(19) **Bundesrepublik Deutschland**
Deutsches Patent- und Markenamt

(10) **DE 600 22 232 T2** 2006.06.22

(12) # Übersetzung der europäischen Patentschrift

(97) **EP 1 282 834 B1**
(21) Deutsches Aktenzeichen: **600 22 232.2**
(86) PCT-Aktenzeichen: **PCT/US00/28450**
(96) Europäisches Aktenzeichen: **00 990 174.5**
(87) PCT-Veröffentlichungs-Nr.: **WO 01/033268**
(86) PCT-Anmeldetag: **13.10.2000**
(87) Veröffentlichungstag der PCT-Anmeldung: **10.05.2001**
(97) Erstveröffentlichung durch das EPA: **12.02.2003**
(97) Veröffentlichungstag der Patenterteilung beim EPA: **24.08.2005**
(47) Veröffentlichungstag im Patentblatt: **22.06.2006**

(51) Int Cl.[8]: ***G02B 6/26*** (2006.01)
G02B 6/34 (2006.01)
G02B 6/42 (2006.01)
G02F 1/313 (2006.01)

(30) Unionspriorität:
433830 **03.11.1999** **US**

(84) Benannte Vertragsstaaten:
DE, FR, GB

(73) Patentinhaber:
Intel Corporation, Santa Clara, Calif., US

(72) Erfinder:
DEACON, A., David, Los Altos, US

(74) Vertreter:
PRÜFER & PARTNER GbR, 81545 München

(54) Bezeichnung: **WELLENLEITERPAAR MIT UNTERSCHIEDLICHEN BRECHUNGSINDIZES**

Anmerkung: Innerhalb von neun Monaten nach der Bekanntmachung des Hinweises auf die Erteilung des europäischen Patents kann jedermann beim Europäischen Patentamt gegen das erteilte europäische Patent Einspruch einlegen. Der Einspruch ist schriftlich einzureichen und zu begründen. Er gilt erst als eingelegt, wenn die Einspruchsgebühr entrichtet worden ist (Art. 99 (1) Europäisches Patentübereinkommen).

Die Übersetzung ist gemäß Artikel II § 3 Abs. 1 IntPatÜG 1991 vom Patentinhaber eingereicht worden. Sie wurde vom Deutschen Patent- und Markenamt inhaltlich nicht geprüft.

Beschreibung

Gebiet der Erfindung

[0001] Die vorliegende Erfindung betrifft Laser-Anordnungen, die optische Energie mit einer eng gesteuerten optischen Frequenz erzeugen, besonders zur Verwendung in Telekommunikationsanwendungen. Insbesondere betrifft die Erfindung Anordnungen, die eine festgelegte optische Frequenz unabhängig von Temperaturänderungen erzeugen und dabei unter alternativen optischen Frequenzen mit Temperatur-, elektrisches-Feld- oder anderen Steuermitteln abgestimmt oder umgeschaltet werden können, ohne die festgelegten Frequenzen zu modifizieren.

Hintergrund der Erfindung

[0002] Die vorliegende Erfindung betrifft Laser-Anordnungen, die optische Energie mit einer eng gesteuerten optischen Frequenz erzeugen, besonders zur Verwendung in Telekommunikationsanwendungen.

[0003] Insbesondere betrifft die Erfindung Anordnungen, die eine festgelegte optische Frequenz unabhängig von Temperaturänderungen erzeugen und dabei unter alternativen optischen Frequenzen mit Temperatur-, elektrisches-Feld- oder anderen Steuermitteln abgestimmt oder umgeschaltet werden können, ohne die festgelegten Frequenzen zu modifizieren.

[0004] Die wachsende Nachfrage nach Teilnehmerbandbreite hat zu großem Druck zur Erweiterung der Kapazität der Telekommunikationsnetze geführt. Dichtes Wellenlängen-Multiplexing (Dense Wavelength Division Multiplexing; DWDM) ermöglicht zwar die Nutzung einer großen Bandbreite bei vorhandenen Lichtleitfasern, aber es werden preisgünstige Komponenten benötigt, damit eine große Bandbreite für die verschiedensten Kunden bereitgestellt werden kann. Zu den Schlüsselkomponenten gehören die Quelle, der Demodulator und Routing-Komponenten, und diese Komponenten sollten vorzugsweise an einen der Frequenzkanäle adressierbar sein. Diese Kanäle sind zurzeit von der ITU (International Telecommunications Union); als $v_n = v_0 \pm n\ dv$ definiert, wobei v_0 die optische Mittenfrequenz 193,1 THz ist und dv der festgelegte Frequenzkanalabstand ist, der ein Vielfaches von 100 GHz oder 50 GHz betragen kann. Es gibt auch Systeme, die auf anderen festen Abständen und auf ungleichmäßigen Frequenzabständen beruhen.

[0005] Halbleiterlaser mit integrierten Gittern, wie etwa DFB- und DBR-Laser (DBR: distributed Bragg reflector; verteilter Braggscher Reflektor), werden gegenwärtig zum Erzeugen von Frequenz-spezifischen Lasern verwendet, die zum Senden über optische Fasern benötigt werden. Die gegenwärtigen Herstellungsverfahren gestatten jedoch aufgrund von Brechungszahlschwankungen bei den Materialien auf InP-Basis keine Hochausbeute-Erzeugung eines bestimmten Frequenzkanals. Da Siliciumdioxid, Polymere und andere optische Materialien eine größere Brechungszahl-Stabilität bieten, sind zahlreiche Arten von Hybridlasern untersucht worden, bei denen ein Halbleiter-Verstärkungsmedium mit einem aus einem anderen Material hergestellten Gitter kombiniert ist. Es ist nachgewiesen worden, dass Einfrequenz-Hybridwellenleiterlaser mit Halbleiter-Wellenleiterverstärkern die Vorzüge Frequenzselektivität und -abstimmbarkeit haben. Verwiesen sei beispielsweise auf J. M. Hammer et al., Appl. Phys. Lett., 47, 183 (1985), die ein Gitter in einem externen Planarwellenleiter verwendeten; E. Brinkmeyer et al., Elect. Lett, 22, 134 (1986), E. I. Gordon, US-Patent Nr. 4.786.132, 22.11.1988, und R. C. Alferness, US-Patent Nr. 4.955.028, 04.09.1990, die ein Gitter in einem Lichtleitfaser-Wellenleiter verwendeten; D. M. Bird et al., Elect. Lett., 27, 1116 (1991), die ein UV-induziertes Gitter verwendeten; W. Morey, US-Patent Nr. 5.042.898, 27.08.1991, der ein Lichtleitfasergitter mit temperaturkompensierter Packung verwendete; P. A. Morton et al., Appl. Phys. Lett, 64, 2634 (1994), die ein Chirp-Gitter verwendeten; D. A. G. Deacon, US-Patent Nr. 5.504.772, 02.04.1996, der Mehrfachgitter mit optischen Schaltern verwendete; J. M. Chwalek, US-Patent Nr. 5.418.802, 23.05.1995, der ein elektrooptisches Wellenleitergitter verwendete; R. J. Campbell et al., Elect. Lett., 32, 119 (1996), die einen Halbleiterdioden-Winkelwellenleiter verwendeten; T. Tanaka et al., Elect. Lett., 32, 1202 (1996), die das Flip-Chip-Bonden verwendeten; und J.-M. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999, der eine Anpassung an den Einmodenbetrieb vornahm. Es sind auch Einfrequenz-Hybridwellenleiterlaser mit Lichtleitfaser-Wellenleiterverstärkern beschrieben worden, siehe D. Huber, US-Patent Nr. 5.134.620, 28.07.1992, und F. Leonberger, US-Patent Nr. 5.317.576, 31.05.1994.

[0006] Es stehen heute zahlreiche widerstandsfähige thermooptische Materialien, u. a. Glas- und Polymer-Materialsysteme, zur Verfügung, die ebenfalls zur Herstellung von optischen Wellenleiterkomponenten verwendet werden können, siehe M. Haruna et al., IEE Proceedings, 131 H, 322 (1984), und N. B. J. Diemeer et al., J. Light Technology, 7, 449 – 453 (1989). Vor kurzem sind thermisch abstimmbare Gitter in Polymer-Wellenleitern und -Resonatoren hergestellt worden, siehe L. Eldada et al., Proceedings of the Optical Fiber Communications Conference, Optical Society of America, S. 98 (1999), und N. Bouadma, US-Patent Nr. 5.732.102, 24.03.1998.

[0007] Die Temperaturkompensation von Laserresonatoren ist eine Anforderung an Komponenten, die

in den schmalen Absolutfrequenzbändern der DWDM-Spezifikationen zuverlässig arbeiten müssen. Es sind temperaturkompensierte Resonatoren, die Polymer-Materialien verwenden, beschrieben worden, siehe K. Tada et al., Optical and Quantum Electronics, 16, 463 (1984), und Y. Kokubun et al., Proceedings of the Integrated Photonics Research Conference, Optical Society of America, S. 93 (1998). Temperaturkompensierte Packungen für Anordnungen auf Lichtleitfasergitter-Basis sind ebenfalls beschrieben worden, siehe W. Morey, US-Patent Nr. 5.042.898, 27.08.1991, G. W. Yoffe et al., Appl. Opt., 34, 6859 (1995), und J.-M. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999. Es ist nachgewiesen worden, dass auch temperaturkompensierte Wellenleiter, die gemischte Siliciumdioxid-Polymer-Materialien verwenden, zu Temperatur-unabhängigen Eigenschaften führen, siehe Y. Kokubun et al., IEEE Photon. Techn. Lett, 5, 1297 (1993), und D. Bosc, US-Patent Nr. 5.857.039, 05.01.1999. Siliciumdioxid-Polymer-Wellenleiter sind auch zum Zusammenschalten von Laser-Anordnungen verwendet worden, siehe K. Furuya, US-Patent Nr. 4.582.390, 15.04.1986.

[0008] Der Gitter-unterstützte Koppler ist eine zweckmäßige Anordnung zur Frequenzsteuerung. Gitter-unterstützte Koppler, die in R. C. Alferness, US-Patent Nr. 4.737.007, 12.04.1988, beschrieben sind, sind in zahlreichen Konfigurationen, u. a. mit Verriegelungen, Verstärkern, Modulatoren und Schaltern, bekannt, siehe A. S. Kewitsch, US-Patent Nr. 5.875.272, 23.02.1999. Gitter-unterstützte Koppler sind in Resonatoren mit Lasern, Modenverriegelungen, Etalons, Add/Drop-Filtern, Frequenzdopplern usw. verwendet worden, siehe beispielsweise E. Snitzer, US-Patent Nr. 5.459.801, 19.01.1994, und D. A. G. Deacon, US-Patent Nr. 5.581.642, 03.12.1996. Kombinationen aus Gittern und Fabry-Perot-Filtern sind für DWDM-Anwendungen diskutiert worden, siehe beispielsweise B. Ortega et al., J. Lightwave Tech., 17, 1241 (1999).

[0009] Verwiesen sei auch auf S. L. Woodword, „A DBR Laser Tunable by Resistive Heating" („Ein mit Widerstandsheizung abstimmbarer DBR-Laser"), IEEE Photonics Technology Letters, IEEE Inc., New York, USA, Jg. 4, Nr. 12, 01.12.1992, S. 1330 – 1332 (deren Inhalt hiermit im Rahmen dieser Anmeldung vollumfänglich als geoffenbart gilt).

[0010] Verwiesen sei auch auf Chi Wu, „InGaAsP/InP Vertical Directional Coupler Filter with Optimally Designed Wavelength Tunability" („Vertikales InGaAsP/InP-Richtungskopplerfilter mit optimal gestalteter Wellenlängen-Abstimmbarkeit"), IEEE Photonics Technology Letters, IEEE Inc., New York, USA, Jg. 5, Nr. 4, 01.04.1993, S. 457 – 459.

[0011] Verwiesen sei auch auf EP-A-1018665 gemäß Paragraph 54(3) EPC.

[0012] Verwiesen sei außerdem auf US-A-5870417, EP-A-0903818 und US-A-5857039.

Kurze Darstellung der Erfindung

[0013] Die vorliegende Erfindung ist in den Ansprüchen definiert.

[0014] Bei einer bevorzugten Ausführungsform ist ein Paar Wellenleiter mit einer optischen Kopplung dazwischen versehen, wobei die Wellenleiter unterschiedliche Brechungszahl-Reaktionen auf angelegte Felder haben, wodurch die optische Kopplung modifiziert wird. Bei einer Ausführungsform ist das Wellenleiterpaar in einen abstimmbaren Parallelkoppler integriert, wobei die Kopplung durch Ändern der Brechungszahl-Differenz über ein angelegtes Feld abgestimmt werden kann. Das angelegte Feld kann ein Temperaturfeld oder ein elektrisches, akustisches, Spannungs-, chemisches oder anderes Feld sein. Bei einer Sensor-Ausführungsform wird die über den Parallelkoppler gekoppelte Energie gemessen, um die Stärke eines Felds wie bei einem Temperaturfühler zu messen, wo die gekoppelte optische Energie in Bezug zu der Temperatur des Wellenleiterpaars gesetzt wird. Bei einer anderen Ausführungsform befindet sich einer der beiden Wellenleiter im Hohlraum eines Resonators, der abstimmbar mit dem anderen Wellenleiter ohne Abstimmung der Resonatorfrequenz gekoppelt ist. Bei einer weiteren Ausführungsform ist das Wellenleiterpaar in einen Kodirektionalgitterunterstützten Koppler integriert, um eine starke Abstimmung mittels Brechungszahl-Änderungen in den beiden Wellenleitern, die entgegengesetzte Vorzeichen haben, zu ermöglichen. Bei einer weiteren Ausführungsform ist das Wellenleiterpaar in eine Wellenlängen-selektive Interferenz-Anordnung, wie etwa ein matrixartig angeordnetes Wellenleitergitter, integriert, in der ein gewünschtes Raummuster von Phasenbeziehungen zwischen den Zweigen durch Anlegen eines im Wesentlichen homogenen Felds eingestellt werden kann. Bei einer speziellen Ausführungsform ist das Wellenleiterpaar aus einem Siliciumdioxidkern und einem unteren Mantel hergestellt und an zwei Wellenleitern ist ein oberer Mantel aus Siliciumdioxid mit unterschiedlichen Dicken ausgebildet, was zu unterschiedlichen Modenüberlappungen bei den Moden der beiden Wellenleiter mit einem thermooptischen Polymermaterial führt und eine Differentialänderung der Brechungszahl in Abhängigkeit von der Temperatur bewirkt. Es werden Verfahren zur Herstellung und Abstimmung der Strukturen beschrieben.

[0015] Die Erfindung dürfte unter Bezugnahme auf die folgende detaillierte Beschreibung in Verbindung mit den beigefügten Zeichnungen besser verständlich werden.

Kurze Beschreibung der Zeichnungen

[0016] Fig. 1 ist eine Ausführungsform eines mit einem Hybridgitter stabilisierten Laserchips.

[0017] Fig. 2 ist eine gepackte Ausführungsform in einer Schnittansicht eines Temperaturstabilisierten integrierten optischen Chips.

[0018] Fig. 3 ist eine Ausführungsform eines mit einem Laserchip gekoppelten konischen Wellenleiters.

[0019] Fig. 4 ist eine Darstellung der z-Änderung der Brechungszahlen der effektiven Moden der beiden gekoppelten Wellenleiter in einem Chip mit einem konischen Wellenleiter.

[0020] Fig. 5 ist eine schematische Draufsicht-Darstellung einer Anordnung gekrümmter Wellenleiter mit einer winkeligen Grenzfläche mit einer Anordnung konischer Wellenleiter.

[0021] Fig. 6 ist eine Ausführungsform eines Kopplungsbereichs zwischen einem Wellenleiter und einer V-Nut.

[0022] Fig. 7A ist eine Ausführungsform eines linsenförmigen Wellenleiter-Endes.

[0023] Fig. 7B ist eine alternative Ausführungsform eines linsenförmigen Wellenleiter-Endes.

[0024] Fig. 8 ist eine segmentierte Ausführungsform eines Kopplers für konische Wellenleiter.

[0025] Fig. 9 ist eine Ausführungsform eines Ringhybridlaserchips mit einem Kodirektionalgitterunterstützten Koppler.

[0026] Fig. 10 ist eine Ausführungsform eines Ringresonator-Hybridlaserchips mit einem Reflexionsgitter-unterstützten Koppler.

[0027] Fig. 11A ist ein seitlicher Querschnitt einer Wellenleiter-Ausführungsform mit nur einem oberen Mantel.

[0028] Fig. 11B ist ein seitlicher Querschnitt einer Wellenleiter-Ausführungsform mit zwei oberen Mänteln.

[0029] Fig. 12A zeigt eine Ausführungsform eines Hybridgitter-stabilisierten Lasers, der zum Einstellen einer Betriebsfrequenz beleuchtet ist, in einem Längsquerschnitt.

[0030] Fig. 12B zeigt eine Ausführungsform eines Hybridgitter-stabilisierten Lasers, bei dem Material zum Einstellen einer Betriebsfrequenz entfernt ist, in einem Längsquerschnitt.

[0031] Fig. 12C zeigt eine Ausführungsform eines Hybridgitter-stabilisierten Lasers, bei dem Material zum Einstellen einer Betriebsfrequenz aufgebracht ist, in einem Längsquerschnitt.

[0032] Fig. 13 ist eine Ausführungsform einer abstimmbaren Querverbindungsanordnung mit Frequenz-eingestellten Ringresonatoren.

[0033] Die Fig. 14A, Fig. 14B und Fig. 14C zeigen seitliche Querschnitte von drei Fertigungsstufen einer Wellenleiterpaar-Ausführungsform mit verschiedenen Wellenleiter-Temperaturkoeffizienten.

[0034] Fig. 15 ist ein seitlicher Querschnitt einer alternativen Wellenleiterpaar-Ausführungsform mit verschiedenen Wellenleiter-Temperaturkoeffizienten.

[0035] Fig. 16 ist ein Ablaufdiagramm eines Verfahrens zum Einstellen des freien Spektralbereichs (FSB) eines Resonators.

[0036] Fig. 17 ist eine Doppelgitter-Ausführungsform einer abstimmbaren frequenzselektiven Querverbindungsanordnung.

[0037] Fig. 18 ist eine Darstellung eines Feineinstellungsverfahrens für Doppelgitter-Resonanzanordnungen mit Frequenzabstimmung.

Bevorzugte Ausführungsformen der Erfindung

[0038] Thermooptische Materialien sind gleichermaßen praktisch und widerstandsfähig und können in optische Anordnungen, die durch In-Betrieb-Setzen eines Heizers in Betrieb gesetzt oder abgestimmt werden, integriert werden. Für Anwendungen wie Kommunikation werden jedoch wegen der Zuverlässigkeit Temperatur-unempfindliche Anordnungen benötigt. Diese Erfindung beschreibt eine außergewöhnliche Möglichkeit zum Integrieren einer hoch Temperatur-empfindlichen Abstimmkomponente in eine Anordnung, die in wichtigen Aspekten ihres Betriebs Temperatur-unempfindlich ist. Bei einer Ausführungsform der Erfindung wird ein Licht emittierender Frequenz-abstimmbarer Laser beschrieben, der innerhalb einer Gruppe von vorbereiteten Temperatur-unabhängigen Frequenzen Kanal-umgeschaltet werden kann. Bei einer weiteren Ausführungsform der Erfindung wird eine Frequenz-abstimmbare Querverbindungsanordnung beschrieben, die eine Frequenz, die innerhalb einer Gruppe von vorbereiteten Temperatur-unabhängigen Frequenzen Kanal-umgeschaltet werden kann, querverbindet.

Funktionsweise eines abstimmbaren Lasers

[0039] Wie auf dem Fachgebiet bekannt ist, spielen bei der Laserabstimmung zwei Faktoren eine Rolle, die normalerweise wechselseitig voneinander abhän-

gig sind: a) Abstimmung eines frequenzselektiven Elements, wie etwa eines Gitters, in dessen Wechselwirkungsband der Betrieb erfolgt, und b) Abstimmung der longitudinalen Moden des Lasers, die die genaue optische Frequenz bestimmen, die in dem Band des frequenzselektiven Elements lasert. Bei dem DBR-Laser wird beispielsweise durch Ändern der Chip-Temperatur sowohl die Gitter- als auch die Modenfrequenz, normalerweise mit verschiedenen Geschwindigkeiten, geändert, was zu einem Modensprungverhalten führt.

[0040] In dieser Erfindung werden Mittel zum Temperatur-unabhängig-Machen des freien Spektralbereichs (FSB) des Resonators für eine hohe Zuverlässigkeit beschrieben. Weiterhin kann die optische Umlauf-Weglänge des Resonators nach hier beschriebenen Verfahren eingestellt werden, um den FSB so einzustellen, dass er gleich einem festgelegten Frequenzkanalabstand ist. Der Resonator wird dadurch so präpariert, dass er auf den gewünschten optischen Frequenzen lasert. Wenn der Resonator athermisch gestaltet ist, kann er auch einen Absolutfrequenzbezug zu den Übertragungskanalfrequenzen unabhängig von Umgebungstemperatur-Abweichungen herstellen, und es brauchen keine externen Bezugsanordnungen, wie etwa Wellensperren, vorgesehen zu werden. Der freie Spektralbereich eines Resonators ist durch

$$FSB = c/(nL)_{eff} \quad (1)$$

gegeben, wobei die optische Umlauf-Weglänge $(nL)_{eff}$

$$(nL)_{eff} = \Sigma_i(n_{i\text{-}eff}L_i) \quad (2)$$

ist und wobei $n_{i\text{-}eff}$ die effektive Brechungszahl der Mode in dem i-ten Segment ist, durch das Licht in dem Resonator hindurchgeht, L; die physische Länge des it-en Segments ist und sich die Summe auf alle Wegsegmente bezieht, durch die das Licht in einem Umlauf des Resonators hindurchgeht. Die effektive Brechungszahl einer optischen Mode in einem Wellenleiter ist die Brechungszahl eines äquivalenten homogenen Mediums, die einer ebenen Welle die gleiche Ausbreitungskonstante

$$\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda \quad (3)$$

oder Wellenzahl verleihen würde (wenn sich das elektrische Feld der Mode als $E \propto e^{i\beta z}$ entlang Ausbreitungsrichtung ändert).

[0041] Bei einem Aspekt der vorliegenden Erfindung kann der freie Spektralbereich des Resonators so gestaltet werden, dass er gleich einem vorgegebenen DWDM-Kanalabstand ist, der von einem Systemintegrator oder von der ITU festgelegt wird. Bei der bevorzugten Ausführungsform beträgt der FSB 50 GHz, sodass die effektive Umlauf-Weglänge des Resonators 6000 Mikrometer beträgt. Bei dem in Fig. 1 gezeigten Linearresonator und einer bevorzugten Länge eines InP-Halbleiterlaserchips von 400 Mikrometern bei einer Brechungszahl von 3,3 beträgt die optische Weglänge des Wellenleiters zwischen dem Rand des Laserchips und dem Beginn des Gitters etwa 1680 Mikrometer. Wenn die effektive Brechungszahl des Wellenleiters etwa 1,45 beträgt, beträgt seine physische Länge etwa 1160 Mikrometer, wenn man den kleinen Stirnflächenkopplungsspalt zwischen den beiden Wellenleitern ignoriert.

[0042] Bei einer Abwandlung der bevorzugten Ausführungsform ist der freie Spektralbereich des Resonators so gestaltet, dass er gleich einem rationalen Bruch eines gewünschten Übertragungskanalabstands ist:

$$FSB = (\text{Übertragungskanalabstand})\cdot n/m \quad (4),$$

wobei n und m ganze Zahlen sind. Wenn der gewünschte Kanalabstand beispielsweise 50 GHz ist, ist FSB = 50·n/m (GHz). Das kann zweckmäßig sein, wenn n/m < 1 ist, um die physische Länge des Resonators um einen Faktor m/n zu vergrößern, wodurch Konstruktions- und Herstellungsfragen vereinfacht werden. Wenn in einem Beispiel n = 1 und m = 2 ist, beträgt der rationale Bruch ½ und die gewünschte optische Umlauf-Weglänge des Resonators beträgt 12.000 Mikrometer, was mehr als doppelt so viel Raum in dem Resonator für Temperaturkompensationsmaterial, Verjüngung usw. lässt. In diesem Fall sind die Anforderungen an die Gitterabstimmung zwar immer noch die Gleichen, aber die Laserfrequenz springt in 25-GHz-Inkrementen, wenn das Gitter kontinuierlich abgestimmt wird, wobei jeder zweite Sprung die optische Frequenz zu einem gewünschten Übertragungskanal bringt. (Einige Übertragungssysteme können den 25-GHz-Abstand verwenden, dabei ist für diese Resonatorlänge m = 1.) Oder wenn n > 1 ist, kann es zweckmäßig sein, aufeinander folgende adressierte Frequenzkanäle zu überlagern. Wenn in einem anderen Beispiel n = 2 und m = 1 ist, beträgt der rationale Bruch 2 und der Laser springt nacheinander zu jedem zweiten Übertragungskanal, was zum Überlagern von zwei Anordnungen im Frequenzbereich oder zum Erhöhen der Stabilität der Anordnungen gegen Störungen, Alterung und Abweichungen zweckmäßig sein kann. Diese Verfahren können auch wie in einem anderen Beispiel, mit n = 2 und m = 3, kombiniert werden, wo die optische Umlauf-Weglänge 9000 Mikrometer beträgt und die Laserfrequenz während des Betriebs zunächst auf +33,3 GHz, dann auf +66,6 GHz, wobei beide Frequenzen zwischen den Übertragungskanälen liegen, und dann auf +100 GHz, eine Übertragungsfrequenz zwei 50-GHz-Intervalle vom Ausgangskanal entfernt, springt.

Afhermischer Resonator

[0043] Bei einem weiteren Aspekt der Erfindung kann ein Bereich eines thermooptischen Polymers in den Laserresonator integriert werden, wo der negative thermooptische Koeffizient genutzt wird, um einen athermischen freien Spektralbereich zu erzeugen. Damit der FSB athermisch oder unabhängig von der Anordnungstemperatur wird, können die Anordnungsparameter so gewählt werden, dass sie die Beziehung

$$d(nL)_{eff}/dT = \Sigma_i(dn_{i\text{-}eff}/dT \cdot Li + n_{i\text{-}ff} \cdot dL_i/dT) = 0 \qquad (5)$$

innerhalb einer Toleranz erfüllen, wobei die Summe aller unterschiedlichen Längssegmente des Resonators entlang der optischen Wellenlänge ermittelt wird, siehe K. Tada et al., Optical and Quantum Electronics, 16, 463 (1984). Da diese Größen bei den üblichen nichtpolymeren Materialien, wie etwa Siliciumdioxid, Silicium, InP, GaAs, Glas, Lithiumniobat, Lithiumtantalat usw., alle positiv ist, wird ein Verfahren mit einem Hybrid- oder Mehrfachmaterial benötigt. Das herkömmliche Verfahren zum Herbeiführen der Temperaturkompensation besteht darin, zu erreichen, dass ein großer Quotient dL/dT bei einer der Längen L; bei der vorgenannten Summierung (normalerweise eine Weglänge in Luft) gleich der Differenz zwischen zwei großen Längen (normalerweise überhängende Elemente bei einer Stützkonstruktion, wobei das eine von dem Resonator weg zeigt und das andere zu dem Resonator hin zeigt) ist. Dadurch, dass ein nach innen zeigendes Element so gewählt wird, dass es einen größeren Wärmeausdehnungskoeffizienten als das entsprechende nach außen zeigende Element hat, kann die Stützkonstruktion so angeordnet werden, dass die Weglänge L; mit steigender Temperatur verkürzt wird, siehe beispielsweise W. Morey, US-Patent Nr. 5.042.898, 27.08.1991, „Incorporated Bragg filter temperature compensated optical waveguide device" („Temperaturkompensierte Lichtwellenleiter-Anordnung mit eingebautem Braggschen Filter"), und J.-M. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999, „Thermal compensators for waveguide DBR laser sources" („Temperaturkompensatoren für Wellenleiter-DBR-Laserquellen").

[0044] Bei einer bevorzugten Ausführungsform der vorliegenden Erfindung wird ein Polymermaterial verwendet, um einen negativen thermooptischen Koeffizienten in dem Mantel des Wellenleiters zu erzielen, und die Wellenleiter-Ausführung wird für eine negative Netto-Änderung der Brechungszahl mit der Temperatur eingestellt. Die Länge des Polymersegments in dem Resonator kann innerhalb einer Toleranz so lange eingestellt werden, bis Gleichung (5) im Wesentlichen erfüllt ist. Es ist zu beachten, dass das verwendete Material nicht unbedingt ein Polymer sein muss; alles, was benötigt wird, ist der negative thermooptische Koeffizient. Dieses Material wird in dem Resonator angeordnet, um die Summierung in Gleichung (5) zu beeinflussen. Da es die effektive Brechungszahl ist, die in Gleichung (5) erscheint, reicht es aus, dass etwas optische Energie, die sich in der optischen Mode ausbreitet, durch das Material mit dem negativen Koeffizienten in nur einem Segment der Umlauf-Weglänge hindurchgeht. Das Polymermaterial kann im Mantel oder im Kern oder in beiden Teilen des optischen Wellenleiters verwendet werden. Da der thermooptische Koeffizient von Polymeren meistens groß ist, braucht nur ein Teil des optischen Modenvolumens, das von der optischen Mode bei einem Durchgang durch den optischen Resonator überstrichen wird, von einem Polymer eingenommen zu werden.

[0045] Der Resonator wird vorzugsweise ebenfalls athermisch gemacht, ohne den FSB zu ändern. Das bevorzugte Verfahren zur Erreichung dieses Ziels besteht darin, den Überlappungsfaktor und den Temperaturkoeffizienten des Polymers so einzustellen, dass die optischen Weglängen die Werte behalten, die für den gewünschten FSB benötigt werden. Bei den vorgenannten Längen ist ein Umlauf durch den Diodenlaser mit etwa 0,2 Mikrometer/°C an dem ersten Glied von Gleichung (5) beteiligt. Eine Temperaturkompensation wird durch den Polymer-Wellenleiter erreicht, wenn sein Netto-Temperaturkoeffizient (die Änderung der effektiven Brechungszahl mit steigender Temperatur) etwa -9×10^{-5} °C^{-1} beträgt. (Das zweite Glied von Gleichung (5) ist klein.) Während das Kernmaterial bei der bevorzugten Ausführungsform einen positiven Temperaturkoeffizienten hat und von dem intensivsten Teil des Strahls durchdrungen wird, hat das Polymer-Mantelmaterial einen so großen negativen Koeffizienten, dass es beim Kompensieren des gesamten Resonators effektiv sein kann.

[0046] Der Teil der optischen Moden-Energie in dem Wellenleiter, der sich in dem Polymer-Kompensationsmaterial ausbreitet, ist durch den Überlappungsfaktor Γ_c

Γ_c = (Moden-Energie, die sich in dem Polymer ausbreitet)/(Moden-Gesamtenergie) (6)

gegeben, der in Abhängigkeit von der Gestaltung des Wellenleiterkerns und der Platzierung des optischen Polymers in dem Bereich von einigen Zehnteln eines Prozents bis zu 40 % oder mehr liegen kann. Bei dem bevorzugten Hochkontrast-Wellenleiter mit einem Querschnitt von 2 µm × 2 µm, einem Siliciumdioxid-Gehalt von 2 % und Siliciumdioxid-Mantel dringen die Exponential-Enden der Mode weit außerhalb des Kerns in den Polymermantel ein, wie nachstehend in Zusammenhang mit **Fig. 11A** beschrieben wird. Unterstellt man, dass die Brechungszahl des Polymers bei der bevorzugten Ausführungsform (z. B. durch Halogenierung und/oder Mischen) so eingestellt worden ist, dass sie gleich der von reinem Sili-

ciumdioxid ist, ist der Überlappungsfaktor Γ etwa 40 %, da das Polymermaterial den Mantel an drei von vier Seiten des rechteckigen Wellenleiterkerns bildet. Mit einem Polymermaterial mit einem dn/dT von etwa -23×10^{-5} °C^{-1} wird eine Temperaturkompensation dieses Resonators erreicht. Materialien mit einem größeren negativen dn/dT können bei einer Ausführung verwendet werden, die einen verhältnismäßig kleineren Überlappungsfaktor oder eine geringere physische Länge durch das negative dn/dT-Material hat. Wenn beispielsweise ein Material mit einem dn/dT von 34×10^{-5} °C^{-1} verwendet wird, wird der gewünschte Überlappungsfaktor bei der vorgenannten Struktur auf etwa 26 % verringert.

[0047] Die Toleranz, innerhalb der Gleichung (5) erfüllt wird, hängt von der Anwendung ab. Bei der Kommunikationsanwendung kann eine Modenfrequenzverschiebung eines Teils des Übertragungskanalabstands von etwa 5 GHz über einen Temperaturbereich von Betriebstemperaturen toleriert werden, die nur einen Teil eines Grads bei temperaturgeregelten Anordnungen oder bis zu 5 °C, 50 °C oder noch höher bei ungeregelten Baugruppen betragen könnten. Ein Bereich von 50 °C würde eine Toleranz von etwa ±0,001 µm/°C in Gleichung (5) bedeuten. Um diese Toleranz in einer wirklichen Anordnung zu erreichen, werden die Wellenleiterlängen und der dn/dT des Polymers vorzugsweise auf eine Genauigkeit von einem Teil eines Prozents gesteuert. In Abhängigkeit von den Parameterwerten kann die Toleranz für die Resonatorlänge auf etwa 10 Mikrometer steigen (beispielsweise bei einem großen Kanalabstand con 400 GHz) oder sie kann unter einen Mikrometer fallen (bei einem geringen Kanalabstand).

[0048] Wenn das Gitter mit der vorstehend beschriebenen temperaturkompensierten Wellenleiter-Ausführung integriert wird, entsteht ein günstiger breiter Abstimmbereich. Der Abstimmbereich des Polymermantelgitters **130** oder **132** ist aufgrund des großen thermooptischen Koeffizienten und des großen Überlappungsfaktors des Polymers groß. Wenn die Temperatur des Gitterpolymers über einen Bereich von 100 °C abgefühlt wird, wird die Gitterwellenlänge über etwa 9 nm für den vorgenannten Fall des Polymermaterials mit -23×-10 °C^{-1} und einem Überlappungsfaktor von 40 % abgestimmt.

[0049] Bei Betrieb stellt sich die Anordnung auf ein bestimmtes Temperaturprofil entlang dem optischen Weg des Resonators ein. Der Laserverstärker erzeugt Wärme und steigt auf eine größere Temperatur als die des Polymer-Wellenleiters. An der Anordnung angebrachte Heizer oder Kühler, wie etwa ein Substratheizer oder der thermoelektrische Kühler (TE-Kühler), der in Zusammenhang mit Fig. 2 beschrieben ist, können ebenfalls die Temperaturen des Verstärkungsabschnitts und des Wellenleiters innerhalb des Resonators ändern. Wenn die in Betrieb befindliche Anordnung das Gleichgewicht erreicht hat, ändert sich zwar das Temperaturprofil räumlich entlang dem Wellenleiter, ist aber zeitlich gleichbleibend. Änderungen der Umgebungstemperatur führen zu einer Änderung des gesamten Profils um einen annähernd konstanten Betrag. Insbesondere wenn die Temperaturleitfähigkeit des Substrats hoch ist, wie es bei dem bevorzugten Siliciumdioxid-Substrat der Fall ist, führen Änderungen der Umgebungstemperatur zu räumlich gleichmäßigen Änderungen des Temperaturprofils. Diese Temperaturänderungen ändern die Modenpositionen oder den FSB in einem athermischen Resonator nicht wesentlich, wie durch Gleichung (5) beschrieben.

