

Министерство образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

"Московский физико-технический институт (национальный
исследовательский университет)"

Физтех-школа фундаментальной и прикладной физики

Факультет проблем физики и энергетики

Кафедра электродинамики сложных систем и нанопотоники

**Исследование свойств оптических волокон с брэгговскими
решётками для сенсорных применений**

Выпускная квалификационная работа
(бакалаврская работа)

Направление подготовки: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Работу выполнил:

студент 685 группы

Барсегян Сергей Симонович

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., член-корр. РАН

Дорофеенко Александр Викторович

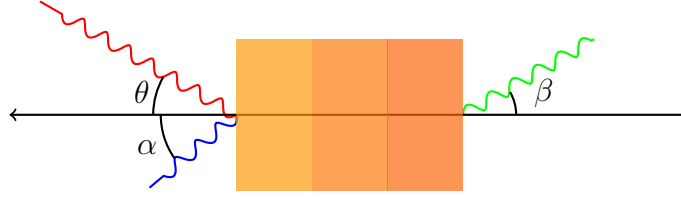
Москва, 2020

Содержание

Введение	2
1 Эффекты Кречмана	3
2 Моды волновода	5
3 Брэгговская решётка	7
4 Наклонная Волоконная Брэгговская Решётка	7
4.1 Собственные оптические свойства наклонной решётки	9
Список литературы	10

Введение

1 Эффекты Кречмана



Рассмотрим падение света на слоистую среду под углом θ_1 с коэффициентами диэлектрической проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ соответственно. На границе каждой среды можно записать закон Снеллиуса.

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

$$\frac{\sin \theta_3}{\sin \theta_2} = \frac{n_3}{n_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}}$$

Наша цель посчитать коэффициенты отражения и прохождения для такой слоистой системы. В этой задаче очень полезен метод T -матриц. Обозначим коэффициент отражения через r , и коэффициент прохождения через t .

Тогда на матричном языке можно задать взаимосвязь между этими величинами. А именно распишем амплитуды волн слева и справа.

$$\vec{E} = \vec{E}(x)e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$E(x) = \begin{cases} E_1 e^{ik_1 x} + E'_1 e^{-ik_1 x}, & x < 0 \\ E_2 e^{ik_2 x} + E'_2 e^{-ik_2 x}, & 0 < x < d \\ E_3 e^{ik_3(x-d)} + E'_3 e^{-ik_3(x-d)}, & x > d \end{cases}$$

$$P_2 = \begin{pmatrix} e^{ik_2 d} & 0 \\ 0 & e^{-ik_2 d} \end{pmatrix}$$

$$S_{21} = \frac{1}{2Z_2} \begin{pmatrix} Z_2 + Z_1 & Z_2 - Z_1 \\ Z_2 - Z_1 & Z_2 + Z_1 \end{pmatrix}$$

$$S_{32} = \frac{1}{2Z_3} \begin{pmatrix} Z_3 + Z_2 & Z_3 - Z_2 \\ Z_3 - Z_2 & Z_3 + Z_2 \end{pmatrix}$$

Где $Z_i = \frac{k_{zi}}{k_0}$ для s -поляризации и $Z_i = \frac{k_{zi}}{\varepsilon_i k_0}$ для p -поляризации

$$k_{zi} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_i - k_x^2}$$

$$k_x = k_0 \sin \theta$$

$$S_{32} P_2 S_{21} \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix}$$

Решая эту систему уравнений относительно r получаем зависимость коэффициента отражения от угла падающей волны. Для p -поляризации при определённой калибровке толщины металлического слоя (условие на Кречманна???) можно наблюдать,

