

В. ФЕДОСЕЕВ

БОКОВОЕ СМЕЩЕНИЕ ЛУЧА СВЕТА ПРИ ОТРАЖЕНИИ
И ПРЕЛОМЛЕНИИ

V. FEDOSSEJEV. VALGUSKIIRE KÜLGNIHE PEEGELDUMISEL JA MURDUMISEL

V. FEDOSEYEV. LATERAL DISPLACEMENT OF A LIGHT BEAM ON REFLECTION AND REFRACTION

(Представил П. Кард)

1. В [1, 2] было предсказано явление бокового смещения луча света при полном отражении (сдвиг отраженного луча в направлении, перпендикулярном плоскости падения). Впоследствии это явление было обнаружено экспериментально [3]. Предсказание основывалось на наличии поперечной компоненты потока энергии при возникновении неоднородных волн [4]. В [5] боковое смещение отраженного луча было вычислено с помощью метода стационарной фазы, при этом получено, что явление должно иметь место как при полном, так и при частичном отражении.

В данной работе приведены результаты расчетов боковых смещений центров тяжести отраженного и преломленного пучков света. Полученная величина бокового смещения отраженного пучка совпадает с результатами [5].

Впервые показано наличие бокового смещения у преломленного пучка (луча) света при эллиптической поляризации.

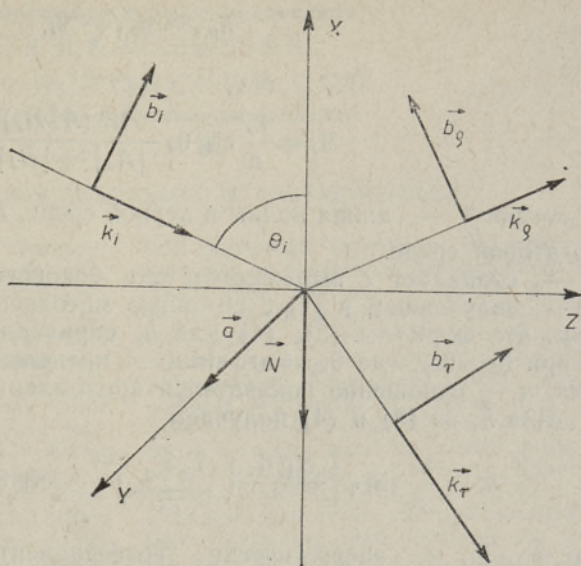
2. Рассмотрим отражение и преломление пучка электромагнитных волн на плоской границе раздела двух изотропных сред. Геометрия задачи представлена на рисунке. Волновые векторы центральных компонент падающего (i), отраженного (ρ) и преломленного (τ) пучков \vec{k}_J ($J=i, \rho, \tau$) лежат в плоскости $y=0$.

Электрические векторы каждого из пучков можно представить в виде

$$\vec{E}_J(\vec{r}) = -\frac{1}{2\pi} \int d\vec{\kappa} f(\vec{\kappa}) \vec{\epsilon}_J(\vec{\kappa}) e^{i[\omega t - (\vec{k}_J + \vec{\kappa}, \vec{r})]}, \quad (1)$$

где $\vec{\kappa}_J$ — двумерный вектор, $\vec{\kappa}_J = \kappa_a \vec{a} + \nu_J \kappa_b \vec{b}_J$, $\vec{\kappa} \equiv \vec{\kappa}_i$, \vec{a} — единичный вектор, направленный вдоль оси Oy , $\vec{b}_J = [\vec{a} \vec{k}_J] \vec{k}_J^{-1}$, $\nu_J = \cos \theta_i \sec \theta_J$, θ_i, θ_ρ и θ_τ — углы падения, отражения и преломления, $f(\vec{\kappa})$ — функция, нор-

Расположение векторов, характеризующих центральные компоненты падающего, отраженного и преломленного пучков света.



мированная на единицу, ее полуширина δ мала по сравнению с k_J . ω — частота света; с точностью до членов первого порядка по $\delta k_J^{-1} \omega$ от κ не зависит. Времена t будем считать достаточно малыми для того, чтобы можно было пренебречь расплыванием пучков. $\vec{\epsilon}_J(\kappa) = A_J(\kappa) \vec{a}_J(\kappa) + B_J(\kappa) \vec{b}_J(\kappa)$. $\vec{a}_J(\kappa) = [\vec{N}, (\vec{k}_J + \vec{\kappa})] |[\vec{N}, (\vec{k}_J + \vec{\kappa})]|^{-1}$, \vec{N} — нормаль к плоскости раздела сред, направленная из первой (верхней) среды во вторую (нижнюю), $\vec{b}_J(\kappa) = [\vec{a}_J(\kappa); (\vec{k}_J + \vec{\kappa})] |(\vec{k}_J + \vec{\kappa})|^{-1}$. Амплитуды $A_{\rho, \tau}(\kappa)$ и $B_{\rho, \tau}(\kappa)$ связаны с $A_i(\kappa)$ и $B_i(\kappa)$ формулами Френеля [6]. Без потери общности можно принять, что $A_i(\kappa)$ — действительная функция, $A_i^2(\kappa) + |B_i(\kappa)|^2 = A_i^2 + |B_i|^2$ ($A_J \equiv A_J(0)$, $B \equiv B_J(0)$), $B_i(\kappa) = |B_i(\kappa)| \exp(i\varphi)$. Полагаем, что φ не зависит от κ , а фаза функции $f(\kappa)$ незначительно меняется в интервале порядка δ .

