ nhạy thu quang đã được thảo luận ở phần trên. Như ta đã biết rằng độ nhạy thu là giá trị công suất quang trung bình thu được nhỏ nhất có thể chấp nhận được với BER đã cho. Như vậy thì biểu thức (4-60) có thể được p dụng để tính toán công suất quang tối thiểu mà bộ thu quang cần để hoạt động tin cậy với một tỷ số lỗi bit có giá trị xác lập. Khi tính toán độ nhạy thu, công suất quang đến photodiode là một yếu tố quan trọng. Vì thế hệ số Q nên có quan hệ với công suất quang đến bộ tách sóng, và đây cũng là mục tiêu của phần này.

Bộ thu quang photodiode p-i-n

Để đơn giản hoá việc tính toán, trước hết chúng ta hãy trong trường hợp bộ thu quang photodiode p-i-n. Ta hãy xem xét trường hợp giả thiết rằng bit "0" không mang công suất quang để sao cho $P_0 = 0$, vậy thì $\langle i_1 \rangle = 0$. Nếu gọi $\langle P_{\text{m}} \rangle$ là công suất quang trung bình được thu thì đó là giá trị trung bình của cả các bit "1" và "0", và có thể viết như là:

$$\langle P_{\text{m}} \rangle = \frac{P_1 + P_0}{2} \quad (4-61)$$

Trong khi đó công suất P_1 tại các bit "1" có liên quan tới $\langle i_1 \rangle$ trong bộ tách sóng quang p-i-n như sau:

$$\langle i_1 \rangle = RP_1 = 2R\langle P_{\text{m}} \rangle \quad (\text{với } P_0 = 0) \quad (4-62)$$

Như đã thấy từ các công thức (4-49) và (4-50), các biến đổi nhiễu RMS là σ_i và σ_o bao gồm các thành phần của cả nhiễu lượng tử và nhiễu nhiệt, vì vậy chúng có thể được viết như sau:

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_T^2} \quad \text{và} \quad \sigma_o = \sigma_T \quad (4-63)$$

Bỏ qua thành phần dòng tối, các biến đổi nhiễu có thể viết như sau:

$$\sigma_s^2 = 2e(2R\langle P_{rec} \rangle) B_c \quad (4-64)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{4k_B T B_c}{R_L} F_n \quad (4-65)$$

Bằng cách sử dụng các biểu thức (4-56) xác định hệ số Q đến biểu thức (4-63), hệ số Q được cho như sau:

$$Q = \frac{\langle i_i \rangle}{\sigma_i + \sigma_o} = \frac{2R\langle P_{rec} \rangle}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_T^2} + \sigma_T} \quad (4-66)$$

Để dẫn giải điều này, với một giá trị BER xác định, ta có thể tìm được tham số ζ bằng cách sử dụng biểu thức (4-60), rồi từ biểu thức (4-66) sẽ tìm ra được độ nhạy thu $\langle P_{rec} \rangle$ của bộ thu quang. Bằng cách giải phương trình này với hệ số Q đã cho, độ nhạy thu của bộ thu quang photodiode p-i-n được tìm thấy như sau:

$$\langle P_{rec} \rangle_{p-i-n} = \frac{Q}{R} (eB_c Q + \sigma_T) \quad (4-67)$$

Trong biểu thức (4-67) này, độ nhạy thu $\langle P_{rec} \rangle$ phụ thuộc vào các tham số bộ thu khác nhau. Như vậy, đối với bộ thu quang p-i-n thì nhiễu nhiệt σ_T thường là trội, và khi đó $\langle P_{rec} \rangle$ có thể được viết dưới dạng đơn giản như sau:

$$\langle P_{rec} \rangle_{p-i-n} = \frac{Q\sigma_T}{R} \quad (4-68)$$

Ta nhìn lại với biểu thức (4-65) thì thấy rằng σ_T phụ thuộc không chỉ vào các tham số như là R_L và F_n , mà còn phụ thuộc vào cả tốc độ bit thông qua băng tần điện B_c của bộ thu quang. Nhìn chung, $B_c = B/2$, ở đây B là tốc độ bit. Vì thế, $\langle P_{rec} \rangle$ tăng theo $B/2$ trong giới hạn nhiễu nhiệt, và điều đó có nghĩa rằng độ nhạy thu sẽ giảm khi tốc độ bit tăng.

Độ nhạy thu của bộ thu quang photodiode thác APD

Độ nhạy thu của bộ thu quang photodiode thác APD sẽ được xem xét tương tự như bộ thu photodiode p-i-n. Như vậy, ta cũng xem xét các trường hợp các bit "0" là

không mang công suất quang để cho $P_0 = 0$, và vậy thì $\langle i_0 \rangle = 0$. Các công thức (4-61) và (4-62) được áp dụng để tính toán độ nhạy thu của bộ thu quang photodiode thác. Trong biểu thức (4-62) ta thay $R_{APD} = MR$ thì sẽ có công suất tại các bit "1" được liên quan tới i_1 trong bộ thu quang APD như sau:

$$\langle i_1 \rangle = R_{APD} P_1 = MRP_1 = 2MR \langle P_{rec} \rangle \quad (\text{vì } P_0 = 0) \quad (4-69)$$

Bỏ qua thành phần đồng tối, các biến đổi nhiễu trong bộ thu photodiode thác có thể được viết từ các biểu thức (4-64) và (4-65) như sau:

$$\sigma_i^2 = 2eM^2 RF_A (2 \langle P_{rec} \rangle) B_c \quad (4-70)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{4k_B T B_c}{R_L} F_n \quad (4-71)$$

Bằng cách sử dụng công thức (4-56) xác định tham số Q và biểu thức (4-63) cho bộ thu photodiode thác, tham số Q được viết như là:

$$Q = \frac{\langle i_1 \rangle}{\sigma_i + \sigma_0} = \frac{2MR \langle P_{rec} \rangle}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_T^2} + \sigma_T} \quad (4-72)$$

Với giá trị BFR đã cho, ta có thể xác định tham số Q dựa vào công thức (4-56) và độ nhạy thu $\langle P_{rec} \rangle_{APD}$ đối với bộ thu photodiode thác APD sẽ được xác định từ công thức (4-72) là:

$$\langle P_{rec} \rangle_{APD} = \frac{Q}{R} \left(eQF_A B_c + \frac{\sigma_T}{M} \right) \quad (4-73)$$

Vì thế cho nên độ nhạy của bộ thu quang APD được cải thiện từ công thức (4-73) khi so với bộ thu photodiode p-i-n trong công thức (4-68) với nhiễu nhiệt trội. Nếu như nhiễu nhiệt luôn luôn trội, công suất thu được nhỏ nhất $\langle P_{rec} \rangle_{APD}$ sẽ giảm đi bằng hệ số M, và coi như độ nhạy thu cũng được cải thiện cùng hệ số M. Tuy nhiên, nhiễu lượng tử cũng tăng đáng kể trong bộ thu APD. Vì thế mà công thức (4-73) nên được sử dụng cho cả hai thành phần nhiễu lượng tử và nhiễu nhiệt. Nhìn chung, độ nhạy của bộ thu quang APD được cải thiện nhiều nhất là từ 6 đến 8 dB. Sự cải thiện này có thể thu được trong các bộ thu photodiode thác APD loại InGaAs mà nó được coi là loại tốt nhất của bộ thu photodiode thác.

Cũng từ công thức (4-73), ta thấy rằng $\langle P_{rec} \rangle_{APD}$ ở bộ thu photodiode thác sẽ tăng tuyến tính với tốc độ bit B ($B_c = B/2$), ngược với $\langle P_{rec} \rangle_{p-i-n}$ trong bộ thu photodiode p-i-n chỉ tăng với $B^{1/2}$ trong giới hạn nhiễu nhiệt mà trường hợp này thường là trội. Vì thế, độ nhạy của bộ thu APD bị giảm nhanh hơn khi tốc độ bit B tăng. Sự giảm này là đặc tính

chung cho các bộ thu có giới hạn nhiễu lượng tử. Ngoài ra, cơ chế khuếch đại của photodiode thác rất nhạy cảm với nhiệt độ vì các hệ số ion hoá điện tử và lỗ trống phụ thuộc vào nhiệt độ. Đặc tính này là cá biệt tại các điện áp thiên áp cao. Sự thay đổi nhỏ về nhiệt độ có thể gây ra sự biến động lớn cho khuếch đại trong APD.

4.5.3. Các tham số có ảnh hưởng tới độ nhạy thu quang

4.5.3.1. Giới hạn lượng tử trong tách sóng quang

Trong các đặc tính của bộ thu quang, hiệu suất lượng tử là một tham số rất quan trọng. Tham số này thường được cân nhắc để có được tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR cao hơn. Bộ tách sóng quang lý tưởng là một bộ tách sóng có hiệu suất lượng tử bằng 1 và không có dòng tối. Điều đó có nghĩa rằng bộ tách sóng quang này có hiệu suất lượng tử bằng 100%, và không có cặp điện tử - lỗ trống nào là được phát ra khi không có mức công suất quang đi tới photodiode. Với điều kiện đã cho này, hoàn toàn có thể tìm ra công suất quang thu được nhỏ nhất được yêu cầu đối với đặc tính tỷ số lỗi bit xác định trong hệ thống truyền dẫn quang. Trong trường hợp này, công suất quang thu được nhỏ nhất được gọi là giới hạn lượng tử.

Đối với bộ tách sóng lý tưởng, $\sigma_n = 0$ vì nhiễu lượng tử triệt tiêu khi không có công suất quang đi tới, và như vậy ngưỡng quyết định có thể được thiết lập hoàn toàn gần với tín hiệu mức 0. Thực vậy, với một công suất quang lý tưởng như thế, các bit "1" có thể được nhận biết mà không có lỗi, như vậy thì ngay cả một photon cũng được tách ra. Một lỗi suất hiện khi có một bit sai, dẫn tới ngay cho cả đối với một cặp điện tử - lỗ trống. Với số các photon và điện tử nhỏ như vậy, thống kê nhiễu lượng tử không thể được lấy xấp xỉ bằng các phân bố Gaussian. Trong trường hợp này, nên sử dụng tính thống kê Poisson. Ta hãy gọi lại biểu thức (4-43) trong phần nguồn lỗi, nếu như N_p là số trung bình các photon trong từng bit "1", xác suất để phát ra m cặp điện tử - lỗ trống được cho bởi phân bố Poisson là:

$$P_m = N_p^m \frac{\exp(-N_p)}{m!} \quad (4-74)$$

Với công thức này, tỷ số lỗi bit BER có thể được tính toán bằng cách sử dụng các công thức (4-46) và (4-74). Xác suất $P(1/0)$ mà "1" được nhận biết khi "0" được thu là bằng 0, vì không có cặp điện tử - lỗ trống được phát khi $N_p = 0$. Xác suất $P(0/1)$ thu được bằng cách thiết lập $m = 0$ trong phương trình (4-74), vì "0" được quyết định trong trường hợp ngay cả "1" được thu. Vì vậy, $P(0/1) = \exp(-N_p)$, và BER được cho bằng dạng diễn giải đơn giản sau:

$$BER = \frac{\exp(-N_p)}{2} \quad (4-75)$$

Với $BER < 10^{-9}$, N_p phải vượt quá 20 photon trong một bit. Vì yêu cầu này là một kết quả trực tiếp của sự thay đổi lượng tử có liên quan tới ánh sáng đi đến; nó được xem như là "giới hạn lượng tử". Điều này có nghĩa rằng mỗi bit "1" phải chứa đựng ít nhất 20 photon để được tách với $BER < 10^{-9}$. Số photon này được biến đổi thành công suất quang bằng cách sử dụng $P_1 = N_p h\nu B$. Kết quả là, độ nhạy thu được xác định như là $\langle P_{rec} \rangle = (P_1 + P_0)/2 = P_1/2$ được cho bởi biểu thức:

$$\langle P_{rec} \rangle = \frac{N_p h\nu B}{2} = \langle N_p \rangle h\nu B \quad (4-76)$$

Ở đây $\langle N_p \rangle$ thể hiện độ nhạy thu dưới dạng số photon trung bình cho mỗi một bit, và có liên quan tới N_p bằng quan hệ $\langle N_p \rangle = N_p/2$ khi các bit "0" không mang năng lượng.

4.5.3.2. Tỷ số phân biệt

Nhìn chung hầu hết các thiết bị phát quang thường phát ra một lượng công suất nào đó ngay cả khi ở trạng thái công suất đóng. Trong thiết bị phát quang sử dụng laser bán dẫn, công suất đóng (ngắt) P_0 sẽ phụ thuộc vào dòng thiên áp I_b và dòng ngưỡng I_{th} . Khi I_b nhỏ hơn I_{th} , công suất quang vẫn còn phát trong thời gian truyền các bit "0" là do bức xạ tự phát. Công suất P_0 thường là nhỏ hơn nhiều công suất P_1 ở trạng thái mở. Trong trường hợp nào đó, công suất P_0 có thể lớn đáng kể so với công suất P_1 nếu như la-de được phân áp chỉ vừa vượt qua (rất gần) mức ngưỡng. Vì vậy, tỷ số phân biệt được xác định bởi:

$$R_{ext} = \frac{P_1}{P_0} \quad (4-77)$$

Đối với bộ thu quang photodiode p-i-n, ta có $\langle i_i \rangle = RP_1$ và $\langle i_r \rangle = RP_0$. Sử dụng $\langle P_{rec} \rangle = (P_1 + P_0)/2$, tham số Q có thể được viết như sau:

$$Q = \left(\frac{R_{ext} - 1}{R_{ext} + 1} \right) \frac{2R \langle P_{rec} \rangle}{\sigma_i + \sigma_n} \quad (4-78)$$

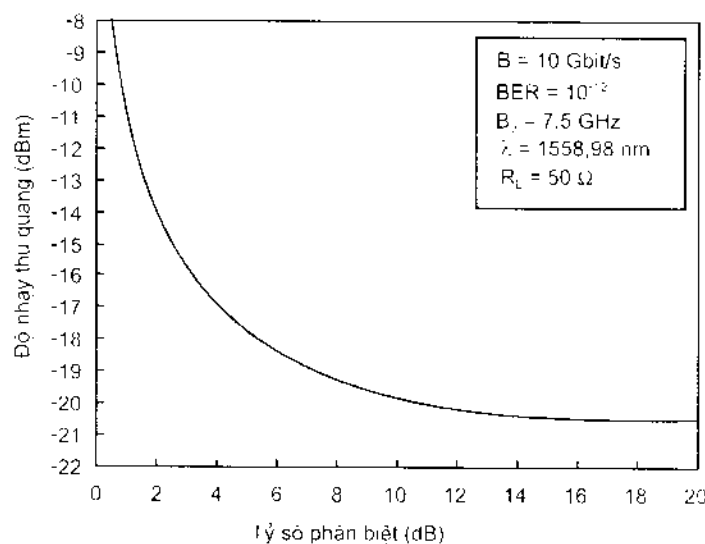
Thông thường, σ_i và σ_n phụ thuộc vào $\langle P_{rec} \rangle$ do có sự phụ thuộc vào thành phần nhiễu lượng tử vào tín hiệu quang thu được. Tuy nhiên, cả hai đều có thể xấp xỉ với nhiễu nhiệt σ_T khi đặc tính bộ thu là trội do nhiễu nhiệt. Khi $\sigma_i \approx \sigma_n \approx \sigma_T$, độ nhạy thu $\langle P_{rec} \rangle$ có thể được cho như sau:

$$\langle P_{rec} \rangle_{ext} = \left(\frac{R_{ext} + 1}{R_{ext} - 1} \right) \frac{\sigma_T Q}{R} \quad (4-79)$$

Trong biểu thức này, $\langle P_{rec} \rangle$ tăng khi $R_{ext} \neq 0$. Sự mất mát công suất được xác định như sau với đơn vị decibel (dB):

$$P_{ext} = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle P_{rec} \rangle_{ext}}{\langle P_{rec} \rangle} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{R_{ext} + 1}{R_{ext} - 1} \right) \quad (4-80)$$

Trong đó $\langle P_{rec} \rangle$ là độ nhạy thu khi không tính tới ảnh hưởng của tỷ số phân biệt, nó đã được xác định tại công thức (4-68) ở trên. Hình 4.15 là kết quả tính toán mô phỏng độ nhạy thu quang của bộ thu 10 Gbit/s phụ thuộc vào tỷ số phân biệt. Khi tỷ số phân biệt lớn tới 20 dB thì hầu như không ảnh hưởng tới độ nhạy có giá trị bằng -20,6 dBm tại $BER = 10^{-12}$. Nhưng khi tỷ số phân biệt giảm dưới 10 dB thì độ nhạy thu bị giảm đáng kể và làm xuống cấp hệ thống. Như vậy mất mát công suất tăng khi R_{ext} giảm. Đến bù 1 dB xảy ra với $R_{ext} = 8,33$ và tăng tới 6 dB cho $R_{ext} = 1,67$. Trong thực tế, các la de được phân áp dưới mức ngưỡng, R_{ext} tiêu biểu là trên 20 và đến bù công suất tương ứng ($< 0,4$) là không đáng kể. Khi tỷ số phân biệt lớn thì độ nhạy thu sẽ không bị xuống cấp.



Hình 4.15: Độ nhạy thu của bộ thu quang 10 Gbit/s phụ thuộc vào tỷ số phân biệt

Ngoài tỷ số phân biệt như vừa xem xét, độ nhạy thu còn phụ thuộc vào một số các tham số khác như nhiễu cường độ RIN và jitter thời gian. Nhìn chung, khi tốc độ bit càng cao thì ảnh hưởng của các tham số này tới thiết bị thu càng nhiều. Chúng làm giảm độ nhạy thu quang dẫn đến hệ thống bị xuống cấp.

4.6. CẤU TRÚC MẠCH BỘ THU QUANG

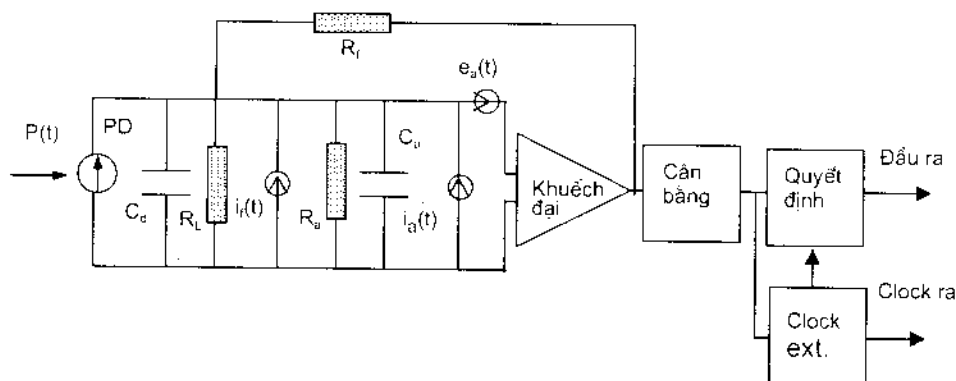
Như đã xem xét cấu trúc của bộ thu quang ở trên, sau photodiode thì mạch tiền khuếch đại là quan trọng nhất. Bộ tiền khuếch đại kết hợp với photodiode sẽ cho ta front-end quyết định phần lớn độ nhạy thu quang. Vì thế trong phần này ta đi vào phân tích các mạch tiền khuếch đại và công nghệ tích hợp nó trong bộ thu quang.

Các mạch tiền khuếch đại (Pre-amplifier) thường được thiết kế với mục tiêu sao cho có tỷ số tín hiệu trên nhiễu lớn nhất với mức nhiễu bản thân là nhỏ nhất. Các đặc tính chính khi nhận dạng mạch tiền khuếch đại là:

- Nhiễu do bản thân mạch tiền khuếch đại phát ra phải được giữ ở mức càng thấp càng tốt. Nhiễu tiền khuếch đại thường ám chỉ tới nhiễu nhiệt.
- Cấu trúc của mạch tiền khuếch đại.
- Loại thiết bị linh kiện tích cực được sử dụng trong mạch tiền khuếch đại chẳng hạn như các tranzito lưỡng cực, JFET, MOSFET và MESFET.
- Băng tần và hệ số khuếch đại.

Các mạch tiền khuếch đại có trong các bộ thu của hệ thống thông tin sợi quang có thể được phân thành 3 loại. Đó là loại trở kháng thấp, loại trở kháng cao và hồ dẫn ngược.

Mạch tiền khuếch đại có trở kháng thấp là loại có cấu trúc ít phức tạp nhất, nhưng không thể thiết kế được bộ tiền khuếch đại tối ưu được. Ở đây front-end gồm photodiode hoạt động với một bộ khuếch đại có trở kháng thấp (có thể ở $50\ \Omega$). Thiên áp hoặc điện trở tải R_L (hay còn gọi là R_b) được dùng để phối hợp với trở kháng bộ khuếch đại. Mặc dù các bộ khuếch đại trở kháng thấp có thể giúp cho bộ thu quang hoạt động ở băng tần lớn, nhưng nó không cho ra được một bộ thu quang có độ nhạy thu cao, bởi vì chỉ có điện áp tín hiệu nhỏ có thể đi qua được trở kháng đầu vào bộ khuếch đại và điện trở R_L . Điều này đã hạn chế cự ly truyền dẫn.



Hình 4.16: Mạch tương đương của thiết kế bộ thu hồ dẫn ngược

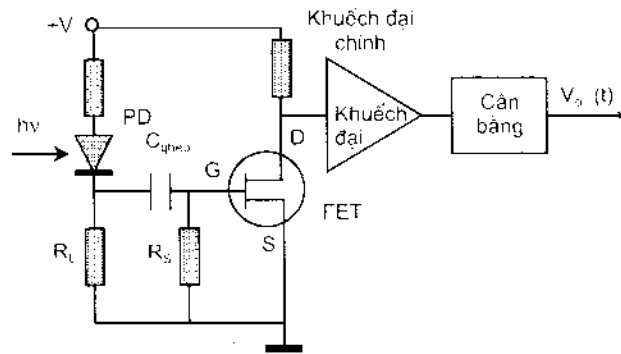
Các mạch tiền khuếch đại trở kháng cao như đã thể hiện ở hình 4.11 đã cho phép giảm được nhiễu tới mức rất nhỏ. Để đạt được điều này, người ta làm giảm điện dung đầu vào thông qua việc lựa chọn các thành phần thiết bị có điện dung thấp, tần số cao bằng cách lựa chọn bộ tách sóng với các dòng tối nhỏ và nhờ việc làm giảm nhiễu nhiệt do các điện trở thiên áp gây ra. Nhiễu nhiệt có thể được giảm khi sử dụng các bộ khuếch đại trở kháng cao (như tranzito lưỡng cực hoặc FET) kết hợp với điện trở thiên

áp bộ tách sóng (diện trở tải) lớn R_L . Vì trở kháng cao sinh ra hằng số thời gian RC đầu vào lớn cho nên băng tần front-end nhỏ hơn băng tần tín hiệu. Như vậy tín hiệu đầu vào bị tích phân và cần phải thực hiện các kỹ thuật cân bằng hiệu chỉnh để bù cho nó.

Mạch tiền khuếch đại hồ dẫn ngược được thiết kế chủ yếu để khắc phục những hạn chế của mạch tiền khuếch đại trở kháng cao. Cấu trúc của mạch này sử dụng bộ khuếch đại trở kháng cao, nhiễu nhỏ, có điện trở hồi tiếp âm R_f với dòng nhiễu nhiệt tương đương $i_r(t)$ mắc phân dòng đầu vào như chỉ ra ở hình 4.16. Mạch khuếch đại có đầu vào mắc nối tiếp với nguồn nhiễu điện áp $e_n(t)$, nhiễu dòng mắc phân dòng tương đương $i_n(t)$, và trở kháng đầu vào được cho bởi tổ hợp mắc song song R_{in} và C_{in} .

4.6.1. Các mạch tiền khuếch đại FET trở kháng cao

Trong thiết kế các bộ thu quang, có thể có các tranzito hiệu ứng trường FET (Field Effect Transistor) khác nhau. Đối với hệ thống thông tin quang có tốc độ Gbit/s, các bộ thu quang ở đây thường sử dụng các mạch tiền khuếch đại GaAs MESFET. Đối với các tốc độ thấp hơn thì các mạch MOSFET hoặc JFET silic thường được sử dụng phổ biến. Mạch điện của bộ tiền khuếch đại FET đơn giản được chỉ ra như ở hình 4.17. Các FET điển hình thường có điện trở đầu vào R_{in} rất lớn, phổ biến tới hơn $10^6 \Omega$.



Hình 4.17: Mạch tiền khuếch đại trở kháng cao đơn giản sử dụng FET

Các nguồn nhiễu cơ bản là nhiễu nhiệt liên quan với điện dẫn kênh FET, nhiễu nhiệt từ tải hoặc điện trở hồi tiếp và nhiễu tăng lên từ dòng rò. Nguồn nhiễu thứ tư là nhiễu FET 1/f. Nó không có trong quá trình phân tích ở trên bởi vì nó chỉ tham gia vào nhiễu tổng thể ở tốc độ bit rất thấp. Vì điện trở đầu vào bộ khuếch đại là rất lớn cho nên mật độ phổ nhiễu dòng đầu vào $S_{I,FET}$ được viết là:

$$S_{I,FET} = \frac{4k_B T}{R_u} + 2eI_{gate} \approx 2eI_{gate} \quad (4-81)$$

Ở đây I_{gate} là dòng rò cổng của FET. Trong FET, nhiễu nhiệt của điện trở kênh dẫn được đặc trưng bởi độ hồ dẫn g_m . Mật độ phổ nhiễu điện áp được viết như sau:

$$S_E = \frac{4k_B T \Gamma}{g_m} \quad (4-82)$$

với Γ là hệ số nhiễu kênh FET, nó là hằng số bằng số để tính toán cho nhiễu nhiệt và nhiễu từ cổng FET cộng với sự tương quan hai loại nhiễu này. Đặc tính nhiễu nhiệt W tại đầu ra của bộ cân bằng được cho như sau:

$$W = \frac{1}{e^2 B_L} \left(2eI_{gate} + \frac{4k_B T}{R_L} + \frac{4k_B T \Gamma}{g_m R_L^2} \right) I_s^2 + \left(\frac{2\pi C}{e} \right)^2 \frac{4k_B T \Gamma}{g_m} I_s B_L \quad (4-83)$$

Ở đây B_L là băng thông. Một số giá trị điển hình của các tham số đối với GaAs MESFET, Si MOSFET, và Si JFET được cho ở bảng 4.3. Ở đây C_g và C_{gd} tương ứng là điện dung cổng nguồn và cổng thoát. Đối với FET tiêu biểu và photodiode loại tốt, ta có thể hy vọng có các giá trị $C = C_n + C_d + C_{gs} + C_{gd} = 10$ pF. Tần số góc nhiễu $1/f$ là f_c được xác định là tần số mà tại đó nhiễu $1/f$ làm nhiễu FET trội lên tại các tần số thấp, và có phổ công suất $1/f$ trở thành ngang bằng với nhiễu kênh tần số cao được diễn tả bởi hệ số Γ .

Bảng 4.3: Các giá trị tham số khác nhau của GaAs MESFET, Si MOSFET và Si JFET

Tham số	Si JFET	Si MOSFET	GaAs MESFET
g_m (mS)	5 - 10	20 - 40	15 - 50
C_{gs} (pF)	3 - 6	0,5 - 1,0	0,2 - 0,5
C_{gd} (pF)	0,5-1,0	0,05 - 0,1	0,01 - 0,05
Γ	0,7	1,5 - 3,0	1,1 - 1,75
I_{gate} (nA)	0,01 - 0,1	0	1 - 1000
f_c (Mhz)	< 0,1	1 - 10	10 - 100

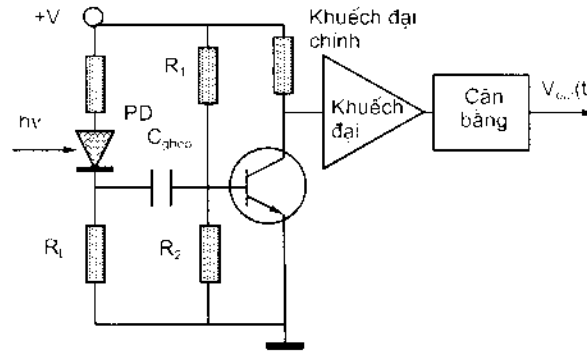
Để giảm được nhiễu trong mạch có trở kháng cao, nên chọn điện trở thiên áp có giá trị rất lớn. Lúc này tín hiệu đầu ra bộ tách sóng quang bị tích phân do điện trở đầu vào bộ khuếch đại. Trong trường hợp này, ta có bù lại bằng cách vi phân tại mạch cân bằng. Vì thế, giải pháp tiếp cận tích phân - vi phân được coi như là kỹ thuật thiết kế bộ khuếch đại trở kháng cao. Nó cho cho ra bộ thu có nhiễu thấp nhưng cũng làm cho dải động thấp.

4.6.2. Các bộ khuếch đại tranzisto lưỡng cực trở kháng cao

Mạch điện của bộ khuếch đại tranzisto có emitter đầu đất được mô tả như ở hình 4.18. Điện trở đầu vào của tranzisto lưỡng cực được tính bởi công thức:

$$R_{in} = \frac{k_B T}{eI_{BI}} \quad (4-84)$$

Với I_{BL} là dòng thiên áp cơ bản. Đối với bộ khuếch đại tranzito lưỡng cực, điện trở đầu vào R_a được cho bởi một tổ hợp mắc song song các điện trở thiên áp R_1 và R_2 và điện trở đầu vào tranzito R_{in} . Khi thiết kế mạch có nhiễu thấp, R_1 và R_2 được chọn lớn hơn nhiều R_{in} để sao cho $R_a \approx R_{in}$. Điều này ngược với bộ khuếch đại FET, người thiết kế sẽ điều chỉnh R_a đối với bộ khuếch đại tranzito.



Hình 4.18: Bộ tiền khuếch đại trở kháng cao sử dụng transisto lưỡng cực

Mật độ phổ (tính bằng A^2/Hz) của nguồn dòng nhiễu đầu vào do nhiễu lượng tử của dòng cơ bản được viết như sau:

$$S_I = 2eI_{BL} = \frac{2k_B T}{R_{in}} \quad (4-85)$$

Chiều cao phổ (tính bằng V^2/Hz) của nguồn điện áp nhiễu được viết là:

$$S_E = \frac{2k_B T}{g_m} \quad (4-86)$$

Ở đây, độ hỗ dẫn g_m có liên quan tới nhiễu do bản chất của dòng collector I_c bằng biểu thức sau:

$$g_m = \frac{eI_c}{k_B T} = \frac{\beta}{R_{in}} \quad (4-87)$$

Trong trường hợp này, biểu thức (4-84) đã được dùng trong đẳng thức cuối cùng để diễn giải g_m dưới dạng khuếch đại dòng điện $\beta = I_c/I_{BL}$ và điện trở đầu vào R_{in} .

Thế công thức (4-84) vào (4-86), sẽ có được biểu thức:

$$W = \frac{T_h}{e^2} 2k_B T \left[\left(\frac{1}{R_{in}} + \frac{2}{R_h} + \frac{R_{in}}{\beta R^2} \right) I_2 + \frac{(2\pi C)^2}{T_h^2} \frac{R_{in}}{\beta} I_3 \right] \quad (4-88)$$

Nếu điện trở thiên áp bộ tách sóng quang R_L lớn hơn nhiều điện trở bộ khuếch đại R_a , thì từ công thức (4-38) sẽ có $R \approx R_a \approx R_{in}$ và có thể viết được:

$$W = \frac{2k_B T}{e^2} \left[\frac{T_b}{R_m} \frac{\beta + 1}{\beta} I_2 + \frac{(2\pi C)^2}{\beta T_b} R_m I_3 \right] \quad (4-89)$$

Giống như trường hợp trên đối với bộ khuếch đại FET trở kháng cao, tải điện kháng bộ tách sóng quang sẽ tích phân tín hiệu đầu ra bộ tách sóng. Để bù cho trường hợp này thì cũng phải vì phân tín hiệu đã bị tích phân này tại mạch lọc cân bằng.

4.6.3. Bộ khuếch đại hồi dẫn ngược

Các mạch khuếch đại trở kháng cao đã xét ở trên tuy có tạp âm thấp, nhưng lại có các hạn chế là phải tiến hành cân bằng hiệu chỉnh khi ứng dụng ở băng rộng, và nó cũng bị giới hạn về dải động. Một thiết kế khác là bộ khuếch đại hồi dẫn ngược như đã chỉ ra ở hình 4.16. Về cơ bản, đây là một bộ khuếch đại trở kháng cao, có hệ số khuếch đại lớn, với mạch hồi tiếp được cấp tới đầu vào thông qua điện trở R_f . Thiết kế này thu được nhiễu thấp và dải động lớn.

Để so sánh giữa mạch có hồi tiếp và không hồi tiếp, ta giả thiết rằng cả hai đều có cùng hàm chuyển đổi $H_{out}(f)/H_p(f)$. Đối với bộ khuếch đại hồi dẫn ngược, đặc tính nhiễu nhiệt W_{TZ} tại đầu ra mạch cân bằng có được bằng cách tính như sau. Trước hết ta có:

$$R_L' = \frac{R_L R_f}{R_L + R_f} \quad (4-90)$$

là tổ hợp mắc song song R_L và R_f . Và:

$$W_{TZ} = \frac{T_b}{e^2} \left(S_I + \frac{4k_B T}{R_L} + \frac{S_E}{(R')^2} \right) I_2 + \frac{(2\pi C)^2}{e^2 T_b} S_E I_3 \quad (4-91)$$

ở đây từ công thức (4-38) sẽ có: $\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_f} = \frac{1}{R_o} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_f}$ (4-92)

Thực tế điện trở hồi tiếp R_f lớn hơn điện trở đầu vào bộ khuếch đại R_a rất nhiều. Do vậy, $R' \approx R$ và từ (4-92) ta có thể viết:

$$W_{TZ} = W_{HZ} + \frac{T_b}{e^2} \frac{4k_B T}{R_f} I_2 \quad (4-93)$$

Ở đây, W_{HZ} là đặc tính nhiễu bộ khuếch đại trở kháng cao có được từ biểu thức (4-83) đối với thiết kế có FET hoặc từ biểu thức (4-89) đối với thiết kế có tranzito lưỡng cực. Nhiễu nhiệt của bộ khuếch đại hồi dẫn ngược được ví như tổng nhiễu đầu ra của bộ khuếch đại không có hồi tiếp cộng với nhiễu nhiệt có liên quan tới điện trở hồi

tiếp. Trong thực tế, việc đánh giá nhiễu có chiều hướng phức tạp bởi vì R_f có ảnh hưởng tới đáp ứng tần số của bộ khuếch đại.

Về băng tần, ta có thể so sánh như sau. Xuất phát từ biểu thức (4-37), hàm chuyển đổi của bộ khuếch đại không có hồi tiếp là:

$$H(f) = \frac{AR}{1 + j2\pi RCf} \quad (4-94)$$

Với R và C được cho từ các phương trình (4-38) và A là tăng ích độc lập tần số của bộ khuếch đại. Từ đây thu được băng tần $(4RC)^{-1}$. Đối với bộ khuếch đại hồi dẫn ngược, hàm chuyển đổi $H_{TZ}(f)$ được viết như sau:

$$H_{TZ} = \frac{1}{1 + j2\pi RCf / A} \quad (4-95)$$

và thu được băng tần:

$$B_{TZ} = \frac{A}{4RC} \quad (4-96)$$

tức là gấp A lần băng tần thiết kế trở kháng cao. Điều này tạo nên việc cân bằng đơn giản hơn ở bộ khuếch đại có hồi tiếp. Từ quá trình xét ở trên, ta có thể thấy rằng bộ khuếch đại hồi dẫn ngược có các ưu điểm sau:

- Có dải động lớn so với bộ khuếch đại trở kháng cao.
- Không cần hoặc ít phải tiến hành cân bằng hiệu chỉnh do có sự kết hợp của R_{in} và điện trở hồi tiếp R_f . Điều này có nghĩa là hằng số thời gian của bộ tách sóng cũng nhỏ.
- Điện trở đầu ra nhỏ, làm cho bộ khuếch đại ít bị tích lũy nhiễu, xuyên âm, nhiễu điện từ trường.
- Đặc tính chuyển đổi của bộ khuếch đại thực sự là hồi dẫn ngược, có điện trở hồi tiếp. Cho nên bộ khuếch đại hồi dẫn ngược rất dễ dàng điều khiển và có tính ổn định.
- Mặc dù bộ khuếch đại hồi dẫn ngược ít nhạy hơn bộ khuếch đại trở kháng cao (vì $W_{TZ} > W_{HZ}$), sự khác biệt này thường vào khoảng 2 đến 3 dB với hầu hết các thiết kế băng rộng thực tiễn.

4.6.4. Đặc tính bộ thu quang có mạch tích hợp

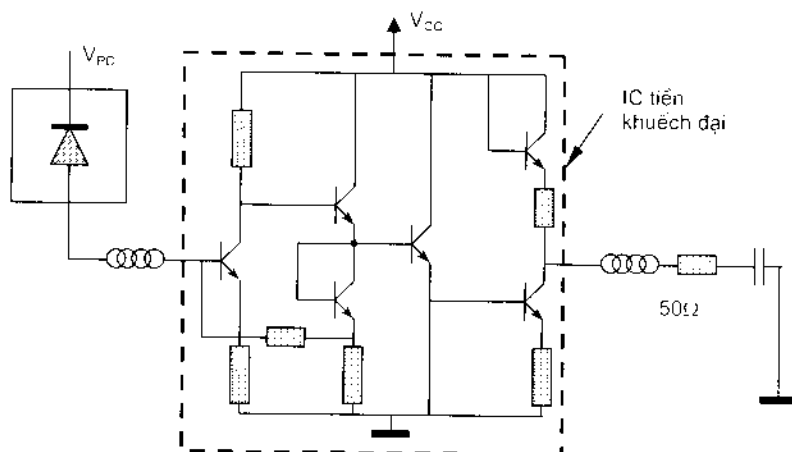
Thời gian gần đây, yêu cầu xây dựng các tuyến thông tin quang tốc độ nhiều Gbit/s đòi hỏi các thiết bị thu phải có độ nhạy thu cao và nhiễu rất thấp nhằm đáp ứng cho các tốc độ cao này. Vì thế, công nghệ mạch tích hợp được đặt ra cho các thiết bị thu quang, và hiện nay các thiết bị có công nghệ cao này đã được thương mại khá phổ biến trên hệ thống thực tế. Trong hầu hết các thiết bị thu quang, loại trừ photodiode thì tất cả

các thành phần thiết bị như đã chỉ ra trong hình 4.10 đều là các thành phần điện chuẩn. Các thành phần này đều có thể dễ dàng được tổ hợp trên cùng một chip (hay mạch) bằng cách sử dụng công nghệ mạch tổ hợp IC (Integrated Circuit) đã được phát triển cho các thiết bị vi mạch. Gần đây, những cố gắng đáng kể đã hướng trọng tâm vào việc phát triển các thiết bị thu quang đơn khối nhằm tổ hợp toàn bộ các phần tử bao gồm cả bộ tách sóng quang trên cùng một chip nhờ việc áp dụng công nghệ OEIC (OptoElectronic Integrated-Circuit). Việc tổ hợp toàn bộ thiết bị như vậy là tương đối dễ với bộ thu GaAs, và công nghệ phía sau OEIC dựa trên GaAs là hoàn toàn tiên tiến. Đối với các hệ thống thông tin quang hoạt động tại vùng bước sóng 1,3 đến 1,6 μm thì cần phải có các bộ thu OEIC dựa trên InP. Vì công nghệ IC đối với GaAs đã thành thực hơn nhiều đối với InP cho nên đôi khi người ta thực hiện áp dụng cho bộ thu với công nghệ InGaAs. Công nghệ này gọi là công nghệ OEIC flip-chip, trong đó các thành phần điện được tổ hợp trên chip GaAs, ngược lại photodiode được làm trên đỉnh của chip InP. Rồi sau đó hai chip được ghép nối với nhau bằng cách đặt nhẹ chip InP lên trên chip GaAs. Tính tiên tiến của công nghệ này là photodiode và các thành phần điện của bộ thu có thể được làm tối ưu một cách độc lập trong khi vẫn giữ được tính chất kí sinh (như điện dung đầu vào chẳng hạn).

Công nghệ IC dựa trên InP đã được phát triển đáng kể trong những năm 1990, nhằm để tạo ra các bộ thu OEIC trên nền InGaAs. Một cách tiếp cận công nghệ khác là việc tổ hợp photodiode p-i-n với FET hoặc các tranzito có độ linh động điện tử cao HEMT (High-Electron-Mobility Transistor) ghép với trên nền InP. Năm 1993, bộ thu HEMT đã được chế tạo với độ nhạy thu cao tại tốc độ 10 Gbit/s. Hiện tại, loại bộ thu này đã cho ra băng tần cao tới 22 GHz, và có thể sử dụng cho bộ thu của hệ thống 20 Gbit/s. Gần đây, có một công nghệ khác đã sử dụng tranzito lưỡng cực tiếp giáp dị thể HBT (Heterojunction-Bipolar transistor) để chế tạo photodiode p-i-n trong bản thân cấu trúc HBT với cấu hình cực gộp chung. Các tranzito như vậy được gọi là tranzito quang dị thể. Năm 1995, bộ thu OEIC sử dụng công nghệ HBT đã đạt được băng tần 16 GHz mà lại có khuếch đại cao. Các bộ thu này có thể đáp ứng tốc độ 20 Gbit/s cho các hệ thống 1550 nm. Một công nghệ nữa cho việc chế tạo bộ thu OEIC trên nền InP là tổ hợp photodiode kim loại - bán dẫn - kim loại MSM (Metal-Semiconductor-Metal) với HEMT. Bộ thu kiểu này đã cho ra băng tần 15 GHz vào năm 1995, và sau đó nâng lên được 18.5 GHz do sử dụng mạch khuếch đại hồ dẫn ngược.

Nhìn chung, trong việc thiết kế tổ hợp thiết bị thu quang, front-end của bộ thu quang là một bộ phận khó thiết kế nhất, đặc biệt trong hệ thống truyền dẫn quang tốc độ bit cao và cự ly dài, bởi vì độ nhạy của các hệ thống này thường là bị giới hạn từ đặc tính của mạch front-end đòi hỏi một sự hài hoà giữa tốc độ bit và độ nhạy thu. Front-end bộ thu thường được phân cấp thành Hybrid IC (HIC), Microwave Monolithic IC (MMIC), và Optoelectronic IC (OEIC) bằng cách là cả bộ tách sóng quang và tiền

khuếch đại là được kết hợp với nhau. Đối với các hệ thống thông tin sợi quang nhiều Gbit/s như là 10 Gbit/s, HIC có thể được sử dụng. Tuy nhiên, các đặc tính mâu thuẫn của từng thành phần thụ động tích cực riêng rẽ có sự vi hiệu chỉnh để đạt được độ nhạy cao nhất của nó. Đây cũng là điểm yếu và hạn chế đối với các phần tử ký sinh. Vì vậy mà hiện nay các thiết kế MMIC hoặc OEIC là thích hợp cho hệ thống tin cậy [34]. Hình 4.19 mô tả một sơ đồ thiết kế mạch tổ hợp tiền khuếch đại IC cho bộ thu 10 Gbit/s.



Hình 4.19: Thiết kế mạch tiền khuếch đại IC cho bộ thu 10 Gbit/s

Tương tự như thiết bị phát quang, việc đóng vỏ hộp cho thiết bị thu quang cũng rất quan trọng. Việc ghép sợi quang vào photodiode cũng rất được lưu tâm, đặc biệt đối với bộ thu dùng cho hệ thống có tốc độ bit cao, vì tại đầu sợi quang phía thu chỉ có một lượng rất nhỏ công suất tín hiệu quang đi vào bộ tách sóng. Vấn đề phản xạ quang từ bộ thu quang ngược lại về sợi truyền dẫn cũng cần được quan tâm vì điều này có thể gây ảnh hưởng tới đặc tính hệ thống, và tốt nhất là làm sao giảm được phản xạ này càng nhỏ càng tốt. Trong thực tế, đầu sợi quang thường được cắt có độ vát với một góc nào đó nhằm để giảm sự phản hồi quang. Đối với hệ thống có tốc độ bit cao tới 10 Gbit/s trở lên, người ta phải áp dụng một số kỹ thuật đóng hộp bộ thu quang để cho thiết bị có thể hoạt động tin cậy. Chẳng hạn như thực hiện ghép sợi quang có đầu cắt nghiêng kết hợp với các vi thấu kính ngay trên một photodiode trong lúc chế tạo. Nhìn chung, những giải pháp đóng vỏ hộp cho bộ thu quang sẽ giúp cho việc nâng cao năng lực và độ tin cậy của thiết bị.

