нала (см. рис. 3) позволяет улучшить чувствительность ГА. Фактор выигрыша можно оценить для характерной длительности $\tau \approx 1$ с по формуле (20).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Бичак И., Руденко В. Н. Гравитационные волны в ОТО и проблемы их обнаружения. М., 1988. [2] Воронцов Ю. И. Теория и методы микроскопических квантовых измерений. М., 1989. [3] Айнбиндер И. М. Входные каскады радиоприемников. М., 1974. [4] Айнбиндер И. М. Шумы радиоприемников. М., 1974. [5] Филатов Г. А., Баев Е. Ф., Цымбалюк В. С. Малогабаритные низкочастотные механические фильтры. М., 1974. [6] Гусев А. В., Мележников И. В.//Радиотехн. и электроника. 1990. 28, № 3. С. 346. [7] Манжюс Ю. С., Ширман А. М. Обработка радиолокационной информации в многоканальном устройстве. М., 1980. [8] Тихонов В. И. Оптимальный прием. М., 1983. [9] Гусев А. В., Мележников И. В.//Вестн. Моск. ун-та. 1991. 32, № 2. С. 33.

Поступила в редакцию
22.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.312

О СВЯЗИ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ СЛОИСТОЙ СРЕДЫ

А. В. Тихонравов, И. В. Зуев
(кафедра математики)

Рассмотрены вопросы корректности применения соотношений Крамерса—Кронига для однозначного восстановления амплитудного коэффициента отражения слоистой среды по энергетическому. Приведены примеры неединственности решения. Получены условия, необходимые для существования взаимно-однозначной связи амплитуды и фазы амплитудного коэффициента отражения (условия однозначного восстановления амплитудного коэффициента по энергетическому).

Введение

Зависимость коэффициента отражения от частоты (длины волны) падающего излучения является важной физической характеристикой поверхностей, тонких пленок и покрытий. На измерении этой зависимости основаны многие методы определения и исследования параметров этих объектов. В общем случае амплитудный коэффициент отражения $r(\omega)$ содержит в себе больше информации об исследуемом объекте, чем энергетический коэффициент отражения $R(\omega)$. Однако измеряемой в эксперименте величиной является вторая зависимость.

Амплитудный и энергетический коэффициенты отражения связаны соотношением

$$r(\omega) = (R(\omega))^{1/2} \cdot \exp\{i\varphi(\omega)\},$$

где $\varphi(\omega)$ — фазовый сдвиг при отражении, который в дальнейшем для кратности будем называть просто фазой коэффициента отражения. В ряде случаев существует взаимно-однозначная связь между $R(\omega)$ и $\varphi(\omega)$. Зависимости, устанавливающие такого рода связь, принято называть соотношениями Крамерса—Кронига. Соотношения Крамерса—

Кронига широко используются при исследовании поверхностей и тонких пленок [1—5], поскольку они позволяют восстановить функцию $r(\omega)$ по измеренной функции $R(\omega)$, что дает возможность определить искомые параметры исследуемых объектов.

В простейшем случае исследования свойств среды, однородной по глубине, условия, определяющие однозначную связь, хорошо известны [6—7]. Большой практический интерес представляет выяснение условий, при которых существует взаимно-однозначная связь между $R(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ в случае исследования более сложных объектов: тонких пленок и слоистых покрытий. В этом случае зависимость коэффициентов отражения от частоты определяется не только дисперсионными свойствами оптических параметров, но и интерференционными эффектами. Известно, что для слоистой среды в общем случае не существует взаимно-однозначной зависимости между $R(\omega)$ и $\varphi(\omega)$. Как показано в [8], вопрос о существовании такой зависимости тесно связан с вопросом о расположении нулей амплитудного коэффициента отражения слоистой среды в комплексной плоскости частот. Основной целью данной работы является выяснение условий, налагаемых на параметры слоистой среды, которые обеспечивают регулярность в расположении этих нулей, необходимую для существования однозначной связи между $R(\omega)$ и $\varphi(\omega)$. В настоящей работе дисперсия оптических параметров слоистой среды не учитывается, и зависимость коэффициента отражения от частоты определяется чисто интерференционными эффектами.