Laser-Ausführungsform

[0050] Fig. 1 zeigt eine bevorzugte Ausführungsform eines abstimmbaren Halbleiterlaserchips **100**. Ein Halbleiterlaserchip **110** ist auf ein Substratchip **120** Flip-Chip-gebondet, sodass ein Hybrid aus zwei integrierten Wellenleiterchips entsteht. Der Laserchip ist vorzugsweise aus InP hergestellt, sodass er im 1550-nm-Bereich oder 1310-nm-Bereich emittiert. Wellenleiter **112** und **114** ermöglichen eine optische Verstärkung, wenn sie mit einem ausreichenden Injektionsstrom erregt werden, über ein Betriebsband von optischen Frequenzen mit einer gewünschten Wellenlänge, wie etwa 1550 nm oder 1310, 980, 860, 780, 630 oder 500 nm, oder einen anderen geeigneten Wellenlängenbereich. Für einen 1550-nm-Laser beträgt eine typische Verstärkungsbandbreite etwa 50 nm (wie etwa von 1520 bis 1570 nm oder von 1560 bis 1610 nm) und sie überlappt einen Teil der Verstärkungsbandbreite eines Er-dotierten Lichtwellenleiterverstärkers entweder in dem herkömmlichen Band oder in einem der erweiterten Betriebsbänder. Die Verstärkungsbandbreite kann bei einem geringeren Injektionsstrom kleiner sein oder bis 120 nm oder mehr bei einem starken Injektionsstrom und einer geeigneten Quantenquellen-Ausführung betragen. Die beiden Wellenleiter **112** und **114** des Laserchips sind in der x-z-Ebene so ausgerichtet, dass sie mit zwei auf dem Substratchip hergestellten passiven Wellenleitern **122** und **124** (die keine Verstärkung ermöglichen) stirnflächengekoppelt sind. Ein wesentlicher Teil der von den Laserwellenleitern **112** und **114** emittierten Energie wird in die integrierten Planarwellenleiter **122** und **124** eingekoppelt, wo der Kopplungsverlust vorzugsweise weniger als 10 dB oder sogar weniger als 4 dB beträgt. Die vertikale Ausrichtung des Laserchips **110** (in y-Richtung) wird durch Steuern der Dicken der Prozessschichten in und auf dem Laserchip und dem Substrat erhalten. Von den Laserwellenleitern **112** und **114** emittiertes Licht wird in die Wellenleiter **122** und **124** in dem ausgerichteten stirnflächengekoppelten Kopplungsbereich eingekoppelt. Alternative Verstärkungsbereiche beinhalten Änderungen in dem aktiven Bereich von Halbleiterdiodenlasern und Lichtwellenleiterlasern, Farbstofflasern,

Farbzentrumslasern, Festkörperlasern allgemein oder anderen Verstärkungsmedien, die eine optische Verstärkung über ein zweckmäßiges Frequenzband liefern können.

[0051] Konische Wellenleitersegmente **126** und **128** können verwendet werden, um die Kopplungsleistung zwischen den unterschiedlich gestalteten Wellenleitern **112**, **114** und **122**, **124** zu verbessern (siehe Fig. 3, Fig. 4, Fig. 7A, Fig. 7B und Fig. 8).

[0052] Die Wellenleiter **122** und **124** können auf dem Substrat **120** mit einem von zahlreichen üblichen Herstellungsverfahren integriert werden. Bei dem bevorzugten Verfahren werden, wie auf dem Fachgebiet bekannt, Siliciumdioxid-Wellenleiter mit niedrigem Verlust und guter Reproduzierbarkeit unter Verwendung des Flammenhydrolyseverfahrens hergestellt. Bei der Flammenhydrolyse werden Schichten von Teilchen, die in einer Flamme entstehen (Siliciumdioxid-Ruß), auf die Oberfläche mit einer chemischen Zusammensetzung abgeschieden, die von den in die Flamme gegebenen Materialien bestimmt wird. Das Verdichten der Teilchen zu einer festen Schicht erfolgt normalerweise in einem nachfolgenden Hochtemperatur-Verdichtungsprozess. Solche Wellenleiter sind mit verschiedenen Brechungszahlkontrasten, für die Ge-dotiertes Kernmaterial verwendet wird, unter anderem 0,4 %, 0,75 % und 2 %, im Handel erhältlich. Ge-dotiertes Material hat den weiteren Vorteil, dass es empfindlich gegen UV-Bestrahlung ist, wie auf dem Fachgebiet bekannt, was die Herstellung von strukturierten Bereichen mit einer größeren Brechungszahl (wie etwa ein Gitter) durch Einwirkung von gemusterten Lichtstrahlen ermöglicht. Bekanntlich haben auch andere Dotanden eine lichtempfindliche Brechungszahl, was eine Folge einer Änderung der Valenzstufe sein kann. Bei Bedarf sind sehr zweckmäßige Schichtdicken möglich, unter anderem Kerndicken im Bereich von 1 bis 10 Mikrometern und darüber und Manteldicken im Bereich von wenigen Mikrometern bis mehreren Hundert Mikrometern. Kanal-Wellenleiter können großtechnisch nach Kundenwunsch hergestellt werden. Kanal-Wellenleiter werden normalerweise durch reaktives Ionenätzen (RIE) nach Aufdampfung des Kernmaterials auf das untere Mantelmaterial hergestellt. In dem RIE-Schritt wird das Kernmaterial mit der größeren Brechungszahl außerhalb von maskierten Bereichen, wo eine Retention gewünscht wird, abgetragen, um eine Lichtleitung zu ermöglichen. Anschließend an die Herstellung des Kanal-Wellenleiters kann je nach Kundenwunsch ein oberer Mantel aus Siliciumdioxid aufgebracht werden oder auch nicht. Wenn ein oberer Mantel aufgebracht wird, ist sein Material normalerweise mit dem Material des unteren Mantels (reines Siliciumdioxid) hinsichtlich der Brechungszahl identisch und das obere Mantelmaterial umgibt das Kernmaterial an allen Seiten. Bei der bevorzugten Ausführungsform haben wir Hochkontrast-Wellenleiter-Kernmaterial mit einem Siliciumdioxid-Gehalt von 2 % und einer Kanal-Abmessung von 2 µm × 2 µm gewählt.

[0053] Als Alternative können die Wellenleiter aus aufgeschleuderten Polymerschichten hergestellt werden, die chemisch mit einer erhöhten Brechungszahl für die Kernschicht gewählt werden und mittels RIE strukturiert werden. Zu alternativen Substrate gehören InP, GaAs, Glas, Siliciumdioxid, Lithiumniobat, Lithiumtantalat usw. Zu alternativen Wellenleitermaterialien gehören Oxide wie Ta_2O_5, Nb_2O_5, TiO_2, HfO_2 und SiO_2, Halbleiter wie Silicium, GaAs, InP, Polymere und dotierte oder gemischte Varianten aller vorgenannten Materialien mit verschiedenen Dotanden, unter anderem Phosphor, Wasserstoff, Titan, Bor, Stickstoff und andere. Zu den alternativen Herstellungsverfahren zählen Eindiffusion, Zerstäubung, Aufdampfung, Nass- und Trockenätzen, Laser-Ablation, Bleichen und andere. Es sind auch zahlreiche verschiedene Wellenleiterstrukturen möglich, unter anderem Planar-, Rechteck-, elliptische, Rippen-, vergrabene Rippen-, umgekehrte Rippen-, diffundierte, Luftmantel-, Hohl-, ummantelte, Mantel-abgestreifte, Dreischicht-, Vierschicht-, Fünfschicht- usw. Strukturen. Kombinationen der vorgenannten Materialien, Verfahren und Strukturen können verwendet werden, solange die Prozessabläufe kompatibel sind (d. h. nicht zu Zersetzung, Schichtenspaltung oder inakzeptabler chemischer Veränderung oder physikalischer Modifikation der Materialien des halbbearbeiteten Artikels führen), die optischen Verluste entsprechend niedrig sind (d. h. unter 10 dB/cm bei sehr kurzen Chips und unter etwa 1 dB/cm bei längeren Wellenleitern) und das transversale Brechungszahl-Profil der fertigen Struktur eine lokal höhere Brechungszahl als angrenzende Materialien in mindestens einer Dimension hat, sodass zumindest ein Planarwellenleiter, der Licht in einer Dimension leitet, oder ein Kanal-Wellenleiter, der Licht in zwei Dimensionen leitet, entsteht.

[0054] Fig. 11A zeigt die bevorzugte Ausführungsform der Wellenleiter **122** und **124** von Fig. 1 im Querschnitt. Die Wellenleiter haben eine Polymerstruktur, die mit einem unteren Mantel aus Siliciumdioxid, einem strukturierten Ge-dotierten Siliciumdioxid-Kern und einem oberen Mantel aus einem Polymermaterial hergestellt ist, dessen Brechungszahl so gewählt ist, dass sie ungefähr gleich (innerhalb einer Toleranz von weniger als etwa 1,5 %) der Brechungszahl des unteren Siliciumdioxid-Mantels ist. Das bevorzugte Polymermaterial ist ein deuteriummarkiertes und halogeniertes Polysiloxan, wie es in M. Amano, US-Patent Nr. 5.672.672, 30.09.1997, als Zusammensetzung (G), (H), (13), (14), (18), (20), (23) oder (24) beschrieben ist. Es können auch andere Polymermaterialien, unter anderem optisch deuteriummarkierte und halogenierte Polysiloxane, Acrylate, Polyimide, Polycarbonate usw., verwendet werden,

um die optischen Verluste im Infrarotbereich zu verringern und die Brechungszahl und die Haftung an anderen Schichten einzustellen. In Abhängigkeit von den Schichtdicken, Wellenleiterstreifenbreiten und Brechungszahlen breitet sich ein wesentlicher Teil der Moden-Energie im Polymermantel aus. Dieser Teil kann von einem sehr kleinen Teil von einem Prozent bis zu mehreren zehn Prozent reichen. Der Querschnitt des Wellenleiters **1100** zeigt die optische Mode **1180**, die durch Intensitätskonturpegel dargestellt ist, die sich entlang einem Kanal-Wellenleiter ausbreiten, der aus dem Blatt austritt. Der Kanal-Wellenleiter ist auf einem Siliciumsubstrat **1170** mit einem unteren Siliciumdioxid-Mantel **1144** hergestellt, und in eine quadratische Rippe **1140**, die den Kern des Wellenleiters bildet, ist eine anfangs homogene Ge-dotierte Schicht geätzt. Auf die Rippenschicht ist eine obere Polymerschicht **1142** aufgeschleudert, die eine kleine Erhebung über der Rippe zeigt, die durch unvollständige Planarisierung bei der Schleuderbeschichtung und Aushärtung entstanden ist.

[0055] Die Struktur **1120** ist eine Elektrode. Ihre Verwendung und Eigenschaften sind je nach Beschaffenheit der verwendeten Materialien etwas unterschiedlich. Bei der bevorzugten thermooptischen Polymer-Anordnung ist die Schicht **1142** ein thermooptisches Polymer, und die Elektrode **1120** ist ein Widerstandsstreifen zum regelbaren Erwärmen der Struktur des Wellenleiters. Das Material **1142** ist elektrooptisch, wie etwa ein gepoltes nichtlineares Polymer, oder die Struktur **1120** ist beispielsweise eine Elektrode zum Anlegen eines elektrischen Felds über das Material **1142** zu einer anderen Elektrode, die entfernt sein kann, wie etwa auf der Rückseite des Substrats oder einer Bauelementwand oder auf der dargestellten Oberseite, aber von der Elektrode **1120** seitlich versetzt ist.

[0056] Fig. 11B zeigt eine alternative Wellenleiter-Ausführungsform mit Schlitzelektroden **1122** und **1124**, einer unteren Elektrode **1126**, die unter dem unteren Mantel vorgesehen ist, und zusätzlichem oberen Mantelmaterial **1141**. Bei den gezeigten unteren Elektroden wird die Schaltspannung einer elektrooptischen Anordnung verringert, da die Trennung zwischen so angeordneten Elektroden klein ist. Wenn das Material **1142** beispielsweise ein Polymerdispergierter Flüssigkristall (PDLC) ist, kann eine Schlitzelektrodenstruktur verwendet werden, um das Anlegen von vertikal und lateral orientierten Feldern zu ermöglichen. Dadurch kann die Richtung des angelegten elektrischen Felds gedreht werden und seine Stärke kann geändert werden, wodurch die TE- und TM-Brechungszahl der PDLC-Schicht **1142** geändert wird. Bei weiteren Abwandlungen kann das Material **1140**, **1144** oder **1141** abstimmbares Material mit thermooptischen, elektrooptischen und anderen Eigenschaften sein.

[0057] Die Wellenleiter **112** und **114** sind vorzugsweise nahe einer Vorderseite **118** des Laserchips gekrümmt, sodass die mit der Erhebung verbundenen Grenzflächen in einem Winkel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts in den Wellenleitern liegen, wodurch die Rückkopplung aus dem Kopplungsbereich verringert wird. Die Vorderseite **118** kann alternativ entspiegelt, Indexangepasst usw. werden. Mit diesen Maßnahmen wird die Rückkopplung von der Vorderseite gegenüber der frequenzselektiven Rückkopplung von den Gittern **130** und **132** gemindert, was die Stabilität des Systems erhöht.

[0058] Fig. 5 zeigt eine detaillierte Draufsicht des Kopplungsbereichs zwischen dem Diodenlaserchip **110** und dem Wellenleiter **122**. Die Laserwellenleiterstruktur **112** trifft mit einer Rückseite **116** des Diodenlasers, die mit einem Material mit einem hohen Reflexionsvermögen (HR-beschichtet) beschichtet ist, in einem fast normalen Einfallswinkel zusammen, was eine gute Kopplung des Lichts, das von der Fläche **116** zurück in den Wellenleiter reflektiert wird, bewirkt. Der Wellenleiter ist jedoch vorzugsweise in einem Bereich **510** mit einem Krümmungsradius R gekrümmt, sodass er mit der Vorderseite **118** (die vorzugsweise parallel zur Rückseite **116** ist) in einem Winkel θ_i zusammentrifft. Die Arbeitsweise von gekrümmten Wellenleiterdioden ist in C.-F. Lin et al., IEEE Phot. Tech. Lett., 8, 206 (1996) näher beschrieben. Der Winkel θ_i wird so gewählt, dass er so groß ist (vorzugsweise 8°), dass der Reflex von der Grenzfläche an der Fläche **118** nicht wieder in den Wellenleiter eintritt, was eine Rückkopplung von dieser Grenzfläche verhindert. Der gewünschte Mindestwinkel hängt von dem Kontrast und den Abmessungen des Wellenleiters ab, aber als grobe Daumenregel kann er größer als etwa 5° für einen dichten Wellenleiter gewählt werden. Da die effektive Brechungszahl innerhalb des Laserchips n ca. 3,3 ist und die effektive Brechungszahl des konischen Wellenleiterkerns **126** ca. 1,49 ist, beträgt der Winkel θ_r des Ausgangswellenleiters etwa 18°.

[0059] Wie unter Bezugnahme auf Fig. 3 erwähnt worden ist, wird ein Material mit passender Brechungszahl vorzugsweise in dem Spalt zwischen dem Laserchip **110** und der Wellenleiterstruktur **126** und **122** aufgebracht. Der Spalt ist in Fig. 3 zwischen dem Wellenleiter **330** und dem Wellenleiter **320** deutlicher dargestellt. Der Grenzflächenbereich umfasst zwei Grenzflächen, eine zwischen dem Wellenleiter **320** und dem Material in dem Spalt und eine zweite zwischen dem Material im Spalt und dem Wellenleiter **330**. Der Spalt kann mit Luft, Vakuum oder einem Material mit einer Brechungszahl gefüllt werden, die nahe an dem geometrischen Mittel der effektiven Brechungszahlen der Wellenleiter **320** und **330**, jedoch vorzugsweise etwas darüber liegt. (Wenn die Wellenleiterstrukturen **122** und **126** nach dem Anbringen des Diodenlasers auf dem Substrat hergestellt

werden, ist möglicherweise kein Spalt an dieser Grenzfläche.)

[0060] Als Alternative zu der in Fig. 1 gezeigten Anordnung mit der Stirnflächenkopplung zwischen den beiden Wellenleitern können zahlreiche weitere Kopplungsmöglichkeiten verwendet werden, unter anderem Linsenkopplung, Gitterkopplung und Parallelkopplung (einschließlich Vertikalkopplung) und Gitter-unterstützte Kopplung, wie auf dem Fachgebiet bekannt ist. Bei der vertikalen Kopplung ist der Wellenleiter **122** parallel zu dem Diodenlaser-Wellenleiter **112** und vertikal von diesem getrennt angeordnet, was erreicht wird, wenn der Wellenleiter **122** direkt auf dem Diodenlaser-Wellenleiter hergestellt wird. Die Kopplung zwischen den beiden Wellenleitern kann die eines Breitband-Richtungskopplers oder eines Gitter-unterstützten Kopplers eines schmaleren Bands sein.

[0061] Überwachungs-Fotodioden **140** und **142** können so angeordnet werden, dass sie einen Teil des von dem Laserchip erzeugten Lichtes empfangen, in diesem Fall nahe der Rückseite **116** des Lasers, die vorzugsweise mit einem spiegelnden Belag mit hohem Reflexionsvermögen beschichtet ist, aber immer noch einen Teil des auf die Fläche auftreffenden Lichts durchlässt. Wie dargestellt, sind die Überwachungs-Fotodioden **140** und **142** vorzugsweise Wellenleitersensoren, die mit den Laserwellenleitern **112** und **114** stirnflächengekoppelt sind. Diese Stirnflächenkopplung ist nicht kritisch, da die Laserenergie hoch ist und eine hohe Sensorleistung nicht kritisch ist. Ein großer Abstand zwischen den Laser- und Überwachungschips in der Größenordnung von 50 μm oder mehr ist akzeptabel und ermöglicht eine geringere Positionierungstoleranz für diesen Chip. Bei Bedarf kann alternativ eine von zahlreichen bekannten Konfigurationen für die Anordnung von Oberflächen-Fotodioden verwendet werden.

[0062] Die Gitterbereiche **130** und **132** sind abstimmbare frequenzselektive Rückkopplungsstrukturen, die einen Teil des sich in den Wellenleitern **122** und **124** ausbreitenden Lichts reflektieren und dadurch eine Rückkopplung in die Laserchips und eine Bestimmung der Wellenlängenbereiche, in denen die Laser oszillieren, ermöglichen [siehe E. I. Gordon, US-Patent Nr. 4.786.132, 22.11.1988, „Hybrid distributed Bragg reflector laser" („Hybridlaser mit verteilten Braggschen Reflektoren")]. Die Gitter **130** und **132** und die Rückseite **116** des Laserchips bilden die Resonatorspiegel für den Laser-Oszillator eines Gitterstabilisierten Hybridlasers mit externem Resonator. Die Wellenleiter **112** und **114**, die Stirnflächenkopplungsbereiche und jeweils ein Segment der Wellenleiter **122** bzw. **124**, das die Verjüngung aufweist, bilden den optischen Weg im Resonator zur Ausbreitung der optischen Energie in dem Resonator. Diese Gitterbereiche **130** und **132** sind in einem von den konischen Kopplungsbereichen **126** und **128** getrennten Segment der Wellenleiter **122** und **124** dargestellt. Diese getrennten Segmente der Wellenleiter können hinsichtlich Struktur und Material mit den anderen Segmenten des Wellenleiters identisch sein oder können von diesen abweichen. Die Gitterstruktur kann in der Kernschicht **1140**, einer der Mantelschichten **1141**, **1142** oder **1144** oder in mehreren Schichten hergestellt werden.

[0063] Wenn der Ansteuerstrom durch den Laserwellenleiter **112** einen Schwellenwert überschreitet, wird die bereitgestellte Verstärkung größer als der optische Umlaufverlust des Oszillators, und der Laserbetrieb wird möglich. Der FSB des Linearresonators von Fig. 1 wird von der optischen Weglänge zwischen dem ersten Gitter-Element und der Rückseite **116** des Laserverstärkerchips bestimmt. Die Phasen der Teilwellen der Reflexionen von den anderen Gitter-Elementen werden addiert, um die Spektralcharakteristik der Gitterreflexion zu ermitteln. Diese Teilwellen bestimmen auch gemeinsam die Amplitude und Phase des Gitterreflexionskoeffizienten an der Position des ersten Gitter-Elements. Änderungen der Brechungszahl innerhalb des Gitters beeinflussen zwar sein Spektrum, nicht jedoch den FSB des Resonators, gleichgültig, ob diese Änderungen der Brechungszahl gleichmäßig sind oder ein kompliziertes Profil durch Erwärmen, Anlegen eines elektrischen Felds an das elektrooptische Material, Aufbringen einer Spannung usw. haben.

[0064] Für den Einfrequenzbetrieb, der für Übertragungen mit einer großen Bandbreite erforderlich ist, ist die Breite des Gitter-Wechselwirkungsbands vorzugsweise viel kleiner als die Verstärkungsbandbreite des Verstärkers, aber sie ist mit dem FSB des Resonators vergleichbar, der den Verstärkungswellenleiter enthält. Wenn die Halbwertsbreite des Hauptgitterreflexionsbands gleich dem Abstand der longitudinalen Moden ist, wird nur eine Mode auf einmal gelasert. Nachbarmoden haben eine geringere Verstärkung und werden so lange unter dem Schwellenwert gehalten, bis das Gitterband weit genug abgestimmt ist, um die Modenverstärkung von zwei Nachbarmoden gleichzumachen. Wenn während der Abstimmung die Verstärkungsgleichheit für zwei Moden erreicht ist, springt die Betriebsfrequenz des Lasers plötzlich von der oszillierenden Mode zur Nachbarmode, mit der das Gitter nach unten abgestimmt wird. Es ist zwar möglicherweise ausreichend, wenn die Halbwertsbreite des Gitterbands wesentlich größer als der FSB ist, aber die Laserstabilität wird beeinträchtigt, wenn die Bandbreite wesentlich größer wird. Es gibt zwar einige Vorteile, die Bandbreite kleiner als den Abstand der longitudinalen Moden zu machen, aber der Laser könnte mit fortschreitender Abstimmung leistungsmoduliert oder sogar ausgelöscht werden.

[0065] Durch Modulieren des Ansteuerstroms kann die Laser-Intensität moduliert werden, wodurch die Ausgangsleistung, die aus den Wellenleitern **122** und **124** in die Ausgangsfasern eingekoppelt wird, moduliert wird. Die Wellenleiter **122** und **124** können mit getrennten Daten moduliert werden, was mehrere unabhängige Ausgangskanäle ermöglicht, oder sie können gleichzeitig mit dem gleichen Datenstrom moduliert werden, was eine Anordnung mit zwei Ausgängen ermöglicht, und dieser Datenstrom kann unabhängig zu dem gewünschten Ziel z. B. für Datenübertragungsschutzzwecke geleitet werden. Die Lasermodulation kann durch Modulieren des Ansteuerstroms durch die Streifen-Wellenleiter **122** und **124** oder extern erfolgen, wie es auf dem Fachgebiet bekannt ist. Die direkte Modulation erfolgt bei dieser Konfiguration mit niedrigem Chirp, da durch Änderungen des Ansteuerstroms die Brechungszahl des Gitters **130** oder **132** nicht moduliert wird und da die effektive Brechungszahl des größten Teils des optischen Wegs des Resonators nicht moduliert wird. Die maximale Modulationsgeschwindigkeit wird normalerweise von der Umlaufzeit im Resonator auf einen Teil des FSB begrenzt, und so kann bei einem auf 50 GHz eingestellten FSB die Modulationsgeschwindigkeit auf 10 bis 20 GHz beschränkt sein.

[0066] Da der Verstärkerchip Wärme erzeugt, führen Änderungen des mittleren Ansteuerstroms auch zu Änderungen der Positionen der longitudinalen Moden. Daher wird vorzugsweise ein mittlerer Ansteuerstrom festgelegt, der während des Betriebs aufrechterhalten wird. Ein konstanter Ansteuerstrom kann während der Modulation bei Bedarf beispielsweise unter Verwendung eines übergangsgetasteten Modulationssystems aufrechterhalten werden. Wenn der Laser altert, muss sein mittlerer Ansteuerstrom zunehmen, um die Ausgangsleistung konstant zu halten und gute Modulationseigenschaften aufrechtzuerhalten. Es kann zweckmäßig sein, einen Strom in ausgleichender Stärke beispielsweise an die Elektroden **150** und **152** im Resonator anzulegen, um die Kanalfrequenzen trotz des alterungsbedingten Anstiegs der Lasertemperatur aufrechtzuerhalten.

[0067] Die Gitterbereiche **130** und **132** werden vorzugsweise durch gemusterte Belichtung durch eine Phasenmaske hergestellt, wie auf dem Fachgebiet bekannt. Das Gitter kann in dem Ge-dotierten Siliciumdioxid-Kern nach Sensibilisierung mit Sauerstoff oder Deuterium hergestellt werden oder kann in dem Polymermantel vor der vollständigen Aushärtung hergestellt werden, sodass das Mantelmaterial immer noch beispielsweise durch Vernetzung chemisch verändert werden kann. Zu den alternativen Gitterherstellungsverfahren gehören die Belichtung mit Interferenzstrahlen, Strukturierung und Trocken- oder Nassätzen oder direktes strukturiertes Ätzen, die alle auf dem Fachgebiet bekannt sind und entweder für das Kernmaterial oder das Mantelmaterial verwendet werden können. Bei einem rein periodischen Gitter ist die Braggsche Wellenlänge λ_B für die Spitzenreflexion in der dargestellten Rückstrahlungskonfiguration durch

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda/m \qquad (7)$$

gegeben, wobei A die Gitterperiode, n_{eff} die lokale Brechungszahl der Mode und m die Reflexionsordnung ist. Das Ergebnis in Gleichung (7) ergibt sich aus der Bedingung, dass zur Erreichung der Phasenanpassung die Wellenzahl des Gitters $2\pi/\Lambda$ gleich der Summe aus der Vorwärtsausbreitungs-Wellenzahl in dem Wellenleiter und der Rückwärtsausbreitungs-Wellenzahl in dem Wellenleiter sein muss. Bei einer effektiven Brechungszahl von etwa 1,446 wird für eine Gitterperiode von 537 nm eine Braggsche Wellenlänge von 1552 nm erhalten, und für eine Gitterperiode von 453 nm wird eine Braggsche Wellenlänge von 1310 nm erhalten. Die genaue Betriebswellenlänge hängt von allen optischen Parametern des Wellenleiters ab, unter anderem den Gitterperioden und den Brechungszahlen und Dicken der Schichten, durch die die optische Energie der optischen Mode hindurchgeht.

[0068] Bei praktischen Anordnungen sind Gitter selten streng periodisch, und die Gitterperiode, die Gitter-Brechungszahl-Modulation und die effektive Brechungszahl des Wellenleiters können längs des Wellenleiters geändert werden, um verschiedene Effekte zu erzielen, wie etwa Apodisation, die bekanntlich die Seitenmodenreflexion verringert, mehrere Gitterspitzen erzeugt, wie es beispielsweise bei Superstruktur-Gittern und Abtastgittern usw. bekannt ist, oder allgemein die Form des Reflexionsspektrums gestaltet. Bei einem Laserresonator (oder -Oszillator) wird vorzugsweise die Gitterperiode zu einer kürzeren Periode hin (in Richtung der Lichtausbreitung, weg vom Verstärkungswellenleitersegment) gechirped, um sowohl eine verbesserte Oszillatorstabilität, wie von P. A. Morton et al., Appl. Phys. Lett., 64, 2634 (1994), nachgewiesen, als auch eine verkürzte Seitenzipfel-Amplitude in den Gitterreflexionsbändern zu erreichen, wie von A. Gnazzo et al., Integrated Photonics Research Conference, Optical Society of America, S. 410 (1996), nachgewiesen. Die Wellenleiter-Parameter, wie etwa seitliche Wellenleiterbreite, können ebenfalls räumlich geändert werden, wodurch die effektive Brechungszahl und die Gitterfrequenz geändert werden, wie auf dem Fachgebiet bekannt.

[0069] Das optische Frequenzband, über das eine Reflexion auftritt, kann je nach Form des Gitterspektrums, das nur ein einziges schmales Maximum, ein breites Maximum oder eine komplexere Struktur mit mehreren Maxima haben kann, sehr unterschiedliche Formen annehmen. Die Form des Spektrums hängt davon ab, wie die optische Phasenvoreilung entlang der Gitterstruktur im Einzelnen gestaltet ist. Ein Gitter

mit nur einem Maximum kann verwendet werden, um einen einzigen Kanal zu wählen, und ein Breitband-Gitter oder ein Gitter mit mehreren Maxima kann zum Wählen mehrerer Kanäle oder für die Feinabstimmung usw. verwendet werden.

[0070] Das Gitter kann durch Ändern der Gitterperiode oder der Brechungszahl des sich durch das Gitter ausbreitenden Lichts abgestimmt werden (der Wellenlängenbereich wird zur Wechselwirkung mit Licht verschoben). Die Gitterperiode kann durch Dehnen des Materials mit einem oder mehreren Mitteln, unter anderem durch mechanisches Strecken oder Komprimieren, Erwärmen oder Abkühlen, akustische Erregung usw., geändert werden. Die effektive Brechungszahl in dem Gitter kann mit einem oder mehreren verschiedenen Mitteln, unter anderem dem bevorzugten thermooptischen Effekt, dem elektrooptischen Effekt, dem piezoelektrischen Effekt usw., geändert werden. Es sind Materialien verfügbar, die ihre Brechungszahl in Reaktion auf eine Änderung der Temperatur, des elektrischen Felds, des Drucks, des Schubs und anderer angewendeter Änderungen ändern. Hierzu gehören nichtlineare optische Materialien, Kristalle, Flüssigkristalle und andere auf dem Fachgebiet bekannte Material-Arten. Jeder Teil des Materials, durch den die optische Energie der Lichtmode entlang dem Gitter hindurchgeht, kann so geändert werden, dass eine Änderung des Gitterspektrums bewirkt wird. Aufgrund der Verfügbarkeit von zuverlässigen Polymermaterialien mit einem großen dn/dT wird der thermooptische Effekt zum Verschieben des Reflexionsbands in einem Produkt der nächsten Zeit bevorzugt.

[0071] Der thermooptische Effekt ist die Eigenschaft mancher Materialien, ihre Brechungszahl mit der Temperatur zu ändern. Durch Erwärmen eines Segments des Polymer-Wellenleiters von **Fig. 11A** wird die effektive Brechungszahl überwiegend durch den thermooptischen Effekt geändert. Der Effekt der Wärmeausdehnung ist relativ gering. Einige Materialien haben einen großen thermooptischen Koeffizienten (dn/dT), wie etwa der aktive Wellenleiter des InP-Lasers ($dn/dT = 25 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$), und einige Materialien haben eine geringe Geschwindigkeit der Änderung der Brechungszahl mit der Temperatur, wie etwa Siliciumdioxid ($dn/dT = 1 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$). Polymermaterialien sind selten, da ihr thermooptischer Koeffizient negativ und groß ist (dn/dT liegt im Bereich von –10 bis $-35 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$), siehe beispielsweise R. S. Moshrefzadeh et al., J. Lightwave Tech., 10, 420 (1992). In der vorliegenden Erfindung verwenden wir Polymerschichten entlang dem optischen Weg, um Gitterwechselwirkungsfrequenzen abzustimmen, Resonanzfrequenzen abzustimmen und Anordnungen athermisch zu machen, indem die positive Änderung der Brechungszahl von anderen Materialien, durch die die optische Energie hindurchgeht, in Abhängigkeit von der Temperatur kompensiert wird. Es werden zweckmäßige Anordnungen hergestellt, unter anderem insbesondere eine Kombination aus Temperatur-unempfindlichen Strukturen, wie etwa Resonatoren, und stark Temperaturabstimmbaren Strukturen, wie etwa Polymergittern.

[0072] Änderungen der Temperatur des Gitters beeinflussen den FSB nicht wesentlich, wenn es keine große „Streuung" des räumlichen Temperaturprofils des Gitters in den Hohlraumresonator gibt. Bei der bevorzugten Ausführungsform wird der Resonator als Ganzes athermisch gemacht (so kompensiert, dass er gegen gleichmäßige Temperaturänderungen unempfindlich ist). Einzelne Segmente im Resonator können jedoch immer noch einen großen Temperaturkoeffizienten haben. Bei der bevorzugten Ausführungsform ist die Struktur des Wellenleiters **122** im Gitter **130** gleich der Struktur in dem Resonator zwischen der Verjüngung **126** und dem Gitter **130**. In dem Umfang, in dem ein Teil des räumlichen Temperaturprofils von einem Heizer **160** aus den Laserresonator überlappt, führt die Abstimmung des Gitters mit dem Heizer **160** zu einer Reständerung der Modenfrequenzen. Idealerweise wird die Temperatur-Abstimmung des Gitters mit einem abrupten räumlichen Temperaturprofil erreicht, das zwar die Temperatur des Gitters, nicht aber die Temperatur der Wellenleiterstruktur im Resonator ändert. Dadurch, dass die Heizelektroden **160** und **162** für geringes Heizen des Wellenleiterbereichs im Resonator außerhalb der Länge des Gitters ausgelegt werden, dass ein Substrat **120** mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit, wie etwa Silicium, verwendet wird und dass die Dicke der Prozessschichten zwischen dem Gitterwellenleiter und dem Substrat (das weiteren Beschränkungen unterliegt) klein gehalten wird, kann der Effekt der Temperatur-Abstimmung des Gitters in den longitudinalen Moden minimiert werden, sodass der volle Abstimmbereich des Gitters realisiert werden kann und gleichzeitig die unerwünschte Moden-Abstimmung auf eine Toleranz, wie etwa einen annehmbar kleinen Teil des FSB, begrenzt wird. Als Alternative könnte ein Segment eines Resonator-Wellenleiters, das an das Gitter angrenzt, in dem Bereich der „Streuung" des Temperaturprofils des Gitters athermisch gestaltet werden.

[0073] Unter diesen Bedingungen entsteht durch Abstimmen der Braggschen Wellenlängen der Gitter **130** und **132** mittels des Stroms, der durch die Heizstreifen **160** und **162** fließt, eine Serie von diskreten Frequenzsprüngen im Laserausgang (Modensprünge) von einer longitudinalen Mode zur nächsten, ohne dass die Frequenzen der longitudinalen Moden geändert werden. Die optische Frequenz wird diskontinuierlich digital abgestimmt, ohne dass sie den Frequenzbereich zwischen den longitudinalen Moden des Resonators durchquert. Wenn longitudinale Moden mit Übertragungsfrequenzkanälen übereinstimmen, ändert die Anordnung Übertragungskanäle

digital, obwohl der Strom in den Heizstreifen kontinuierlich analog geändert werden kann. Bei der digitalen Abstimmung hängt die Kanalgenauigkeit nicht von der Genauigkeit des Abstimmungsauslösers (z. B. Heizstrom), sondern von der Genauigkeit der Festlegung der Kanalfrequenzen ab.

[0074] Ein Paar Heizspiralen **150** und **152** kann um die Wellenleiter **122** und **124** an einer Stelle zwischen den Gitterbereichen **130** und **132** und der Ausgangsseite **118** angeordnet werden. Die Heizspiralen **150** und **152** enden in Elektroden **154** und **156** bzw. **158** und **159**. Durch Einspeisen eines Stroms in das Elektrodenpaar **154** und **156** wird die Heizspirale **150** erregt, wodurch die Temperatur des Wellenleiters **122** entlang einem Teil seiner Länge steigt, der von der Struktur der Heizspirale **150** und der Wärmediffusion weg von der Spirale und (schließlich) in das Substrat bestimmt wird. Ebenso wird durch Einspeisen eines Stroms in das Elektrodenpaar **158** und **159** die Heizspirale **152** erregt, wodurch die Temperatur eines Teils des Wellenleiters **124** steigt. Die Heizspiralen können aus Streifen von Widerstandsmaterial, wie etwa Platin, Nickel, Nichrome, leitfähiges Polymer usw., hergestellt werden und können die Form von Ein- oder Mehrschicht-Heizspiralen haben, wie es zur Erzielung der gewünschten Eigenschaften für die Stromleitung oder Drahtbondung oder die Haftung an der unteren Schicht oder zur Modifizierung der Elektrodenreaktion auf nachfolgende Prozessschritte wie Laser-Ablation, Ätzen usw. erforderlich sein kann. Der Streifen kann, wie auf dem Fachgebiet bekannt, mit lithografischen Mitteln wie Fotoresist-Strukturierung und anschließendes Nass- oder Trockenätzen (z. B. chemisches oder RIE-Ätzen) des Widerstandsmaterials und Abziehen des Resists strukturiert werden. Diese Elektroden und Heizspiralen können zum Einstellen der optischen Weglänge des optischen Umlaufwegs des Hybridgitter-stabilisierten Lasers außerhalb des Resonators verwendet werden, wobei der optische Umlaufweg der Weg ist, dem die optische Mode durch den Resonator zwischen aufeinander folgenden Durchgängen durch den gleichen Punkt im Phasenabstand im Resonator (wie etwa eine Reflexion vom Gitter oder eine Einkopplung in ein Verstärkungswellenleitersegment) und beim Durchgang durch das Verstärkungswellenleitersegment folgt, und wobei n_{i-eff} die effektive Brechungszahl der Mode in dem i-ten Segment ist, durch das das Licht im Resonator hindurchgeht, L; die physische Länge des it-en Segments ist und die Summe aller durchquerten Wegsegmente gebildet wird. Die Heizer verringern die effektive Brechungszahl der Wellenleiter über den thermooptischen Effekt im Polymer-Mantelmaterial in dem Bereich, der von dem Wärmefluss neben den Heizern bestimmt wird. Dadurch wird die optische Weglänge des Resonators verringert, der FSB wird vergrößert und die longitudinalen Moden werden auf höhere Frequenzen abgestimmt, wobei alle anderen Faktoren konstant bleiben.

