Следует заметить, что приведенные результаты носят характер предварительных и, по-видимому, не исчерпывают все возможные генерационные переходы в кристалле YLF-Ho^{3+}. Так, например, можно ожидать, что генерация может быть получена и на других переходах с терма $^5F_5$, в частности, на переходах на термы $^5I_6$ и $^5I_5$ (1490 и 2350 нм соответственно).

Таким образом, кристаллы $LiYF_4$-Ho^{3+} могут рассматриваться как перспективный материал для получения генерации вынужденного излучения на ряде частот в широком спектральном диапазоне.

Литература

[1] R. L. Remski, L. T. James, Jr., K. H. Gooen, B. DiBartolo, A. Linz. IEEE, J. Quantum Electron, *QE-5*, 214, 1969.

[2] E. P. Chicklis, C. S. Naiman, R. C. Folweiler, D. R. Gabbe, H. P. Jenssen, A. Linz. Appl. Phys. Lett., *19*, 119, 1971.

[3] E. P. Chicklis, C. S. Naiman, R. C. Folweiler, J. C. Doherty. IEEE, J. Quantum Electron., *QE-8*, 225, 1972.

[4] И. А. Иванова, М. А. Петрова, И. Г. Подколзина, А. М. Морозов, П. П. Феофилов. Неорганич. материалы, *11*, 2175, 1975.

[5] А. О. Иванов, И. В. Мочалов, А. М. Ткачук, В. А. Федоров, П. П. Феофилов. Квантовая электроника, *2*, 186, 1975.

Поступило в Редакцию 28 мая 1975 г.

УДК 535.853.68 : 535.231.6

ВЫБОР НЕОТРАЖАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ СЕЛЕКТИВНЫХ ПРИЕМНИКОВ

Ю. А. Калгин, Е. И. Ивлев и *Л. Д. Кисловский*

Интерес к приемникам с малым отражением связан со стремлением как в максимальной степени использовать попадающую на приемник мощность излучения, так и свести к минимуму паразитные воздействия отраженного излучения [1, 2]. Как известно, в приемниках типа «черное тело» малые значения коэффициентов отражения достигаются за счет многократных отражений излучения от внутренних поглощающих поверхностей. Недостатком таких приемников является конструктивная сложность, затрудняющая достижение быстродействия и низкого уровня тепловых шумов.

Основными недостатками приемников с просветляющими покрытиями являются сложность технологии их изготовления и снижение в десятки раз предельно допустимых плотностей мощности излучения из-за образования стоячих волн в слоях-резонаторах этих покрытий [3].

Представляется перспективным использование приемников, в которых малое значение коэффициента отражения обусловлено оптическими свойствами материала, на который падает излучение. В этом случае возможно разработать приемники с минимальными размерами, что позволяет сохранить предельно допустимые для применяемых материалов значения плотностей мощности излучения при малой постоянной времени.

Будем считать, что плотности мощности излучения не достигают критических значений, при которых происходят заметные изменения оптических свойств материала приемника за счет нагрева, так и за счет нелинейных взаимодействий излучения с материалом.

Глубокие минимумы значений коэффициента отражения от границы полубесконечное твердое тело—свободное пространство возможны в двух случаях: по высокочастотную сторону от сильной резонансной полосы и по высокочастотную сторону от плазменной частоты. Первый случай в наиболее четком виде встречается у простейших диэлектриков кубической структуры, если в качестве резонансной частоты принимать частоту собственных колебаний ионной решетки, второй — у металлов и полупроводников с большой проводимостью, т. е. с проводимостью, удовлетворяющей соотношению $\sigma\mu\,(m^*/e) > 1$, где σ — проводимость, μ — подвижность, m^* — эффективная масса носителя, e — заряд электрона [4]. В этих случаях спектральные положения минимумов отражения могут быть найдены из простейшего уравнения дисперсии без учета затухания

$$n^2(\omega) = n_0^2 - \frac{\Omega_p^2 n_0^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \qquad (1)$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

при условии $n(\omega)=1$, так как $R=[(n-1)/(n+1)]^2$. Здесь n_0 — значение «высокочастотного» показателя преломления, ω_c — собственная частота поперечных колебаний ионов, $\Omega_p^2=(\varepsilon-n_0^2)\,\omega_c^2/n_0^2$, ε — статическая диэлектрическая проницаемость. В случае поглощения на свободных носителях одного вида $\omega_c=0$ и $\Omega_p=(4\pi Ne^2/n_0^2m^*)^{1/2}$ — плазменная частота, N — число носителей в единице объема.