Chương 5

THIẾT KẾ HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG

Hệ thống thông tin quang cơ bản được cấu trúc từ ba thành phần chính là sợi quang, thiết bị phát quang, và thiết bị thu quang. Các thành phần này đã được thảo luận một cách độc lập từ các chương trên trong cuốn sách này. Khi muốn xây dựng các hệ thống thông tin quang, các thành phần này phải được liên kết với nhau tạo ra một hệ thống liên hoàn để truyền tín hiệu thông tin trên nó. Như vậy, nội dung của chương này sẽ tiến hành xem xét các vấn đề có liên quan tới việc thiết kế hệ thống khi các thành phần này được kết nối với nhau tạo thành hệ thống thông tin quang thực tiễn. Từ đó cũng có thể đánh giá các tham số đặc tính hệ thống có ảnh hưởng tới chất lượng truyền dẫn. Để thuận lợi cho việc áp dụng thực tiễn, chúng tôi áp dụng phương pháp tiếp cận tiến bộ hay được sử dụng gần đây theo cơ chế đèn bù công suất ứng với từng tác động của các tham số hệ thống để tìm ra quỹ công suất toàn tuyến. Vì vậy, có thể thuận lợi hơn trong việc xác định cấu hình hệ thống thông tin quang khi thực hiện tính toán thiết kế tuyến.

5.1. CÁC CHỈ DẪN THIẾT KẾ

Nhìn chung, khi thực hiện thiết kế hệ thống thông tin quang cần phải bao quát và nắm bắt được khá tường tận các yếu tố chính có ảnh hưởng tới đặc tính hệ thống. Các tham số chủ yếu làm hạn chế năng lực truyền dẫn cần phải kể đến đầu tiên là suy hao, tán sắc, và tính phi tuyến của sợi quang. Vì các đặc tính của sợi quang lại phụ thuộc vào bước sóng, cho nên việc lựa chọn bước sóng hoạt động của hệ thống cũng rất quan trọng khi thiết kế hệ thống. Tất cả các tham số nếu được xác định rõ ràng và đầy đủ trong việc thiết kế tuyến sẽ tạo điều kiện cho việc xây dựng hệ thống thông tin quang có hiệu quả thiết thực hơn.

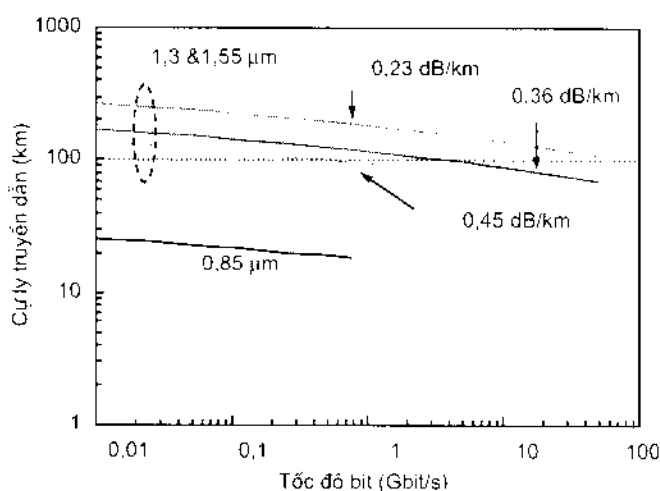
5.1.1. Hệ thống thông tin quang phụ thuộc suy hao truyền dẫn

Trong thiết kế hệ thống thông tin quang, suy hao sợi đóng một vai trò hết sức quan trọng, đặc biệt là khi thiết kế cho các tuyến điểm - điểm. Loại trừ các tuyến có cự ly truyền dẫn quá ngắn chẳng hạn như các tuyến lắp đặt trong nhà trạm hay khi sử dụng sợi quang để đấu nối giữa các thiết bị, thì cần phải tính toán suy hao hay là quỹ công suất quang của tuyến một cách đầy đủ thông qua các tham số của các thành phần hệ thống. Trong các tham số dùng để thiết kế, có một số tham số quan trọng nhất cần đề

cấp trước tiên là công suất quang trung bình $\langle P_t \rangle$ phát vào sợi quang và công suất tín hiệu quang trung bình nhỏ nhất $\langle P_{rec} \rangle$ tại đầu vào bộ thu quang với tốc độ bit truyền dẫn B . Khi đó, cự ly truyền dẫn lớn nhất có thể được viết như sau:

$$L = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle P_t \rangle}{\langle P_{rec} \rangle} \right) \frac{1}{\alpha_t} \quad (5-1)$$

Ở đây α_t là hệ số suy hao thực của sợi quang tính cả suy hao mỗi hàn nối và bộ nối quang (optical connector), có đơn vị tính là dB/km. Cự ly truyền dẫn L phụ thuộc vào tốc độ bit là do công suất thu được $\langle P_{rec} \rangle$ phụ thuộc tuyến tính với tốc độ bit B , vì rằng $\langle P_{rec} \rangle = \langle N_p \rangle h\nu B$ trong đó $h\nu$ là năng lượng photon và $\langle N_p \rangle$ là số photon trung bình trên bit được yêu cầu tại bộ thu quang như đã xem xét trong biểu thức (4-76). Như vậy, cự ly L giảm theo hàm logarit với sự tăng của tốc độ bit B tại bước sóng hoạt động của hệ thống thông tin quang. Hình 5.1 là kết quả mô phỏng mô tả sự phụ thuộc của L vào B cho ba vùng bước sóng hoạt động tiêu biểu là 0,85 μm , 1,3 μm , và 1,55 μm khi sử dụng sợi quang có hệ số suy hao tương ứng $\alpha_t = 2,5 \text{ dB/km}$; $0,45 \text{ dB/km}$; $0,36 \text{ dB/km}$ và $0,23 \text{ dB/km}$. Công suất phát có giá trị là $\langle P_t \rangle = 0 \text{ dBm}$ tại cả ba vùng bước sóng. Trong khi đó $\langle N_p \rangle = 300$ tại bước sóng 0,85 μm và $\langle N_p \rangle = 500$ tại bước sóng 1,3 và 1,55 μm . Ta thấy cự ly ngắn nhất khi hệ thống hoạt động ở vùng bước sóng 0,85 μm bởi vì tại bước sóng này có suy hao sợi tương đối lớn. Khoảng lập của các tuyến sử dụng các hệ thống này khoảng từ 10 km đến 30 km tùy thuộc vào tốc độ bit. Ngược lại, cự ly lớn hơn 100 km hoàn toàn có thể thực hiện được với hệ thống hoạt động tại vùng bước sóng 1,55 μm .



Hình 5.1: Cự ly truyền dẫn phụ thuộc vào tốc độ bit

Rõ ràng rằng cự ly truyền dẫn của các tuyến thông tin cáp quang là rất dài. Từ ưu điểm như vậy mà số các trạm lặp được lắp đặt trên tuyến cũng được giảm đáng kể, và

điều này rất có lợi cho các tuyến thông tin điểm - điểm với cự ly xa và tốc độ cao. Nhìn chung, các hệ thống thông tin sợi quang bắt đầu có hiệu quả về kinh tế khi tốc độ bit của chúng từ 10 Mbit/s trở lên.

5.1.2. Hệ thống thông tin quang phụ thuộc vào tán sắc

Trong phần 2.4 của chương 2, chúng ta đã khảo sát việc phân tích về ảnh hưởng của tán sắc sợi tới hệ thống thông tin quang, mà điển hình là việc tán sắc sợi quang đã làm giới hạn tích tốc độ bit-cự ly BL do hiện tượng dẫn xung gây nên. Khi cự ly truyền dẫn bị giới hạn bởi tán sắc mà lại ngắn hơn cự ly được xác định bằng suy hao tính toán theo biểu thức (5-1) thì buộc ta phải tuân thủ theo cự ly được tính theo tán sắc, tức là ta chỉ có được tuyến có cự ly ngắn hơn do tán sắc gây ra, và khi đó hệ thống được gọi là bị giới hạn tán sắc.

Các hệ thống thông tin quang vào thời điểm đầu tiên thường hoạt động tại vùng bước sóng 0,85 μm . Sợi quang dùng cho các hệ thống này là sợi đa mode, cho nên yếu tố giới hạn chủ yếu là tán sắc mode. Đối với sợi đa mode chiết suất phân bậc, yếu tố hạn chế chủ yếu là $BL = c/(2n_1\Delta)$ như đã khảo sát trong chương 2, trong đó c là vận tốc ánh sáng, n_1 là chỉ số chiết suất lõi sợi và Δ là sự lệch nhau về chỉ số chiết suất lõi và vỏ. Do giới hạn này mà ngay cả đối với tốc độ bit thấp như hệ thống 2 Mbit/s thì cự ly truyền dẫn với sợi đa mode cũng chỉ trong vòng 15 km. Vì thế mà các sợi đa mode chiết suất phân bậc rất ít được sử dụng trong thiết kế tuyến thực tế. Sợi đa mode chỉ số chiết suất gradien cho phép cải thiện đáng kể đặc tính hệ thống do tích tốc độ bit-cự ly được xác định là $BL = 2c/(n_1\Delta^2)$, và cho phép có thể thiết kế được các tuyến thông tin quang có tốc độ tới 100 Mbit/s với cự ly gần 10 km.

Thế hệ thứ hai của thông tin quang là các hệ thống sử dụng sợi quang đơn mode thông dụng tại vùng bước sóng 1310 nm. Trong vùng bước sóng này, sợi có tán sắc là nhỏ nhất và đây cũng là lý do vì sao loại sợi đơn mode tiêu chuẩn G.652 vẫn rất hấp dẫn đối với các nhà thiết kế tuyến. Trong trường hợp này, yếu tố giới hạn chủ yếu nhất là sự dẫn xung do tán sắc mà nguyên nhân chính gây nên là do khi độ rộng phổ nguồn phát lớn. Vấn đề này đã được phân tích trong phần 2.4.3. Tích BL được đặt trong giới hạn như sau:

$$BL \leq \frac{1}{4|D|\sigma_\lambda} \quad (5-2)$$

Ở đây σ_λ là độ rộng RMS của phổ nguồn phát. Giá trị thực của $|D|$ sẽ tùy thuộc vào bước sóng hoạt động gần với bước sóng có tán sắc bằng không của sợi như thế nào, và giá trị tiêu biểu là ~ 1 ps/nm.km. Hình 5.1 đã chỉ ra giới hạn do tán sắc đối với các hệ thống thông tin quang hoạt động ở vùng bước sóng 1310 nm bằng cách chọn

$|D|\sigma\lambda = 2$ ps/km để sao cho $BL \leq 125(\text{Gbit/s})\cdot\text{km}$. Các hệ thống này thường chỉ đáp ứng có hiệu quả trong phạm vi 2,5 Gbit/s.

Thế hệ thứ ba của thông tin quang là các hệ thống sử dụng sợi đơn mode hoạt động ở vùng bước sóng 1550 nm, nơi mà suy hao sợi có giá trị nhỏ nhất hiện nay. Tuy nhiên, tán sắc sợi tại vùng bước sóng này lại lớn và trở thành yếu tố chính giới hạn cự ly truyền dẫn. Hệ số tán sắc tiêu biểu của sợi silica đơn mode tiêu chuẩn G.652 vào khoảng ~ 17 ps/nm.km tại bước sóng gần 1550 nm. Các laser bán dẫn đơn mode dọc có thể đáp ứng cho các hệ thống này. Giới hạn cự ly truyền dẫn trong trường hợp này được cho như sau:

$$B^2L < \frac{1}{16|\beta_2|} \quad (5-3)$$

Như đã thể hiện trong hình 5.1, các hệ thống này có thể có tốc độ bit cao hơn 10 Gbit/s. Trong thực tế, hệ thống thông tin quang tại các tốc độ bit cao như vậy còn chịu ảnh hưởng từ chirp tần số khi điều chế trực tiếp nguồn phát, như đã phân tích trong chương 2, cho nên cự ly truyền dẫn của hệ thống còn bị hạn chế đi rất nhiều. Chirp tần số biểu hiện thông qua việc làm dẫn phổ tín hiệu xung. Nếu dựa vào biểu thức (5-2) với $D = 16$ ps/km.nm và $\sigma_\lambda = 0,1$ nm thì tích BL được giới hạn trong khoảng 150 (Gbit/s).km. Như vậy chirp tần số đã giới hạn cự ly truyền dẫn chỉ đạt 75 km tại tốc độ bit $B = 2$ Gbit/s trong khi cự ly bị giới hạn do suy hao có thể cho phép lớn hơn 150 km.

Khi sử dụng sợi tán sắc dịch chuyển sẽ cho phép cải thiện được cự ly truyền dẫn rất nhiều vì cả suy hao và tán sắc sợi đều có giá trị nhỏ nhất tại vùng bước sóng 1550 nm. Sử dụng biểu thức (5-3) với $|\beta_2| = 2$ ps²/km thì có thể thiết kế được hệ thống có cự ly khoảng 80 km tại tốc độ bit cao tới 20 Gbit/s. Về nguyên tắc thì có thể cải thiện hơn nữa cự ly truyền dẫn khi cho hệ thống làm việc tại bước sóng rất gần với bước sóng có tán sắc bằng không, song điều này đòi hỏi yêu cầu chúng ta phải tạo ra được bước sóng của nguồn phát diode laser đạt được bước sóng có tán sắc bằng không, mà đây là vấn đề không phải lúc nào cũng thực hiện được vì khi đó sẽ làm thay đổi các đặc tính tán xạ của sợi dọc theo tuyến truyền dẫn.

5.1.3. Hệ thống thông tin quang cự ly xa sử dụng khuếch đại quang

Với các tuyến thông tin quang cự ly xa thì thường đòi hỏi một quỹ công suất quang lớn. Sự ra đời của các bộ khuếch đại quang đã đáp ứng kịp thời cho các hệ thống thông tin quang cự ly xa vì suy hao sợi của tuyến đã được bù bằng cách đặt các bộ khuếch đại trên tuyến truyền dẫn. Trong trường hợp này, các ảnh hưởng của tán sắc vận tốc nhóm có thể được giảm đi bằng cách cho hệ thống hoạt động ở bước sóng gần với bước sóng có tán sắc bằng không của sợi hoặc sử dụng các kỹ thuật bù tán sắc. Vì sự

suy hao và tán sắc sợi đều làm hạn chế năng lực hệ thống, cho nên một câu hỏi đặt ra là sẽ có bao nhiêu bộ khuếch đại quang được đặt nối tiếp mắc chuỗi trên tuyến, và điều này cũng có nghĩa là độ dài tổng cộng của tuyến sẽ là bao nhiêu. Vấn đề này sẽ được xem xét trong chương 8 về khuếch đại quang sợi pha tạp Erbium. Ở đây chỉ tập trung vào việc giới thiệu các yếu tố có tác động tới đặc tính của hệ thống có khuếch đại quang và một vài lưu ý trong việc thiết kế tuyến.

Vấn đề quan trọng nhất trong việc thiết kế tuyến có sử dụng bộ khuếch đại quang đường truyền là những ảnh hưởng của hiệu ứng phi tuyến trong sợi quang. Đối với các hệ thống thông tin đơn kênh quang, hiệu ứng phi tuyến nổi trội nhất và làm hạn chế đặc tính hệ thống là hiệu ứng tự điều chế pha SPM (Self-Phase Modulation). Khi mà hệ thống sử dụng các trạm lặp quang điện, các ảnh hưởng của SPM chỉ tích lũy trên một khoảng lặp không quá dài (tiêu biểu chỉ trong khoảng 100 km) và chỉ có liên quan chút ít tới công suất phát vào sợi. Ngược lại khi các bộ khuếch đại quang được mắc chuỗi đều đặn theo chu kỳ trên tuyến truyền dẫn để bù vào suy hao sợi, ta có thể có được cự ly tuyến rất dài và lúc này các ảnh hưởng SPM sẽ tích lũy dọc theo tuyến dài thậm trí tới ~1000 km.

Việc xác định giới hạn của hệ thống chỉ do SPM gây ra là quá đơn điệu không thể chính xác được vì như vậy vô tình đã bỏ đi vai trò của tán sắc sợi. Trong thực tế, các ảnh hưởng của tán sắc và phi tuyến thường tác động đồng thời vào tín hiệu quang; tác động tương hỗ này có một ý nghĩa rất quan trọng. Ảnh hưởng của SPM lên các xung lan truyền bên trong sợi quang có thể cộng thêm số hạng phi tuyến vào phía vế phải của biểu thức (2-126) trong chương 2, và nó được viết như sau:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\gamma |A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A \quad (5-4)$$

Ở đây suy hao sợi là α nằm trong số hạng sau cùng. Biểu thức này cũng thể hiện dạng cơ bản của các Soliton quang mà ta sẽ xét cụ thể trong chương 11 của cuốn sách này. Do bản chất phi tuyến của biểu thức (5-4), nó thường được giải bằng phương pháp số. Phương pháp tiếp cận số thực sự đã được chấp nhận trong những năm 1990 để định lượng sự tác động của SPM vào đặc tính của các hệ thống thông tin quang cự ly xa có sử dụng các bộ khuếch đại quang đường truyền. Người ta đã đi đến kết luận rằng công suất phát quang phải được tối ưu tới một giá trị phụ thuộc vào các tham số thiết kế, chẳng hạn như là tốc độ bit, tổng độ dài tuyến, và khoảng khuếch đại. Ví dụ như giá trị 1 mW là công suất quang tối ưu cho việc truyền tín hiệu 5 Gbit/s trên cự ly 9000 km với khoảng khuếch đại là 40 km.

Các ảnh hưởng kết hợp của tán sắc vận tốc nhóm GVD và SPM cũng phụ thuộc vào dấu của tham số tán sắc β_2 . Trong trường hợp tán sắc dị thường ($\beta_2 < 0$), hiện tượng

phi tuyến của đặc tính *không ổn định điều chế* có thể gây ảnh hưởng nghiêm trọng đối với đặc tính hệ thống. Vấn đề này có thể được khắc phục bằng cách sử dụng kết hợp các sợi có GVD bình thường và dị thường để sao cho tán sắc trung bình trên toàn bộ tuyến là bình thường. Tuy nhiên, một dạng mới của tính không ổn định điều chế, được gọi là tính *không ổn định băng bên*, có thể xảy ra đối với cả GVD bình thường và dị thường. Nguồn gốc của nó là do sự thay đổi theo chu kỳ của công suất tín hiệu dọc theo tuyến khi các bộ khuếch đại quang được đặt cách đều nhau được dùng để bù vào suy hao sợi.

Một yếu tố khác rất quan trọng là việc thêm nhiều vào hệ thống do sự có mặt của các bộ khuếch đại quang. Tương tự như trường hợp các bộ khuếch đại điện, nhiều của các bộ khuếch đại quang được xác định thông qua hình ảnh nhiễu NF (hay còn gọi là hệ số nhiễu) của bộ khuếch đại. Tác động tương tác phi tuyến giữa bức xạ tự phát được khuếch đại và tín hiệu có thể làm cho phổ bị giãn rộng ra thông qua các hiệu ứng phi tuyến, chẳng hạn như điều chế pha chéo XPM và trộn bốn sóng FWM. Vì nhiễu có độ rộng băng lớn hơn tín hiệu cho nên có thể sử dụng các bộ lọc quang để làm giảm nó.

Cuối cùng phải kể đến ảnh hưởng của sự phân cực. Trong các hệ thống thông tin quang không có khuếch đại quang, ảnh hưởng của phân cực là không đáng kể. Tuy nhiên ảnh hưởng này lại trở lên đáng kể trong các hệ thống thông tin quang cự ly xa có sử dụng các bộ khuếch đại quang. Tán sắc phân cực mode PMD đã được xem xét trong chương 2. Nhưng khi mà tuyến dài có sử dụng khuếch đại quang, các bộ khuếch đại cũng sinh ra độ khuếch đại và suy hao phụ thuộc vào phân cực. Mặc dù các ảnh hưởng phân cực cần phải được cân nhắc, nhưng có thể làm giảm ảnh hưởng của chúng tới mức chấp nhận được bằng cách đưa ra được thiết kế hợp lý cho hệ thống.

5.2. THIẾT KẾ HỆ THỐNG

Trong phần 5.1 chúng ta đã khảo sát sơ bộ đối với các hệ thống thông tin quang mà cự ly truyền dẫn và tốc độ bit bị giới hạn do suy hao và tán sắc gây ra. Đây là vấn đề có liên quan tới kênh tín hiệu quang khi thiết kế hệ thống. Nhìn chung, có nhiều các tham số cần phải đề cập đến khi tính toán thiết kế hệ thống thông tin quang thực tế. Đó là bước sóng hoạt động, thiết bị phát, thiết bị thu, và loại sợi quang tương ứng; bên cạnh đó là tính tương thích giữa các yếu tố thành phần thiết bị, giá cả, đặc tính hệ thống, độ tin cậy của hệ thống, và cả khả năng nâng cấp sau này. Với những lý do đó mà trong phần này, chúng ta hãy cùng khảo sát quá trình thiết kế bằng việc xem xét các quỹ công suất, thời gian lên và minh họa nó thông qua một vài ví dụ đơn giản.

5.2.1. Quỹ công suất

Quỹ công suất trong hệ thống thông tin quang được coi như là một yếu tố bao quát tổng hợp quan trọng nhất nhằm khẳng định xem công suất quang có đủ để đi từ thiết bị phát tới thiết bị thu hay không để duy trì đặc tính tin cậy trong suốt tuổi thọ của hệ thống. Nếu như tại đầu vào bộ thu yêu cầu một công suất quang trung bình nhỏ nhất

là độ nhạy thu $\langle P_{rec} \rangle$, và có một công suất quang trung bình $\langle P_t \rangle$ tại đầu ra bộ phát quang, thì quỹ công suất CT của tuyến có thể được xem như là tổng suy hao giữa bộ phát và bộ thu quang. Vì thế quỹ công suất có thể viết dưới dạng rất đơn giản như sau:

$$C_T = \langle P_t \rangle - \langle P_{rec} \rangle = 2l_c + \alpha_f L + l_{sp} + M, \quad (5-5)$$

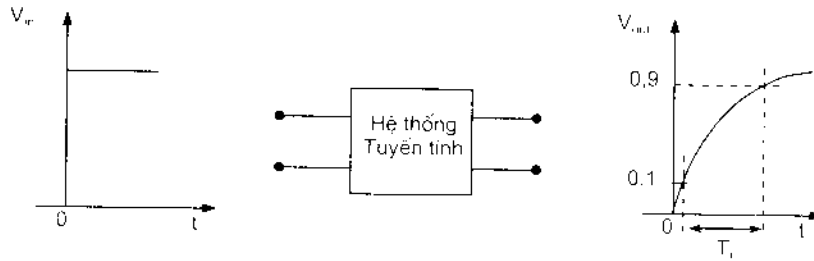
Ở đây l_c là suy hao bộ nối quang tính bằng dB, α_f là hệ số suy hao sợi tính bằng dB/km, L là độ dài sợi quang trên tuyến và coi như là cự ly truyền dẫn, l_{sp} là tổng suy hao các mối hàn nối sợi tính bằng dB. Trong biểu thức này ta đã giả thiết tuyến chỉ sử dụng 2 bộ nối quang ở hai đầu.

Đại lượng M , là dự phòng hệ thống. Dự phòng hệ thống là một lượng công suất quang xác định được thêm vào hệ thống để bù vào sự mất mát công suất có thể xảy ra trong khoảng thời gian khai thác hệ thống, chẳng hạn như sự xuống cấp của các thành phần thiết bị, sự thay đổi nhiệt độ làm giảm năng lực hệ thống, và các biến cố nhỏ khác. Trong thiết kế tuyến, dự phòng hệ thống thường lấy giá trị từ 3 đến 8 dB. Biểu thức (5-5) có thể được sử dụng để xác định cự ly truyền dẫn lớn nhất khi đã lựa chọn được các phần tử hệ thống. Một khi bước sóng đã được lựa chọn, điều cần phải thực hiện là quyết định xem các thiết bị phát và thu nào nên được dùng. Đối với nguồn phát quang thì xem xét xem nguồn laser bán dẫn LD hay LED là phù hợp. Tương tự đối với các thiết bị thu quang thì nên sử dụng bộ tách sóng p-i-n hay APD. Việc quyết định này cần quan tâm tới tính kinh tế mà cụ thể là giá cả của hệ thống phải thấp.

5.2.2. Quỹ thời gian lên

Quỹ thời gian lên được cũng được coi là yếu tố quan trọng, nó được đưa ra nhằm xác định xem hệ thống có đủ khả năng để hoạt động tại tốc độ bit đã định hay không. Thậm trí ngay cả khi băng tần của các thành phần hệ thống vượt qua tốc độ bit, nó vẫn có thể cho thấy rằng toàn bộ hệ thống có thể không đủ khả năng hoạt động tại tốc độ bit đó. Quan niệm về thời gian lên được dùng để định rõ băng tần trong các thành phần hệ thống khác nhau; điều này đã được đề cập trong chương 4 đối với tín hiệu xung. Ta có thể mở rộng và làm sáng tỏ ra rằng, thời gian lên T_r của một hệ thống tuyến tính được xác định là thời gian mà đáp ứng tăng từ 10% đến 90% giá trị đầu ra sau cùng của nó khi đầu vào có sự thay đổi đột ngột - hàm bước nhảy. Hình 5.2 minh họa quan niệm này bằng biểu đồ.

Có một quan hệ giữa băng tần Δf và thời gian lên T_r của hệ thống tuyến tính. Quan hệ này có thể hiểu bằng việc xem xét mạch RC đơn giản làm ví dụ cho hệ thống tuyến tính. Khi điện áp đầu vào mạch RC thay đổi một cách tức thời từ 0 đến V_0 , thì điện áp đầu ra thay đổi như sau:



Hình 5.2: Sự liên quan giữa thời gian lên với hệ thống tuyến tính có giới hạn băng tần

$$V_{out}(t) = V_{in} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right] \quad (5-6)$$

Trong đó R và C tương ứng là điện trở và điện dung của mạch RC . Khi đó thời gian lên được tìm ra là:

$$T_r = (\ln 9) RC \approx 2,2RC \quad (5-7)$$

Hàm chuyển đổi $H(f)$ của mạch RC sẽ thu được bằng phép biến đổi Fourier biểu thức (5-6) và có:

$$H(f) = \frac{1}{(1 + i2\pi fRC)} \quad (5-8)$$

Băng tần điện $B_e = \Delta f$ tương ứng với tần số mà tại đó $|H(f)|^2 = 1/2$ và được cho bởi biểu thức quen thuộc $B_e = (2\pi RC)^{-1}$. Sử dụng biểu thức (5-7) thì giữa B_e và T_r có mối quan hệ như sau:

$$T_r = \frac{2,2}{2\pi B_e} = \frac{0,35}{B_e} \quad (5-9)$$

Với biểu thức này, có thể hy vọng rằng quan hệ nghịch đảo giữa thời gian lên và băng tần sẽ đúng cho mọi hệ thống tuyến tính. Tuy nhiên, tích $T_r B_e$ thường là khác 0,35. Chính việc sử dụng $T_r B_e = 0,35$ để thiết kế các hệ thống thông tin quang được coi là quan điểm bảo thủ.

Mối liên quan giữa băng tần điện B_e và tốc độ bit B phụ thuộc vào dạng tín hiệu số. Với dạng tín hiệu là RZ (Return-to-Zero), khi đó $B_e = B$ và $BT_r = 0,35$. Ngược lại, đối với dạng tín hiệu NRZ (Non Return-to-Zero) thì $B_e \approx B/2$ và do đó mà $BT_r = 0,7$. Trong cả hai trường hợp, tốc độ bit đặc trưng đặt ra giới hạn cho thời gian lên lớn nhất có thể cho phép. Điều này có nghĩa là hệ thống thông tin phải được thiết kế để bảo đảm rằng T_r nằm trong giá trị lớn nhất này, tức là:

$$T_r \leq \begin{cases} 0,35 / B \text{ đối với dạng RZ} \\ 0,70 / B \text{ đối với dạng NRZ} \end{cases} \quad (5-10)$$

Trong hệ thống thông tin quang có ba thành phần thời gian lên riêng rẽ. Thời gian lên tổng của toàn bộ hệ thống có quan hệ với các thời gian lên thành phần riêng rẽ này một cách xấp xỉ như sau:

$$T_t = \sqrt{T_r^2 + T_{fib}^2 + T_{rec}^2} \quad (5-11)$$

Ở đây T_r , T_{fib} , và T_{rec} tương ứng lần lượt là các thời gian lên của thiết bị phát, sợi quang, và thiết bị thu quang. Thường thì các thời gian lên của thiết bị phát và thu được biết trước từ khi thiết kế hệ thống. Trước hết thời gian lên của thiết bị phát T_r được xác định từ các thành phần điện của mạch điều khiển và các thành phần ký sinh điện liên quan tới nguồn quang. Giá trị tiêu biểu của T_r là vào khoảng vài ns đối với thiết bị phát LED, nhưng nó có thể nhỏ tới 0,1 ns đối với thiết bị phát laser bán dẫn LD. Thời gian lên của bộ thu T_{rec} được xác định trước hết là từ băng tần điện 3 dB của front-end (phần mặt trước) bộ thu. Biểu thức (5-9) có thể được dùng để ước lượng T_{rec} nếu như băng tần front-end được xác định.

Thời gian lên của sợi T_{fib} được tính bao gồm các đóng góp từ các tán sắc mode và tán sắc vận tốc nhóm thông qua mối quan hệ sau:

$$T_{fib} = \sqrt{T_{mod}^2 + T_{GVD}^2} \quad (5-12)$$

Ở đây T_{mod} là thời gian lên do tán sắc mode và T_{GVD} là thời gian lên do tán sắc vận tốc nhóm gây ra. Đối với sợi đơn mode, $T_{mod} = 0$ và vì thế mà $T_{fib} = T_{GVD}$. Về nguyên lý, có thể sử dụng quan niệm băng tần sợi như đã đề cập trong chương 2 và liên hệ băng tần sợi 3 dB mà được ký hiệu là f_{3dB} thông qua liên hệ tương tự với biểu thức (5-9). Trong thực tế, không dễ dàng tính toán được f_{3dB} , đặc biệt là trong trường hợp có tán sắc mode. Đó là do tuyến sợi quang gồm nhiều các đoạn sợi (dài khoảng 2 ÷ 5 km) được nối với nhau dẫn đến có thể có các đặc tính tán sắc khác nhau. Hơn nữa, sẽ xảy ra sự trộn mode tại các điểm hàn nối và vị trí bộ nối quang, điều này dẫn tới trễ truyền dẫn đối với các mode khác nhau trong sợi đa mode. Vì thế, có thể sử dụng phương pháp tiếp cận thống kê để xác định băng tần sợi và thời gian lên tương ứng.

Ngoài phương pháp tiếp cận trên, còn có cách tiếp cận theo hiện tượng logic, trong đó T_{mod} có thể coi xấp xỉ từ thời gian trễ ΔT , và khi không có sự trộn mode thì:

$$T_{mod} \approx L \frac{n_1 \Delta}{c} \quad (5-13)$$

Ở đây L là cự ly, c là vận tốc ánh sáng, Δ là sự khác nhau về chỉ số chiết suất lõi-vỏ của sợi quang, và $n_1 \approx n_2$. Thành phần TGVD cũng có thể được tính xấp xỉ bởi ΔT như sau:

$$T_{GD} \approx |D| L \Delta \lambda \quad (5-14)$$

Trong đó $\Delta \lambda$ là độ rộng phổ của nguồn phát quang được tính theo độ rộng toàn phần tại nửa lớn nhất FWHM. Tham số tán sắc D có thể thay đổi dọc theo tuyến sợi quang nếu như các phần sợi khác nhau có các đặc tính tán sắc khác nhau, vì thế nên lấy giá trị trung bình trong biểu thức (5-14). Từ biểu thức này, ta hãy làm thử ví dụ nếu hệ thống hoạt động tại vùng bước sóng 1,3 μm thì $T_{GVDB} = 0,3$ ns khi cự ly tuyến là 50 km, độ rộng phổ nguồn phát là 2 nm, và tán sắc trung bình bằng 3 ps/km.nm. Các thời gian lên bộ phát và thu quang tương ứng là 0,25 ns và 0,35 ns. Đối với tuyến sử dụng sợi quang đơn mode thì tán sắc mode bằng không và khi đó $T_{mb} = 0,3$ ns. Thời gian lên của hệ thống tính từ biểu thức (5-11) được tìm ra là $T_r = 0,524$ ns. Nếu áp dụng biểu thức (5-10) thì ta thấy hệ thống không thể hoạt động tại tốc độ 1 Gbit/s khi dạng tín hiệu là RZ. Tuy nhiên, hệ thống hoàn toàn hoạt động được nếu chuyển dạng mã sang NRZ. Dạng tín hiệu NRZ thường được sử dụng vì nó cho phép thời gian lên của hệ thống lớn hơn với cùng một tốc độ bit, và như vậy việc thiết kế hệ thống sẽ thuận lợi hơn nhiều.

5.3. MẤT MÁT CÔNG SUẤT TRONG HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG

Từ các vấn đề thảo luận ở trên ta thấy rằng cả suy hao và tán sắc sợi đều có ảnh hưởng đến đặc tính và quá trình thiết kế hệ thống thông tin quang. Tại tốc độ truyền dẫn thấp dưới 150 Mbit/s, hầu hết các hệ thống truyền dẫn quang bị giới hạn bởi suy hao sợi nhiều hơn là tán sắc. Tuy nhiên khi tốc độ bit lớn hơn 500 Mbit/s thì tán sắc trở thành yếu tố chủ yếu hạn chế năng lực của các hệ thống. Trong thực tế, độ nhạy thu quang chịu ảnh hưởng từ một vài hiệu ứng vật lý có liên quan đến tán sắc sợi, làm giảm tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR tại mạch quyết định của bộ thu. Trong các hiệu ứng làm giảm độ nhạy thu có nhiều mode, sự giãn xung do tán sắc, giao thoa giữa các ký tự ISI, chirp tần số, nhiễu phản xạ, và nhiễu cạnh tranh mode. Trong phần này, ta sẽ xem xét đặc tính hệ thống bị ảnh hưởng từ tán sắc như thế nào thông qua việc khảo sát sự mất mát công suất hệ thống từ các hiệu ứng này.

5.3.1. Mất mát công suất hệ thống do nhiều mode

Nhiều mode xuất hiện trong hệ thống sử dụng sợi quang đa mode. Nguồn gốc của nó có thể tóm lược như sau. Sự giao thoa giữa các mode lan truyền khác nhau trong sợi đa mode sẽ tạo ra các mẫu Speckle tại bộ tách sóng quang. Vì đặc tính bộ thu được chi phối bởi công suất tổng được tích hợp trên khu vực bộ tách sóng, việc phân bố cường độ không đồng nhất có liên quan tới mẫu Speckle là không có hại gì. Tuy nhiên, nếu như

mẫu Speckle thay đổi theo thời gian, nó sẽ làm cho công suất quang thu được bị thăng giáng và làm giảm tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR. Những sự thăng giáng như vậy được gọi là nhiễu mode. Chúng xảy ra trong các tuyến sợi đa mode do có những nhiễu loạn cơ khí chẳng hạn như các dao động và các điểm vi uốn cong. Ngoài ra các mối hàn sợi và những nơi có bộ nối quang đóng vai trò như các bộ lọc không gian. Bất kỳ sự thay đổi nào trong việc lọc không gian cũng chuyển thành những dao động speckle và làm tăng nhiễu mode. Nhiễu mode tác động mạnh từ độ rộng phổ nguồn phát $\Delta\nu$ vì sự giao thoa mode chỉ xảy ra khi thời gian kết hợp ($T_c \approx 1/\Delta\nu$) là dài hơn thời gian trễ mode ΔT . Đối với các bộ phát quang LED, $\Delta\nu$ là đủ lớn ($\Delta\nu \sim 5$ THz) để điều kiện trên không thoả mãn. Hầu hết các hệ thống thông tin quang sợi đa mode đều sử dụng LED để tránh vấn đề nhiễu mode.

Nhiễu mode trở nên nghiêm trọng khi hệ thống sử dụng nguồn phát laser kết hợp với sợi quang đa mode. Sự mất mát công suất phụ thuộc vào suy hao ghép mode lựa chọn thường xảy ra tại các mối hàn nối và bộ nối quang. Nó cũng phụ thuộc vào phổ mode dọc của laser bán dẫn. Sự mất mát công suất này sẽ giảm đi khi số các mode dọc tăng do có sự giảm về thời gian kết hợp của ánh sáng phát ra.

Các hệ thống thông tin quang đơn mode cũng có thể xảy ra nhiễu mode nếu như có đoạn sợi ngắn đặt giữa hai bộ nối quang hoặc hai mối hàn, điều này hay xảy ra khi phải sửa chữa và bảo dưỡng tuyến cáp bị đứt. Mode bậc cao hơn có thể bị kích thích tại các tuyến có sợi không đều liên tục và thường xảy ra tại mối hàn sợi hoặc bộ nối quang. Vì mode bậc cao hơn không thể lan truyền đi xa từ điểm xuất phát của nó, cho nên có thể tránh được vấn đề này bằng cách tạo ra khoảng cách giữa hai bộ nối quang hoặc hai điểm hàn nối phải trên hai mét. Nhìn chung, nhiễu mode không phải là vấn đề lớn đối với hệ thống sử dụng sợi đơn mode khi ta thực hiện thiết kế phù hợp.

5.3.2. Mất mát công suất do tán sắc sợi

Tán sắc sợi gây ra sự mất mát công suất hệ thống là do sự dẫn xung. Hiện nay, các hệ thống thông tin quang chủ yếu được thiết kế trên sợi đơn mode, điều này cho phép tránh được các ảnh hưởng của tán sắc mode và nhiễu mode có liên quan. Tuy nhiên, tán sắc vận tốc nhóm GVD vẫn còn và trở thành yếu tố rất cần được quan tâm vì nó giới hạn cự ly truyền dẫn thông qua tích tốc độ bit - cự ly do sự dẫn xung gây ra. Nhìn chung, tán sắc là tham số quan trọng khi thiết kế hệ thống, đặc biệt nó trở thành tham số chính làm suy giảm đặc tính hệ thống khi mà ta thiết kế hệ thống hoạt động ở bước sóng vùng 1550 nm. Cự ly của các hệ thống truyền dẫn quang tốc độ bit cao bị giới hạn đáng kể do tán sắc vận tốc nhóm GVD của sợi. Khi mà bước sóng tín hiệu trệch ra khỏi bước sóng có tán sắc bằng không, ảnh hưởng của GVD sẽ làm dẫn xung dẫn tới ảnh hưởng tới đặc tính bộ thu quang [17]. Có thể thấy rõ hai dạng tác động của ảnh hưởng này, thứ nhất là một phần năng lượng xung bị dẫn phủ chòm qua các khe bit

lấn cận và gây ra hiện tượng giao thoa giữa các ký tự ISI (Intersymbol Interference); sau nữa là năng lượng xung cũng bị giảm tại chính khe bit của nó do sự dẫn xung này. Tất cả những hiện tượng như vậy làm suy giảm tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR. Sự giảm SNR tại mạch bộ thu sẽ không bảo đảm cho chất lượng đối với chất lượng hệ thống tương tự và làm tăng tỷ số lỗi bit BER cho hệ thống số. Rõ ràng rằng để duy trì BER của hệ thống thì cần phải tăng công suất tín hiệu quang trung bình tại đầu vào bộ thu. Đó là lý do cần phải có một lượng công suất đền bù tương đương để bù cho công suất mất mát trong quá trình truyền tín hiệu tới phía thu quang. Để tính toán công suất mất mát của hệ thống, ta dựa vào phần thảo luận về sự dẫn xung Gaussian ở phần tán sắc sợi trong chương 2. Biểu thức (2-133) đã giới thiệu về xung duy trì ở dạng Gaussian, nhưng công suất đỉnh của xung bị giãn đã được tính qua biểu thức (2-134). Như vậy, sự mất mát công suất PP có thể được tính theo sự giảm công suất đỉnh. Khi sự dẫn xung chủ yếu là do phổ nguồn phát thì hệ số dẫn b_p được viết như sau:

$$b_p = \frac{\sigma}{\sigma_n} = \sqrt{1 + \left(\frac{DL\sigma_\lambda}{\sigma_n} \right)^2} \quad (5-15)$$

Ở đây σ là độ rộng xung đầu ra, σ_λ là độ rộng phổ RMS của phổ nguồn phát được giả thiết là Gaussian, σ_n là độ rộng của xung quang đầu vào. Biểu thức (5-15) có thể được dùng để xác định sự mất mát công suất do tán sắc gây ra đối với hệ thống thông tin quang sử dụng sợi đơn mode với nguồn phát là LED hoặc laser bán dẫn đa mode. Việc giảm tối thiểu nhiễu giao thoa giữa các ký tự ISI khi tốc độ bit B thoả mãn điều kiện $4B\sigma \leq 1$, vì năng lượng xung có sự dẫn chút ít trên khe thời gian ($T_b = 1/B$). Như vậy ta sử dụng giới hạn biên lớn nhất là $\sigma = 1/4B$, và biểu thức (5-15) có thể viết như sau:

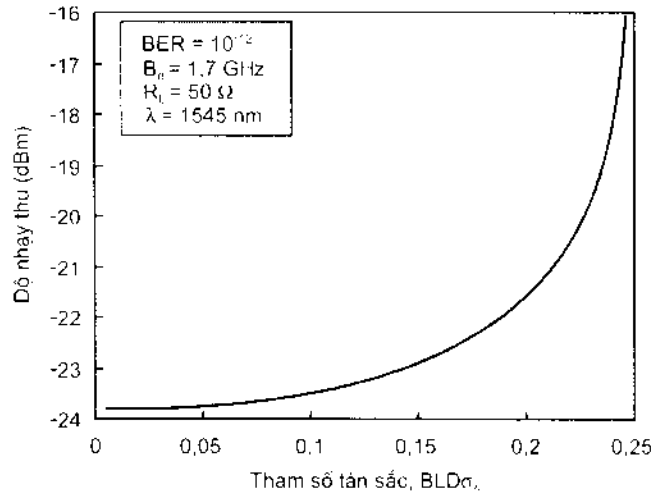
$$b_p = \sqrt{1 + (4BLD\sigma_\lambda)^2} \quad (5-16)$$

Tiến hành giải phương trình này đối với b_p thì sự mất mát công suất P_p tính theo decibel (dB) được viết như sau:

$$P_p = -5 \log_{10} [1 - (4BLD\sigma_\lambda)^2] \quad (5-17)$$

Từ đây, chúng ta có thể tính toán sự mất mát công suất hệ thống thông qua sự suy giảm đặc tính bộ thu quang. Hình 5.3 là kết quả tính toán mô phỏng cho bộ thu quang tốc độ bit 2,5 Gbit/s có độ nhạy thu tại $BER = 10^{-12}$ phụ thuộc vào tham số tán sắc bao gồm tổ hợp $BLD\sigma_\lambda$. Qua kết quả tính toán này ta thấy rằng tích BL đã thực sự làm giới hạn hệ thống vì độ nhạy thu bị giảm. Hầu hết các hệ thống thiết kế có $BLD\sigma_\lambda < 0,2$ cho nên độ nhạy thu bị giảm đi 2 dB.

Thực ra biểu thức (5-17) cũng chưa thể xác định được thật chính xác giá trị công suất bị mất mát trên tuyến thực tiễn vì còn có nhiều yếu tố khác tác động. Tuy nhiên nó có thể cho ra thông tin khá phù hợp cho các hệ thống có tốc độ bit không quá cao.



Hình 5.3: Độ nhạy thu của hệ thống 2,5 Gbit/s phụ thuộc vào $BLD\sigma_c$

5.3.3. Chirp tần số trong hệ thống

Nói đến đặc tính của hệ thống thông tin quang thì chirp tần số là một trong những hiệu ứng quan trọng làm giới hạn đặc tính hệ thống hoạt động ở vùng bước sóng 1550 nm. Như ta đã biết, điều chế cường độ trong các laser bán dẫn luôn kèm theo sự biến đổi về pha hay còn gọi là sự điều biến về pha, bởi vì yếu tố làm tăng độ rộng phổ laser sẽ tạo ra sự thay đổi về chỉ số chiết suất. Các xung ánh sáng có sự dịch pha theo thời gian được gọi là xung bị *chirp*. Kết cục là chirp tần số tác động lên xung ánh sáng làm cho phổ của nó bị dãn đáng kể. Sự dãn phổ như vậy sẽ có ảnh hưởng tới dạng xung tại đầu ra sợi quang là do tán sắc sợi, và nó làm xuống cấp đặc tính hệ thống.