1. Инвариантные относительно энергетического коэффициента отражения преобразования параметров слоистой среды

Рассмотрим нормальное падение плоской электромагнитной волны на слоистую среду с показателем преломления $n(z)$ (ось OZ совпадает с направлением стратификации среды). Обозначим через 0 и z_a координаты границ слоистой среды с подложкой и внешней средой. Показатели преломления подложки и внешней среды постоянны и равны соответственно n_0 и n_a, магнитная проницаемость μ равна 1. В рассматриваемом случае система уравнений Максвелла может быть записана в виде

$$dE/dz = ikH, \quad dH/dz = ik(n(z))^2 E, \tag{1}$$

где E и H — комплексные амплитуды электрического и магнитного поля, $k=\omega/c$ — волновое число в вакууме. С помощью замены переменной и функций:

$$x(z) = \int_0^z n(z)\,dz, \quad y_1(x, k) = E(x, k), \quad y_2(x, k) = n_0 H(x, k) \tag{2}$$

система уравнений (1) преобразуется к следующему виду:

$$dy_1/dx = ik\rho(x)\,y_2, \quad dy_2/dx = ikx_1/\rho(x), \tag{3}$$

где $\rho(x) = n_0/n(x)$ — волновое сопротивление слоистой среды.

Пусть $y_{1,2}(x, k)$ — решение системы (3) с начальными условиями

$$y_1(0, k) = 1, \quad y_2(0, k) = 1. \tag{4}$$

Тогда амплитудный коэффициент отражения выражается следующим образом [9]:

$$r(k)=\frac{y_1(x_a,\ k)-\rho_0 y_2(x_a,\ k)}{y_1(x_a,\ k)+\rho_0 y_2(x_a,\ k)}, \tag{5}$$

где $x_a=\int\limits_0^{z_a} n(z)\,dz$ — оптическая толщина слоистой среды, $\rho_0=n_0/n_a$.

Для исследования свойств амплитудного коэффициента отражения необходимо от действительных волновых чисел k перейти к комплексной плоскости волновых чисел $\nu=k+i\sigma$. Пусть $r(\nu)$ — аналитическое продолжение функции $r(k)$ в эту комплексную плоскость. Система (3) в дальнейшем, где необходимо, также будет рассматриваться при комплексных значениях волнового числа ν вместо вещественного k.

Аналитические свойства функции $r(\nu)$ подробно исследовались в работе [9]. Приведем здесь необходимые для дальнейшего результаты:

1) $r(\nu)$ — мероморфная функция;

2) $r^*(\nu)=r(-\nu^*)$, нули и полюсы амплитудного коэффициента отражения симметричны относительно мнимой оси волновых чисел;

3) в области $\operatorname{Im}\nu\leqslant 0$ функция $r(\nu)$ не имеет полюсов.

Амплитудный коэффициент отражения на вещественной оси волновых чисел представим в виде

$$r(k)=|r(k)|\exp\{i\varphi(k)\}.$$

Как уже отмечалось, в общем случае не существует однозначной связи между $|r(k)|$ и $\varphi(k)$. В работе [8] исследованы преобразования амплитудного коэффициента отражения, инвариантные относительно модуля этого коэффициента на вещественной оси частот. Изменения фазы $r(k)$ при таких преобразованиях описываются формулами, приведенными в [8]. В [8] получены также формулы, описывающие соответствующие изменения волнового сопротивления слоистой среды (показателя преломления). Основной результат, который будет использован ниже, формулируется следующим образом:

Теорема 1. *Пусть $r(\nu)$ — амплитудный коэффициент отражения слоистой среды с волновым сопротивлением $\rho(x)$ и пусть ν_0 и $-\nu_0^*$ — пара нулей $r(\nu)$ в верхней полуплоскости волновых чисел. Тогда функция*

$$\tilde{r}(\nu)=\frac{(\nu+\nu_0)\ (\nu-\nu_0^*)}{(\nu-\nu_0)\ (\nu+\nu_0^*)}\,r(\nu) \tag{6}$$

есть амплитудный коэффициент отражения слоистой среды с волновым сопротивлением $\tilde{\rho}(x)=\rho(x)\mu^2(x)$, где $\mu(x)$ выражается через решения системы (3) *по формуле*

$$\mu(x)=\operatorname{Re}[\nu_0 y_1^*(x,\ \nu_0)\,y_2(x,\ \nu_0)]/\operatorname{Re}[\nu_0 y_1\ (x,\ \nu_0)\ y_2^*(x,\ \nu_0)]. \tag{7}$$

Как нетрудно видеть, преобразование является инвариантным относительно модуля амплитудного коэффициента отражения на вещественной оси волновых чисел. Заметим также, что при преобразовании (6) пара нулей амплитудного коэффициента отражения переносится в симметричные ей точки в нижней полуплоскости.

