

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED.
FÜSIKA * MATEMAATIKA

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА
PROCEEDINGS OF THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE ESTONIAN SSR.
PHYSICS * MATHEMATICS

1985, 34, 1

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1985.1.14>

УДК 535.5

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.

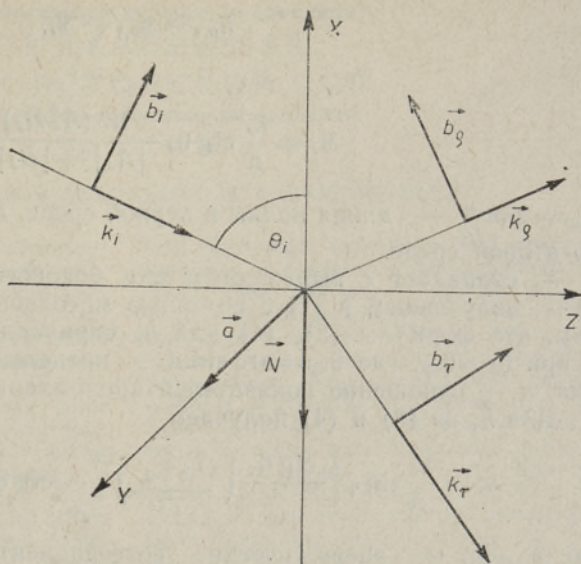
2. Рассмотрим отражение и преломление пучка электромагнитных волн на плоской границе раздела двух изотропных сред. Геометрия задачи представлена на рисунке. Волновые векторы центральных компонент падающего (i), отраженного (ρ) и преломленного (τ) пучков \vec{k}_J ($J=i, \rho, \tau$) лежат в плоскости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

Электрические векторы каждого из пучков можно представить в виде

$$\vec{E}_J(r) = \frac{1}{2\pi} \int_1 d\vec{\kappa} f(\vec{\kappa}) \vec{\varepsilon}_J(\vec{\kappa}) e^{i[\omega t - (\vec{k}_J + \vec{\kappa}, r)]}, \quad (1)$$

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 распыливанием пучков. $\vec{\epsilon}_J(\kappa) = A_J(\kappa) \vec{a}_J(\kappa) + B_J(\kappa) \vec{b}_J(\kappa)$. $\vec{a}_J(\kappa) = [\vec{N}, (\vec{k}_J + \kappa \vec{J})] |[\vec{N}, (\vec{k}_J + \kappa \vec{J})]|^{-1}$, \vec{N} — нормаль к плоскости раздела сред, направленная из первой (верхней) среды во вторую (нижнюю), $\vec{b}_J(\kappa) = [\vec{a}_J(\kappa); (\vec{k}_J + \kappa \vec{J})] |(\vec{k}_J + \kappa \vec{J})|^{-1}$. 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:

$$h_{\rho,\tau} = \Psi_{\rho,\tau} - \Psi_i, \quad (3)$$

где

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

$\lambda_{i,\rho} = 2\pi k_{i,\rho}^{-1}$ — длина волны в первой среде, $\lambda_\tau = 2\pi k_\tau^{-1}$ — 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 $\theta_{кр} = \operatorname{arcsin} n$ — 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