

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ГРАНИЦАМИ РАЗДЕЛА СРЕД
С ПРИГРАНИЧНЫМИ ПЕРЕХОДНЫМИ СЛОЯМИ

О. С. ЕРИЦЯН

Предложен метод расчета влияния приграничных переходных слоев на амплитудные и фазовые соотношения при взаимодействии света с границами пластинки, основанный на применении теории возмущений. Высказаны замечания о корректном учете резких границ.

При феноменологическом рассмотрении взаимодействия света с границами раздела двух сред обычно имеются в виду резкие границы, на которых оптические параметры среды меняются скачком. На самом деле всегда имеется приграничный переходный слой, в котором указанные параметры меняются более или менее плавно при переходе из одной среды в другую. Наличие такого слоя приводит к нарушению давно известных формул Френеля. Выяснению роли приграничных слоев посвящен ряд работ [1] (см. также обзор [2]). В последнее время интерес к изучению роли приграничных слоев возрос в связи с теорией отражения света вообще [2], а также в связи с тем, что знание роли приграничного слоя становится необходимым в различных исследованиях [3], в частности, при исследовании гиротропии [4]. В [5] предложен метод расчета влияния приграничного слоя гиротропного полупространства, основанный на интегрировании уравнений Максуелла по переходному слою, параметры которого включаются таким образом в граничные условия.

Рассматриваемый ниже подход основан на теории возмущений с применением представлений молекулярной теории отражения и преломления [6]. Он может применяться во всех тех случаях, когда известно (или можно получить) решение граничной задачи в случае резких границ (об ограничениях см. ниже). Его легко применить как в случае одной границы, так и в случае пластинки. Мы рассмотрим пластинку с нерезкими границами.

1. Пусть на пластинку, занимающую область $0 \leq z \leq d$, из области $z \leq 0$ падает волна

$$E_{\text{внш.}}(r, t) = E_{\text{внш.}}^{(0)} \exp[i(kr - \omega t)]. \quad (1)$$

Согласно молекулярной теории отражения и преломления [6], поле $E(r, t)$ в произвольной точке пространства удовлетворяет следующему уравнению:

$$E(r, t) = E_{\text{внш.}}(r, t) + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(r') E(r', t - \frac{R}{c})}{R} dV'. \quad (2)$$

Интегрирование в (2) производится по r' ($dV' = d^3r' = dx' dy' dz'$), а дифференцирование rot rot — по r ; $R = |r - r'|$, $\hat{\alpha}(r') E dV'$ — суммарный ди-

польный момент, индуцированный в объеме dV' . Если пользоваться квантовомеханическим представлением о непрерывном распределении электронной плотности, то нет необходимости считать $\hat{\alpha}$ усредненным по координатам (но не по времени) параметром, определяющим диэлектрическую проницаемость среды.

Если границы пластинки резкие, то для определения $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ нет необходимости решать уравнение (2), так как поле в случае резких границ определяется с помощью формул Френеля (и их обобщений при наличии естественной гиротропии, магнитной активности и т. д.).

Рассмотрим пластинку с приграничными слоями, занимающими области $-l_1 \leq z \leq 0$ и $d \leq z \leq d + l_2$. Из-за наличия этих слоев вместо поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ будем иметь поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ есть поле, обусловленное наличием переходных слоев. Подставим в (2) вместо $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ сумму $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$. Разобьем объем интегрирования на объем V , занимающий область $0 \leq z \leq d$, и объем V_1 , занимаемый переходными слоями. Учитывая (2), будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}^{(1)}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV' + \\ + \int_{V_1} \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}^{(1)}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV', \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \int_{V_1} \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV'. \quad (4)$$

При малых значениях отношения $\frac{l}{\lambda}$, где l — толщина переходного слоя ($l = l_1, l = l_2$), λ — длина волны в вакууме, $|\mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}| \cdot |\mathbf{E}_{\text{внеш.}}|^{-1}$ будет величиной порядка этого отношения или величиной высшего порядка малости. Тогда последний член в (3) будет во много раз меньше двух остальных. Пренебрегая в первом приближении этим членом, уравнение (3) можно привести к виду

$$\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}^{(1)}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV'. \quad (5)$$

Так как уравнения (5) и (2) идентичны и объем интегрирования в обоих случаях ограничен резкими границами (нерезкую границу имеем в (4)), то поле $\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ можно выразить через $\mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ с помощью формул Френеля так же, как поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ можно выразить через

$E_{\text{внш.}}(r, t)$. Поэтому задача определения $E^{(1)}(r, t)$ сводится к определению поля $E_{\text{внш.}}^{(1)}(r, t)$. Условием применимости рассматриваемого подхода является неравенство

$$|E_{\text{внш.}}^{(1)}| \ll |E_{\text{внш.}}|. \quad (6)$$

2. Рассмотрим в качестве конкретного примера нормальное прохождение света через пластинку с нерезкими границами. Для поля $E^{(1)}(r, t)$ в области $z \leq -l_1$ получаем

$$E^{(1)}(r, t) = E_{\text{отр.}}^{(1)} \exp \left[i \left(-\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right], \quad (7)$$

а амплитуда $E_{\text{отр.}}^{(1)}$ равна

$$E_{\text{отр.}}^{(1)} = \{ \tilde{R} (J_{1+} + J'_{1+}) + J_{1-} + J'_{1-} + \tilde{T} J_{2-} \} E_{\text{внш.}}^{(0)}, \quad (8)$$