В каждом пучке мысленно выделим участок малой длины. y — координата центра тяжести участка J -го пучка определяется следующим образом:

$$y_J^c = \int d\vec{r} y W_J(\vec{r}) (\int d\vec{r} W_J(\vec{r}))^{-1}, \quad (2)$$

где $W_J(\vec{r})$ — плотность электромагнитной энергии J -го пучка [6]; интегрирование производится по объему выделенного участка.

В формуле (2) один из пределов интегрирования по переменной $\sigma = v_J(x \sin \theta_J + z \cos \theta_J)$ зависит от положения выделенного участка. Пусть участок достаточно удален от поверхности раздела сред, тогда указанный предел может быть заменен на $\pm \infty$. В этом случае y_J^c от положения выделенного участка пучка не зависит, и смещение пучка при отражении и преломлении $h_{\rho, \tau}$ может быть определено как $h_{\rho, \tau} = y_{\rho, \tau}^c - y_i^c$.

Вычислив y_J^c с помощью (1) с точностью до членов первого порядка по параметру δk_J^{-1} , получим следующий результат:

$$h_{\rho,\tau} = y_{\rho,\tau} - y_i, \quad (3)$$

где

$$y_J = \frac{\lambda_J}{\pi} \operatorname{ctg} \theta_J \frac{\operatorname{Im}(A_J^* B_J)}{|A_J|^2 + |B_J|^2}, \quad (4)$$

$\lambda_{i,\rho} = 2\pi k_{i,\rho}^{-1}$ — длина волны в первой среде, $\lambda_\tau = 2\pi k_J^{-1}$ — длина волны во второй среде.

h_ρ совпадает с выражением для бокового смещения отраженного луча, полученным в [5] с помощью метода стационарной фазы (заметим, что формулы (3), (4) для h_ρ справедливы как при $\theta_i < \theta_{кр}$, так и при $\theta_i > \theta_{кр}$, где $\theta_{кр} = \arcsin n$ — предельный угол полного отражения, n — отношение показателей преломления второй и первой сред).

Для h_τ из (3) и (4) получаем

$$h_\tau = \frac{\lambda_i}{\pi} \sin \varphi \left[\frac{\operatorname{ctg} \theta_\tau}{n} \left(\frac{T_\parallel T_\perp}{T^2} \right)^{1/2} - \operatorname{ctg} \theta_i \right] \frac{A_i |B_i|}{A_i^2 + |B_i|^2}, \quad (5)$$

где T_\parallel , T_\perp — энергетические коэффициенты пропускания плоских волн соответствующей поляризации [6], $T = (T_\perp A_i^2 + T_\parallel |B_i|^2) \times (A_i^2 + |B_i|^2)^{-1}$.

Боковое смещение преломленного луча отсутствует при линейной поляризации. Независимо от поляризации $h_\tau \rightarrow 0$ при $\theta_i \rightarrow 0$, а при $\theta_i \rightarrow \theta_{кр}$ величина h_τ составляет половину величины h_ρ .

3. Принципиальным является вопрос о физической природе боковых смещений лучей при $\theta_i < \theta_{кр}$.

Боковые смещения лучей обусловлены потоками энергии, перпендикулярными плоскости падения (поперечными потоками). Наш анализ показал, что при отражении и преломлении волновых пакетов существуют следующие поперечные потоки (в общем сравнимые по величине): а) поток энергии неоднородных волн; б) потоки энергии однородных волн; в) интерференционный поток энергии. Причиной боковых смещений преломленного луча, а также отраженного луча при $\theta_i < \theta_{кр}$ являются потоки б) и в). При $\theta_i > \theta_{кр}$ существование потоков б) и в) обуславливает отличие величины h_ρ , вычисленной по формуле (3), от соответствующих выражений, представленных в [2, 3] (заметим, что последние отличаются от h_ρ (3) на фактор $(1-n^2)^{-1}$ при всех значениях θ_i).

Автор выражает благодарность К. К. Ребане за поддержку работы, Н. Кристофелю и П. Адамсону за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров Ф. И. Докл. АН СССР, **105**, 465—468 (1955).
2. Кристофель Н. Н. Уч. зап. Тартуск. ун-та, № 42, 94—112 (1956).
3. Imbert, C. Phys. Rev., **D5**, 787—796 (1972).
4. Wiegrefe, A. Ann. phys., **45**, 465—477 (1914).
5. Schilling, H. Ann. phys., **16**, 122—134 (1966).
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1973.

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
11/VI 1984