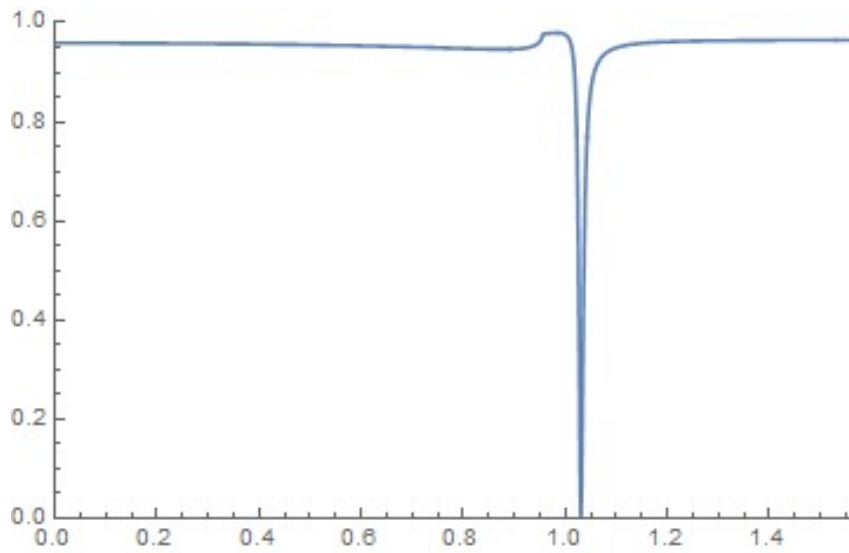
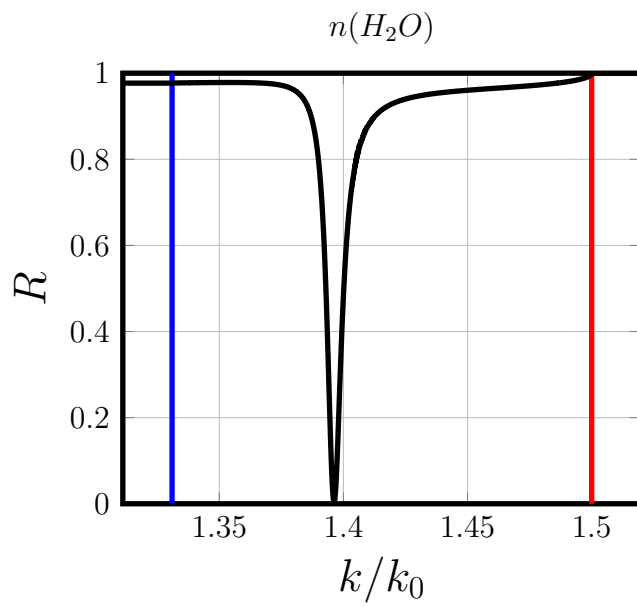
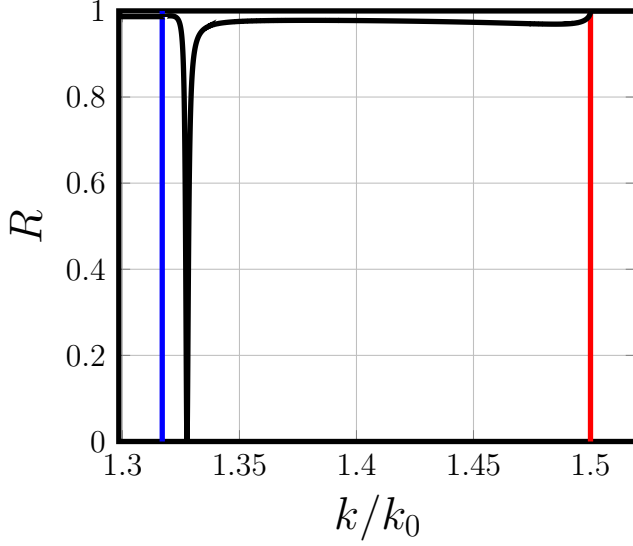


Рис. 1:

что при некотором угле амплитуда отражённой волны полностью зануляется, что часто называют нарушенным полным отражением или эффектом Кречманна. Данный имеет коллосальный потенциал для приложений.