[0075] Bei einer Ausführungsform der Erfindung kann die optische Umlauf-Weglänge mit den Heizern **150** und **152** eingestellt werden, um die optische Weglänge und den freien Spektralbereich so einzustellen, dass ein Teil der Frequenzen der longitudinalen Moden des Resonators mit einer gewünschten Gruppe von Übertragungskanalfrequenzen übereinstimmt. Oder die Heizer **150** und **152** können verwendet werden, um die Betriebsfrequenz der Anordnung kontinuierlich analog abzustimmen.

[0076] Heizspiralen **160** und **162** können um die Wellenleiter **122** und **124** an einer Stelle in den Gitterbereichen **130** und **132** so angeordnet werden, dass sie im Wesentlichen durch die gesamten Gitterbereiche hindurchgehen. Die Heizspiralen **160** und **162** enden in Elektroden **164**, **166**, **168** und **169**. Durch Einspeisen eines Stroms in das Elektrodenpaar **164** und **166** wird die Heizspirale **160** erregt, wodurch die Temperatur des Wellenleiters **122** entlang dem Gitterbereich **130** steigt, was von der Struktur der Heizspirale **160** und der Wärmediffusion weg von der Spirale und (schließlich) in das Substrat bestimmt wird. Auch hier verringern die Heizer die effektive Brechungszahl der Wellenleiter über den thermooptischen Effekt im Polymer-Mantelmaterial in dem Bereich, der von dem Wärmefluss neben den Heizern bestimmt wird. Durch die Änderung der effektiven Brechungszahl in dem Gitterbereich wird das Frequenzverhalten des Gitters wie in Gleichung (7) geändert, wobei durch Erwärmen eines Gittersegments dessen Wechselwirkungsfrequenz erhöht wird. Die Gitter können gemeinsam oder getrennt einfach durch Regeln der entsprechenden Heizströme oder -leistungen abgestimmt werden.

[0077] Die Streifenstruktur der Heizspiralen **160** und **162** ist vorzugsweise entlang dem Gitter gleichmäßig, um eine Temperaturänderung als Funktion des Heizstroms zu erreichen, die längs des Gitters gleichmäßig ist, wodurch die Spektralform der Gitter-Wechselwirkung weitgehend erhalten bleibt. Wie dargestellt, durchquert die Streifenstruktur beide Seiten des Wellenleiters im Gitterbereich so, dass die Temperaturänderung auch über die Seitendimension des Wellenleiters gleichmäßig ist. Die Verwendung eines einzelnen Heizstreifens entlang dem Wellenleiter ist eine sinnvolle Alternative, die den Vorteil bietet, dass alle Gitter gemeinsam an nur einem Ende geerdet werden können.

[0078] Die Heizstreifen **150** und **152** sind zwar als Spiralen dargestellt, aber Gleichmäßigkeit ist keine Bedingung für die Abstimmung der optischen Umlauf-Weglänge des Resonators. Die Elektroden oder Anschlussstellen **154**, **156**, **158**, **159**, **164**, **166**, **168** und **169** bestehen vorzugsweise aus Gold oder einem anderen Material, das widerstandsfähig gegen

Oxidation ist, um die Verbindung von Verbindungsleitungen mit den Heizer-Spannungsquellen (nicht dargestellt) zu verbessern. Die Positionen dieser Elektroden sind nicht kritisch und können zu anderen Positionen auf dem Chip verschoben werden, wenn die Verbindungen zwischen den Elektrodenpositionen und den Heizspiralen einen niedrigen Widerstand haben, um einen unerwünschten Energieverbrauch zu verringern. Es sind zahlreiche weitere Heizer- und Elektrodenausführungen möglich und zweckmäßig, um die vorgenannten Ziele zu erreichen.

[0079] Bei einer Abwandlung der Erfindung kann das von den Heizstreifen bewirkte Temperaturprofil entlang dem Wellenleiter mit verschiedenen Mitteln, unter anderem durch Ändern der Breite der Streifen, Ändern des Abstands der Streifen von der Wellenleiter-Achse usw., längs der Gitter ungleichmäßig gemacht werden, sodass die Spektralform der Gitter-Wechselwirkung durch eine verteilte Temperatur-ausgelöste Phasenverschiebung in Abhängigkeit vom Heizstrom geändert werden kann.

[0080] Bei thermooptisch abstimmbaren Gittern kann zwar der Resonator, nicht aber das Gitter selbst athermisch gemacht werden. Aus diesem Grund kann es zweckmäßig sein, die absolute Temperatur des Substrats zu stabilisieren, wodurch die Frequenz-Empfindlichkeit des Gitters gegen Änderungen der Umgebungstemperatur begrenzt wird. Wenn das Substrat Temperaturstabilisiert ist, kann die für das Gitter bereitgestellte Heizleistung ebenfalls zum Bestimmen der absoluten Betriebsfrequenz verwendet werden. Eine gewisse Drift der Gitterfrequenz ist akzeptabel, wenn sie keinen Modensprung verursacht, sodass die Forderung nach Substratstabilisierung nicht sehr streng ist. (Bei elektrooptischen, piezoelektrischen und ähnlichen Anordnungen werden die Gitter vorzugsweise so gestaltet, dass sie an sich athermisch sind, wodurch die Notwendigkeit der Temperatur-Stabilisierung des Substrats entfällt.) Um die Substrattemperatur zu stabilisieren, kann ein einfacher Temperaturfühler auf oder neben dem Substrat angebracht werden, wobei eine elektronische Steuerrückkopplungsschleife wie auf dem Fachgebiet bekannt vorgesehen wird, um einen Heizer und/oder Kühler (wie etwa den TE-Kühler **212**) in Betrieb zu setzen und die Temperatur in einem gewünschten Bereich zu regeln.

[0081] Ein gekrümmter Wellenleiterbereich **178** kann in den Wellenleitern **122** und **124** auf dem Chip **100** vorgesehen werden, um die Wellenleiter über den Winkel θ_r zurück zu biegen, um die Ausgangskopplung mit einer Gruppe von Lichtleitfasern zu ermöglichen, die parallel zu dem Diodenlaserchip ist, wodurch eine einfache Skalierung der Ausführung für mehrere Laser auf dem gleichen Chip möglich wird. Durch seitliches (in x-Richtung) Dehnen des Chips kann ein breiterer Laserchip mit 3 oder 4 oder mehr Wellenleitern bereitgestellt und mit weiteren neben den vorhandenen Wellenleitern verlegten Wellenleitern mit Verjüngung, Gitter und Heizabschnitten sowie Ausgangsfaser-V-Nuten gekoppelt werden. Durch die doppelt gekrümmte Konfiguration wird das mit Segmenten gleicher Länge für jeden einzelnen Wellenleiter ermöglicht. Der Krümmungsradius der im Bereich **178** gekrümmten Wellenleiter kann so gewählt werden, dass der Krümmungsverlust optimiert wird. Eine gute Wahl für unsere Kontrast-Wellenleiter mit 2 % Siliciumdioxid ist ein Krümmungsradius, der größer als oder gleich etwa 2 mm ist. Es ist zu beachten, dass die Krümmungen außerhalb des Hohlraumresonators angeordnet worden sind, um die Länge des Hohlraumresonators zu verringern (wodurch seine Modulationsbandbreite vergrößert wird) und seinen Verlust zu verringern. Eine alternative Ausführung (nicht dargestellt), die diese Krümmung vor oder nach der Verjüngung, aber vor dem Gitter (und damit innerhalb des Resonators) integriert, hat den Vorteil einer größeren Kompaktheit, da die Gitterbereiche ebenfalls parallel zum Laserchip sind.

[0082] Es können V-Nuten **170** und **172** vorgesehen werden, um die Kopplung eines Paars Lichtleitfasern (nicht dargestellt) mit den Ausgangsenden der Wellenleiter **122** und **124** zu unterstützen. Die V-Nuten verlaufen quer über einen Verbindungsschlitz **176** und enden in einem Ausrichtungsschlitz **174**, dessen vertikale Seitenwand eine Stirnflächenkopplung der Ausgangsfasern und der Wellenleiter **122** und **124** ermöglicht. Die Tiefe und Position der V-Nuten werden so eingestellt, dass der Kern der Ausgangsfasern ungefähr koaxial mit den Wellenleitern **122** und **124** am Ausrichtungsschlitz **174** ausgerichtet wird.

[0083] Fig. 6 zeigt eine detaillierte Draufsicht des Kopplungsbereichs zwischen dem Wellenleiter **122** und der V-Nut **170**. Der Ausrichtungsschlitz **174** wird vorzugsweise mit einer fast vertikalen Seitenwand **610** hergestellt, in der der Wellenleiterkern **122** endet. Eine Faser wird in der V-Nut **170** platziert und wird leicht gegen die beiden schrägen Seiten der V-Nut gedrückt und leicht nach vorn gegen die Seitenwand **610** gedrückt. Im Bereich **179** (siehe Fig. 1) wird Klebstoff aufgebracht und ausgehärtet, um die Fasern in der richtigen Position zu befestigen. Der Verbindungsschlitz **176** verhindert, dass Klebstoff entlang den Fasern oder der V-Nut zur optischen Grenzfläche an der Seitenwand **610** läuft. Die Position und der Winkel der V-Nut in der x-z-Ebene und die Tiefe der V-Nut werden vorzugsweise so eingestellt, dass die angebrachten Fasern koaxial mit dem Wellenleiterkern **122** ausgerichtet sind. Die Herstellung von V-Nuten in Silicium-, Siliciumdioxid- und anderen Substraten ist auf dem Fachgebiet bekannt, ebenso die Schlitz-Ausführung und das Faserbefestigungsverfahren, die mehrere alternative Realisierungsmöglichkeiten bieten.

[0084] Die elektrischen Verbindungen zu der gemeinsamen Verbindung mit der Rückseite des Lasers und für die Laserdiodenstreifen werden vorzugsweise über Drahtbondverbindungen mit Zwischenelektroden **181**, **182** bzw. **183**,... hergestellt. Verbindungen zu den Überwachungs-Fotodioden **140** und **142** können ebenfalls über Drahtbonds mit Anschlussstellen (oder Elektroden), wie etwa **184**, **185**,... hergestellt werden, möglicherweise auch unter Verwendung von **181** als gemeinsame Verbindung. Wenn gemeinsame Verbindungen elektrisch unerwünscht sind, was bei einigen elektronischen Schaltkreisen, die rauschempfindlich sind, der Fall sein kann, können getrennte Elektroden für jede gemeinsame Funktion verwendet werden. Die Überwachungsdioden können beispielsweise eine oder auch zwei getrennte gemeinsame Elektroden (nicht dargestellt) haben.

[0085] Fig. 2 ist eine Schnittansicht einer Bauelemente-Anordnung **200** für die Hybridchip-Baugruppe **100**. Die Chip-Baugruppe **100** ist vorzugsweise an ihrer Unterseite **102** mit zwei in Reihe geschalteten thermoelektrischen Kühlern **212** und **214** verbunden. Es werden vorzugsweise zwei Kühler verwendet, um einen großen Temperatur-Unterschied zwischen dem Chip **100** und der Umgebungstemperatur zu erreichen, wodurch ein großer Temperaturbereich ermöglicht wird, in dem der Betrieb möglich ist, und dabei der Chip **100** in seinem schmalen Temperaturbereich gehalten wird. Für breitere oder schmalere Betriebsbereiche können mehr oder weniger Kühler verwendet werden. Wenn der Bereich der Umgebungsübertemperatur nur etwa 5 °C beträgt, ist möglicherweise kein Kühler nötig. Die TE-Kühler sind wiederum mit einem Kühlkörper **220** verbunden, der als Teil des Bauelements dargestellt ist und aus einem von mehreren geeigneten wärmeleitenden Materialien, wie etwa Kupfer, Aluminium, Kovar, Keramik usw., hergestellt ist. Dieser Kühlkörper kann für eine bessere Wärmeleitung in die Umgebungsluft Kühlrippen (nicht dargestellt) haben oder an Kühlrippen befestigt sein. Elektrische Verbindungen **230** – **233** sind zwischen dem Chip und Anschlussleitungen **234** des Bauelements, die aus Trennbereichen **236** herauskommen, dargestellt. Die Verbindungen **230** – **233** können direkt mit den Elektroden auf dem Chip, wie etwa den Elektroden **164** – **169**, oder direkt oder indirekt (über die Elektroden **181** – **185**) mit den Elektrodenbereichen auf integrierten Hybrid-Elementen, wie etwa der Überwachungsdiode **140** oder **142** oder den Laserdioden **112** und **124**, verbunden werden. Die mit der Chip-Baugruppe **100** verbundenen Lichtleitfasern kommen aus dem Bauelement entweder über Steckverbinder oder Abdichtungen (nicht dargestellt) heraus. Eine Abdichtungsplatte **240** kann an das übrige Bauelement angelötet oder angeschweißt werden, wenn eine hermetische Abdichtung gewünscht wird, um beispielsweise Feuchtigkeit auszuschließen, oder sie kann mit Klebstoff abgedichtet werden oder kann sogar durch ein Vergussmaterial ersetzt werden, wenn keine Luftdichtheit erforderlich ist.

[0086] Die frequenzselektive Rückkopplungsstruktur kann alternativ ein Gitter-unterstützter Koppler bei der kodirektionalen Kopplung oder Reflexionskopplung, ein Gitter mit „massiver" Optik, ein Resonator oder Etalon in massiver Form oder in einem Wellenleiter (hergestellt beispielsweise durch Ätzen zweier paralleler Flächen oder Gräben über den Wellenleiter, sodass ein Fresnelscher Wellenleiter-Reflektor entsteht) oder eine andere Anordnung sein, die ein Spektrum in dem optischen Frequenzbereich wählen kann, das dann mittels optischer Strukturen, wie etwa massive Optik, Wellenleiter oder andere integrierte optische Komponenten, in das Verstärkermedium zurückgeführt wird. Einige dieser Strukturen sind mit einer Ringlaser-Ausführungsform mit einfachen Ringen, mehreren Ringen mit Zwischenverbindungen und komplexeren Topologien in dreidimensionalen Wellenleiterstrukturen kompatibel.

Ringlaser-Ausführungsform

[0087] Fig. 9 zeigt eine Ringresonatorstruktur-Ausführungsform **900**, die eine Alternative zu der Linearresonatorstruktur-Ausführungsform **100** von Fig. 1 ist. Die optische Strahlung, die von zwei Flächen **916** und **918** an beiden Enden eines Verstärkungswellenleiters **912** in einem Verstärkerchip **910** emittiert wird, wird vorzugsweise mit Wellenleitern **922** bzw. **924** stirnflächengekoppelt. Der Verstärkerchip **910** wird vorzugsweise auf ein Substrat **970**, auf dem die Wellenleiter **922** und **924** integriert sind, Flip-Chip-gebondet. Die Wellenleiter **922** und **924** krümmen sich zu einer Schleife, wobei sie in einem Parallelkopplerbereich, in dem sich die Profile ihrer transversalen Moden überlappen, aber ihre effektiven Brechungszahlen n_{eff1}, und n_{eff2} vorzugsweise so unterschiedlich sind, dass eine vernachlässigbare Kopplung entsteht, dicht aneinander vorbei gehen. Auf den Flächen **916** und **918** sind Antireflexmittel vorgesehen, die aus den vorgenannten Alternativen gewählt sind, unter anderem vorzugsweise abgewinkelte Wellenleiter an den Flächen, um die optische Rückkopplung zu verringern und ein Lasern zwischen den Flächen zu unterdrücken. Ein optisches Gitter **930** überdeckt die optische Energie, die durch die beiden Wellenleiter fließt, und ermöglicht die Phasenanpassung, die wiederum eine Kopplung zwischen den optischen Moden der Wellenleiter ermöglicht, sodass es zu einer Laserrückkopplung um den Ringresonator kommt, der von zwei Wellenleitern, einem Koppler und einem Verstärkungswellenleiter gebildet wird.

[0088] Die Gitterperiode n des Gitters **930**, die zum Erreichen dieser Kopplung benötigt wird, folgt aus der Phasenanpassungsbedingung, dass die Wellenzahl $2\pi/\Lambda$ des Gitters gleich der Differenz der Wellenzahlen der beiden Wellenleiter sein muss, oder

$A = \lambda/|n_{eff1} - n_{eff2}|$ (kodirektionaler Koppler) (8).

[0089] Wenn A annähernd Gleichung (8) erfüllt, wird das sich in dem einen Wellenleiter ausbreitende Licht über den Parallelkoppler in den anderen Wellenleiter eingekoppelt und die Richtung der Ausbreitung des Lichts wird im Sinn der Ausbreitung um den Ring aufrechterhalten. Beispielsweise wird Licht, das von der Fläche **918** emittiert wird, in den Wellenleiter **924** und dann darüber mit dem Gitter **930** in den Wellenleiter **922** eingekoppelt, von wo aus es sich zurück zum Laserchip **910** ausbreitet und dann zurück in den Verstärkungswellenleiter **912** an der Fläche **916** eingekoppelt wird. Dieses Licht wird nochmals an der Fläche **918** verstärkt und emittiert, nachdem es um den Ringresonator gelaufen ist. Das von der Fläche **916** emittierte Licht wird in den Wellenleiter **922** eingekoppelt und breitet sich in entgegengesetzter Richtung um die Schleife aus, sodass der Ringresonator bidirektional lasert, wenn kein unidirektionales Element (nicht dargestellt) eingebaut ist. Ein Teil des Lichts, das sich in den Wellenleitern **922** und **924** ausbreitet, kann durch den Gitterbereich durchgelassen werden und in seinem jeweiligen Wellenleiter bleiben. Dieses durchgelassene Licht wird von seinem jeweiligen Wellenleiter zu einer Ausgangsfläche, beispielsweise **925**, geleitet, wo es zum Gebrauch austritt. Die Strukturen und Verwendungszwecke, die hier für die einzelnen Ausführungsformen beschrieben sind, gelten auch für die anderen Ausführungsformen. Daher können beispielsweise V-Nuten verwendet werden, um Ausgangsfasern zu den Ausgangsenden der Wellenleiter an der Ausgangsfläche **925** auszurichten, die optische Weglänge des Resonators kann so eingestellt werden, dass der FSB gleich einem rationalen Bruch eines Übertragungskanalabstands wird, ein Polymermaterial und Heizstreifen können in dem Gitterbereich verwendet werden, um das Gitter so abzustimmen, dass verschiedene Resonatormoden zwischen die Wellenleiter **916** und **918** gekoppelt werden, usw.

[0090] Der Ringresonator von Fig. 9 lasert, wenn die Verstärkung des Verstärkers ausreicht, um die Verluste in dem Wellenleiter-Ringresonator zu überwinden. Der Verlust ist für die longitudinale Mode des Resonators am kleinsten, wenn die Frequenz der Gitter-Wechselwirkungs-Spitzenfrequenz am nächsten kommt. Auch wenn die Unterdrückung der Verstärkung für die benachbarten Moden im Vergleich zu der favorisierten Mode klein ist, oszilliert der Laser auf der favorisierten Mode. Um ein gutes Seitenmoden-Unterdrückungsverhältnis, wie etwa 30 bis 50 dB, zu erhalten, ist jedoch eine signifikante Differenz der Verstärkung zwischen benachbarten Moden zweckmäßig, und daher ist das Gitter vorzugsweise mit einem hohen zusätzlichen Verlust für alle anderen Moden ausgelegt. Wenn der Einspeisungsstrom für den Laserchip zum Senden von Daten moduliert wird, werden zwei fast identische Ausgangssignale bereitgestellt, die mit diesen Daten moduliert sind. Dieses Merkmal kann in Systemen günstig sein, die eine Zusatz-Übertragungsleitung für einen Netzausfall auf einer der Leitungen erfordern. Die Ausgangssignale von den beiden Wellenleitern **922** und **924** können auch wegen des zusätzlichen Krümmungsverlusts, der am Wellenleiter **924** entsteht, identisch sein.

[0091] Das Vorstehende ist eine spezielle Implementierung der allgemeinen Situation, in der Licht von einem Verstärkungswellenleiter einem ersten Weg folgt, um sich mit einer Gitterstruktur zu koppeln, und dann auf einem zweiten Weg zu dem Verstärker zurückkehrt, wobei der optische Weg die Form einer geschlossenen Schleife in zwei oder drei Dimensionen bildet. Die gesamte Schleife in Fig. 9 besteht aus zwei Wellenleitersegmenten, und die Gitterstruktur ist ein Gitter-unterstützter Parallelkoppler. Der Ringresonator von Fig. 9 ist vorzugsweise athermisch, und seine Moden sind vorzugsweise so eingestellt, dass sie mit festgelegten Frequenzkanälen übereinstimmen. Bei einer abstimmbaren Gitteranordnung lässt der Abstimmmechanismus vorzugsweise den Resonator-FSB unverändert, stimmt aber die Gitterwechselwirkungsfrequenz ab. Die Erreichung dieser Ziele ist in diesem Fall komplizierter, da das Gitter in dem Resonator liegt. Das bevorzugte Verfahren besteht darin, die Temperaturkoeffizienten für die beiden benachbarten Wellenleiter im Gitterbereich **930** gleich und entgegengesetzt zu machen. Eine Mode innerhalb der Resonanz, die über den Gitterunterstützten Parallelkoppler gekoppelt ist, durchläuft die gleiche Weglänge auf jeder Seite des Kopplers. Die Temperatur-Abhängigkeiten der Wellenleitersegmente gleichen sich gegenseitig aus, wenn die Gittertemperatur symmetrisch um die Mitte des Gitters geändert wird. Da es die Differenz der Ausbreitungskonstanten ist, die das Gitter in einem kodirektionalen Koppler abstimmt, addieren sich gleiche Längen entgegengesetzter thermooptischer Koeffizienten so, dass eine thermische Netto-Abstimmempfindlichkeit entsteht.

[0092] Gleiche und entgegengesetzte Temperaturkoeffizienten in einem Wellenleiterpaar können mit einer der unter Bezugnahme auf die Fig. 14C und Fig. 15 beschriebenen Strukturen erzielt werden. Durch Einstellen der Dicke der Schicht **1542** oder der in Fig. 14B gezeigten Ätztiefe kann die Größe der Überlappung der linken Mode (z. B. **1482**) in dem Polymermaterial **1442** oder **1546** eingestellt werden. Ein zweiter einstellbarer Konstruktionsparameter ist im Fall von Fig. 14C durch die Dicke der Schicht **1441** und in beiden Fällen durch den thermooptischen Koeffizienten des Materials **1442** oder **1546** vorgesehen. Das Einstellen dieser linear unabhängigen Parameter reicht aus, um die thermooptischen Koeffizienten der beiden Wellenleiter auf die gewünschten Werte zu bringen, seien es gleiche oder entgegengesetzte oder Null- oder negative oder eine andere

sinnvolle Kombination.

[0093] Eine alternative Methode, um die Abstimmung der Anordnung **900** athermisch zu machen, besteht darin, dem Halbleiterdiodenbereich **910** gleichzeitig Wärme zuzuführen. Die entgegengesetzten Temperaturkoeffizienten des Halbleiterverstärkers führen zu einer gegenseitigen Aufhebung der Effekte der Gitterwellenleiter im FSB während der Abstimmung, wenn die relativen Beträge der zugeführten Wärme so eingestellt werden, dass gleiche und entgegengesetzte Änderungen der optischen Weglänge entstehen. Ein breiter Abstimmbereich kann in diesem Fall vorzugsweise dadurch erhalten werden, dass einer der Wellenleiter in dem Gitterbereich athermisch gemacht wird, während der andere einen maximalen negativen dn/dT hat.

[0094] Fig. 10 zeigt eine alternative Implementierung **1000**, bei der das Gitter in dem Parallelkoppler ein Reflexionsgitter ist und das reflektierte Licht in den zweiten Wellenleiter eingekoppelt wird, der dann räumlich vom ersten Wellenleiter divergiert und dadurch das reflektierte Licht über einen anderen optischen Weg zurück in das Verstärkungswellenleitersegment bringt. Reflexionsgitter bieten normalerweise eine schmalere Bandbreite, was zum Erzielen eines hohen Seitenmoden-Unterdrückungsverhältnisses vorteilhaft sein kann. In ähnlicher Weise wie in Fig. 9 wird die optische Strahlung, die von den beiden Flächen **1016** und **1018** an beiden Enden des Verstärkungswellenleiters **1012** im Verstärkerchip **1010** emittiert wird, mit Antireflexionsmitteln in den Wellenleiter **1022** bzw. **1024** eingekoppelt. Der Verstärkerchip **1010** wird auf das Substrat **1070** Flip-Chip-gebondet. Die Wellenleiter **1022** und **1024** krümmen sich zu einer Schleife, wobei sie in einem Parallelkopplerbereich, in dem sich die Profile ihrer transversalen Moden überlappen, aber ihre effektiven Brechungszahlen n_{eff1} und n_{eff2} vorzugsweise so unterschiedlich sind, dass eine vernachlässigbare Kopplung entsteht, dicht aneinander vorbei gehen. Ein optisches Gitter **1030** überdeckt optische Energie, die durch die beiden Wellenleiter fließt, und ermöglicht die Phasenanpassung, die wiederum eine Kopplung zwischen den optischen Moden der Wellenleiter ermöglicht. Die Gitterperiode A des Gitters **1030**, die zum Erreichen dieser Kopplung benötigt wird, folgt aus der Phasenanpassungsbedingung, dass die Wellenzahl $2\pi/\Lambda$ des Gitters gleich der Summe der Wellenzahlen der beiden Wellenleiter sein muss, oder

$$\Lambda = \lambda/|n_{eff1} + n_{eff2}| \text{ (kontradirektionaler Koppler)} \quad (9).$$

[0095] Wenn A annähernd Gleichung (9) erfüllt, wird das sich in dem einen Wellenleiter ausbreitende Licht reflektiert und über den Parallelkoppler in den anderen Wellenleiter eingekoppelt. Auch hier wird die Richtung der Ausbreitung des Lichts im Sinn der Ausbreitung um den Ring aufrechterhalten. Beispielsweise wird Licht, das von der Fläche **1018** emittiert wird, in den Wellenleiter **1024** und dann darüber mit dem Gitter **1030** in den Wellenleiter **1022** eingekoppelt, von wo aus es sich zurück zum Laserchip **1010** ausbreitet und dann zurück in den Verstärkungswellenleiter **1012** an der Fläche **1016** eingekoppelt wird. Dieses Licht wird nochmals an der Fläche **1018** verstärkt und emittiert, nachdem es um den Ringresonator gelaufen ist. Das von der Fläche **1016** emittierte Licht wird in den Wellenleiter **1022** eingekoppelt und breitet sich in entgegengesetzter Richtung um die Schleife aus, sodass der Ringresonator lasert, wenn er über den Schwellenwert gepumpt wird.

[0096] Ein Teil des Lichts, das sich in den Wellenleitern **1022** und **1024** ausbreitet, wird durch den Gitterbereich durchgelassen und bleibt in seinem jeweiligen Wellenleiter. Dieses durchgelassene Licht wird von seinem jeweiligen Wellenleiter zu einer Ausgangsfläche **1025** geleitet, wo es zum Gebrauch austritt. Die Laser-Eigenschaften der Anordnung **1000** sind denen der Anordnung **900** ähnlich. Wie stets können die Strukturen und Verwendungszwecke, die unter Bezugnahme auf die anderen Figuren beschrieben sind, auch in verschiedenen alternativen Ausführungsformen der Anordnungen in den Fig. 9 und Fig. 10 verwendet werden. Die Temperaturkoeffizienten der beiden benachbarten Wellenleiter im Gitterbereich **1030** sind vorzugsweise gleichgroß. Durch die Temperatur-Abstimmung des Gitters wird die optische Weglänge des Resonators nicht geändert, wenn das Temperaturprofil zum Abstimmen des Gitters am Rand des Gitters abrupt endet. Da es die Summe der Ausbreitungskonstanten ist, die das Gitter in einem kontradirektionalen Koppler abstimmt, verbinden sich gleiche thermooptische Koeffizienten in Wellenleiter-Armen gleicher Länge zu einem Netto-Abstimmbereich.

Verfahren zum Einstellen des Hohlraumresonators

[0097] Aufgrund von Herstellungstoleranzen ändert sich der FSB eines Loses von Anordnungen mit der mittleren und Standardabweichung, was möglicherweise keine hohe Ausbeute zulässt. Es wird ein Verfahren benötigt, mit dem der FSB einzelner Anordnungen auf den gewünschten Wert eingestellt werden kann. Es wird ein weiteres Verfahren benötigt, mit dem die absolute Frequenz von longitudinalen Moden so eingestellt werden kann, dass sie mit einem der zugewiesenen Frequenzkanäle übereinstimmt (in das Aufnahmeband eines der zugewiesenen Frequenzkanäle fällt).

[0098] Bei einem anderen Aspekt der vorliegenden Erfindung zeigen die Fig. 12A, Fig. 12B und Fig. 12C Verfahren zum Einstellen des Hohlraumresonators, unter anderem Belichtung von Gedotiertem Siliciumdioxid, Vernetzung eines Polymers, Ablation

von Material im Resonator und Aufbringen von zusätzlichem Material in einem Bereich, durch den optische Energie im Resonator geht, und ein Verfahren zum Messen, und sie zeigen die Anwendung dieser Verfahren zum Erzeugen des gewünschten Kommunikations-FSB innerhalb einer Toleranz und zum Überdecken einer gewünschten optischen Frequenz in einer anderen Toleranz.

[0099] Fig. 12A zeigt das bevorzugte Verfahren zum Einstellen des FSB auf den gewünschten Wert. Ein Wellenleiter **1240** wird durch ein optisches System **1281** mit einer elektromagnetischen Strahlung **1282** belichtet. In Reaktion auf die Belichtung ändert das Material des Wellenleiters **1240** seine Brechungszahl, wodurch sich die optische Weglänge zwischen der Reflexionsfläche eines Laserchips **1210** und eines Gitters **1230** ändert. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999, hat nachgewiesen, dass mit UV-Beleuchtung einer Siliciumdioxid-Faser im Resonator die longitudinalen Moden eines Resonators verschoben werden können. In dieser Erfindung muss der FSB zunächst in den Toleranzbereich gebracht werden, bevor die longitudinalen Moden auf eine gewünschte Position abgestimmt werden können. Zahlreiche Materialien reagieren auf elektromagnetische Strahlung dadurch, dass sie ihre Brechungszahl ändern, und die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung kann entsprechend dem Mechanismus der Wechselwirkung (die das Erwärmen mit einer der Frequenzen und andere Effekte wie Strukturänderung oder chemische Veränderung umfassen kann) niedrig oder hoch sein. Bekanntlich vernetzen sich Polymergemische, die Foto-Initiator-Moleküle enthalten, bei C=C-Doppelbindungen und ändern daher ihre Brechungszahl allmählich, wenn sie mit sichtbarem oder UV-Licht mit so hoher Photonen-Energie belichtet werden, dass die Foto-Initiator-Moleküle aktiviert werden. Andere Materialien ändern ihre Brechungszahl bei Belichtung ebenfalls, unter anderem beispielsweise Siliciumdioxid, dessen Brechungszahl sich in Gegenwart des Ge-Dotanden allmählich erhöht, wenn es mit einem UV-Licht-Energiestrahl belichtet wird, und Farbstoff-dotierte Polymere, bei denen die Belichtung eine chemische Veränderung, wie etwa eine Entfärbung oder Molekülkonfigurationsänderung des Farbstoffs, induziert. Welcher Mechanismus bei der strahlungsinduzierten Änderung der Brechungszahl im Resonator auch immer vorliegen mag – diese Verfahren können verwendet werden, um den FSB des Resonators entsprechend dem Charakter der induzierten Material-Modifikation zu ändern, also entweder zu vergrößern oder zu verkleinern.

[0100] Die Verwendung von UV- oder sichtbarem Licht ist insofern günstig, als der projizierte Energiestrahl durch mehrere Schichten der Anordnungsstruktur gehen kann, was eine Änderung der Brechungszahl des von anderen Schichten bedeckten Materials ermöglicht. Beispielsweise kann die Brechungszahl eines entsprechend hergestellten Ge:SiO_2-Kerns, auch wenn dieser mit einem Polymermantel oder einer Schutzschicht bedeckt ist, durch UV-Strahlung eingestellt werden, wenn ausreichend UV-Strahlung das Kernmaterial erreicht. In einem anderen Beispiel kann die Brechungszahl einer vernetzbaren Polymerschicht, wie etwa einer oberen Mantelschicht, durch Belichtung mit UV- oder sichtbarem Licht durch eine obere Schutzschicht eingestellt werden, die eine andere Zusammensetzung haben könnte. Oder wenn keine obere Schutzschicht vorhanden ist, kann die Brechungszahl des unteren Teils der Polymermantelschicht, durch den ein Teil der optischen Strahlung hindurchgeht, mit Licht eingestellt werden, das durch die oberen Teile der Mantelschicht geht, die von der optischen Mode entfernt sind.

[0101] Um den gewünschten FSB im Resonator durch Korrigieren mit UV-Belichtung von Gedotiertem Siliciumdioxid (wodurch der FSB mit fortschreitender Belichtung verkleinert wird) zu erhalten, können die Herstellungsparameter vor der Korrektur so gewählt werden, dass ein Soll-FSB entsteht, der etwas größer als der gewünschte Wert ist, sodass der Hauptteil der statistischen Verteilung des FSB bei unkorrigierten hergestellten Anordnungen über dem gewünschten FSB liegt. Die Richtung der Vorkorrektur-Abweichung des Soll-FSB wird vorzugsweise entgegen dem Sinn des Korrekturverfahrens gewählt, wodurch die Verwendung eines einzigen Verfahrens (in diesem Fall Vergrößern der Brechungszahl im Resonator) zur Erzeugung des gewünschten FSB in diesem Hauptteil der Verteilung möglich wird. Idealerweise weicht der Soll-FSB von dem gewünschten Endwert um einen mittleren Betrag ab, der mit der Standardabweichung des FSB vergleichbar oder größer als diese ist, sodass der größte Teil der Verteilung auf derselben Seite des Sollwerts liegt. Der Soll-FSB wird vorzugsweise so gewählt, dass er von dem gewünschten FSB um nicht mehr als die Größe der FSB-Änderung abweicht, was durch Anwendung der Belichtung vorteilhaft realisiert werden kann. Eine gute Steuerung der FSB-Korrektur kann dadurch erreicht werden, dass aufeinander folgende Messungen des FSB eines einzelnen Resonators vorgenommen werden und dabei aufeinander folgende Belichtungsschritte durchgeführt werden, wobei jede Belichtung kleiner als die zur vollständigen Korrektur benötigte Gesamtbelichtung ist. Die Energie in dem Belichtungsstrahl kann in jedem Schritt entsprechend dem gewünschten Einstellungsbetrag für die optische Weglänge für diesen Schritt eingestellt werden. Der belichtete räumliche Bereich kann während des Einstellens ebenfalls geändert werden, was den Vorteil hat, dass eine größere Netto-Änderung der optischen Weglänge und eine größere Genauigkeit möglich sind. Der freie Spektralbereich kann durch Messen des optischen Spektrums des Lasers für zwei oder mehr longitudinale

Moden bestimmt werden, und dieses Verfahren kann so lange wiederholt werden, bis der FSB des Resonators gleich einem rationalen Bruch eines Übertragungskanalabstands innerhalb einer Toleranz, beispielsweise einige Prozent des Kanalabstands, ist.