Для того чтобы продемонстрировать неединственность связи между $|r(k)|$ и $\varphi(k)$, рассмотрим однослойное покрытие с постоянным показателем преломления $n(z)=\text{const}$. В этом случае

$$r(\nu)=\frac{(n_a-n_0)\cos(\nu n z_a)-i\,(n_0 n_a/n-n)\sin(\nu n z_a)}{(n_a+n_0)\cos(\nu n z_a)-i\,(n_0 n_a/n+n)\sin(\nu n z_a)}.$$

Нулями амплитудного коэффициента отражения в комплексной плоскости волновых чисел являются точки

$$\nu_m = \pi(1+2m)/(2nz_a) + i\ln[(n_0-n)(n+n_a)]/[(n-n_a)(n_0+n)]/(2nz_a),$$

где $m=0, \pm 1, \pm 2, \ldots$.

Таким образом, нули амплитудного коэффициента отражения располагаются на оси, параллельной действительной оси k, симметрично относительно мнимой оси с постоянным периодом (π/nz_a).

Заметим, что нули функции $r(\nu)$ лежат в верхней полуплоскости волнового числа ν (рис. 1), если

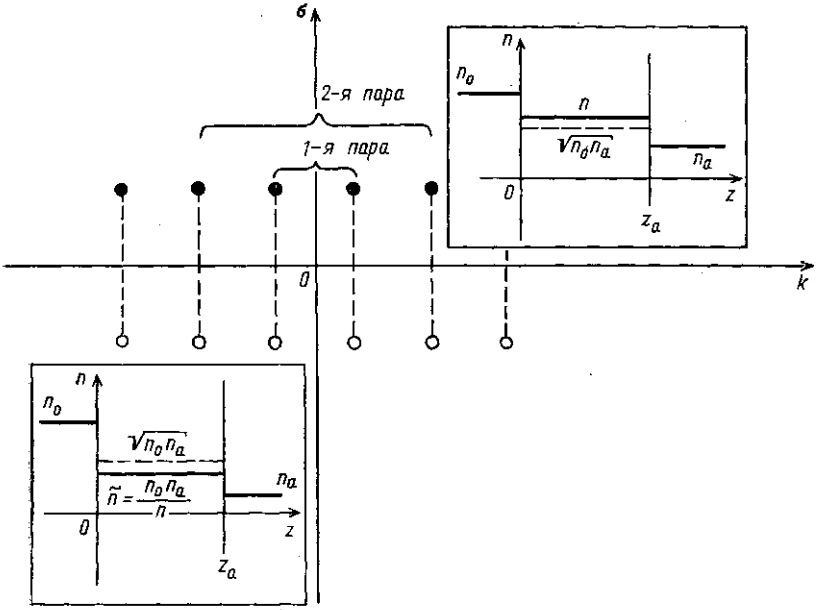

Рис. 1

а) $n_a n_0 > n^2$ и $n > n_0$, б) $n_a n_0 < n^2$ и $n < n_0$

и в нижней полуплоскости, если

в) $n_a n_0 > n^2$ и $n < n_0$, г) $n_a n_0 < n^2$ и $n > n_0$.

Наиболее интересными с практической точки зрения представляются случаи (б) и (в), так как обычно показатель преломления подложки больше показателя преломления внешней среды.

Рассмотрим два однослойных покрытия с показателями преломления $n_1 > (n_0 n_a)^{1/2}$ и $n_2 = n_0 n_a / n_1$ (очевидно, $n_2 < (n_a n_0)^{1/2}$). Пусть оптические толщины слоев равны. Легко видеть, что при этом нули амплитудного коэффициента отражения, соответствующие первому покрытию, симметричны нулям коэффициента отражения второго покрытия (см. рис. 1), модули обоих амплитудных коэффициентов отражения равны, а фазы различны. Этот простейший пример наглядно демонстрирует неединственность связи между $|r(k)|$ и $\varphi(k)$.