Tính toán chính xác sự mất mát công suất do chirp gây ra là rất khó bởi vì chirp tần số phụ thuộc vào cả dạng và độ rộng xung ánh sáng. Tuy nhiên đối với các xung chữ nhật có thể tiếp cận theo cách hiệu sau đây. Do có sự dịch phổ, công suất có trong phần bị chirp của xung sẽ chạy ra ngoài khe thời gian của bit trong quá trình xung lan truyền trong sợi quang. Suy hao công suất trong trường hợp này sẽ làm giảm tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR tại bộ thu quang và dẫn tới mất mát công suất hệ thống. Mất mát công suất do chirp gây ra có thể viết như sau [36]:

$$P_c = -20 \log_{10} \left\{ 1 - \left(\frac{4\pi^2}{3} - 8 \right) B^2 LD \Delta\lambda_c t_c \left[1 + \frac{2B}{3} (LD \Delta\lambda_c - t_c) \right] \right\} \quad (5-18)$$

Ở đây $\Delta\lambda_c$ là sự dịch phổ có liên quan tới chirp, tc là độ dài chirp. Bộ thu ở đây đã được giả thiết là sử dụng photodiode p-i-n. Sự mất mát công suất là lớn hơn so với bộ thu APD và tùy thuộc vào hệ số nhiễu trội của APD. Phương pháp này gặp phải một vấn đề là $\Delta\lambda_c$ và t_c xuất hiện như các tham số tự do và cần phải được xác định cho từng laser

thông qua các phép đo thực nghiệm về chirp tần số. Lý do là ở chỗ chirp có tác động tới đặc tính hệ thống, nhưng việc tính toán ở đây lại không mô tả được đầy đủ.

Chirp tần số hầu như tăng tuyến tính trên toàn bộ độ rộng xung trong hệ thống thông tin tốc độ cao (Gbit/s). Điều này cũng có thể xảy ra đối với các hệ thống thông tin tốc độ thấp nếu như xung quang có các sườn lên và xuống không dựng đứng mà lại có thời gian lên và xuống khá dài. Như vậy lý tưởng thì xung phải vuông nhưng thực tế lại có dạng Gaussian. Khi chúng ta giả thiết có xung Gaussian và chirp tần số tuyến tính thì có thể dựa vào việc phân tích về chirp ở chương 2 để xác định sự mất mát công suất của hệ thống do chirp gây ra. Xung Gaussian bị chirp vẫn có dạng Gaussian nhưng công suất đỉnh của nó sẽ giảm do có sự giãn xung. Khi đó sự giãn xung tại thiết bị thu được viết như sau [37, 38]:

$$b_r = \left[\left(1 - \frac{C\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 - \left(\frac{\beta_2 L}{2\sigma_0^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5-19)$$

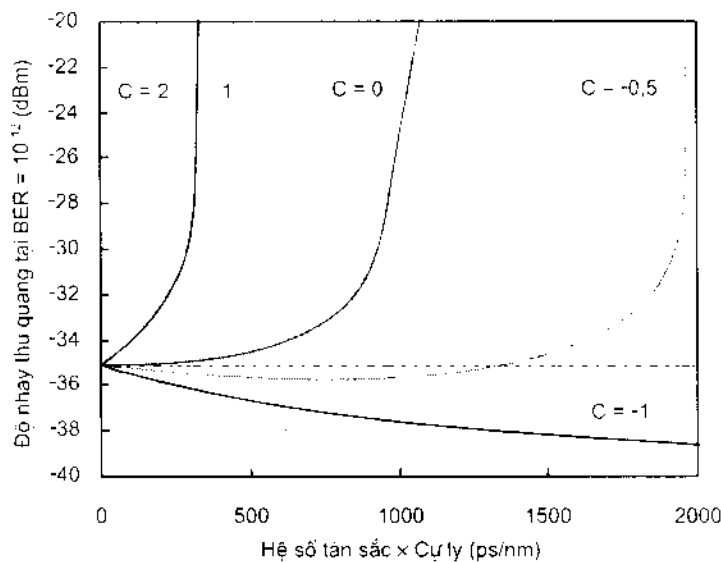
Ở đây C là hệ số chirp, β_2 là tham số tán sắc vận tốc nhóm. Như vậy, xuất hiện sự mất mát công suất hệ thống do chirp gây ra. Công suất bị mất mát P_c có thể xác định bằng cách sử dụng quan hệ độ rộng xung đầu vào σ_0 với tốc độ bit B được cho là $4\sigma_0 \leq 1/B$ và như vậy mất mát công suất được tính bằng dB có thể viết như sau:

$$P_c = -5 \log_{10} \left[\left(1 - 8B^2 C \beta_2 L \right)^2 - \left(8B^2 \beta_2 L \right)^2 \right] \quad (5-20)$$

Từ sự mất mát công suất như vậy, sẽ dẫn đến công suất tín hiệu tới bộ thu quang bị giảm làm cho tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR giảm. Kết quả là độ nhạy thu bị giảm theo sự mất mát công suất này, và ta có thể tìm ra được sự suy giảm độ nhạy thu của hệ thống. Hình 5.4 là kết quả mà chúng tôi tính toán mô phỏng độ nhạy thu của bộ thu có khuếch đại quang OAR (Optically Amplified Receiver) phụ thuộc vào tích tán sắc-cự ly với các giá trị của tham số chirp khác nhau [42]. Độ nhạy thu ở đây được tính cho tốc độ 10 Gbit/s và $BER = 10^{-12}$ với các tham số bộ thu như sau: tham số tán sắc D bằng 18 ps/km.nm, băng tần điện bằng 7,5 GHz, điện trở tải 50 Ω ; bộ thu có khuếch đại quang làm tiền khuếch đại với độ khuếch đại G là 30 dB và hình ảnh nhiễu bằng 5 dB. Trong phép tính toán này, tham số tán sắc vận tốc nhóm β_2 lấy giá trị âm vì hệ thống hoạt động tại vùng bước sóng 1550 nm, đường cong chirp $C = 0$ mô tả trường hợp hệ thống truyền tín hiệu xung không bị chirp, đường chấm đứt nét thể hiện độ nhạy thu cao nhất khi không có tán sắc. Ta thấy rằng đặc tính hệ thống bị xuống cấp nghiêm trọng khi các xung bị chirp ở giá trị dương của C cao. Trong khi đó có một điều hấp dẫn là có sự xuất hiện một vùng giá trị tán sắc nào đó cho phép cải thiện độ nhạy thu ứng với chirp C có giá trị âm. Điều đó có nghĩa là nếu như tạo ra chirp C có giá trị âm, đặc tính

hệ thống sẽ được cải thiện ở một vùng cự ly truyền dẫn nhất định. Có điều lưu ý rằng đây là sự tính toán sơ bộ, tuy nhiên nó được xem như cách tiếp cận đáng tin cậy hiện nay vì kết quả tính toán đã phản ánh rất sát thực với hiện trạng thực tế [42].

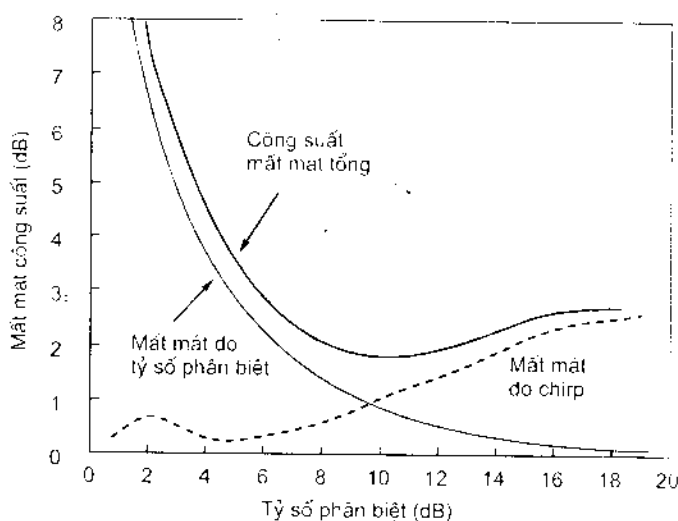
Thực ra đã có một số công trình nghiên cứu phân tích về ảnh hưởng của chirp tuyến tính trong hệ thống thông tin quang cách đây từ hơn mười năm và đã thu được các kết quả khả quan [39, 40, 41]. Tuy nhiên, thời điểm đó công nghệ còn chưa đủ điều kiện kiểm chứng, nhất là ở các hệ thống tốc độ cao. Trong thực tế sự mất mát công suất hệ thống của chirp còn phụ thuộc vào nhiều yếu tố, chẳng hạn như ảnh hưởng của chirp có thể bị giảm khi đặt thiên áp laser phát ở dưới mức ngưỡng. Tuy nhiên, khi thiên áp dưới mức ngưỡng sẽ làm giảm tỷ số phân biệt $R_{ext} = P_1/P_0$, trong đó P_1 và P_0 tương ứng là các công suất quang nhận được ứng với các bit "1" và "0", và khi R_{ext} giảm sẽ làm giảm độ nhạy thu và lại xuất hiện mất mát quỹ công suất hệ thống. Hình 5.5 là kết quả tính toán dựa trên biểu thức (4-80) được cho trong chương 4 và tham khảo kết quả [43] nhằm thể hiện mối quan hệ tương tác này.



Hình 5.4: Độ nhạy thu của bộ thu quang 10 Gbit/s có tiền khuếch đại quang phụ thuộc vào tần sắc sợi với các giá trị chirp khác nhau

Việc loại trừ vấn đề về chirp của laser bán dẫn có thể thực hiện thông qua sử dụng bộ điều chế ngoài để phát tín hiệu khi laser hoạt động liên tục. Đây là giải pháp ứng dụng thực tiễn hiện nay cho các hệ thống thiết bị phát. Trong các thiết bị này, thông thường bộ điều chế được tổ hợp với laser DFB thành thiết bị đơn chiếc. Tham số C có giá trị gần như bằng 0 tại thiết bị này. Hơn nữa, nhờ việc áp dụng công nghệ như vậy mà bộ điều chế ngoài được dùng như một thiết bị để điều chế pha của sóng quang để sao cho đạt được giá trị của chirp C là âm. Khi đó bộ điều chế ngoài đóng vai trò tác

đồng như là bộ bù tán sắc như đã thể hiện ở hình 5.4. Điều này ngụ ý rằng hiện tượng chirp tần số lại trở thành có lợi khi kết hợp với ảnh hưởng của tán sắc.



Hình 5.5: Mất mát công suất và tỷ số phân biệt là một hàm của tán sắc sợi

5.3.4. Phản hồi phản xạ và nhiễu

Trong hệ thống thông tin quang đôi khi có hiện tượng phản xạ ánh sáng trở lại hệ thống, nguyên nhân là do tính không liên tục của chỉ số chiết suất xảy ra trên tuyến sợi quang như chỗ có mối hàn nối sợi, bộ nối quang (connector) và các điểm đầu cuối sợi quang. Các ảnh hưởng của sự phản hồi này có thể làm suy giảm đáng kể đặc tính của hệ thống thông tin quang. Ngay cả khi chỉ một lượng nhỏ ánh sáng phản xạ được phản hồi trở lại cũng có thể gây ảnh hưởng tới hoạt động của laser bán dẫn LD và gây ra nhiễu trội tại đầu ra thiết bị phát quang. Thông thường thì trong quá trình chế tạo thiết bị, người ta đã đặt một bộ cách ly giữa nguồn phát và sợi quang, đặc biệt là đối với thiết bị sử dụng cho tuyến có tốc độ cao, nhưng sự phản xạ kép giữa các mối hàn sợi và bộ nối quang vẫn có thể phát ra nhiễu cường độ phụ thêm vào hệ thống và gây ra sự suy giảm đặc tính bộ thu quang. Để xét vấn đề này, ta cũng thảo luận tự quanh vấn đề liên quan tới thiết bị thu quang.

Như đã tóm lược ở trên, ta có thể thấy rằng hầu hết các phản xạ ánh sáng trong tuyến sợi quang đều có nguồn gốc xuất phát từ giao diện thủy tinh - không khí, nơi mà chứa đựng nguyên nhân sinh ra phản xạ, và độ phản xạ trong từng trường hợp này được tính bằng biểu thức sau:

$$R_f = \frac{(n_f - 1)^2}{(n_f + 1)^2} \quad (5-21)$$

Ở đây n_f là chỉ số chiết suất của vật liệu sợi quang. Đối với sợi thủy tinh silic thì R_f vào khoảng 3,6% (tương ứng với -14,4 dB) nếu như sử dụng $n_f = 1,47$. Giá trị này tăng 5,3% đối với các đầu sợi đã được mài bóng vì việc mài bóng đầu sợi có thể tạo ra lớp bề mặt mịn với chỉ số phản xạ vào khoảng 1,6. Trong trường hợp có sự phản xạ xảy ra giữa hai mối hàn nối sợi hoặc giữa hai bộ nối quang thì sự phản hồi phản xạ có thể tăng đáng kể bởi vì hai bề mặt phản xạ có thể đóng vai trò như là các gương của một giao thoa kế Fabry-Perot. Khi điều kiện cộng hưởng được thỏa mãn, sự phản xạ sẽ tăng tới 14% đối với các bề mặt không được đánh bóng và tới 22% đối với các bề mặt đã được đánh bóng. Như vậy, một phần đáng kể tín hiệu truyền dẫn đi có thể bị phản xạ trở lại. Nếu như áp dụng các biện pháp làm giảm phản xạ thì tín hiệu tới đầu thu của hệ thống sẽ ít bị suy giảm. Kỹ thuật thông dụng được phổ biến để làm giảm sự phản xạ tín hiệu là sử dụng chất lỏng ở dạng dầu hoặc chất gel có chiết suất có thể làm dung hoà các giao tiếp thủy tinh - không khí. Cũng có thể cắt vát hoặc làm cong bề mặt đầu sợi quang với một góc nào đó để sao cho ánh sáng phản xạ bị lệch ra khỏi trục sợi quang. Với các kỹ thuật này, có thể làm giảm sự phản hồi phản xạ xuống còn dưới 0,1%.

Nhìn chung, các nguồn phát laser bán dẫn đều cực kỳ nhạy cảm đối với phản xạ quang. Phổ của laser phát thường bị ảnh hưởng nhiều nhất đối với phản xạ, nó có thể bị dẫn về biên độ phổ tới vài lần tùy thuộc vào vị trí bề mặt phản xạ. Hậu quả của sự phản xạ như vậy dẫn đến thực tế rằng pha của ánh sáng phản xạ sẽ có thể làm sáo trộn đáng kể pha của tín hiệu phát ra từ laser ngay cả khi ánh sáng phản xạ là khá yếu. Như vậy đặc tính của hệ thống tách sóng trực tiếp DD lại thành ra bị ảnh hưởng đáng kể dưới dạng nhiễu cường độ hơn là nhiễu pha. Do đó ta thấy rằng phản hồi quang có thể làm tăng mạnh nhiễu cường độ. Trong thực tế, có một vài cơ chế mà thông qua đó nhiễu cường độ tương đối RIN của laser bán dẫn có thể làm tăng từ việc phản hồi quang bên ngoài.

Qua việc khảo sát và đo thực tế về RIN và đặc tính BER, người ta nhận thấy rằng khi RIN do phản hồi ánh sáng gây ra mà tăng thì dẫn đến sự mất mát công suất trong hệ thống [44]. Sự mất mát công suất có thể được tính theo sự ảnh hưởng tại phía thu quang như sau:

$$P_{\text{eff}} = -10 \log_{10} (1 - R_{\text{eff}}^2 Q^2) \quad (5-22)$$

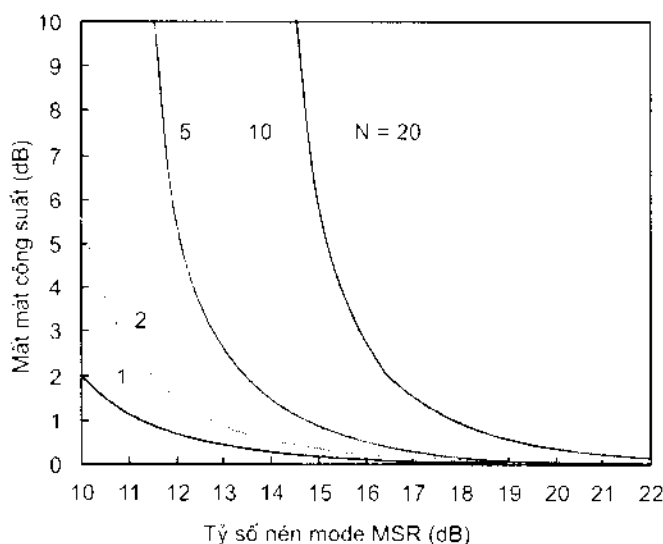
Trong đó R_{eff} là nhiễu cường độ hiệu dụng trên băng tần bộ thu B_r và được tính như sau:

$$R_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} RIN(\omega) d\omega = 2(RIN)B_r \quad (5-23)$$

Khi mà có các mode cộng hưởng ngoài do phản hồi quang sinh ra, R_{eff} có thể được tính bằng dạng đơn giản được tìm ra như sau [45]:

$$R_{eff}^2 \approx r_l^2 + \frac{N}{(MSR)^2} \quad (5-24)$$

Ở đây r_l là mức nhiễu tương đối khi không có sự phản hồi phản xạ, N là số các mode cộng hưởng ngoài và MSR là một hệ số mà nhờ đó các mode cộng hưởng ngoài được duy trì nén. Hình 5.6 là kết quả tính toán sự mất mát công suất của hệ thống tại $BER = 10^{-9}$ do nhiễu phản xạ gây ra; kết quả thu được như là một hàm số phụ thuộc vào MSR khi $r_l = 0.01$ với N là một tham số. Mất mát công suất là không đáng kể khi không có phản hồi, tức là $N = 0$. Tuy nhiên, nó tăng theo N tăng và MSR giảm. Như vậy, phản hồi phản xạ có thể làm xuống cấp đặc tính hệ thống thậm chí tới mức mà hệ thống không thể đạt được đặc tính lỗi bit BER mong muốn mặc dù công suất thu được có thể tăng rất lớn. Giá trị BER có sự tác động của phản xạ quang có thể quan sát được khi đo thực nghiệm và từ đó xác định được chất lượng của hệ thống.



Hình 5.6: Mất mát công suất do phản xạ phụ thuộc vào MSR

Trong thực tế, vấn đề ảnh hưởng của phản xạ quang có thể được loại trừ khi sử dụng bộ cách ly trong thiết bị phát. Tuy nhiên, ngay cả khi bộ cách ly được đưa vào sử dụng thì hiện tượng phản xạ quang ảnh hưởng tới chất lượng hệ thống thông tin quang cũng vẫn còn là vấn đề cần xem xét kỹ lưỡng. Đặc biệt trong các tuyến thông tin quang cự ly dài sử dụng các bộ khuếch đại quang, hiện tượng ảnh hưởng tán sắc sợi có thể biến đổi nhiều pha thành nhiều cường độ và cũng dẫn đến suy giảm đặc tính hệ thống. Một cách tương tự, hai mặt phản xạ ở bất kỳ nơi nào dọc theo tuyến sợi quang cũng đóng vai trò như một giao thoa kế có thể biến đổi nhiều pha thành nhiều cường độ. Những sự biến đổi như vậy có thể hiểu rằng những sự phản xạ kép bên trong giao thoa kế Fabry-Perot sẽ dẫn tới tính phụ thuộc về pha trong cường độ tín hiệu được phát đi mà

nó có thể thăng giáng theo những thay đổi pha. Kết cục là RIN của tín hiệu đi tới bộ thu quang sẽ cao hơn RIN xảy ra khi không có phản hồi quang. Hầu hết sự tăng lên của RIN xảy ra trên băng tần hẹp chứa độ rộng phổ được chi phối từ độ rộng phổ laser. Mật mát công suất vẫn có thể tính theo biểu thức (5-22). Để tránh mất mát công suất thì chỉ có thể loại trừ hoặc làm giảm những phản xạ ký sinh dọc theo toàn bộ tuyến sợi truyền dẫn. Vì vậy, cần thiết phải sử dụng các kỹ thuật làm dung hoà chỉ số chiết suất tại các tiếp giáp bộ nối quang và các bộ mối ghép sợi.

5.3.5. Nhiều cạnh tranh mode

Như đã biết rằng các laser bán dẫn đa mode có biểu hiện nhiều cạnh tranh mode MPN (Mode-Partition Noise), hiện tượng này xảy ra do có sự không tương quan trong các cặp mode dọc. Đặc biệt, các mode dọc khác nhau sẽ biến đổi theo kiểu mà các mode riêng rẽ thể hiện sự thăng giáng về cường độ lớn mặc dù cường độ tổng duy trì gần như không đổi. Nhiều cạnh tranh mode MPN có thể không gây hại cho hệ thống khi không có tán sắc sợi, vì toàn bộ các mode đã duy trì đồng bộ trong quá trình truyền dẫn và tách sóng quang. Trong thực tế, các mode khác nhau sẽ trở thành lệch đồng bộ vì chúng lan truyền trong sợi với các tốc độ hơi khác nhau do ảnh hưởng của tán sắc vận tốc nhóm GVD. Với sự lệch đồng bộ như vậy, sẽ có biểu hiện thay đổi dòng tại bộ thu quang, và tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR tại mạch quyết định của bộ thu sẽ bị giảm đi. Do đó sẽ gây ra mất mát công suất và cần phải có một lượng công suất tín hiệu bù vào để cải thiện SNR nhằm đạt được tỷ số lỗi bit BER theo yêu cầu. Ảnh hưởng của MPN đối với đặc tính hệ thống đã được nghiên cứu cho cả laser đa mode và đơn mode [46, 47]. Đối với các laser bán dẫn đa mode, sự mất mát công suất tín hiệu có thể được tính như sau:

$$P_{MPN} = -5 \log_{10} (1 - Q^2 R_{MPN}^2) \quad (5-25)$$

Ở đây R_{MPN} là mức nhiễu tương đối của công suất thu được khi có nhiều cạnh tranh mode MPN. Trong mô hình đơn giản [47] đã được sử dụng để tính toán R_{MPN} . Ở đây giả thiết rằng các mode laser có sự thăng giáng theo kiểu mà công suất tổng vẫn duy trì là hằng số trong điều kiện hoạt động sóng liên tục (CW). Nó cũng giả định rằng công suất mode trung bình được phân bố theo phân bố Gaussian của độ rộng RMS là σ_z , và rằng dạng xung tại mạch quyết định của bộ thu quang được mô tả bằng hàm cosine. Có một cách tiếp cận tính toán không phức tạp chỉ ra rằng RMPN có thể được viết như sau:

$$R_{MPN} = \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \left\{ 1 - \exp \left[-(\pi B D L \sigma_z)^2 \right] \right\} \quad (5-26)$$

Ở đây B là tốc độ bit, L là cự ly sợi truyền dẫn, D là hệ số tán sắc. Hệ số cạnh tranh mode k có giá trị từ $0 \div 1$ và được cho như sau;

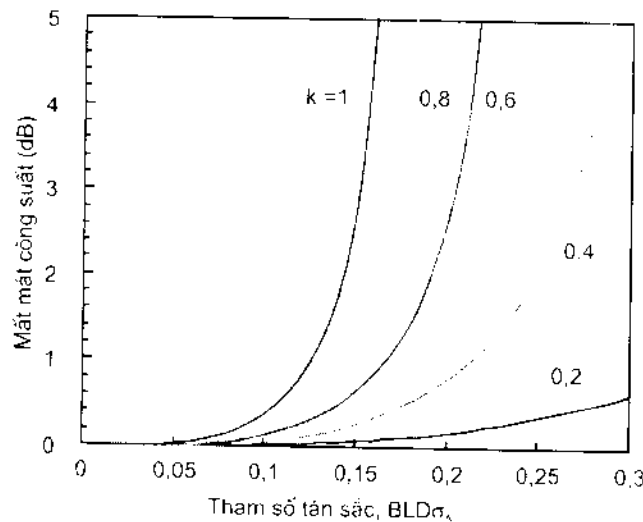
$$k = \sqrt{1 - \gamma_{cc}} \quad (5-27)$$

Trong đó γ_{cc} gọi là hiệu suất tương quan ngang và được viết là:

$$\gamma_{cc} = \frac{\langle P_i P_j \rangle}{\langle P_i \rangle \langle P_j \rangle} \quad (5-28)$$

Với các giá trị i và j bảo đảm sao cho $i \neq j$. Các ký hiệu ngoặc nhọn biểu thị giá trị trung bình của sự thăng giáng công suất có liên quan tới cạnh tranh mode.

Nhìn chung khó có thể ước tính được giá trị k , và nó thay đổi phụ thuộc vào laser. Trong các thực nghiệm, người ta tìm thấy k nằm trong khoảng $0,6 \div 0,8$. Các biểu thức (5-25) và (5-26) có thể được dùng để tính toán sự mất mát công suất sinh ra do nhiều cạnh tranh mode. Trong hình 5.7, chúng tôi tính toán mô phỏng sự mất mát công suất hệ thống tại $BER = 10^{-9}$ như là một hàm số của tham số tán sắc đã được chuẩn hoá $BLD\sigma_s$ với k là một tham số. Khi k lớn hơn 0,5 thì lượng công suất bị mất đi do MPN gây ra là khá lớn khi tham số tán sắc tăng.



Hình 5.7: Mất mát công suất do nhiễu cạnh tranh mode MPN gây ra đối với laser đa mode

Đối với các hệ thống thông tin quang hoạt động ở vùng bước sóng 1550 nm, chúng thường có nguồn phát sử dụng laser bán dẫn đơn mode DFB nhằm để hạn chế ảnh hưởng của tán sắc sợi. Trong trường hợp này, có thể nghĩ rằng nhiễu cạnh tranh mode sẽ được loại trừ do sử dụng loại laser này có dao động chỉ với một mode dọc. Nhưng điều không may là điều này không thực hiện được. Lý do là ở chỗ mode chính

của bất kỳ một laser DFB nào cũng có vài mode bên với biên độ nhỏ hơn đồng hành với nó. Bản chất đơn mode của các laser DFB được định lượng thông qua “tỷ số nén mode” MSR (Mode Suppression Ratio) mà nó được xác định như là tỷ số của công suất mode chính P_m với công suất P_s của hầu hết mode bên trội. Như vậy, ảnh hưởng của MPN đối với đặc tính hệ thống đã phụ thuộc vào tỷ số nén mode MSR.

Sự khác nhau giữa các laser bán dẫn đa mode và đơn mode có liên quan với tính thống kê về sự bất ổn định cạnh tranh mode. Trong các laser đa mode, cả mode chính và mode bên đều ở trên ngưỡng và có sự bất ổn định của chúng, và được mô tả bằng hàm mật độ xác suất Gaussian. Ngược lại các mode bên của laser bán dẫn đơn mode DFB thường là ở dưới ngưỡng và công suất quang được mô tả dưới dạng hàm mũ sau:

$$p(P_s) = \frac{1}{\langle P_s \rangle} \exp\left(-\frac{P_s}{\langle P_s \rangle}\right) \quad (5-29)$$

Ở đây, $\langle P_s \rangle$ là giá trị trung bình của biến ngẫu nhiên P_s .

Để tính toán sự mất mát công suất do MPN gây ra tại thiết bị thu quang, có thể dựa theo nội dung phân tích trong chương 4 và thêm phần nhiễu phụ được tính cho sự bất ổn định mode bên. Đối với bộ thu sử dụng tách sóng photodiode p-i-n, tỷ số lỗi bit BER có thể tính như sau:

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) + \exp\left(-\frac{R_m}{2} + \frac{R_m^2}{4Q^2}\right) \left[1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}} - \frac{R_m}{Q\sqrt{2}}\right)\right] \quad (5-30)$$

Trong đó tham số R_m được viết là:

$$R_m = \frac{\langle P_m \rangle}{\langle P_s \rangle} \quad (5-31)$$

Ở đây $\langle P_m \rangle$ là công suất trung bình của mode chính. Giá trị BER sẽ vượt quá 10^{-9} khi $MSR < 42$. Trong một số thực nghiệm gần đây, các nhà nghiên cứu đã chỉ ra rằng đặc tính BER có thể lớn hơn 10^{-9} ngay cả khi sử dụng các laser DFB có tỷ số nén mode MSR vượt quá 30 dB.

5.3.6. Nhiễu cường độ

Việc phân tích về nhiễu bộ thu trong chương 4 là được xem xét với giả thiết rằng công suất quang trong hệ thống đi từ phát tới bộ thu quang không bị thăng giáng (hay thay đổi bất ổn định). Tuy nhiên trong hệ thống thực tế, ánh sáng được phát ra ở bất kỳ một thiết bị phát quang nào cũng có biểu hiện sự thăng giáng. Những sự thay đổi thăng giáng như vậy được gọi là *nhiễu cường độ*. Bộ thu quang sẽ biến đổi những sự bất ổn định về công suất này thành những biến đổi về dòng điện và thêm vào với nhiễu

tổng bao gồm nhiễu lượng tử và nhiễu nhiệt như đã biết. Như vậy, tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR tại bộ thu quang bị giảm đi. Việc phân tích chính xác về nhiễu tổng bao hàm cả nhiễu cường độ là rất khó vì nó có liên quan tới việc tính toán thống kê dòng photo. Tuy nhiên, có thể sử dụng cách tiếp cận đơn giản là ta hãy thêm thành phần nhiễu cường độ vào nhiễu tổng đã cho trong biểu thức (4-20) như sau:

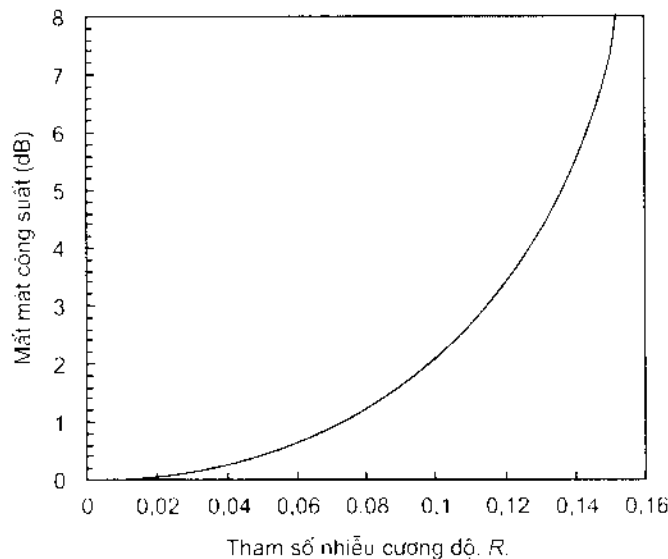
$$\sigma^2 = \sigma_i^2 + \sigma_T^2 + \sigma_I^2 \quad (5-32)$$

Trong đó ta coi I_p bằng $(I_p + I_d + I_l)$, và thành phần nhiễu cường độ được viết như sau:

$$\sigma_I = R\sqrt{\langle \Delta P_m^2 \rangle} = RP_m R_I \quad (5-33)$$

Tham số R_I là đại lượng xác định mức nhiễu của tín hiệu quang đi tới bộ thu và được viết như sau:

$$R_I = \frac{\sqrt{\langle \Delta P_m^2 \rangle}}{P_m} \quad (5-34)$$



Hình 5.8: Mất mát công suất phụ thuộc vào tham số nhiễu cường độ

Tham số R_I có quan hệ với nhiễu cường độ tương đối RIN (Relative Intensity Noise) của thiết bị phát như sau:

$$R_I^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} RIN(\omega) d\omega \quad (5-35)$$

Trong thực tế R_I có giá trị tiêu biểu nhỏ hơn 0,01. Giá trị này có được là do R_I vốn là nghịch đảo của tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR, và thông thường SNR có giá trị lớn hơn 20 dB.

Trong biểu thức xác định tham số Q , vì σ_0 và σ_I phụ thuộc R_I cho nên Q sẽ bị giảm do sự có mặt của nhiễu cường độ. Như vậy, muốn duy trì được đặc tính BER thì cần phải tăng công suất tín hiệu thu được. Đây là nguyên nhân phải có sự đền bù cho mất mát công suất hệ thống. Để đơn giản cho việc tính toán, ta giả thiết tỷ số phân biệt là đủ lớn để mất mát công suất do tỷ số phân biệt gây ra rất nhỏ nhằm để $\langle i_{ij} \rangle = 0$ và $\sigma_0 = \sigma_I$. Sử dụng $\langle i_j \rangle = RP_I = 2R\langle P_{rec} \rangle$, thì tham số Q viết được trong bộ thu photodiode $p-i-n$ là:

$$Q = \frac{2R\langle P_{rec} \rangle}{\sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_T^2 + \sigma_I^2 + \sigma_0^2}} \quad (5-36)$$

$$\text{Trong đó: } \sigma_i = \sqrt{4eR\langle P_{rec} \rangle B_r}, \quad \sigma_I = 2R_I R \langle P_{rec} \rangle, \quad (5-37)$$

$$\text{và} \quad \sigma_T = \sqrt{\frac{4k_B T B_r}{R_L} F_n} \quad (5-38)$$

Giải biểu thức (5-36) sẽ thu được dạng như sau:

$$\langle P_{rec}(R_I) \rangle = \frac{Q\sigma_T + Q^2 e B_r}{R(1 - R_I^2 Q^2)} \quad (5-39)$$

Sự mất mát công suất được xác định như là sự tăng của $\langle P_{rec} \rangle$ và có thể viết như sau:

$$P_I = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle P_{rec}(R_I) \rangle}{\langle P_{rec}(0) \rangle} \right) = -10 \log_{10} (1 - R_I^2 Q^2) \quad (5-40)$$

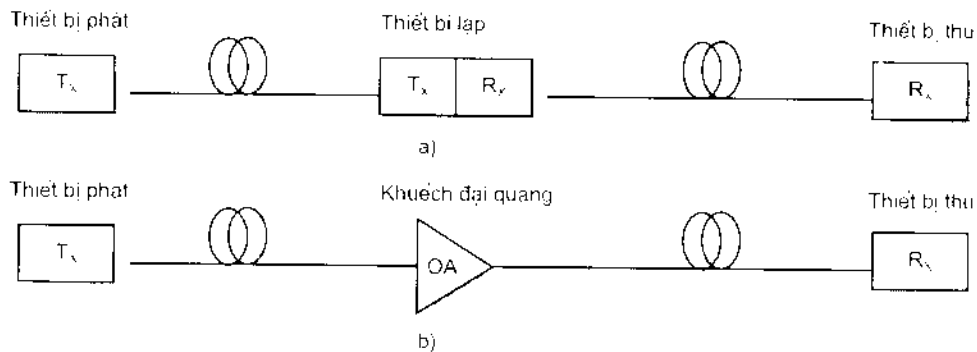
Từ đây ta có thể tính toán mô phỏng để khảo sát sự biến thiên của công suất bị mất mát do nhiễu cường độ gây ra. Hình 5.8 là kết quả mà chúng tôi tính toán sự mất mát công suất phụ thuộc vào R_I với $BER = 10^{-9}$. Trong hầu hết các thiết bị phát quang, $R_I < 0,01$ và như vậy P_I nhỏ hơn 0,02 dB, như vậy ảnh hưởng của nhiễu cường độ là nhỏ và có thể bỏ qua đối với các hệ thống thông tin số.

5.4. CẤU TRÚC HỆ THỐNG

5.4.1. Kiến trúc hệ thống

Cấu trúc tuyến thông tin quang đơn giản nhất là các hệ thống điểm - điểm. Vai trò của nó là truyền tải lưu lượng thông tin, và phổ biến nhất là các hệ thống truyền dẫn số. Trên thực tế, độ dài của tuyến có thể từ một vài km (tuyến ngắn - short haul) cho tới hàng nghìn km (tuyến dài - long haul) tùy thuộc vào các lĩnh vực áp dụng cụ thể. Từ việc tính toán thiết kế cấu hình tuyến đã trình bày trong các phần ở trên của chương

này, ta có thể có được các tham số thiết kế chúng nhằm đưa ra được cấu trúc tuyến hợp lý. Nhìn chung, các tuyến có cấu trúc điểm - điểm đơn giản như hình 5.9.



Hình 5.9: a) Cấu trúc tuyến đơn giản loại có khoảng lặp và b) Khoảng khuếch đại

Cấu trúc ở một tuyến có liên quang tối nhiều yếu tố cấu thành hệ thống như các đặc tính về sợi, nguồn phát và thu quang. Ngoài ra còn có những thiết bị khác được lắp đặt trên tuyến tùy từng trường hợp cụ thể. Khi thiết kế tuyến, có những điều kiện bắt buộc về kỹ thuật và tính kinh tế đóng vai trò quan trọng trên các tuyến thông tin quang. Bên cạnh những vấn đề kỹ thuật cần tính đến trong các phần trước, người thiết kế tuyến phải lựa chọn công nghệ một cách cẩn thận cho từng công đoạn để bảo đảm rằng mức độ hoạt động được đặt ra của hệ thống cần được duy trì trong suốt thời gian phục vụ của hệ thống mà không có hiện tượng các bộ phận của tuyến làm việc quá mức hoặc xuống cấp nhanh bất thường.

Các yêu cầu trọng yếu của tuyến được đặt ra là:

- 1- Tỷ lệ truyền dẫn theo yêu cầu (hoặc có thể đạt được)
- 2- Tốc độ truyền dẫn hoặc dung lượng kênh tương đương.
- 3- Tỷ số lỗi bit BER.

Để đạt được các yêu cầu đặt ra ở trên, khi thiết kế tuyến phải tiến hành lựa chọn các thành phần của tuyến cùng với các đặc tính kỹ thuật như sau:

- Sợi quang đơn mode hay đa mode:

Loại sợi quang được sử dụng

Kích thước lõi sợi.

Chỉ số mật cắt chiết suất lõi.

Băng tần hoặc tán sắc.

Suy hao của sợi

Khẩu độ số hoặc bán kính trường mode.

- Nguồn phát là diode laser LD hay diode phát quang LED:

Bước sóng phát.

- Độ rộng phổ.
- Công suất phát.
- Vùng phát xạ có hiệu quả.
- Mẫu phát.
- Số lượng mode được phát.
- Thu quang sử dụng photodiode p-i-n hay APD
 - Hệ số chuyển đổi dòng
 - Bước sóng hoạt động
 - Tốc độ làm việc
 - Độ nhạy thu

Trong quá trình phân tích, có hai vấn đề được quan tâm theo tính tổng thể của tuyến mà luôn gặp phải, đó là quỹ phân bố công suất và quỹ thời gian lên của tín hiệu hay tán sắc trong hệ thống. Trong quỹ công suất, điều đầu tiên là công suất dự phòng giữa công suất phát và độ nhạy thu trên cơ sở đó thiết lập một tỷ số lỗi bit BER xác định. Dự phòng này được đặt ra cho các bộ nối quang, mối hàn, suy hao sợi và cộng thêm với dự phòng cho sự xuống cấp của thiết bị và nhiệt độ làm việc thay đổi. Nếu như việc lựa chọn thành phần thiết bị mà không đảm bảo cự ly truyền dẫn thì có thể thay đổi các thành phần đó hoặc ghép trạm lặp vào tuyến. Một khi quỹ công suất đã được thiết lập, thì có thể thực hiện xem xét giá trị tán sắc sợi hay thời gian lên của tín hiệu để bảo đảm tính kỹ thuật của tuyến.

Về cấu trúc của hệ thống, ta đã biết rằng, khi tiến hành xây dựng một tuyến thông tin quang nào đó, thì nội dung chính là quỹ công suất và tán sắc, trong đó bước đầu tiên và rất quan trọng ở đây là bước sóng làm việc của hệ thống. Sau khi cố định bước sóng của hệ thống thì tiến hành thành lập tuyến, lựa chọn các thành phần thiết bị hoạt động của vùng bước sóng này. Nếu như cự ly truyền dẫn mà quá gần, tốc độ thấp thì có thể quyết định lựa chọn vùng bước sóng xung quanh 850 nm được. Nếu như cự ly truyền dẫn mà không quá xa, tốc độ không quá cao thì có thể quyết định lựa chọn vùng bước sóng xung quanh 1310 nm. Mặt khác, nếu như cự ly truyền dẫn là dài, tốc độ bit cao thì ta có thể sử dụng ở các bước sóng vùng 1550 nm. Sau khi quyết định bước sóng làm việc của hệ thống, ta mới đi đến cấu hình và đặc điểm của hệ thống dựa trên ba bộ phận cấu thành tuyến thông tin đó là: thu quang, phát quang và sợi quang. Từ hai yếu tố trong các yếu tố này, sẽ có thể suy ra được yếu tố thứ ba.

Trong giai đoạn hiện nay, chủ yếu là các hệ thống thông tin quang trên mạng viễn thông làm việc ở hai bước sóng ở cửa sổ thứ hai (1310 nm) và cửa sổ thứ ba (1550 nm) với lý do là hai cửa sổ này có suy hao truyền dẫn là tương đối nhỏ. Tuy nhiên, việc nghiên cứu trong phòng thí nghiệm cũng như trên một số tuyến thực nghiệm vẫn đang

được khẩn trương tiến hành ở các bước sóng dài hơn, đó là các bước sóng cho các hệ thống thông tin quang trong tương lai.

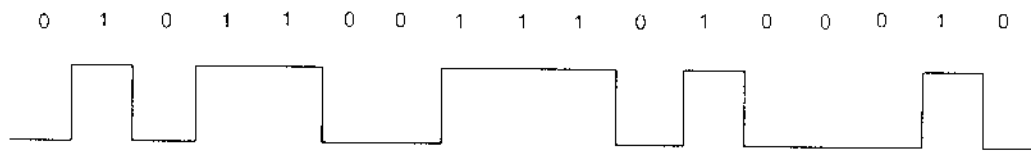
5.4.2. Mã đường truyền

Phần cuối cùng quan trọng trong thiết kế một hệ thống thông tin quang là mã đường truyền. Trong các hệ thống thông tin truyền dẫn số, phía thu phải bảo đảm khôi phục được thời gian của thông tin được truyền đi một cách chính xác và tạo điều kiện hiệu chỉnh được lỗi của hệ thống. Mã hoá tín hiệu sử dụng tập hợp các luật (hay còn gọi là các quy tắc) để sắp xếp các ký hiệu của tín hiệu theo một mẫu có tính đặc trưng riêng, đây chính là mã đường truyền của hệ thống. Chức năng chủ yếu của mã đường truyền là tạo ra sự dư thừa trong chùm tín hiệu số mang thông tin để giảm lỗi tới mức nhỏ nhất. Dựa vào độ dư này, có thể thực hiện được việc truyền tín hiệu số không có lỗi ở mức độ nào đó trên tuyến truyền dẫn quang. Để thực hiện truyền dẫn tín hiệu trên tuyến, có 3 loại mã nhị phân 2 mức được sử dụng là dạng NRZ (Non Return-to-Zero), RZ (Return-to-Zero) và dạng PE (Phase-Encoded). Trong dạng NRZ, bit số liệu được truyền chiếm cả chu kỳ bit. Đối với dạng RZ thì bit được truyền biểu hiện nhỏ hơn một chu kỳ bit (thường là một nửa chu kỳ bit). Còn ở dạng PE thì cả các bit đầy và nửa chu kỳ bit được truyền đi.

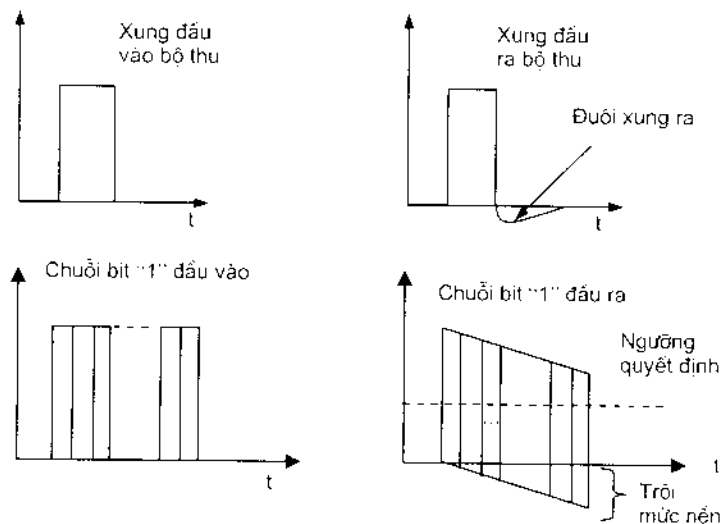
Mã NRZ:

Hiện nay, các dạng mã NRZ khác nhau đã được sử dụng khá rộng rãi trong các hệ thống thông tin quang và nhiều khi người ta còn sử dụng băng tần của chúng làm chuẩn với các nhóm mã khác. Dạng đơn giản nhất là NRZ-L (NRZ-Level) như ở hình 5.10. Trong một chuỗi dữ liệu nối tiếp nhau, tín hiệu đơn cực (đóng-mở) thể hiện số “1” bằng một xung đồng hay xung ánh sáng chiếm toàn bộ một chu kỳ bit và số “0” ứng với không có xung được truyền. Mã này rất đơn giản cho việc tiến hành mã hoá nhưng nó lại không có khả năng tự giám sát lỗi hay hiệu chỉnh tín hiệu và không tự đồng bộ được.