[0102] Um die gewünschte Überlappung einer Teilgruppe von longitudinalen Moden mit zugewiesenen Kanalfrequenzen zu erreichen, nachdem der FSB auf den gewünschten rationalen Bruch eingestellt worden ist, wird die Frequenz einer der Moden so verschoben, dass sie mit dem gewünschten zugewiesenen Kanal übereinstimmt. Wenn der freie Spektralbereich gleich dem zugewiesenen Übertragungskanalabstand ist und eine longitudinale Mode so ausgerichtet worden ist, dass sie mit einem der Kanäle übereinstimmt, stimmen alle longitudinalen Moden mit den zugewiesenen Kanälen in einem linearen Frequenzbereich überein.

[0103] Fig. 16 zeigt das Verfahren zum Einstellen des Resonators, das aus den im Ablaufdiagramm **1600** gezeigten Schritten besteht. Der Verstärkungsabschnitt wird vorzugsweise im Schritt **1610**, vorzugsweise über dem Schwellenwert des Resonators, in Betrieb gesetzt, und dabei kommt es zu einer Verengung des Spektrums um die longitudinalen Moden des Resonators. Es gibt zwar ein optisches Ausgangssignal, das zur Bestimmung der longitudinalen Moden über oder unter dem Schwellenwert verwendet werden kann, aber der Laser wird vorzugsweise über dem Schwellenwert in Betrieb gesetzt, da sowohl die Ausgangsleistung als auch das Spektrum vom Ansteuerstrom abhängen. Bei einer Abwandlung dieses Verfahrens wird Schritt **1610** so modifiziert, dass er der Schritt des In-Betrieb-Setzens einer Lichtquelle zum Beleuchten des optischen Wegs des Resonators wird.

[0104] Im Schritt **1615** wird das optische Ausgangssignal vom Resonator überwacht, und im Schritt **1620** werden seine Spektraleigenschaften bestimmt. Insbesondere werden im Schritt **1620** die Mittenfrequenzen von mindestens zwei longitudinalen Moden identifiziert, um den FSB zu bestimmen. Dieser Schritt kann entweder über oder unter dem Schwellenwert durchgeführt werden. Im Schritt **1640** wird die Brechungszahl des Resonators modifiziert, nachdem im Schritt **1635** die gewünschte Geschwindigkeit oder Dauer der Belichtung berechnet worden ist. Die Geschwindigkeit und Dauer der Belichtung werden vorzugsweise aufgrund der in den Schritten **1615** und **1620** erzeugten Informationen berechnet. Der Modifizierungsschritt **1640** kann parallel zum Schritt **1615** ausgeführt werden, um sicherzustellen, dass es kein Überschwingen gibt, und auch die Schritte **1620** und **1635** können gleichzeitig ausgeführt werden. Im Schritt **1635** wird der Prozess so eingestellt (z. B. die Geschwindigkeit und Dauer des Prozesses), dass der gemessene FSB dem gewünschten FSB nahe kommt und schließlich innerhalb eines hohen Genauigkeitsgrads gleich diesem ist. Wenn im Schritt **1625** ermittelt wird, dass eine Annäherung an den Soll-FSB erfolgt, wird die Modifikationsgeschwindigkeit vorzugsweise verringert, und wenn ermittelt wird, dass der Soll-FSB innerhalb einer Toleranz erreicht wird, kann im Schritt **1630** die Modifikation der optischen Weglänge beendet werden.

[0105] Fig. 12B zeigt ein alternatives Verfahren zum Einstellen des FSB durch Abtragen von Material, durch das die Mode des Laserresonators hindurchgeht. Zu den Verfahren zum Abtragen von Material gehören die bevorzugte Laser-Ablation, aber auch Ionenstrahlätzen und andere Verfahren. Es ist bekannt, dass zahlreiche Materialien, die UV-Licht absorbieren, abgetragen werden, wenn sie mit ausreichend hohen kurzen Impulsen in der Größenordnung von Millijoule oder Joule je Quadratzentimeter belichtet werden. Ein Energiestrahl **1283**, der auf den Wellenleiter im Resonator projiziert wird, ist vorzugsweise ein Excimerlaserstrahl, der auf die Fläche gerichtet, fokussiert oder abgebildet werden kann, nachdem er durch eine Maske in dem optischen System **1281** gegangen ist. Jeder Laser-Impuls trägt normalerweise einige Zehntel Mikrometer Material von der Luft-/Material-Grenzfläche in einem räumlichen Umfang ab, der von dem Laserstrahl oder der Maske definiert werden kann. Nach der Ablation wird der zuvor von einem Feststoff eingenommene Raum normalerweise von Luft oder einem Klärgas eingenommen, die/das eine weit niedrigere Brechungszahl als die meisten Feststoffe hat. Das führt zu einer Erniedrigung der effektiven Brechungszahl des Teils des Wellenleiters, an dem die Ablation erfolgt. (Natürlich kann ein späteres Aufbringen von Material, das den abgetragenen Raum ausfüllt, zu einem späteren Anstieg der effektiven Brechungszahl führen.) Das Laser-Ablationsverfahren wird für einen Teil des Materials des Resonators verwendet, der an einer Fläche liegen soll, die für den Ablationsstrahl zugänglich ist und durch die optische Energie hindurchgeht, die im Resonator umläuft. In Fig. 1 kann die Laser-Ablation für die Bereiche direkt über den Wellenleitern **122** und **124**, beispielsweise zwischen den Heizelektroden **150** und **152** oder zwischen dem Heizelektrodenbereich und dem konischen Wellenleiterbereich oder im Bereich der konischen Wellenleiter **126** und **128** usw., verwendet werden. Wenn Material an diesen Flächen abgetragen wird, wird die effektive Brechungszahl für die Mode, die durch den optischen Resonator unter dieser Fläche geht, verringert, wodurch der FSB vergrößert wird. (Das Ablationsverfahren kann auch für den Halbleiterdiodenlaser verwendet werden, da GaAs bekanntlich abladiert, aber es gibt möglicherweise keine große Fläche am Diodenlaser, die vorteilhaft ohne Unterbrechung von elektrischen Kontakten abgetragen, passiviert o. Ä. werden kann.)

[0106] Die ursprünglich bearbeitete Oberfläche des Materials kann zwar von der optischen Mode entfernt sein, aber mit dem Voranschreiten des Ablationsprozesses kann die gewünschte tiefere Fläche freigelegt werden. Wenn bei einem bestimmten Resonator eine starke Änderung der effektiven Brechungszahl erforderlich ist, kann die Laser-Ablation bis in eine relativ große Tiefe, näher an den Kern des Wellenleiters, wo die Modenintensität am höchsten ist, vordringen. Für eine geringe Änderung der effektiven Brechungszahl ist eine flache Laser-Ablation vorgesehen.

[0107] Da eine hohe Genauigkeit auch dann erforderlich sein kann, wenn große Änderungen benötigt werden, können mehrere Ablationsbereiche verwendet werden. Mit einer tiefen Ablation kann der größte Teil der Korrektur erreicht werden, und eine gesonderte, flache Ablation kann an einer anderen Stelle am gleichen Resonator durchgeführt werden. Die flache Ablation ermöglicht eine kleine Änderung der effektiven Brechungszahl für einen großen Belichtungsimpuls, wodurch eine hohe Genauigkeit bei Einstellungen des FSB erhalten werden kann. Eine weitere Methode zur Erhöhung der Genauigkeit der Einstellung besteht in der Verkleinerung des räumlichen Bereichs, der von dem Ablationsstrahl belichtet wird.

[0108] Fig. 12C zeigt eine weitere alternative Methode zur FSB-Einstellung durch zusätzliches Aufbringen von Material im Laserresonator. Zu den Verfahren zum Aufbringen von Material gehören das bevorzugte Aufdampfverfahren sowie eine gelegentlich als Laserpantographie bezeichnete Laser-induzierte chemische Reaktion, Zerstäubung und andere. Beim Zerstäubungs- oder Aufdampfverfahren ist ein ankommender Strahl **1284**, der auf die Oberfläche gerichtet wird, ein Teilchenstrahl, und eine Richtvorrichtung **1285** kann ein elektromagnetischer Wellenrichter oder ein Maskierungs- oder Abschirmsystem sein. Bei diesen Verfahren können normale Einrichtungen zum gleichmäßigen Aufdampfen von Material mit einer gesteuerten Geschwindigkeit verwendet werden, sodass alle freien Spektralbereiche aller Resonatoren auf einem ganzen Wafer gleichzeitig verschoben werden können. Diese Verfahren laufen im Vakuum ab, und es wird ein Vakuum-kompatibles FSB-Messverfahren, wie etwa Lichtwellenleiter-Kopplung mit einer externen Messvorrichtung, benötigt. Bei der Laserinduzierten selektiven Aufdampfung ist der ankommende Strahl **1284** ein Laserstrahl, und die Richtvorrichtung ist ein optisches Fokussiersystem, das eine Maske haben kann oder auch nicht. Der Laserstrahl regt Material auf oder nahe der Aufdampffläche an, was eine chemische Reaktion nahe dem Bereich, wo die Anordnung von dem Laser beleuchtet wird, induziert und zur Aufdampfung führt.

[0109] Auch hier kann die räumliche Position des Teils des Wellenleiters im Resonator, in dem die Modifikation der Brechungszahl angewendet wird, während des Prozesses geändert werden. Beim Aufdampfverfahren sinkt die Geschwindigkeit der Änderung der Brechungszahl in Abhängigkeit von der Zeit so lange, bis die Position hin zu einem neuen Teil des Wellenleiters im Resonator geändert wird, wenn die Geschwindigkeit wieder zunimmt. Wenn das gewählte Verfahren darin besteht, das Material mit Strahlung zu belichten, kann sich die Änderung der Brechungszahl in Abhängigkeit von der Zeit bei einer bestimmten Position sättigen, und durch Ändern der Position wird die Geschwindigkeit der Änderung der Brechungszahl bei konstanter Belichtung erhöht.

[0110] Durch getrenntes Beleuchten der einzelnen Anordnungen auf einem Wafer mit einem dieser Aufdampfverfahren kann eine individuelle Korrektur der freien Spektralbereiche der Anordnungen erreicht werden. Aufgrund von Prozessschwankungen können sich die freien Spektralbereiche über einen gegebenen Wafer möglicherweise ändern, und ein räumlich selektives Verfahren wie Belichtung mit UV-Laser kann günstig sein.

Frequenzselektive Querverbindung

[0111] Fig. 13 zeigt eine frequenzselektive Querverbindungsanordnung als weitere Ausführungsform der vorliegenden Erfindung, die eine athermische Resonatorkonfiguration verwendet, die so eingestellt ist, dass sie mit festgelegten Frequenzen übereinstimmt, und die über ein abstimmbares Gitter mit einem Wellenleiter gekoppelt ist. Eine Anordnung **1300** kann Licht von einem Eingangskanal in Ausgangskanäle einkoppeln, die in Abhängigkeit von der Frequenz des Lichts wechseln. Diese Anordnung kann als Wellenlängenschalter, Add/Drop-Anordnung, Detektor usw. verwendet werden.

[0112] Wellenleiter **1322**, **1324** und **1326** werden auf einem Substrat **1370** aus unterem Mantelmaterial **1344**, Kernmaterial **1340** und oberem Mantelmaterial **1342** hergestellt, wie an anderer Stelle beschrieben. Ein Gitter **1330** wird in einem Parallelkopplerbereich **1392** so hergestellt, dass vorzugsweise ein Reflexionskoppler entsteht. Wie bekannt ist, sind die Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter **1324** und **1322** vorzugsweise unterschiedlich und die Wellenzahl des Gitters **1330** ist gleich der Summe der Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter in der Reflexionsgitter-Konfiguration. Bei der alternativen Konfiguration eines Gitters in einem kodirektionalen Koppler wird die Differenz der Ausbreitungskonstanten verwendet, und die mit Pfeilen **1325**, **1306** und **1308** bezeichneten Richtungen des Lichtstroms werden umgekehrt. Die transversalen Profile der sich in den Wellenleitern **1324** und **1322** ausbreitenden optischen Moden überlappen einander im Bereich des Gitters **1330** und erzeugen dadurch eine Kopplung $k1(\lambda)$ auf der Wellenlänge λ, die der Teil (wenn die Rückkopplung um den Wellenleiter **1324**, der einen Resonator bildet,

fehlt) der dem Wellenleiter **1322** zugeführten Energie **1302** ist, der in dem durch den Pfeil **1325** angegebenen Sinn in den Wellenleiter **1324** eingekoppelt wird.

[0113] Der Wellenleiter **1324** weist eine geschlossene Schleife auf, die einen Resonator bildet. Die Energie im Wellenleiter **1324** fließt in einen Parallelkoppler **1394**, wo die Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter **1324** und **1326** innerhalb einer Toleranz etwa gleichgroß sind, wodurch die Energie des Wellenleiters **1324** in den Wellenleiter **1326** eingekoppelt wird [k2(λ)]. Die Abhängigkeit der Kopplung k2 von der Wellenlänge ist viel geringer als die der Kopplung k1, wenn ein Gitter im Parallelkoppler **1394** fehlt. Alternativ könnte eine zweite Gitterstruktur in **1394** verwendet werden, wie nachstehend unter Bezugnahme auf Fig. 17 beschrieben wird. Diese eingekoppelte Energie verlässt den Wellenleiter **1326** bei **1306**. Die übrige Energie im Wellenleiter **1324** folgt dem geschlossenen Kreis des Wellenleiters **1324** zurück in den Kopplungsbereich **1392** und wird teilweise reflektiv wieder in den Wellenleiter **1322** eingekoppelt. Die im Wellenleiter **1324** umlaufende Energie ist die interferometrische Summe aus allen elektrischen Umlauffeld-Komponenten und dem Eingangsfeld des Eingangsstrahls; die Austrittsenergie **1304** ist die interferometrische Summe des durchgelassenen restlichen Felds von **1302** und des aus dem Resonator ausgekoppelten Felds. Mit einem Heizstreifen **1350**, der mit zwei Elektroden-Anschlussstellen **1354** und **1356** verbunden ist, kann das Gitter **1330** thermooptisch abgestimmt werden. Zum Messen der Energie **1306** kann ein Detektor angeordnet werden, und in diesem Fall fungiert **1300** als Detektor oder Empfänger.

[0114] Der Resonator **1324** ist vorzugsweise für einen FSB ausgelegt, der ein rationaler Bruch eines Übertragungskanalabstands ist. Er wird bei der Herstellung so eingestellt, dass er gleich dem gewünschten FSB ist und die Positionen der longitudinalen Moden innerhalb von Toleranzen eingestellt werden können. Er ist athermisch gestaltet, um einen absoluten Frequenzbezug unabhängig von der Erwärmung des Gitters **1330** zu schaffen. Der Bereich **1328** und gegebenenfalls der Bereich **1329** sind Bereiche der Modifikation der Brechungszahl des Wellenleiters **1324**, um den gewünschten FSB und die gewünschten Frequenzen der longitudinalen Moden zu erhalten.

[0115] Dadurch, dass die Wechselwirkung zwischen den beiden Wellenleitern am Gitter vorzugsweise stark Temperatur-abhängig ist, bereitet die Forderung, dass der Resonator athermisch sein soll, einige Probleme bei seiner Realisierung. Bei der bevorzugten Ausführungsform werden diese beiden scheinbar widersprüchlichen Forderungen dadurch erfüllt, dass der Resonator-Wellenleiter **1324** über seine gesamte Länge athermisch gestaltet wird und dass eine außergewöhnliche Wellenleiter-Ausführung, die in den Fig. 14C und Fig. 15 gezeigt ist, verwendet wird. Um die Abstimmbarkeit des Gitters beizubehalten, wird der Wellenleiter **1322**, der einen kleinen Abstand hat, vorzugsweise stark Temperatur-abhängig gemacht.

[0116] Fig. 11B zeigt die bevorzugte athermische Gestaltung für den Wellenleiter **1324**. Im Gegensatz zu der in Fig. 11A gezeigten Ausführung, wo der Überlappungsfaktor Γ_c groß ist, ist in dem Querschnitt der Anordnung **1110** in Fig. 11B der Überlappungsfaktor Γ_c in der Polymerschicht **1142** genau so klein, dass alle Schichten zusammen eine Temperaturabhängige Netto-Änderung der optischen Weglänge $n_{eff}L$ von null ergeben:

$$d(L\ n_{eff})/dT = 0 = d(L\ \Sigma_i \Gamma_i n_i)/dT = \Sigma_i \Gamma_i (L dn_i/dT + n_i dL/dT) \quad (10),$$

wobei Γ_i der Überlappungsfaktor für den i-ten transversalen Teil des Wellenleiters ist, durch den die optische Energie der Mode hindurchgeht, und in diesem Fall wird die Summe an einer bestimmten longitudinalen Position über alle transversalen Teile des Wellenleiters ermittelt. Wenn beispielsweise drei Materialien, und zwar Polymer, Mantel-Siliciumdioxid und Kern-Siliciumdioxid, im Wellenleiter verwendet werden, wird die Summe über diese drei Bereiche ermittelt. Der Brechungszahl-Kontrast, die Abmessungen, Schichtdicken und Ätztiefen des Wellenleiters werden so gestaltet, dass der Überlappungsfaktor Γ_c des Polymers den richtigen Wert annimmt, damit Gleichung (10) innerhalb einer Toleranz null ergibt. Es kann jede der Elektroden in Fig. 11B verwendet werden, aber für die thermooptische Erregung wird eine einfache Einzelelektrode wie **1120** als Heizspirale bevorzugt. Bei der bevorzugten Ausführungsform des Gitterbereichs **1330** ist der Wellenleiter-Querschnitt in Fig. 14C gezeigt, wobei der Wellenleiter **1324** der auf der rechten Seite befindliche Wellenleiter mit der transversalen Mode **1481** ist.

[0117] Das bevorzugte Herstellungsverfahren für die Anordnung **1100** und das für die Anordnung **1110** beginnen in der gleichen Weise. In beiden Fällen wird ein unterer Mantel **1144** aus Siliciumdioxid auf einem Siliciumsubstrat **1170** hergestellt. Eine Kernschicht wird aufgebracht und die Schichten werden verfestigt, strukturiert und geätzt, um die Rippe(n) **1140** auszubilden. Bei Fig. 11A wird dann die Schicht **1142** aufgeschleudert, und der Wellenleiter ist fertig. Da die Polymerschicht **1142** nahe an der Ausbreitungsachse der Mode **1180** ist und die Mode die Polymerschicht weitgehend überlappt (Γ_p ist groß), ist diese Struktur eine Temperaturabstimmbare Struktur mit einer relativ starken Änderung von n_{eff} in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Struktur von Fig. 11A ist für die Wellenleiter **1322**, **122**, **922**, **1022**, **1024**, **1726** und den rechten Wellenleiter von Fig. 15 geeignet.

[0118] Bei Fig. 11B wird jedoch eine andere Schicht, vorzugsweise aus Siliciumdioxid **1141** und mit einer Dicke, die mit der der Kernschicht vergleichbar ist, nach der Strukturierung des Kernmaterials **1140** aufgebracht und verfestigt. Um einen relativ kleinen Überlappungsfaktor zu erzielen, wird die Schicht **1141** mit einer Dicke im Bereich von 40 bis 200 % oder mehr der Dicke der Kernschicht aufgebracht. Die Schicht **1141** wird dann um einen Teil ihrer Tiefe im Bereich von 0 bis etwa 90 % zurückgeätzt. Die Mantelschicht **1142** wird aufgeschleudert und gehärtet. In Abhängigkeit von der Tiefe der Schicht **1141** und der Tiefe der Zurückätzung wird ein größerer oder kleinerer Teil der Mode **1181** zur Ausbreitung in der Mantelschicht **1142** freigelegt. Durch Einstellen dieser Parameter kann der Überlappungsfaktor Γ_c bequem unter den in Fig. 11A erhaltenen Wert eingestellt werden. Wenn die aufgebrachte Schicht dünn ist, also eine Dicke im Bereich von 5 bis 40 % von der Dicke der Kernschicht hat, nimmt der Überlappungsfaktor beim Aufschleudern der oberen Mantelschicht **1142** einen Zwischenwert an.

[0119] Um einen von Natur aus athermischen Wellenleiter zu erhalten, kann der Überlappungsfaktor in Abhängigkeit von den genauen Werten der thermooptischen Koeffizienten in die Nähe von 0,05 oder weniger verkleinert werden, da $(dn/dT)_{Mantel}$ mehr als 20mal größer als $(dn/dT)_{Siliciumdioxid}$ sein kann. Wenn im Wellenleiter die Bedingung (10) erfüllt ist, kann jedes longitudinale Segment des Wellenleiters erwärmt oder abgekühlt werden, ohne den Resonator-FSB zu beeinflussen. Transversale Temperaturgradienten über die Strukturen **11A** oder **11B** werden vorzugsweise vermieden, da sie zu Rest-Änderungen des FSB und der Modenpositionen führen.

[0120] Der Wellenleiter **1322** wird vorzugsweise nach Fig. 11A gestaltet, um eine große Abstimmgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur zu erhalten. Durch Erregen des Heizstreifens **1350** wird der Gitterbereich **1330**, der Segmente der beiden Wellenleiter **1322** und **1324** umfasst, erwärmt. Die effektive Brechungszahl des Wellenleiters **1322** ändert sich schnell, wodurch die Gitterwellenlänge abgestimmt wird. Die effektive Brechungszahl des benachbarten Wellenleiters **1324** bleibt konstant und Temperatur-unabhängig, sodass die longitudinalen Moden des Resonators im Wesentlichen nicht beeinflusst werden. Um den Koppelfaktor des Kopplungsbereichs **1394** Temperatur-unabhängig zu halten, wird der Wellenleiter **1326** vorzugsweise in der gleichen Weise wie der Wellenleiter **1324** gestaltet.

[0121] Das Reflexionsband des Gitters **1330** ist vorzugsweise schmaler als der Übertragungskanalabstand. Die Energie, die vom Wellenleiter **1322** zum Wellenleiter **1324** übertragen wird, hängt gleichermaßen von der Gitter-unterstützten Kopplungsfunktion k1(λ) und dem Resonatorspektrum ab. Die longitudinale Mode des Resonators mit dem größten Kopplungswert wird am stärksten erregt. Damit die Struktur **1300** als frequenzselektiver Detektor wirkt, sollte die Kopplungsfunktion auf der gewählten Frequenz/den gewählten Frequenzen stark und auf den benachbarten (oder allen anderen nichtgewählten) longitudinalen Moden schwach sein. Eine bevorzugte Unterdrückung wäre größer als etwa 30 dB. Um diese Unterdrückung zu realisieren, ist die Bandbreite des Gitterkopplers vorzugsweise schmal, sodass, wenn das Gitter so abgestimmt wird, dass es auf einer der longitudinalen Moden reflektiert, die Kopplungsfunktion auf den anderen longitudinalen Moden sehr schwach ist. Das Gitter wird vorzugsweise apodisiert und/oder gechirpt und auf andere Weise gestaltet, um dieses Ziel zu erreichen.

[0122] Das Gitter **1330** koppelt eine Frequenz in den Wellenleiter **1324** ein, aber wenn der von **1324** gebildete Resonator außerhalb der Resonanz ist, summieren sich die Umläufe um den Resonator außer Phase und unterdrücken die Kopplung. Da das Gitter **1330** über eine Resonanz des Resonators abgestimmt wird, summieren sich die Umläufe in Phase und die Kopplung wird verbessert. Eine signifikante Energiekopplung mit dem Resonator **1324** gibt es trotz analoger Abstimmung des Kopplungsgitters nur auf den vom Resonator definierten Frequenzen. Energie wird aus dem Wellenleiter **1322** einzeln auf jeder gewählten Frequenz bei starker Unterdrückung auf den Zwischenfrequenzen digital ausgekoppelt. Ein Teil der in der Wellenleiterschleife **1324** umlaufenden Energie wird in den Wellenleiter **1326** eingekoppelt. Mit einem mit der Energie **1306** gekoppelten Detektor wird die Anordnung **1300** zu einem abgestimmten Detektor, der zwischen vorgewählten Kanälen durch Regeln des durch den Heizer **1350** fließenden Stroms umgeschaltet werden kann. Die übrige Energie fließt transparent durch den Wellenleiter **1322** und in den Ausgang **1304**. Wenn die Anordnung **1300** eine Add/Drop-Anordnung ist, wird der Ausgang **1304** mit dem fortgesetzten Lichtwellenleiter im Übertragungssystem verbunden, wobei die nichtgewählten Frequenzen mit Einfügungsverlust, aber ansonsten unverändert, hindurchgehen. Wenn die Anordnung **1300** ein abgestimmter Detektor ist, wird der Ausgang **1304** vorzugsweise mit einem Absorber und/oder Winkelreflektor und/oder -diffraktor gekoppelt, um sicherzustellen, dass es kein Rückführungssignal gibt.

Impedanzanpassung

[0123] Wenn der Koeffizient für die Einkopplung vom Wellenleiter **1322** in den von 1324 gebildeten Resonator auf einer bestimmten Frequenz entsprechend Impedanz-angepasst wird, fließt die gesamte Energie **1302** auf dieser Frequenz durch den Resonator und in den Kanal **1306**, wobei keine Energie zu **1304** durchsickert. Wenn der Resonator auf der Re-

sonanz erregt wird, ist die Amplitude des elektrischen Felds, das in **1392** aus dem Wellenleiter **1324** ausgekoppelt und in den Wellenleiter **1322** eingekoppelt wird, genau außer Phase mit der übrigen zugeführten Energie von **1302**, die direkt über den Gitterkoppler **1330** im Wellenleiter **1322** zum Ausgang **1304** übertragen wird. Eine ideale Impedanzanpassung wird erreicht, wenn der Resonatorverlust und die Kopplungsstärke so eingestellt werden, dass die Amplituden dieser beiden Wellen identisch sind, was zu einer perfekten Unterdrückung und einem Null-Energiefluss in den Ausgangskanal **1304** führt. Bei idealer Impedanzanpassung fließt die gesamte von **1302** zugeführte Energie in den Resonator und wird zwischen dem Ausgang **1306** und den Streuverlusten des Resonators **1324** aufgeteilt. Wenn die Impedanz des Resonators nicht ideal angepasst wird oder wenn er außerhalb der Resonanz erregt wird, wird ein Teil der bei **1302** zugeführten Energie auf dieser Frequenz zum Ausgang **1304** weitergeleitet.

[0124] Es ist zweckmäßig, die Impedanz des Kopplers **1392** so anzupassen, dass auf der vorgegebenen Frequenz des Resonators, die von dem abstimmbaren Gitterkoppler gewählt wird, die gesamte zugeführte Energie zum Ausgang **1306** fließt. Auf allen anderen Frequenzen, die nicht vom Gitter gewählt werden, fließt die zugeführte Energie transparent zum Ausgang **1304**.

[0125] Die ideale Impedanzanpassung kann geplant werden, wenn der Streuverlust des Resonators bekannt ist, indem die Resonanzkopplungskonstante im Koppler **1392** und die Kopplungskonstante der Kopplers **1394** so gewählt werden, dass sie die festgelegten Kriterien erfüllen. Für einen effizienten Betrieb sollte die Kopplung im Koppler **1394** vorzugsweise gleich den Streuverlusten sein oder um einen Faktor von etwa 2 größer als diese sein. Dadurch wird die Kopplung im Koppler **1394** zur freien Hauptvariable, die zum Erreichen der idealen Impedanzanpassung verwendet wird. Bei der Herstellung wird wie zuvor die ideale Impedanzanpassung nicht immer bei einem genügend großen Teil der Produktion erreicht. Es wird ein Verfahren zum Trimmen der Impedanzanpassung zur Erhöhung des Ausstoßes benötigt. Es ist möglich, die Kopplungskonstante der Parallelkoppler **1392** und/oder **1394** und/oder den Verlust des Resonator-Wellenieiters **1324** einzustellen, um die ideale Impedanzanpassung zu erreichen.

[0126] Die Kopplungskonstante bei den Kopplern hängt sowohl von der Überlappung der transversalen Moden zwischen den beiden Wellenleitern in dem Koppler als auch von der Stärke des Gitters ab. Beim Trimmen der Koppler ist es zweckmäßig, die Größe der Kreuzkopplung bei der Herstellung des Gitters zu messen und die Gitterstärke so einzustellen, dass diese Kreuzkopplung minimiert wird. Wenn beispielsweise die gewählte Größe der Kreuzkopplung die Energie innerhalb der Resonanz ist, die dem Ausgang **1304** von **1302** zugeführt wird, kann das Verhältnis dieser Energien gemessen werden und so minimiert werden, dass eine gute Impedanzanpassung erreicht wird. Dieser Schritt wird vorzugsweise nach der vollständigen Herstellung des Wellenleiters, d. h. nach dem Aufdampfen der Mantelschichten, durchgeführt. Wenn das Gitter durch Belichtung mit energiereichen Strahlen, wie etwa sichtbarem oder UV-Licht, hergestellt wird, kann die Belichtung so lange eingestellt werden, bis die Größe der Kreuzkopplung unter dem gewünschten Schwellenwert liegt. Beispielsweise kann die UV-Belichtung des Ge-dotierten Siliciumdioxid-Kerns durch Beleuchten des Kerns durch eine vollständig ausgehärtete Polymer-Mantelschicht unter Verwendung des Interferenzstrahlverfahrens oder eventuell einer Phasenmaske durchgeführt werden. Mit den gleichen Mitteln kann die Belichtung einer sensibilisierten Polymer-Mantelschicht realisiert werden. Mit einer guten Impedanzanpassung kann die Energie auf der Resonanzfrequenz, die zu **1304** durchsickert, auf einen erstrebenswert niedrigen Wert, beispielsweise –30 dB, gesenkt werden.

[0127] Es kann beispielsweise ein Teststrahl in den Wellenleiter **1322** injiziert werden, wodurch ein Eingangssignal **1302** bereitgestellt wird, und es kann ein Detektor so angeordnet werden, dass er auf einen Teil des Lichts, das den Wellenleiter **1322** erregt, anspricht, wodurch ein Ausgangssignal **1304** bereitgestellt wird, und das Verhältnis dieser beiden Signale auf der Resonanzfrequenz ist eine Art Kreuzkopplung, die als Auslöschungsverhältnis bezeichnet wird. Das kann vor oder nach dem Schneiden und Zertrennen des Wafers in einzelne Chips erfolgen. Durch Messen des Teils des Eingangssignals **1302**, der als Ausgangssignal **1304** herauskommt, während das Gitter **1330** belichtet wird, kann die erforderliche Gesamtbelichtung vorhergesagt werden, und die Belichtung kann beendet werden, bevor ein Überbelichtungszustand erreicht wird. Durch erneutes Messen des Auslöschungsverhältnisses kann ein kleines Belichtungsinkrement berechnet werden und zum Anstoßen der Impedanzanpassung an das gewünschte Optimum verwendet werden. Als Alternative kann die Add/Drop-Kreuzkopplung auf der Resonanzfrequenz als Verhältnis zwischen den Ausgangssignalen in den Kanal **1306**, wenn der Eingang **1308** erregt wird, oder umgekehrt gemessen werden.

[0128] Die Überlappung der transversalen Moden zwischen den beiden Wellenleitern kann um kleine Beträge verstellt werden, indem die Brechungszahl des Bereichs zwischen den Wellenleiterkernen geändert wird. Dieses Ziel kann auch wieder durch UV-Belichtung entweder eines sensibilisierten Siliciumdioxid-Bereichs oder eines unvollständig ausgehärteten Polymerbereichs zwischen den Kernen erreicht werden. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass es unabhängig von der Art und Weise der Gitterherstellung

verwendet werden kann.

[0129] Der Resonatorverlust kann mit verschiedenen Verfahren erhöht werden. Wenn die Einkopplung in den Resonator im Gitter **1330** so gestaltet wird, dass sie etwas größer als das Optimum ist, kann der Resonatorverlust erhöht werden, um die Anordnung auf die optimale Impedanzanpassung zu bringen. Der Resonatorverlust kann durch Laser-Ablation oder Nass- oder Trockenätzen beispielsweise eines Teils des Wellenleiters **1324** erhöht werden, wodurch eine etwas geraute Fläche schrittweise näher an den Kern der Mode im Resonator gebracht wird und der optische Verlust durch Faktoren wie Beugungs-, Streuungs- und Modenkopplungsverlust erhöht wird. Alternativ kann eine Brechungszahl-Unstetigkeit quer zum Wellenleiter durch Laser-Ablation oder durch Bestrahlung von sensibilisiertem Siliciumdioxid oder Polymer erzeugt werden, wodurch ein Reflexions- oder Beugungsverlust entsteht. Eine Grenzfläche mit einem flachen Winkel kann eine große Lichtmenge bei einer nur geringen Änderung der Brechungszahl reflektieren. Es sind auch andere Verfahren, wie etwa Dotieren eines photochromen Moleküls in den Resonator, möglich, um Änderungen der Absorption bei Belichtung zu erzeugen. Oder es kann ein Oberflächenabsorptionsverlust herbeigeführt werden, indem beispielsweise eine metallische Dünnschicht so nahe an dem Wellenleiterkern aufgedampft wird, dass ein gewisser optischer Verlust entsteht. Der durch diese Dünnschicht bewirkte Verlust kann z. B. durch Laser-Ablation von Teilen der Dünnschicht getrimmt werden, wodurch auch der Resonatorverlust eingestellt wird.

[0130] Zu beachten ist der wünschenswerte Umstand, dass, wenn das Gitter in der mittleren Wellenlänge etwas driftet, das Durchstrahlungsspektrum des Ausgangsstrahls **1306** kaum geändert wird. Der Effekt der Drift tritt als Änderung der Seitenmoden-Unterdrückung und als Verringerung der Effektivität der Energie-Übertragung zum Ausgangszweig **1306** auf (die Nachweisleistung eines zum Empfangen der Energie **1306** angebrachten Detektors wird verringert).

[0131] Wenn der Resonator athermisch ist, der Gitterkoppler abstimmbar ist, die Frequenzen des FSB und einer der Moden eingestellt worden sind und die Impedanzanpassung beendet ist, kann die Anordnung **1300** als digitale Wellenlängen-selektive Querverbindung verwendet werden. Es kann ein Mehrfrequenz(DWDM)-Eingang als **1302** angeschlossen werden, und ausgewählte Frequenzkanäle können mit guter Effizienz und geringer Kreuzkopplung von **1304** zu **1306** umgeleitet werden. Die Anordnung **1300** ist auf den anderen Frequenzen im Wesentlichen transparent.

[0132] Mit einem zusätzlichen Eingangskanal kann Energie bei **1308** in das System gelangen. Wenn die Impedanz des Kopplers **1392** auf einer bestimmten Frequenz vom Eingang **1302** zum Ausgang **1306** angepasst wird, wird durch Symmetrie und Zeitumkehr-Invarianz die Impedanz des Kopplers **1394** auf der gleichen Frequenz vom Eingang **1308** zum Ausgang **1304** angepasst. Das bedeutet, dass, wenn die Anordnung so abgestimmt wird, dass sie einen Kanal in **1306** effektiv auslässt, sie auch so abgestimmt wird, dass sie einen Kanal aus **1308** zu **1304** effektiv hinzufügt. Daten auf der optischen Kopplungsfrequenz, die vom Gitter **1330** und seinem Aktuator **1350** bestimmt werden, können daher aus **1302** ausgelassen und zu **1304** hinzugefügt werden, und zwar im Wesentlichen unabhängig, wenn die Kreuzkopplung gering ist, und ohne die anderen Frequenzkanäle des Systems zu beeinflussen.

[0133] Der Wellenleiter **1324** bildet einen Resonator. Licht macht mehrere Umläufe, bevor es aufgrund von Verlusten und Auskopplung aus dem Resonator zerfällt. Die Umläufe beeinträchtigen einander, sodass das bereits erwähnte charakteristische FSB- und Longitudinalmodenspektrum sowie die Erscheinung der Impedanzanpassung entstehen. Diese Situation steht in auffallendem Widerspruch zu der Situation, in der ein vollständig reflektierendes Gitter im Kopplungsbereich **1392** angeordnet ist. Bei einem stark reflektierenden Gitter tritt nach einer einzigen Reflexion vom Gitter **1330** Licht **1302** in den Wellenleiter **1324** ein, durchläuft die Schleife **1324** einmal und tritt als Licht **1304** ohne wesentliche Interferenz durch mehrere Umläufe in der Schleife **1324** aus. Gleichgültig, ob der Wellenleiter **1324** einen Resonator bildet oder nicht, wäre die Funktionsweise einer Anordnung mit einem solchen stark reflektierenden Gitter im Wesentlichen die Gleiche. Dieses stark reflektierende Gitter ist in A. S. Kewitsch, US-Patent Nr. 5.875.272, 23.02.1999, beschrieben. Ohne Interferenz verschwinden die nützlichen Longitudinalmodenresonanzen.