2 Моды волновода

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial D}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = -i\omega \varepsilon E_r \quad (2)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = -i\omega \varepsilon E_\varphi \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = -i\omega \varepsilon E_z \quad (4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = i\omega \mu H_r, \quad \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega \mu H_\varphi \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = i\omega \mu H_z \quad (6)$$

$$E_r = \frac{1}{k^2 - h^2} \left(i h \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{i \omega \mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right) \quad (7)$$

$$E_\varphi = \frac{1}{k^2 - h^2} \left(\frac{i h}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - i \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (8)$$

$$H_r = \frac{1}{k^2 - h^2} \left(i h \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{i \omega \varepsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right) \quad (9)$$

$$H_\varphi = \frac{1}{k^2 - h^2} \left(\frac{i h}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + i \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + (k^2 - h^2) U = 0 \quad (11)$$

$$U = F(r) e^{im\varphi} \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left(u^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (13)$$

$$E_z^{(1)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m J_m(ur) \cos m\varphi \exp(ihz - i\omega t) \quad (14)$$

$$H_z^{(1)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m J_m(ur) \cos(m\varphi + \beta_m) \exp(ihz - i\omega t)$$

$$E_z^{(2)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m K_m(vr) \cos m\varphi \exp(thz - i\omega t) \quad (15)$$

$$H_z^{(2)} = \sum_{m=0}^{\infty} D_m K_m(vr) \cos(m\varphi + \beta_m) \exp(ihz - i\omega t) \quad (16)$$

$$v = \sqrt{h^2 - k_2^2}, k_3 \leq h \leq k_1 \quad (17)$$

$$E_{\varphi}^{(1)} = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[A_m \frac{imh}{u^2 r} J_m(ur) \sin m\varphi - \right. \\ \left. - B_m \frac{i\omega\mu}{u} J'_m(ur) \cos(m\varphi + \beta_m) \right] \quad (18)$$

$$H_{\varphi}^{(1)} = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[B_m \frac{imh}{u^2 r} J_m(ur) \sin(m\varphi + \beta_m) + \right. \\ \left. + A_m \frac{i\omega e_1}{u} J_m(ur) \cos m\varphi \right] \quad (19)$$

$$E_{\varphi}^{(2)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[C_m \frac{imh}{v^2 r} K_m(vr) \sin(m\varphi + \beta_m) - \right. \\ \left. - D_m \frac{i\omega\varepsilon_2}{v} K'_m(vr) \cos m\varphi \right] \quad (20)$$

$$H_{\varphi}^{(2)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[D_m \frac{imh}{v^2 r} K_m(vr) \sin(m\varphi + \beta_m) - \right. \\ \left. - C_m \frac{i\omega\varepsilon_2}{v} K'_m(vr) \cos m\varphi \right] \quad (21)$$

$$- A_m \frac{mh}{p^2} J_m(p) \sin m\varphi - B_m \frac{\omega\mu}{p} J'_m(p) \cos(m\varphi + \beta_m) = \quad (22)$$

$$= C_m \frac{mh}{q^2} K_m(q) \sin m\varphi + D_m \frac{\omega\mu}{q} K'_m(q) \cos(m\varphi + \beta_m) \\ A_m J_m(p) = C_m K_m(q) \quad (23)$$

$$- B_m \frac{mh}{p^2} J_m(p) \sin(m\varphi + \beta_m) + A_m \frac{\omega e_1}{p} J'_m(p) \cos m\varphi \\ = D_m \frac{mh}{q^2} K_m(q) \sin(m\varphi + \beta_m) - C_m \frac{\omega e_1}{q} K'_m(q) \cos m\varphi \\ B_m J_m(p) = D_m K_m(q) \quad (24)$$

$$[f_m(p) + g_m(q)] \left[\frac{\varepsilon_1}{e_s} f_m(p) + g_m(q) \right] \\ \frac{m^2 b^2}{k_2^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \\ = \frac{\sin m\varphi \sin(m\varphi + \beta_m)}{\cos m\varphi \cos(m\varphi + \beta_m)} \quad (25)$$

$$f_m = \frac{J'_m(p)}{pJ_m(p)}, \quad g_m(q) = \frac{K'_m(q)}{qK_m(q)} \quad (26)$$

$$p^2 + q^2 = a^2 (k_1^2 - k_2^2) \quad (27)$$

$$[f_m(p) + g_m(q)] \left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} f_m(p) + g_m(q) \right] = \frac{m^2 h^2}{k_2^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right)^2 \quad (28)$$