где

$$J_{1+} = 2\pi i \frac{\omega}{c} \int_{-l_1}^0 \alpha(z') dz', \quad J_{1-} = 2\pi i \frac{\omega}{c} \int_{-l_1}^0 \alpha(z') \exp \left(2i \frac{\omega}{c} z' \right) dz',$$

$$J'_{1+} = 2\pi i \tilde{R} \frac{\omega}{c} \int_{-l_1}^0 \alpha(z') \exp \left(-2i \frac{\omega}{c} z' \right) dz', \quad (9)$$

$$J'_{1-} = \tilde{R} J_{1+}, \quad J_{2+} = 2\pi i \tilde{T} \frac{\omega}{c} \int_d^{d+l_2} \alpha(z') dz',$$

$$J_{2-} = 2\pi i \tilde{T} \frac{\omega}{c} \int_d^{d+l_2} \alpha(z') \exp \left(2i \frac{\omega}{c} z' \right) dz'.$$

В этих соотношениях параметр α , для простоты, считается скаляром, $\tilde{R}$ и $\tilde{T}$ — комплексные коэффициенты отражения и прохождения при падении волны из области $z \leq 0$ на пластинку с резкими границами $z = 0$ и $z = d$.

В области $z > d + l_2$ поле $E^{(1)}(r, t)$ имеет вид

$$E^{(1)}(r, t) = E_{\text{прош.}}^{(1)} \exp \left[i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right],$$

а амплитуда $E_{\text{прош.}}^{(1)}$ равна

$$E_{\text{прош.}}^{(1)} = [\tilde{T} (J_{1+} + J'_{1+}) + J_{2+} + \tilde{R}_1 J_{2-}] E_{\text{внш.}}^{(0)}, \quad (10)$$

где

$$\tilde{R}_1 = \tilde{R} \exp \left(-2i \frac{\omega}{c} d \right).$$

Так как подынтегральные выражения в (9) не превышают произведения толщины слоя на среднее значение α величины $\alpha(z')$ в слое,

то $E_{отр.}^{(1)}$ и $E_{прош.}^{(1)}$ не превышают по порядку величины $2\pi\lambda^{-1}\alpha E_{внш.}^{(0)} l_{1,2}$, что находится в соответствии с [4].

Пусть, для простоты, $\alpha(z')$ меняется линейно в переходном слое. Тогда, подставив $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$ (в вакууме), $\varepsilon \sim 2,5$ (ε — диэлектрическая проницаемость в глубине пластинки), $l_{1,2} \sim 70 \text{ \AA}$, получаем

$$|E_{отр.}^{(1)}| \cdot |E_{внш.}^{(0)}| \sim 4 \cdot 10^{-3},$$

что в сотни раз превышает эффект гиротропии при отражении. Относительный вклад в интенсивность составляет $16 \cdot 10^{-6} \sim 10^{-5}$, что превышает измеряемые в настоящее время относительные изменения интенсивности в десятки и сотни раз [7, 8].

В заключение заметим следующее. Имеется ряд соотношений в оптике (формула поворота плоскости поляризации в безграничной магнитоактивной среде, формула разности фаз между двумя волнами в анизотропной среде, формула зависимости интенсивности светового пучка от длины пути луча, формула, выражающая принцип суперпозиции эффектов гиротропии и анизотропии), которые справедливы для безграничных сред, но применяются и для пластинок. Такой подход, который был оправданным при недостаточной точности эксперимента, при современной точности не является корректным, так как наличие границ становится существенным [9]. Игнорирование ролью границ привело к принципу суперпозиции [10], справедливому для безграничной среды, но неоправданно применяемому для пластинок (см., например, соответствующие формулы для анизотропной магнитоактивной пластинки в [11]). Поэтому учет роли границ, по возможности точный, представляется необходимым для получения правильной информации из экспериментов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 30.V.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Сивухин. ЖЭТФ, 13, 361 (1943); 18, 975 (1948); 27, 367 (1951); 30, 374 (1956).
2. В. А. Кизель. УФН, 92, 479 (1967).
3. Ф. А. Константинов, М. М. Панахов, Ш. Р. Сайфуллаев. ФТТ, 17, 3551 (1975).
М. И. Страшикова. ФТТ, 17, 729 (1975).
4. В. М. Агранович, В. А. Гинзбург. ЖЭТФ, 63, 838 (1972).
5. V. M. Agranovich, V. J. Yudson. Opt. Comm., 5, 422 (1972).
6. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970. W. Esmarch. Ann. d. Physik, 42, 1257 (1913). С. W. Oseen. Ann. d. Physik, 48, 1 (1915). W. Boethe. Ann. d. Physik, 64, 693 (1921).
7. Г. С. Кринчик. УФН, 94, 167 (1968).
8. Д. Б. Диатропов, А. Б. Ваганов. ФТТ, 13, 937 (1971).
9. О. П. Чикалова-Лузина, Ю. А. Шаронов. Оптика и спектроскопия, 28, 2 (1970).
10. Дж. Най. Физические свойства кристаллов, Изд. Мир, М., 1967.
11. О. С. Ерицян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1971.

ԼՈՒՅՍԻ ՓՈԽԱԶԻԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍԱՀՄԱՆԱՄԵՐՁ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ
ՇԵՐՏԵՐՈՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻ ՀԵՏ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Առաջադրված է ու-կտրուկ սահմաններով շերտի միջով լույսի անցման ժամանակ սահմանամերձ անցումային շերտերի հաշվառման եղանակ: Դիտողություններ են արված կտրուկ սահմանների ճշգրիտ հաշվառման վերաբերյալ:

INTERACTION OF LIGHT WITH INTERFACES HAVING
NON-SHARP BOUNDARIES

H. S. ERITSYAN

The method to calculate the effect of adjacent transitional layers on the amplitude and phase relations at the interaction of light with plate boundaries is proposed.