Mã NRZ cần có băng tần hẹp nhưng năng lượng trung bình tới bộ thu lại phụ thuộc vào dạng dữ liệu. Chẳng hạn như năng lượng mức cao thu được trong một chuỗi dài các bit “1” liên tiếp có thể dẫn tới hiện tượng trôi mức nền như ở hình 5.11. Hiện tượng này xảy ra do có sự tích tụ các đuôi xung từ các đặc tính tần số thấp của bộ lọc ghép ac trong bộ thu. Nếu bộ thu trở về ngưỡng ban đầu chậm hơn chuỗi các bit “1” thì có thể xuất hiện lỗi nếu bit “1” tiếp theo có biên độ thấp. Hơn nữa, chuỗi dài các bit “0” và “1” ở mã NRZ không chứa các thông tin đồng bộ vì không có sự dịch chuyển mức. Vì vậy, chuỗi dài gồm N bit giống nhau có thể dễ bị nhầm thành chuỗi (N - 1) hoặc (N + 1) bit trừ khi tín hiệu clock (đồng hồ) cực kỳ ổn định. Tuy nhiên, sử dụng tín hiệu clock có tính ổn định cao sẽ làm tăng giá thành hệ thống và đòi hỏi thời gian khởi động dài để nhận được đồng bộ.



Hình 5.10: Ví dụ mẫu một chuỗi tín hiệu NRZ-L



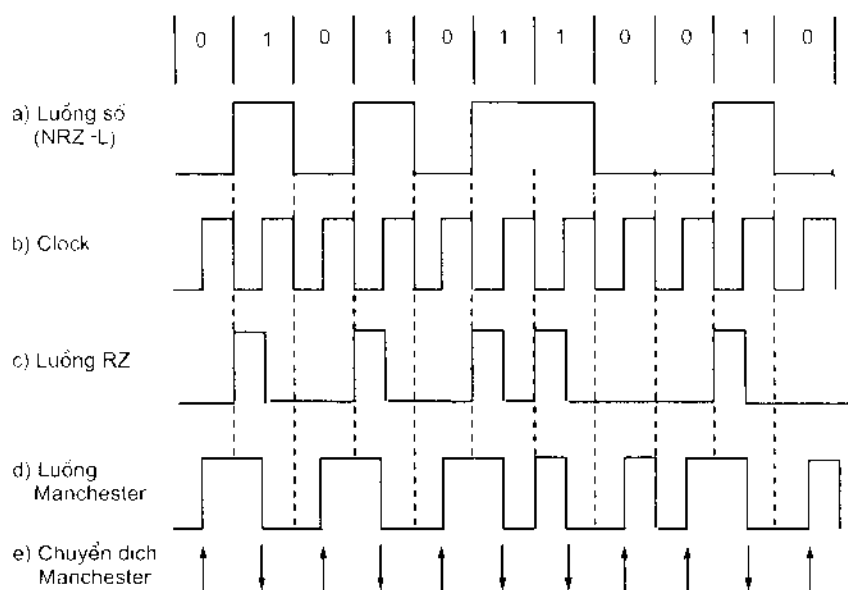
Hình 5.11: Trôi mức nền tại bộ thu khi truyền dẫn với luồng dài các bit "1" ở mã NRZ

Có hai kỹ thuật phổ biến để hạn chế khoảng thời gian dài nhất khi không có sự chuyển dịch mức xảy ra trong chuỗi tín hiệu là sử dụng các mã khối và scrambling (trộn). Scrambling đưa ra chùm mẫu số liệu ngẫu nhiên nhờ phép cộng modul-2 một chuỗi bit đã cho với chùm dữ liệu. Tại đầu thu, dãy bit đó lại được cộng modul-2 lần nữa với dữ liệu thu được, và kết quả là chuỗi bit ban đầu đã được khôi phục. Mặc dù tính ngẫu nhiên của dữ liệu mã NRZ Scrambling bảo đảm tốt về thông tin đồng bộ nhưng lại làm tăng tính phức tạp của mạch mã hoá và giải mã NRZ. Thực tế, người ta đã thực nghiệm thành công một hệ thống truyền dẫn cự ly dài gần 100 km với tốc độ 10 Gbit/s dùng mã NRZ.

Mã RZ

Trong trường hợp có băng tần thoải đáng, mỗi một bit dữ liệu có thể được mã hoá như hai bit đường truyền quang; đây chính là mẫu chốt cơ bản của mã RZ. Trong mã này, sự chuyển dịch mức tín hiệu xảy ra ở một vài hoặc tất cả các chu kỳ bit để có được thông tin đồng bộ. Một số dạng mã RZ được mô tả như hình 5.12. Tín hiệu cơ bản (NRZ-L) như ở hình 5.12a). Ở mã RZ đơn cực, một bit "1" có thể biểu thị bằng xung quang nửa chu kỳ, nó có thể xuất hiện ở nửa đầu hoặc nửa sau của chu kỳ bit. Bit "0" được biểu thị là không có tín hiệu trong cả chu kỳ bit. Mã RZ đơn cực có nhược điểm là

khi có chuỗi dài các bit "0", chúng có thể làm mất tín hiệu đồng bộ. Dạng tín hiệu phổ biến không bị hạn chế này là mã hai pha hay Manchester quang (hình 5.12d). Cần lưu ý ở hình vẽ này rằng đây là mã đơn cực, nó ngược với mã Manchester lưỡng cực thông thường dùng trên các đường dây kim loại. Tín hiệu Manchester quang thu được bằng cách cộng modul-2 trực tiếp giữa tín hiệu băng cơ sở (NRZ-L) với tín hiệu clock (hình 5.12b). Trong mã này có sự dịch chuyển mức tại tâm của từng độ dài bit. Chuyển dịch từ dưới lên biểu thị bit "1" và chuyển dịch từ giá trị dương xuống biểu thị bit "0" được gửi đi. Mã Manchester cho phép quá trình tạo và giải mã đơn giản. Vì nó là một loại mã RZ cho nên băng tần của nó lớn gấp hai băng tần của mã NRZ. Ngoài ra, nó không có khả năng tách và hiệu chỉnh lỗi.



Hình 5.12. Ví dụ về các dạng mã:

- a) Mã NRZ-L; b) tín hiệu clock; c) Mã RZ; d) Mã Manchester quang;
e) Dịch chuyển xảy ra trong chu kỳ bit của mã Manchester

Các hệ thống cáp đồng trục và đối xứng kim loại thường dùng mã RZ lưỡng cực hoặc loại mã AMI (Alternate-Mark-Inversion). Các mã đường dây này cũng được đưa vào các hệ thống thông tin quang đơn cực. Các dạng xung quang AMI hai mức yêu cầu băng tần truyền dẫn gấp đôi mã NRZ nhưng chúng lại chứa thông tin đồng bộ trong chùm dữ liệu và tính dư của thông tin đã được mã hóa (vốn có trong các mã này) cho phép hiệu chỉnh lỗi một cách trực tiếp.

Mã khối

Một loại mã nhị phân dư rất có hiệu quả là mã khối mBnB. Ở mã này, các khối có m bit nhị phân được biến đổi thành các khối có n bit nhị phân với $n > m$. Các khối mới

này được phát vào các dạng NRZ hoặc RZ. Vì có các bit dư thêm vào mà băng tần được tăng lên và được xác định bằng tỷ số n/m . Cũng vì sử dụng băng tần cao lên mà các mã khối mBnB chứa thông tin đồng bộ và hiệu chỉnh lỗi, và nó không gặp phải các vấn đề trôi mức nền vì các chuỗi bit “0” và “1” kéo dài đã bị loại bỏ.

Bảng 5.1 sau đây là một số mã mBnB. Các thông số trong bảng này như sau:

- Tỷ lệ n/m cho biết sự tăng băng tần.
- Số các ký hiệu liên tiếp giống nhau dài nhất $N_{\max}$ (giá trị $N_{\max}$ càng nhỏ càng dễ khôi phục clock).
- Giới hạn tính khác biệt tích lũy, D.
- Tỷ lệ phần trăm các từ bit n không được sử dụng, W.

Bảng 5.1: So sánh một số mã mBnB

Mã	n/m	$N_{\max}$	D	W%
3B4B	1,33	4	± 3	25
6B8B	1,33	6	± 3	75
5B6B	1,20	6	± 4	28
7B8B	1,14	9	± 7	27
9B10B	1,11	11	± 8	24

Các mã phù hợp nhất và được sử dụng thông dụng là các mã 3B4B, 5B6B, và 6B8B. Nếu tính đến sự đơn giản trong các mạch mã hoá và giải mã thì mã 3B4B là thuận tiện nhất. Nhưng mã 5B6B lại là mã ưu việt nhất về mặt băng tần của hệ thống.

Chương 6

HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG COHERENT

Cho đến nay, hầu hết các hệ thống thông tin quang đang khai thác trên mạng lưới của các nước đều là các hệ thống sử dụng điều biến cường độ và tách sóng trực tiếp (IM - DD). Đó là hệ thống đã được xem xét trong chương trước. Tuy đã đóng vai trò quan trọng trong các mạng lưới viễn thông, từ đường trục cho tới thuê bao, từ các tuyến trên đất liền cho tới các tuyến vượt biển và đã mang lại lợi ích về kinh tế, song kỹ thuật này vẫn còn chưa tận dụng có hiệu quả tính chất của sóng ánh sáng và băng tần của sợi dẫn quang đơn mode hiện nay. Các sợi quang thông thường có thể đáp ứng băng tần 200 THz ($1 \text{ THz} = 1000 \text{ GHz}$), trong khi đó các hệ thống truyền dẫn quang IM - DD đơn kênh quang mới chỉ đạt tốc độ 622 Mbit/s, 2,5 Gbit/s ở cự ly vài chục km và số ít hệ thống 10 Gbit/s chưa được phổ biến nhiều. Mặt khác độ nhạy thu trực tiếp bị hạn chế ở tốc độ bit truyền dẫn cao, tốc độ bit càng cao thì độ nhạy thu có xu hướng giảm làm cho giải pháp IM- DD không thể cùng một lúc vừa tăng cự ly vừa tăng tốc độ được.

Kỹ thuật thông tin quang Coherent đã từng được nghiên cứu và thử nghiệm ở một số nước là một bước tiến lớn trong thông tin quang. Hệ thống thông tin quang Coherent có phương thức hoạt động và khai thác đã từng được coi rất có hiệu quả trong kỹ thuật thông tin quang, nhất là vào thập kỷ những năm 1980. Khác với hệ thống IM-DD, hệ thống thông tin quang Coherent là một hệ thống thông tin quang dựa theo nguyên lý truyền sóng ánh sáng mang tín hiệu kết hợp với một sóng ánh sáng khác tại phía thu quang. Như vậy, hệ thống này không đơn thuần chỉ điều chế nguồn phát bằng dòng điều khiển và thu trực tiếp tín hiệu ánh sáng từ sợi quang để cho ra dòng photo tuyến tính với ánh sáng tín hiệu tới như ở IM - DD, mà hệ thống này đã kết hợp ánh sáng mang tín hiệu với ánh sáng phát ra từ một nguồn dao động nội dùng diode laser trước khi tiến hành tách sóng. Với nguyên lý hoạt động này, hệ thống có thể cho ra hiệu quả rõ rệt, thứ nhất là cải thiện được tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR ở đầu ra của mạch tiền khuếch đại trong bộ thu quang photodiode, thứ hai là làm tăng tính hiện thực của kỹ thuật điều biến và giải điều biến kết hợp theo đúng nghĩa với lý thuyết về thông tin.

Trong hệ thống thông tin quang Coherent, những ưu điểm trội lên hàng đầu so với hệ thống thông tin quang IM-DD thông thường là có độ nhạy thu cao và cho phép kéo dài thêm cự ly truyền dẫn tới 100 km tại bước sóng $1,55 \mu\text{m}$; băng tần của hệ thống khá lớn và đặc biệt có thể điều chỉnh lựa chọn các kênh quang. Tất cả tạo nên một hệ thống

thông tin hoàn chỉnh nhằm khai thác triệt để băng tần của sóng ánh sáng trên sợi quang và tạo ra một hệ thống rất linh hoạt, cho khả năng áp dụng có hiệu quả trên các tuyến thông tin và các cấu trúc mạng quang sau này. Thực chất yếu tố cốt lõi của hệ thống thông tin quang Coherent là ở phía thu quang. Vì thế chương này sẽ tập trung trọng tâm vào phía thu quang và sẽ lần lượt phân tích hệ thống theo hướng phát triển thiết bị thu quang là chính.

Tuy nhiên, cũng cần lưu ý rằng nguyên lý thông tin quang Coherent đã làm nảy sinh rất nhiều vấn đề phức tạp có liên quan tới một loạt các giải pháp kỹ thuật và quá trình công nghệ. Từ phía phát tới phía thu của hệ thống, nhiều mắt xích cần phải giải quyết bao trùm các vấn đề về phổ, ổn định tần số, duy trì phân cực v.v... nhằm nâng cao độ tin cậy của hệ thống trong điều kiện hoạt động ở tốc độ Gbit/s với cự ly hàng trăm km.

Trong lần xuất bản trước đây [1], chúng tôi đã có dịp giới thiệu sơ lược về hệ thống và một số đặc tính của chúng. Để đáp ứng thiết thực có tính chuyên sâu hơn, chúng ta sẽ đi vào phân tích một cách cơ bản và toàn diện hơn về hệ thống thông tin quang Coherent trong tài liệu này. Từ đó có thể thấy được rõ ràng những ưu điểm và hạn chế của hệ thống so với hệ thống IM-DD và các công nghệ tiên tiến khác mới đây.

6.1. GIỚI THIỆU CHUNG VỀ HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG COHERENT

6.1.1. Khái niệm về thông tin quang Coherent

Trước hết chúng ta phải làm rõ khái niệm "thông tin quang Coherent", bởi vì khái niệm kết hợp đã từng được sử dụng trong lĩnh vực thông tin vô tuyến có sử dụng nguồn thu heterodyne. Khái niệm Coherent ở đây dùng để chỉ sự đòi hỏi cao về độ kết hợp thời gian của nguồn laser ở phía phát và độ kết hợp không gian trong bộ tách sóng quang khi trộn tín hiệu thông tin và tín hiệu dao động nội. Thực ra, ý tưởng về thông tin quang Coherent đã có từ những năm 1970, nhưng thời đó công nghệ cáp sợi quang và laser bán dẫn mới chỉ ở giai đoạn đầu của sự phát triển nên chưa thoả mãn được các yêu cầu đề ra. Các nghiên cứu chủ yếu tiến hành trên laser khí và laser rắn. Tuy nhiên, hai loại laser này có nhược điểm là kích thước lớn, tuổi thọ không cao và độ ổn định thấp. Bởi vậy chúng chưa thể áp dụng vào mạng thực tế được. Trong thời gian này các hệ thống thông tin thu trực tiếp vẫn chiếm ưu thế.

Cho đến đầu những năm 1980, công nghệ cáp sợi quang và laser bán dẫn đã đạt được những bước tiến nhảy vọt. Cáp sợi quang đơn mode với cửa sổ hoạt động vùng 1550 nm có hệ số suy hao rất nhỏ. Hiện nay giá trị suy hao quang trên sợi dẫn quang đơn mode thông thường G.652 đã đạt 0,154 dB/km ở vùng bước sóng 1550 nm. Laser bán dẫn có độ ổn định tần số cao và độ rộng phổ hẹp cho phép tán sắc trên đường truyền gây ra dẫn xung tín hiệu là không đáng kể. Trong bối cảnh như vậy, một lần nữa nghiên cứu về thông tin quang Coherent lại được khuấy lên và thu được những kết quả

không ngờ. Chỉ trong vòng một thời gian ngắn (khoảng 6 đến 7 năm) từ chỗ bắt đầu nghiên cứu đến nay đã đưa vào thử nghiệm và áp dụng thực tế trong mạng viễn thông. Các hãng nổi tiếng trên thế giới như AT&T, NEC, NTT và KDD, BRTL, Itatel, ISPT v.v..., cho đây là hướng mũi nhọn trong việc nâng cao khả năng truyền dẫn và khoảng cách giữa các trạm lặp trong mạng viễn thông.

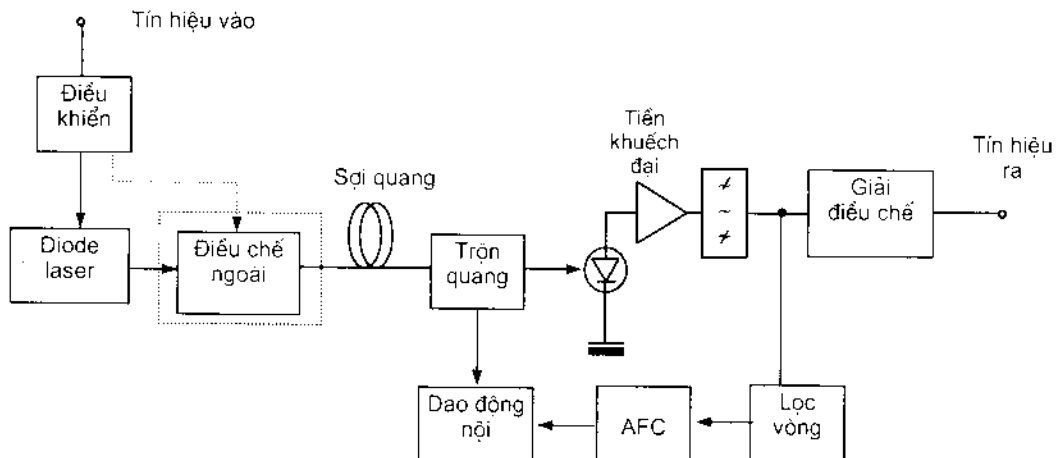
Như ta đã biết trong các hệ thống thông tin quang hiện sử dụng các kỹ thuật điều chế và giải điều chế trực tiếp (IM-DD) có các đặc điểm là: thứ nhất đối với cả hệ thống thông tin số và tương tự, cường độ ánh sáng phát ra (LED hoặc LASER) được điều chế tuyến tính đối với dòng tín hiệu vào; và thứ hai là không sử dụng pha của sóng mang để truyền tin. Còn khái niệm tách sóng trực tiếp được biểu hiện là ở máy thu quang, tín hiệu được trực tiếp tách ra ở băng tần cơ sở mà không có bất kỳ sự xử lý hoặc biến đổi nào.

Khác với kỹ thuật IM-DD, các hệ thống thông tin quang Coherent có các điểm khác nhau như sau:

- Tín hiệu thông tin được điều chế ở phía phát với mức độ yêu cầu cao về độ rộng phổ tín hiệu, độ ổn định tần số (có thể điều chế trực tiếp hoặc điều chế ngoài).
- Độ phân cực của ánh sáng được giữ nguyên trạng quá trình truyền.
- Trước khi tách sóng ở thiết bị thu, tín hiệu thông tin được trộn với tín hiệu dao động nội. Như vậy ánh sáng đã được xử lý trước khi tới bộ tách sóng quang.

6.1.2. Cấu trúc tổng quát của hệ thống thông tin quang Coherent

Từ giới thiệu ở trên ta thấy rằng nguyên lý cơ bản của hệ thống thông tin quang Coherent là quá trình trộn tín hiệu quang thu được với một sóng quang khác trước nó đi tới bộ tách sóng quang. Sơ đồ tổng quát của hệ thống thông tin quang Coherent được trình bày trên hình 6.1:



Hình 6.1: Sơ đồ khối của hệ thống thông tin quang Coherent

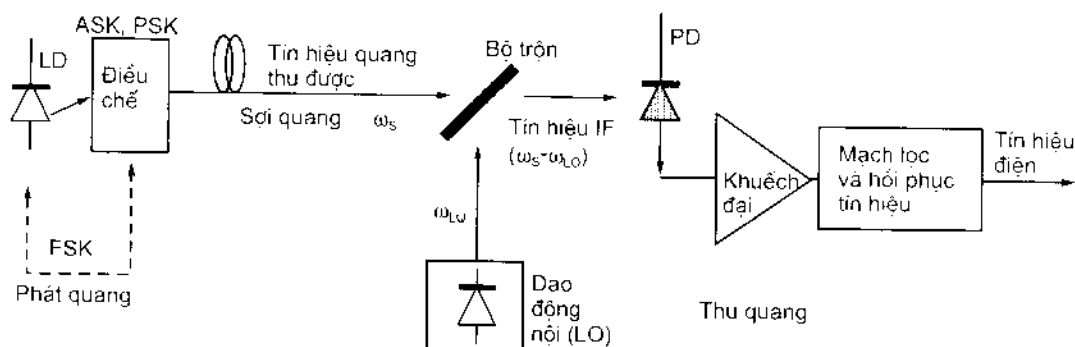
Phân phát gồm có mạch điều khiển, laser bán dẫn, bộ điều chế tín hiệu, ngoài ra còn có thể thêm bộ khuếch đại công suất, bộ điều khiển công suất tự động khi cần thiết. Laser bán dẫn hoạt động ở chế độ đơn mode có độ rộng phổ hẹp, thường là loại laser DFB có độ rộng phổ $< 0,1$ nm, loại laser có bộ cộng hưởng ngoài hoặc laser cách tử có độ rộng phổ khoảng $10 \div 100$ MHz. Các loại LED và laser đa mode không thích hợp cho hệ thống Coherent vì độ rộng phổ của nguồn luôn yêu cầu phải hẹp hơn độ rộng băng tần của tín hiệu. Nguồn laser cần phải đặt trong một hộp ổn nhiệt, nhiệt độ của nó được điều khiển trong vòng 0.01°C để đảm bảo ổn định tần số [27]. Để đền bù sự suy giảm công suất phát, người ta đưa thêm bộ hiệu chỉnh công suất tự động. Một phần tín hiệu thông tin được trích ra từ nguồn phát, qua bộ phận điều chỉnh công suất tự động, được xử lý và tín hiệu này điều khiển dòng bơm laser bán dẫn.

Bộ thu của hệ thống Coherent là phần phức tạp nhất của hệ thống và là đặc trưng nhất của hệ thống Coherent. Về cơ bản nó bao gồm có bộ trộn quang, laser dao động nội, photodiode, bộ tiền khuếch đại, bộ giải điều chế ở trung tần và mạch quyết định. Bộ trộn quang là một thiết bị bốn cửa tương tự như một bộ ghép hướng siêu cao tần; nó có hai trường quang đầu vào (tín hiệu thông tin và sóng dao động nội) được trộn với nhau và được cộng tuyến tính ở cửa ra của chúng. Nó có thể được cấu tạo từ một gương bán phản xạ (phản xạ một nửa), hai lăng kính lập phương hoặc bộ ghép sợi nóng chảy. Để đảm bảo phách đúng tín hiệu với sóng bộ dao động nội, một vấn đề cần thiết cần phải đạt được là cả hai trường quang cần phải đồng hướng trên mặt của photodiode. Vì trạng thái phân cực của trường tín hiệu dọc theo sợi bị thăng giáng, cho nên cần phải dùng một bộ điều khiển phân cực đặc biệt ở đầu cuối tuyến sợi quang. Độ lệch giữa các trạng thái phân cực của tín hiệu và dao động nội có thể gây ảnh hưởng đến chất lượng của hệ thống. Tần số của sóng dao động nội và tín hiệu có thể là giống nhau (đối với thu homodyne) hoặc khác nhau (đối với thu heterodyne) với hiệu số là bằng trung tần. Cấu trúc của laser dao động nội và laser ở phần phát là cơ bản giống nhau, chỉ có một điểm khác là: trong laser dao động nội có khả năng điều chỉnh từng tần số phát trong một khoảng rộng để đảm bảo tần số tín hiệu sau khi trộn luôn luôn ổn định. Như vậy, bộ trộn và photodiode hoạt động như một bộ biến đổi tần thấp (khi thu heterodyne) hoặc như một bộ tách pha (khi thu homodyne). Dòng tín hiệu điện từ đầu ra bộ tách sóng quang photodiode được đưa đến bộ tiền khuếch đại, rồi được lọc thông dải để giới hạn độ rộng băng tần nhiễu và sau đó giải điều chế tương ứng với dạng điều chế. Ở đây, chúng ta cần phải lưu ý rằng nhiễu pha trong laser là một vấn đề quan trọng trong hệ thống Coherent vì nó xác định độ rộng băng tần của bộ lọc tần số trung gian (trung tần), và rõ ràng là nó quyết định độ rộng băng tần của tín hiệu. Một phân dòng sau lúc biến đổi quang-điện (O/E) được sử dụng để chốt tần số trung tần tại một giá trị mong muốn thông qua vòng điều khiển tần số tự động AFC. Tín hiệu sau bộ tiền khuếch đại được đưa đến bộ lọc vòng và sử dụng để điều khiển laser dao động nội bằng một mạch thích hợp.

6.2. HOẠT ĐỘNG CỦA HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG COHERENT

6.2.1. Nguyên lý hoạt động

Trước khi đi vào phân tích sơ đồ nguyên lý hoạt động của hệ thống thông tin quang Coherent, ta cần lưu ý lại ý nghĩa của từ "Coherent" dùng để chỉ kỹ thuật trộn phi tuyến giữa hai sóng quang. Ngược lại, trong các tài liệu thông tin vô tuyến, từ "Coherent-kết hợp" dùng để chỉ kỹ thuật tách sóng mà ở đó pha của tín hiệu tới được quyết định bởi bộ thu. Như vậy, các kỹ thuật được gọi là "Coherent" trong thông tin quang thì được gọi là "không kết hợp" trong thông tin vô tuyến [8]. Để đi vào phân tích hệ thống, chúng ta hãy khảo sát hình 6.2 mô tả sơ đồ nguyên lý hoạt động cơ bản của hệ thống thông tin quang Coherent trong đó tập trung vào phía thu quang vốn được coi là mẫu chốt của hệ thống. Cấu trúc thiết bị thu bao gồm một bộ trộn quang được đặt ngay trước bộ tách sóng để trộn tín hiệu quang đến từ phía sợi truyền dẫn với sóng quang được phát ra từ bộ dao động nội LO (Local Oscillator). Bộ dao động nội sử dụng laser có độ rộng phổ hẹp được đặt tại thiết bị thu quang.



Hình 6.2: Sơ đồ nguyên lý hoạt động của hệ thống thông tin quang Coherent

Nguyên lý hoạt động của hệ thống như sau. Giả sử chúng ta coi trường điện từ của tín hiệu truyền đi từ phía phát là sóng phẳng có dạng:

$$E_s = A_s \cos[\omega_s t + \phi_s(t)] \quad (6-1)$$

Ở đây A_s là biên độ của trường tín hiệu quang, ω_s là tần số tín hiệu, và $\phi_s(t)$ là pha của tín hiệu quang. Để truyền thông tin, chúng ta có thể sử dụng kỹ thuật điều biên, hoặc điều chế tần, hoặc điều chế pha sóng mang quang.

Điều chế khoá dịch biên độ (Amplitude Shift Keying - ASK) hoặc là điều chế "khóa đóng mở" (On/Off Keying - OOK). Trong trường hợp này ϕ_s là hằng số và biên độ tín hiệu A_s chỉ nhận một trong hai giá trị trong chu kỳ mỗi bit, phụ thuộc giá trị "0" hoặc giá trị "1" được truyền đi.

Trong điều chế khoá dịch tần (Frequency Shift Keying - FSK), biên độ A_s là hằng số và pha của tín hiệu $\phi_s(t)$ nhận giá trị $\omega_1 t$ hoặc $\omega_2 t$, trong đó tần số ω_1 và ω_2 biểu thị các giá trị của tín hiệu nhị phân.

Trong điều chế khoá dịch pha (Phase Shift Keying - PSK), thông tin được truyền đi qua sự thay đổi pha với sóng hình sin có $\phi_s(t) = \beta \sin \omega_m t$, trong đó β là chỉ số điều chế và ω_m là tần số điều chế.

Tại bộ thu quang, tín hiệu này trước hết được trộn với sóng quang phát ra từ bộ dao động nội. Rồi bộ thu tách sóng tín hiệu kết hợp từ hai tín hiệu này. Việc trộn tín hiệu mang thông tin với sóng dao động nội được tiến hành tại bề mặt bộ tách sóng quang. Dao động nội có trường được viết như sau:

$$E_{LO} = A_{LO} \cos[\omega_{LO} t + \phi_{LO}(t)] \quad (6-2)$$

Ở đây A_{LO} là biên độ của trường dao động nội, ω_{LO} là tần số dao động nội, và $\phi_{LO}(t)$ là pha của dao động nội. Ký hiệu vô hướng trong cả trường E_s và E_{LO} với giả thiết rằng hai trường là phân cực đồng nhất. Bộ tách sóng phía thu sẽ đáp ứng với cường độ $|E_s + E_{LO}|^2$. Vì công suất quang tỷ lệ với cường độ, công suất thu được tại bộ tách sóng được cho bởi $P = K |E_s + E_{LO}|^2$, ở đây K là hằng số tỷ lệ. Như vậy ta sẽ có:

$$P_{con}(t) = P_s + P_{LO} + 2\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[(\omega_{IF} t + \phi(t))] \cos \theta(t) \quad (6-3)$$

trong đó $\omega_{IF} = \omega_s - \omega_{LO}$ là trung tần (tần số trung gian), $\phi(t) = \phi_s(t) - \phi_{LO}(t)$ là sự khác pha tương đối giữa tín hiệu mang thông tin đi tới và tín hiệu dao động nội, và $\cos \theta(t)$ thể hiện sự không đồng bộ phân cực giữa sóng tín hiệu và sóng dao động nội:

$$\cos \theta(t) = \frac{\vec{E}_s \cdot \vec{E}_{LO}}{|\vec{E}_s| |\vec{E}_{LO}|} \quad (6-4)$$

Ở đây đã sử dụng điều kiện rằng bộ tách sóng không đáp ứng với dạng dao động gần tần số $2\omega_c$. Các tham số $P_s = K A_s^2$ và $P_{LO} = K A_{LO}^2$ tương ứng là các công suất quang tín hiệu và dao động nội. Thông thường thì P_{LO} lớn hơn nhiều P_s . Khi $\omega_s \neq \omega_{LO}$, tín hiệu quang sẽ được giải điều chế ở hai trạng thái: tần số mang của nó trước hết được biến đổi thành trung tần $f_{IF} = \omega_{IF}/2\pi$ (thông thường bằng 0,1 ÷ 5 GHz) trước khi tín hiệu được giải điều chế tới bằng cơ bản. Không phải lúc nào cũng cần thiết phải sử dụng tới trung tần. Trong các bộ thu Coherent thực tế, có hai kỹ thuật tách sóng Coherent để lựa chọn tùy thuộc vào ω_{IF} có bằng không hay khác không. Chúng được gọi tương ứng là tách sóng homodyne và heterodyne. Sự cải thiện độ nhạy thu trong tách sóng Coherent được thể hiện bằng các kỹ thuật này, chúng được phân tích thông qua việc so sánh giữa các dòng

photo trong tách sóng trực tiếp và tách sóng Coherent. Sau đây sẽ xem xét các kỹ thuật tách sóng này.

6.2.2. Kỹ thuật tách sóng quang Coherent

6.2.2.1. Tách sóng homodyne

Trong kỹ thuật tách sóng homodyne, tần số dao động nội ω_{LO} được lựa chọn trùng với tần số tín hiệu ω_s để sao cho $\omega_{IF} = 0$. Bằng cách sử dụng các công thức (6-3) và (4-15), dòng photo trong trường hợp này được cho như sau:

$$I_{ho}(t) = R(P_s + P_{LO}) + 2R\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[\phi_s(t) - \phi_{LO}(t)] \quad (6-5)$$

Vì thông thường thì $P_{LO} \gg P_s$ cho nên tổng $P_{LO} + P_s \approx P_{LO}$. Trong công thức (6-5), số hạng sau cùng chứa thông tin được phát và được sử dụng tại mạch quyết định. Nếu ta xem xét trường hợp mà trong đó pha dao động nội được gõ vào đúng pha tín hiệu để cho $\phi_s(t) = \phi_{LO}(t)$, thì dòng tín hiệu homodyne $I_{sho}(t)$ có thể được viết như sau:

$$I_{sho}(t) = 2R\sqrt{P_s P_{LO}} \quad (6-6)$$

Công thức (6-6) thể hiện được ưu điểm của tách sóng homodyne rất rõ ràng khi so với dòng tín hiệu $I_{DD}(t) = RP_s(t)$ trong bộ thu trực tiếp của hệ thống IM-DD. Để biết sự cải thiện độ nhạy thu, ta làm phép so sánh giữa $I_{ho}(t)$ và $I_{DD}(t)$. Công suất tín hiệu điện trung bình sẽ được tăng với hệ số $4P_{LO}/\langle P_s \rangle$ khi sử dụng tách sóng homodyne. Vì $P_{LO} \gg P_s$, tỷ số $(4P_{LO}/\langle P_s \rangle)$ phải rất lớn hơn 1, nên sự tăng có thể theo cấp biên độ, và bộ dao động nội đóng vai trò tích cực như là một bộ khuếch đại tín hiệu. Cũng trong kỹ thuật này, vì số hạng sau cùng trong công thức (6-5) rõ ràng có tồn tại pha tín hiệu, nên có thể truyền thông tin bằng điều chế pha cho sóng mang quang. Trong khi đó tách sóng trực tiếp không cho phép điều chế pha hoặc điều chế tần số, vì toàn bộ thông tin về pha tín hiệu đã bị mất trong trường hợp này.

Tách sóng homodyne là một kỹ thuật tiên tiến, nhưng nó cũng có vấn đề do tính nhạy cảm pha của nó. Vì số hạng sau cùng trong biểu thức (6-5) chứa đựng pha của bộ dao động nội $\phi_{LO}(t)$, pha này phải được kiểm tra bằng mạch khoá pha quang OPLL (Optical Phase-Locked Loop). Ngoài ra, để cho các laser tín hiệu và dao động nội có cùng tần số thì yêu cầu cho cả hai loại nguồn phát này phải đặt ra rất nghiêm ngặt. Các vấn đề này có thể khắc phục bằng biện pháp sử dụng tách sóng heterodyne.

6.2.2.2. Tách sóng heterodyne

Trong trường hợp tách sóng heterodyne thì trung tần ω_{IF} không bằng 0, và mạch khoá pha quang OPLL là không cần thiết cho hệ thống này. Như vậy, các bộ thu sử

dụng tách sóng heterodyne sẽ dễ thực hiện hơn là bộ thu có tách sóng homodyne. Từ công thức (6-3) và áp dụng mối liên hệ $I(t) = RP(t)$, ta có thể viết được:

$$I_{hw}(t) = R(P_s + P_{LO}) + 2R\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[\omega_{IF}t + \phi_s(t) - \phi_{LO}(t)] \quad (6-7)$$

Trong thực tế $P_{LO} \gg P_s$, gần như số hạng dòng một chiều có thể được xử lý bằng cách lọc một cách dễ dàng. Số hạng sau cùng của biểu thức (6-7) có mang thông tin và tín hiệu này được cho bởi số hạng dòng xoay chiều như sau:

$$I_{shc}(t) = 2R\sqrt{P_s P_{LO}} \cos[\omega_{IF}t + \phi_s(t) - \phi_{LO}(t)] \quad (6-8)$$

Vì vậy thông tin trong tách sóng heterodyne có thể cũng được phát thông qua điều chế biên độ, pha, tần số sóng mang quang giống như ở tách sóng homodyne. Bộ dao động nội cũng khuếch đại tín hiệu thu được, vì thế mà làm tăng tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR. Do bản chất của dòng xoay chiều I_{shc} , công suất tín hiệu trung bình sẽ thấp hơn 2 khi giá trị của I_{shc}^2 được lấy trung bình trong một chu kỳ tại trung tần. Như vậy, sự cải thiện tỷ số tín hiệu trên nhiễu trong tách sóng heterodyne là thấp hơn tách sóng homodyne 3 dB.

6.2.3. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ thu quang Coherent

Các ưu điểm của bộ thu quang Coherent đã được thể hiện ở các sơ đồ tách sóng homodyne và heterodyne và do đó dẫn đến sự cải thiện độ nhạy thu của nó. Để biết chính xác sự cải thiện này được là bao nhiêu, ta hãy thảo luận về tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR của bộ tách sóng trong bộ thu. Như đã được phân tích ở phần 4.3.1, dòng bộ thu biến động là do nhiễu lượng tử và nhiễu nhiệt gây nên. Điều này có liên quan trước hết tới tách sóng heterodyne. Dựa vào các phân tích các thành phần nhiễu trong bộ thu quang tại chương 4, sự biến đổi σ^2 của dao động dòng được thu từ:

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_T^2 \quad (6-9)$$

$$\text{Trong đó: } \sigma_s^2 = 2e(I + I_d)B_c \text{ và } \sigma_T^2 = \frac{4k_B T B_c}{R_L} F_n \quad (6-10)$$

Ở đây $B_c = \Delta f$ là băng tần nhiễu hiệu dụng của bộ thu, R_L là điện trở tải bộ tách sóng, F_n thể hiện là một hệ số mà tại đó nhiễu nhiệt có đặc trưng khác nhau do sự thiết kế mạch điện bộ thu. Sự khác nhau chủ yếu từ quá trình phân tích ở phần 4.3 là xảy ra đối với thành phần nhiễu lượng tử. Dòng I trong công thức (6-10) là dòng photo tổng được phát ra tại bộ tách sóng và được cho bởi công thức (6-5) hoặc (6-7), tùy thuộc vào việc áp dụng kỹ thuật tách sóng homodyne hay heterodyne tương ứng. Vì trong thực tế, $P_{LO} \gg P_s$, giá trị của I có thể được thay thế bằng giá trị trội của RP_{LO} cho cả hai trường hợp. Vì vậy ta có tỷ số tín hiệu trên nhiễu cho hai trường hợp này như sau:

Trong tách sóng heterodyne, tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR_{hc} được viết là:

$$SNR_{hc} = \frac{\langle I_{sh}^2 \rangle}{\sigma^2} = \frac{2R^2 \langle P_s \rangle P_{LO}}{2e(RP_{LO} + I_d)B_r + \sigma_r^2} \quad (6-11)$$

Trong tách sóng homodyne, vì $\phi_s(t) = \phi_{LO}(t)$ trong phương trình (6-5), như vậy SNR_{ho} tăng thêm hệ số 2 [1, 35]. Từ biểu thức (6-11) ta có thể thấy tính ưu việt của tách sóng Coherent. Thật vậy, khi mà bộ tách sóng sử dụng photodiode p-i-n thì nhiễu trội thường là nhiễu nhiệt như đã phân tích trong chương 4. Nhưng ở đây, vì P_{LO} có thể đủ lớn để nhiễu lượng tử trở thành là trội. Như vậy tức là $\sigma_s^2 \gg \sigma_r^2$. Trong trường hợp này, từ công thức (6-11) có thể thu được tỷ số tín hiệu trên nhiễu cho tách sóng Coherent khi thành phần đồng tối đối với nhiễu lượng tử là không đáng kể ($I_d \ll RP_{LO}$) như sau [35]:

$$SNR_{hc} \approx \frac{R \langle P_s \rangle}{eB_r} = \frac{\eta \langle P_s \rangle}{h\nu B_r} \quad (6-12)$$

Như vậy tách sóng Coherent cho phép đạt được giới hạn lượng tử ngay cả khi một bộ thu quang sử dụng photodiode p-i-n là loại thường có nhiễu trội là nhiễu nhiệt. Biểu thức (6-12) cho biết tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR_{hc} trong tách sóng heterodyne lớn hơn tỷ số tín hiệu trên nhiễu trong bộ thu trực tiếp khi so sánh với công thức (4-27).

Nếu như diễn giải tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR dưới dạng số các photon N_p thu được trong mỗi một bit như đã thấy tại phần 4.5.3, thì có thể thấy như sau. Tại tốc độ bit B , công suất tín hiệu vào bộ thu Coherent $\langle P_s \rangle$ được liên hệ với N_p bằng quan hệ $\langle P_s \rangle = N_p h\nu B$. Thông thường thì băng tần điện $B_e = B/2$. Thay các giá trị này vào biểu thức (6-12) ta thu được tỷ số SNR_{hc} được viết đơn giản như sau:

$$SNR_{hc} = 2\eta N_p \quad (6-13)$$

Như vậy đối với tách sóng homodyne thì, như đã đề cập ở trên, tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR_{ho} sẽ lớn hơn SNR_{hc} bởi hệ số 2, tức là 3 dB và có thể viết như sau:

$$SNR_{ho} = 4\eta N_p \quad (6-14)$$

Và như vậy sẽ cải thiện rất nhiều độ nhạy thu quang.

Đối với bộ thu Coherent có bộ tách sóng sử dụng photodiode thác APD, việc phân tích tương tự như ở trên trong đó đáp ứng R của photodiode p-i-n bây giờ được thay bằng đáp ứng $R_{APD} = MR$, và áp dụng hệ số nhiễu trội $F_A \approx M^2$ đã được phân tích trong chương 4.

6.3. CÁC DẠNG ĐIỀU CHẾ

6.3.1. Các dạng điều chế

Như đã đề cập trong phần 6.2.1, trong hệ thống thông tin quang Coherent, tín hiệu quang trước lúc truyền đi được điều chế biên độ, tần số, hoặc pha của sóng mang

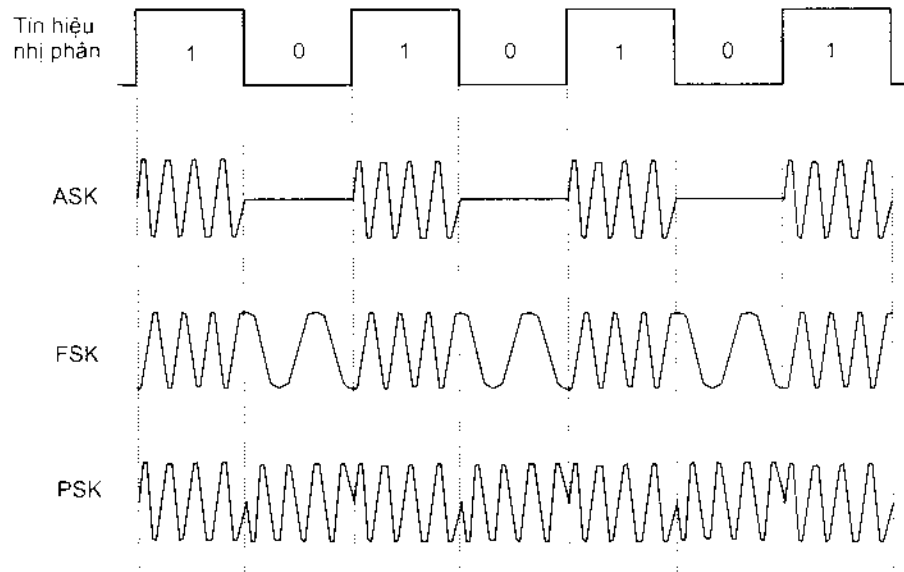
quang. Điều chế là một quá trình mà sóng mang bị biến đổi về một vài tham số dưới tác động của tín hiệu mang thông tin. Về nguyên lý, có thể thực hiện được cả điều chế số (digital) và điều chế tương tự (analog); nhưng trong thực tế thì việc điều chế số cho hệ thống là rất phổ biến, còn điều chế tương tự rất ít được áp dụng. Hiện nay chỉ sử dụng ở một số thí nghiệm truyền dẫn tương tự là tín hiệu video. Vì lý do đó mà trong phần này của cuốn sách chỉ xem xét tới việc điều chế số. Quá trình điều chế, lượng tin của nguồn tin được bảo toàn, chỉ thay đổi mối tương quan về tần số và công suất của tín hiệu truyền đi. Trong hệ thống thông tin quang, điều chế trước lúc truyền dẫn nhằm mục đích để đạt thêm được một số điều mong muốn so với các vấn đề đã đề cập ở các mục trước là: thứ nhất nhằm dịch chuyển băng tần tín hiệu sang những vùng mong muốn để tạo điều kiện thuận lợi cho việc ghép kênh; thứ hai để tạo nên những tín hiệu tương hợp với các giao tiếp lớp đường, lớp đoạn hoặc lớp quang.

Trước hết chúng ta nhắc lại một số điểm về điều chế tương tự sóng quang. Trong điều chế tương tự dạng tín hiệu tác động vào các tham số tương ứng biến đổi theo quy luật của tín hiệu dưới dạng tương tự. Có thể phân điều chế ra làm 3 loại:

- Điều biên (AM): Dạng điều chế này tạo ra bằng cách cho tín hiệu thông tin tác động vào biên độ với sóng mang quang có tần số cao hơn và lọc sang băng mong muốn để truyền đi.
- Điều tần (FM): Tín hiệu thông tin tác động vào tần số sóng mang quang làm cho tần số đầu ra của nó biến đổi phù hợp với quy luật của tín hiệu.
- Điều pha (PM): Tín hiệu thông tin tác động vào pha của sóng mang quang tạo nên độ lệch pha theo quy luật của tín hiệu cần điều chế.