3 Брэгговская решётка

После открытия способа получения решёток с показателем преломления в оптических волокнах открыло совершенно новый класс светопроводящих устройств с маленькими вносимыми потерями и очень гибким спектральным коэффициентом пропускания. Этому способствовало изобретение процесса внешней записи, где периодический профиль ультрафиолетового света полученный в следствии интерференции двух лучей используется для копирования периодической структуры интерференционной картины в областях волокон, где происходят фотохимические реакции между ультрафиолетовыми фотонами и стеклом.

Эти так называемые Волоконные Брэгговские Решётки получившие своё название из-за сходства с голографической диффракционной решёткой Брегга в которой луч направлен в сердцевину волокна. Волоконные Брегговские Решётки широко используются для стабилизации лазерных диодов накачки, температурных сенсорах, акустике, при мультиплексировании длин волн, уплотнения коэффициента усиления, компенсации рассеивания в оптических системах сообщения и всё больше в зеркалах резанаторов волоконных лазеров.

Волоконные брэгговские решётки, кроме всего прочего, представляют ещё и из-за того, что их коэффициент пропускания с высокой точностью очень легко настраиваем для нужд производства с наперёд заданными характеристиками. В данной работе главную роль будет играть частный случай волоконных брегговских решёток а именно наклонные брэгговские решётки в литературе именуемые как TFBG (Tilted Fiber Bragg Gratings).

4 Наклонная Волоконная Брэгговская Решётка

Чтобы понять физику наклонных волокон удобно рассмотреть спектры коэффициентов пропускания и отражения пары идентичных решёток наклонённые относительно друг друга на 10 градусов. Можно выделить два важных случая: случай нормальной волоконной брэгговской решётки у которой только один сильный резонанс. К примеру провал в спектре пропускания соответствует условию Брегга для периода решётки в этом волокне и тот же резонанс появляется как одиичный пик в спектре отражения. Длина волна λ_B соответствующая брэгговскому резонансу самая большая так эффективный показатель преломления для одной моды направленной вдоль сердцевины самый большой.

В дополнение к брэгговскому резонансу, спектр наклонной решётки Брегга имеет большое количество сопутствующих резонансов, но только в спектре пропускания. Эти резонансы возникают из-за взаимодействия мод друг с другом. Оболочечные моды не видны в спектре отражения так как исчезают из-за потерь в оболочке. Когда

решётка наклонена, самый существенный эффект это значительное усиление оболочечных мод за счёт основной. Ближайший к брэгговскому резонанс обычно сильнее своего оболочечного соседа со коротковолновой стороны и называется "призрачной" модой так как по своим свойствам она очень похожа на брэгговский резонанс, но является суперпозицией нескольких оболочечных мод малого порядка. В спектре пропускания наклонной решётки есть значение около 1530 нм где непрерывность в оболочечной моде теряется после которой (в коротко волновую сторону) наблюдается резкое убывание резонансных амплитуд. Этот эффект объясняется переходом от направленных оболочечных мод к оболочечным модам с потерями.