Используя (1), найдем частоту $\omega_{\min}$, определяющую положение минимума коэффициента отражения: для простейших диэлектриков и полупроводников с ионной связью

$$\omega_{\min}=\omega_c\frac{\sqrt{\varepsilon-1}}{\sqrt{n_0^2-1}}, \tag{2}$$

для полупроводников и металлов при поглощении излучения на свободных носителях

$$\omega_{\min}=\Omega_p\frac{n_0}{\sqrt{n_0^2-1}}. \tag{3}$$

Из формул (2) и (3) следует, что чем меньше значение n_0, тем дальше от характерной частоты (ω_c или $(4\pi Ne^2/n_0^2m^*)^{1/2}$) расположена частота $\omega_{\min}$. Минимум отражения при уменьшении n_0 становится шире, глубже. Последние два свойства являются следствием первого, так как чем дальше от характерной частоты, тем слабее дисперсия и тем меньше поглощение.

В качестве иллюстрации в таблице приведены значения длин волн излучения $\lambda_{\min}$, соответствующие частоте $\omega_{\min}$, рассчитанные с помощью (2), и экспериментально определенные значения [5, 6] для ряда простейших кристаллов с кубической решеткой.

Материал	Расчет, мкм	Измерено, мкм	Материал	Расчет, мкм	Измерено, мкм
LiF	11.1	10.8	KCl	40.0	36.0
MgO	11.7	12.2	KBr	51.5	52.0
ZnS	25.3	27.4	KJ	62.0	64.0
NaCl	31.8	32.0	CsJ	95.0	98.0

Как видно из таблицы, для большинства веществ формула (2) позволяет достаточно точно определить положение минимумов отражения ($\lambda_{\min}$).

Минимум отражения расположен при $n=1$. Значение коэффициента отражения в минимуме целиком определяется коэффициентом поглощения k

$$R_{\min}=\frac{k^2}{4}, \tag{4}$$

где k может быть найден непосредственно из пропускания тонких пластинок $T(\lambda_{\min})$ из формулы

$$T=\exp\left(-\frac{4\pi kd}{\lambda}\right). \tag{5}$$

Здесь d — толщина пластинки. Так, найденная величина отражения в минимуме для типичных диэлектриков составляет $10^{-4}\div10^{-6}$ (т. е. до $10^{-4}\%$), она определяется в конечном счете константой затухания в более точной формуле дисперсии.

В случае полупроводников и металлов величина отражения в минимуме определяется подвижностью носителей (μ), связанной с временем релаксации τ: $\mu=e\tau/2m^*$. Из [7] следует, что при $\tau\geqslant3.5n_0/\Omega_p$, $R_{\min}\leqslant[(n_0-1)/(n_0+1)]^2/10$.

Следует отметить, что, положение частоты $\omega_{\min}$ может быть произвольно смещено путем выбора соответствующего состава твердого раствора веществ с ионной связью, а также путем изменения плазменной частоты при легировании полупроводников [8]. Необходимо учитывать тот факт, что в случае полупроводников нагревание, обусловленное падающим излучением, может изменить концентрацию свободных носителей, а значит и спектральное положение минимума отражения.

Проведенные нами с помощью двухлучевого спектрофотометра DS-301 измерения показали, что отражение LiF внутри спектрального интервала $7.6\div12.5$ мкм удовлетворяет условию $R<0.01$. Путем ослабления излучения в канале сравнения мы смогли оценить, что $R<0.001$ внутри интервала $10.4\div11.8$ мкм. Из измерения пропускания пластинки толщиной 0.5 мм по формулам (4), (5) получено $R=0.0004\%$ при $\lambda=10.8$ мкм.

Между значениями отражения измеренными и найденными из пропускания может быть разница за счет поверхностного слоя на кристалле.

Известно, что на фтористом литии обнаруживается как после механической обработки по высокому классу, так и на сколе, постоявшем на воздухе, поверхностный

РЕПОЗИТОРИЙ БГУ имени Ф. Скорины

слой толщиной 0.01 мкм, содержащий радикалы OH^- [9–11]. Такой слой может несколько увеличивать коэффициент отражения в минимуме.