Как показывают приведенная выше теорема и только что рассмотренный простейший пример, отсутствие взаимно-однозначной зависимости между $|r(k)|$ и $\varphi(k)$ связано с возможностью расположения нулей амплитудного коэффициента отражения как в верхней, так и в нижней комплексной полуплоскости волновых чисел.

Для выяснения условий, обеспечивающих определенную регулярность в расположении нулей $r(\nu)$ (конкретно, отсутствие нулей в верхней или нижней полуплоскости) рассмотрим, что происходит с параметрами слоистой среды при переносе одной и более пар нулей коэффициента отражения из верхней полуплоскости в нижнюю.

На рис. 2 показано, как изменяется показатель преломления одно-

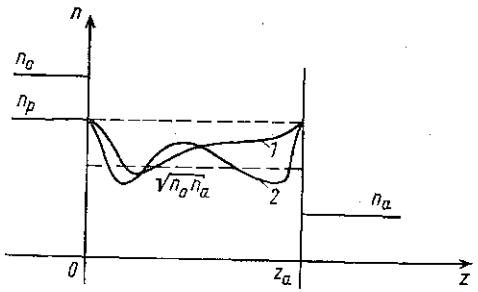

Рис. 2

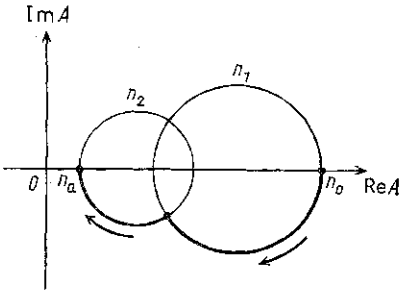

Рис. 3

слойного покрытия с $n_0 > n_p > (n_0 n_a)^{1/2}$ при переносе первой (кривая *1*) и второй (кривая *2*) пар нулей, отмеченных на рис. 1, в нижнюю полуплоскость. При расчетах использовалась формула (7) и ее обобщение на случай переноса нескольких пар нулей. Как видно из рис. 2, при переносе первой же пары нулей нарушается условие $n(z) > (n_0 n_a)^{1/2}$. Поэтому естественно предположить, что выполнение данного условия является одним из основных требований, обеспечивающих регулярность в расположении нулей $r(\nu)$.

Для дальнейшего выяснения вопроса о связи расположения нулей $r(\nu)$ с ограничениями на оптические параметры слоистой среды целесообразно рассмотреть отдельные классы слоистых структур.

2. Анализ расположения нулей коэффициента отражения в комплексной плоскости волновых чисел для различных классов слоистых структур

Анализ возможного разложения нулей $r(\nu)$ начнем с рассмотрения слоистых систем с кусочно-постоянным распределением параметров. Исследование удобно провести с помощью рассмотрения так называемой фазовой плоскости адмитанса. Введем адмитанс $A(z, \nu) = n_0 y_1(x, \nu)/y_2(x, \nu)$, где $y_1(x, \nu)$, $y_2(x, \nu)$ — решения системы (3). Из формулы (5) следует, что амплитудный коэффициент отражения выражается через адмитанс следующим образом:

$$r(\nu) = \frac{n_a - A(z_a, \nu)}{n_a + A(z_a, \nu)}. \tag{8}$$

Из системы уравнений (3) и начальных условий (4) несложно получить, что в общем случае слоистой среды с произвольной зависимостью $n(z)$ адмитанс удовлетворяет уравнению

$$dA/dz = i\nu(n^2(z) - A^2(z, \nu)) \tag{9}$$

с начальным условием

$$A(0, \nu) = n_0. \tag{10}$$

В рассматриваемом сейчас случае функция $n(z)$ кусочно-постоянная, принимающая последовательно значения n_1, n_2, ...