[0134] Der Wellenleiter **1322** oder **1326** kann mit anderen Anordnungen, unter anderem Lichtleitfasern, Verstärkern, Schaltern, Reflektoren, Filtern, Modulatoren, Quellen und Detektoren, gekoppelt werden. Insbesondere kann **1326** auch ein Kommunikationswellenleiter sein, der mehrere optische Frequenzkanäle überträgt, die bei **1308** eintreten. In der Konfiguration von Fig. 13 ist der Resonator **1324** gleichzeitig mit im Wesentlichen allen diesen Wellenlängen gekoppelt, da der Koppler **1394** ein Breitbandkoppler ist. Licht, das **1308** mit der vom Gitter **1330** gewählten Frequenz zugeführt wird, wird in den Ausgang **1304** eingeleitet. Bei dieser Konfiguration wirkt die Anordnung **1300** als Kanal-selektiver Querverbindungsschalter, wobei nur die gewählte Frequenz (oder Frequenzen, je nach Ausführung des Gitters) von **1302** auf **1306** und von **1308** auf **1304** umgeschaltet wird und alle anderen Frequenzen hindurch-

gehen. Wie dargestellt, ist jedoch der Wellenleiter **1326** nicht so transparent wie der Wellenleiter **1322**, da der Koppler **1394** ein Breitbandkoppler ist, und er koppelt zahlreiche Frequenzen in den Resonator **1324** ein, während der Koppler **1392** ein Schmalbandkoppler ist und nur eine Frequenz in den Resonator einkoppeln kann. Obwohl die Frequenzen, die vom Wellenleiter **1326** in den Resonator eingekoppelt werden, möglicherweise nicht in den Wellenleiter **1322** eingekoppelt werden, wenn das Gitter außerhalb der Resonanz ist, kommt es im Wellenleiter **1326** auf den Kopplungsfrequenzen immer noch zu einer Verzerrung, wie etwa Impulsverzerrung, und zu einem weiteren Energieverlust.

[0135] Fig. 17 zeigt eine weitere Ausführungsform **1700** der Erfindung, bei der ein Koppler **1794** ebenfalls als Schmalbandkoppler mit Elementen hergestellt ist, die denen des Kopplers **1392** ähnlich sind. Wie beschrieben, sind ein thermooptisches Gitter **1730** und ein Heizstreifen **1750** vorgesehen. Die Wellenleiter **1324** und **1726** haben verschiedene Modenausbreitungskonstanten und vorzugsweise verschiedene Temperaturkoeffizienten, wie unter Bezugnahme auf die Fig. 14C und Fig. 15 dargelegt worden ist. Der Wellenleiter **1726** wird in der gleichen Weise wie der Wellenleiter **1322** hergestellt. Der Eingang **1708** und der Ausgang **1706** sind in ihrer Lage gegenüber Fig. 13 umgekehrt, da der Gitterkoppler in **1794** reflektierend ist. Die Funktionsweise der Anordnung **1700** kann fast identisch mit der der Anordnung **1300** sein, mit der Ausnahme, dass der Wellenleiter **1726** jetzt auf anderen Frequenzen als der Gitterresonanz/den Gitterresonanzen transparent ist. Die Eingänge **1708** und **1302** können symmetrisch sein, ebenso die Ausgänge **1706** und **1304**. Um eine spezielle Frequenz über den Resonator aus **1302** in **1706** oder aus **1708** in **1304** einzukoppeln, werden beide Gitter **1330** und **1730** normalerweise auf die gewünschte Frequenz abgestimmt. An **1302** und **1708** können mehrere optische Frequenzkanäle vorhanden sein, und die Daten auf einem festgelegten Kanal werden gegeneinander ausgetauscht, wenn beide Gitter auf diese Frequenz abgestimmt sind. Die Anordnung **1700** kann daher als frequenzselektive Querverbindung oder optischer Schalter mit den Teilgruppenfunktionen Add/Drop- und abgestimmter Detektor wirken. Die beiden Gitter **1730** und **1330** können gleichzeitig mit dem gleichen Heizstrom abgestimmt werden, aber es ist vorteilhaft, sie getrennt abzustimmen.

[0136] Durch Hintereinanderschalten mehrerer Anordnungen, wie etwa **1700** und **1300**, entlang einem einzigen Eingangskanal **1302** (der **1304[i]** mit **1302[i+1]** verbindet) können mehrere optische Kanäle unabhängig in mehrere Ausgangskanäle **1706[i]** überführt werden oder von mehreren Eingangskanälen **1708[i]** hinzugefügt werden. Durch Hintereinanderschalten mehrerer Anordnungen, wie etwa **1700** oder **1300**, entlang zweier Eingangskanäle (die **1304[i]** mit **1302[i+1]** verbinden und **1708[i]** mit **1706[i+1]** verbinden) können mehrere optische Kanäle zwischen zwei Lichtleitfasern, die jeweils mehrere Datenkanäle übertragen, unabhängig querverbunden werden.

[0137] Die Anordnungen **1300** und **1700** sind neu konfigurierbar, da sie so geändert werden können, dass sie zunächst auf dem Kanal i (d. h. auf dem Querverbindungskanal) und dann auf dem Kanal j arbeiten. Es kann zweckmäßig sein, beim Abstimmen der Anordnung **1700** vom Kanal i auf den Kanal j zu vermeiden, dass sie auf den Zwischenkanälen, die zwischen den Kanälen i und j liegen, arbeitet. Wenn die Kanäle i und j durch aktive Übertragungskanäle, die Daten übertragen, getrennt sind, muss unbedingt vermieden werden, dass die Datenübertragung auf diesen aktiven Kanälen erheblich gestört wird, wenn eine Anordnung vom Querverbindungskanal i auf den Querverbindungskanal j abgestimmt wird. Die Anordnung **1700** bietet eine außergewöhnliche Möglichkeit, die Störung der Zwischenkanäle zu verhindern. Die beiden Gitter **1330** und **1730** können zu unterschiedlichen Zeitpunkten oder mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten abgestimmt werden, sodass sich ihre Frequenzen nicht auf den Zwischenkanälen, sondern nur auf den gewünschten Endkanälen überlappen. Wenn sich die beiden Gitterfrequenzgänge nicht überlappen, wird keine Impedanzanpassung über den Resonator erhalten und die Wechselwirkung mit einem Zwischenkanal beim Abstimmen darüber wird wesentlich gemindert: es wird kein Licht hinzugefügt, ausgelassen oder umgeschaltet. (Es gibt zwar eine Störung durch die Einkopplung in den Resonator **1324**, aber wenn die Abstimmung langsam durchgeführt wird, kann diese Störung vernachlässigbar sein.) Um beispielsweise vom Kanal i auf den Kanal j abzustimmen, kann zunächst das eine Gitter und dann das andere abgestimmt werden. Der Betrieb auf dem Kanal i wird beendet, sobald das erste Gitter verstimmt ist, und der Betrieb auf dem Kanal j beginnt erst, wenn sowohl das erste als auch das zweite Gitter auf den Kanal j abgestimmt sind. In einem anderen Beispiel können die beiden Gitter in Bezug aufeinander um einen gewünschten Betrag verstimmt werden, um den Betrieb zu beenden, wonach das verstimmte Paar über den gewünschten Kanal abgestimmt wird, wo sie wieder so abgestimmt werden, dass sie miteinander übereinstimmen.

[0138] Fig. 18 zeigt ein Feinabstimmverfahren, bei dem der Abstimmbereich durch Verwenden mehrerer Gitterspitzen erweitert wird. Die longitudinalen Moden des Resonators **1324** sind als Funktion der Frequenz durch eine Mehrspitzenkurve **1810** dargestellt, wo der Einfachheit halber die Breite der Resonanzen sehr klein dargestellt ist. Wir nehmen an, dass eine Doppelbrechung kompensiert worden ist, sodass sich die Kurven für die beiden Polarisationen überlap-

pen. Ein Resonator-FSB **1814** ist der Zwischenraum zwischen benachbarten Spitzen der Kurve **1810**. Die beiden Gitter **1330** und **1730** haben jeweils mehrere Spitzen, wie die Kurven **1820** bzw. **1830** zeigen, die jeweils fünf Spitzen haben. Die Spitzen der Gitter haben zwar im Wesentlichen gleiche Abstände, aber der Spitzen-Abstand in dem einen Gitter kann um eine Frequenz **1812** größer als der in dem anderen Gitter sein und ist in Fig. 18 gleich dem zweifachen FSB. Bei der in Fig. 18 gezeigten Abstimmung stimmen die Frequenzen eines Paars Gitterspitzen **1823** und **1833** überein. Durch gemeinsames Abstimmen des Gitterpaars über den Bereich **1840** (7 FSB) können acht benachbarte longitudinale Moden **1852** gewählt werden. Wenn der FSB gleich einem Übertragungskanal-Zwischenraum ist und die Moden **1810** die Kanäle überlappen, wie vorstehend dargelegt, können acht aufeinander folgende Übertragungskanäle von der Anordnung **1700** gewählt werden.

[0139] Wenn ein Spektrum, z. B. **1830**, gegenüber dem anderen um einen bestimmten Betrag verstimmt ist, in diesem Fall um einen FSB, wird keine der Moden überlappt und keine Mode ist in der Anordnung **1700** aktiv. Die Frequenzen der beiden Spektren können in diesem Zustand gemeinsam abgestimmt werden, ohne dass einer der Kanäle ausgelassen oder umgeschaltet wird. Durch Abstimmen des Spektrums **1830** des Gitters **1730** um zwei FSB-Inkremente, um die Frequenz zu verringern, kann das zweite Paar Gitterspitzen **1824** und **1834** in Übereinstimmung gebracht werden. Die nächsten acht aufeinander folgenden Kanäle **1854** können auch wieder durch gemeinsames Abstimmen der beiden Gitter über den Bereich **1840** in Bezug auf den Ausgangspunkt gewählt werden, wo die Gitterspitze **1834** so eingestellt worden ist, dass sie **1824** überlappt. Es ist klar, dass durch Abstimmen des Spektrums **1830** um 0, ±2 FSB oder ±4 FSB und durch gemeinsames Abstimmen des Spektrenpaars **1820** und **1830** über den Bereich **1840** insgesamt mindestens 5 × 8 = 40 aufeinander folgende Kanäle **1850** adressiert werden können. Die erforderliche Abstimmung beträgt nur etwa 16 FSB, einschließlich der Anfangsabstimmung, die benötigt wird, um die Gitterspitzen **1823** und **1833** auf dem gewünschten Kanal zu überlagern. Die Anzahl der Kanäle, die für einen bestimmten Abstimmbereich adressiert werden können, ist durch die Verwendung dieses Feinabstimmverfahrens auf Kosten der von den zusätzlichen Gitterspitzen hervorgerufenen zusätzlichen Kanalstörung, die vorzugsweise klein gehalten wird, erhöht worden.

[0140] Wenn zwischen nichtbenachbarten Abstimmbereichen, wie etwa vom Bereich **1852** zum Bereich **1856**, gesprungen werden soll, muss man die Zwischenmoden, wie etwa **1824** und **1834**, einander irgendwo überlappen lassen. Wenn Zwischenkanäle beispielsweise zur Datenübertragung in Gebrauch sind, sodass sie nicht gestört werden können, kann die Abstimmung so vorgenommen werden, dass sich die Moden **1824** und **1834** auf Zwischenfrequenzen, wie etwa zwischen den longitudinalen Moden **1810**, überlappen. Wenn die Gitterspektren der Spitzen **1824** und **1834** schmal sind, kann die Kopplung in den oder aus dem Resonator **1324** durch die Gitter klein gehalten werden.

[0141] Es können zahlreiche Abwandlungen dieser Methode verwendet werden. Wenn die Gitterspitzen schmal genug sind, kann der Frequenzabstand **1812** kleiner als zwei FSB sein, was die Verwendung zusätzlicher Gitterspitzen ermöglicht. Wenn der Abstimmbereich mehr (oder weniger) als acht Kanäle umfasst, kann er ebenfalls vergrößert (oder verkleinert) werden. Es können Spitzen mit ungleichmäßigen Abständen verwendet werden, usw. Als weitere Alternative kann die Anordnung **1300** oder **1700** mit einem Paar optische Schalter auf jeder Seite und einem Umgehungswellenleiter kombiniert werden, die ein optisches Eingangssignal entweder durch die Anordnung oder um diese herum entlang dem Umgehungswellenleiter zu einem optischen Ausgang in einer Anordnung übertragen, die auf dem Fachgebiet als störungsfreier Schalter bekannt ist, sodass die optische Übertragung so geschaltet werden kann, dass die Anordnung während der Abstimmung des Gitters **1330** umgangen wird.

Temperaturverhalten von Differentialwellenleitern

[0142] Die Fig. 14A und Fig. 14B sind zwei Zwischenstufen bei der Herstellung der Ausführungsform von Fig. 14C, die ein Paar benachbarte Wellenleiter enthält, die mit unterschiedlichen (vorzugsweise thermooptischen) Koeffizienten hergestellt werden. Die ersten Schritte der Herstellung einer solchen Struktur umfassen vorzugsweise das Aufdampfen einer Mantelschicht **1444** und dann einer Kernschicht mit einer größeren Brechungszahl auf ein Substrat **1470**. Wie vorstehend dargelegt, wird diese Struktur vorzugsweise aus Siliciumdioxid auf einem Siliciumwafer mit einer Ge-Dotierung für den Kern hergestellt, aber es sind zahlreiche Abwandlungen möglich. Die Kernschicht kann dann strukturiert werden, sodass die zwei parallelen Rippenstrukturen **1440** entstehen, deren Enden im Querschnitt zu sehen sind. Dann wird die obere Mantelschicht **1441** aufgebracht, und dann wird eine Ätzmaskierungsschicht **1443** aufgedampft und so strukturiert, dass nur einer der beiden Wellenleiter entlang einem gewünschten Teil seiner Länge freigelegt wird. Fig. 14A zeigt den halbbearbeiteten Artikel auf dieser Stufe seiner Herstellung. Nun wird ein Ätzschritt, wie etwa RIE, angewendet, um einen Teil des Siliciumdioxid-Mantels in den nicht von der Maske bedeckten Bereichen zu entfernen, wodurch die Struktur von Fig. 14B entsteht. Nach dem Entfernen des Maskenmaterials der Schicht **1443** wird eine dicke Polymer-Mantelschicht **1442** aufgeschleudert, und es kann eine elektrisch

leitfähige Schicht aufgedampft und strukturiert werden, um eine Elektrodenstruktur **1445** auszubilden, sodass die Anordnung von Fig. 14C entsteht. Es können zusätzliche Efektrodenschichten oder zusätzliche Wellenleiterkerne, Gitter und andere Komponenten wahlweise entweder auf, in oder unter dieser Struktur hergestellt werden.

[0143] Bei dem Gitterkoppler **1392** oder **1794** ist es beispielsweise zweckmäßig, ein Gitter, wie etwa das Gitter **1330**, in der Schicht **1441** zwischen den beiden Kernbereichen **1440** (oder in einem anderen Teil der Struktur, durch den die optischen Moden **1482** und **1481** hindurchgehen) herzustellen. Dieses Gitter kann zu mehreren alternativen Zeitpunkten während des gesamten Verfahrensablaufs, unter anderem vor dem Aufdampfen der Schicht **1443** und nach dem Aufbringen der Schicht **1442**, hergestellt werden. Aus Fig. 14C geht hervor, dass die Mode **1482** einen viel größeren Überlappungsfaktor in der Schicht **1442** als die Mode **1481** hat. Wenn gewünscht, können die Wellenleiter-Ausführung und die Schicht-Eigenschaften einschließlich Dicke so eingestellt werden, dass die Mode **1481** keine Netto-Temperatur-Abhängigkeit von ihrer effektiven Brechungszahl hat (alle diese Bedingungen werden innerhalb einer Toleranz erfüllt). Dann hat die Mode **1482** des benachbarten Wellenleiters eine negative Netto-Temperatur-Abstimmbarkeit, während ihr Partner athermisch ist, wie es bei der bevorzugten Ausführung der Anordnungen **1300** und **1700** verlangt wird. Wenn gewünscht, kann durch weitere Verkleinerung des Überlappungsfaktors der Moden in dem Material **1442**, das einen negativen thermooptischen Koeffizienten hat, die Temperatur-Abhängigkeit der beiden Wellenleiter so realisiert werden, dass sie gleich oder entgegengesetzt ist. Andere Abwandlungen sind ebenfalls möglich, unter anderem das Athermisch-Machen der Mode **1482**, sodass die Mode **1481** einen positiven Temperaturkoeffizienten hat.

[0144] Bei einer anderen Ausführungsform ist die Schicht **1442** elektrooptisch, und das Element **1445** ist eine Elektrode, die ein elektrisches Feld anlegt. In diesem Fall ändert sich die effektive Brechungszahl in Abhängigkeit von dem angelegten Feld bei den beiden Wellenleitern **1440** und bei den beiden Moden **1481** und **1482** unterschiedlich. Wie zuvor wird eine Elektrodenkonfiguration, die der von Fig. 11B ähnlich ist, für elektrooptische Anordnungen bevorzugt.

[0145] Fig. 15 zeigt eine alternative Ausführungsform eines Paars benachbarter Wellenleiter mit unterschiedlichen Koeffizienten. Für das Herstellungsverfahren wird das unter Bezugnahme auf die Fig. 11A und Fig. 11B beschriebene Herstellungsverfahren geändert und es kommen ein Maskierungsschritt, ein Ätzschritt und ein weiterer Aufdampfungsschritt hinzu. Es wird ein Paar benachbarte Wellenleiterkerne hergestellt, wie es z. B. unter Bezugnahme auf Fig. 11A beschrieben ist. Es werden eine Mantelschicht **1544** und eine Kernschicht **1540** auf ein Substrat **1570** aufgedampft. Die Kernschicht wird so strukturiert, dass die in Fig. 15 gezeigten zwei Wellenleiterkerne entstehen, und die Mantelschicht **1542** wird aufgedampft. Eine Maskierungsschicht kann auf die Schicht **1542** aufgebracht werden und in der gleichen Weise, wie für der Maske **1443** in Fig. 14A beschrieben, strukturiert werden, um nur einen der beiden Wellenleiterkerne entlang einem Teil seiner Länge freizulegen. Dann wird ein Ätzverfahren angewendet, um die Schicht **1542** dort zu entfernen, wo sie von der Maske freigelegt wird, wie in Fig. 15 rechts gezeigt ist. Dieser Schritt ist vorzugsweise selektives Ätzen, sodass die gesamte Schicht **1542** dort entfernt wird, wo sie freigelegt ist, ohne dass die Siliciumdioxid-Schicht **1544** oder **1540** wesentlich entfernt wird. Dann wird eine Endschicht **1546** aufgebracht, sodass die Struktur von Fig. 15 entsteht. Wahlweise kann die Oberfläche dann planarisiert werden. Bei Fig. 15 können die Moden, die sich in den beiden verschiedenen Kernen ausbreiten, unterschiedliche Temperaturkoeffizienten haben, da die Temperatur-Eigenschaften der für die Schichten **1542** und **1546** verwendeten Materialien unterschiedlich sind. Wenn beispielsweise ein stark vernetztes Polymer für die Schicht **1542** verwendet wird und ein schwach vernetztes ähnliches Polymer für die Schicht **1546** verwendet wird, wobei alles andere gleich ist, hat die Mode mit dem größeren Überlappungsfaktor in dem schwächer vernetzten Material **1546** den größeren Temperaturkoeffizienten (wenn man unterstellt, dass der Temperaturkoeffizient von den Schichten **1542** und **1546** beherrscht wird). Oder wenn die Betriebstemperatur weit unter der Glasübergangstemperatur Tg des Polymers **1542**, aber weit über der Tg des Polymers **1546** liegt, hat die Mode mit dem größeren Überlappungsfaktor in dem über der Tg liegenden Material **1546** den größeren (negativen) Temperaturkoeffizienten. Als Alternative in einem der vorgenannten Beispiele kann, wenn eine Schicht, wie etwa **1542**, selbst lichtempfindlich ist, eine zusätzliche Maskierungsschicht weggelassen werden und die Schicht, wie etwa **1542**, kann direkt durch Belichtung und Entwicklung strukturiert werden, um die gewünschte Struktur auszubilden.

[0146] Bei den hier beschriebenen Implementierungen der Erfindung kann ein Flüssigkristallmaterial verwendet werden, um die Brechungszahl eines Wellenleiters zu ändern. Beispielsweise können die Schicht **1546** oder **1442** oder **1142** oder **842** oder **742** oder **342** oder andere Schichten, durch die die optische Mode im Gitterbereich hindurchgeht, ein Flüssigkristallmaterial einer der zahlreichen auf dem Fachgebiet bekannten Arten sein. Besonders praktisch ist der Polymer-dispergierte Flüssigkristall (PDLC), der als elektrooptisches Material angesehen werden kann, da sich die Brechungszahl mit dem angelegten Feld ändert (obwohl die Reaktionszeit im

Vergleich beispielsweise mit elektrooptischen Kristallen relativ lang ist). Nehmen wir beispielsweise den Fall von Fig. 11B, wo die Schicht **1142** ein PDLC sein kann. Die Elektroden **1122**, **1124** und **1126** sind vorgesehen, um elektrische Felder mit steuerbaren vertikalen und horizontalen Komponenten zu erzeugen. Es kann auch ein oberer Mantel (nicht dargestellt) verwendet werden, um den Schwellenwert des Spannungsdurchschlags zwischen Elektroden auf der gleichen Fläche, wie etwa **1122** und **1124**, zu erhöhen. Wenn die Elektroden **1122** und **1124** auf die gleiche Polarität, die von der der Elektrode **1126** abweicht, erregt werden, entsteht ein im Wesentlichen vertikales Feld in der Nähe des Wellenleiters, wodurch das Flüssigkristallmaterial im PDLC in vertikaler Richtung ausgerichtet wird. Wenn die Elektroden **1122** und **1124** auf entgegengesetzte Potentiale erregt werden und **1126** Erdpotential hat, entsteht ein im Wesentlichen horizontales Feld in der Nähe des Wellenleiterkerns, wodurch das Flüssigkristallmaterial im PDLC in horizontaler Richtung ausgerichtet wird. Die Brechungszahl des PDLC und die effektive Brechungszahl des Wellenleiters sind in den beiden Fällen für jede Komponente des polarisierten Lichts (entweder TE oder TM) im Wellenleiter sehr unterschiedlich. Die Brechungszahl kann durch entsprechendes Ändern der Potentiale zu den Elektroden zwischen den beiden vorgenannten Extremsituationen kontinuierlich geändert werden. Wenn ein Gitter entlang dem Abschnitt des Wellenleiters mit PDLC hergestellt worden ist (wie etwa im Kernmaterial **1140** oder in einem der Mantelmaterialien **1144**, **1141** oder **1142** innerhalb der optischen Mode **1181**), wird die Wechselwirkung dieses Gitters durch Anlegen von Feldern abgestimmt, wie vorstehend dargelegt. Es ist zu beachten, dass die Wellenleiterstruktur von Fig. 11A vorzugsweise verwendet wird, um einen großen Abstimmbereich zu erhalten, während die Elektrodenstruktur von Fig. 11B vorzugsweise verwendet wird, um den PDLC abzustimmen. Die Polymermatrix des PDLC wird ebenfalls vorzugsweise gewählt, um die Brechungszahl annähernd mit den Flüssigkristallmaterialien in der Nähe des Betriebszustands in Übereinstimmung zu bringen, um Verluste zu verringern.

[0147] Ein PDLC ist eine vorteilhafte Art von Flüssigkristallmaterial für den Einsatz bei dieser Anwendung, da er keine Beschränkung erfordert, wobei die Flüssigkristalltröpfchen durch das Polymer des PDLC beschränkt werden. PDLC hat jedoch den Nachteil einer relativ starken optischen Streuung in Abhängigkeit von den Brechungszahlen der ausgerichteten Flüssigkristalltröpfchen und der Polymermatrix. Es können auch üblichere Flüssigkristallmaterialien verwendet werden. Mit diesen letztgenannten Materialien wird vorzugsweise eine Beschränkungsstruktur bereitgestellt. Die Elektroden **1120** oder gegebenenfalls die Elektroden **1122** und **1124** können auf der oberen Platte oder auf den zusätzlichen Schichten vorgesehen werden oder in anderer Weise räumlich angeordnet werden, um die gewünschten elektrischen Felder zu erzeugen. Ausrichtungsschichten für die Flüssigkristallmaterialien und Elektroden können vorgesehen werden, um das Flüssigkristallmaterial zu erregen, wie auf dem Fachgebiet bekannt ist. Elektroden können alternativ längs entlang dem Wellenleiter angeordnet vorgesehen werden, wobei das elektrische Feld parallel zum Wellenleiter ist. Transparente Elektroden, die auf dem Fachgebiet bekannt sind, können verwendet werden, um optische Verluste zu verringern, wenn ein wesentlicher Teil der optischen Mode durch das Elektrodenmaterial hindurchgeht. Die Erregung der Elektroden ändert die Brechungszahl des Flüssigkristallmaterials so, dass die Brechungszahl entweder erhöht oder verringert wird, was von der Gestaltung der Anfangsspannung und/oder der Ausrichtungsschicht abhängt, die die Molekülausrichtung festlegt, wenn ein angelegtes Feld fehlt.

[0148] Auch ohne Abstimmfunktion stellen die hier beschriebenen athermischen Resonatoren an sich eine brauchbare Funktion dar. Bei solchen Anordnungen können die Heizstreifen weggelassen werden und die Gitter-Elemente können in athermischen Wellenleitern hergestellt werden, um Temperatur-unabhängige frequenzselektive Anordnungen zu realisieren. Die Anordnungen der Fig. 1, Fig. 9 und Fig. 10 können beispielsweise als Festfrequenz-Laserquellen verwendet werden, und die Anordnungen der Fig. 13 und Fig. 17 können als Festfrequenz-Querverbindungen oder Festfrequenz-Detektoren oder Add/Drop-Anordnungen verwendet werden.

[0149] Bei einer anderen alternativen Ausführungsform werden alle Elemente der Struktur auf einem einzelnen Chip integriert. Wenn das Substrat InP ist, kann die Laserstruktur entweder im 1310-nm-Bereich oder im 1550-nm-Bereich arbeiten; andere Substratmaterialien ermöglichen andere Wellenlängen. In allen Fällen kann ein Polymermaterial in einen Teil des optischen Resonators entlang dem Wellenleiter integriert werden, und eine frequenzselektive Struktur kann verwendet werden, um die Betriebsfrequenz zu bestimmen. Die Polymerstruktur kann so abgestimmt werden, dass ein athermischer freier Spektralbereich entsteht, der FSB kann so eingestellt werden, dass er gleich einem rationalen Bruch des Übertragungskanalabstands ist, und das Gitter kann mit einem Polymer-Abschnitt abgestimmt werden.

Konische Kopplung

[0150] Fig. 3 zeigt die bevorzugte Ausführungsform einer integrierten Hybridkopplungsvorrichtung mit einer Verjüngung, die aber andere komplizierte Aspekte, wie etwa die Wellenleiterkrümmungen von Fig. 5, nicht berücksichtigt. Eine einfache Verjüngung, die

beispielsweise in H. G. Unger, US-Patent Nr. 4.415.227, 15.11.1983, beschrieben ist, ist zum Koppeln von Einmoden-Wellenleitern mit stark unterschiedlichen Modendimensionen oft unzureichend. Mit der normierten Ausbreitungskonstante V eines Wellenleiters wird sein Modenverhalten bestimmt:

$$V = k_o\sqrt{(n_f^2 - n_s^2)} \qquad (11),$$

wobei $k_o = 2\pi/\lambda$ ist, T ungefähr gleich der kleinsten Quer-Abmessung des Wellenleiters ist, n_f die Brechungszahl der Kernschicht dieses Wellenleiters ist und n_s ungefähr die Brechungszahl der darunterliegenden Schicht neben dem Wellenleiter ist. Wenn beispielsweise einer der Wellenleiter in der Mitte des Einmodenbereichs mit einer normierten Ausbreitungskonstante V = 2,5 arbeitet, entsteht ein Faktor zwei für die Verjüngung nach oben im Mehrmodenverhalten. Eine Verjüngung nach unten für einen solchen Wellenleiter ist jedoch bei der Verringerung der Modendimensionen nicht effektiv. Unsere Aufgabe ist es, einen kleinen Hochkontrast-Einmoden-Wellenleiter in einem Halbleiterdiodenlaser an einen größeren Niederkontrast-Einmoden-Wellenleiter in einem Planarwellenleiterchip anzupassen. Wir wollen die Verjüngung auf dem leichter herzustellenden passiven Wellenleitersubstrat herstellen. Wir haben ein Verfahren mit drei Wellenleitern entwickelt, wo wir ein drittes Material mit einer Brechungszahl zwischen den Brechungszahlen der kleinen oder der größeren Wellenleiter verwenden, und wir verwenden eine extreme Verjüngung, die den dritten Wellenleiter unter den Cutoff für die Betriebswellenlänge treibt.

[0151] Der Cutoff eines Wellenleiters ist als wichtiger Parameterwert (z. B. Wellenlänge, Breite, effektive Brechungszahl usw.) definiert, nach dem die Quer-Beschränkung der Mode verloren geht und sich Energie weg vom Kern quer zur Ausbreitungsachse des Wellenleiters ausbreitet. Die Cutoff-Situation ist von der Kopplung zwischen genau definierten Wellenleitern zu unterscheiden, wo Energie zwischen genau definierten (andernfalls unter dem Cutoff) Wellenleitern ausgetauscht wird.

[0152] Ein Diodenlaserchip **310** enthält einen Wellenleiter-Abschnitt **320**, der auf einem Substrat **314** hergestellt ist. Der Laserchip **310** führt eine Netto-Verstärkung um einen Bereich von Wellenlängen, wie etwa 1552 nm, durch. Der Diodenlaserchip **310** hat Abmessungen, die entsprechend der Wellenlänge und dem Materialsystem gewählt sind, und könnte für einen 1550-nm-Laser eine Dicke von 500 Mikrometern, eine Länge in Richtung des Wellenleiters von 400 Mikrometern und eine Breite von 400 Mikrometern haben. Eine Rückseite **312** bildet ein Ende des Laserresonators. Der Laser lasert entlang einer optischen Achse **324**. Das andere Ende des Laserresonators kann sich innerhalb eines Wellenleiters **340** an der Stelle befinden, an der sich ein rückstrahlendes Gitter (siehe 130 oder 132 in Fig. 1) befindet. Die Abmessungen des Wellenleiter-Abschnitts **320** sind veränderlich, können aber normalerweise etwa 0,7 Mikrometer in y-Richtung und etwa 2,1 Mikrometer in x-Richtung betragen, wobei die Größe der optischen Mode vielleicht 0,55 Mikrometer bzw. 1,65 beträgt. Wir geben normalerweise die Größe der Mode mit der Halbwertsbreite der Intensität von $1/e^2$ an. Die volle Breite der Mode beträgt etwa das Doppelte der Modengröße, und die Halbwertsbreite des Strahls beträgt etwa das 1,18-fache der Modengröße. Die Laser-Ausbreitungsachse **324** entlang dem Wellenleiter **320** ist in Vorbereitung auf das Bonden und Ausrichten auf ein Substrat **370** in einem vertikalen Abstand **325** über dem Lasersubstrat **314** befestigt.

[0153] Der Laser wird vorzugsweise mit Lot auf dem Substrat befestigt, wie in Fig. 3 gezeigt. Die Laser-Unterseite wird mit einer Haftschicht **352**, einer Sperrschicht **354** und einer Abdeckschicht **356** versehen. Es ist zu beachten, dass der Laserchip in Fig. 3 auf dem Kopf steht, da das Substrat **314** in der Figur nach oben zeigt. Vorzugsweise ist die Haftschicht 0,1 Mikrometer Ti, die Sperrschicht 0,4 Mikrometer Pt und die Abdeckschicht 0,1 Mikrometer Au. Die Bondfläche des Substrats **370** kann in ähnlicher Weise mit einer Haftschicht **358**, einer Sperrschicht **360** und eine Abdeckschicht **362** hergestellt werden. Die Lötschicht **350** wird aus praktischen Gründen auf der Abdeckschicht des Substrats hergestellt und kann aus einigen Mikrometern AuSn-Lot mit einem Schmelzpunkt von etwa 280 °C hergestellt werden. Der Laserwellenleiter kann in der x-z-Ebene ausgerichtet und an die richtige Stelle heruntergedrückt werden, und das Lot kann kurze Zeit in einem entsprechenden Gas, wie etwa Ameisensäure, erwärmt werden, um die Bildung von Oxiden zu vermeiden und das Bonden des Laserchips zu ermöglichen. Es ist zu beachten, dass die Dicken der Lötschicht **350** und der anderen Schichten so gesteuert werden, dass das Lasersubstrat **314** nach dem Bonden einen gewünschten vertikalen Zwischenraum **326** vom Wellenleitersubstrat **370** innerhalb einer Toleranz für eine gute optische Kopplung hat. Da der Laserwellenleiter **320** entsprechend dem Prozessablauf bei der Herstellung des Lasers in einem festen Abstand über dem Lasersubstrat **314** liegt und der Wellenleiter **330** entsprechend dem Prozessablauf bei der Herstellung des Wellenleiters **330** in einem festen Abstand **335** über dem Wellenleitersubstrat **370** liegt, können durch Steuern der Bondschichten **350**, **352**, **354**, **356**, **358**, **360** und **362** und des Bondprozesses die relativen vertikalen Positionen der Wellenleiter **320** und **330** dadurch eingestellt und gesteuert werden, dass der Zwischenraum zwischen den beiden Substraten **314** und **370** eingestellt und gesteuert wird. Innerhalb der vertikalen Toleranz kann der vertikale Zwischenraum **326** so eingestellt werden, dass er gleich der Summe aus der vertikalen Höhe **325** des Wellenleiters **320** und der vertikalen Höhe **335**

des Wellenleiters **330** ist.

[0154] Der hergestellte Wellenleiter **340** hat Abmessungen, die so gewählt sind, dass andere Faktoren, unter anderem die Effektivität der Kopplung mit normalen optischen Fasern, der sich im Mantel ausbreitende Teil der Mode und der Ausbreitungsverlust durch Strukturen wie Krümmungen, optimiert werden. Zwar können in Abhängigkeit von diesen Faktoren und Herstellungsfaktoren wie Brechungszahl-Differenz die Abmessungen auch bei diesem Wellenleiter um einen Faktor von ungefähr drei bis zehn variieren, aber wir haben die übliche Siliciumdioxid-Technologie für den Wellenleiter **340** mit einer bevorzugten Wellenleitergröße von 2 Mikrometer mal 2 Mikrometer und einer Kern-Mantel-Brechungszahl-Differenz von 2 % gewählt.

[0155] Die Ungleichheit der Abmessungen der beiden Wellenleiter **320** und **340** würde selbst bei perfekter Ausrichtung zu einem hohen Kopplungsverlust (nahe an 4 dB) führen, wenn der Wellenleiter **320** direkt mit dem Wellenleiter **340** stirnflächengekoppelt wäre. Beim Hybridgitterlaser tritt dieser Verlust im Resonator auf und erhöht den Schwellenwert und verringert die Ausgangsleistung. Der konische Wellenleiter-Abschnitt **330** ist vorzugsweise vorgesehen, um die Kopplungseffektivität auf besser als 3 dB und vorzugsweise weniger als 1 dB oder sogar 0,5 dB zu verbessern. Der Wellenleiter **330** wird vorzugsweise mit dem Wellenleiter **320** stirnflächengekoppelt und mit dem Wellenleiter **340** parallel gekoppelt und hat eine spezielle Verjüngung, die die effektive Brechungszahl des konischen Wellenleiters unter den Cutoff sinken lässt. Idealerweise ist das Eingangsende **332** des Wellenleiters **330** so gestaltet, dass die Quer-Abmessung der niedrigstwertigen optischen Mode, die sich im Eingangssegment von **330** ausbreitet, gleich der Quer-Abmessung der aus dem Diodenlaser-Wellenleiter **320** austretenden niedrigstwertigen optischen Mode ist oder in deren Nähe liegt. Durch Vorsehen eines Indexanpassungsmaterials in dem Spalt zwischen den beiden Wellenleitern können die Fresnelschen Reflexionen und die optische Streuung von den beiden Wellenleiter-Enden ebenfalls minimiert werden. Fig. 3 zeigt, dass der Wellenleiter **330** vorzugsweise direkt auf dem Wellenleiter **340** hergestellt wird, aber bei einer alternativen Ausführung kann er unter dem Wellenleiter **340** sein oder durch zusätzliche Schichten von diesem getrennt sein.