Việc chọn tần số sóng mang phụ thuộc vào độ rộng băng tần của tín hiệu điều chế và phương pháp ghép sau đó. Chọn phương pháp điều chế phụ thuộc vào độ mong muốn cải thiện tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR đối với băng tần bị chiếm và các yếu tố khác như giá thành, độ phức tạp của hệ thống. Đối với các hệ thống thông tin trên cáp sợi quang tồn tại một khách quan là độ rộng băng tần của sợi dẫn quang rất rộng, công suất tín hiệu nhỏ. Vì vậy, sử dụng điều chế tín hiệu nhằm duy trì SNR của băng gốc yêu cầu, trong lúc đó công suất tín hiệu của kênh truyền dẫn đạt giá trị tối thiểu. Nói chung, cuộc đánh đổi độ rộng băng tần cho công suất tức là SNR hoặc tỷ số sóng mang trên nhiễu CNR (Carrier-to-Noise Ratio) của kênh truyền dẫn có thể được trao đổi bằng độ rộng của kênh truyền dẫn lớn hơn và vẫn giữ SNR của băng gốc không đổi.

Trong các hệ thống thông tin quang số, có ba dạng điều chế là: điều chế khoá dịch biên độ ASK, điều chế khoá dịch tần FSK, và điều chế khoá dịch pha PSK. Hình 6.3 mô tả các dạng tín hiệu được điều chế này. Sau đây, sẽ đi vào phân tích cụ thể các dạng điều chế.



Hình 6.3: Các dạng tín hiệu được điều chế ASK, FSK, và PSK

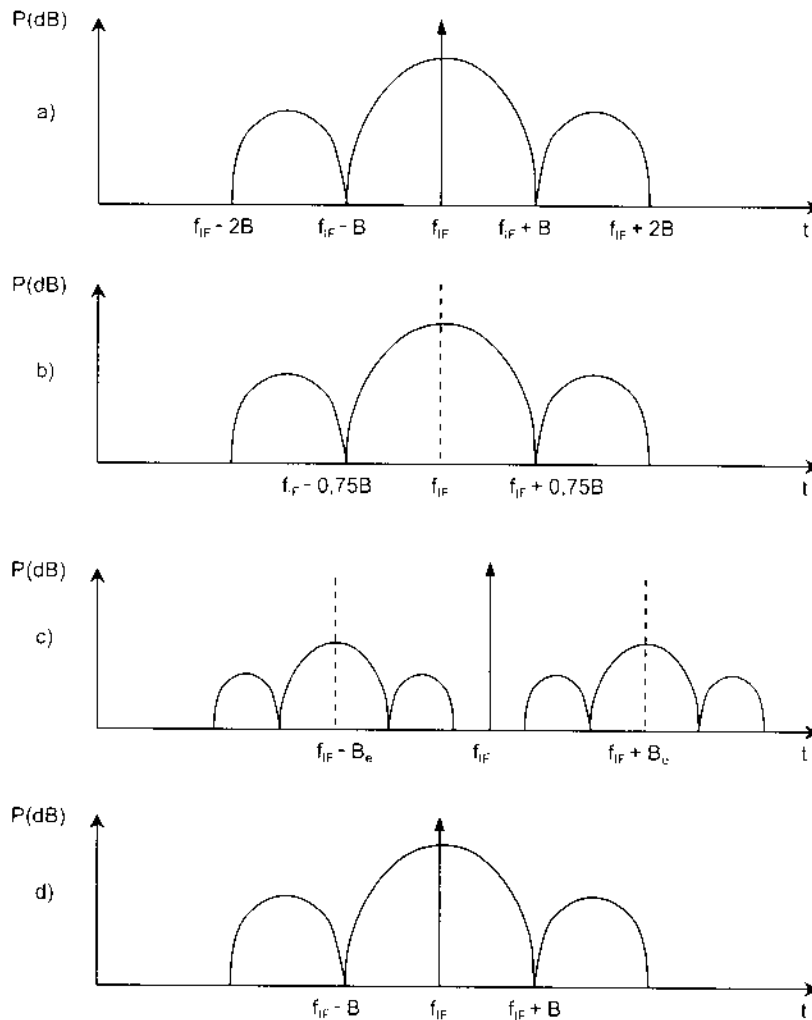
6.3.2. Điều chế dạng khóa dịch biên độ (ASK)

Khóa dịch biên độ ASK hay còn gọi là khoá đóng mở OOK (On/Off Keying). Đây là cách điều chế sóng mang quang đơn giản nhất và nó cũng thích hợp như điều chế cường độ. Trường sóng tín hiệu quang có thể viết như sau:

$$E_s(t) = E_0 m(t) \cos[\omega_0 t + \phi_s(t)] \quad (6-15)$$

Trong đó $A_s = E_0 m(t)$ là biên độ được điều chế thông qua tín hiệu điều chế $m(t)$, trong khi đó phải giữ cho ω_0 và ϕ_s là hằng số. Vì là điều chế số nên $m(t)$ chỉ có hai giá trị “0” và “1” tùy thuộc vào các bit “0” hay “1” cần được phát đi. Trong hầu hết các trường hợp thì A_s có giá trị bằng không khi truyền các bit “0”. Dạng phổ tín hiệu của ASK được biểu thị trong hình 6.4a. Thực hiện điều chế ASK cho các hệ thống Coherent sẽ khác đáng kể so với trường hợp hệ thống có tách sóng trực tiếp. Trái với hệ thống tách sóng trực tiếp có chùm bit tín hiệu quang thường được phát ra bằng cách điều chế trực tiếp LED hoặc diode laser bán dẫn LD, trong hệ thống Coherent thì việc sử dụng điều chế ngoài là rất cần thiết. Lý do là ở chỗ nó có liên quan tới sự thay đổi pha mà nó nhất định xảy ra khi biên độ A_s hoặc công suất bị thay đổi nhờ điều biến dòng được dùng cho laser bán dẫn. Đối với các hệ thống IM-DD, những sự biến đổi pha không cố ý như vậy sẽ không được thể hiện trong bộ tách sóng và cũng không hệ trọng trừ khi hệ thống có sự mất mát công suất do chirp gây ra, vì rằng bộ tách sóng chỉ đáp ứng với công suất tín hiệu quang đi đến. Tình thế này hoàn toàn khác đối với hệ thống thông tin quang Coherent, nơi mà đáp ứng bộ tách sóng sẽ phụ thuộc vào pha của tín hiệu thu được. Rõ ràng theo như biểu thức (6-15) thì khi thực hiện điều chế ASK cho hệ thống

Coherent luôn đòi hỏi pha ϕ_s duy trì gần như hằng số. Điều này có thể thực hiện được bằng cách khai thác liên tục laser bán dẫn tại dòng không đổi và sử dụng bộ điều chế ngoài tại đầu ra của nó. Vì tất cả các bộ điều chế ngoài có suy hao xen nên cần phải có một lượng công suất đền bù cho bất kỳ hệ thống nào sử dụng bộ điều chế ngoài. Giá trị suy hao của bộ điều chế ngoài theo công nghệ tích hợp đơn khối hiện nay có thể giảm tới nhỏ hơn 1 dB.



Hình 6.4: Phổ công suất tín hiệu khi điều chế số:

a) ASK, b) MSK, c) FSK, và d) PSK

Vì một nửa công suất bị lãng phí trong sóng mang, cho nên sử dụng phương pháp điều chế này không được hiệu quả lắm. Có thể sử dụng nó trong hệ thống thu heterodyne hoặc homodyne. Tín hiệu trung tần IF có thể được giải điều chế đường bao hoặc giải điều chế đồng bộ.

6.3.3. Điều chế dạng khóa dịch tần số (FSK)

Trong dạng điều chế FSK, thông tin được mã hoá trên sóng mang quang bằng cách dịch tần số sóng mang ω_0 dựa theo biểu thức (6-15). Với dạng tín hiệu số ở dạng điều chế này, đường bao sóng mang giữ không đổi; còn tần số ω_0 có hai giá trị là $(\omega_0 - \Delta\omega)$ và $(\omega_0 + \Delta\omega)$ tùy thuộc vào tín hiệu phát đi là bit “0” hay “1”. Sự dịch $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$ được gọi là lệch (trệch) tần. Đại lượng $2\Delta f$ đôi khi được gọi là khoảng cách tone vì nó biểu hiện khoảng cách tần số giữa các bit “0” và “1”. Trường quang của dạng điều chế FSK được viết như sau:

$$E_s(t) = E_0 \cos \left[(\omega_0 t + m(t) 2\pi \Delta f) + \phi_0 \right] \quad (6-16)$$

Ở đây $m(t)$ có thể nhận giá trị ± 1 . Bằng cách chú ý rằng Argumen của cosine có thể được viết là $\omega_0 t + (\phi_0 \pm \Delta\omega t)$ thì điều chế khoá FSK cũng có thể được coi như là một dạng điều chế PSK để cho pha sóng mang tăng hay giảm một cách tuyến tính trên chùm bit. Nếu $2\Delta f$ là độ lệch tần đỉnh-đỉnh thì tham số $\beta = 2\Delta f/B$ được gọi là chỉ số điều chế tần số. Tương ứng với các β khác nhau sẽ có các sơ đồ khác nhau.

Khi $\beta = 0,5$ thì được coi là điều chế khóa dịch tối thiểu MSK (Minimum Shift Keying), dạng phổ công suất nén rất chặt làm cho sơ đồ này rất hấp dẫn đối với các hệ thống tốc độ cao, độ rộng băng tần giữa các điểm không ở thực tế $\approx 1,5B$ (hình 6.4b)).

Khi $\beta \approx (0,5 \div 0,7)$ thì được coi là điều chế khóa dịch tần pha liên tục CPFSK (Continuous Phase Frequency Shift Keying) hoặc là độ lệch tần hẹp, và dạng phổ của nó bị nén rất chặt, như vậy có thể coi MSK là trường hợp riêng của CPFSK. Giải điều chế tại tầng IF có thể được thực hiện bằng bộ phân biệt tần số đường dây trễ.

Khi $\beta \gg 1$ thì được coi là điều chế FSK lệch tần rộng và phổ của nó được phân thành hai thành phần, tập trung quanh $f_c - \Delta f$ và $f_c + \Delta f$ tương ứng, mỗi thành phần được coi giống như phổ của tín hiệu điều chế ASK nếu β đủ lớn (xem hình 6.4c)). Như vậy độ rộng băng tần tổng cộng rất rộng, vì thế sơ đồ này không thích hợp cho các hệ thống tốc độ cao, nhưng có thể dùng cho các hệ thống đơn giản và rẻ tiền. Có thể giải điều chế tín hiệu IF bằng phương pháp đường bao hoặc đồng bộ.

Các trường hợp trung bình $\beta \approx 1$ thực tế không quan tâm. Vì tần số của tín hiệu không phải là hằng số trong khi điều chế, sơ đồ FSK không thể thực hiện được cho dù là hệ thống đồng tần số.

Việc thực hiện điều chế FSK đòi hỏi các bộ điều chế có khả năng dịch được tần số của tín hiệu quang đến. Các bộ điều chế dựa trên LiNbO_3 có thể cho ra sự dịch pha tỷ lệ với điện áp được sử dụng. Chúng có thể sử dụng cho FSK bằng cách áp dụng các xung điện áp hình tam giác dạng răng cưa vì sự thay đổi pha tuyến tính sẽ tương ứng với sự

dịch tần số. Giải pháp đơn giản và thông dụng nhất đối với điều chế FSK là sử dụng khả năng điều chế trực tiếp các laser bán dẫn. Như đã biết, những thay đổi về dòng hoạt động của laser bán dẫn LD sẽ dẫn đến thay đổi cả biên độ và tần số của ánh sáng được phát ra. Trong trường hợp điều chế ASK hay OOK thì sự dịch tần số sẽ chirp các xung quang được phát ra và đó là điều không mong muốn. Nhưng sự chirp cùng tần số lại có thể được coi là một ưu điểm cho điều chế FSK. Các giá trị tiêu biểu của sự dịch tần số thường vào khoảng $0,1 \div 1$ GHz/mA. Vì thế mà chỉ có một chút thay đổi nhỏ về dòng hoạt động cỡ ~ 1 mA là được yêu cầu để cho ra sự dịch tần 1 GHz. Những thay đổi dòng như vậy là đủ nhỏ để cho sự thay đổi biên độ từ bit sang bit là ít.

6.3.4. Điều chế dạng khóa dịch pha (PSK) và khóa dịch pha vi phân (DPSK)

Trong dạng điều chế khóa dịch pha PSK, các chùm bit tín hiệu quang được phát ra bằng cách điều chế pha ϕ , trong biểu thức (6-15), trong khi đó thì biên độ $A_s = E_0$ và tần số ω_0 của sóng mang quang được giữ là hằng số. Khi đó có thể viết như sau:

$$E_s(t) = E_0 \cos[\omega_0 t + m(t)\pi] \quad (6-17)$$

Trong đó $m(t)$ nhận các giá trị 0 và 1, và điều này có nghĩa là pha ϕ , nhận hai giá trị 0 và π . Dạng phổ công suất giống như của ASK, nhưng có vạch phổ sóng mang như thể hiện trong hình 6.4d). Vậy sơ đồ này hữu hiệu hơn so với sơ đồ ASK. Có thể sử dụng hệ thống homodyne hoặc heterodyne và tín hiệu IF cần phải được giải điều chế đồng bộ. Tuy vậy giải điều chế của nó rất phức tạp nên thực tế ít dùng.

Có một khía cạnh cần quan tâm đối với dạng điều chế PSK là cường độ quang duy trì không đổi trong khi toàn bộ các bit và tín hiệu lại xuất hiện để có dạng sóng liên tục CW (Continuous-Wave). Tách sóng Coherent là cần thiết đối với dạng điều chế PSK vì toàn bộ thông tin có thể bị mất nếu như tín hiệu quang được tách trực tiếp mà không trộn nó với sóng quang phát ra từ bộ dao động nội LO. Thực hiện điều chế pha PSK cần tới bộ điều chế ngoài có khả năng biến đổi pha quang đáp ứng với điện áp được cấp cho nó. Cơ chế vật lý sử dụng các bộ điều chế như vậy được gọi là khúc xạ điện. Bất kể một tinh thể điện-quang nào có định hướng đúng đều có thể được dùng làm bộ điều chế pha. Trong thực tế, tinh thể LiNbO_3 được dùng phổ biến. Có thể tham khảo bộ điều chế pha trong chương cuối của tài liệu [1]. Các laser bán dẫn cũng có thể được sử dụng làm các bộ điều chế pha, đặc biệt khi mà cấu trúc giếng nhiều lượng tử MQW (MultiQuantum Well) được sử dụng, vì rằng hiệu ứng khúc xạ điện sinh ra từ hiệu ứng Stark giam lượng tử sẽ được tăng lên đối với thiết kế giếng lượng tử. Các bộ điều chế pha MQW được phát triển trong một vài năm qua có khả năng hoạt động tại tốc độ bit lên tới 20 Gbit/s trong dải bước sóng từ 1,3 μm đến 1,6 μm . Tuy nhiên các mô-đun điều chế này có suy hao xen tương đối lớn có thể tới 8 dB. Để đạt được đặc tính tốt, bộ điều chế pha bán dẫn

nên được tích hợp đơn khối trong bộ phát quang. Những bộ phát quang như vậy hoàn toàn phù hợp với hệ thống thông tin quang Coherent.

Điều chế dạng khoá dịch pha vi phân (DPSK)

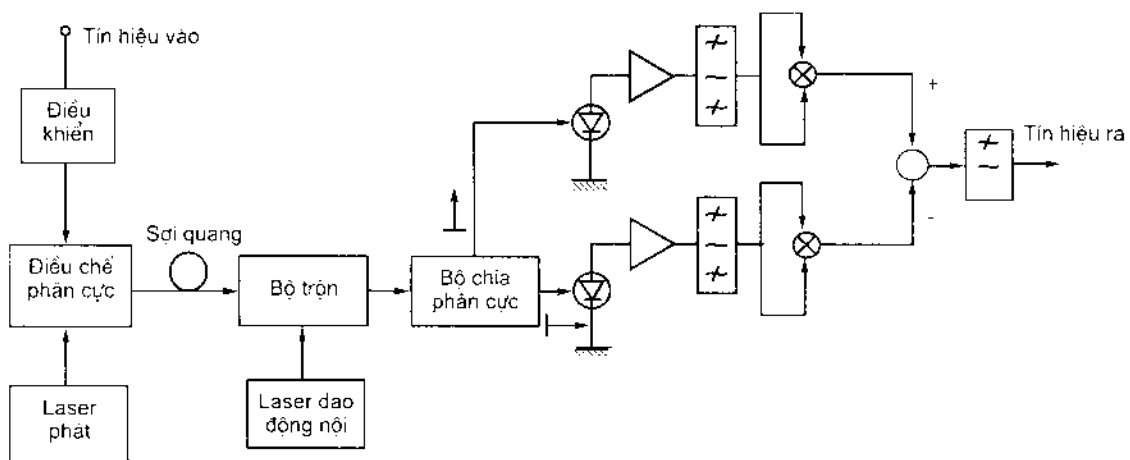
Điều chế dạng khoá dịch pha vi phân DPSK (Differential PSK) cũng giống như điều chế PSK, như vậy có thể viết:

$$E_s(t) = E_0 \cos[\omega_0 t + m(t)\pi] \quad (6-18)$$

Trong thực tế chỉ khác ở quy luật mã vì trong DPSK, thông tin được mã hóa theo sự khác nhau về pha giữa hai bit kế tiếp nhau. Chẳng hạn như nếu ϕ_k thể hiện pha của bit thứ k thì sự khác pha ở đây sẽ là $\Delta\phi = \phi_k - \phi_{k-1}$ được thay đổi bởi π và 0 tùy thuộc vào bit thứ k là bit “1” hay “0”. Ưu điểm của điều chế DPSK là tín hiệu phát có thể được điều chế thành công cho đến khi pha sóng mang duy trì khá ổn định trên độ dài hai bit. Điều chế này thường được dùng trong các hệ thống thực tế, vì không cần các bộ giải điều phức tạp mà vẫn cho đặc tính tốt.

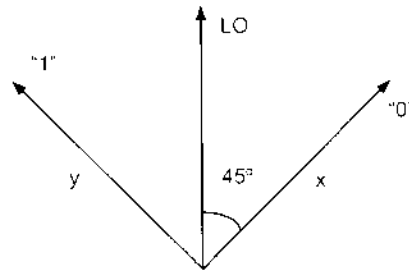
6.3.5. Điều chế phân cực

Các phương pháp điều chế ở trên xuất phát từ các kỹ thuật truyền dẫn vô tuyến và nó cũng thích hợp trong thông tin quang. Trong phần này chúng ta xem xét các phương pháp điều chế phân cực, một loại điều chế đặc thù riêng cho hệ thống thông tin quang Coherent. Dựa trên cơ sở mode cơ bản HE₁₁ lan truyền trong sợi quang với hai trạng thái phân cực trực giao, có thể coi là hai kênh độc lập có liên quan tới trạng thái “0” và trạng thái “1” của tín hiệu mã nhị phân. Sơ đồ hệ thống áp dụng khóa dịch phân cực PoLSK (Polarization Shift Keying) là hệ thống bao gồm điều chế phân cực và phân thu có thể tách và giải điều biến cả hai trạng thái phân cực.



Hình 6.5: Sơ đồ khóa dịch cực ASK kép, trong đó các trục của bộ phân chia phân cực là song song với các trạng thái phân cực

Bộ thu hoạt động theo cách sau: tín hiệu được kết hợp với sóng của bộ dao động nội trong bộ trộn quang và tín hiệu đầu ra của nó được đưa đến bộ tách sóng phân cực, ở đây trường tín hiệu được tách thành hai thành phần trực giao. Tùy thuộc vào sự định hướng tương đối các trục véc tơ của tín hiệu, trường của bộ dao động nội và bộ chia phân cực có thể theo hai sơ đồ giải điều chế khác nhau.



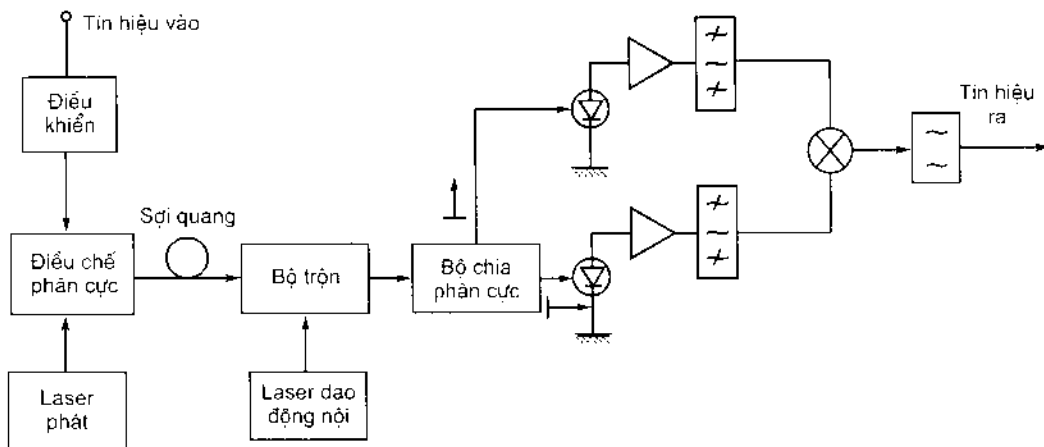
Hình 6.6: Đồ thị véc tơ của sơ đồ khoá dịch cực bộ dao động nội nằm ở 45°

Sơ đồ thứ nhất như trên hình 6.5, trong đó các trục của bộ phân chia phân cực là song song với các trạng thái phân cực, tương ứng với "0" và "1", trong khi đó bộ dao động nội nằm ở 45° như thể hiện trong hình 6.6. Căn cứ vào sự định hướng tương đối của các trục nhận thấy rằng tín hiệu được tách ra đối với hai kênh giống như tín hiệu điều chế ASK kép, các tín hiệu trên hai nhánh là bù nhau nếu bỏ qua các thành phần pha, dòng IF có thể viết như sau:

$$i_{IFX}(t) = I_0 m(t) \cos(\omega_{IF} t) \quad (6-19)$$

$$i_{IFY}(t) = I_0 [1 - m(t)] \cos(\omega_{IF} t) \quad (6-20)$$

Như vậy mỗi kênh tạo ra một bộ giải điều chế đường bao ASK, sau đó các đầu ra của bộ giải điều chế được trừ với nhau và qua bộ lọc thông thấp.



Hình 6.7: Sơ đồ khoá dịch cực ASK kép, trong đó các trục của bộ phân chia phân cực hợp thành góc 45° đối với các trạng thái phân cực

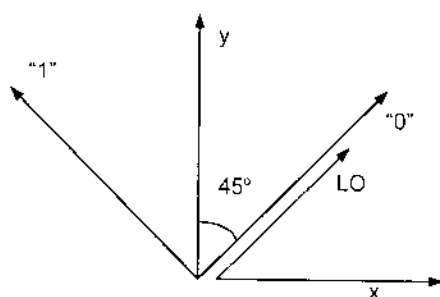
Sơ đồ thứ hai như hình 6.7, các trục của bộ phân chia phân cực hợp thành góc 45° đối với các trạng thái phân cực và bộ dao động nội được định hướng theo cùng một phương với một trong các trạng thái phân cực, như vậy nằm ở góc 45° đối với các trục của bộ chia phân cực như trong hình 6.8. Trong trường hợp này, có thể chỉ ra rằng một kênh mang tín hiệu điều chế PSK, còn kênh kia mang sóng mang không điều chế ở IF, như vậy các dòng IF có thể được viết như sau khi bỏ qua các thành phần nhiễu pha:

$$i_{IFX}(t) = I_0 \cos(\omega_{IF}t) \quad (6-21)$$

$$i_{IFY}(t) = I_0 \cos[\omega_{IF}t + m(t)\pi] \quad (6-22)$$

Sau đó giải điều chế được thực hiện bằng cách nhân các đầu ra của hai kênh và cho qua bộ lọc thấp, chúng ta nhận được:

$$i_{out}(t) = \rho \cos[m(t)\pi] \quad (6-23)$$



Hình 6.8: Đồ thị véc tơ của sơ đồ khoá dịch cực bộ dao động nội được định hướng theo cùng một phương với một trong các trạng thái phân cực

6.4. CÁC PHƯƠNG PHÁP GIẢI ĐIỀU CHẾ

Từ việc phân tích trên, cả tách sóng homodyne và heterodyne có thể được sử dụng để biến đổi tín hiệu quang thành tín hiệu điện. Tín hiệu quang được giải điều biến trực tiếp tới băng cơ bản trong tách sóng homodyne. Mặc dù quan niệm thì đơn giản nhưng homodyne rất khó thực hiện trong thực tiễn, vì nó đòi hỏi bộ dao động nội có tần số hợp với tần số sóng mang một cách chính xác và có pha được gõ đúng với pha tín hiệu đến. Giải điều chế như vậy gọi là đồng bộ, và là giải điều chế cơ bản cho tách sóng homodyne. Tách sóng heterodyne cho phép đơn giản được thiết kế bộ thu vì không cần khoá pha quang và cũng không cần trùng hợp tần số. Giải điều chế có thể được thực hiện ở cả đồng bộ và không đồng bộ. Giải điều chế không đồng bộ được gọi là không kết hợp trong thông tin vô tuyến. Trong thông tin sợi quang, từ tách sóng Coherent được dùng phổ biến hơn.

6.4.1. Giải điều chế đồng bộ heterodyne

Để xem xét quá trình giải điều chế đồng bộ heterodyne, ta tham khảo hình 6.9 mô tả sơ đồ khối của bộ thu quang heterodyne đồng bộ. Dòng được phát ra tại photodiode được đi qua bộ lọc băng thông BPF (Band Pass Filter) đặt ở tần số trung gian ω_{IF} . Dòng được lọc khi không có nhiễu có thể viết như sau:

$$I_f(t) = I_p \cos(\omega_{IF}t - \phi) \quad (6-24)$$

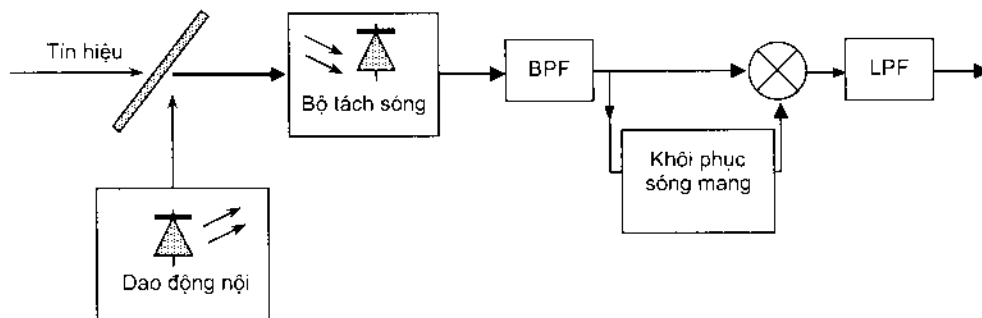
Ở đây I_p lấy bằng $I_{sho}(t)$ đã được cho từ biểu thức (6-6) và ϕ là sự khác pha giữa pha của sóng dao động nội và pha của tín hiệu quang. Nhiễu bộ thu cũng được lọc qua BPF. Nếu chúng ta sử dụng các thành phần cầu phương trong và ngoài pha của nhiễu Gaussian được lọc, thì nhiễu bộ thu sẽ được viết bao gồm các thành phần sau:

$$I_f(t) = (I_p \cos \phi + i_c) \cos(\omega_{IF}t) + (I_p \sin \phi + i_s) \sin(\omega_{IF}t) \quad (6-25)$$

Ở đây i_c và i_s là các biến ngẫu nhiên Gaussian với giá trị bằng không, có biến đổi nhiễu σ^2 đã cho trong biểu thức (6-9). Đối với giải điều biến đồng bộ, $I_f(t)$ sẽ được khuếch đại bằng đại lượng $\cos(\omega_{IF}t)$ và rồi được lọc thông qua bộ lọc băng thấp LPF (Low-Pass Filter). Tín hiệu băng cơ bản được viết như sau:

$$I_d = \langle I_f \cos(\omega_{IF}t) \rangle = \frac{1}{2} (I_p \cos \phi + i_c) \quad (6-26)$$

Ở đây dấu ngoặc nhọn để ký hiệu lọc thông thấp nhằm loại bỏ các thành phần xoay chiều dao động tại $2\omega_{IF}$. Biểu thức (6-26) chỉ ra rằng chỉ có thành phần nhiễu trong pha gây ảnh hưởng đến đặc tính bộ thu heterodyne đồng bộ.



Hình 6.9: Sơ đồ khối của bộ thu heterodyne đồng bộ

Giải điều chế đồng bộ yêu cầu khôi phục sóng mang vì ba tại trung tần ω_{IF} . Có một số sơ đồ điện có thể được dùng cho mục đích này, tất cả đều đòi hỏi mạch khoá

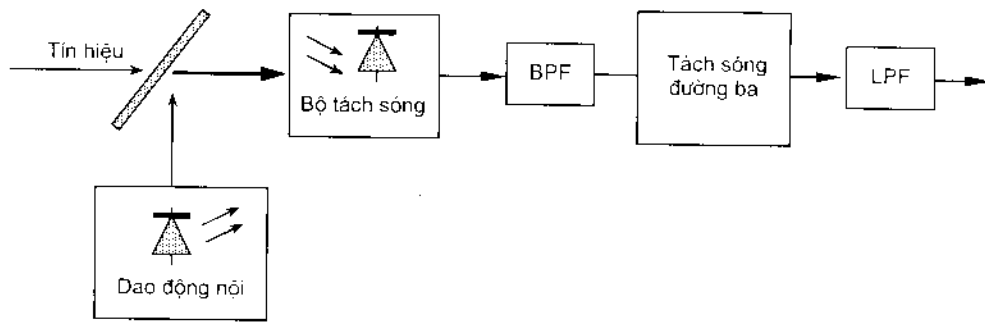
pha PLL điện. Có hai loại mạch được sử dụng phổ biến là mạch Squaring và mạch Costas. Mạch Squaring sử dụng thiết bị theo luật bình phương để thu tín hiệu dạng $\cos^2(\omega_{IF}t)$ có thành phần tần số tại $2\omega_{IF}$. Thành phần này có thể được sử dụng để phát ra tín hiệu vi ba tại ω_{IF} .

6.4.2. Giải điều chế không đồng bộ heterodyne

Hình 6.10 mô tả sơ đồ khối của bộ thu quang heterodyne không đồng bộ. Nó không đòi hỏi việc khôi phục sóng mang vi ba tại tần số trung gian, và như vậy thiết kế mạch bộ thu đơn giản hơn nhiều. Tín hiệu được lọc $I_f(t)$ được biến đổi về băng cơ bản bằng cách sử dụng bộ tách sóng đường bao có bộ lọc thông thấp theo sau. Tín hiệu thu được nhờ mạch quyết định với $I_d = |I_f|$, ở đây I_f được cho từ biểu thức (6-25). Nó có thể được viết như sau:

$$I_d = |I_f| = \left[(I_p \cos \varphi + i_c)^2 + (I_p \sin \varphi + i_s)^2 \right]^{1/2} \quad (6-27)$$

Sự khác nhau chủ yếu là cả hai thành phần cầu phương trong pha và ngoài pha của nhiễu bộ thu đều ảnh hưởng tới tín hiệu. Vì vậy tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR bị giảm đi so với trường hợp giải điều chế đồng bộ.

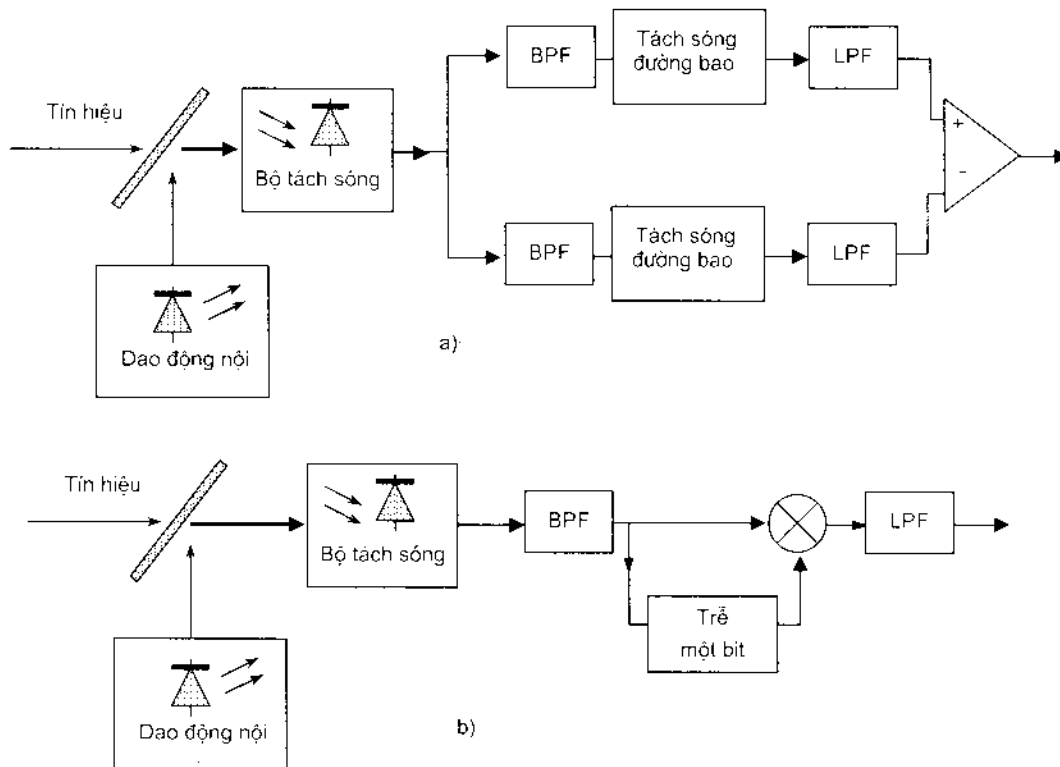


Hình 6.10: Sơ đồ khối bộ thu quang heterodyne không đồng bộ

Bộ thu heterodyne không đồng bộ như ở hình 6.10 sẽ đòi hỏi có sự cải biến khi sử dụng các dạng điều chế FSK và PSK. Có hai sơ đồ giải điều chế như ở hình 6.11. Bộ thu lọc kép FSK có hai nhánh riêng rẽ để xử lý các bit “1” và “0” chứa các tần số sóng mang, và như vậy các trung tần sẽ khác nhau. Sơ đồ có thể được sử dụng khi mà khoảng cách tone lớn hơn nhiều tốc độ bit, nhằm để phổ của các bit “1” và “0” gối sang nhau không đáng kể (trường hợp FSK chệch rộng). Hai bộ lọc BPF có các tần số trung tâm của nó cách nhau đúng bằng khoảng cách tone sao cho mỗi một BPF chỉ cho qua hoặc bit “1” hoặc bit “0”. Bộ thu có lọc kép FSK có thể được coi như là hai bộ thu có lọc đơn ASK song song có các đầu ra kết hợp với nhau trước khi tới mạch quyết định. Bộ thu

lọc đơn như hình 6.10 có thể được dùng cho giải điều chế FSK nếu như độ rộng băng của nó được chọn đủ rộng để cho qua toàn bộ chùm bit. Sau đó tín hiệu được xử lý bằng bộ phân biệt tần số để nhận dạng bit “1” và “0”. Sơ đồ này chỉ hoạt động tốt đối với điều chế FSK chệch hẹp, vì ở đây khoảng cách tone ist hơn hoặc ngang bằng với tốc độ bit.

Giải điều chế không đồng bộ không thể dùng cho dạng điều chế PSK vì pha của laser phát và bộ dao động nội không được gữ cùng nhau và có thể trôi theo thời gian. Tuy nhiên, sử dụng dạng DPSK sẽ cho phép giải điều chế không đồng bộ bằng cách sử dụng sơ đồ trễ như mô tả trong hình 6.11b). Với ý tưởng là nhân chùm bit thu được bằng bản sao của nó để làm trễ đi một chu kỳ bit. Tín hiệu sau khi trễ có thành phần dạng $\cos(\phi_k - \phi_{k-1})$, ở đây ϕ_k là pha của bit thứ k, mà dạng này có thể được dùng để khôi phục mẫu bit vì thông tin được mã hoá trong sự khác pha ($\phi_k - \phi_{k-1}$). Sơ đồ như vậy đòi hỏi tính ổn định pha chỉ trên vài bit và có thể được thực hiện bằng các laser bán dẫn DFB. Sơ đồ giải điều chế trễ có thể được dùng cho CPFSK. Lượng trễ trong trường hợp này phụ thuộc vào khoảng cách tone và được chọn sao cho pha được dịch đi π đối với tín hiệu trễ.



Hình 6.11: Sơ đồ bộ thu không đồng bộ:
a) FSK lọc kép; b) DPSK giải điều chế trễ

6.5. TỶ SỐ LỖI BIT BER TRONG BỘ THU QUANG COHERENT

6.5.1. BER của bộ thu ASK đồng bộ

Để xem xét tỷ số lỗi bit BER trong bộ thu ASK đồng bộ, trước hết ta hãy phân tích cho trường hợp tách sóng heterodyne. Tín hiệu tại mạch quyết định được lấy từ biểu thức (6-26). Nhìn chung pha ϕ thay đổi một cách ngẫu nhiên bởi vì những sự biến động về pha có liên quan với laser thiết bị phát và bộ dao động nội. Ảnh hưởng của những biến đổi về pha có thể được giảm nhỏ đáng kể khi sử dụng các laser bán dẫn LD có độ rộng phổ chỉ bằng một phần nhỏ của tốc độ bit. Giả sử trong trường hợp này thiết lập $\phi = 0$ cho biểu thức (6-25) thì tín hiệu tại mạch quyết định được viết như sau:

$$I_d = \frac{1}{2}(I_p + i_0) \quad (6-28)$$

Ở đây $I_p = I_{\text{sho}}(t) = 2R(P_s P_{LO})/2$ đã cho trong biểu thức (6-6). I_p sẽ lấy các giá trị $\langle i_1 \rangle$ hoặc $\langle i_0 \rangle$ tùy thuộc vào tín hiệu bit “1” hay “0” được tách sóng. Để cho đơn giản, ta hãy cho $\langle i_0 \rangle = 0$ để chỉ rằng không có công suất nào được phát trong các bit “0”. Nếu không tính đại lượng $1/2$ trong biểu thức (6-28) thì tình thế sẽ tương tự như trường hợp tách sóng trực tiếp đã giới thiệu trong chương 4. Hệ số $1/2$ sẽ không có ảnh hưởng gì tới BER vì cả tín hiệu và nhiễu đều bị giảm với cùng một hệ số này, và như vậy tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR là không đổi. Trong thực tế ta có thể sử dụng cùng một kết quả sau:

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (6-29)$$

Với Q được lấy từ biểu thức (4-56) và có thể viết như sau:

$$Q = \frac{\langle i_1 \rangle - \langle i_0 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0} \approx \frac{\langle i_1 \rangle}{2\sigma_1} = \frac{1}{2} \sqrt{SNR} \quad (6-30)$$

Ở đây ta đã sử dụng $\langle i_0 \rangle = 0$ và thiết lập $\sigma_0 \approx \sigma_1$. Sự xấp xỉ này chỉ đối với các bộ thu Coherent có nhiễu trội là nhiễu lượng tử sinh ra do công suất bộ dao động nội và tồn tại bất kể công suất tín hiệu thu được là như thế nào. Thực ra thì trong phần (6.2.3), SNR của các bộ thu như vậy có thể liên quan tới các photon thu được trong từng bit “1” bằng quan hệ đơn giản $SNR = 2\eta N_p$, với η là hiệu suất lượng tử của bộ tách sóng. Các biểu thức (6-29) và (6-30) được kết hợp lại sẽ đưa ra được dạng diễn giải BER như sau:

$$\text{Đối với thu heterodyne ASK sẽ có: } BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\eta N_p}{4}} \right) \quad (6-31)$$

Còn đối với trường hợp tính BER cho bộ thu homodyne ASK, các biểu thức (6-29) và (6-30) vẫn có thể được áp dụng được. Tuy nhiên như đã phân tích ở các phần trước thì SNR trong trường hợp này được cải thiện 3 dB, như vậy $SNR = 4\eta N_p$. Như vậy, đặc tính BER ở đây được viết như sau:

$$\text{Đối với thu homodyne ASK sẽ có: } BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\eta N_p}{2}} \right) \quad (6-32)$$

Các biểu thức (6-31) và (6-32) có thể được sử dụng để tính toán độ nhạy thu tại BER đã định. Tương tự như trong trường hợp tách sóng trực tiếp, ta có thể xác định được độ nhạy thu $\langle P_{rec} \rangle$ trong trường hợp thu heterodyne ASK bằng việc sử dụng biểu thức (6-13) nếu chú ý rằng $\langle P_{rec} \rangle = \langle P_s \rangle / 2$ và công suất bằng 0 khi có các bit "0". Vậy có thể viết:

$$\langle P_{rec} \rangle = \frac{2Q^2 h\nu B_c}{\eta} = \frac{72 h\nu B_c}{\eta} \quad (6-33)$$

Đối với trường hợp thu homodyne ASK, $\langle P_{rec} \rangle$ sẽ nhỏ hơn so với thu heterodyne ASK bằng hệ số 2 do có sự cải thiện 3 dB trong tách sóng homodyne. Độ nhạy thu thông thường tính bằng số photon N_p hơn nữa hiệu suất lượng tử η cũng được cho bằng 1 đối với bộ thu có tách sóng lý tưởng. Vậy ta tìm ra ngay rằng với $BER = 10^{-9}$, N_p bằng 72 đối với thu heterodyne và 36 cho thu homodyne. Trong đó ta luôn nhớ rằng N_p tương ứng với số photon ở trong một bit "1". Còn $\langle N_p \rangle = N_p / 2$ là số photon trung bình trên bit khi có một chuỗi dài các bit "0" và "1" được truyền đi.

6.5.2. BER của bộ thu PSK đồng bộ

Cũng như ở trên, trước hết ta xét cho trường hợp tách sóng heterodyne. Tín hiệu tại mạch quyết định được cho như sau:

$$I_d = \frac{1}{2} (I_p \cos \phi + i_i) \quad (6-34)$$

Sự khác nhau chủ yếu ở đây so với trường hợp ASK rằng I_p là hằng số, nhưng pha ϕ sẽ lấy các giá trị 0 hoặc π tùy thuộc vào bit "1" hay "0" được phát đi từ phía phát. Trong cả hai trường hợp, I_d là biến ngẫu nhiên Gaussian nhưng giá trị trung bình của nó hoặc bằng $I_p/2$ hoặc là $-I_p/2$ tùy thuộc vào bit thu được. Lúc này tương tự như trường hợp ASK với sự khác nhau là $\langle i_0 \rangle = -\langle i_1 \rangle$ chứ không phải là bằng 0. Trong thực tế có thể sử dụng (6-29) để tính BER và tham số Q bây giờ được viết như sau:

$$Q = \frac{\langle i_1 \rangle - \langle i_0 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0} = \frac{2\langle i_1 \rangle}{2\sigma_1} = \sqrt{SNR} \quad (6-35)$$

Ở đây đã sử dụng $\langle i_1 \rangle = -\langle i_0 \rangle$ và $\sigma_0 = \sigma_1$. Sử dụng $\text{SNR} = 2\eta N_p$ ta sẽ có BER được viết như sau:

$$\text{Đối với thu heterodyne PSK: } BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{\eta N_p}) \quad (6-36)$$

Còn đối với thu homodyne PSK, do tỷ số tín hiệu trên nhiễu được cải thiện 3 dB tức là tăng theo hệ số 2 cho nên lúc này có thể viết:

$$\text{Đối với thu homodyne PSK: } BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{2\eta N_p}) \quad (6-37)$$

Để so sánh, độ nhạy thu thường được diễn giải dưới dạng số photon N_p . Như vậy có thể dễ dàng tìm thấy $N_p = 18$ cho trường hợp thu heterodyne PSK và bằng 9 cho trường hợp thu homodyne PSK. Giá trị trung bình của số photon là $\langle N_p \rangle$ là bằng với N_p cho dạng PSK do có cùng công suất phát trong các bit “1” và “0”. Bộ thu homodyne PSK được coi là bộ thu tốt nhất, nó đòi hỏi chỉ có 9 photon cho một bit. Cũng nên chú ý rằng kết luận này được dựa trên việc phân tích theo tính xấp xỉ Gaussian đối với nhiễu bộ thu.

Như đã phân tích ở chương 4, bộ thu trực tiếp lý tưởng đòi hỏi 10 photon/bit để hoạt động tại $BER \leq 10^{-9}$. Giá trị này chỉ kém một chút ít so với trường hợp tốt nhất của hệ thống Coherent có bộ thu homodyne PSK và tốt hơn đáng kể so với heterodyne. Tuy nhiên, điều này không bao giờ đạt được; thực tế là do có nhiều dòng tối và nhiều yếu tố tác động khác nữa. Các yếu tố này làm xuống cấp độ nhạy thu mà từ đó bộ thu thường đòi hỏi phải có $\langle N_p \rangle \approx 1000$. Với bộ thu Coherent, giá trị $\langle N_p \rangle$ dưới 100 là có thể thực hiện được, lý do đơn giản là ở chỗ nhiều lượng tử được trở thành nhiễu trội do có sự tăng của công suất tín hiệu dao động nội.