Решение дифференциального уравнения (9) с начальным условием (10) изображается кривой в комплексной плоскости адмитанса. Эту кривую принято называть фазовой траекторией адмитанса. Легко проверить, что решение (9) для произвольного однородного слоя с постоянным показателем преломления n и начальным условием $A(\hat{z}, \nu) = \hat{A}$ в промежутке $z \in [\hat{z}, z]$ есть

$$A(z, \nu) = \frac{in \sin(\nu n(z-\hat{z})) + \hat{A}\cos(\nu n(z-\hat{z}))}{\cos(\nu n(z-\hat{z})) + i\hat{A}\sin(\nu n(z-\hat{z}))/n}.$$

Можно показать, что описываемый этой формулой кусок фазовой кривой при вещественном волновом числе, равном k ($\nu = k$), расположен на окружности с радиусом R и центром ξ на вещественной оси в комплексной плоскости адмитанса. При этом

$$\xi = \frac{|\hat{A}|^2 + n^2}{2\,\mathrm{Re}\,\hat{A}} \text{ и } R = \frac{|\hat{A}^2 - n^2|}{2\,\mathrm{Re}\,\hat{A}}.$$

Например, двухслойной системе будет отвечать фазовая траектория, образованная частями двух окружностей, соответствующих значениям n_1 и n_2 (рис. 3).

Для того чтобы двухслойная система при данном значении $k = k_0$ имела нулевой коэффициент отражения, необходимо и достаточно, чтобы $A(z_a, k_0) = n_a$ (см. рис. 3). Это означает, что при $k = k_0$ фазовая траектория адмитанса начинается в точке n_0 и заканчивается в точке n_a. Проблема получения при заданном значении волнового числа ν нулевого значения амплитудного коэффициента отражения с помощью двухслойных систем детально исследована [см., напр., 10]. Известно, что существует широкая область значений параметров n_1 и n_2, для которых при определенных величинах толщин слоев двухслойные системы являются просветляющими, т. е. имеют нулевой коэффициент отражения.

Оказывается, что если для некоторой слоистой системы нуль амплитудного коэффициента расположен на вещественной оси частот, то он при небольших вариациях толщин слоев может располагаться как в нижней, так и в верхней полуплоскости волнового числа. В соответствии с результатами предыдущего пункта это означает, что такие классы многослойных систем заведомо не удовлетворяют условиям, обеспечивающим взаимно-однозначную связь между $R(\omega)$ и $\varphi(\omega)$. Отмеченное свойство расположения нулей устанавливается следующей теоремой.

Теорема 2. *Пусть для слоистой системы, описываемой кусочно-постоянной функцией $n(z)$, нуль амплитудного коэффициента отражения находится на вещественной оси волновых чисел в точке k_0, причем хотя бы один из слоев имеет оптическую толщину, не кратную $(\pi/2k_0)$. Тогда для всех $\sigma \in (-\sigma_0, \sigma_0)$, где σ_0 — достаточно малое вещественное число, существует слоистая система с теми же значениями показателей преломления слоев, что и исходная, амплитудный коэффициент отражения которой имеет нуль в точке $k_0 + i\sigma$.*

Доказательство этой теоремы, которое мы здесь не приводим, основывается на известной теореме Пуанкаре о непрерывной зависимости решения дифференциального уравнения от параметра.

Сформулированная теорема позволяет сразу существенно сузить множество слоистых систем, среди которых можно искать классы, удовлетворяющие условиям однозначности связи фазы и амплитуды $r(k)$.

Так, оказывается, что широкие классы слоистых структур с немонотонным показателем преломления $n(z)$ заведомо не удовлетворяют этим условиям. Действительно, в работе [11] показано, что, имея в своем распоряжении слои всего с двумя показателями преломления (n_1 и n_2), можно построить слоистую систему с любым амплитудным коэффициентом отражения и, в частности, нулевым. Это означает, что в классе систем с показателем преломления $n(z)$, принимающим значения n_1 и n_2 (без каких-либо других дополнительных условий, налагаемых на класс), заведомо существуют слоистые системы, амплитудный коэффициент отражения которых имеет нули как на вещественной оси, так и в любой из полуплоскостей.

3. Слоистые системы, удовлетворяющие необходимым условиям однозначной связи между модулем и фазой амплитудного коэффициента отражения

В соответствии с полученными выше результатами слоистые среды, удовлетворяющие условиям однозначности амплитудно-фазовой связи, целесообразно искать в классе систем с монотонным показателем преломления, который, в свою очередь, ограничен значением $(n_0 \cdot n_a)^{1/2}$. Как утверждает сформулированная ниже теорема, при данных условиях действительно существует достаточная для однозначной связи регулярность в расположении нулей амплитудного коэффициента отражения.