[0156] Mit dem konischen Teil des Wellenleiters **330** wird die Ausbreitungskonstante des Wellenleiters **330** nahe an die des Wellenleiters **340** gebracht, wodurch Energie zwischen die Wellenleiter gekoppelt werden kann. Die Verjüngung setzt sich so lange fort, bis der Wellenleiter **330** unter den Cutoff geht. Licht, das sich aus dem Laserwellenleiter **320** ausbreitet, wird in das Ende des konischen Wellenleiters **330** stirnflächeneingekoppelt; in dem nach unten spitz zulaufenden Bereich wird es dann wieder quer in den parallelen Wellenleiter **340** eingekoppelt. Licht, das aus der entgegengesetzten Richtung im Wellenleiter **340** zurückkehrt, wird quer in den gleichen Teil des Wellenleiters **330** eingekoppelt, der jetzt für sich zum Laser ausbreitendes Licht noch oben spitz zuläuft, und es wird dann in den Wellenleiter **320** des Diodenlaserchips stirnflächeneingekoppelt. Der Wellenleiter **340** wird aus einem Material mit einer Brechungszahl n_2 hergestellt. Die Umgebungsmaterialien haben niedrigere Brechungszahlen nahe an und eventuell identisch mit der von Siliciumdioxid n_1. Die Stärke Δ des Wellenleiters **340** hängt von den lokalen Quer-Abmessungen, der Brechungszahl des Mantels **342**, wenn sie von der von Siliciumdioxid abweicht, und der Brechungszahl-Differenz

$$\Delta_{340} = (n_2 - n_1)/n_1 \qquad (12)$$

ab. In Abhängigkeit von diesen Parametern leitet der Wellenleiter **340** die niedrigstwertige optische Mode, die eine effektive Brechungszahl n_{eff} hat, die ungefähr in dem Bereich $n_1 < n_{eff} < n_2$ liegt.

[0157] Fig. 4 zeigt die Änderung der Brechungszahl, die durch die Wirkung der Verjüngung entsteht. Damit der Wellenleiter **330** funktioniert, ist seine Brechungszahl n_3 größer als n_2. Wie im Bereich **460** in Fig. 4 dargestellt, ist die n_{eff} **430** des ersten Segments des Wellenleiters **330** größer als die n_{eff} **440** des ersten Segments des Wellenleiters **340**. Eine Verjüngung verringert die Stärke des Wellenleiters über den Bereich **470**, wodurch die n_{eff} **430** verringert wird und die Modenform geändert wird. Die Verjüngung kann durch Ändern der lokalen Quer-Abmessungen und der Brechungszahl-Differenz bewirkt werden, aber es ist einfacher, die seitliche Breite des Wellenleiters durch Ändern der Maske zu ändern, die zur Bestimmung der Wellenieiterstruktur bei der Herstellung verwendet wird. Obwohl der Wellenleiter **330** immer noch relativ stark ist, kann die Verjüngung schnell sein, wie in dem Bereich entlang der z-Achse der Größe T_1 in den Fig. 3 und Fig. 4 gezeigt ist. Mit fortschreitender Verjüngung wird die Mode des Wellenleiters **330** immer mehr mit den Moden des Wellenleiters **340** im Kopplungsbereich **450** gekoppelt.

[0158] Die Kopplung ist mit der niedrigstwertigen Mode des Wellenleiters **340** am stärksten, da ihre effektiven Brechungszahlen am nächsten sind. Ein Energie-Austausch findet über einen begrenzten Bereich **450** in z statt, wo die Brechungszahlen der beiden Moden einander nahe kommen und wo die einzelnen Brechungszahlen einen Imaginärteil annehmen. In Ausbreitungsrichtung des zunehmenden z gesehen, stören die beiden Moden mit fortschreitender Verjüngung einander stärker und die Kopplung wird stärker. Schließlich verschwindet die Mode des Wellenleiters **330** (unter den Cutoff), der Imaginärteil

der Brechungszahl kehrt zu null zurück, der Energie-Austausch bricht ab, und die Störung der niedrigstwertigen Mode des Wellenleiters **340** verschwindet. Um eine effiziente Energie-Übertragung vom Wellenleiter **330** zum Wellenleiter **340** zu erreichen, sollte die Verjüngung bei der Modenkopplung langsam sein, sodass ausreichend Wechselwirkungszeit zur Vollendung des Energie-Austauschs bleibt. Aus diesem Grund ist der Bereich T_2 normalerweise größer als der Bereich T_1.

[0159] Es gibt zahlreiche Möglichkeiten für die Wahl einer speziellen Wellenleiter- und Verjüngungsausführung. Materialien für die oberen und unteren Wellenleiter sind vorzugsweise stabil, leicht zu bearbeiten und kompatibel. Selbst innerhalb einer bestimmten Auswahl festgelegter Materialien bleiben zahlreiche Optionen und Freiheitsgrade. Die bevorzugte Verjüngungsausführung für diese Anwendung verwendet ein System aus Siliciumdioxid(SiO_2)-Materialien für den Wellenleiter **340** und den unteren Mantel **344** und einen Tantal(V)-oxid(Ta_2O_5)-Kern für den konischen Wellenleiter **330** sowie einen oberen Polymermantel **342**.

[0160] Für den oberen Wellenleiter **330** wählten wir Tantal(V)-oxid wegen seiner Stabilität, seines niedrigen Verlusts und seiner hohen Brechungszahl n_3 = 2,03 bei 1,55 Mikrometern. Man beachte, dass die genaue Brechungszahl von dem zum Aufdampfen der Dünnschicht verwendeten Verfahren abhängt. Da die Verjüngungseigenschaften empfindlich von der Brechungszahl abhängen, sind alle hier angegebenen Zahlen für n_3 = 2,03 berechnet, sind aber vorzugsweise experimentell so eingestellt, dass das gewünschte Verhalten für ein bestimmtes Herstellungsverfahren erzielt wird. Die vertikale Abmessung des Eingangsendes **332** des Wellenleiters **330** wird vorzugsweise so gewählt, dass sie etwa 0,08 Mikrometer (in y-Richtung) beträgt, wodurch ein sehr schwacher vertikaler Wellenleiter mit einer vertikalen Modengröße von etwa 0,8 Mikrometer entsteht, der ungefähr mit der vertikalen Abmessung der geleiteten Mode in dem Diodenlaser übereinstimmt. Die Quer-Abmessung beträgt vorzugsweise etwa 2 Mikrometer (in x-Richtung), wodurch eine laterale Modengröße von etwa 1,3 Mikrometer entsteht, die dicht genug an der Modengröße des Diodenlasers von etwa 1,65 Mikrometer liegt. Die effektive Brechungszahl dieses Wellenleiters liegt vorzugsweise etwas über dem Cutoff, bei ca. n_{eff} = 1,49, sodass die volle Breite der Mode wesentlich größer als die Kern-Abmessung, besonders in vertikaler Richtung, ist. Die Länge der anfänglichen Verjüngung kann klein sein und im Bereich T_1 von etwa 100 Mikrometer liegen, und der größte Teil der Verjüngung kann hier realisiert werden, wodurch die Breite des Wellenleiters in Abhängigkeit von der speziellen Ausführung um einen Faktor von 2 oder auch 10 oder mehr verringert wird. Die genaue Länge und Größe der Verjüngung in diesem Bereich können experimentell so eingestellt werden, dass der Umfang der Modengrößenverringerung optimiert wird und dabei der optische Verlust minimiert wird (die Länge T_1 kann vergrößert werden, um den optischen Verlust zu verringern). Der größte Teil der Verjüngung, aber im Wesentlichen keine Kopplung, wird vorzugsweise in diesem schnellen Verjüngungsabschnitt bewirkt. Die zweite Verjüngung kann länger als T_2 500 Mikrometer sein, und es wird eine ausreichende Verjüngung vorgesehen, um die Kopplung zwischen den Moden zu initiieren, um die Mode des oberen Wellenleiters unter den Cutoff zu bringen und um den unteren Wellenleiter zu entkoppeln und seine Störung wesentlich zu verringern. Es kann ausreichend sein, diesem Teil des Wellenleiters eine Konizität von 50 % zu verleihen. Auch hier können die genaue Länge und Größe der Verjüngung in diesem Bereich experimentell so eingestellt werden, dass der Umfang der Energie-Übertragung zwischen den Moden optimiert wird (die Länge T_2 kann vergrößert werden, um den optischen Verlust zu verringern). Der nicht-konische Anfangsteil kann sehr kurz sein oder sogar eine Länge von null haben, oder es können mehrere konische Abschnitte vorgesehen werden.

[0161] Die bevorzugte Verjüngungsausführung verwendet Tantal(V)-oxid in einer Dicke von 0,08 Mikrometer und nur eine Verjüngung (d. h. T_1 = 0), bei der der Wellenleiter von 2 Mikrometer auf 0,7 Mikrometer über eine Strecke T_2 von 600 Mikrometer lateral nach unten konisch zuläuft. Wenn die Maskenbreite kleiner als etwa 1 Mikrometer wird, machen es Faktoren wie lithografische Auflösung und Masken-Unterätzung zunehmend schwierig, kleine Strukturen zu reproduzieren. Obwohl die Maske eine Verjüngung der Quer-Abmessung vorsieht, liefert das Verfahren zum Reproduzieren der Maske und zum Definieren der Wellenleiterbreite etwas schmalere laterale Strukturen als 0,7 Mikrometer und eine natürliche vertikale Verjüngung, die an dem kleinen Ende des Wellenleiters **330** ausgeprägter ist. Aus diesem Grund sollten die Auswirkungen der Herstellungsausrüstung auf die Funktion der Verjüngung bevorzugt berücksichtigt werden und die Abmessungen sollten entsprechend eingestellt werden. In der Tat kann dieser Umstand bei der Gestaltung genutzt werden, um eine niedrigere effektive Brechungszahl an dem dünnen Ende des Wellenleiters zu realisieren, als bei der Maskengestaltung verlangt wird. Am Ende der Verjüngung kann der Wellenleiter **330** abrupt aufhören, da der Wellenleiter **330** unter dem Cutoff ist und sehr wenig optische Energie im Bereich des Kerns verbleibt. Alternativ kann die Maskenverjüngung bis zu einer Breite von null fortgeführt werden, sodass das lithografische Verfahren den Wellenleiter auf natürliche Weise beenden kann.

[0162] Fig. 8 zeigt eine alternative Verjüngungsausführung, bei der der Wellenleiter segmentiert ist. Ein

Substrat **870** wird mit einem Wellenleiterkern **840** mit einer Brechungszahl n_2, einem oberen Mantel **842** mit einer Brechungszahl von etwa n_1 und einem unteren Mantel **844** mit einer Brechungszahl n_1 hergestellt. Der Wellenleiterkern **840** hat eine größere Brechungszahl als die Mantelschichten, sodass er mindestens eine optische Mode leitet. Ein segmentierter Wellenleiter **830** wird auf dem Wellenleiter **840** mit einer Schicht einer gewünschten Dicke und einer Brechungszahl n_3 hergestellt, wird durch Entfernen von unerwünschtem Material so strukturiert, dass seine Breite, die vorzugsweise an einer Grenzfläche **832** lateral größer ist, konisch zuläuft, und wird durch Entfernen von Material in Bereichen **838** zu einer segmentierten Struktur strukturiert. Das Entfernen von Material ist als vollständig dargestellt, aber das Material kann in gewissem Umfang nach unten in das Kernmaterial des Wellenleiters **840** hinein entfernt werden, oder das Entfernen kann unvollständig sein, sodass etwas Material zurückbleibt, wodurch Segmente **836** überbrückt werden (nicht dargestellt). Man beachte, dass sich die optische Ausbreitungsachse **834** in einem bestimmten Abstand **835** über dem Substrat **870** befindet, damit später ein zweiter Chip an dem freien Teil **872** des Substrats angebracht werden kann, wie an anderer Stelle unter Bezugnahme auf Fig. 3 dargelegt. Als Abwandlung kann der Wellenleiter **840** auf dem Wellenleiter **830** hergestellt werden, und in diesem Fall werden die Segmente **836** in das Kernmaterial von **840** anstatt in das Mantelmaterial von **842** eingebettet.

[0163] Die Anordnung **800** kann Teil der Anordnung **300** oder **100** oder anderer Anordnungen sein.

[0164] Wie in Fig. 8 dargestellt, wird der Wellenleiter **830** mit einer hohen Brechungszahl aus den Bereichen **836** hergestellt, die mit Bereichen **838** (Segmenten) durchsetzt sind, wo das Material mit einer hohen Brechungszahl entfernt worden ist. Wenn die Segmentierungsperiode (die Summe der Breiten eines Bereichs **836** und eines benachbarten Bereichs **838** entlang der Richtung der optischen Ausbreitung) mit den vertikalen und lateralen Rayleigh-Bereichen (**13**)

$$z_o = \pi w_o^2/\lambda \qquad (13)$$

(wobei z_o der Rayleigh-Bereich ist, w_o die Halbwertsbreite der Intensität des optischen Strahls von $1/e^2$ ist und λ die optische Weglänge der Mode im Vakuum ist) vergleichbar ist oder kürzer als diese ist, breitet sich die optische Mode so aus, als ob der Wellenleiterkern durchgehend (nichtsegmentiert) wäre, aber eine kleinere Brechungszahl als die der Bereiche **836** hätte. Der effektive-Brechungszahl-Kontrast zum Mantel **842** wird um die lokale relative Einschaltdauer

$$DF_{seg} = (\text{lokale Länge des Segments})/(\text{lokale Segmentierungsperiode}) \qquad (14)$$

der Segmentierung verringert. Eine relative Einschaltdauer von 50 %, die erhalten wird, wenn die Segmente und die entfernten Bereiche die gleiche Länge haben, verringert die effektive Brechungszahl des Wellenleiters um einen Faktor von etwa zwei. Durch entsprechendes Einstellen der Parameter des Wellenleiters können die gewünschten Modengrößen für einen segmentierten Wellenleiter erhalten werden, aber der Konstrukteur hat jetzt zusätzliche Freiheitsgrade: die relative Einschaltdauer und die Periode der Segmentierung. Wenn beispielsweise die relative Einschaltdauer im Bereich nahe dem Eingang des Wellenleiters **50** beträgt und die Dicke der zur Herstellung der Segmente **836** verwendeten Tantal(V)-oxid-Schicht um einen Faktor von 1,414 im Vergleich zu der vorhergehenden Beschreibung auf 0,11 Mikrometer erhöht wird, sind die Wellenleiterstärke und die Modengrößen in der vertikalen und Quer-Dimension ungefähr so groß wie vorstehend dargelegt.

[0165] Die relative Einschaltdauer kann entlang der Ausbreitungsachse **834** des Wellenleiters **830** durch Ändern der bei der Herstellung des segmentierten Wellenleiters **830** verwendeten lithografischen Maskenstruktur verringert werden, was zur Realisierung der Verjüngung beiträgt. Die Verjüngung, die für den vorstehend beschriebenen nichtsegmentierten Wellenleiter benötigt wird, hat eine Wellenleiterbreite am kleinen Ende des Wellenleiters von 0,7 Mikrometer. Eine so kleine Abmessung kann eine Herausforderung sein, reproduzierbar zu produzieren. Größere Mindestabmessungen werden bevorzugt. Bei Verwendung der Segmentierung wählten wir eine Mindestabmessung von 1,0 Mikrometer, um den gleichen optischen Effekt der Verjüngung hinsichtlich der Änderung der effektiven Brechungszahl der optischen Mode zu erhalten. Der Wellenleiter **830** läuft jetzt konisch lateral von einer Breite von 2 Mikrometer zu einer Breite von 1 Mikrometer am kleinen Ende zu, die Länge der Segmente **836** wird mit 1 Mikrometer konstant gehalten, und die relative Einschaltdauer wird von 50 % auf 25 % geändert, indem die Länge der Entfernungsbereiche **838** schrittweise von 1 Mikrometer auf 4 Mikrometer am kleinen Ende vergrößert wird. Man beachte, dass zahlreiche Änderungen der funktionalen Form der Verjüngung der Segmentierung möglich sind und viele andere zweckmäßig sind, unter anderem eine Verjüngung für die relative Einschaltdauer in linearer, exponentieller, hyperbolischer, Sinus-Form und allen anderen mathematischen Formen. Man beachte auch, dass der allgemeine Segmentierungsverjüngung auch die Möglichkeit einer Verjüngung in der Periode mit alternativen funktionalen Formen umfasst, wenn die Periode weiterhin die Bedingung erfüllt, dass sie mit den Rayleigh-Bereichen vergleichbar ist oder kürzer als diese ist. Es sind auch zahlreiche Abwandlungen bei der Geometrie der Segmentierung möglich, wie etwa die Geometrie, die von R. Adar, US-Patent Nr.

5.577.141, 19.11.1996, „Two-dimensional segmentation mode tapering for integrated optic waveguides" („Konische Gestaltung von Moden mit zweidimensionaler Segmentierung für integrierte optische Wellenleiter"), vorgeschlagen wird, mehrere aufeinander gelegte Schichten aus verschiedenen segmentierten Materialien usw.

[0166] Die in den Fig. 1, Fig. 3, Fig. 5 und Fig. 8 dargestellten Tantal(V)-oxid-Wellenleiter werden vorzugsweise durch Aufdampfen einer Tantal(V)-oxid-Dünnschicht der gewünschten Dicke nach der Herstellung des Germanium/Siliciumdioxid-Kerns hergestellt. Die Tantal(V)-oxid-Dünnschicht kann dann mittels RIE nach einem Maskierungsschritt strukturiert werden, um die gewünschten Grenzen der Tantal(V)-oxid-Wellenleitersegmente zu definieren. Es sind mehrere Abwandlungen möglich, die jedoch nicht in den Figuren dargestellt sind, unter anderem Aufdampfen des Tantal(V)-oxid-Wellenleiters nach dem Aufdampfen des oberen Mantels. Im letztgenannten Fall wird der obere Mantel strukturiert und immer dann bis dicht herunter an die Oberseite des Germanium/Siliciumdioxid-Kerns entfernt, wenn die Tantal(V)-oxid-Wellenleiterstruktur gewünscht wird; ein gleichmäßiges Aufdampfen von Tantal(V)-oxid in der gewünschten Dicke ist dann ausreichend, um den gewünschten Wellenleiter zu erzeugen.

Linsenförmiges Wellenleiter-Ende

[0167] **Fig.** 7 zeigt eine alternative bevorzugte Ausführungsform einer Verjüngung, die eine gute Kopplungseffektivität zwischen zwei unterschiedlichen Wellenleitern bieten kann. Dieses Verfahren beruht auf der linsenartigen Gestaltung des Wellenleiter-Endes. Fig. 7A zeigt ein Substrat **770**, das mit einem Wellenleiterkern **740**, einem oberen Mantel **742** und einem unteren Mantel **744** hergestellt ist. Der Wellenleiterkern **740** hat eine höhere Brechungszahl als die Mantelschichten, sodass er mindestens eine optische Mode leitet. Wie bei den hier an anderer Stelle beschriebenen Wellenleitern kann dieser Wellenleiter als Einmoden-Wellenleiter bezeichnet werden, wenn er überwiegend nur eine Mode leitet. Die höherwertigen Moden können ausgeschaltet werden, und in diesem Fall ist der Wellenleiter genau genommen ein Einmoden-Wellenleiter. Oder einige schlecht begrenzte Moden und Moden mit höherem Verlust können schwach geleitet werden, und in diesem Fall ist der Wellenleiter effektiv ein Einmoden-Wellenleiter, der immer noch für viele Anwendungen geeignet sein kann, unter anderem Kopplung mit optischen Einmodenfasern. Ein Bereich **752** des Kerns **740** ragt etwas aus einer Fläche **732** heraus. Zwar ist der Vorsprung in Fig. 7A mit scharfen Kanten dargestellt, aber diese Kanten können abgerundet sein.

[0168] Dieser Vorsprung kann durch Anwendung einer selektiven Zweischritt-Ätzung hergestellt werden. Erstens kann der Wellenleiter vertikal mit einem nichtselektiven Ätzverfahren hergestellt werden, das die Mantel- und Kernschichten mit ähnlichen Geschwindigkeiten ätzt, wodurch der obere und untere Mantel in dem Bereich, wo der Kern **740** aus der Fläche heraustritt, freigelegt werden. In diesem Schritt wird eine Ätzsperre, wie etwa ein Metallüberzug aus Au oder Cr, auf die Oberfläche des halbbearbeiteten Artikels aufgebracht. Auf die Ätzsperre wird eine strukturierte Schicht aus Fotoresist in dem gewünschten Muster des Entfernungsbereichs (oder einem anderen Muster, wenn gewünscht) aufgebracht und so geätzt, dass das Fotoresist-Muster auf die Ätzsperre übertragen wird. Es kann ein reaktives Ionenätzverfahren verwendet werden, um bis in die Siliciumdioxid-Schichten herunterzuätzen, die von der strukturierten Ätzsperrschicht freigelegt werden. Die Ätzdauer wird vorzugsweise so gesteuert, dass eine genügend große Ätztiefe erreicht wird, um durch den Kern **740** und in den unteren Mantel **744** zu ätzen. Das Ätzen verläuft annähernd vertikal nach unten zum Substrat **770**. Es gibt zahlreiche alternative Verfahren zur Durchführung dieser Ätzung, wobei die Verwendung von CHF_3 als reaktives Gas mit einem Druck von 20 mTorr das bevorzugte Verfahren ist. Auf dieser Stufe ist die freigelegte Fläche der halbbearbeiteten Anordnung eben.

[0169] Zweitens kann auf der Fläche eine selektive Ätzung durchgeführt werden, bei der die Mantelschichten **742** und **744** gegenüber dem Kern **740** bevorzugt geätzt werden. Die bevorzugte Möglichkeit, diese Ätzung durchzuführen, ist eine chemische Ätzung mit einer gepufferten HF-Lösung (BHF; ein Gemisch aus Ammoniumfluorid und Fluorwasserstoffsäure). Wie auf dem Fachgebiet bekannt, ätzt BHF Siliciumdioxid schnell, ätzt aber GeO_2 überhaupt nicht, sodass die GeO_2-reiche Kernschicht **740** langsamer als die Mantelschichten aus reinem Siliciumdioxid geätzt wird. Das genaue Profil des Vorsprungs, der mit diesem Verfahren hergestellt wird, folgt dem Konzentrationsprofil von Ge. Es können auch andere Mittel der selektiven Ätzung verwendet werden, unter anderem Trockenätzung. Die Höhe, in der die Mitte des Kerns aus der Fläche **732** herausragt, hängt von den Ätzparametern (Materialien, Dichte, Dauer, Temperatur usw.) ab. Wenn für den Wellenleiter **740** kein oberer Mantel verwendet wird, d. h., wenn die Schicht **742** fehlt (nicht dargestellt), ist die Form der resultierenden Linsenstruktur anders und vertikal asymmetrisch. Wie bei Fig. 3 kann ein Diodenlaserchip an das Substrat **770** angepasst und daran angebracht werden (vorzugsweise durch Flip-Chip-Bonden), sodass die Achse des Laserwellenleiters **320** oder **112** koaxial mit der Achse **754** des Wellenleiters **740** ist.

[0170] **Fig.** 7 zeigt zwar der Einfachheit halber die Kernform, die durch das Ätzen nicht verändert worden ist, aber in der Realität hat die Form des Vorsprungs **753** im Bereich des Kerns **740** an der Fläche

732 keine spitzen Ecken und kann durch gleichmäßige Kurven wie in Fig. 7B dargestellt werden, wo Oberflächen-Gitterlinien entlang den x-z-Ebenen und den y-z-Ebenen gezeigt sind, um einen Eindruck von der sich gleichmäßig ändernden Oberflächengestalt zu vermitteln. Fig. 7B zeigt, dass der Vorsprung **753** eine linsenförmige Struktur mit zwei verschiedenen Krümmungen in der x-z- und der y-z-Ebene bildet, da die Höhe (y-Dimension) und die Breite (x-Dimension) des Kerns **740** an der Fläche **732** unterschiedlich sind. Unterschiedliche Krümmungen sind zweckmäßig, da die Divergenzen der Diodenlasermode aufgrund der unterschiedlichen typischen Modengrößen in den beiden Ebenen recht unterschiedlich sind, wie vorstehend dargelegt. Die geringe vertikale Modengröße führt zu einer starken vertikalen Divergenz, und daher ist in der y-z-Ebene eine starke Krümmung zweckmäßig. Es wird nur eine schwache (oder gar keine) horizontale Krümmung benötigt, um die horizontale Strahldivergenz auszugleichen. Um diesen Unterschied auszugleichen, kann der Wellenleiter **740**, der einen annähernd rechteckigen Querschnitt hat, breiter gemacht werden, wie im Bereich **750** bei Fig. 7A und im Bereich **751** bei Fig. 7B dargestellt. Die Krümmung in der y-z-Ebene kann durch die selektiven Ätzbedingungen eingestellt werden, wobei im Allgemeinen eine längere Ätzzeit zu einer größeren Krümmung führt, wenn alles andere gleich bleibt. Die Krümmung wird vorzugsweise so lange verstellt, bis die vertikale Divergenz des Diodenlaserstrahls ausgeglichen werden kann. Die Krümmungen des Vorsprungs **753** ändern sich umgekehrt mit den Breiten des Wellenleiters in der Fläche **732**, sodass das gewünschte Verhältnis der Krümmungen (vertikale zu horizontalen Krümmungen) durch Einstellen des Verhältnisses der Breiten (vertikale zu horizontalen Breiten) erhalten werden kann. Da eine hyperbolische Linsenfläche keine sphärische Aberration hat, werden die Herstellungsbedingungen vorzugsweise so eingestellt, dass ein hyperbelnahes Profil für den Vorsprung **753** in dem Bereich nahe der Achse **754**, wo das Modenprofil die Fläche **732** schneidet, erhalten wird.

[0171] Bei einem Planarwellenleiter hat der Bereich **740** eine sehr große laterale Breite im Vergleich zu seiner vertikalen Breite, er unterstützt eine Vielzahl von verschiedenen Ausbreitungsachsen in der x-z-Ebene, und die linsenförmige Struktur ist entlang der x-Achse translatorisch unveränderlich, sodass die Fokussierung hauptsächlich in der vertikalen y-z-Ebene erfolgt. Man beachte auch, dass die Fläche **732** (ohne Berücksichtigung des Vorsprungs) lokal senkrecht zur Ausbreitungsachse **754** der Mode des Wellenleiters **740** dargestellt ist. In diesem Fall ist durch die Symmetrie der Situation die lokale Fläche des Vorsprungs an der Achse **754** senkrecht zu dieser Achse. Diese Fläche kann jedoch in einem Winkel so geneigt sein, dass der Strahl abgelenkt oder gekrümmt wird, um eine laterale Fokussierung zu ermöglichen, oder sie kann für einen anderen Zweck eine andere Form annehmen.

[0172] In Fig. 7A wird die Länge (entlang der Ausbreitungsrichtung) des rechteckigen Teils **750** (oder **751** bei Fig. 7B) des Wellenleiters vorzugsweise kleiner als der laterale Rayleigh-Bereich gehalten, sodass die optische Mode kaum eine Möglichkeit hat, sich in der horizontalen Dimension zwischen der Fläche **732** und dem Beginn des annähernd rechteckigen Bereichs **760** des Wellenleiters **740** auszudehnen. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, wird möglicherweise keine Verjüngung zwischen den beiden Wellenleiter-Abschnitten **750** und **760** benötigt. Bei Verwendung eines linsenförmigen Wellenleiterkopplungsabschnitts kann es zweckmäßig sein, kein Indexanpassungsmaterial einzusetzen. Die Verwendung eines Indexanpassungsmaterials hat zwar den Vorteil, dass die Fresnelschen Reflexionen verringert werden, aber es hat den unerwünschten Effekt, dass eine verstärkte Krümmung der Fläche **732** erforderlich ist, was die Herstellungszeit unerwünscht verlängert und die Herstellungstoleranzen einengt.

[0173] In einem optionalen Schritt der Herstellung der linsenförmigen Fläche **753** kann der Bereich auf eine Temperatur nahe dem Etweichungspunkt der Materialien **740**, **744** und **742** erwärmt werden. Über dem Erweichungspunkt, aber unter dem Schmelzpunkt kann die Oberflächenspannung von Siliciumdioxid das Oberflächenprofil ändern. Das kann als Absenkung der Oberflächentemperatur bezeichnet werden. Durch eine gesteuerte Erhöhung der Temperatur des Wafers oder eines einzelnen Teils kann die Temperatur über eine Zeit, die ausreicht, um die Krümmung des Vorsprungs auf einen gewünschten Wert zu verringern, über den Erweichungspunkt erhöht werden. Dieser Schritt ist von Interesse, wenn das räumliche Profil des Vorsprungs, der durch das vorstehend beschriebene selektive Ätzen hergestellt wird, zu scharf ist (wie in Fig. 7A gezeigt). Ein weiterer erwünschter Effekt der Temperaturabsenkung ist die Glättung der Oberfläche, wodurch die optische Streuung verringert wird. Es können ein einziger Chip, der gesamte Wafer oder einzeln gewählte Bereiche erwärmt werden. Es kann zwar ein Ofen zur Waferskalierung verwendet werden, aber mit einem Laser kann der Bereich um den Vorsprung **752** oder **753** vorteilhaft erwärmt werden, wenn die Temperatur einzelner Bereiche abgesenkt werden soll. Es kann vorzugsweise ein CO_2-Laser verwendet werden, um einen Energie-Impuls mit einer optischen 10-Mikrometer-Strahlung bereitzustellen, die auf die Fläche **732** gerichtet wird und in einem oberflächennahen Raum teilweise absorbiert wird. Wenn ein Lichtimpuls angewendet wird, sodass etwa 0,5 bis 1 J/cm^2 in den oberen Mikrometern des überwiegend aus Siliciumdioxid bestehenden Wellenleitermaterials über einen Zeitraum von einigen Mikrosekunden absorbiert werden, ist eine Temperaturabsenkung zu beobachten.

Bei längeren Impulsen wird mehr Energie benötigt, aber da sich die Tiefe der thermischen Diffusion annähernd als Quadratwurzel der Zeit ändert, nimmt die benötigte Energie als Quadratwurzel der Impulslänge bei einer Impulsdauer von mehr als einigen Mikrosekunden zu. Durch Steuern der Länge und Energie (und der Wellenlänge) des Laserimpulses und der Anzahl der Impulse kann der gewünschte Umfang der Absenkung gesteuert werden, um sich der gewünschten Krümmung zu nähern.

[0174] Der Vorsprung **753** kann verwendet werden, um die optische Strahlung neu zu fokussieren. Lichtstrahlen breiten sich entlang dem Wellenleiter **740** zum Vorsprung **753** aus. Wenn das Material außerhalb des Wellenleiters und über die Grenzfläche **732** eine niedrigere Brechungszahl als der Kern **740** hat, werden die Strahlen beim Durchgang durch die Grenzfläche **732** durch die Krümmung der Grenzfläche **732** fokussiert und erlangen Konvergenz. Der Teil des Vorsprungs, der die größere Brechungszahl hat, verzögert die Phasenfronten der Mode, wenn sie durch die Grenzfläche hindurchgeht, was zu einer Phasenfrontkrümmung in Bezug auf die Krümmung des Vorsprungs führt und die Mode fokussiert. Wenn sich der Strahl weiter zu einer longitudinalen Position mit einer minimalen Strahlgröße ausbreitet, schrumpft oder bündelt sich mindestens eine Strahldimension weiter. Ein anderer Wellenleiter kann in der Nähe dieser Position so ausgerichtet werden, dass der neu fokussierte Strahl mit guter Kopplungseffektivität in den zweiten Wellenleiter eintreten kann. Wenn der zweite Wellenleiter der aktive Wellenleiter eines Halbleiterlasers ist, kann die beschriebene Anordnung Teil einer Injektionsblockierungsvorrichtung, einer externen Hohlraumresonatorvorrichtung, einer Verstärkervorrichtung oder anderer Strukturen sein.

[0175] Alternativ kann der Vorsprung **753** zum effektiven Koppeln eines zweiten Wellenleiters, wie etwa bei einem Halbleiterlaser, mit dem Wellenleiter **740** verwendet werden. In diesem Fall entsteht der Lichtstrahl innerhalb des Diodenlasers und breitet sich zunächst zum Vorsprung aus, wo er von einem divergierenden Strahl neu fokussiert wird, und breitet sich dann entlang der Achse **754** des Wellenleiters **740** aus. Auch hier kann das Ende des zweiten Wellenleiters in Bezug auf die Grenzfläche **732** so ausgerichtet werden, dass eine Kollokation der Emissionsfläche mit dem Mindestfokus innerhalb einer Toleranz erfolgt, um die gewünschte Kopplungseffektivität zu erzielen. Wenn der zweite Wellenleiter auf dem gleichen Substrat wie der Wellenleiter **740** hergestellt wird, wird die Ausrichtung des Endes des zweiten Wellenleiters lithografisch durchgeführt. Wenn der zweite Wellenleiter ein Halbleiterdiodenlaser ist, wird die Ausrichtung des Endes des zweiten Wellenleiters während des Befestigens des Substrats des Diodenlasers an dem Substrat **770** durchgeführt.

[0176] Bei einer weiteren alternativen bevorzugten Ausführungsform kann anstelle des Vorsprungs **753** eine Vertiefung hergestellt werden. Um die Vertiefung herzustellen, kann eine selektive Ätzung durchgeführt werden, bei der die Kernschicht **740** gegenüber den Mantelschichten **742** und **744** bevorzugt geätzt wird. Das bevorzugte Verfahren zur Durchführung dieser Ätzung ist eine chemische Ätzung mit einer wässrigen H_2SO_4-Lösung. Da in diesem Ätzmittel die Ätzgeschwindigkeit von SiO_2 null ist, während die Ätzgeschwindigkeit von GeO_2 mittelgroß ist, wird eine Prozesstemperatur bevorzugt, die über der Raumtemperatur liegt, wie etwa 30 oder 50 °C. Die GeO_2-reiche Kernschicht **740** wird schneller als die Mantelschichten aus reinem Siliciumdioxid geätzt. Auch hier folgt das Profil der mit diesem Verfahren erzeugten Vertiefung dem Profil der Ge-Konzentration. Wenn sich Luft im Entfernungsbereich befindet, defokussiert nun die Vertiefung die durch die Grenzfläche gehende Mode, was für einige Anwendungen zweckmäßig sein kann. Wenn sich ein Fluid mit Indexanpassung im Entfernungsbereich befindet, das eine größere Brechungszahl als der Wellenleiterkern **740** hat, wird eine Fokussierung abermals an der Vertiefung erhalten. Die allgemeine Beschreibung der Strukturen mit dem Vorsprung und der Verwendung des Vorsprungs gilt auch für die Vertiefung, wenn die Umkehrung der Fokussierungseigenschaften entsprechend der Brechungszahl des Entfernungsbereichs beachtet wird.

Temperaturfühler

[0177] Das Wellenleiterpaar von Fig. 14C oder Fig. 15 kann als Temperaturfühler verwendet werden, wenn das Material **1441**, **1442**, **1542** oder **1546** thermooptisch ist, wobei die Elektrode **1445** nicht mehr benötigt wird. Ein Parallelkoppler koppelt optische Energie zwischen die Wellenleiter über einen Bereich, in dem die effektiven Brechungszahlen der beiden Wellenleiter annähernd gleichgroß sind. Aufgrund der Temperatur-Abhängigkeit der Brechungszahl-Differenz erfolgt eine Kopplung nur über einen begrenzten Temperaturbereich. Einer der beiden Wellenleiter kann als Eingangswellenleiter verwendet werden, und Energie wird in den anderen Wellenleiter eingekoppelt, wenn unterstellt wird, dass die Wellenleiter nah beieinander sind, d. h. so dicht beieinander, dass eine weitgehende Überlappung zwischen den Profilen der transversalen Moden und den Kernen der beiden Wellenleiter stattfindet.