6.5.3. BER của bộ thu FSK đồng bộ

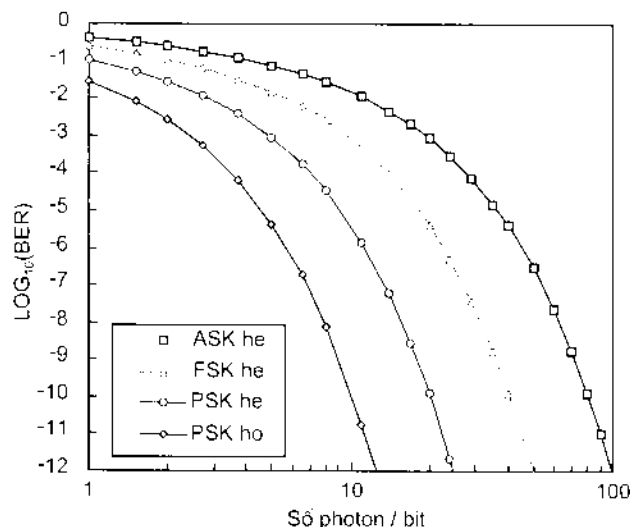
Bộ thu FSK đồng bộ thường dùng sơ đồ bộ lọc kép tương tự như sơ đồ đã chỉ ra trong hình 6.11a) đối với trường hợp không đồng bộ. Mỗi bộ lọc trong bộ lọc kép chỉ cho qua các bit “0” hoặc “1”. Sơ đồ này tương đương với hai bộ thu heterodyne ASK hoạt động song song. Đặc điểm này được sử dụng để tính BER cho các bộ thu FSK đồng bộ có bộ lọc kép. Thật vậy, cũng có thể dùng các phương trình (6-29) và (6-30) để tính BER cho trường hợp FSK. Tuy nhiên SNR tăng gấp 2 lần so với trường hợp ASK. Sự cải thiện này là do thực tế rằng có đến một nửa thời gian bộ thu ASK không nhận được một lượng công suất nào, tính trung bình, còn với các máy thu FSK thì sẽ nhận được công suất trong toàn bộ thời gian. Vì thế công suất của tín hiệu tăng gấp đôi, trong khi công suất nhiễu là bằng nhau nếu ta giả thiết rằng băng thông của máy thu là như nhau trong hai trường hợp thu FSK và ASK. Sử dụng công thức $\text{SNR} = 4\eta N_p$ trong phương trình (6-30) ta sẽ có:

Đối với thu heterodyne FSK: $BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\eta N_p}{2}}$ (6-38)

Độ nhạy thu nhận được từ biểu thức (6-33) bằng cách thay 72 bằng 36. Như vậy, dưới dạng số các photon thì độ nhạy thu được cho là $N_p = 36$. Số lượng photon trung bình trong 1 bit là $\langle N_p \rangle$ cũng bằng 36, vì mỗi bit mang năng lượng như nhau. So sánh các sơ đồ ASK và heterodyne FSK ta thấy rằng $\langle N_p \rangle = 36$ cho cả hai trường hợp. Vì thế mặc dù khi bộ thu heterodyne ASK điều tần cần có 72 photon trong bit “1”, thì độ nhạy thu (công suất trung bình nhận được) cũng là như nhau đối với cả ASK và FSK. Bảng 6.1 đưa ra kết quả độ nhạy thu với các dạng điều chế và tách sóng khác nhau nhằm để có cơ sở đánh giá giải pháp nào tốt hơn.

Bảng 6.1: Độ nhạy thu của các bộ thu Coherent đồng bộ

Dạng điều biến	Tỷ số lỗi bit BER	N_p	$\langle N_p \rangle$
ASK Heterodyne	$\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\eta N_p}{4}} \right)$	72	36
ASK Homodyne	$\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\eta N_p}{2}} \right)$	36	18
PSK Heterodyne	$\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\eta N_p} \right)$	18	18
PSK Homodyne	$\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{2\eta N_p} \right)$	9	9
FSK Heterodyne	$\frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\eta N_p}{2}} \right)$	36	36
Tách sóng trực tiếp	$\frac{1}{2} \exp(-\eta N_p)$	20	10



Hình 6.12: Tỷ số lỗi bit BER với các dạng điều chế khác nhau

Hình 6.12 là các đường cong mà chúng tôi tính toán mô phỏng cho một số bộ thu đồng bộ. Kết quả chỉ ra rằng BER là một hàm của N_p đối với các dạng ASK, PSK và FSK bằng cách khai thác các biểu thức (6-31), (6-36) và (6-38). Đường cong tốt nhất trên hình là đường có BER đối với trường hợp máy thu homodyne PSK đồng bộ đã đề cập đến trong phần 6.5.2 tại công thức (6-37).

6.5.4. BER của bộ thu ASK không đồng bộ

Việc tính toán BER cho trường hợp bộ thu không đồng bộ sẽ hơi phức tạp hơn so với các bộ thu đồng bộ vì khi dùng các bộ tách sóng đường bao thì nhiễu không tuân theo phân bố Gaussian. Có thể hiểu được điều này từ phương trình (6-27) mà nó biểu thị tín hiệu được nhận bởi mạch quyết định. Trong trường hợp bộ thu heterodyne ASK lý tưởng không có biến đổi về pha, thì ϕ có thể được cho bằng 0, ta có:

$$I = \sqrt{(I_p + i_c)^2 + i_s^2} \quad (6-39)$$

Ở đây kí hiệu ở dưới I đã được bỏ đi cho đơn giản. Từ biểu thức này, mặc dù cả $I_p + i_c$ và i_s là các biến ngẫu nhiên Gaussian, thì hàm mật độ xác suất của I sẽ không phải là Gaussian. Hàm mật độ xác suất này có thể được viết như sau:

$$p(I, I_p) = \frac{I}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{I^2 + I_p^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{I_p I}{\sigma^2}\right) \quad (6-40)$$

Trong đó I_0 là hàm Bessel biến đổi loại đầu tiên. Cả i_c và i_s đều được giả sử rằng có hàm mật độ xác suất Gaussian với giá trị trung bình là 0 và có cùng độ lệch tiêu chuẩn σ , trong đó σ là dòng nhiễu RMS. Hàm mật độ xác suất được tính từ biểu thức (6-40) và được gọi là phân bố Rice. Chú ý rằng I biến thiên trong phạm vi từ 0 đến ∞ vì đầu ra của bộ tách sóng đường bao chỉ có thể có giá trị dương. Khi $I_p = 0$, phân bố Rice trở thành phân bố Rayleigh vốn được biết rõ trong lĩnh vực quang thống kê.

Việc tính BER có thể theo sự phân tích trong mục 4.5.2 chương 4, chỉ có điều khác nhau chính là thay phân bố Gaussian bằng phân bố Rice:

$$BER = \frac{1}{2} [P(0/1) + P(1/0)] \quad (6-41)$$

$$\text{Trong đó: } P(0/1) = \int_0^{I_p} P(I, \langle i_1 \rangle) dI, \quad P(1/0) = \int_{I_p}^{\infty} P(I, \langle i_0 \rangle) dI \quad (6-42)$$

Việc chú giải ký hiệu ở đây tương tự như trong phần 4.5.2. Nhìn chung I_D là mức ngưỡng quyết định, $\langle i_1 \rangle$ và $\langle i_0 \rangle$ là các giá trị của I_p đối với các bit "1" và "0". Nhiễu là như nhau đối với các bit ($\sigma_0 = \sigma_1 = \sigma$) khi giả sử rằng nó trội lên là do nhiễu lượng tử

dao động nội. Các tích phân trong biểu thức (6-42) có thể được viết dưới dạng hàm số Q của Marcum như sau:

$$Q(\alpha, \beta) = \int_{\beta}^{\infty} x \exp\left(-\frac{x^2 + \alpha^2}{2}\right) \langle i_0 \rangle (\alpha x) dx \quad (6-43)$$

Kết quả tính được BER như sau:

$$BER = \frac{1}{2} \left[1 - Q\left(\frac{\langle i_1 \rangle}{\sigma}, \frac{I_D}{\sigma}\right) + Q\left(\frac{\langle i_0 \rangle}{\sigma}, \frac{I_D}{\sigma}\right) \right] \quad (6-44)$$

Mức quyết định I_D được chọn để sao cho BER là tối thiểu đối với các giá trị $\langle i_1 \rangle$, $\langle i_0 \rangle$ và σ đã cho. Trong trường hợp tổng quát, việc tính $\langle i_0 \rangle$ là rất khó khăn. Tuy nhiên, trong các điều kiện hoạt động tiêu biểu thì $\langle i_0 \rangle \approx 0$; $\langle i_1 \rangle / \sigma \gg 1$ và I_D được lấy xấp xỉ bởi $\langle i_1 \rangle / 2$. Do đó BER có thể viết thành:

$$BER \approx \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\langle i_1^2 \rangle}{8\sigma^2}\right) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{SNR}{8}\right) \quad (6-45)$$

Khi nhiễu của bộ thu σ là trội từ nhiễu lượng tử, bằng cách sử dụng $SNR = 2\eta N_p$, ta được kết quả cuối cùng như sau:

$$BER = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\eta N_p}{4}\right) \quad (6-46)$$

So sánh với biểu thức (6-31) cho trường hợp bộ thu heterodyne ASK đồng bộ. Biểu thức (6-46) được chỉ ra rằng BER lớn hơn đối với trường hợp không đồng bộ khi cùng một giá trị ηN_p . Tuy nhiên sự sai khác này lại rất nhỏ đến mức mà tại $BER = 10^{-9}$ thì độ nhạy thu bị giảm xuống chỉ vào khoảng 0,5 dB. Nếu ta giả sử rằng $\eta = 1$, phương trình (6-46) cho thấy $BER = 10^{-9}$ khi $N_p = 80$ ($N_p = 72$ đối với trường hợp đồng bộ). Vì thế các bộ thu không đồng bộ có đặc tính ngang ngửa so với các bộ thu đồng bộ và thường được dùng trong thực tế vì thiết kế nó đơn giản hơn.

6.5.5. BER của bộ thu FSK không đồng bộ

Mặc dù một bộ thu heterodyne bộ lọc đơn có thể được sử dụng cho dạng điều chế FSK, nhưng nó có một bất lợi là một nửa công suất thu được bị lãng phí, vì thế nó bị mất mát đi 3 dB. Vì lý do này mà người ta đã dùng bộ thu FSK có bộ lọc kép trong đó mỗi bộ lọc riêng biệt chỉ cho qua các bit “1” hoặc “0” tương ứng. Đầu ra của hai bộ tách sóng đường bao được trừ đi và mạch quyết định sẽ nhận tín hiệu cuối cùng. Vì dòng trung bình là I_p và $-I_p$ đối với các bit “1” và “0” cho nên dòng ngưỡng quyết định

được thiết lập ở giữa, tức là $I_D = 0$. Gọi I và I' là các dòng được tạo ra trong các nhánh trên và dưới của bộ thu có lọc kép, nơi mà cả hai dòng này sẽ bao gồm cả các dòng nhiễu trong biểu thức (6-39). Xem xét các trường hợp trong đó các bit "1" được nhận trong nhánh trên. Thế thì dòng I nhận được từ biểu thức (6-39) và theo phân bố Rice với $I_p = \langle i_1 \rangle$ trong biểu thức (6-40). Mặt khác, dòng I' chỉ bao gồm nhiễu và phân bố của chính nó và nhận được bằng cách đặt $I_p = 0$ trong biểu thức (6-40). Lỗi sẽ xảy ra khi $I' > I$ vì tín hiệu nhỏ hơn mức ngưỡng, và kết quả được viết như sau:

$$P(0/1) = \int_0^\infty p(I, \langle i_1 \rangle) \left[\int_I^\infty p(I', 0) dI' \right] dI \quad (6-47)$$

Trong đó tích phân bên trong sẽ đưa ra xác suất lỗi đối với giá trị đã định của I , còn tích phân bên ngoài sẽ tính tổng tất cả các giá trị có thể của I . Xác suất $P(1/0)$ cũng có thể nhận được bằng cách tương tự. Thực tế $P(1/0) = P(0/1)$ do tính đối xứng của bộ thu có lọc kép. Có thể xác định được tích phân theo giải tích trong biểu thức (6-47). Bằng cách sử dụng công thức (6-40) ở tích phân bên trong với $I_p = 0$, sẽ dễ dàng chứng minh được rằng:

$$\int_I^\infty p(I', 0) dI' = \exp\left(-\frac{I^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6-48)$$

Sử dụng các biểu thức (6-41), (6-47), và (6-48) với $P(1/0) = P(0/1)$ ta sẽ có BER được viết như sau:

$$BER = \int_0^\infty \frac{I}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{I^2 + \langle i_1^2 \rangle}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{I\langle i_1 \rangle}{\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{I^2}{2\sigma^2}\right) dI \quad (6-49)$$

Ở đây $p(I, I_p)$ được thay từ biểu thức (6-40). Đặt biến $x = \sqrt{2} I$, thì biểu thức (6-49) có thể được viết lại như sau:

$$BER = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{I^2}{4\sigma^2}\right) \int_0^\infty \frac{x}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + \langle i_1^2 \rangle / 2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{x\langle i_1 \rangle}{\sigma^2 \sqrt{2}}\right) dx \quad (6-50)$$

Biểu thức dưới dấu tích phân trong phương trình (6-50) là $p(x, \langle i_1 \rangle / \sqrt{2})$ và tích phân phải là 1. Vì thế BER được tính một cách rất đơn giản là:

$$BER = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\langle i_1^2 \rangle}{4\sigma^2}\right) = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{SNR}{4}\right) \quad (6-51)$$

Sử dụng công thức $SNR = 2\eta N_p$ từ biểu thức (6-13), ta được kết quả cuối cùng như sau:

$$BER = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\eta N_p}{2}\right) \quad (6-52)$$

Kết quả này có thể so sánh với phương trình (6-38) nhận được đối với trường hợp bộ thu heterodyne FSK đồng bộ. Qua việc tính toán so sánh BER trong hai trường hợp thu ASK, giá trị BER cho giải điều chế không đồng bộ sẽ lớn hơn so với trường hợp đồng bộ. Tuy nhiên sự sai khác này là rất nhỏ, và độ nhạy thu bị giảm xuống khoảng 0,5 dB so với trường hợp đồng bộ. Nếu ta giả sử rằng $\eta = 1$ thì $N_p = 40$ tại $BER = 10^{-9}$, trong khi đó $N_p = 36$ trong trường hợp đồng bộ. Số photon trung bình $\langle N_p \rangle$ cũng sẽ bằng 40 vì số photon nhận được là như nhau trong các bit "1" và "0". Tương tự như trường hợp đồng bộ, $\langle N_p \rangle$ là như nhau đối với các dạng ASK và FSK.

6.5.6. BER của bộ thu DPSK không đồng bộ

Như đã đề cập trước đây trong phần điều chế PSK, giải điều chế không đồng bộ có thể không được dùng cho các tín hiệu PSK. Một kiểu khác của PSK đã được gọi là DPSK có thể được giải điều chế bằng cách sử dụng các bộ thu DPSK không đồng bộ, xem hình 6.11b). Dòng điện đã lọc và được phân chia thành hai phần, trong đó một phần bị trễ đi một khoảng thời gian bằng thời gian của một chu kỳ bit. Hai dòng điện này chứa thông tin về sự sai khác pha giữa hai bit kế nhau và được dòng điện ngưỡng sử dụng để xác định dạng mẫu bit. Việc tính toán BER cho trường hợp DPSK có hơi phức tạp đôi chút vì tín hiệu được tạo ra từ hai dòng. Tuy nhiên kết quả cuối cùng có thể được tính một cách đơn giản như sau:

$$BER = \frac{1}{2} \exp(-\eta N_p) \quad (6-53)$$

Kết quả này có thể nhận được từ kết quả tính BER của FSK tại biểu thức (6-51), bằng lý lẽ đơn giản để chỉ ra rằng tín hiệu DPSK được giải điều chế sẽ tương ứng với trường hợp FSK nếu ta thay thế $\langle i_i \rangle$ bởi $2\langle i_i \rangle$, và σ^2 bằng $2\sigma^2$. Khi cho $\eta = 1$ và $N_p = 20$ thì ta có $BER = 10^{-9}$. Vì thế DPSK có độ nhạy cao hơn là 3 dB so với cả ASK và FSK. Bảng 6.2 liệt kê BER và độ nhạy thu đối với ba sơ đồ điều chế được sử dụng với giải điều chế không đồng bộ. Trường hợp tách sóng trực tiếp cũng được liệt kê ở đây để tiện so sánh so sánh.

Bảng 6.2: Độ nhạy thu của các bộ thu không đồng bộ

Dạng điều chế	Tỷ số lỗi bit BER	N_p	$\langle N_p \rangle$
ASK heterodyne	$\frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\eta N_p}{4}\right)$	80	40
FSK heterodyne	$\frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\eta N_p}{2}\right)$	40	40
DPSK heterodyne	$\frac{1}{2} \exp(-\eta N_p)$	20	20
Tách sóng trực tiếp	$\frac{1}{2} \exp(-\eta N_p)$	20	10

6.6. CÁC YẾU TỐ ẢNH HƯỞNG TỚI ĐỘ NHẠY THU CỦA HỆ THỐNG COHERENT

Toàn bộ việc phân tích độ nhạy thu trong những phần trước đã được giả thiết rằng hoạt động của hệ thống là lý tưởng với các thành phần thiết bị được coi là hoàn hảo. Tuy nhiên, độ nhạy thu có được ở đây còn tương ứng với giới hạn lượng tử và điều kiện này rất khó đạt được trong thực tế. Thực vậy, có rất nhiều yếu tố vật lý làm xuống cấp độ nhạy của bộ thu trong các hệ thống Coherent thực tế như nhiễu pha giữa chúng, nhiễu cường độ, sự không đối xứng (không phù hợp về) phân cực, và tán sắc trong sợi quang. Trong phần này ta sẽ đề cập đến các cơ cấu suy giảm độ nhạy và các cách để cải thiện sự hoạt động của hệ thống bằng một thiết kế phù hợp.

6.6.1. Nhiễu pha

Yếu tố quan trọng làm giảm độ nhạy thu trong các hệ thống thông tin quang Coherent đó là nhiễu pha. Nhiễu pha có liên quan tới thiết bị phát quang laser và bộ dao động nội. Điều này có thể được hiểu từ các biểu thức về dòng được phát ra trong tách sóng homodyne và heterodyne. Trong cả 2 trường hợp, sự thăng giáng về pha sẽ dẫn đến sự thay đổi về dòng là do bản chất kết hợp của quá trình tách sóng quang, và sự suy giảm tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR. Cả pha của tín hiệu ϕ_s và pha của bộ dao động nội ϕ_{LO} nên được giữ ổn định để tránh suy giảm độ nhạy thu. Khoảng thời gian mà trong đó pha của laser được giữ tương đối ổn định thì được gọi là thời gian kết hợp. Vì thời gian kết hợp tỉ lệ nghịch với độ rộng phổ (độ rộng đường truyền) của laser $\Delta\nu$, nên người ta thường dùng tỉ số độ rộng phổ-tốc độ bit $\Delta\nu/B$ để đặc trưng cho sự ảnh hưởng của nhiễu pha đối với đặc tính của các hệ thống thông tin quang Coherent. Bởi vì cả ϕ_s và ϕ_{LO} đều thăng giáng một cách độc lập nên $\Delta\nu$ thực sự là tổng các độ rộng phổ $\Delta\nu_T$ và $\Delta\nu_{LO}$ tương ứng có trong thiết bị phát quang và bộ dao động nội. Đại lượng $\Delta\nu = \Delta\nu_T + \Delta\nu_{LO}$ thường được gọi là độ rộng phổ IF.

Cần phải rất chú ý tới việc xác định BER khi có nhiễu pha và để xác định sự phụ thuộc của mất mát (hay sự thiệt thòi) công suất vào tỉ số $\Delta\nu/B$. Giá trị cho phép của $\Delta\nu/B$, mà nó thường được xác định để sao cho sự mất mát công suất phải nhỏ hơn 1dB, sẽ phụ thuộc vào dạng điều chế cũng như kỹ thuật giải điều chế. Nhìn chung, độ rộng phổ đường truyền có yêu cầu nghiêm ngặt nhất đối với các máy thu homodyne. Mặc dù độ rộng phổ đường truyền cho phép phụ thuộc vào việc thiết kế mạch vòng khóa pha, nhưng điển hình thì $\Delta\nu/B$ nên nhỏ hơn 5×10^{-4} để có công suất mất mát ít hơn 1 dB.

Các yêu cầu về độ rộng phổ đường truyền sẽ được nói lỏng đáng kể đối với các bộ thu heterodyne, đặc biệt trong trường hợp giải điều chế không đồng bộ đối với dạng điều chế ASK hoặc FSK. Đối với các bộ thu heterodyne đồng bộ thì cần có

$\Delta\nu/B < 5 \times 10^{-3}$. Ngược lại $\Delta\nu/B$ có thể vượt quá 0,1 trong các bộ thu quang ASK và PSK không đồng bộ. Đó là do các thiết bị thu này dùng bộ tách sóng đường bao, nó đã bỏ đi thông tin về pha. Hậu quả của sự thăng giáng pha chủ yếu là làm dãn rộng băng tần của tín hiệu. Tín hiệu có thể được khôi phục lại bằng cách tăng băng thông của bộ lọc thông dải BPF. Về mặt nguyên tắc, bất kỳ độ rộng đường truyền nào cũng đều có thể tải được nếu như băng thông của BPF tăng một cách phù hợp. Tuy nhiên lúc đó nhiễu của bộ thu quang sẽ tăng cùng với việc tăng băng tần của BPF và sinh ra mất mát công suất. Việc tính toán BER là rất phức tạp và cần phải có những sự mô phỏng số đối với một phép phân tích chính xác [48, 49]. Các phương pháp xấp xỉ đã được phát triển để làm cho các kết quả phân tích có độ chính xác trong phạm vi 1 dB [50].

Dạng điều chế DPSK yêu cầu độ rộng phổ đường truyền hẹp hơn so với các dạng ASK và FSK khi sử dụng giải điều chế không đồng bộ dựa trên sơ đồ trễ. Đó là do thông tin được chứa trong sự sai khác về pha giữa hai bit lân cận, và pha được giữ không đổi trong suốt khoảng thời gian hai bit. Một số tính toán đã chỉ ra rằng $\Delta\nu/B$ nên nhỏ hơn 1% để công suất bị mất mát ít hơn 1 dB. Tại tốc độ 1 Gbit/s, độ rộng phổ đường truyền là khoảng xấp xỉ 1 MHz nhưng sẽ trở nên nhỏ hơn 1 MHz tại các tốc độ bit thấp hơn.

Việc thiết kế các hệ thống thông tin quang Coherent đòi hỏi cần phải có các laser bán dẫn để hoạt động trong chế độ một mode dọc với độ rộng phổ hẹp, và bước sóng của nó có thể điều chỉnh được (ít nhất trong phạm vi vài nanomet) để phối hợp tần số sóng mang ω_0 với tần số của dao động nội ω_{LO} một cách vừa chính xác (tách sóng homodyne) vừa tạo ra tần số trung gian yêu cầu. Độ rộng phổ hẹp còn có thể nhận được bằng công nghệ MQW cho vùng tích cực của laser DFB. Người ta đã thu được giá trị nhỏ tới 0,1 MHz khi dùng các laser MQW lượn.

Một phương pháp khác giải quyết vấn đề nhiễu pha là thiết kế các thiết bị thu đặc biệt gọi là các máy thu phân tập pha [35, 51]. Các máy thu như vậy dùng hai hoặc nhiều hơn bộ các tách sóng quang có các đầu ra của chúng được kết hợp lại với nhau để tạo ra tín hiệu độc lập với sự khác pha $\phi_{IF} = \phi_s - \phi_{LO}$. Kỹ thuật này dùng rất tốt đối với các dạng ASK, FSK và DPSK. Trong sơ đồ của máy thu phân tập pha nhiều cửa, thông thường có một thành phần linh kiện quang mà tên gọi là hybrid quang có chức năng kết hợp các đầu vào tín hiệu và dao động nội rồi đưa ra đầu ra của nó thông qua một số cổng với các độ dịch pha phù hợp trong các nhánh khác nhau. Đầu ra của mỗi cổng được xử lý một cách hoàn toàn điện và được kết hợp lại để tạo ra dòng không phụ thuộc vào pha ϕ_{IF} . Ví dụ trong trường hợp một máy thu homodyne hai cổng, hai nhánh đầu ra sẽ có sự dịch pha tương đối là 90° để sao cho các dòng trong hai nhánh sẽ thay đổi theo $I_p \cos \phi_{IF}$ và $I_p \sin \phi_{IF}$. Khi hai dòng được bình phương và được cộng với nhau, tín hiệu tổng sẽ không phụ thuộc vào ϕ_{IF} . Trong trường hợp máy thu có ba cổng, ba nhánh sẽ có

sự dịch pha tương đối là 0° , 120° , và 240° . Khi các dòng được bình phương rồi cộng lại với nhau, tín hiệu cuối cùng cũng không phụ thuộc vào ϕ_{if} . Khái niệm này cũng có thể được mở rộng cho các máy thu có bốn hoặc nhiều hơn bốn nhánh. Tuy nhiên, việc thiết kế máy thu sẽ trở nên rất phức tạp khi có nhiều nhánh hơn. Hơn nữa, cần phải có công suất của các bộ dao động có công suất lớn hơn để đủ cung cấp cho mỗi nhánh. Vì những lí do này mà hầu hết các máy thu phân tập pha thường chỉ có 2 hoặc 3 cổng.

6.6.2. Nhiều cường độ

Nhiều cường độ có ảnh hưởng đối với đặc tính của các bộ thu quang tách sóng trực tiếp đã được đề cập đến trong chương 5 và có thể được bỏ qua trong hầu hết các trường hợp trong thực tế. Tuy nhiên đối với các bộ thu quang Coherent thì điều này không thể bỏ qua được. Để hiểu biết vì sao nhiều cường độ đóng một vai trò quan trọng trong các máy thu Coherent, ta có thể theo sự phân tích tương tự như trong phần 5.3.6, tức là phải cộng thêm nhiều cường độ vào nhiễu tổng như sau:

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_T^2 + \sigma_I^2 \quad (6-54)$$

$$\text{Trong đó:} \quad \sigma_I^2 = RP_{LO}R_I \quad (6-55)$$

Tham số R_I liên quan đến nhiễu cường độ tương đối RIN (Relative Intensity Noise) của bộ dao động nội như trong phương trình (5-35). Nếu phổ của RIN là phẳng đối với băng thông của bộ thu B_c , thì R_I^2 có thể xấp xỉ bằng $2(RIN)B_c$. Như vậy tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR nhận được từ các biểu thức (6-54), (6-55) và (6-11) như sau:

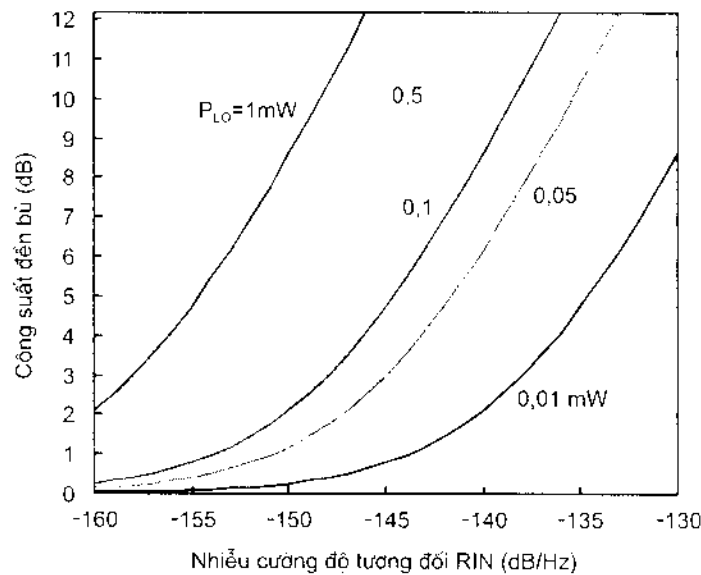
$$SNR = \frac{2R^2 \langle P_s \rangle P_{LO}}{2e(RP_{LO} + I_d)B_c + \sigma_T^2 + 2R^2 P_{LO}^2 (RIN)B_c} \quad (6-56)$$

Công suất của bộ dao động nội phải đủ lớn để thỏa mãn cho bộ thu hoạt động dưới chế độ nhiễu lượng tử. Tuy nhiên, việc tăng P_{LO} sẽ làm tăng nhiễu cường độ theo lũy thừa bậc hai, điều này có thể thấy được từ biểu thức (6-56). Nếu nhiễu cường độ có thể ngang bằng được với nhiễu lượng tử thì SNR sẽ giảm, và như vậy công suất của tín hiệu $\langle P_s \rangle$ cần phải tăng để cân bằng với sự tăng của nhiễu ở máy thu khi muốn giữ cho SNR không đổi để bảo đảm BER. Việc tăng $\langle P_s \rangle$ này chính là lượng đền bù cho sự mất mát công suất do nhiễu cường độ dao động nội gây ra. Nếu ta bỏ qua I_d và σ_T^2 trong biểu thức (6-56) bằng cách giả sử rằng máy thu được thiết kế để hoạt động với chế độ nhiễu lượng tử là trội, công suất đền bù tính theo dB sẽ là:

$$P_{I-Corr} = 10 \log_{10} [1 + (\eta / h\nu) P_{LO} (RIN)] \quad (6-57)$$

Hình 6.13 là kết quả tính toán mô phỏng lượng công suất đền bù cho hệ thống là một hàm của RIN với một vài giá trị của P_{LO} khi có $\eta = 0,8$ đối với bộ thu Coherent hoạt

động tại bước sóng 1552.52 nm. Công suất cần đền bù sẽ lớn hơn 2 dB khi $P_{LO} = 1$ mW thậm chí đối với bộ dao động nội có $RIN = -160$ dB/Hz, một giá trị rất khó đạt được đối với các laser bán dẫn DFB. Với một bộ dao động nội có $RIN = -150$ dB/Hz, P_{LO} có thể nhỏ hơn 0,1 mW để giữ cho công suất đền bù dưới 2 dB. Công suất đền bù này có thể nhỏ không đáng kể với $RIN = -150$ dB/Hz nhưng chỉ khi công suất của bộ dao động nội là 10 μ W.



Hình 6.13: Công suất đền bù phụ thuộc vào RIN trong bộ thu quang Coherent

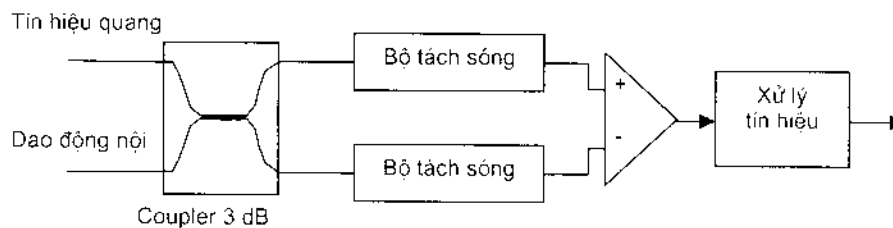
Tuy nhiên, biểu thức (6-12) không được thoả mãn với các giá trị của P_{LO} nhỏ như thế, và đặc tính bộ thu sẽ bị hạn chế do nhiễu nhiệt. Sự suy giảm độ nhạy thu là do nhiễu cường độ của bộ dao động nội và điều này được thấy trong máy thu homodyne ASK hai cổng. Có điều cần nhấn mạnh rằng việc có được biểu thức (6-57) về cơ bản phải dựa trên giả sử rằng nhiễu của máy thu là Gaussian. Như vậy rất cần có một phương pháp số để phân tích chính xác nhiễu cường độ.

Một giải pháp cho vấn đề nhiễu cường độ là dùng các bộ thu cân bằng; các bộ thu này có hai cổng với hai bộ tách sóng quang. Hình 6.14 mô tả sơ đồ của một máy thu như vậy. Nó sử dụng một bộ ghép sợi quang 3 dB như một linh kiện quang sai động. Bộ ghép sợi quang trộn tín hiệu quang nhận được với tín hiệu của bộ dao động nội sau đó phân chia tín hiệu quang đã được tập hợp thành hai phần như nhau với một độ dịch pha tương đối phù hợp. Hoạt động của bộ thu cân bằng có thể được hiểu bằng cách xem xét các dòng photon $I(+)$ và $I(-)$ được tạo ra ở trong mỗi nhánh như sau:

$$I(+)=\frac{1}{2}R(P_s+P_{LO})+R\sqrt{P_sP_{LO}}\cos(\omega_{IF}t+\phi_{IF}) \quad (6-58)$$

$$I(-) = \frac{1}{2} R(P_s + P_{LO}) - R\sqrt{P_s P_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_{IF}) \quad (6-59)$$

Trong đó ϕ_{IF} có liên quan đến sự sai khác pha $\phi_s - \phi_{LO}$. Hai dòng điện trừ đi nhau sẽ tạo ra các tín hiệu heterodyne. Thành phần một chiều bị loại bỏ hoàn toàn trong quá trình trừ hai dòng điện khi hai nhánh là cân bằng theo cách mà mỗi nhánh sẽ nhận được tín hiệu và công suất bộ dao động nội là như nhau. Điều này xảy ra đối với một bộ ghép 3 dB hoàn hảo với tỷ số phân chia 50% cho mỗi nhánh. Điểm quan trọng ở đây là nhiễu cường độ đi kèm với số hạng một chiều cũng được loại bỏ trong quá trình trừ hai dòng điện cho nhau. Nguyên nhân là do bộ dao động nội cung cấp công suất cho mỗi nhánh là như nhau, do đó độ thăng giáng cường độ của các dòng photo $I(+)$ và $I(-)$ của hai nhánh sẽ khử lẫn nhau khi ta trừ hai tín hiệu này. Nhưng lưu ý rằng đại lượng dòng xoay chiều là không khử được thậm chí trong một máy thu cân bằng. Tuy nhiên tác động của chúng ảnh hưởng ít nghiêm trọng đến đặc tính của hệ thống vì có sự phụ thuộc căn bậc 2 của đại lượng xoay chiều vào công suất bộ dao động nội.



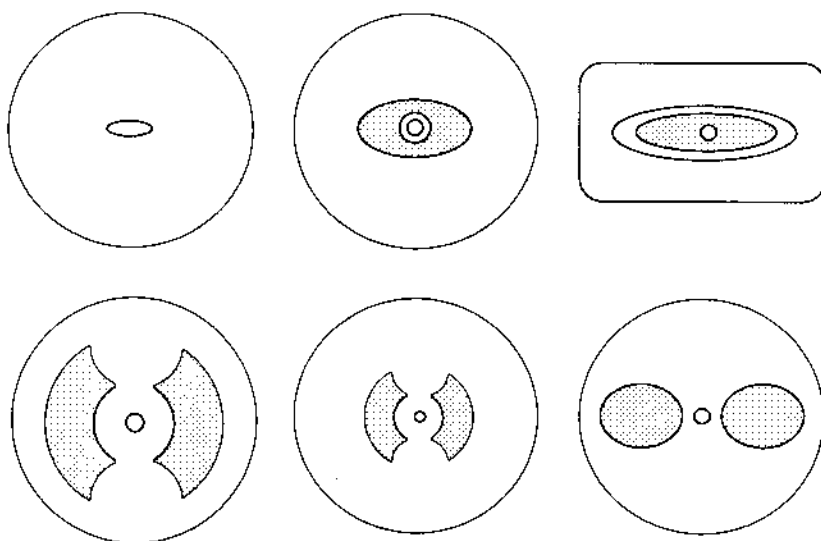
Hình 6.14: Bộ thu Coherent cân bằng hai cửa

Các bộ thu cân bằng thường được sử dụng để thiết kế các hệ thống thông tin quang Coherent vì chúng có hai ưu điểm sau: ưu điểm thứ nhất là vấn đề nhiễu cường độ gần như được loại bỏ; ưu điểm thứ hai là tất cả các công suất tín hiệu và công suất bộ dao động nội được sử dụng một cách rất có hiệu quả. Máy thu loại một cổng đã loại bỏ phần của các công suất P_s và P_{LO} trong quá trình trộn tín hiệu. Tất cả các bộ thu cân bằng đều sử dụng toàn bộ công suất của tín hiệu và tránh được sự mất mát công suất này. Đồng thời bộ thu cân bằng cũng sử dụng hết công suất của bộ dao động nội và tạo dễ dàng cho hệ thống hoạt động trong giới hạn nhiễu lượng tử.

6.6.3. Không tương xứng về phân cực

Trạng thái phân cực của tín hiệu quang thu được không đóng một vai trò nào trong trường hợp các bộ thu tách sóng trực tiếp đơn giản là vì dòng photo được tạo ra trong các bộ thu như vậy chỉ phụ thuộc vào số lượng các photon tới, không liên quan đến trạng thái phân cực của chúng. Nhưng trong trường hợp các bộ thu quang Coherent lại đòi hỏi sự tương xứng (hay phối hợp) về trạng thái phân cực của bộ dao động nội với

trạng thái phân cực của tín hiệu thu được. Những yêu cầu về sự phối hợp phân cực có thể hiểu được từ phần 6.2, trong đó đã sử dụng các trường vô hướng E_s và E_{LO} với một giả thiết ngầm là trạng thái phân cực của hai trường là như nhau. Nếu gọi $\hat{e}_s$ và $\hat{e}_{LO}$ tương ứng là các véc tơ đơn vị có hướng là hướng phân cực của E_s và E_{LO} . Vì thế mà biểu thức giao thoa trong phương trình (6-3) luôn tồn tại hệ số $\cos\theta$ trong đó θ là góc giữa $\hat{e}_s$ và $\hat{e}_{LO}$. Vì mạch quyết định dùng biểu thức giao thoa để tái tạo lại dòng bit được phát đi nên bất kì sự thay đổi nào của θ khỏi giá trị lý tưởng của nó $\theta = 0$ cũng làm cho tín hiệu bị giảm do pha dính và từ đó gây ảnh hưởng đến hoạt động của máy thu. Đặc biệt, nếu như trạng thái phân cực của E_s và E_{LO} là vuông góc với nhau ($\theta = 90^\circ$), thì tín hiệu bị biến mất (pha dính hoàn toàn). Ngoài ra, bất kỳ sự thay đổi nào của θ cũng ảnh hưởng đến BER thông qua sự thay đổi về dòng bộ thu và tỷ số tín hiệu trên nhiễu SNR.

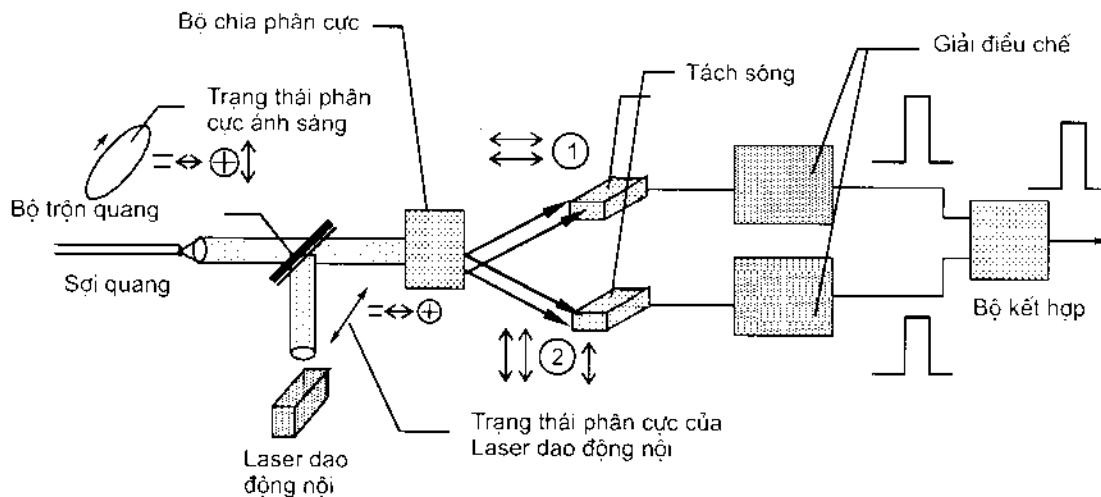


Hình 6.15: Các loại tiết diện ngang lõi không đối xứng của các sợi duy trì phân cực

Trạng thái phân cực $\hat{e}_{LO}$ của bộ dao động nội được xác định bởi laser và được giữ cố định. Đây cũng là trường hợp đối với tín hiệu được phát trước khi nó được đưa vào trong sợi quang. Tuy nhiên tại đầu ra của sợi quang, trạng thái phân cực $\hat{e}_s$ của tín hiệu thu được sẽ khác với trạng thái phân cực của tín hiệu đã được phát là do lưỡng chiết của sợi quang, như đã đề cập đến ở phần 2.1.3 trong nội dung về sợi quang đơn mode. Sự thay đổi như vậy sẽ không gây ra vấn đề gì nếu giữ cho $\hat{e}_s$ không thay đổi theo thời gian vì có thể làm cho $\hat{e}_s$ phối hợp được với $\hat{e}_{LO}$ bằng một kỹ thuật quang đơn giản. Nguyên nhân chính của vấn đề nằm ở chỗ đối với hầu hết các sợi quang, $\hat{e}_s$ thay đổi một cách ngẫu nhiên do sự thăng giáng của lưỡng chiết liên quan đến sự thay đổi của môi trường (không đồng đều về ứng lực, sự thay đổi về nhiệt độ, v.v...). Những sự thay đổi như vậy xảy ra trong khoảng thời gian từ vài micro giây đến vài giây. Điều này dẫn đến sự thay đổi ngẫu nhiên trong BER và bộ thu không thể sử dụng được trừ khi sử dụng một số sơ

đồ làm cho BER không phụ thuộc vào sự thăng giáng phân cực. Mặc dù sự thăng giáng phân cực không xảy ra đối với các sợi quang duy trì phân cực, nhưng những sợi quang này lại không được sử dụng trong thực tế vì suy hao của nó lớn hơn so với các sợi quang thông thường [1, 35]. Hơn nữa, sợi quang đã được lắp đặt xong rồi lại không phải là loại duy trì phân cực. Vì thế cần có một giải pháp nhằm giải quyết vấn đề không phối hợp về phân cực. Hình 6.15 mô tả tiết diện của một số loại sợi duy trì phân cực.

Đã có một vài sơ đồ được thiết kế nhằm giải quyết vấn đề không phối hợp về phân cực. Tại một trong những sơ đồ đó, trạng thái phân cực của tín hiệu quang được kiểm soát, và có một kỹ thuật điều khiển hồi tiếp được sử dụng để phối hợp e_{LO} với e_s . Sơ đồ khác lại dùng cách trộn và trải phân cực để làm cho e_s thay đổi một cách ngẫu nhiên trong suốt khoảng thời gian một bit. Sự thay đổi nhanh của e_s ít ảnh hưởng xấu hơn so với sự thay đổi chậm của nó vì lượng công suất trung bình nhận được trong khoảng thời gian một bit đối với mỗi trường hợp là như nhau. Dạng sơ đồ thứ ba lại sử dụng sự kết hợp pha quang để giải quyết vấn đề phân cực. Tín hiệu kết hợp pha có thể được tạo ra ở bên trong sợi quang tán sắc dịch chuyển bằng cách sử dụng sự pha trộn bốn sóng để sự phân cực của nó phối hợp được với sự phân cực của tín hiệu tới. Laser bơm được sử dụng để pha trộn bốn sóng còn có một vai trò quan trọng trong bộ dao động nội. Dòng photon tạo ra có thành phần tần số gấp 2 lần sự lệch cộng hưởng tín hiệu bơm mà có thể được dùng để khôi phục lại dòng bit.



Hình 6.16: Bộ thu Coherent phân tập phân cực

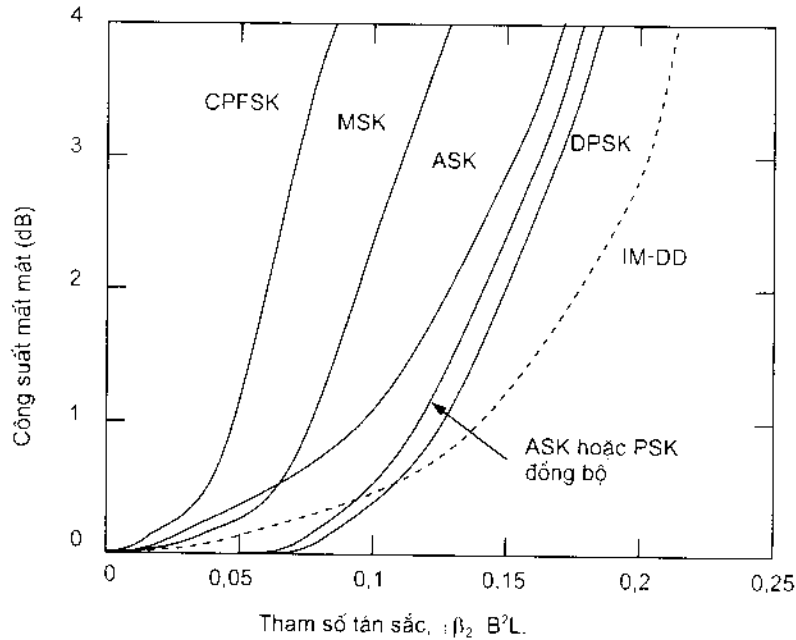
Phương pháp thông dụng nhất được sử dụng để giải quyết vấn đề phân cực là dùng các máy thu hai cổng tương tự như đã chỉ ra trong hình 6.14, nhưng khác ở chỗ hai nhánh sẽ xử lý các thành phần phân cực trực giao với nhau. Các máy thu như vậy được gọi là các máy thu phân tập phân cực. Hoạt động của chúng độc lập với trạng thái phân cực của tín hiệu thu được. Vấn đề điều khiển phân cực ở đây cũng đã được nghiên cứu

áp dụng do mức độ quan trọng của nó trong việc thiết kế các hệ thống thông tin quang Coherent. Hình 6.16 chỉ ra sơ đồ khối của một bộ thu phân tập phân cực. Một bộ chia chùm phân cực được dùng để nhận các thành phần phân cực trực giao, sau đó chúng được xử lý một cách riêng biệt trong mỗi nhánh của bộ thu hai cửa. Khi các dòng photo có trong hai nhánh được bình phương lên rồi cộng lại với nhau, tín hiệu thu được sẽ không phụ thuộc vào sự phân cực. Tuy nhiên phải đền bù một lượng công suất để thực hiện việc phân tập phân cực này, và mức độ mất mát phụ thuộc vào các kỹ thuật điều chế cũng như kỹ thuật giải điều chế được sử dụng trong máy thu. Đối với giải điều chế đồng bộ, công suất đền bù có thể lớn hơn 3 dB. Tuy nhiên, đối với các máy thu không đồng bộ thì công suất đền bù chỉ khoảng $0,4 \div 0,6$ dB. Kỹ thuật phân tập phân cực có thể kết hợp với kỹ thuật phân tập pha để tạo ra bộ thu quang không phụ thuộc vào cả sự thăng giáng về phân cực và sự thăng giáng về pha của tín hiệu thu được. Đặc tính của các bộ thu như vậy bị giới hạn bởi nhiễu cường độ của bộ dao động nội. Trong các hệ thống Coherent thực tế, bộ thu quang phân tập phân cực cân bằng được sử dụng cùng với laser có độ rộng phổ hẹp để đơn giản hoá việc thiết kế bộ thu và để tránh những hạn chế gây ra do nhiễu cường độ và sự thăng giáng về phân cực.

6.6.4. Tán sắc trong sợi quang

Ta đã có dịp nói về vấn đề tán sắc của sợi quang làm hạn chế như thế nào đối với tích tốc độ bit-khoảng cách (BL) của các hệ thống thông tin quang tách sóng trực tiếp (IM-DD). Tán sắc trong sợi quang còn ảnh hưởng đến đặc tính của các hệ thống Coherent, mặc dù sự tác động của nó ít nghiêm trọng hơn so với các hệ thống IM-DD. Lí do là ở chỗ các hệ thống Coherent cần phải sử dụng các laser bán dẫn hoạt động trong chế độ một mode dọc với độ rộng phổ hẹp. Chirp tần số có thể tránh được bằng cách dùng các bộ điều chế ngoài. Hơn nữa có thể bù được tán sắc của sợi quang thông qua các kỹ thuật cân bằng điện trong miền IF.

Ảnh hưởng của tán sắc trong sợi quang đến tín hiệu truyền dẫn có thể tính toán được từ phần 2.4. Nhìn chung, biểu thức (2-132) có thể được dùng để tính trường quang tại đầu ra của sợi quang đối với bất kỳ một kỹ thuật điều chế nào. Công suất mất mát có thể được tính toán cho các dạng điều chế khác nhau thông qua việc mô phỏng số sự suy giảm của hình mất tín hiệu xảy ra khi chuỗi bit giả ngẫu nhiên được truyền dẫn qua sợi quang đơn mode và được giải điều chế đồng bộ hoặc không đồng bộ tại máy thu. Hình 6.17 mô tả công suất suy hao là một hàm của sự kết hợp các tham số không thứ nguyên $|\beta_2|B^2L$ đối với một vài dạng điều chế. Đường nét đứt để so sánh với công suất suy hao của hệ thống IM-DD. Trong tất cả các trường hợp, bộ lọc thông thấp ở trước mạch quyết định được coi như một bộ lọc Butterworth bậc hai với băng thông là 3 dB tương ứng với 65% tốc độ bit.



Hình 6.17: Mô tả mất mát công suất do tán sắc gây ra trong hệ thống Coherent

Trên hình 6.17 ta thấy tán sắc trong sợi quang ảnh hưởng đến đặc tính của hệ thống thông tin quang Coherent về định tính là như nhau đối với tất cả các dạng điều chế, nhưng khác nhau về định lượng. Sự mất mát công suất tăng rất nhanh đối với các dạng điều chế CPFSK và MSK, với những dạng này khoảng cách tone nhỏ hơn tốc độ bit. Trong tất cả các trường hợp, đặc tính của hệ thống phụ thuộc chính vào tích B^2L nhiều hơn là vào BL . Có thể ước lượng được giá trị giới hạn của B^2L bằng cách chú ý rằng công suất mất mát sẽ giảm xuống dưới 1dB trong hầu hết các trường hợp nếu như hệ thống được thiết kế với $|\beta_2|B^2L < 0,1$. Đối với các sợi quang thông thường $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ tại các bước sóng gần $1,55 \mu\text{m}$. Vì thế mà tích B^2L sẽ nhỏ hơn $5000 \text{ (Gb/s)}^2\text{-km}$. Với các tốc độ bit lên đến khoảng 6 Gbit/s, khoảng cách truyền dẫn bị giới hạn do suy hao trong sợi quang nhiều hơn là do tán sắc trong sợi quang. Hệ thống trở nên bị giới hạn do tán sắc một cách trầm trọng tại tốc độ bit lớn hơn 8 Gbit/s. L bị giới hạn ở 50 km với $B = 10 \text{ Gbit/s}$. Có thể tăng B^2L bằng cách cho hệ thống hoạt động ở bước sóng có tán sắc bằng 0 để cho $|\beta_2| < 2 \text{ ps}^2/\text{km}$. Tán sắc trở thành yếu tố hạn chế chính khi khoảng cách truyền dẫn tăng do sử dụng các bộ khuếch đại quang trên đường truyền ($L \sim 1000 \text{ km}$). Như đã đề cập đến trong các phần trước, sự hiệu chỉnh điện tử có thể được dùng để bù tán sắc đối với các sợi quang như vậy. Ý tưởng cơ bản của nó là đưa tín hiệu có tần số trung gian qua một bộ lọc mà hàm truyền đạt của nó ngược lại với hàm truyền của sợi quang. Cũng có thể bù tán sắc trong sợi quang thông qua hiệu chỉnh quang bằng cách dùng các kỹ thuật được đề cập đến trong chương sau của cuốn sách này.

6.6.5. Các yếu tố hạn chế khác

Có rất nhiều yếu tố có thể làm giảm đặc tính hệ thống thông tin quang Coherent và cần được xem xét đến trong suốt quá trình thiết kế hệ thống. Hồi tiếp phản xạ là một trong những yếu tố như vậy. Ảnh hưởng của hồi tiếp phản xạ đối với các hệ thống IM-DD đã được đề cập đến trong chương 5. Tương tự như vậy đối với các hệ thống Coherent. Bất kỳ sự hồi tiếp nào trong máy phát laser và bộ dao động nội đều phải tránh, vì nó có thể làm cho laser bán dẫn dần rộng độ rộng phổ hoặc làm việc ở chế độ đa mode. Như vậy, các bộ cách ly quang cần được sử dụng để giảm hồi tiếp quang trong các laser bán dẫn.

Có rất nhiều sự phản xạ giữa hai bề mặt phản xạ dọc theo cáp sợi quang có thể biến nhiễu pha thành nhiễu cường độ và ảnh hưởng đến đặc hệ thống như đã đề cập. Sự chuyển đổi như vậy ở trong các hệ thống Coherent có thể xảy ra thậm chí là ở bên trong máy thu, nơi thường có một đoạn ngắn sợi quang được dùng để nối bộ dao động nội với các thành phần khác của của máy thu, ví dụ như một bộ ghép quang. Các tính toán đối với các máy thu phân tập pha đã chỉ ra rằng độ phản xạ của những chỗ có mối hàn nối và các bộ nối quang (các connectors) nên nhỏ hơn -35 dB với những điều kiện hoạt động bình thường. Các ảnh hưởng phản xạ như vậy ít quan trọng hơn đối với các máy thu cân bằng, nơi mà sự tác động của nhiễu phản xạ đến đặc tính máy thu giảm xuống.

Các hiệu ứng phi tuyến trong sợi quang cũng có thể làm hạn chế các hệ thống Coherent, tùy thuộc vào mức công suất phát đưa vào trong sợi quang. Tán xạ Raman kích thích (SRS) không phải là một yếu tố hạn chế đối với các hệ thống kết hợp đơn kênh vì ngưỡng của nó rất cao (~500 mW) nhưng lại rất quan trọng đối với các hệ thống Coherent nhiều kênh. Mặt khác, tán xạ Brillouin kích thích (SBS) có mức ngưỡng thấp hơn và có thể ảnh hưởng đến các hệ thống Coherent đơn kênh. Ngưỡng SBS phụ thuộc cả vào dạng điều chế và tốc độ bit. Khúc xạ phi tuyến sẽ chuyển sự thăng giáng về cường độ thành sự thăng giáng về pha thông qua quá trình tự điều chế pha. Điều này rất quan trọng khi công suất phát lớn hoặc sử dụng các bộ khuếch đại trên đường truyền. Còn hiệu ứng trộn bốn sóng (FWM) là yếu tố giới hạn chỉ đối với hệ thống nhiều kênh quang.

6.7. HIỆN TRẠNG CÁC HỆ THỐNG THỬ NGHIỆM

Thông thường, bất kỳ một kỹ thuật mới nào cũng đều phải được kiểm tra thông qua các thử nghiệm tại hiện trường trước khi đưa vào ứng dụng rộng rãi trên thực tiễn. Một số các thử nghiệm ngoài trời cho các hệ thống sóng ánh sáng Coherent đã được tiến hành từ những năm 1988 [35, 52, 53, 54]. Qua thử nghiệm người ta nhận thấy rằng trong hầu hết tất cả các trường hợp, bộ thu heterodyne không đồng bộ thường được sử dụng do tính đơn giản về cấu trúc của nó và cũng do những yêu cầu không quá nghiêm

ngặt về độ rộng phổ. Dạng điều chế được chọn để sử dụng là dạng điều chế CPSK. Sự lựa chọn này đã tránh được việc phải dùng một bộ điều chế ngoài, do đó đã làm đơn giản việc thiết kế bộ thu quang. Ngoài ra, các thử nghiệm trong phòng thí nghiệm cũng đã chỉ ra rằng các bộ thu có độ nhạy cao có thể được thiết kế tại tốc độ bit rất cao là 10 Gbit/s. Máy thu heterodyne phân tập phân cực cân bằng được sử dụng để giải điều chế tín hiệu truyền dẫn.

Các thử nghiệm tại hiện trường bao gồm các thử nghiệm cho cả các hệ thống viễn thông trên mặt đất và dưới biển. Trong trường hợp thử nghiệm dưới biển, hãng KDD đã có hệ thống được hoạt động ở tốc độ 560 Mbit/s tại bước sóng gần $1.55 \mu\text{m}$ với dạng điều chế CPFSK qua khoảng cách 100 km sợi quang. Đã có nhiều hệ thống với tốc độ bit 140 Mbit/s và 565 Mbit/s của NTT, Fusitsu, AT&T, Alcatel, Eriession, v.v..., đã được thử nghiệm trong những năm 1987 đến 1989. Cũng trong một thử nghiệm khác ở dưới biển, hệ thống đã hoạt động được ở tốc độ 2,5 Gbit/s với dạng điều chế CPFSK trên độ dài sợi quang lên đến 431 km có dùng các trạm lặp. Các thử nghiệm này đều chỉ ra rằng việc sử dụng các bộ thu phân tập phân cực là rất quan trọng đối với các hệ thống Coherent. Thêm vào đó, các bộ thu còn được tổ hợp thêm các mạch điện phục vụ cho việc khuếch đại tự động và điều khiển tần số.

Mặc dù được thử nghiệm thành công nhưng các hệ thống thông tin quang Coherent vẫn chưa được dùng cho mục đích thương mại. Một phần của lý do là vấn đề có liên quan đến độ phức tạp và độ tin cậy của các bộ phát và bộ thu Coherent. Sự tổ hợp những thiết bị linh kiện này trên một chip đơn khối có thể làm tăng độ tin cậy của mạch. Các cố gắng trong suốt những năm 1990 đều có mục đích nhằm hướng về việc thiết kế các mạch tích hợp quang điện OEIC cho các hệ thống Coherent. Năm 1994, một máy thu heterodyne phân tập phân cực cân bằng bao gồm bốn diode tách sóng được tạo ra bằng cách sử dụng các hỗn hợp vật liệu InP/InGaAsP với băng tần hơn 10 GHz. Bộ dao động nội điều chỉnh được có thể được tích hợp trên cùng một chip. Một máy thu OEIC heterodyne phân tập phân cực có điều chỉnh được như vậy có thể được sử dụng trong một hệ thống 140 Mbit/s, dùng chủ yếu cho việc phân bố hình ảnh video.

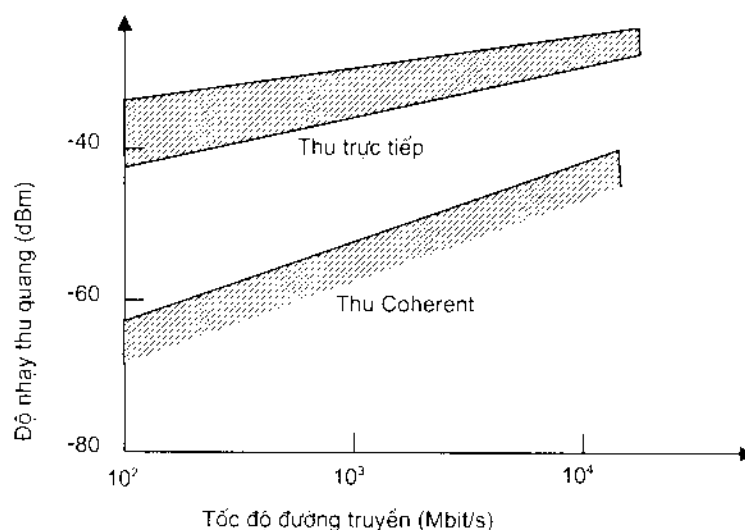
Lý do chính của sự chậm trễ trong việc thương mại hóa các hệ thống thông tin quang Coherent là do sự xuất hiện của bộ khuếch đại quang sợi pha tạp EDFA (mà ta sẽ xem xét trong chương 8). Các bộ khuếch đại như vậy có thể được dùng để tăng độ nhạy thu trong các hệ thống IM-DD thông qua việc sử dụng EDFA làm tiền khuếch đại tín hiệu quang nhận được, do đó độ nhạy thu của nó lớn hơn độ nhạy thu của các hệ thống tách sóng trực tiếp. Các kỹ thuật thu Coherent rất có thể được triển khai cho các hệ thống phân bố nhiều kênh yêu cầu khoảng cách giữa các kênh nhỏ ($< 10 \text{ GHz}$). Phải thừa nhận rằng, nỗ lực phát triển trong năm 1996 đã tập trung vào mục tiêu này, được chỉ ra bởi một số thực nghiệm gần đây. Hy vọng các hệ thống thông tin quang Coherent sẽ sớm được đưa vào khai thác trên mạng lưới khi công nghệ cho phép.

6.8. NHỮNG ƯU ĐIỂM CỦA HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG COHERENT

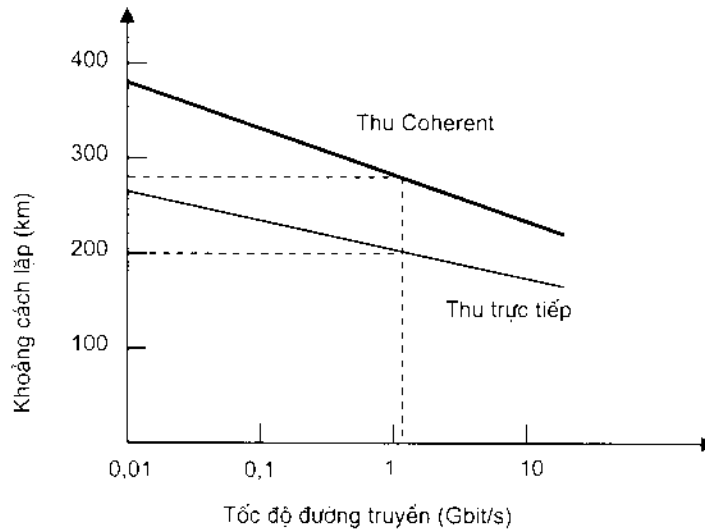
Từ những vấn đề đã được giới thiệu và phân tích ở trên, ta có thể thấy rõ về mặt lý thuyết thì hệ thống thông tin quang Coherent có nhiều đặc điểm hấp dẫn mà mấu chốt là sự cải thiện và tính mềm dẻo của độ nhạy thu quang. Hy vọng với khả năng tận dụng đặc tính sóng ánh sáng trong sợi quang, hệ thống thông tin quang Coherent sẽ mở ra những tiềm năng to lớn trong thông tin quang khi khả năng công nghệ được đáp ứng. Nhìn nhận về ưu điểm, ta có thể thấy khả năng của hệ thống thông tin quang Coherent như sau.

1) Nâng cao độ nhạy thu

Trong các hệ thống thông tin quang Coherent có sử dụng phương pháp tách sóng homodyne hoặc heterodyne sẽ cho phép kéo dài khoảng cách giữa hai trạm lặp, tăng tốc độ truyền dẫn trong các tuyến thông tin đường trục và tăng số kênh trong mạng nội hạt hoặc mạng thuê bao. Độ nhạy thu được nâng lên từ 15 đến 20 dB so với thu trực tiếp. Hình 6.18 biểu diễn sự phụ thuộc độ nhạy thu vào tốc độ đường truyền trong hai trường hợp thu trực tiếp và thu Coherent với các dữ liệu sau: tỉ số lỗi bit $BER = 10^{-9}$, bước sóng hoạt động 1550 nm với hệ số suy hao sợi là 0,2 dB/km, sử dụng kỹ thuật điều biến - tách heterodyne với thu trực tiếp [55]. Như vậy khoảng cách giữa hai trạm lặp được nâng lên đến $75 \div 100$ km, thậm chí có thể đạt tới vài trăm km. Trên hình 6.19 là biểu đồ biểu diễn sự phụ thuộc độ dài khoảng lặp vào tốc độ truyền đối với thu trực tiếp và thu Coherent điều pha - tách heterodyne). Tốc độ truyền dẫn 1,2 Tbit/s, khoảng cách lặp với thu trực tiếp với photodiode lý tưởng là 200 km, trong khi đó với thu Coherent là 280 km.



Hình 6.18: Sự phụ thuộc độ nhạy thu vào tốc độ đường truyền



Hình 6.19: Khoảng cách trạm lặp phụ thuộc vào tốc độ đường truyền

2) Nâng cao khả năng truyền dẫn

Với phương pháp ghép kênh theo tần số, các hệ thống thông tin quang Coherent có dung lượng truyền dẫn rất lớn. Điều này có thể thấy rõ ngay qua ví dụ sau. Nếu trong vùng bước sóng hoạt động gần 1550 nm (tương ứng với dải tần 200 THz (2×10^{14} Hz)) chọn độ rộng phổ để truyền (chẳng hạn 1,47... 1,57 μm), thì trong vùng này có thể truyền khoảng 109 kênh thoại tương đương. Con số này là rất lớn so với khả năng truyền dẫn trong vùng cm hoặc mm với hệ thống thu trực tiếp.

3) Nâng cao khả năng lựa chọn kênh

Khả năng chọn lọc kênh ở phía thu dựa trên khả năng nguồn thu có thể điều chỉnh được tín hiệu tới bằng cách thay đổi công suất phát dao động nội (sự khác nhau về tần số đều được đổi thành trung tần). Như vậy người sử dụng có thể lựa chọn được kênh mong muốn trong nhiều kênh được truyền từ phía phát tới, các kênh này được ghép theo tần số.

4) Khả năng kết hợp thu Coherent với kỹ thuật khuếch đại quang

Sự kết hợp giữa thu Coherent và kỹ thuật khuếch đại quang có thể tạo nên các tuyến thông tin số có dung lượng truyền dẫn rất lớn và kéo dài khoảng cách giữa hai trạm lặp (có thể đạt tới 10.000 km). Khả năng này được ứng dụng trong các tuyến đường trục và tuyến cáp quang dưới biển.

Mặt khác chúng ta cũng đã thấy rằng sự khác nhau về độ nhạy thu của hai kỹ thuật thu heterodyne và thu homodyne là 3 dB. Đây cũng là điểm khác biệt nổi bật của

thu Coherent, bởi vì trong hệ thống thông tin vô tuyến thì các nguồn thu đối tần và đồng tần đều có các đặc điểm giống nhau.

Các vấn đề xem xét ở trên đã được giả thiết rằng các khía cạnh về công nghệ là được thoả mãn. Tuy nhiên, hệ thống thông tin quang Coherent cho tới nay chưa được thương mại hoá là do nhiều yếu tố công nghệ còn đạt được như mong muốn. Đó là các vấn đề về phổ nguồn phát cho cả phía phát và dao động nội phía thu, vấn đề ổn định tần số và nhiệt độ cho các laser, công nghệ các thành phần quang tổ hợp, tính phức tạp của cấu hình hệ thống, chi phí đầu tư, v.v... [1]. Như vậy, để có được hệ thống thông tin quang Coherent với nhiều ưu điểm như đã nói ở trên, không thể không nói tới những đóng góp về công nghệ nhằm tạo ra các tham số hệ thống, tham số thiết bị và các tham số của các thành phần điện tử và quang - điện. Trong hệ thống thông tin này, nhiều yêu cầu được đặt ra đã và đang được giải quyết nhằm có được các hệ thống có thể chấp nhận trên mạng lưới viễn thông trong thời gian tới.

PHỤ LỤC A

Decibel

A.1. Khi thực hiện thiết kế và xây dựng các hệ thống thông tin cáp sợi quang thì việc thiết lập, đo và xác định các giá trị mức tín hiệu tại đầu phát, thu hoặc tại các điểm kết nối sợi như tại chỗ hàn, bộ nối (connector) quang là rất cần thiết. Phương pháp thích hợp đối với trường hợp này là so sánh mức tín hiệu với một giá trị tuyệt đối nào đó hoặc một mức nhiều. Điều này được mô tả dưới dạng một tỷ số công suất được đo bằng "decibel" và xác định như sau:

$$\text{Công suất} = 10 \log \frac{P_2}{P_1} \text{ dB} \quad (\text{A-1})$$

Ở đây P_1 và P_2 là các công suất quang hoặc điện.

Bản chất loga của decibel cho phép một tỷ số lớn được biểu diễn dưới dạng khá đơn giản. Các mức công suất khác nhau từ nhiều cấp bậc biên độ có thể được so sánh một cách đơn giản khi chúng được mô tả ở dạng decibel.

A.2. dBm

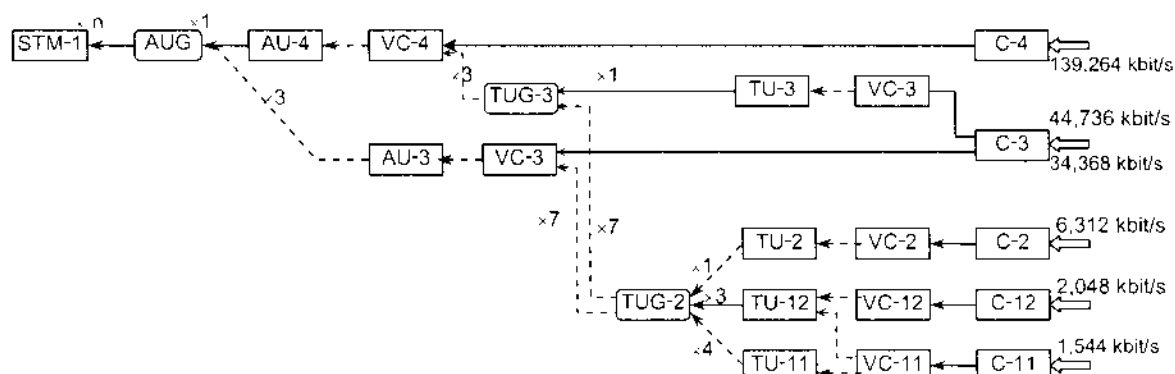
Decibel được dùng để nói tới các tỷ số hoặc các đơn vị tương đối. Ví dụ như chúng ta có thể nói rằng, một sợi dẫn quang nào đó có suy hao 6 dB (mức công suất bị giảm 75% khi đi qua sợi đó) hoặc rằng bộ nối quang có suy hao 1 dB (mức công suất giảm 20% tại bộ nối quang). Tuy nhiên, decibel không chỉ ra được mức công suất tuyệt đối. Một trong những đơn vị chung nhất để làm điều này trong thông tin sợi quang là dBm. Đây là mức công suất decibel được chuẩn theo 1 mW. Trong trường hợp này, công suất tính bằng dBm là giá trị tuyệt đối xác định bởi:

$$\text{Mức công suất} = 10 \log \frac{P}{1 \text{ mW}} \quad (\text{A-2})$$

Mối quan hệ cần ghi nhớ là: $0 \text{ dBm} = 1 \text{ mW}$

PHỤ LỤC B

Cấu trúc ghép kênh SDH



Luồng bit SDH là chuỗi các byte, mỗi byte chứa 8 bit. Cấu trúc khung của tín hiệu STM-N gồm 9 hàng với $270 \times N$ byte ở mỗi hàng, được truyền theo nguyên tắc từ trái qua phải, từ trên xuống dưới.

Khung SDH chiếm 125 μ s gồm có 3 phần chính:

- Phần thông tin quản lý cho khoảng truyền dẫn (SOH): $9 \times N$ byte đầu tiên trong mỗi hàng từ 1-3 và từ 5-9 dành cho thông tin quản lý và được dùng cho bản thân hệ thống SDH. Các byte này được chia làm 3 phần:

- + Thông tin quản lý trạm lặp (RSOH) (3 hàng $\times 9 \times N$ byte)

- + Thông tin quản lý ghép kênh (MSOH) (5 hàng $\times 9 \times N$ byte)

- Các byte ở hàng thứ 4 được dành cho con trỏ (1 hàng $\times 9 \times N$ byte)

- Phần thông tin tải SDH gồm có: $261 \times N$ byte còn lại ở mỗi hàng dùng để truyền tải tin SDH gồm có N AUG. Trong đó AUG có thể chứa: 1 AU-4 hoặc 3 AU-3.

AU-4 thông qua VC-4 có thể tải một số TU-n ($n = 1, 2, 3$)

AU-3 thông qua VC-3 có thể tải một số TU-n ($n = 1, 2$)

Mỗi VC-n liên kết động với AU-n/TU-n, được xác định bằng con trỏ AU-n/TU-n.

PHỤ LỤC C

Hàm Bessel

C.1. Hàm Bessel loại I

C.1.1. Các khái niệm

Một hàm Bessel loại I bậc n và argument z , thường được ký hiệu là $J_n(z)$, được định nghĩa như sau:

$$J_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{iz \sin \theta - in\theta} d\theta$$

hay tương đương với:

$$J_n(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(z \sin \theta - n\theta) d\theta$$

Ví các hàm lượng giác có thể đã được mở rộng thành các chuỗi, do đó có thể viết hàm Bessel $J_v(z)$ như sau:

$$J_v(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(\frac{1}{2}z\right)^{v+2k}}{k!(v+k)!}$$

Trường hợp đặc biệt đối với $v = 0$ ta có:

$$J_0(z) = 1 - \frac{1}{4} \frac{z^2}{(1!)^2} + \frac{\left(\frac{1}{4}z^2\right)^2}{(2!)^2} - \frac{\left(\frac{1}{4}z^2\right)^3}{(3!)^2} + \dots$$

Đối với $v = 1$

$$J_1(v) = \frac{1}{2}z - \frac{\left(\frac{1}{2}z\right)^3}{2!} + \frac{\left(\frac{1}{2}z\right)^5}{2!3!} - \dots$$

và tương tự đối với các giá trị v lớn hơn.

C.1.2. Các phép truy toán

$$J_{v-1}(z) + J_{v+1}(z) = \frac{2v}{z} J_v(z)$$

$$J_{\nu-1}(z) - J_{\nu+1}(z) = 2J'_\nu(z)$$

$$J'_\nu(z) = J_{\nu-1}(z) - \frac{\nu}{z} J_\nu(z)$$

$$J'_\nu(z) = -J_{\nu+1}(z) + \frac{\nu}{z} J_\nu(z)$$

$$J'_0(z) = -J_1(z)$$

C.2. Các hàm Bessel biến đổi

C.2.1. Biểu diễn dưới dạng tích phân

$$K_\nu(z) = \frac{-1}{\pi} \int_0^\pi e^{-z \cos \theta} [\gamma + \ln(2z \sin^2 \theta)] d\theta$$

với hằng số Euler $\gamma = 0,57722$.

$$K_\nu(z) = \frac{\pi^{1/2} \left(\frac{1}{2}z\right)^\nu}{\Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)} \int_0^\infty e^{-z \cosh t \sinh^{2\nu} t} dt$$

$$K_0(x) = \int_0^\infty \cos(x \sinh t) dt = \int_0^\infty \frac{\cos(xt)}{\sqrt{t^2 + 1}} dt \quad (x > 0)$$

$$K_\nu(x) = \sec\left(\frac{1}{2}\nu\pi\right) \int_0^\infty \cos(x \sinh t) \cosh(\nu t) dt \quad (x > 0)$$

C.2.2. Các phép truy toán

Nếu $L_\nu = e^{j\pi\nu}$ thì:

$$L_{\nu-1}(z) - L_{\nu+1}(z) = \frac{2\nu}{z} L_\nu(z)$$

$$L'_\nu(z) = L_{\nu-1}(z) - \frac{\nu}{z} L_\nu(z)$$

$$L_{\nu-1}(z) + L_{\nu+1}(z) = 2L'_\nu(z)$$

$$L'_\nu(z) = L_{\nu-1}(z) + \frac{\nu}{2} L_\nu(z)$$

C.3. Các khai triển tiệm cận

Đối với ν cố định ($\neq -1, -2, -3, \dots$) và $z \rightarrow 0$ có:

$$J_\nu(z) \approx \frac{\left(\frac{1}{2}z\right)^\nu}{\Gamma(\nu+1)}$$

Đối với ν cố định và $|z| \rightarrow \infty$ có:

$$J_\nu(z) \approx \left(\frac{2}{\pi z}\right)^{1/2} \cos\left(z - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)$$

Đối với ν cố định và $|z|$ lớn:

$$K_\nu(z) \approx \left(\frac{\pi}{2z}\right)^{1/2} e^{-z} \left[1 - \frac{\mu-1}{8z} + \frac{(\mu-1)(\mu-9)}{2!(8z)^2} + \dots\right]$$

với $\mu = 4\nu^2$.

C.4. Hàm Gamma

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt$$

Đối với n nguyên

$$\Gamma(n+1) = n!$$

Đối với các giá trị n thập phân:

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \pi^{1/2} = \left(-\frac{1}{2}\right)! \approx 1,77245$$

$$\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{1}{2} \pi^{1/2} = \left(\frac{1}{2}\right)! \approx 0,88623$$

THUẬT NGỮ VIẾT TẮT

ADM	Add/Drop Multiplexer	Bộ ghép kênh xen kẽ
AGC	Automatic Gain Control	Tự động điều chỉnh khuếch đại
AMI	Alternate-Mark-Inversion	Đảo dấu luân phiên
AON	All-Optical Network	Mạng toàn quang
AOTF	Acoustic Optical Tunable Filter	Bộ lọc tích hợp âm thoa quang có điều chỉnh
APC	Automatic Power Control	Tự động điều khiển công suất
APD	Avalanche Photodiode	Diode tách sóng thác
APS	Automatic Protection Switching	Chuyển mạch bảo vệ tự động
AR	Antireflection Coating	Vỏ chống phản xạ
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Bức xạ tự phát được khuếch đại
ASK	Amplitude Shift Keying	Khoá dịch biên độ
ATM	Asynchronous Transfer Mode	Phương thức chuyển giao không đồng bộ
BA	Booster Amplifier	Bộ khuếch đại công suất
BER	Bit Error Rate	Tỷ lệ lỗi bit
BGP	Border Gateway Protocol	Giao thức cổng biên
BH	Buried Heterostructure	Cấu trúc dị thể chôn
B-ISDN	Broadband Integrated Service Digital Network	Mạng số liên kết dịch vụ băng rộng
BPF	Band Pass Filter	Bộ lọc băng thông
BWR	Border Wavelength Router	Bộ định tuyến bước sóng biên
CCITT	International Telegraph and Telephone Consultative Committee	Hội đồng tư vấn điện thoại điện báo quốc tế
CCS	Common Channel Signalling	Báo hiệu kênh chung
CNR	Carrier-to-Noise Ratio	Tỷ số sóng mang trên nhiễu
COT	Central Office Terminal	Thiết bị đầu cuối phía tổng đài
CPFSK	Continous Phase Frequency Shift Keying	Khóa dịch tần pha liên tục
CSO	Composite Second-order	Hỗn hợp bậc hai
CT	Central Terminal	Thiết bị đầu cuối trung tâm

CTB	Composite Triple Beat	Phách bộ ba hỗn hợp
CUP	Cooperative Up-conversion Process	Quá trình liên kết biến đổi trên
CW	Continuous - Wave	Sóng liên tục
DBR	Distributed Bragg Reflector	Phản xạ phân bố Bragg
DCF	Dispersion Compensating Fiber	Sợi bù tán sắc
DCN	Digital Communication Network	Mạng thông tin số
DCS	Digital Cross-Connect System	Hệ thống (bộ) nối chéo số
DEMUX	Demultiplexer	Bộ giải ghép (tách) kênh
DFB	Distributed Feedback	Phản hồi phân bố
DLC	Digital Loop Carrier	Truyền tải mạch vòng số
DPSK	Differential Phase Shift Keying	Khoá dịch pha vi phân
DPT	Dynamic Packet Transport	Truyền tải gói động
DR	Dynamic Range	Dải động
DR	Distributed Reflector	Bộ phản xạ phân bố
DSU	Digital Service Unit	Thiết bị dịch vụ số
DWDM	Dense WDM	WDM mật độ (cao, dày đặc)
EDF	Erbium Doped Fiber	Sợi pha tạp Erbium
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Khuếch đại quang sợi có pha tạp erbium
ELED	Edge emitting LED	LED phát cạnh
ETSI	European Telecommunications Standard Institute	Viện tiêu chuẩn viễn thông châu Âu
FET	Field Effect Transistor	Tranzito hiệu ứng trường
FPA	Fabry-Perot Amplifier	Bộ khuếch đại Fabry-Perot
FP-LD	Fabry-Perot Laser Diode	Diode laser Fabry-Perot
FRASL	Fiber Raman Soliton Laser	Laser Soliton Raman sợi
FSK	Frequency Shift Keying	Khoá dịch tần số
FTTB	Fiber To The Building	Sợi quang tới toà nhà
FTTC	Fiber To The Curb	Sợi quang tới khu vực dân cư
FTTF	Fiber To The Floor	Sợi quang tới tầng nhà
FTTH	Fiber To The Home	Sợi quang tới tận nhà
FTTO	Fiber To The Office	Sợi quang tới công sở
FTTR	Fiber To The Rural	Sợi quang tới nông thôn

FWHM	Full Width at Half Maximum	Độ rộng toàn phần tại nửa lớn nhất
FWM	Four-Wave Mixing	Trộn bốn sóng
GGL	Gain Guided Laser	Laser điều khiển khuếch đại
GI	Graded Index	Chỉ số Gradien
GRIN	Graded Refractive Index	Chỉ số chiết suất Gradien
GVD	Group Velocity Dispersion	Tán sắc vận tốc nhóm
HEMT	High Electron Mobility Transistor	Tranzito có độ linh động điện tử cao
HBT	Heterojunction Bipolar Transistor	Tranzito lưỡng cực tiếp giáp dị thể
IDLC	Integrated Digital Loop Carrier	DLC tích hợp
IF	Intermediate Frequency	Trung tần
IGL	Index Guided Laser	Laser điều khiển chỉ số chiết suất
IM	Intensity Modulation	Điều biến cường độ
IMD	Intermodulation Distortion	Méo điều chế tương hỗ
IM-DD	Intensity Modulation-Direct Detection	Điều biến cường độ - Tách sóng trực tiếp
IP	Internet Protocol	Giao thức Internet
IPS	Intelligent Protection Switching	Chuyển mạch bảo vệ thông minh
ISDN	Integrated Service Digital Network	Mạng số liên kết đa dịch vụ
ISI	Intersymbol Interference	Nhiễu giữa các ký tự
IS-IS	Intermediate System to Intermediate System	Hệ thống trung gian đến hệ thống trung gian
JFET	Junction Field-Effect Transistor	Tranzito trường liên kết
LA	Line Amplifier	Bộ khuếch đại đường truyền
LAN	Local Area Network	Mạng nội bộ
LD	Laser Diode	Diode laser
LED	Light Emitting Diode	Diode phát quang (LED)
LO	Local Oscillator	Dao động nội
LOC	Large Optical Cavity	Hốc cộng hưởng quang rộng
LPF	Low-Pass Filter	Bộ lọc thông thấp
LSR	Label Switching Router	Bộ định tuyến chuyển mạch nhãn
MAN	Metropolitan Area Network	Mạng khu vực đô thị
MC	Message Controller	Bộ điều khiển tín hiệu

MCVD	Modified Chemical Vapor Deposition	Ngưng đọng hơi hoá chất biến đổi
MESFET	Metal Semiconductor Field Effect Transistor	Tranzito trường bán dẫn kim loại
MFD	Mode Field Diameter	Đường kính trường mode
MLFRL	Mode Locked Fiber Ring Laser	Laser sợi vòng chặn mode
MOSFET	Metal Oxide Silicon Field Effect Transistor	Tranzito trường oxit silic kim loại
MPLS	Multiprotocol Label Switching	Chuyển mạch nhãn đa giao thức
MPLS-TE	MPLS-Traffic Engineering	MPLS-kỹ thuật lưu lượng
MPN	Mode Partition Noise	Nhiều cạnh tranh mode
MQW	Multiple Quantum Well	Giếng (hố) lượng tử
MSM	Metal-Semiconductor –Metal	Kim loại – bán dẫn – kim loại
MSK	Minimum Shift Keying	Khoá dịch tối thiểu
MSP	Multiplex Section Protection	Bảo vệ đoạn ghép kênh
MSR	Mode Suppression Ratio	Tỷ số nén mode
MUX	Multiplexer	Bộ ghép kênh
MZ	Mach-Zehnder	Bộ điều chế Mach-Zehnder
NA	Numerical Aperture	Khẩu độ số
NF	Noise Figure	Hệ số (hình ảnh) nhiễu
NLS	Nonlinear Schroedinger	Schroedinger phi tuyến
NMS	Network Management System	Hệ thống quản lý mạng
NNI	Network Node Interface	Giao diện nút mạng
NOLM	Nonlinear Optical Loop Mirror	Gương vòng quang phi tuyến
NRZ	Non Return to Zero	Không trở về không
NRZ-L	Non Return to Zero-Level	Không trở về mức không
OA	Optical Amplifier	Bộ khuếch đại quang
OADM	Optical Add/Drop Multiplexer	Bộ ghép kênh xen/rẽ quang
OAR	Optical Amplified Receiver	Bộ thu được khuếch đại quang
OAT	Optical Amplified Transmitter	Bộ phát được khuếch đại quang
OBPSR	Optical Bidirectional Path Switched Ring	Ring chuyển mạch luồng quang song hướng
OC	Optical Circulator	Bộ vòng quang
OCH	Optical Channel	Kênh quang

OC-N	Optical Carrier-Level N	Truyền tải quang mức N
OEIC	OptoElectronic Integrated-Circuit	Mạch tích hợp quang điện
OFA	Optical Fiber Amplifier	Bộ khuếch đại quang sợi
OFDM	Optical Frequency Division Multiplexing	Ghép kênh quang theo tần số
OLIU	Optical Line Unit	Thiết bị đường truyền quang
OLS	Optical Line System	Hệ thống đường truyền dẫn quang
OMS	Optical Multiplex Section	Đoạn ghép kênh quang
ONI	Optical Network Interface	Giao diện mạng quang
ONNI	Optical Network-to-Network Interface	Giao diện mạng-mạng quang
ONU	Optical Network Unit	Thiết bị mạng quang
OOK	On/Off Keying	Khoá đóng-mở
OPC	Optical Phase Conjugation	Kết hợp pha quang
OPLL	Optical Phase-Locked Loop	Mạch khoá pha quang
OPS	Optical Splitter	Bộ chia quang
OSA	Optical Spectrum Analyzer	Máy phân tích phổ quang
OSNR	Optical Signal-to-Noise Ratio	Tỷ số tín hiệu trên nhiễu quang
OSPF	Open Shortest Path First	Luồng đầu tiên ngắn nhất mở
OSU	Optical Switch Unit	Khối chuyển mạch quang
OTDM	Optical Time Division Multiplexing	Ghép kênh quang theo thời gian
OTN	Optical Transport Network	Mạng truyền tải quang
OUNI	Optical User-to-Network Interface	Giao diện mạng tới người sử dụng
OUPSR	Optical Unidirectional Path Switched Ring	Ring chuyển mạch luồng quang đơn hướng
OXC	Optical Cross Connect	Nối chéo quang
PA	Pre-Amplifier	Bộ tiền khuếch đại
PANDA	Polarization-maintaining AND Absorption reducing	Duy trì phân cực và giảm hấp thụ
PCS	Plastic Clad Silica	Sợi thuỷ tinh vỏ chất dẻo
PDH	Plesiochronous Digital Hierarchy	Phân cấp số cận đồng bộ
PDM	Polarization Division Multiplexing	Ghép kênh phân cực
PDM	Polarization Mode Diversity	Tán sắc mode phân cực
PDS	Passive Distribute Service	Dịch vụ phân bố thụ động

PE	Polyethylene	Pô-ly-ê-ty-len
PE	Phase Encoded	Mã hoá pha
PIN	Positive Intrinsic Negative	Cấu trúc PIN
PLL	Phase Locked Loop	Mạch khoá pha
PM	Phase Modulation	Điều chế pha
PMD	Polarization-Mode Dispersion	Tán sắc phân cực mode
PNNI	Private Network-to-Network Interface	Giao diện mạng-mạng riêng
PoLSK	PoLarization Shift Keying	Khoá dịch phân cực
PON	Passive Optical Network	Mạng quang thụ động
PoP	Points of Presence	Các điểm thể hiện
ppb	part per billion	Phần tỷ
ppm	part per million	Phần triệu
PPP	Point-to-Point protocol	Giao thức điểm-điểm
PSK	Phase Shift Keying	Khoá dịch pha
PVC	Polyvinylchloride	Pô-ly-vy-nyl-clo-rit
RAPD	Reach-through Avalanche Photodiode	Diode tách sóng thác cận xuyên
RF	Radio Frequency	Tần số vô tuyến
RIN	Relative Intensity Noise	Nhiều cường độ tương đối
RMS	Root Mean Square	Căn trung bình bình phương
RT	Remote Terminal	Thiết bị đầu cuối đầu xa
RU	Remote Unit	Thiết bị đầu xa
RZ	Return to Zero	Trở về không
SBS	Stimulated Brillouin Scattering	Tán xạ Brillouin kích thích
SCM	Subcarrier Multiplexing	Ghép kênh sóng mang phụ
SDH	Synchronous Digital Hierarchy	Phân cấp số đồng bộ
SDL	Simple Data Link	Tuyến số liệu đơn giản
SE	Spontaneous Emission	Phát xạ tự phát
SEL	Surface Emitting Laser	Laser phát mặt
SI	Step Index	Chỉ số chiết suất phân bậc
SLA	Semiconductor Laser Amplifier	Bộ khuếch đại laser bán dẫn
SLT	Subscriber Line Terminal	Thiết bị đầu cuối đường dây thuê bao

SMF	Single Mode Fiber	Sợi dẫn quang đơn mode
SMLL	Semiconductor Mode Locked Laser	Laser chặn mode bán dẫn
SNR	Signal to-Noise Ratio	Tỷ số tín hiệu trên nhiễu
SONET	Synchronous Optical Network	Mạng quang đồng bộ
SPM	Self Phase Modulation	Tự điều chế pha
SRS	Stimulated Raman Scattering	Tán xạ Raman kích thích
STM	Synchronous Transport Module	Mô-đun chuyển tải đồng bộ
STS	Synchronous Transport Signal	Tín hiệu chuyển tải đồng bộ
TAL	Thin Active Layer	Lớp tích cực mỏng
TCP	Transmission Control Protocol	Giao thức điều khiển truyền dẫn
TDM	Time Division Multiplexing	Ghép kênh theo thời gian
TEC	Thermally Expanded Core	Sợi thông qua quá trình xử lý nhiệt
TM	Terminal Multiplexer	Bộ ghép kênh đầu cuối
TMI	Two-Mode Interface	Giao diện hai mode
TWA	Travelling Wave Amplifier	Bộ khuếch đại sóng chạy
UDLC	Universal Digital Loop Carrier	DLC thông dụng
VAD	Vapor Phase Axial Deposition	Ngưng đọng trục pha hơi
VCI	Virtual Channel Identifier	Bộ nhận dạng kênh ảo
VPI	Virtual Path Identifier	Bộ nhận dạng luồng ảo
VPN	Virtual Private Network	Mạng riêng ảo
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Ghép kênh theo bước sóng
WDMA	Wavelength Division Multiple Access	Đa truy nhập chia theo bước sóng
WGR	Wavelength Grating Router	Bộ định tuyến cách tử bước sóng
WPL	Wavelength Path	Luồng bước sóng
WR	Wavelength Router	Bộ định tuyến bước sóng
WRC	Wavelength Routing Controller	Bộ điều khiển định tuyến bước sóng
WT	Wavelength Terminal	(Thiết bị) Kết cuối bước sóng
WXC	Wavelength Cross Connect	Bộ nối chéo bước sóng
XPM	Cross Phase Modulation	Điều chế ngang (chéo) pha
XPM	Cross Phase Modulation	Điều chế chéo pha
ZBLAN	Zr-Ba-La-Al-Na	

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Vũ Văn San, “Kỹ thuật thông tin quang”, Nhà xuất bản Khoa học Kỹ thuật, tháng 12 năm 1997.
- [2] Allen H. Cherin, “An introduction to optical fibers”, Bell laboratories, Atlanta, USA, 1983.
- [3] Gerard Lachs, “Fiber optic communications” McGraw-Hill, 1998.
- [4] Vũ Văn San, “Tổng quan về kỹ thuật truyền dẫn trên cáp sợi quang”, Tạp chí Bưu chính Viễn thông, 1989.
- [5] Hoàng ứng Huyền, “Kỹ thuật thông tin quang”, Ban Thông tin kỹ thuật, Tổng cục Bưu điện, 1993.
- [6] Ennio Uboldi, “Introduction to optical fibers - Propagation theory”, Sirti, Milan, Italy, 1992.
- [7] Henry Zanger, Cynthia Zanger, “Fiber optic communications and other application”, 1991.
- [8] Gerd Keiser, “Optical fiber communications”, Second edition. McGraw-Hill, Inc., International Edition, 1991.
- [9] M. J. N. Sibley, “Optical communication - Components and systems”, Great Britain, 1995.
- [10] G. De Marchis, S. Betti, F. Curti, E. Iannone, “Multilevel Coherent optical system based on stokes parameters modulation”, Sistemi di comunicazioni ottiche-fondazione Ugo bordonì, Rome, Italy, 1990.
- [11] G. Cicito, A. Zuccala, CSELT-Torino-F.O.S-Battipaglia. “Fluoride Glass Optical Fibers in telecommunication”, Boston, MA 02134, USA, 1989.
- [12] CCITT, “Optical fibres systems planning guide”, ITU-T, Geneva, 1989.
- [13] Mike Gilmore, “Fiber optic cabling-theory, design and installation practice”, Redwood books/Great Britain, 1994.
- [14] Robert G. Winch, “Telecommunication transmission systems - Microwave, Fiber optic, Mobile cellular radio, Data and digital multiplexing”. United States of America, 1993.
- [15] G. P. Agrawal, “Fiber-optic communication systems”, Second Ed., John Wiley & Sons, New York, USA 1997.
- [16] D. Derickson, “Fiber optic test and measurement”, Chapter-12 by Paul Hernday, Hewlett-Packard company, USA 1998.