Теорема 3. *Пусть показатель преломления слоистой среды принадлежит одному из следующих четырех классов кусочно-гладких функций;*

а) $n(z)$ — *монотонно-невозрастающая функция и* $n_0 \geqslant n(z) \geqslant n^* > (n_0 \cdot n_a)^{1/2} > n_a$,

б) $n(z)$ — *монотонно-неубывающая функция и* $n_0 < (n_0 \cdot n_a)^{1/2} < n^* \leqslant n(z) < n_a$,

в) $n(z)$ — *монотонно-неубывающая функция и* $n_0 \leqslant n(z) < n^* \leqslant (n_0 \cdot n_a)^{1/2} < n_a$,

г) $n(z)$ — *монотонно-невозрастающая функция и* $n_0 > (n_0 \cdot n_a)^{1/2} > n^* \geqslant n(z) \geqslant n_a$,

тогда в случаях (б) и (г) соответствующий амплитудный коэффициент отражения $r(\nu)$ *не имеет нулей в нижней полуплоскости комплексного волнового числа* ν, *а в случаях (а) и (в) — в верхней полуплоскости.*

Доказательство этой теоремы достаточно объемно и поэтому здесь не приводится.

Покажем теперь, что для слоистых структур, обладающих указанной регулярностью в расположении нулей, справедливы соотношения Крамерса—Кронига. Рассмотрим только один случай (а).

Для того чтобы воспользоваться рядом результатов, полученных ранее в работе [9], предположим дополнительно, что $n(z)$ — гладкая функция, имеющая в точках 0 и z_a нулевые производные и удовлетворяющая условию $n(0)=n_0$ (показатель преломления слоистой среды гладко сопрягается с показателем преломления подложки). В рассматриваемом случае все нули $r(\nu)$ расположены в верхней полуплоскости.

Обозначим через $\tilde{r}(\nu)$ амплитудный коэффициент отражения слоистой среды с показателем преломления $n(z)$ в предположении, что внешней средой является однородная среда с показателем преломления $n(z_a)$. Как показано в [12], из общих свойств слоистых систем следует существование взаимно-однозначной зависимости между амплитудными коэффициентами отражения $r(\nu)$ и $\tilde{r}(\nu)$. Имеет место формула [12]

$$r(\nu)=\frac{\tilde{r}(\nu)+r_0}{1+r_0\tilde{r}(\nu)},$$

где r_0 — амплитудный коэффициент отражения от границы раздела однородных сред с показателями преломления $n(z_a)$ и n_a:

$$r_0=[n(z_a)-n_a]/[n(z_a)+n_a].$$

Как показано в работе [9], указанные выше свойства функции $n(z)$ обеспечивают для $\tilde{r}(\nu)$ в нижней полуплоскости асимптотику $\tilde{r}(\nu)=O(1/\nu^2)$. Поэтому $r(\nu)=r_0+O(1/\nu^2)$ при $\nu\geqslant 0$. Рассмотрим в верхней полуплоскости функцию $\ln(r(\nu))$. В силу отсутствия нулей у $r(\nu)$ данная функция регулярна при $\operatorname{Im}\nu\geqslant 0$. При $\nu\to\infty$, $\operatorname{Im}\nu\geqslant 0$

$$\ln(r(\nu))=\ln(r_0)+O(1/\nu^2).$$

Рассмотрим интеграл $\oint\limits_C \ln(r(\nu)/r_0)/(\nu-\xi)\,d\nu$ по контуру C, изображенному на рис. 4. В силу регулярности подынтегральной функции внутри области, охватываемой контуром C, справедливо равенство

$$\left(\int\limits_{C_R}+\int\limits_{-R}^{\xi-R}+\int\limits_{\xi+R}^{R}+\int\limits_{C_\rho}\right)\ln(r(\nu)/r_0)/(\nu-\xi)\,d\nu=0.$$

Смысл обозначений ξ, ρ и R ясен из рис. 4.