[0178] Nach einer Ausbreitungsstrecke entlang dem Koppler, die als Kopplungslänge (die nicht mit der Länge des Kopplers verwechselt werden darf) bezeichnet wird, wird eine maximale Energiemenge zu dem anderen Wellenleiter übertragen, wonach sich die Energie wieder zurück in den ersten Wellenleiter einzukoppeln beginnt. Die Kopplungslänge hängt von der Kopplungsstärke, die von der Überlap-

pung der Modenprofile und der Wellenleiterkerne bestimmt wird, und von der Verstimmung ab, die von der Differenz der effektiven Brechungszahlen der beiden Moden bestimmt wird. Die maximale Größe der Energie-Übertragung von einem Wellenleiter zum anderen hängt vom Verhältnis der Verstimmung, dividiert durch die Kopplungsstärke, ab und kann 100 % erreichen, wenn bei Wellenleitern mit niedrigem Verlust die Verstimmung null ist.

[0179] Bei einem Temperaturfühler wird der Parallelkoppler vorzugsweise mit vergleichbaren oder gleichen Lichtenergien versorgt, die aus den beiden Wellenleitern austreten. Gleiche Energien werden erzielt, wenn die Länge des Kopplers gleich der halben Kopplungslänge ist. Ein Paar Detektoren kann so angeordnet werden, dass es die beiden Energien in den beiden Wellenleitern ermittelt, und ein Verhältnissignal, wie etwa die durch die Summe dividierte Differenz, kann von den beiden erkannten elektronischen Signalen abgeleitet werden. Da die Temperatur des Kopplers geändert wird, ändert sich aufgrund der Differenz der thermooptischen Koeffizienten die Differenz der effektiven Brechungszahlen der beiden Wellenleiter. Änderungen der Betriebstemperatur bewirken daher eine direkte Änderung der Verstimmung des Kopplers. Durch Erhöhen der Temperatur kann die Verstimmung entweder hin zum Synchronismus oder von diesem weg verschoben werden, was davon abhängt, auf welcher Seite des Synchronismus die Betriebstemperatur liegt. Es gibt einen Temperaturbereich auf jeder Seite der Kopplungskurve, über den das interessierende Verhältnis im Wesentlichen Temperatur-linear ist. Mit einem elektronischen Signal im Linearitätsbereich kann die Temperatur des Kopplers abgefühlt werden, oder es kann ein Rückkopplungssystem vorgesehen werden, um einen Heizer zu steuern, der mit dem System thermisch so gekoppelt ist, dass die Temperatur innerhalb eines Betriebsbereichs bleibt. Wie auf dem Fachgebiet bekannt, kann ein Fehlersignal elektronisch von dem Verhältnissignal abgeleitet werden, und die Erregung des Heizers kann so eingestellt werden, dass das Fehlersignal auf null zurückgesetzt wird.

[0180] Die Breite der Frequenzkurve des Kopplers als Funktion der Temperatur ist umgekehrt proportional zu Kopplungslänge. Da sich die Energiekopplung innerhalb der Kopplungsbreite von im Wesentlichen null auf maximal ändert, entspricht eine schmale Kopplungsbreite einer hohen Temperatur-Empfindlichkeit. Um eine hohe Empfindlichkeit oder eine rasche Änderung des Kopplerverhaltens mit der Temperatur zu erhalten, kann die Kopplungslänge vergrößert werden. Wenn die Kopplungslänge beispielsweise von etwa 1 mm auf etwa 10 mm vergrößert wird, wird bei einem Wellenleiterpaar mit einer Temperatur-abhängigen Geschwindigkeit der Änderung der Brechungszahl-Differenz von $d\Delta n/dT = 8 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$ die Halbwertsbreite der Kopplung von etwa 10 °C auf etwa 1 °C verringert. Die Kopplungskonstante oder die Länge des Kopplers kann bei der Herstellung so eingestellt werden, dass die gewünschte Temperatur-Empfindlichkeit entsteht. Der Linearitätsbereich wird zusammen mit der Empfindlichkeit geändert. Die Kopplung kann bei der Anordnungsgestaltung beispielsweise durch Ändern des Abstands der Wellenleiterachsen im Parallelkoppler gewählt werden oder sie kann durch Modifizieren der Brechungszahl der Wellenleiter bei der Herstellung eingestellt werden. Die Brechungszahl kann in dem Bereich zwischen den Wellenleiterachsen so vergrößert (oder verringert) werden, dass die Überlappung zwischen den optischen Moden vergrößert (oder verringert) wird. Alternativ kann die Brechungszahl außerhalb der Wellenleiterachsen verringert (oder vergrößert) werden, um ähnliche Effekte zu erzielen. Wie vorstehend dargelegt, kann die Brechungszahl durch Verwendung eines Verfahrens wie UV-Belichtung, Laser-Ablation, Ätzen oder Aufdampfung modifiziert werden. UV-Belichtung und Ablation werden bevorzugt, da der belichtete Bereich leicht definiert werden kann und die Belichtung leicht gesteuert werden kann.

[0181] Der Absolutwert der Differenz der effektiven Brechungszahlen zwischen den beiden Wellenleitern bei Betriebstemperatur kann auch bei der Konstruktion oder Herstellung festgelegt werden. Durch Ändern der Größe wird die absolute Betriebstemperatur des Kopplers geändert. Um einen gewünschten Temperatur-Sollwert zu erreichen, bei dem ein festgelegtes Signal vom Erkennungssystem verfügbar ist, muss die Differenz der Brechungszahlen des Wellenleiterpaars auf einen bestimmten Wert beim Messen der Temperatur eingestellt werden. Um diesen Wert für die Brechungszahl-Differenz zu erreichen, kann es auch hier wieder zweckmäßig sein, eines der vorgenannten Verfahren anzuwenden, um die Brechungszahl einer der Wellenleiter lokal sehr fein einzustellen. Wenn eine ausreichend enge Herstellungstoleranz nicht ohne weiteres erreicht werden kann, kann die Brechungszahl-Differenz oder Betriebstemperatur des Kopplers gemessen werden und die Betriebstemperatur oder der Sollwert kann durch Anwendung eines Verfahrens zum Ändern der Brechungszahl eines der Wellenleiter in Bezug auf den anderen in den Toleranzbereich gebracht werden.

[0182] Die Länge des Kopplers ist normalerweise gleich der physischen Länge des parallelen Bereichs des Wellenleiterpaars. Jedoch kann die Brechungszahl eines Teils eines der Wellenleiter so modifiziert werden, dass sie außerhalb des Synchronismus mit ihrem parallelen Gegenstück ist. In diesem Fall wird die Länge des Kopplers verringert. Daher kann die Länge des Kopplers mit einem vorgenannten Verfahren zum Modifizieren der Brechungszahl geändert werden. Auch hier wird UV-Belichtung oder Ablation bevorzugt, da es einfach ist, die Änderung der Brechungszahl auf einen eingegrenzten Bereich anzu-

wenden. Das Verringern der Länge des Kopplers kann zweckmäßig sein, um das Ausgangsleistungsgleichgewicht des Kopplers einzustellen.

[0183] Die Struktur von Fig. 14C kann auch verwendet werden, um eine Temperaturabstimmbare Wellenleiter-Matrixanordnung, wie etwa ein matrixartig angeordnetes Wellenleitergitter, zu konstruieren. Es kann eine Vielzahl von Wellenleitern **1440** auf dem Substrat mit einem ausreichenden Abstand für eine geringe Kopplung angeordnet werden. Eine Schicht, wie etwa **1441**, kann dann in mehreren Dicken auf den einzelnen Wellenleitern strukturiert werden. Verfahren zum Erzeugen mehrerer Dicken mit nur wenigen Maskierungsschritten sind auf dem Fachgebiet bekannt. Es können beispielsweise Schichtdicken, die mit 32 gleichgroßen Abständen gewählt werden können, in einer Folge von fünf Maskierungs- und Ätzschritten hergestellt werden. Die Dicke der Schicht auf den einzelnen Wellenleitern kann entsprechend dem gewünschten Zweck beliebig gewählt werden. Wenn die Dicke so gewählt wird, dass sich die Überlappung der Moden mit dem Material **1441** linear über die Wellenleiter-Matrix ändert, erzeugt eine Temperaturänderung eine lineare Phasenverschiebung in der Matrix.

[0184] Eine lineare Phasenverschiebung über eine Matrix kann beispielsweise in einem matrixartig angeordneten Wellenleitergitter zweckmäßig sein. Das matrixartig angeordnete Wellenleitergitter wird in der auf dem Fachgebiet bekannten Weise mit einem Eingangswellenleiter, einem ersten Planarwellenleiter-Kopplungsbereich und einer Matrix mit gekrümmten Wellenleitern, die aus dem ersten Planarbereich austreten und in einem mit einem Ausgangswellenleiter gekoppelten zweiten Planarwellenleiter-Kopplungsbereich enden, hergestellt. Die optische Frequenz des Eingangswellenleiters, die in den Ausgangswellenleiter eingekoppelt wird, kann durch Anwenden einer linearen Phasenverschiebung über die Wellenleitermatrix geändert werden. Die Frequenz des matrixartig angeordneten Wellenleitergitters kann dadurch abgestimmt werden, dass die gekrümmte Wellenleitermatrix des matrixartig angeordneten Wellenleitergitters aus einem thermooptischen Material mit unterschiedlichen Dicken hergestellt wird, wie vorstehend beschrieben.

[0185] Die Erfindung ist vorstehend anhand von speziellen Ausführungsformen erläutert worden. Um eine unnötige Wiederholung zu vermeiden, sollen die Abwandlungen, die vorstehend unter Bezugnahme auf eine Figur beschrieben wurden, entweder einzeln oder gemeinsam auch für die anderen Figuren gelten. Beispielsweise gelten die Abwandlungen, die unter Bezugnahme auf die Fig. 1 bis Fig. 8, 11, 12 und Fig. 15 beschrieben wurden, mit Ausnahme der speziellen Abwandlungen für den Ring- oder Linearresonator, auch für die Beschreibungen unter Bezugnahme auf die Fig. 9 und Fig. 10 und umgekehrt. Mit Ausnahme der Struktur und Funktionen des Verstärkers gelten die Abwandlungen, die unter Bezugnahme auf diese Figuren beschrieben wurden, auch für die Fig. 13 und Fig. 17 und umgekehrt, mit Ausnahme der nur für den Ring- oder Linearresonator bestimmten Abwandlungen. Weitere Ausführungsformen dürften für Fachleute ersichtlich werden. Daher ist die Erfindung nicht auf die vorstehenden Ausführungsformen beschränkt, sondern wird nur von den beigefügten Ansprüchen beschränkt, die Bestandteil dieser Erfindungsbeschreibung sind.

Patentansprüche

1. Differentialweilenleiteranordnung mit einer monolithischen Struktur, die auf einem Substrat angeordnet ist, wobei die Struktur Folgendes aufweist:
ein erstes Wellenleitersegment mit einem Wellenleiterkern (**1440**; **1540**) und den Kern umgebendes Hüllenmaterial (**1441**; **1542**), wobei das erste Wellenleitersegment ein erstes niedrigstwertige-Mode-Profil und eine erste Änderungsgeschwindigkeit bei einer ersten effektiven Brechungszahl bei Anstiegen des angelegten Felds hat;
ein zweites Wellenleitersegment mit einem Wellenleiterkern (**1440**; **1540**) und den Kern umgebendes Hüllenmaterial (**1441**; **1546**), wobei das zweite Wellenleitersegment horizontal von dem ersten Wellenleitersegment versetzt, aber nahe dem ersten Wellenleitersegment zum Koppeln optischer Energie angeordnet ist und ein zweites niedrigstwertige-Mode-Profil und eine zweite Änderungsgeschwindigkeit bei einer zweiten effektiven Brechungszahl bei Anstiegen des angelegten Felds hat; und
eine Stell-Elektrode (**1445**), die so angeordnet ist, dass sie ein Feld anlegt, das in dem ersten und dem zweiten Wellenleitersegment im Wesentlichen identisch ist, wobei sich die Größe der ersten Geschwindigkeit wesentlich von der Größe der zweiten Geschwindigkeit unterscheidet und wobei eine Differenz zwischen der ersten und der zweiten effektiven Brechungszahl durch Ändern des angelegten Felds modifiziert werden kann, **dadurch gekennzeichnet**, dass das den Kern des ersten Wellenleitersegments umgebende Hüllenmaterial (**1441**; **1542**) eine andere Dicke als das den Kern des zweiten Wellenleitersegments umgebende Hüllenmaterial (**1441**; **1546**) hat.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass das angelegte Feld ein elektrisches Feld ist und die Stell-Elektrode (**1445**) mit einer angelegten Spannung in Betrieb gesetzt wird.

3. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass das erste und das zweite Wellenleitersegment entlang einem optischen Weg aneinanderstoßend ausgerichtet sind.

4. Anordnung nach Anspruch 3, dadurch gekenn-

zeichnet, dass das zweite Wellenleitersegment eine zweite optische Weglänge hat, die zweite Geschwindigkeit im Wesentlichen null ist und die Anordnung weiterhin Folgendes aufweist:
ein Gitter (**1330**), das in dem ersten Wellenleitersegment überlappend mit dem ersten Mode-Profil angeordnet ist und durch eine Braggsche Reflexionsfrequenz zum Bereitstellen einer optischen Rückkopplung gekennzeichnet ist, wobei durch In-Betrieb-Setzen der Elektrode die Rückkopplungsfrequenz modifiziert wird, ohne dass die zweite optische Weglänge geändert wird.

5. Anordnung nach Anspruch 4, die weiterhin Folgendes aufweist:
einen optischen Resonator, wobei das Gitter ein Reflektor in dem Resonator ist, wobei das zweite Wellenleitersegment ein Wellenleiter im Inneren des Resonators ist und durch In-Betrieb-Setzen der Elektrode eine longitudinale Mode aus einer Vielzahl von longitudinalen Moden des Resonators gewählt wird, ohne dass eine Frequenz der longitudinalen Mode abgestimmt wird.

6. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass das zweite Wellenleitersegment im Wesentlichen parallel zu dem ersten Wellenleitersegment angeordnet ist und die Kopplung eine Richtungskopplung ist.

7. Anordnung nach Anspruch 6, dadurch gekennzeichnet, dass die Kopplung durch In-Betrieb-Setzen der Elektrode modifiziert wird.

8. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass das angelegte Feld ein Temperaturfeld ist, die Stell-Elektrode ohmisch ist und mit einem angelegten Strom in Betrieb gesetzt wird und dass die Differenz zwischen der ersten und der zweiten effektiven Brechungszahl durch Ändern des angelegten Stroms geändert werden kann.

9. Anordnung nach Anspruch 1, die weiterhin Folgendes aufweist:
ein Gitter, das überlappend mit dem ersten und dem zweiten Mode-Profil angeordnet ist.

10. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass das erste Mode-Profil eine erste Überlappung bei einem Material mit einer hohen Geschwindigkeit der Änderung der Brechungszahl bei einem Anstieg des angelegten Felds hat und das zweite Mode-Profil eine zweite Überlappung bei dem Material mit der hohen Geschwindigkeit hat, wobei die zweite Überlappung wesentlich kleiner als die erste Überlappung ist, und dass die Größe der ersten Geschwindigkeit wesentlich größer als die Größe der zweiten Geschwindigkeit ist.

11. Anordnung nach Anspruch 10, dadurch gekennzeichnet, dass die zweite Überlappung im Wesentlichen gleich null ist.

12. Anordnung nach Anspruch 10, dadurch gekennzeichnet, dass das Material mit der hohen Geschwindigkeit ein Hüllenmaterial ist.

13. Anordnung nach Anspruch 10, dadurch gekennzeichnet, dass die erste und die zweite effektive Brechungszahl bei einer Betriebstemperatur im Wesentlichen gleich sind.

14. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass das erste und das zweite Wellenleitersegment durch verschiedene Brechungszahl-Kontrastwerte zwischen dem Kernmaterial der einzelnen Wellenleitersegmente und dem umgebenden Hüllenmaterial gekennzeichnet sind.

15. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass
der Kern des ersten Wellenleitersegments eine größere Brechungszahl als das diesen Kern umgebende Hüllenmaterial hat,
der Kern des zweiten Wellenleitersegments eine größere Brechungszahl als das diesen Kern umgebende Hüllenmaterial hat und
die unterschiedlichen Dicken des Hüllenmaterials für das erste und das zweite Wellenleitersegment zu unterschiedlichen Empfindlichkeiten der optischen Ausbreitungskonstanten für das erste und das zweite Wellenleitersegment gegenüber dem außen angelegten Feld führen, um die unterschiedlichen Größen der mit dem ersten und zweiten Wellenleitersegment verbundenen ersten und zweiten Geschwindigkeit bereitzustellen.

16. Anordnung nach Anspruch 15, dadurch gekennzeichnet, dass die optischen Ausbreitungskonstanten für das erste und das zweite Wellenleitersegment Temperaturabhängig sind, wodurch sich eine Kopplungsstärke für die optische Kopplung zwischen der ersten und der zweiten Kernmaterialzone mit der Temperatur ändert.

17. Anordnung nach Anspruch 16, die weiterhin eine weitere Hüllenschicht (**1442**) aufweist, die über den Kernmaterialzonen und dem entsprechenden Hüllenmaterial um diese Kernmaterialzonen angeordnet ist und durch eine Brechungszahl mit einer Temperatur-Abhängigkeit gekennzeichnet ist, die sich von der des Hüllenmaterials für das zweite Wellenleitersegment wesentlich unterscheidet, wobei die optische Ausbreitung in dem ersten und dem zweiten optischen Wellenleitersegment durch unterschiedliche Modenüberlappung bei der weiteren Hüllenschicht gekennzeichnet ist.

18. Anordnung nach Anspruch 17, dadurch gekennzeichnet, dass die Modenüberlappung bei ei-

nem der optischen Wellenleitersegmente so ist, dass die optische Ausbreitung darin im Wesentlichen Temperatur-unabhängig ist, und die Modenüberlappung bei dem anderen der optischen Wellenleitersegmente so ist, dass die optische Ausbreitung darin Temperaturabhängig ist.

19. Anordnung nach Anspruch 17, dadurch gekennzeichnet, dass die Modenüberlappungen bei den optischen Wellenleitersegmenten so gewählt werden, dass die optische Ausbreitung darin durch gleiche und entgegengesetzte Temperatur-Abhängigkeit gekennzeichnet ist.

20. Anordnung nach Anspruch 17, dadurch gekennzeichnet, dass die Stell-Elektrode eine Heizelektrodenstruktur aufweist, die auf der weiteren Hüllenschicht über mindestens einem der optischen Wellenleitersegmente angeordnet ist.

21. Anordnung nach Anspruch 15, die weiterhin eine weitere Hüllenschicht, die über den Kernmaterialzonen und dem entsprechenden Hüllenmaterial um diese Kernmaterialzonen angeordnet ist, und eine ein elektrisches Feld anlegende Elektrodenstruktur, die auf der weiteren Hüllenschicht angeordnet ist, aufweist, wobei die weitere Hüllenschicht durch eine Brechungszahl gekennzeichnet ist, die von dem angelegten elektrischen Feld abhängig ist.

22. Anordnung nach Anspruch 15, die weiterhin eine mit dem ersten und dem zweiten Wellenleitersegment optisch gekoppelte Gitterstruktur aufweist, die durch eine Kopplungsfrequenz gekennzeichnet ist.

23. Anordnung nach Anspruch 15, dadurch gekennzeichnet, dass die Kerne des ersten und des zweiten Wellenleitersegments länglich sind und über eine Länge im Wesentlichen aneinander angrenzen und zueinander parallel sind.

24. Anordnung nach Anspruch 15, dadurch gekennzeichnet, dass das Hüllenmaterial für das zweite Wellenleitersegment eine Dicke von null hat und in der Nähe des Kerns für das erste Wellenleitersegment im Wesentlichen fehlt.

Es folgen 14 Blatt Zeichnungen

Anhängende Zeichnungen

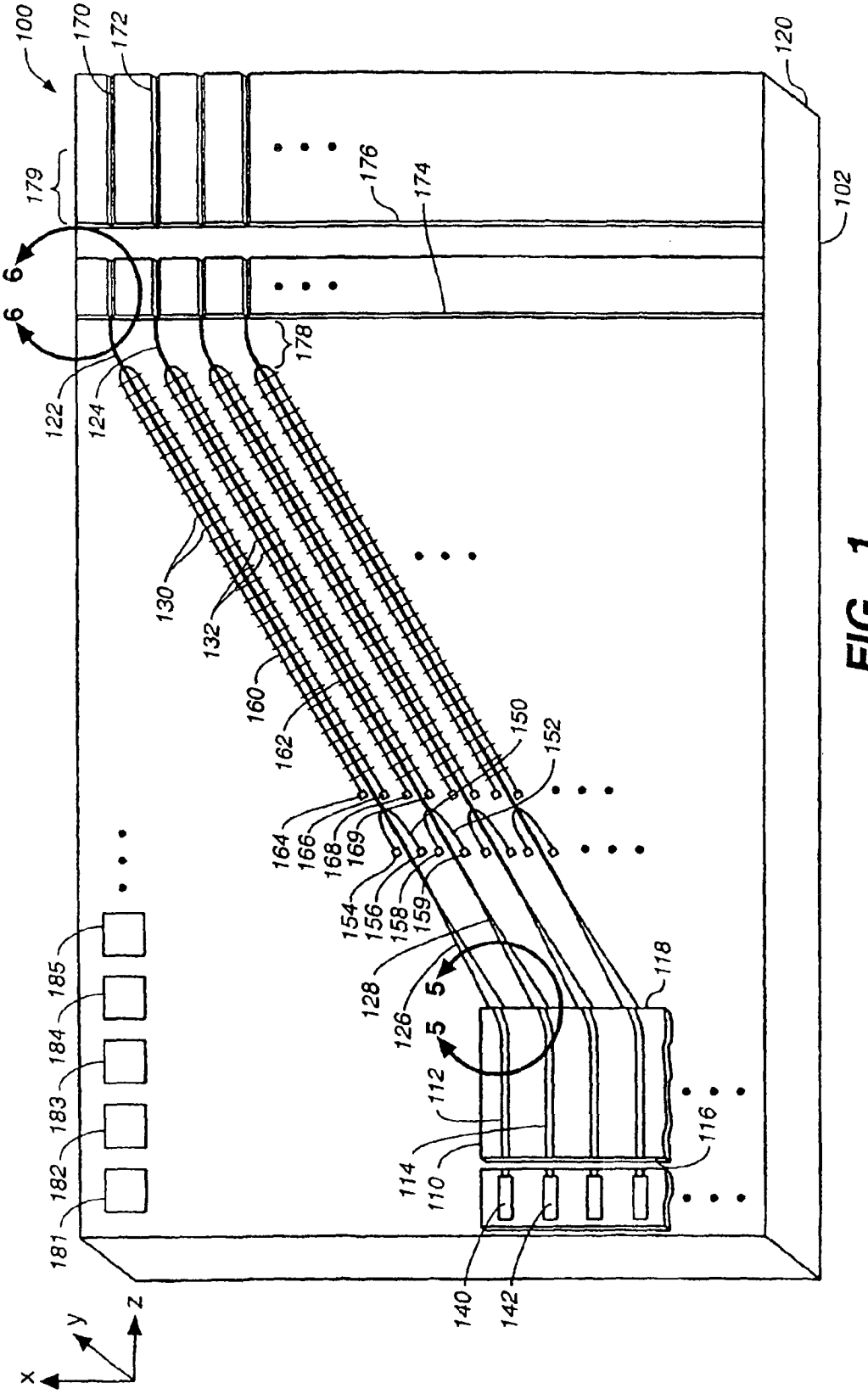

FIG._1

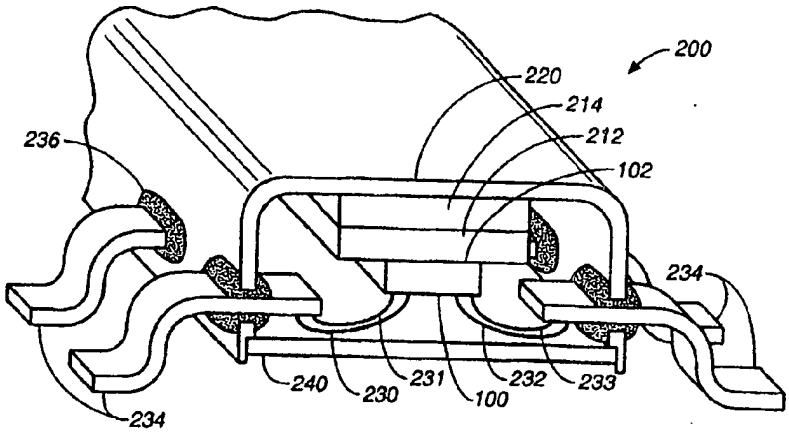
200
220
214
212
102
236
234
240
230
231
232
233
100
234

FIG._2

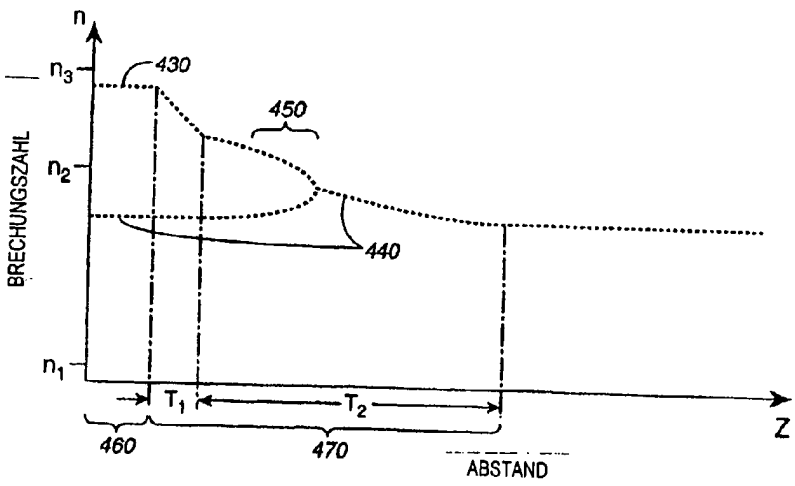
n
n3
430
450
n2
BRECHUNGSZAHL
440
n1
T1
T2
Z
460
470
ABSTAND

FIG._4

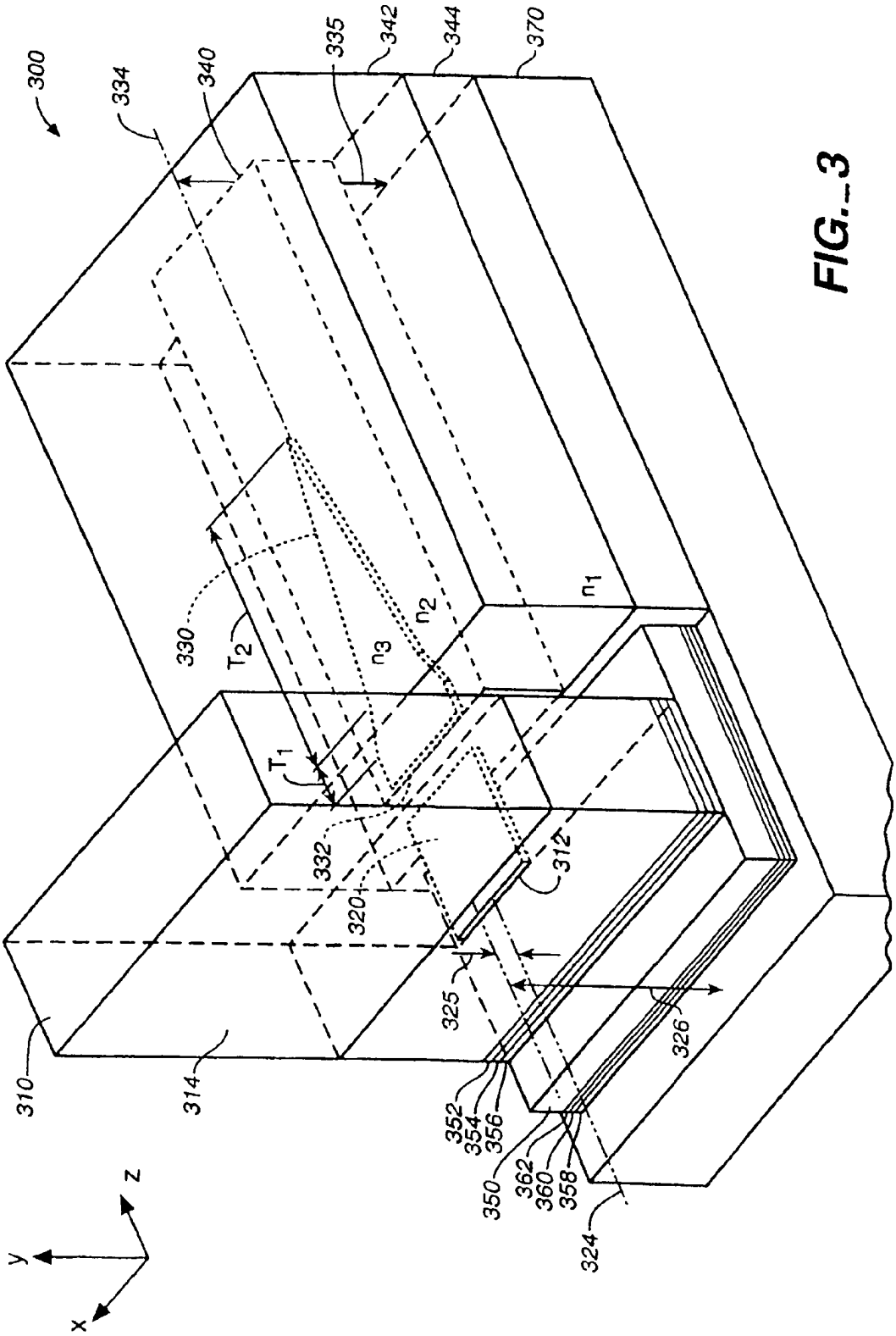
300
334
340
335
342
344
370
330
T2
n3
n2
n1
T1
332
320
312
325
326
310
314
352
354
356
350
362
360
358
324
z
y
x

FIG._3

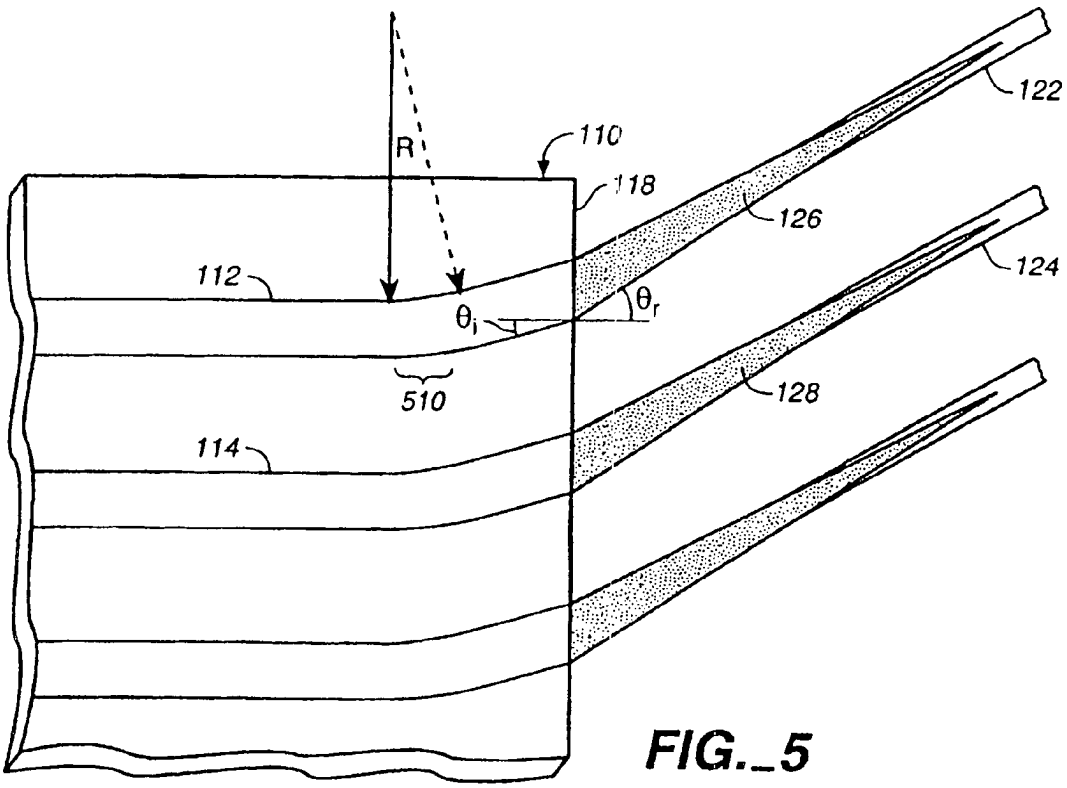

FIG._5

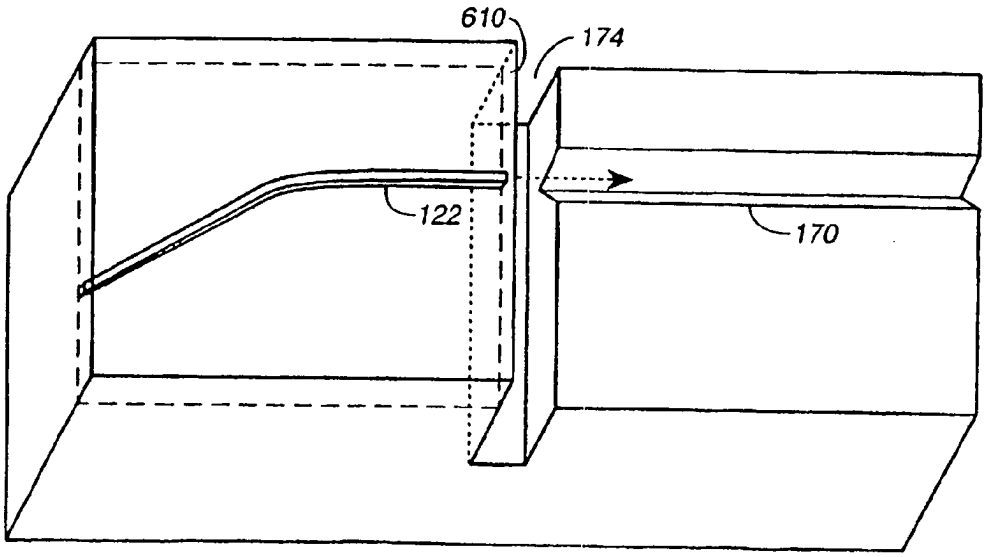

FIG._6

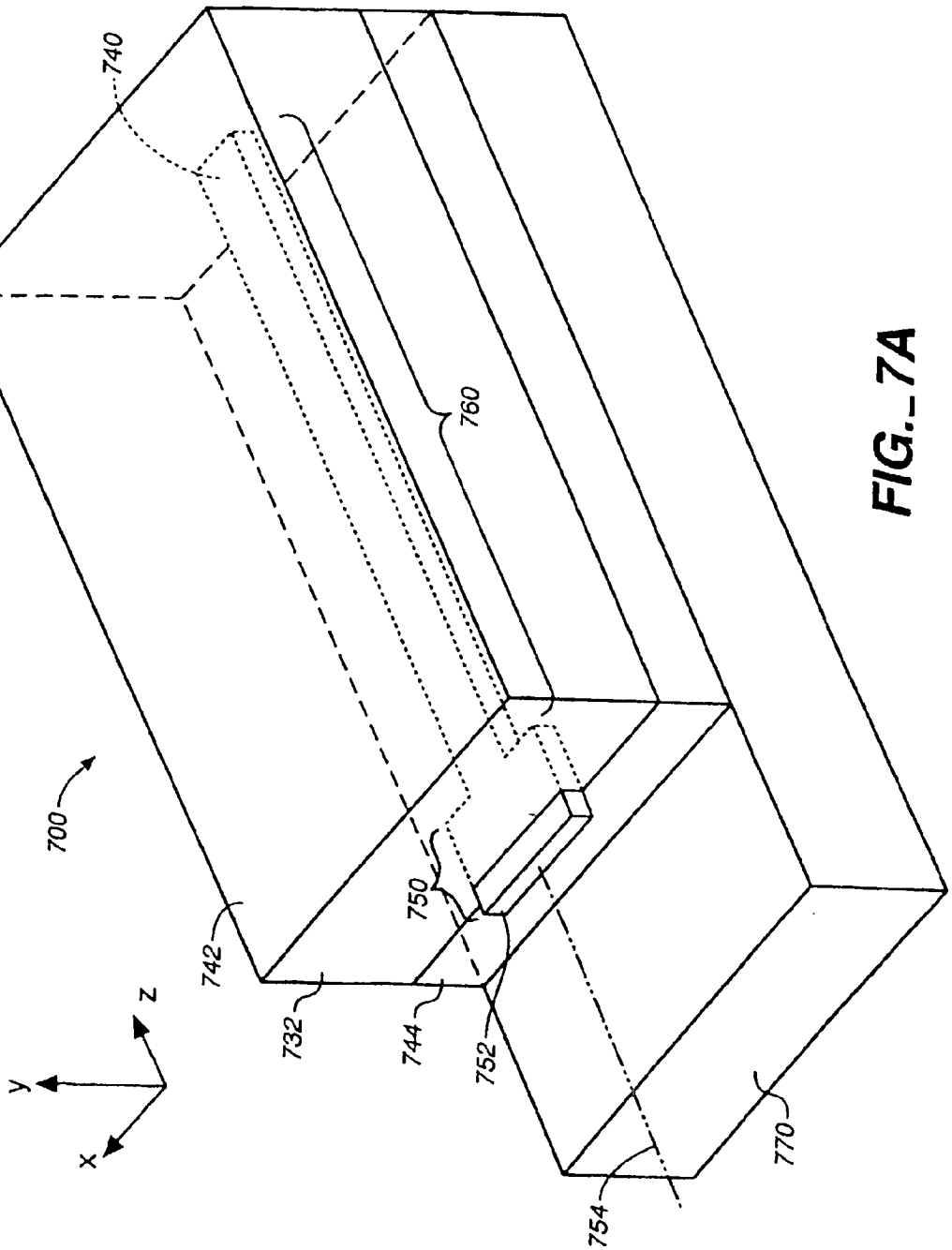

FIG._7A

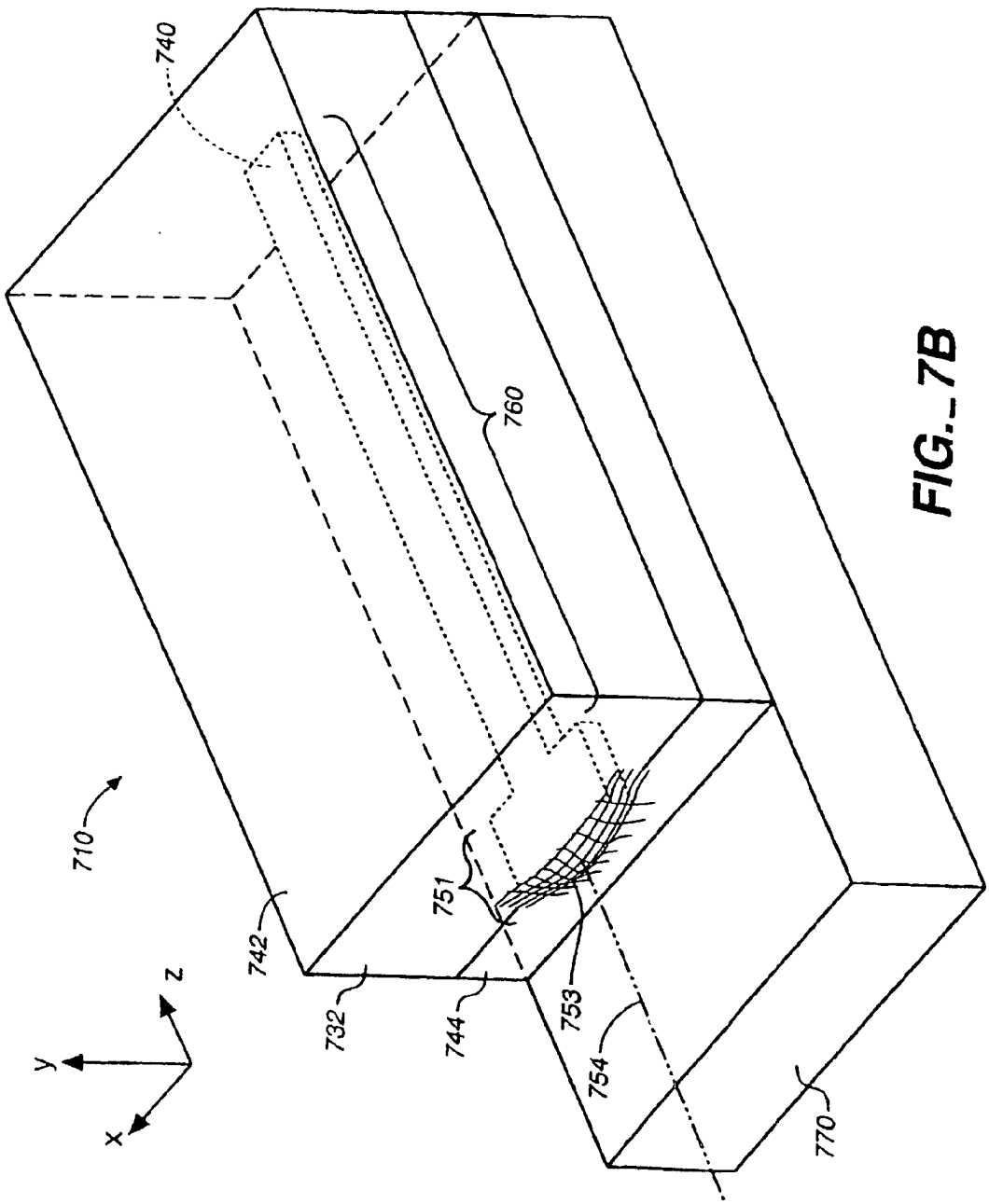

FIG._7B

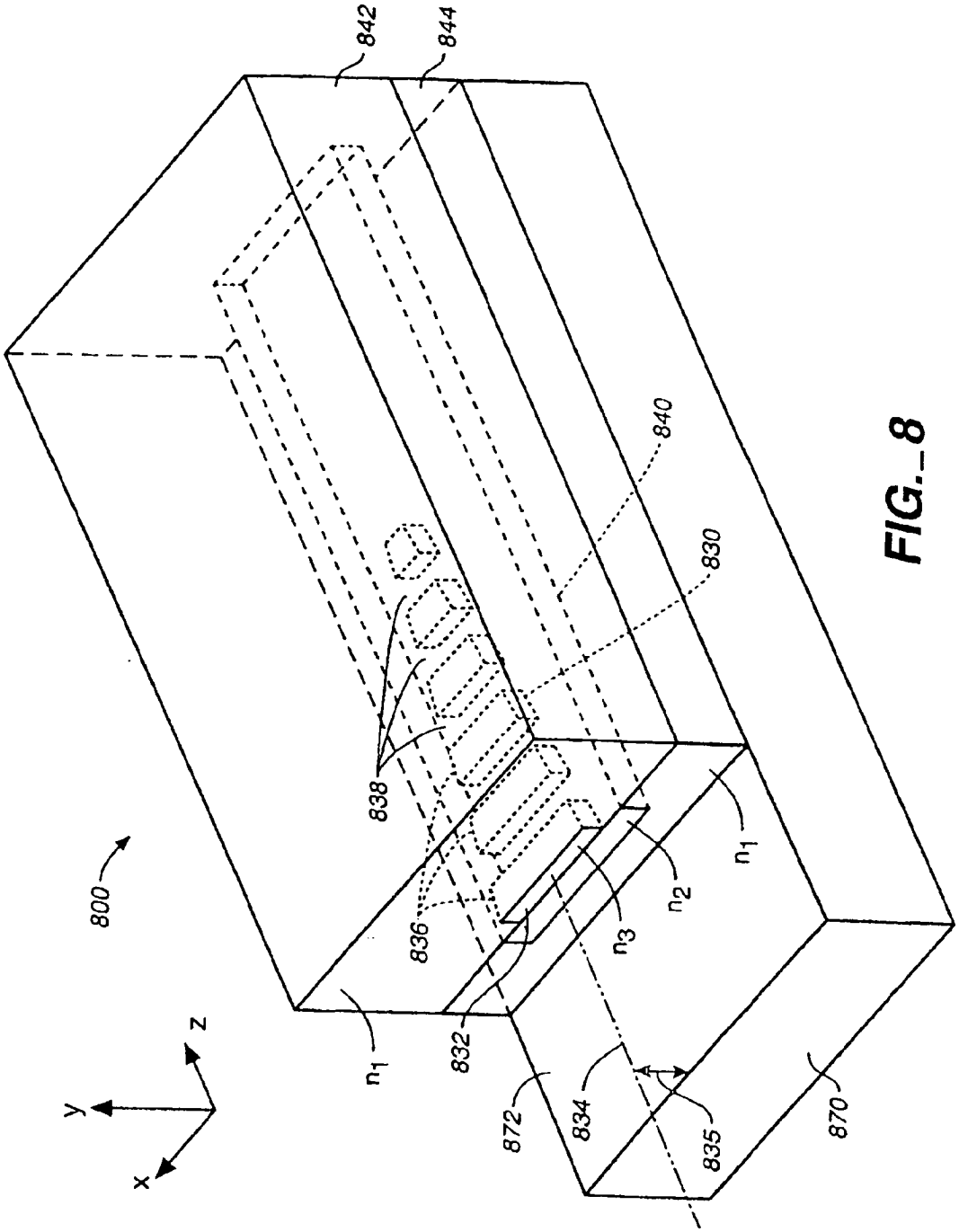

FIG._8

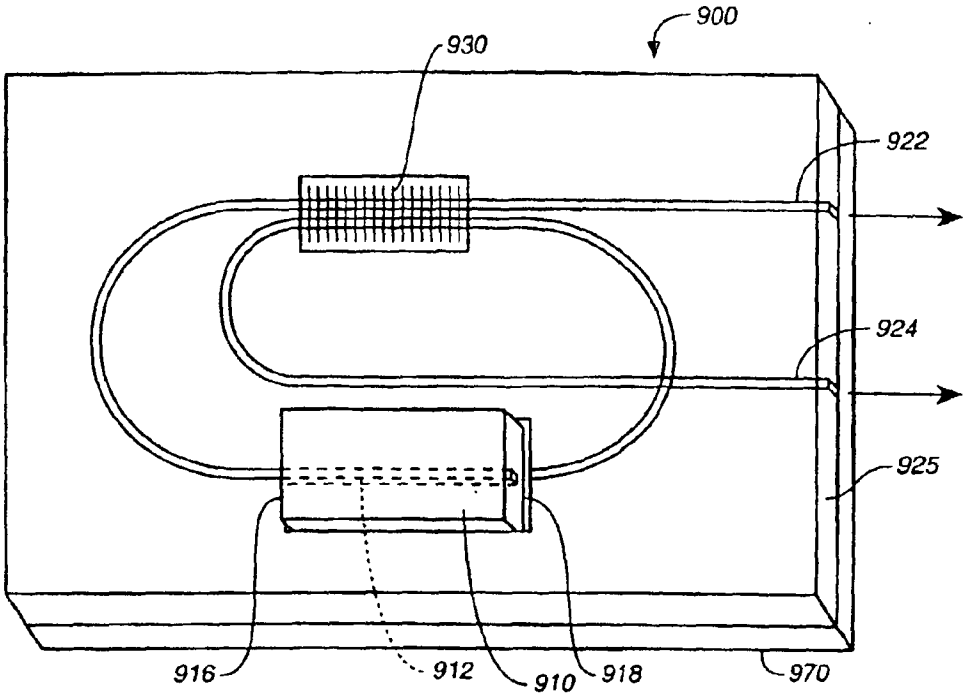
900
930
922
924
925
916
912
910
918
970

FIG._9

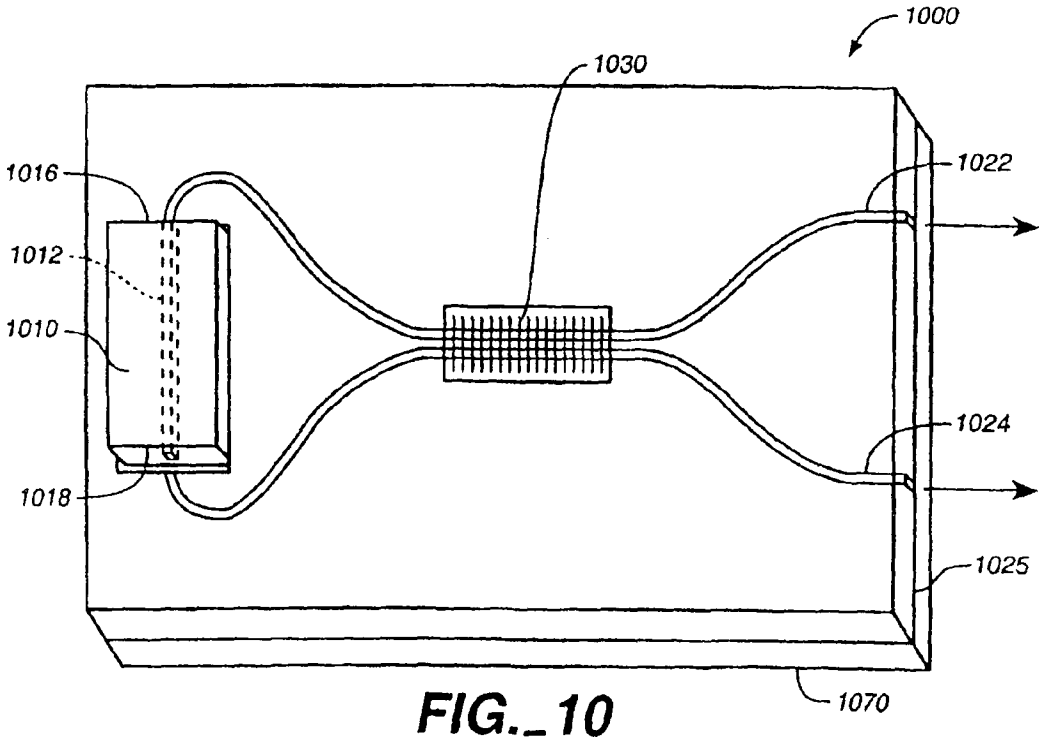
1000
1030
1016
1012
1010
1018
1022
1024
1025
1070

FIG._10

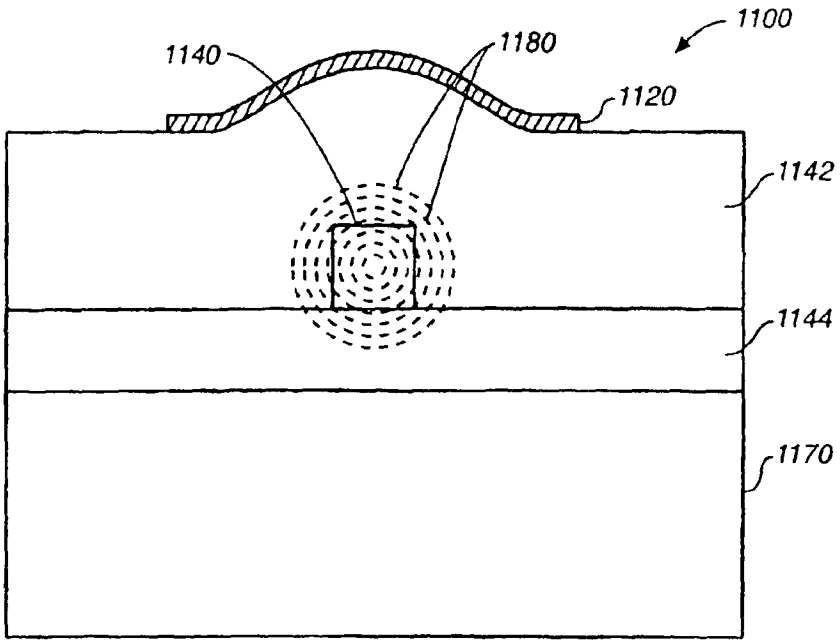

FIG._11A

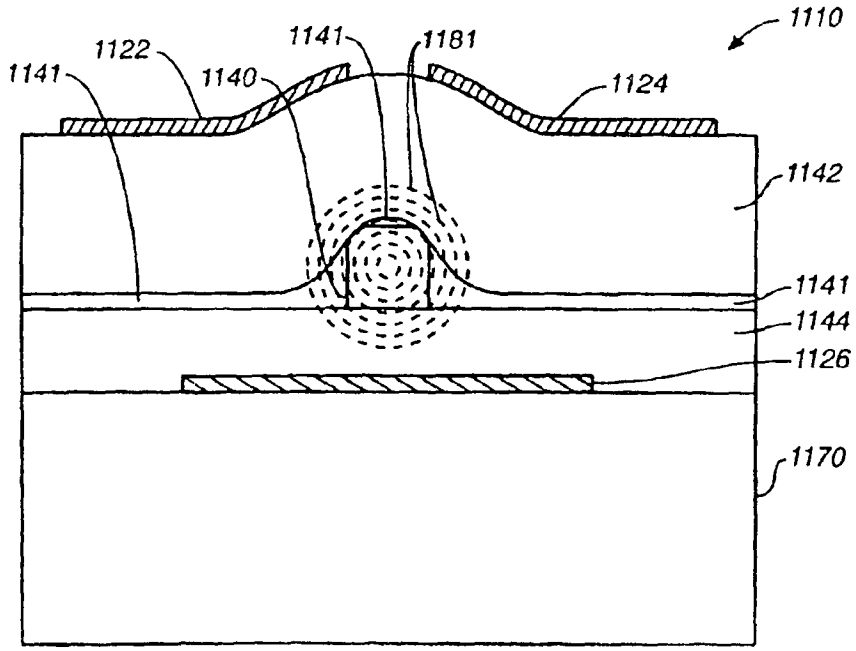

FIG._11B

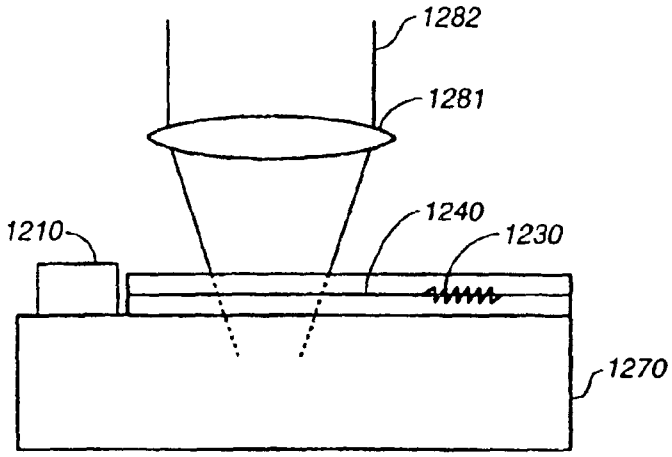

FIG._12A

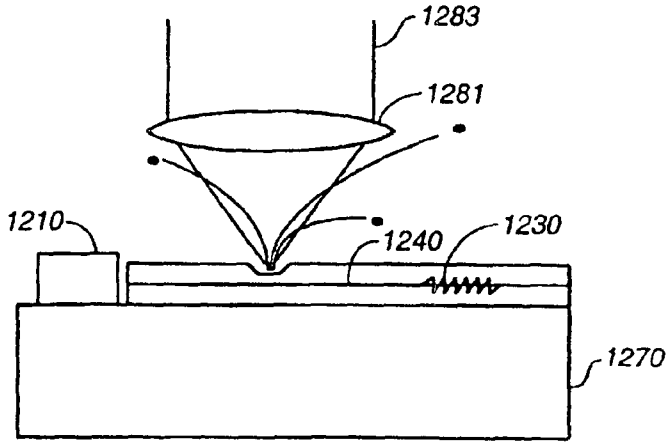

FIG._12B

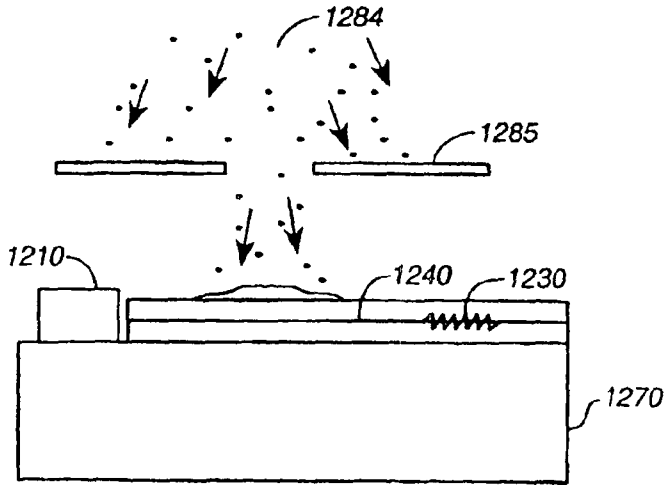

FIG._12C

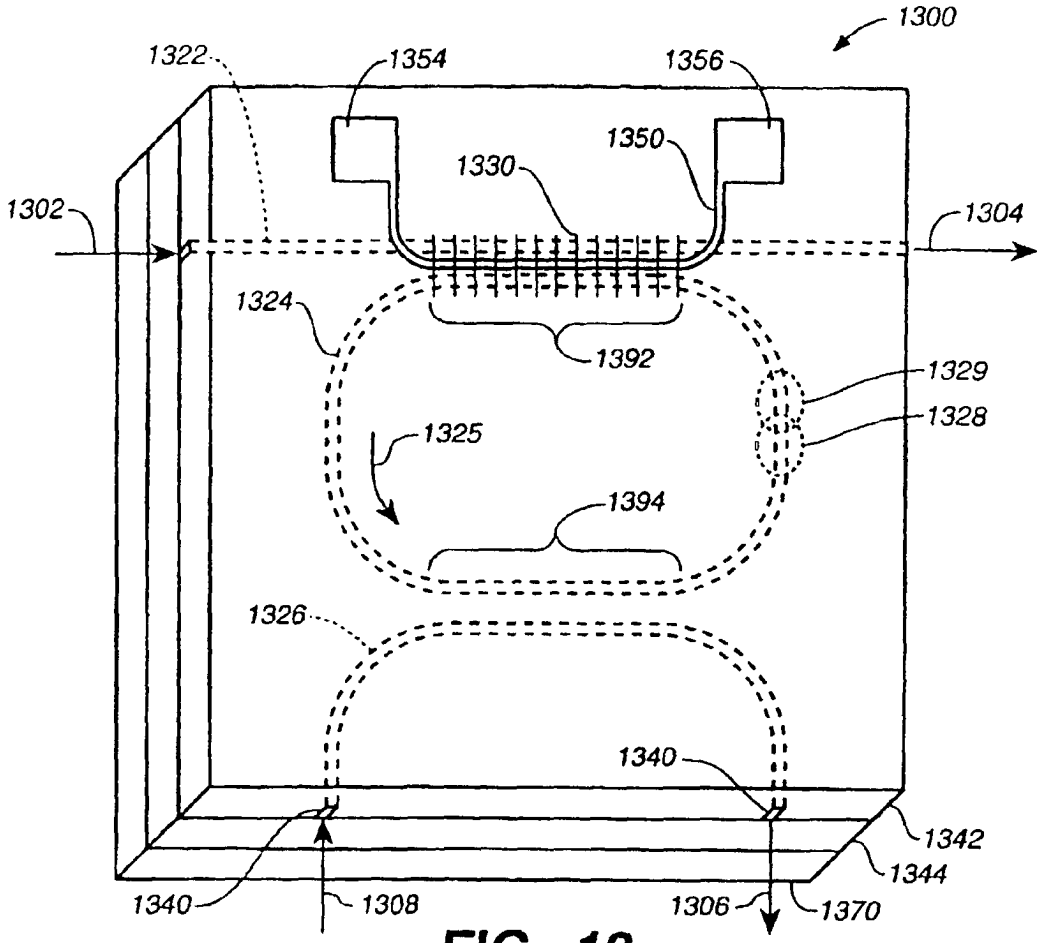
1300
1322
1354
1356
1350
1330
1302
1304
1324
1392
1329
1328
1325
1394
1326
1340
1342
1344
1340
1308
1306
1370

FIG._13

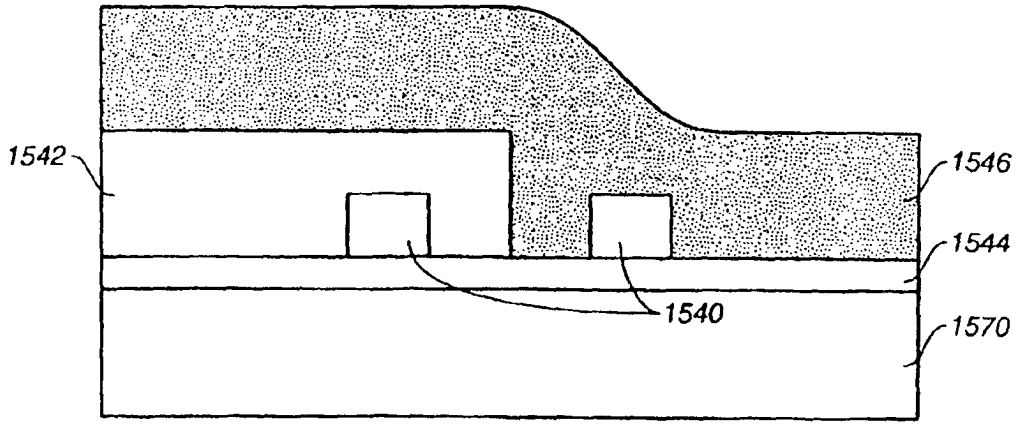
1542
1546
1544
1540
1570

FIG._15

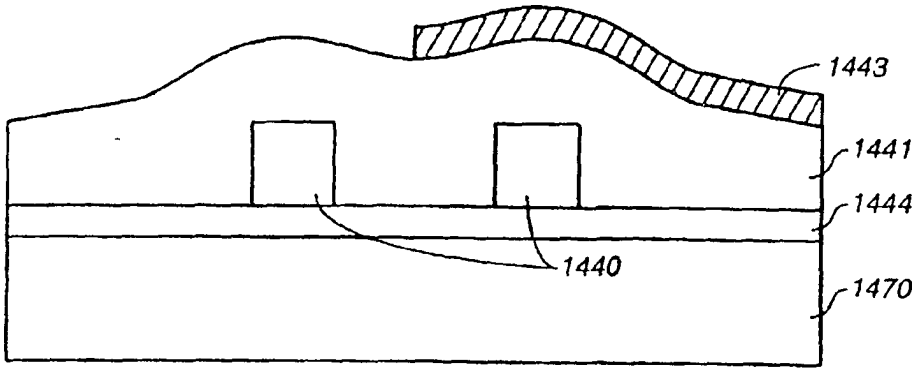

FIG._14A

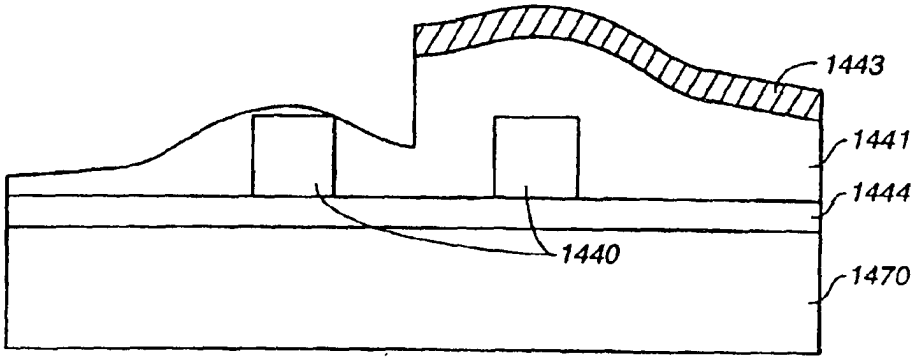

FIG._14B

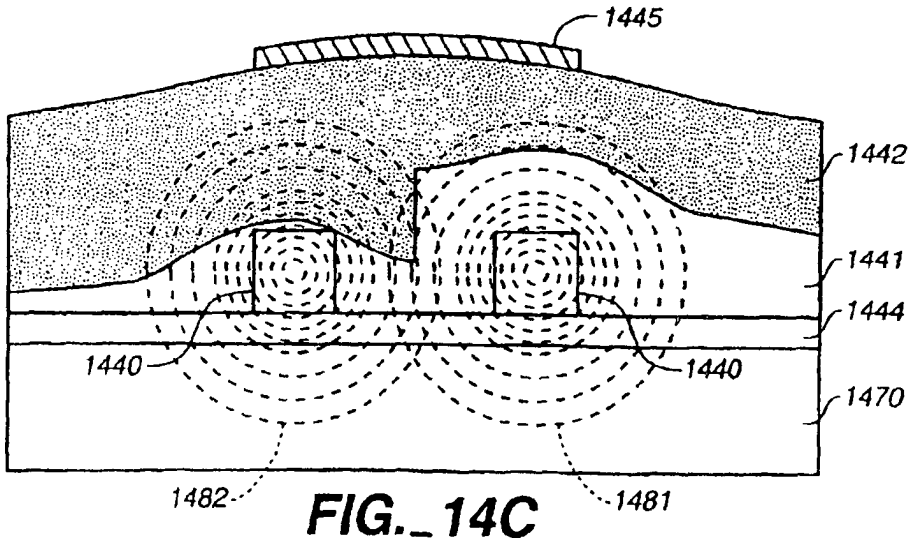

FIG._14C

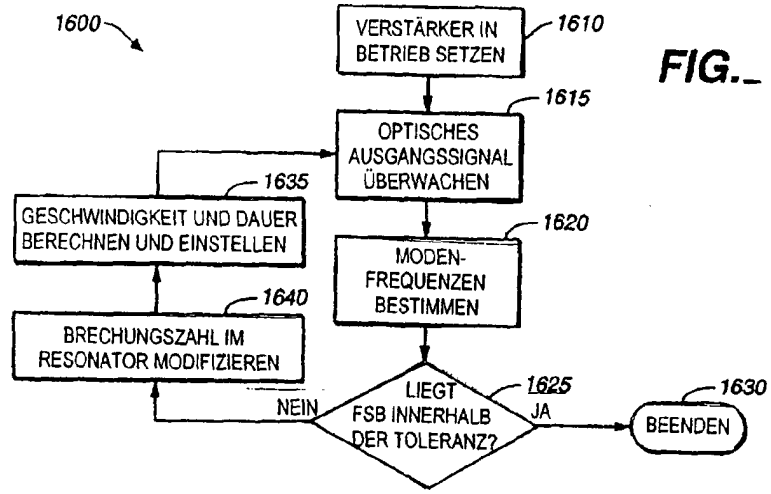
1600
VERSTÄRKER IN BETRIEB SETZEN
1610
OPTISCHES AUSGANGSSIGNAL ÜBERWACHEN
1615
MODEN-FREQUENZEN BESTIMMEN
1620
LIEGT FSB INNERHALB DER TOLERANZ?
1625
NEIN
JA
BEENDEN
1630
BRECHUNGSZAHL IM RESONATOR MODIFIZIEREN
1640
GESCHWINDIGKEIT UND DAUER BERECHNEN UND EINSTELLEN
1635

FIG._16

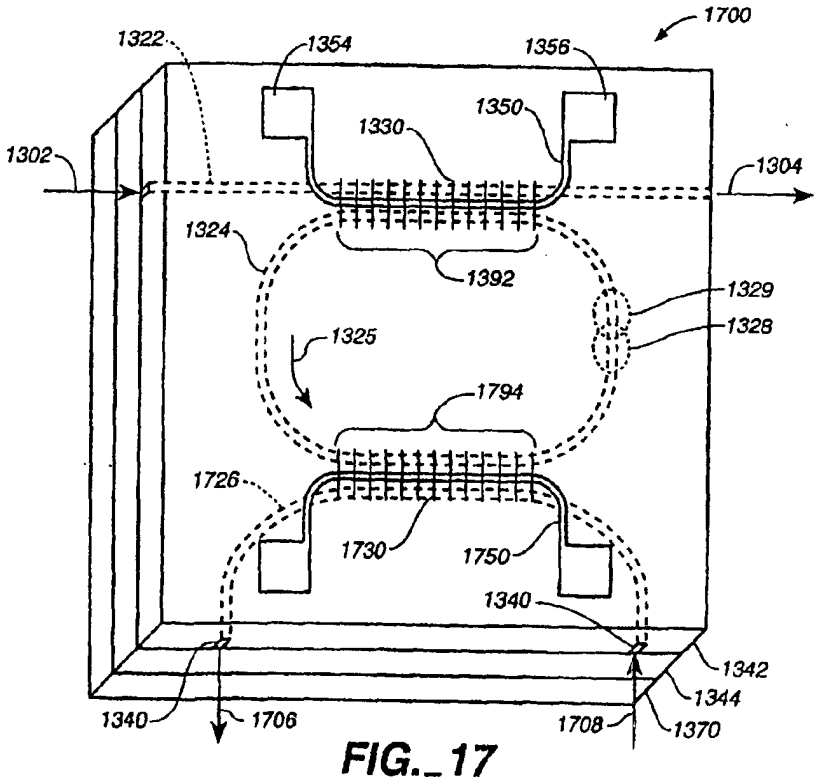
1700
1322
1354
1356
1350
1330
1302
1304
1324
1392
1329
1328
1325
1794
1726
1730
1750
1340
1342
1344
1370
1708
1706
1340

FIG._17

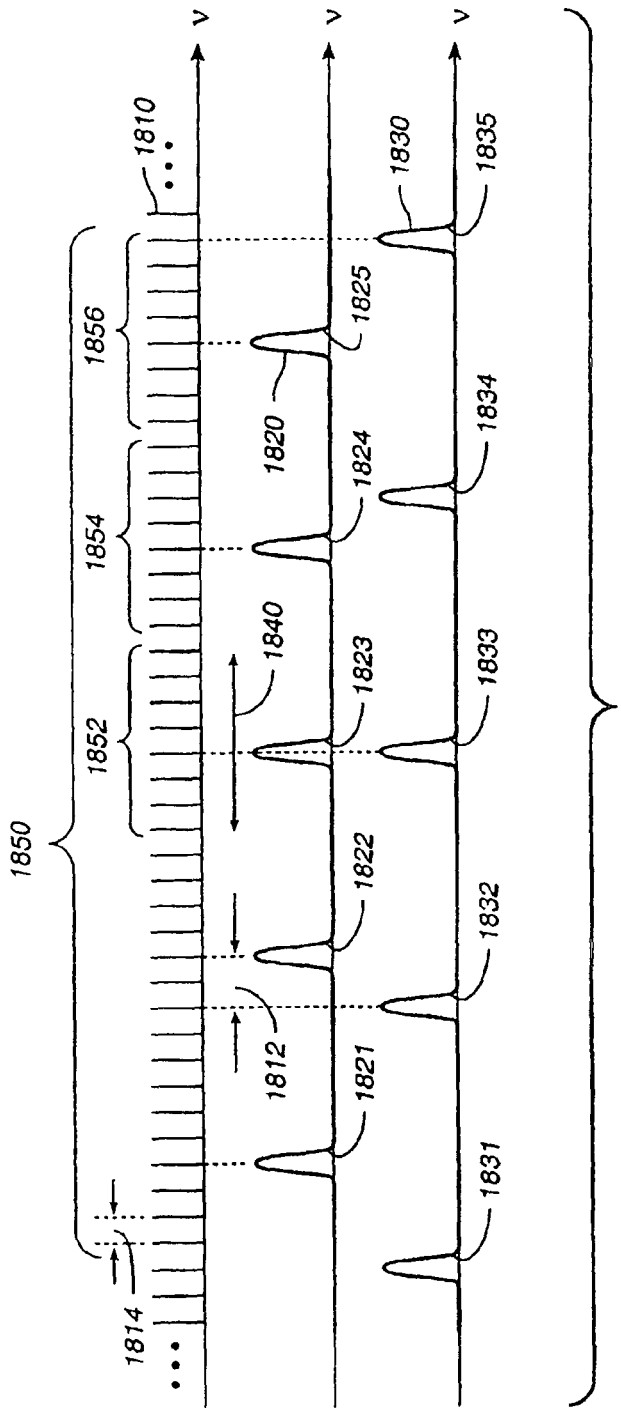
V
V
V
1810
1856
1854
1852
1850
1840
1820
1825
1824
1823
1822
1821
1812
1814
1830
1835
1834
1833
1832
1831

FIG._18