- [17] Vu Van San, "Investigation of receiver sensitivity dependence on dispersion for 10 Gbit/s optically amplified systems", Special issue for R&D on Telecommunications and Information Tech., Journal of Posts and Telecommunications, Vol. 6, pp. 5-12, Viet nam Sep. 2001.
- [18] G. P. Agrawal and M. J. Potasek, Opt. Letter, vol. 11, pp. 318, 1986.
- [19] Vũ Văn San, "Sợi dẫn quang đơn mode tán sắc dịch chuyển", Tạp chí Bưu chính Viễn thông, Việt Nam, số 10 năm 1997.
- [20] Vũ Văn San, Trần Thị Thuỷ Bình, "Yêu cầu kỹ thuật đối với cáp sợi quang trên mạng viễn thông Việt Nam", Tạp chí Bưu chính Viễn thông, Việt Nam, số 3 năm 1995.
- [21] ITU-T, G.652, "Characteristics of a single-mode optical fibre cable", 1993.
- [22] ITU-T, G. 653, "Characteristics of a dispersion-shifted single-mode optical fibre cable", 1993.
- [23] ITU-T, G.655, "Characteristics of a non-zero dispersion-shifted single-mode optical fiber cable", 1996.
- [24] Trần Thị Thuỷ Bình, Phạm Thị Hồng Nhung, "Nghiên cứu các loại sợi dẫn quang mới và khả năng sử dụng vào các hệ thống truyền dẫn quang trên mạng viễn thông Việt Nam", báo cáo đề tài nghiên cứu cấp ngành", Mã số: 001-99-TCT-R-VT, 1999.
- [25] Vũ Văn San, "Hệ thống thông tin quang sử dụng kỹ thuật WDM", Tạp chí Bưu chính Viễn thông, Việt Nam, số 9 năm 1999.
- [26] C. Henstchel, "Fiber optics handbook", Hewlett - Packard company, March 1989.
- [27] Technical staff of SELT: B. Costa, M. Artiglia, F. Delpiano, V. Ghergia, F. Caviglia. et. al, "Fiber optic communications handbook", Torino Italy, 1990.
- [28] Vũ Văn San, "Kỹ thuật tách sóng quang", Tạp chí Bưu chính Viễn thông, Việt Nam, tháng 11 và 12 năm 1993.
- [29] ITU-T, Rec. G. 957, "Optical interfaces for equipment and systems relating to the synchronous digital hierarchy", July 1994.
- [30] ITU-T, Rec. G. mcs, "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers", January 1996, and editor of draft G.msc 1997.
- [31] ITU-T, draft new Rec. G. 691, "Optical interfaces for single channel SDH systems with optical amplifiers and STM-64 systems", Aug. 1996, and revised draft, Dec. 1997.
- [32] ITU-T, draft Rec. G. 692, "Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers", Aug. 1997.
- [33] ITU-T, Rec. G. 955, "Digital line systems based on the 1544 kbit/s and the 2048 kbit/s hierarchy on optical fiber cables", 1993.
- [34] B. S. Kward, M. S. Park, "A 10 Gbit/s pin HBT MMIC optical receiver front-end", Paper in Optical electronic engineering, ETRI, Korea, 1998.

- [35] Vũ Văn San, "Kỹ thuật thông tin quang Coherent", Báo cáo đề tài cấp ngành, Mã số 05-94-KHKT-RD, Hà Nội tháng 10 năm 1994.
- [36] S. Yamamoto, M. Kuwazuru, H. Wakabayashi, and Y. Iwamoto, Paper in the page of 1518, J. Lightwave Technology, Vol. 5, 1987.
- [37] Vu Van San, "Use of optical fiber amplifier to improve sensitivity of 10 Gbit/s optical receiver", the manuscript of thesis for doctor's degree, Oct. 1999, Taejon, South Korea.
- [38] Vũ Văn San, "Nâng cao độ nhạy thu quang để giải phóng băng tần trong các hệ thống thông tin quang", Luận án tiến sĩ kỹ thuật, Hà Nội, 2000.
- [39] H. J. A. da Silva, R. S. Fyath, J. J. O'Reilly, "Sensitivity degradation with laser wavelength chirp for direct-detection optical receivers", IEE Proc. , Vol. 136, Pt. J, No. 4, pp. 209-218, August 1989.
- [40] R. S. Fyath, J. J. O'Reilly, "Performance of optically preamplified direct detection receivers in presence of laser chirp", Part 2: Near travelling-wave and Fabry-Perot amplifier cases, IEE Proc. Vol. 136, Pt. J, No. 5, pp. 256-263, October 1989.
- [41] R. S. Fyath, A. J. McDonal, J. J. O'Reilly, "Sensitivity and power penalty considerations for laser preamplified direct detection optical receivers", IEE Proc. Vol. 136, Pt. J, No. 4, pp. 238-248, August 1989.
- [42] Vu Van San, "Sensitivity of 10 Gbit/s Optically Amplified Receiver with Signal Waveform Variation", Journal of Optical communications, Vol. 22, No. 6, pp. 210-214, Berlin, Germany, December 2001.
- [43] P. J. Corvini and T. L. Koch, "Computer simulation of high-bit-rate optical fiber transmission using single-frequency lasers", J. Lightwave Technology, Vol. LT-5, No. 11, Nov. 1987.
- [44] K. P. Ho, J. D. Walker, and J. M. Kahn, Paper pp. 892, IEEE Photonic Technology Letter, Vol. 5, 1993.
- [45] G. P. Agrawal, T. M. Shen, Paper pp. 58, J. Lightwave Technology, Vol. 4, 1986.
- [46] K. Ogawa, Paper pp. 849, IEEE J. Quantum Electron, Vol. 18, 1982.
- [47] K. Ogawa, "in Semiconductors and Semimetals" Vol. 22C, W. T. Tsang, Ed., Academic Press, Sandiego, pp. 299-330, 1985.
- [48] G. J. Foschini, L. J. Greenstein, and G. Vannuchi, Paper pp. 306, IEEE trans. Communications, Vol. 36, 1988.
- [49] I. Garrett, D. J. Bond, J. B. Waite, D. S. L. Lettis, and G. Jacobsen, Paper pp. 329, J. Lightwave Technology, Vol. 8, 1990.
- [50] L. G. Kazovsky and Tonguz, Paper pp. 338, J. Lightwave Technology, Vol. 8, 1990.
- [51] L. G. Kazovsky, Paper pp. 279, J. Lightwave Technology, Vol. 7, 1989.

- [52] G. De Marchis, et al. , "Optical coherent systems in optical fiber LAN's and MAN's", Sistem di Comunicazioni Ottiche, Oct. 1990.
- [53] S. Betti, G. De Marchis, F. Curti, E. Lannone, "Multilevel Coherent optical systems based on Stokes parameters modulation", Sistem di Comunicazioni Ottiche, Oct. 1990.
- [54] S. Betti, F. Curti, "Phase noise and polarization state insensitive optical Coherent systems", J. Lightwave Technology, Vol. 8, No. 5, May 1990.
- [55] Vizen A. A. , Tạp chí vô tuyến điện tử, tiếng Nga, tháng 10 năm 1991.
- [56] J. P. Laude, ""Wavelength Division Multiplexing", Paris 1993.
- [57] A. K. Srivastava, J. W. Sulhoff, L. Zhang, C. Wolf, Y. Sun, A. A. Abramov, T. A. Atrasser, J. R. Pedrazzani, R. P. Espindola, and A. M. Vengsarkar, "L-band 64x10 Gb/s DWDM transmission over 500 km DSF with 50GHz channel spacing", 24th European conference on optical communication, pp. 73-75, Proc. ECOC'98, Madrid, Spain, Sep. 1998.
- [58] Y. Miyamoto, K. Yonenaga, A. Hirano, N. Shimizu, M. Yoneyama, H. Takara, K. Noguchi, and K. Tsuzuki, "1,04 Tbit/s DWDM transmission experiment based on alternate-polarization 80 Gbit/s OTDM signals", 24th European conference on optical communication, pp. 55-57, Proc. ECOC'98, Madrid, Spain, Sep. 1998.
- [59] O. Gautheron, G. Bassier, V. Letellier, G. Grandpierre, and P. Bollaert, Paper pp. 1019, Electron. Letters, Vol. 32, 1996.
- [60] D. Le Guen, A. O'Hare, S. Del Burgo, D. Grot, F. Favre, and T. Geoges, "Narrow band 640 Gbit/s Soliton WDM transmission over 1200 km of standard fibre with 100 km - 21 dB amplifier spand", 24th European conference on optical communication, pp. 61-63, Proc. ECOC'98, Madrid, Spain, Sep. 1998.
- [61] D. B. Payne, J. R. Stern, Paper pp. 864, J. Lightwave Technology, Vol. 4, 1986.
- [62] H. Toba, K. Oda, K. Nakanishi, N. Shibata, K. Nosu, N. Takato, and M. Fukuda, Paper pp. 864, J. Lightwave Technology, Vol. 8, 1990.
- [63] A. M. Hill, R. Wyatt, J. F. Massicott, K. J. Blyth, D. S. Forrester, R. A. Lobbett, P. J. Smith, and D. B. Payne, Paper pp. 1882, Electron. Letters, Vol. 26, 1990.
- [64] Vũ Văn San, "Phương án nâng cấp mạng truyền dẫn đường trục quốc gia tiến tới cấu trúc mạng thế hệ sau của Tổng công ty", Báo cáo đề tài nghiên cứu cấp ngành VNPT, Mã số: 002-2001-TCT-RDP-VT-01, Hà Nội, tháng 12 năm 2001.
- [65] M. G. Young, U. Koren, B. I. Miller, M. A. Newkerk, M. Chien, et. al. , Paper pp. 908, IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 5, 1993.
- [66] A. Sano, Y. Miyamoto, T. Kataoka, and K. Hagimoto, "Long-span repeaterless transmission systems with optical amplifiers using pulse width management", J. Lightwave Technology, Vol. 16, No. 6, pp. 977-985, June 1998.

- [67] Hideki Ishiho, "Next generation lightwave communication technology towards communication networks evolution", New generation optical communications system, NTT, 1992.
- [68] Kiysoshi Nosu, "Optical frequency division multiplexing technology and its application to future transmission network", New generation optical communications system, NTT, 1992.
- [69] M. Murakami, T. Matsuda, T. Imai, "Quarter Terabit (25×10 Gb/s) over 9288 km WDM transmission experiment using nonlinear supported RZ pulse in higher order fiber dispersion managed line", 24th European conference on optical communication, pp. 79-81, Proc. ECOC'98, Madrid, Spain, Sep. 1998.
- [70] D. M. Spirit, M. J. O'Mahony, "High capacity optical transmission explained", John Wiley & Sons, 1995.
- [71] S. Kawanishi, Y. Miyamoto, H. Takara, M. Yoneyama, K. Uchiyama, I. Shake, and Y. Yamabayshi, "120 Gbit/s OTDM system prototype", 24th European conference on optical communication, pp. 43-45, Proc. ECOC'98, Madrid, Spain, Sep. 1998.
- [72] Masatoshi Saruwatari, Takao Matsumoto, "Optical signal processing for future communications networks", New generation optical communications system, NTT, 1992.
- [73] S. Kawanishi, H. Takara, O. Kamatani, T. Morioka, and M. Saruwatari, paper pp. 470, Vol. 32, Electron. Letters, 1996.
- [74] S. Kawanishi, H. Takara, T. Morioka, O. Kamatani, K. Takaguchi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, paper pp. 916, Vol. 32, Electron. Letters, 1996.
- [75] W.F. Sharfin and M. Dagenais, "Optical switching of semiconductor laser amplifiers", Appl. Phys. B, Vol. 46, pp. 35-41, 1988.
- [76] ITU-T, Rec. G. 661, "Definition and test methods for the relevant generic parameters of optical fibre amplifiers", Nov. 1996, and revised, Dec. 1997.
- [77] D. J. DiGiovanni, P. F. Wysocki, and J. R. Simpson, "Tailor fiber design to optimise amplifier performance", Laser focus world, AT&TBell laboratories, pp. 95-106, Sep. 1993.
- [78] S. Sudo, "Optical fiber amplifiers: materials, devices, and applications", M. Yamada and M. Shimizu, Chapter-5, pp. 405-583, Artech house inc. London 1997.
- [79] EXFO, "Guide to WDM technology testing", Electro-Optical engineering Inc., Quebec, Canada 2000.
- [80] Dennis Derickson, "Fiber optic test and measurement", D. M. Baney, Chapter-13, Hewlett-Packard company, pp. 519-593, USA 1998.
- [81] ITU-T, Rec. G.662, "Generic characteristics of optical fibre amplifier devices and sub-systems", July 1995, and revised draft, Dec. 1997.

- [82] E. Desurvire, C. G. Giles, J. R. Simpson, and J. L. Zynskind, "Efficient erbium-doped fiber amplifier at a 1.53 μm wavelength with a high output saturation power", *Optic letters*, Vol. 14, No. 22, pp. 1266-1268, Nov. 1989.
- [83] C. R. Giles and E. Desurvire, "modeling Erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, No. 2, pp. 271-283, Feb. 1991.
- [84] Vu Van San, "Modeling of two-stage erbium-doped fiber preamplifier for 10 Gbit/s systems", *Special issue for R&D on Telecommunications and Information Tech., Journal of Posts and Telecommunications*, Vol. 4, pp. 54-61, Vietnam, Oct. 2000.
- [85] E. Desurvire, "Analysis of erbium-doped fiber amplifiers pumped in the $^4\text{I}_{15/2} - ^4\text{I}_{13/2}$ band", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 1, No. 10, pp. 293-296, Oct. 1989.
- [86] J. H. Lee, W. J. Lee, N. K. Park, "Comparative study on temperature-dependent multichannel gain and noise figure distortion for 1.48 and 0.98 μm pumped EDFA's", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 10, No. 12, pp. 1721-1723, Dec. 1998.
- [87] M. Yamada, M. Shimizu, M. Okayasu, T. Takeshita, M. Horiguchi, Y. Tachikawa, and E. Sugita, "Noise characteristics of Er^{3+} -doped fiber amplifier pumped by 0.98 and 1.48 μm laser diode", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 2, No. 3, pp. 205-207, March 1990.
- [88] M. Yamada, M. Shimizu, T. Takeshita, M. Okayasu, M. Horiguchi, S. Uehara, and E. Sugita, " Er^{3+} -doped fiber amplifier pumped by 0.98 μm laser diodes", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 1, No. 12, pp. 422-424, Dec. 1989.
- [89] E. Desurvire, "Analysis of noise figure spectral distribution in erbium-doped fiber amplifiers pumped near 980 and 1480 nm", *Applied optics*, Vol. 29, No. 21/20, pp. 3118-3125, July 1990.
- [90] M. A. Ali, A. F. Elrefaie, R. E. Wagner, F. Mendez, J. Pan, and S. A. Ahmed, "Optimized performance of erbium-doped fiber amplifiers in multiwavelength lightwave systems", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 6, No. 8, pp. 1039-1042, Aug. 1994.
- [91] E. Desurvire, "Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of lightwave technology*, Vol. 8, No. 10, pp. 1517-1527, Oct. 1990.
- [92] C. R. Giles and E. Desurvire, "Propagation of signal and noise in concatenated erbium-doped fiber optical amplifiers", *Journal of lightwave technology*, Vol. 9, No. 2, pp. 147-154, 1991.
- [93] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers for new generations of optical communication systems", *Optics & Photonic new*, pp. 6-11, January 1991.

- [94] R. I. Laming, J. E. Townsend, D. N. Payne, F. Meli, G. Grasso, and E. J. Tarbox, "High-power erbium-doped fiber amplifiers operating in the saturated regime", IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 3, No. 3, pp. 253-255, March 1991.
- [95] J. H. Lee, U. C. Ryu, S. J. Ahn, and N. K. Park, "Enhancement of power conversion efficiency for an L-band EDFA with a secondary pumping effect in the unpumped EDF section", IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 11, No. 1, pp. 42-44, Jan. 1999.
- [96] Y. K. Park, and S. W. Granlund, "Optical preamplifier receivers: Applications to long-haul digital transmission", Invited paper, optical fiber technology 1, pp. 59-71, AT&T Bell laboratories USA, June 1994.
- [97] K. Bertilsson, P. A. Anderkson, and B. E. Olsson, "Noise figure of erbium-doped fiber amplifiers in the saturated regime", IEEE Photonics technology letters, Vol. 6, No. 2, pp. 199-201, Feb. 1994.
- [98] M. Kobaysahi, T. Ishihara, and M. Gotoh, "Power penalty due to optical reflections in erbium-doped fiber preamplifier", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, No. 8, pp. 925-928, Aug. 1993.
- [99] R. I. Laming, and D. N. Payne, "Noise characteristics of erbium-doped fiber amplifier pumped at 980 nm", IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 2, No. 6, pp. 418-421, June 1990.
- [100] R. G. Smart, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, and D. J. DiGiovanni, "An investigation of the noise figure and conversion efficiency of 0.98 μm pumped erbium-doped fiber amplifiers under saturated conditions", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, No. 11, pp. 1261-1264, Nov. 1992.
- [101] R. Olshansky, "Noise figure for erbium-doped fiber amplifiers", Electronics letters, Vol. 24, No. 22, pp. 1363-1365, Oct. 1988.
- [102] AT&T, "1711 erbium-doped fiber amplifier powering your systems into the 21st century", Technical not, pp. 1-24, USA, May 1994.
- [103] J. H. Lee, W. J. Lee, N. K. Park, "Comparative study on temperature-dependent multichannel gain and noise figure distortion for 1.48 and 0.98 μm pumped EDFA's", IEEE photonics tech. letters, Vol. 10, No. 12, pp. 1721-1723, Dec. 1998.
- [104] S. Y. Park, H. K. Kim, G. Y. Lyu, S. M. Kang, and S. Y. Shin, "Dynamic gain and output power control in a gain-flattened erbium-doped fiber amplifier", IEEE photonics tech. letters, Vol. 10, No. 6, pp. 787-789, June 1998.
- [105] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications", Columbia university, John Wiley & Son, Inc., pp. 65-581, New York, United States of America 1994.
- [106] C. W. Barnard, J. Chrostowski, and M. Kavehrad, "Bidirectional fiber amplifiers", IEEE photonics technology letters, Vol. 4, No. 8, pp. 911-913, Aug. 1992.

- [107] J. Haugen, J. Freeman, and J. Conradi, "Bidirectional transmission at 622 Mbit/s utilizing Erbium-doped fiber amplifiers", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 4, No. 8, pp.913-916, Aug. 1992.
- [108] S. Wannemacher and G. Bauer, "Optimum configuration for cascaded fiber amplifiers in attenuation limited transmission systems", *Journal of lightwave technology*, Vol. 16, No. 4, pp. 509-513, Apr. 1998.
- [109] S. Y. Park, H. K. Kim, S. M. Kang, G. Y. Lyu, H. J. Lee, J. H. Lee, S. Y. Shin, "A gain-flattened two-stage EDFA for WDM optical networks with a fast link control channel", *Optical communication*, published by elsevier science, pp. 23-26, July 1998.
- [110] Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Gain spectrum equalization of all-optical gain-clamped erbium-doped fiber amplifier", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 11, No. 2, pp. 176-178, Feb. 1999.
- [111] H. K. Kim, S. Y. Park, Y. G. Lee, D. H. Lee, and C. S. Park, "Influence of the span loss variation in cascaded EDFA's on the receiver dynamic range in WDM systems", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 10, No. 2, pp. 288-290, February 1998.
- [112] S. Yamashita, and T. Okoshi, "Performance improvement and optimization of fiber amplifier with a midway isolator", *IEEE photo. tech. letters*, Vol. 4, No. 11, pp. 1276-1278, Nov. 1992.
- [113] O. Lumholt, K. Schusler, A. Bjarklev, S. Dahl-Petersen, J. H. Povlsen, T. Rasmussen, and K. Rottwitt, "Optimum position of isolators within erbium-doped fibers", *IEEE photo. tech. letters*, Vol. 4, No. 6, pp. 568-570, June 1992.
- [114] A. Yu, M. J. O'Mahony, and A. S. Siddiqui, "Analysis of optical gain enhanced erbium-doped fiber amplifiers using optical filters", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 5, No. 7, pp. 773-775, July 1993.
- [115] R. C. Steele, G. R. Walker, and N. G. Walker, "Sensitivity of optically preamplifier receivers with optical filtering", *IEEE photonics technology letters*, Vol. 3, No. 6, pp. 545-547, June 1991.
- [116] ITU-T, Rec. G. 663, "Application related aspects of optical fibre amplifier devices and sub-systems", November 1996.
- [117] ITU-T, Rec. G. 681, "Functional characteristics of interoffice and long-haul line systems using optical amplifiers, including optical multiplexing", October 1996.
- [118] B. Desthieux, Y. Robert, J. Hevo, D. Bayart, "25-nm usable bandwidth for transoceanic WDM transmission systems using 1.58 μm erbium-doped fiber amplifiers", *ECOC'98*, pp. 133-135, Madrid Spain, september 1998.
- [119] S. Y. Set, R. Girardi, E. Riccardi, B. E. Olsson, M. Puleo, M. Ibsen, R. I. Laming, P. A. Andrekson, F. Cisternino, H. Geiger, "Field transmission over standard fiber

- at 40 Gbit/s using midspan spectral inversion", ECOC'98, pp. 91-93, Madrid Spain, september 1998.
- [120] H. J. Kim, C. S. Park, and J. G. Kim, "160 Gb/s WDM based on optical transmission system", Information technology seminar between PTIT & ETRI, pp. 2.4.1-2.4.15, South Korea, Sep. 1998.
 - [121] Vu Van San, "Improvement of sensitivity for optical receiver by using optical pre-amplifier", Information technology seminar between PTIT & ETRI, pp. 2.3.1-2.3.9, South Korea, Sep. 1998.
 - [122] Vu Van San, Nguyen Minh Dan, Moo-Jung Chu, and Hoang Van Vo, "The electrical signal-to-noise ratio of optically amplified receiver", Chuyên san các công trình nghiên cứu, triển khai viễn thông và CNTT, Tạp chí Bưu chính Viễn thông, Số 1, trang 14-18, tháng 7 năm 1999.
 - [123] Vu Van San, M. J. Chu, and S. S. Lee, "The sensitivity of 10 Gb/s optically amplified receiver", Proc. 16th Optics and Quantum Electronic Conference, Optical Society of Korea-OSK, TD-V1, pp. 92-93, July 1999.
 - [124] Vu Van San, Hoang Van Vo "Accurate estimation of receiver sensitivity for 10 Gbit/s optically amplified systems", published in Optics Communications journal, Vol. 181, pp. 71-78, Elsevier Science B. V., Amsterdam, Netherlands, July 2000.
 - [125] S. L. Danielsen, B. Mikkelsen, T. Durhuus, C. Joergensen, and K. E. Stubkjaer, "Detailed noise statistics for an optically amplified direct detection receiver", Journal of lightwave technology, Vol. 13, No. 5, pp. 977-981, May 1995.
 - [126] B. F. Jorgensen, T. Feuchter, C. G. Joergensen, and C. F. Pedersen, " Accurate analysis of optically amplified direct detection receivers", Proc. ECOC'93, Tech. Dig. Vol. 2, We 4, 1993.
 - [127] Luis F. B. Ribeiro, Jose R. F. Da Rocha, and Joao L. Pinto, "Performance evaluation of EDFA preamplified receivers taking into account intersymbol interference", Journal of lightwave technology, Vol. 13, No. 2, pp. 225-232, February 1995.
 - [128] Vũ Văn San, "Phương pháp thiết kế tuyến truyền dẫn quang có khuếch đại quang EDFA", báo cáo đề tài đã giám định cấp ngành, Mã số: 219-2000-TCT-RD-VT-42, Hà Nội 8-2001.
 - [129] Vu Van San "Optimum configuration of 10Gbit/s transmission system using cascaded optical amplifiers", Proc. Asian Info-communication council 23rd conference in Indonesia, WG-1, pp. 307-314, Japan, April. 2000.
 - [130] A. H. Gnauck, S. K. Korotky, J. J. Veselka, J. Nagel, C. T. Kemmerer, W. J. Minford, and D. T. Moser, Paper pp. 916, IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 3, 1991.
 - [131] N. A. Olsson, G. P. Agrawal, and K. W. Wecht, Paper pp. 603, Electronics Letters, Vol. 25, 1989.

- [132] W. Idler, B. Franz, D. Schlump, B. Wedding, A. J. Ramos, "40 Gbit/s quaternary dispersion supported transmission field trial over 86 km standard single-mode fibre", 24th European conference on optical communication, pp. 145-147, Proc. ECOC'98, Madrid, Spain, Sep. 1998.
- [133] B. J. Eggleton, T. Stephens, P. A. Krug, G. Dhosi, Z. Brodzeli, and F. Ouellette, Paper pp. 1610, Electronics Letters, Vol. 32, 1996.
- [134] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 2nd edition, Academic press, San Diego, CA 1995.
- [135] Le Duy Tien, "Fiber nonlinearities and WDM system design using PTDS", Minor thesis for the degree of Master of Engineering, School of Electrical and Computer systems Engineering RMIT university, Australia 2000.
- [136] X. Zhang, F. Ebskamp, and B. F. Jorgensen, Paper pp. 819, IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 7, 1995.
- [137] C. Lorattanasane and K. Kikuchi, Paper pp. 1375, IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 7, 1995.
- [138] R. M. Jopson, A. H. Gnauck, and R. M. Derosier, Paper pp. 663, IEEE Photonics Tech. Letters, Vol. 5, 1993.
- [139] P. Tomsu, C. Schmutzer, "Next Generation optical Networks", Prentice-Hall PTR, Inc. Upper Saddle River, USA 2002.
- [140] P. Bonenfant, C. Newton, K. Sparks, E. Varma, and R. Alferness, "A practical vision for optical transport networking", Lucent Technologies, Bell Labs Innovations, USA 1999.
- [141] Siemens corp., "Next Generation Network", Siemens solution, Information & Communication, 2001.
- [142] O. Gerstel, G. N. Rouskas, K. M. Sivalingam, and Z. Zhang, "Guest Editorial protocols and architectures for Next Generation optical WDM Networks", IEEE Journal on selected areas in communications, Vol. 18, No. 10, pp. 1805-1809, Oct. 2000.
- [143] Vu Van San, "Market and Technology trends of optical communication systems in Vietnam", Lecture invited, 2th optical network symposium on Asia's market and technology trends of optical network system and components, OITDA, Tokyo JAPAN, July 2002.
- [144] Trần Thị Thuỷ Bình, Vũ Văn San, "Các phương thức truyền tải lưu lượng IP", Tạp chí Bưu chính Viễn thông, Việt nam, kỳ 1, số 7 năm 2002.
- [145] Vu Van San, S. S. Lee, M. J. Chu, D. H. Lee, and C. S. Park, "The receiver sensitivity and optical signal-to-noise ratio of optically amplified 10Gb/s signal", Proc. The first International Conference on Advance Communication technology (ICACT'99), South Korea, pp. 371-373, Feb. 1999.

- [146] Vũ Văn San, Lê Duy Tiến, “nghiên cứu phương án tăng dung lượng tuyến thông tin quang đường trục Bắc-Nam”, Báo cáo đề tài đã giám định cấp ngành, Mã số: 047-98-TCT-RD, 1998.
- [147] Vũ Văn San, Nguyễn Minh Dân, “Xác định quỹ công suất quang trong kết nối mạng WDM”, Hội thảo khoa học lần thứ 4, Học viện CNBN-VT, trang 64-69, 2002.
- [148] L. Cazzola, F. Cisterino, D. Roccato, “Advanced topics in optical communications”, Part VI, Fiber optics communications handbook, Technical staff CSELF, Italy 1990.
- [149] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, second edition, Academic Press, Sa Diego, CA, 1995.
- [150] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins. A. M. Weiner, et.al, Paper pp. 329, Journal of Opt. Soc. Am. B 6, 1998.
- [151] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and M. N. Islam, Paper pp. 229, Journal of Opt. Lett. Vol. 10, 1985.
- [152] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and J. P. Gordon, Paper pp. 362, Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, 1991.

MỤC LỤC

Lời nói đầu.....	3
Lời giới thiệu.....	5
Chương 1: GIỚI THIỆU	7
1.1. Khái quát về lịch sử ra đời thông tin quang	7
1.2. Quá trình phát triển hệ thống thông tin quang	10
1.3. Các thành phần chính của hệ thống thông tin quang.	13
Chương 2: SỢI VÀ CÁP QUANG	16
2.1. Sợi quang	16
2.1.1. Định luật cơ bản của ánh sáng trong sợi quang.	16
2.1.2. Sợi quang và các mode truyền dẫn	19
2.1.3. Truyền dẫn sóng trong sợi quang	24
2.1.3.1. Các phương trình Maxwell	24
2.1.3.2. Sợi quang đa mode chỉ số chiết suất phân bậc	27
2.1.3.3. Sợi quang đơn mode	38
2.1.3.4. Sợi đa quang mode chỉ số chiết suất gradien.....	40
2.1.4. Các vật liệu chế tạo và đặc tính cơ học của sợi quang	46
2.1.4.1. Vật liệu chế tạo sợi	46
2.1.4.2. Đặc tính cơ học của sợi quang	48
2.2. Suy hao sợi quang	51
2.2.1. Suy hao trong sợi quang	51
2.2.1.1. Hấp thụ vật liệu trong sợi quang	52
2.2.1.2. Suy hao do tán xạ	53
2.2.2. Suy hao uốn cong.....	55
2.3. Tán sắc trong sợi quang đơn mode.....	59
2.3.1. Tán sắc vận tốc nhóm.....	60
2.3.2. Tán sắc vật liệu.....	62
2.3.3. Tán sắc dẫn sóng.....	64
2.3.4. Tán sắc bậc cao.....	65
2.3.5. Tán sắc phân cực mode	66

2.4. Ảnh hưởng của tán sắc đến hệ thống thông tin quang	68
2.4.1. Phương trình truyền dẫn cơ bản	69
2.4.2. Các xung Gaussian bị chirp	70
2.4.3. Tán sắc giới hạn tốc độ truyền dẫn	74
2.4.4. Băng tán sợi quang	77
2.5. Giới thiệu một số sợi quang mới	79
2.5.1. Nguyên tắc tạo sợi quang mới	80
2.5.2. Các sợi dẫn quang đơn mode mới trong thông tin quang	83
2.6. Cáp sợi quang	87
2.6.1. Các biện pháp bảo vệ sợi	87
2.6.2. Các phần tử của cáp	90
2.6.2.1. Lõi cáp	90
2.6.2.2. Thành phần gia cường	90
2.6.2.3. Vỏ cáp	91
2.6.3. Các loại cáp và ứng dụng	92
2.6.3.1. Cáp treo	92
2.6.3.2. Cáp kéo trong cống	93
2.6.3.3. Cáp chôn trực tiếp	93
2.6.3.4. Cáp đặt trong nhà và cáp nhảy	93
2.6.3.5. Cáp ngập nước và thả biển	93
Chương 3: THIẾT BỊ PHÁT QUANG	96
3.1. Các quan niệm cơ bản	96
3.1.1. Các vùng năng lượng	96
3.1.2. Tiếp giáp pn	100
3.2. Nguồn phát quang	102
3.2.1. Diode phát quang LED	102
3.2.1.1. Cấu trúc của LED	102
3.2.1.2. Vật liệu nguồn phát	104
3.2.1.3. Ứng dụng của LED trong thông tin quang	107
3.2.2. Diode laser bán dẫn	108
3.2.2.1. Các mode và điều kiện ngưỡng của laser	109
3.2.2.2. Tần số cộng hưởng	113
3.2.2.3. Cấu trúc của diode laser và các mẫu bức xạ	115
3.2.2.4. Diode laser đơn mode	119

3.2.2.5. Điều chế diode laser ở tần số cao	123
3.2.2.6. Các ảnh hưởng nhiệt độ	123
3.2.2.7. Nhiễu trong nguồn phát laser	125
3.2.2.8. Xem xét độ tin cậy của nguồn phát	126
3.3. Thiết kế thiết bị phát quang	129
3.3.1. Cấu ghép và đóng hộp laser-sợi	129
3.3.2. Mạch hồi tiếp quang	132
3.3.3. Mạch điện điều khiển	132
3.3.4. Tích hợp quang - điện	133
Chương 4: THIẾT BỊ THU QUANG	135
4.1. Giới thiệu	135
4.2. Bộ tách sóng photodiode	136
4.2.1. Bộ tách sóng quang photodiode p-i-n	136
4.2.2. Thời gian đáp ứng và dòng photo vùng trôi của bộ tách sóng quang	141
4.2.2.1. Thời gian đáp ứng	141
4.2.2.2. Dòng photo vùng trôi	143
4.2.3. Photodiode thác APD	144
4.2.4. Vật liệu chế tạo photodiode	148
4.3. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ tách sóng quang	149
4.3.1. Các nguồn nhiễu trong bộ tách sóng quang	150
4.3.1.1. Các nguồn nhiễu của bộ tách sóng p-i-n	150
4.3.1.2. Các nguồn nhiễu của bộ tách sóng APD	152
4.3.2. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu	154
4.4. Bộ thu quang	155
4.4.1. Cấu hình bộ thu quang	155
4.4.2. Các nguồn lỗi trong bộ thu quang	159
4.5. Độ nhạy thu của bộ thu quang	160
4.5.1. Giới thiệu về độ nhạy thu	160
4.5.2. Độ nhạy thu và tỷ số lỗi bit của bộ thu quang	162
4.5.2.1. Tỷ số lỗi bit trong bộ thu quang	162
4.5.2.2. Độ nhạy thu của bộ thu quang	167
4.5.3. Các tham số có ảnh hưởng tới độ nhạy thu quang	170
4.5.3.1. Giới hạn lượng tử trong tách sóng quang	170
4.5.3.2. Tỷ số phân biệt	171

4.6. Cấu trúc mạch bộ thu quang	172
4.6.1. Các mạch tiền khuếch đại FET trở kháng cao	174
4.6.2. Các bộ khuếch đại tranzito lưỡng cực trở kháng cao	175
4.6.3. Bộ khuếch đại hồ dẫn ngược	177
4.6.4. Đặc tính bộ thu quang có mạch tích hợp	178
Chương 5: THIẾT KẾ HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG	181
5.1. Các chỉ dẫn thiết kế	181
5.1.1. Hệ thống thông tin quang phụ thuộc suy hao truyền dẫn	181
5.1.2. Hệ thống thông tin quang phụ thuộc vào tán sắc	183
5.1.3. Hệ thống thông tin quang cự ly xa sử dụng khuếch đại quang	184
5.2. Thiết kế hệ thống	186
5.2.1. Quỹ công suất	186
5.2.2. Quỹ thời gian lên	187
5.3. Mất mát công suất trong hệ thống thông tin quang	190
5.3.1. Mất mát công suất hệ thống do nhiễu mode	190
5.3.2. Mất mát công suất do tán sắc sợi	191
5.3.3. Chirp tần số trong hệ thống	193
5.3.4. Phản hồi phản xạ và nhiễu	196
5.3.5. Nhiễu cạnh tranh mode	199
5.3.6. Nhiễu cường độ	201
5.4. Cấu trúc hệ thống	203
5.4.1. Kiến trúc hệ thống	203
5.4.2. Mã đường truyền	206
Chương 6. HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG COHERENT	210
6.1. Giới thiệu chung về hệ thống thông tin quang Coherent	211
6.1.1. Khái niệm về thông tin quang Coherent	211
6.1.2. Cấu trúc tổng quát của hệ thống thông tin quang Coherent	212
6.2. Hoạt động của hệ thống thông tin quang Coherent	214
6.2.1. Nguyên lý hoạt động	214
6.2.2. Kỹ thuật tách sóng quang Coherent	216
6.2.2.1 Tách sóng homodyne	216
6.2.2.2 Tách sóng heterodyne	216
6.2.3. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu của bộ thu quang Coherent	217

6.3. Các dạng điều chế	218
6.3.1. Các dạng điều chế	218
6.3.2. Điều chế dạng khoá dịch biên độ (ASK).....	220
6.3.3. Điều chế dạng khoá dịch tần số (FSK).....	222
6.3.4. Điều chế dạng khoá dịch pha (PSK) và khoá dịch pha vi phân (DPSK)	223
6.3.5. Điều chế phân cực	224
6.4. Các phương pháp giải điều chế	226
6.4.1. Giải điều chế đồng bộ heterodyne	227
6.4.2. Giải điều chế không đồng bộ heterodyne	228
6.5. Tỷ số lỗi bit BER trong bộ thu quang coherent	230
6.5.1. BER của bộ thu ASK đồng bộ	230
6.5.2. BER của bộ thu PSK đồng bộ	231
6.5.3. BER của bộ thu FSK đồng bộ	232
6.5.4. BER của bộ thu ASK không đồng bộ.....	234
6.5.5. BER của bộ thu FSK không đồng bộ.....	235
6.5.6. BER của bộ thu DPSK không đồng bộ.....	237
6.6. Các yếu tố ảnh hưởng tới độ nhạy thu của hệ thống Coherent	238
6.6.1. Nhiễu pha	238
6.6.2. Nhiễu cường độ	240
6.6.3. Không tương xứng về phân cực	242
6.6.4. Tán sắc trong sợi quang	245
6.6.5. Các yếu tố hạn chế khác	247
6.7. Hiện trạng các hệ thống thử nghiệm	247
6.8. Những ưu điểm của hệ thống thông tin quang Coherent	249
PHỤ LỤC A: DECIBEL	252
PHỤ LỤC B: CẤU TRÚC GHÉP KÊNH SDH	253
PHỤ LỤC C: HÀM BESSEL	254
THUẬT NGỮ VIẾT TẮT	257
TÀI LIỆU THAM KHẢO	264

HỆ THỐNG thông tin quang

TẬP 1

Chịu trách nhiệm xuất bản

LƯU ĐỨC VĂN

Biên tập: TRẦN VŨ THƯỜNG
NGUYỄN VĂN VĨNH
Chế bản: NGUYỄN MẠNH HOÀNG
Sửa bản in: NGUYỄN VĂN VĨNH
Trình bày bìa: PHAN THẾ VINH

In 700 bản, khổ 19 x 27 cm, tại Nhà xuất bản Thống Kê
Số đăng ký kế hoạch xuất bản 891-2007/CXB/11-279/BuĐ
Số quyết định xuất bản: 04/QĐ-NXB BĐ ngày 13/02/2008.
In xong và nộp lưu chiểu tháng 02 năm 2008.

NHÀ XUẤT BẢN BƯU ĐIỆN

Trụ sở chính: 18 Nguyễn Du - Hà Nội

ĐT Biên tập: 04.5772143

-

ĐT Phát hành: 04.5772138

Fax: 04.5772037

E-mail: nxbbuudien@mic.gov.vn

Website: www.nxbbuudien.com.vn

Chi nhánh TP. HCM: 27 Nguyễn Bình Khiêm - Quận I - TP. Hồ Chí Minh

Điện thoại: 08.9100925

Fax: 08.9100924

E-mail: chinhanh-nxbbd@hcm.vnn.vn

Chi nhánh TP. Đà Nẵng: 42 Trần Quốc Toản - Quận Hải Châu - TP. Đà Nẵng

Điện thoại: 0511.3897467

Fax: 0511.3897467

E-mail: pnbich@mic.gov.vn

MỜI CÁC BẠN TÌM ĐỌC

1. TIẾNG ANH CHUYÊN NGÀNH ĐIỆN TỬ - VIỄN THÔNG
2. CÁC TỔNG ĐÀI ĐA DỊCH VỤ TRÊN MẠNG VIỄN THÔNG THẾ HỆ SAU
3. TỪ ĐIỂN THUẬT NGỮ VIỄN THÔNG ANH - VIỆT
4. CHỮ KÝ SỐ, CHỨNG CHỈ SỐ VÀ CƠ SỞ HẠ TẦNG KHÓA CÔNG KHAI: CÁC VẤN ĐỀ KỸ THUẬT VÀ ỨNG DỤNG
5. CUỘC CÁCH MẠNG NOKIA
6. AN NINH TRONG THÔNG TIN DI ĐỘNG
7. MẠNG VÔ TUYẾN TÙY BIẾN
8. LÝ THUYẾT THÔNG TIN VÀ MÃ HÓA

SÁCH CỦA NHÀ XUẤT BẢN BƯU ĐIỆN CÓ BÁN TẠI:

1. Nhà sách Tiên phong
175 Nguyễn Thái Học, Hà Nội
2. Nhà sách Bách Khoa
Số 1, Đường Giải Phóng, Hà Nội
86 - 107 Tô Hiến Thành, Quận 10, TP. HCM
3. Nhà sách Thăng Long
2 Bis Nguyễn Thị Minh Khai, Quận 1, TP. HCM
4. Nhà sách Nguyễn Văn Cừ
36 Xuân Thủy, Cầu Giấy, Hà Nội

¥867 2.7

Giá: 65.000đ