Переходя к пределу при $\rho\to 0$, $R\to\infty$ и учитывая при этом асимптотику $r(\nu)$, получим

$$\text{V. p.}\int\limits_{-\infty}^{\infty}(\ln(|r(k)|/r_0)+$$
$$+i\varphi(k))/(k-\xi)\,dk-$$
$$-i\pi\ln|r(\xi)|+\pi\varphi(\xi)=0.$$

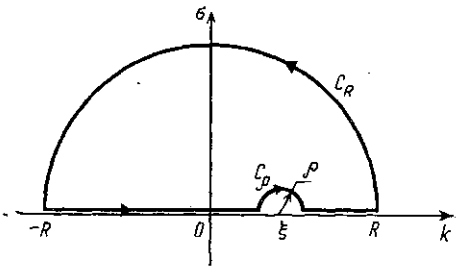

Рис. 4

Разделяя мнимую и действительную части этого равенства, получаем

$$|r(\xi)|=\exp\left\{(1/\pi)\cdot\text{V. p.}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\varphi(k)/(k-\xi)\,dk\right\},$$

$$\varphi(\xi)=-(1/\pi)\cdot\text{V. p.}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\ln(|r(k)|/r_0)/(k-\xi)\,dk.$$

Или с учетом симметрии $|r(-k)|=|r(k)|$ на действительной оси:

$$|r(\xi)|=\exp\left\{2(\xi/\pi)\cdot\text{V. p.}\int\limits_{0}^{\infty}\varphi(k)/(k^2-\xi^2)\,dk\right\},$$

$$\varphi(\xi)=-2(\xi/\pi)\cdot\text{V. p.}\int\limits_{0}^{\infty}\ln(|r(k)|/r_0)/(k^2-\xi^2)\,dk.$$

Получение соотношения Крамерса—Кронига во всех остальных случаях, обеспечивающих регулярность в расположении нулей $r(\nu)$, вполне очевидно.

Сделаем некоторые окончательные замечания. Как показывают результаты пп. 1 и 2, выделенные в п. 3 классы структур, для которых могут быть получены соотношения Крамерса—Кронига, вряд ли могут быть существенно расширены. Условия на гладкость функции $n(z)$ являются существенными для получения выписанных выше соотношений. Любые разрывы показателя преломления приведут к изменению асимптотики амплитудного коэффициента отражения и соответственно к изменению выписанных соотношений Крамерса—Кронига.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Аркатова Т. Г., Гопштейн Н. М., Макарова Е. Г., Михайлов Б. А.//Оптико-механическая промышленность. 1981. № 9. С. 44. [2] Дидрикуль Л. Н.//Журн. прикл. спектр. 1975. 23, № 5. С. 920. [3] Lévêque G., Villachon-Renard Y.//Appl. Opt. 1990. 29, N 22. P. 3207. [4] Grosse P., Offerman V.//J. Appl. Phys. 1991. A52. P. 138. [5] Harbeke B.//J. Appl. Phys. 1986. A40. P. 151. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. С. 386. [7] Нусенцвейг Х. М. Причинность и дисперсионные соотношения. М., 1976. [8] Тихонравов А. В.//ЖВМ и МФ. 1983. 25, № 3. С. 442. [9] Тихонравов А. В.//ЖВМ и МФ. 1982. 22, № 6. С. 1421. [10] Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., 1958. [11] Тихонравов А. В.// Компьютерная оптика: Сб. МЦНТИ. М., 1990. № 7. С. 33. [12] Кард П. Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок. Таллин. 1971.

Поступила в редакцию
15.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 621.378.325

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ЛАЗЕРАХ С АНИЗОТРОПНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

О. Е. Наний, М. Р. Палеев
(кафедра оптики и спектроскопии)

Построена теоретическая модель, описывающая генерацию твердотельных лазеров с внутрирезонаторным преобразованием излучения во вторую гармонику в кристаллах с волновым синхронизмом II типа. Исследованы области существования стационарных и нестационарных режимов генерации.

Введение

Современные достижения в области разработки малогабаритных твердотельных лазеров с торцевой накачкой полупроводниковыми лазерами привели к появлению нового поколения миниатюрных твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона с узкой линией излучения, высоким КПД, хорошей технологичностью и надежностью [1—4]. Преобразование излучения таких лазеров в видимый диапазон путем генерации второй гармоники в нелинейных кристаллах существенно расширяет области практического применения твердотельных лазеров. Наибольшие мощность и КПД преобразования излучения непрерывных твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой в видимый диапазон достигаюся при внутрирезонаторной генерации второй гармоники (ВРГВГ) [5—7].