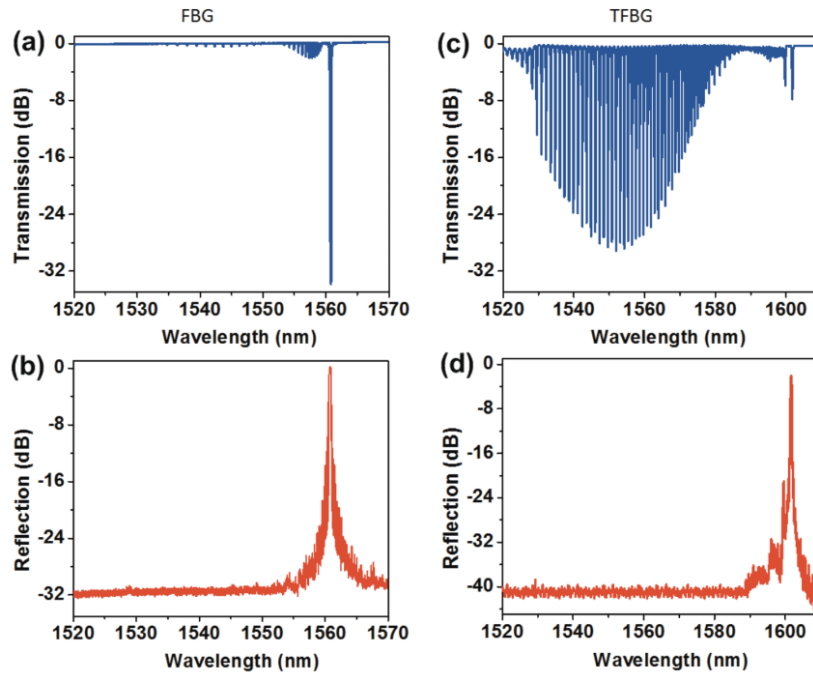


Рис. 2:

Дифракция на решётке проходит эффективно тогда и только тогда удовлетворены два условия: закон сохранения импульса (иначе говоря фазы совпадают)

$$\beta_i \pm \beta_G = \beta_j$$

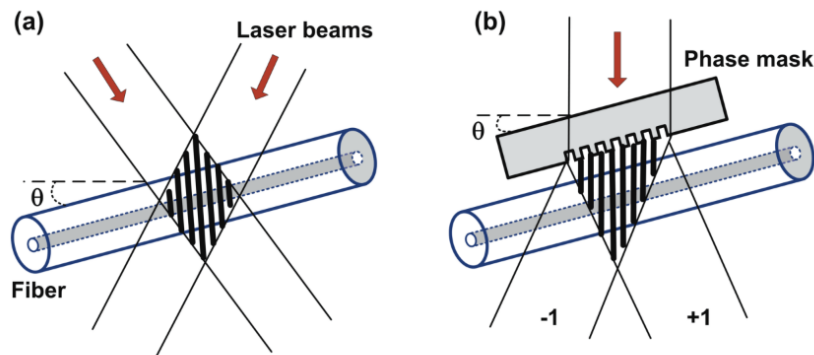


Рис. 3:

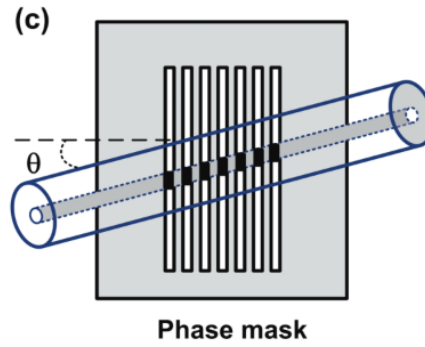


Рис. 4:

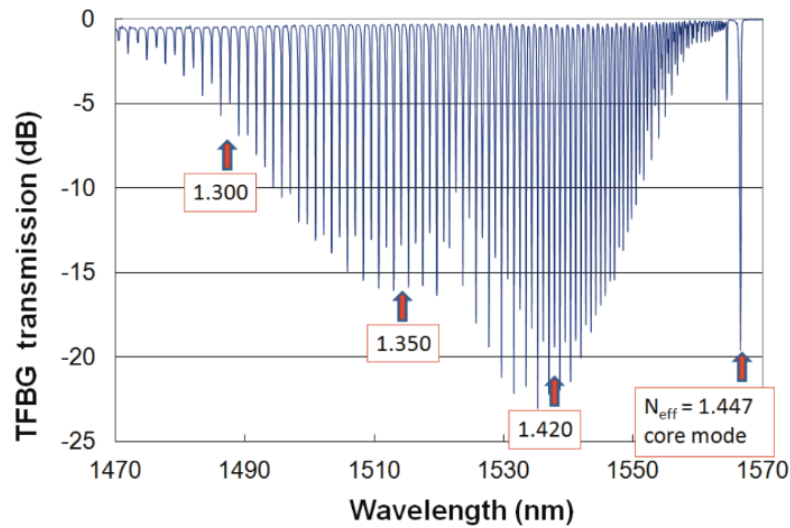


Рис. 5:

4.1 Собственные оптические свойства наклонной решётки

С увеличением угла наклона огибающая взаимодействующих резонансов смещается в коротковолновую сторону. Самая часто используемая и полезная конфигурация удобная для химических сенсоров это угол в 10 градусов так как эффективный коэффициент преломления её преобладающей оболочечной резонансной моды перекрывает очень важную область около значения 1.3.

Очень сильные резонансные взаимодействия (потеря пропускания около 20 dB соответствующая захвату 99% входного света оболочечной модой с определённой частотой) достигается с похожей шириной резонанса что и в нормальной решётке, примерно 0.1 нм для решётки длиной 1 см. Также возможно участить период решётки и тем самым расширить резонансы и даже сделать их полностью перекрывающимися получив гладкий пропускной фильтр. Абсолютные и относительные амплитуды Брэгговского резонанса и призрачная мода значительно изменяются с углом наклона.

Хотя брэгговский резонанс присутствует только в отражении в дальнейшем мы покажем, что отражающая оболочечная мода сенсора может быть имплементирована с помощью разных связующих сред для области сердцевина-оболочка. Другой опцией является использование наклонной решётки в отражающей конфигурации поставив рефлектор дальше от решётки так чтобы свет прошёл бы через наклонную решётку дважды и вернулся бы к источнику. В своём простейшем исполнении, хоро-

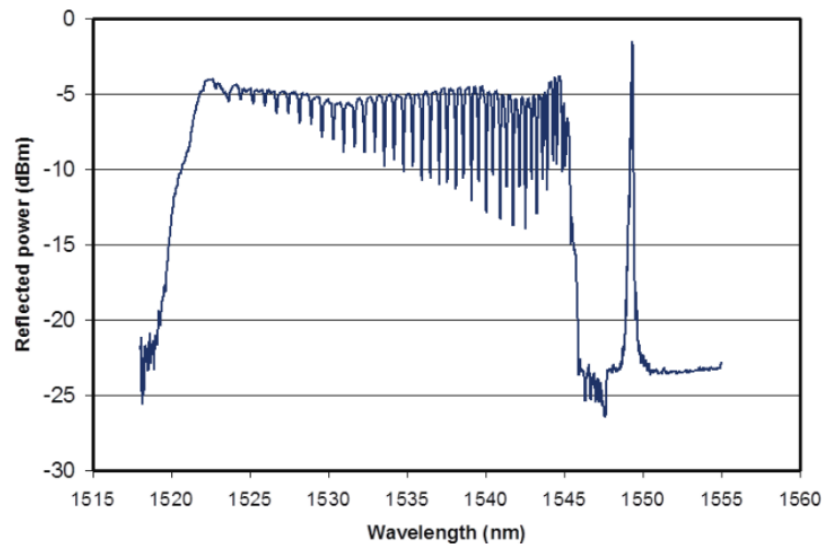


Рис. 6:

шая щель обеспечит широкополостное отражение пары процентов падающего света достаточное для измерения пропускных резонансов оболочечной моды. Для более эффективного использования света, можно накрыть зеркальной прослойкой (золото или серебро) на последующей выемке для 100% отражения падающего света. Другой вариант для отражателя может быть сделан и обычной прямой брэгговской решётки с подобранным спектром отражения так чтобы желанный волновой диапазон спектра наклонной решётки отражался как показано на рисунке.

Список литературы