

## ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКИХ ВОЛН ОТ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

*А.А.Колоколов*

Показано, что коэффициент отражения света от неограниченной усиливающей среды является непрерывной функцией угла падения, а его модуль всегда больше единицы.

Экспериментальные [1; 2] и теоретические [3; 4] исследования отражения света от усиливающей среды показали, что в области полного отражения модуль коэффициентов отражения может быть больше единицы. Вне этой области модуль полученных в [3; 4] коэффициентов отражения меньше единицы, причем при критическом угле падения коэффициенты отражения определены неоднозначно и имеют скачок. Последние результаты вызывают определенные сомнения, поэтому мы заново рассмотрели данную задачу.

Нахождение коэффициентов отражения для неограниченной среды связано с отбором одной из двух возможных преломленных волн [5]. Для правильного выбора преломленной волны мы сначала рассмотрим отражение плоской монохроматической волны от плоскопараллельного усиливающего слоя толщины  $l$ . Коэффициент отражения для волны, по-

ляризованной перпендикулярно плоскости падения, имеет вид

$$\rho_{\perp} = \frac{\rho_{12} + \rho_{23} \exp(2i\Phi)}{1 + \rho_{12}\rho_{23} \exp(2i\Phi)} \quad (1)$$

Здесь  $\rho_{12}$  и  $\rho_{23}$  — обычные коэффициенты отражения для передней и задней поверхностей слоя;  $\Phi$  — набег фазы преломленной волны за один проход слоя. В усиливающей среде при увеличении толщины слоя.

$\exp(2i\Phi)$  неограниченно растет, поэтому выражение (1) для неограниченной усиливающей среды принимает вид

$$\rho_{\perp} = \frac{1}{\rho_{12}} = \frac{k_{1z} + k_{2z}}{k_{1z} - k_{2z}} \quad (2)$$

Здесь  $k_{1z} > 0$  и  $k_{2z} > 0$  — нормальные к слою составляющие волновых векторов падающей и преломленной волны соответственно. Формула (2) отличается от обычной знаком при  $k_{2z}$ , что формально соответствует преломленной волне, распространяющейся к границе раздела под углом  $\pi - \theta_2$ , где  $\theta_2$  — обычный угол преломления. Этот результат означает неприменимость принципа излучения Зоммерфельда для усиливающей среды.

Коэффициент отражения  $\rho_{\parallel}$  для волны, поляризованной в плоскости падения, находится из обычной формулы с помощью замены  $\theta_2$  на  $\pi - \theta_2$ :

$$\rho_{\parallel} = \frac{n^2 k_{1z} + k_{2z}}{n^2 k_{1z} - k_{2z}} \quad (3)$$

Здесь  $n = n_2/n_1 = n_0(1 - i\kappa)$ ,  $\kappa > 0$  — относительный показатель преломления. Величину  $k_{2z}$  запишем в виде

$$k_{2z} = k_0 n_1 [n_0^2(1 - \kappa^2) - \sin^2 \theta_1 - 2i\kappa n_0^2]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $\theta_1$  — угол падения. Фаза подкоренного выражения при всех значениях  $\theta_1$  лежит в интервале  $(0, -\pi)$ , поэтому  $\operatorname{Re} k_{2z} > 0$  и из (2) и (3) следует, что коэффициенты отражения при всех углах падения являются непрерывными функциями  $\theta_1$ , а их модули всегда больше единицы. В области полного отражения выражения (2) и (3) совпадают с найденными в [2 - 4].

Подставляя  $k_{2z}$  из (4) в (2) нетрудно получить, что  $|\rho_{\perp}(\theta_1)|$  достигает своего максимума, равного  $|n_0 + 1/(n_0 - 1)|$  при  $\theta_1 = 0$ , а с увеличением  $\theta_1$  монотонно уменьшается. Более интересна зависимость  $|\rho_{\parallel}(\theta_1)|$ , имеющая один максимум при  $\theta_1 = 0$  и второй, значительно больший по величине, при равенстве  $\theta_1$  углу Брюстера  $\theta_B$ :

$$\rho_{\parallel}(\theta_B) \approx \frac{2n_0^2}{\kappa |n_0^2 - 1|}, \quad \kappa \ll 1. \quad (5)$$

Следовательно, естественный свет, падающий под углом Брюстера на усиливающую среду, при отражении становится поляризованным в плоскости падения. Отметим также, что при изменении знака  $k$  формулы (2) и (3) не переходят в формулы, описывающие отражение от поглощающей среды.

Таким образом, область полного отражения не является выделенной в смысле значений коэффициентов отражения. В данном случае специфическим является угол Брюстера, когда при малых значениях  $k$  можно получить большие коэффициенты отражения.

Автор выражает благодарность Г.В.Скороцкому за помощь в работе и С.А.Лебедеву за полезные обсуждения задачи.

Московский  
физико-технический институт

Поступила в редакцию  
28 апреля 1975 г.

### Литература

- [1] Б.Я.Коган, В.М.Волков, С.А.Лебедев. Письма в ЖЭТФ, **16**, 144, 1972.
- [2] С.А.Лебедев, В.М.Волков, Б.Я.Коган. Опт. и спектр., **35**, 976, 1973.
- [3] Р.Н.Романов, С.С.Шахиджанов. Письма в ЖЭТФ, **16**, 298, 1972.
- [4] В.В.Бойко, Н.С.Петров, И.З.Джилавдари. ЖПС, **18**, 727, 1973; Сб. Квантовая электроника и лазерная спектроскопия, М., изд. Наука и техника, 1974, стр. 449.
- [5] Л.И.Мандельштам. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике, М., изд. Наука, 1972, стр. 435.