Проведенный анализ позволил в качестве неотражающего поглотителя для $\lambda = 10.6$ мкм выбрать как наиболее подходящий LiF [12, 13].

Литература

[1] R. C. Rowley, P. C. Wilson. Appl. Opt. *11*, 475, 1972.
[2] H. Weichel, W. A. Danner, H. S. Pedrotti. Amer. Journ. Phys., *42*, 106, 1974.
[3] Н. Н. Бломберген. Квантовая электроника, *1*, 786, 1974.
[4] П. С. Киреев. Физика полупроводников, 529. Изд. «Высшая школа», М., 1969.
[5] Е. М. Воронкова. Оптические материалы для инфракрасной техники. Изд. «Наука», М., 1965.
[6] Н. А. Борисевич. Инфракрасные фильтры, 39. Изд. «Наука и техника», Минск, 1971.
[7] Л. Д. Кисловский, В. В. Пучков. Опт. и спектр., *32*, 843, 1972.
[8] W. J. Spitzer, H. J. Fan. Phys. Rev., *106*, 882, 1957.
[9] P. A. Patterson, W. H. Vangham. J. Opt. Soc. Am., *53*, 851, 1963.
[10] Э. Я. Гоз, Р. С. Соколова, А. Я. Кузнецов. Опт.-механич. промышл., № 12, 69, 1969.
[11] R. J. Davis. J. Opt. Soc. Am., *56*, 837, 1966.
[12] Е. И. Ивлев. Метрология, № 3, 31, 1973.
[13] Е. И. Ивлев. Теплофизика высоких температур, *11*, 1025, 1973.

Поступило в Редакцию 28 мая 1975 г.

УДК 539.194

ОБ ОДНОВРЕМЕННОМ РАСЧЕТЕ ЭФФЕКТОВ ВОЗМУЩЕНИЯ И НИЗШИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛ

А. В. Лузанов и *В. Э. Уманский*

Различные задачи спектроскопии и теории молекул могут быть сведены к решению неоднородного уравнения

$$\hat{\Lambda}(X) = W, \tag{1}$$

где положительно определенная матрица $\hat{\Lambda}$, спектр которой обычно неизвестен, моделирует гамильтониан невозмущенной задачи, а вектор W описывает «возмущение». В методе матрицы плотности X и W являются матрицами, тогда как $\hat{\Lambda}$ — суперматрицей определенного строения [1–4]. Для нахождения решения (1) используем простую итерацию [5]

$$X = \sum_{t=0}^{k} \Delta_t, \quad \Delta_t = (I - \xi\hat{\Lambda})\,\Delta_{t-1}, \quad \Delta_0 = \xi W, \tag{2}$$

где $\xi < 1/\lambda_{\max}$ — константа сходимости процесса (2), $\lambda_{\max}$ — наибольшее собственное число $\hat{\Lambda}$. При этом обнаруживается следующее важное обстоятельство: при итерационном построении решения X из поправок Δ_t можно в качестве побочного результата дополнительно находить два низших собственных значения $\hat{\Lambda}$ и соответствующие собственные векторы. Действительно, максимальным собственным числом оператора $I - \xi\hat{\Lambda}$ является величина $\mu = 1 - \xi\lambda_1$, где λ_1 обозначает наименьшее собственное число $\hat{\Lambda}$. Следовательно, в соответствии со степенным методом определения собственных чисел [5] $\mu = (\Delta_k, \Delta_k)/(\Delta_k, \Delta_{k-1})$, откуда находится $\lambda_1 = (1-\mu)/\xi$. Собственный вектор X_1 при этом приближенно совпадает с величиной

$$X_1 = \frac{1}{\sqrt{(\Delta_k, \Delta_k)}}\,\Delta_k. \tag{3}$$

Используя усовершенствованный метод «λ-разности», удается также находить, хотя и с меньшей точностью, второе собственное значение λ_2 и собственный вектор X_2

$$I - \xi\lambda_2 = \frac{(Z_t, Z_t)}{(Z_t, Z_{t-1})}, \quad Z_t = \Delta_t - \mu\Delta_{t-1}, \quad X_2 = \frac{1}{\sqrt{(Z_t, Z_t)}}\,Z_t, \quad t < k. \tag{4}$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины