

УДК 535

Ж. О. НИНОЯН, О. С. ЕРИЦЯН,  
 А. А. ГЕВОРГЯН, И. М. МУРАДЯН

**УСИЛЕНИЕ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
 ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ОТ СРЕДЫ С ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ  
 ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ**

Рассмотрено усиление изменений азимута поляризации и стабилизация азимута поляризации при отражении света от среды с открытой поверхностью волновых векторов и проанализированы особенности усиления и стабилизации, связанные с открытым характером поверхности волновых векторов.

**Введение.** При прохождении света через пластинку имеют место усиление поворота плоскости поляризации и стабилизация азимута поляризации [1,2]. Эти эффекты проявляются когда нет эквивалентности разных направлений в плоскости фронта волны [3, 4]. Такая неэквивалентность имеет место также при наклонном падении на границу полупространства [5].

С другой стороны, как показано в [6], существует особый класс сред, у которых одна из наиболее основных оптических характеристик - поверхность волновых векторов - является не замкнутой поверхностью, как обычно, а открытой. Для этого разные диагональные компоненты диэлектрической или магнитной проницаемости должны иметь разные знаки, что может осуществляться как в немагнитных диэлектриках [7], так и в намагниченных ферромагнетиках вблизи ферромагнитного резонанса (подробнее см. [4]). В случае одноосных кристаллов - это однополостная или двухполостная гиперболоида. Такие среды обладают рядом особенностей в оптических свойствах, в частности, зависимостью коэффициента отражения от угла падения (напр., полное отражение может иметь место не с больших углов, как в обычных средах, а начиная с малых (с нуля) и кончая (пропадая) при больших углах). Так как усиление поворота плоскости поляризации является функцией коэффициентов отражения и прохождения, то представляет интерес изучение усиления при взаимодействии света с границами сред с открытой поверхностью волновых векторов. Такая задача рассмотрена в [4] в случае прохождения света через пластинку. В настоящей работе рассматривается усиление (и стабилизация) при отражении света от границы полупространства в случае наклонного падения.

**2. Граничная задача и коэффициент усиления.** Рассмотрим отражение света от границы среды с компонентами тензора диэлектрической проницаемости, равными

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_1 > 0, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_3 < 0. \quad (1)$$

(Различием знаков у  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  и обусловлен открытый характер поверхности волновых векторов [3,5]). Среда занимает область  $z \geq 0$ . Из области  $z < 0$  на границу  $z=0$  падает волна

$$\vec{E}(x, z, t) = \vec{E} \exp i(k_x x + k_z z - \omega t). \quad (2)$$

На рис. 1 представлена геометрия задачи. Гипербола и окружность - сечение поверхности волновых векторов плоскостью  $xz$ . Гипербола соответствует необыкновенной волне, окружность - обыкновенной. Для коэффициента отражения необык-

новой волны из условий непрерывности тангенциальных компонент полей получаем [4]

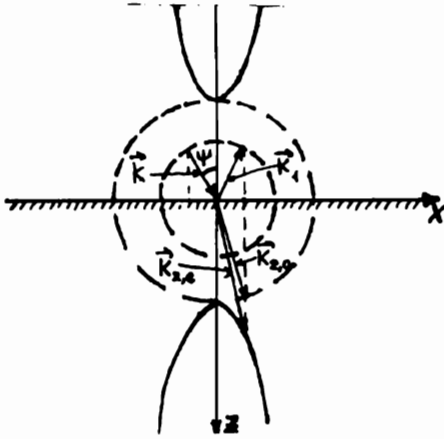


Рис. 1. Геометрия отражения на границе среды с открытой поверхностью волновых векторов:  $\vec{k}$  - волновой вектор падающей волны,  $\vec{k}_1$  - волновой вектор отраженной волны,  $\vec{k}_{2,0}$  - волновой вектор преломленной обыкновенной волны,  $\vec{k}_{2,e}$  - волновой вектор преломленной необыкновенной волны.

Для обыкновенной волны получаем

$$r_{\perp} = \frac{E_{1y}}{E_y} = \frac{\cos \psi - \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \psi}}{\cos \psi + \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \psi}}. \quad (4)$$

Азимуты поляризации будем отсчитывать от плоскости падения. Тогда для азимутов поляризации  $\vartheta, \vartheta_1$  падающей и отраженной волн будем иметь

$$\operatorname{tg} \vartheta_1 = \frac{E_{1y}}{E_{1r}}, \operatorname{tg} \vartheta = \frac{E_y}{E_r},$$

$$\operatorname{tg} \vartheta_1 = \frac{r_{\parallel}}{r_{\perp}} \operatorname{tg} \vartheta = \frac{\sqrt{\epsilon_1 \left(1 + \frac{\sin^2 \psi}{|\epsilon_3|}\right) - \epsilon_1 \cos \psi}}{\sqrt{\epsilon_1 \left(1 + \frac{\sin^2 \psi}{|\epsilon_3|}\right) + \epsilon_1 \cos \psi}} \cdot \frac{\cos \psi + \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \psi}}{\cos \psi - \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \psi}} \operatorname{tg} \vartheta, \quad (5)$$

и для коэффициента усиления получаем

$$f = \frac{dv_1}{dv} = k \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \vartheta}{1 + k^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta}, \quad (6)$$

где  $k$  - коэффициент при  $\operatorname{tg} \vartheta$  в (5).

**3. Анализ полученных выражений. Обсуждение.** Ниже приводится ряд пар графиков, причем одна кривая в каждой паре соответствует среде с открытой поверхностью волновых векторов, другая - среде с замкнутой поверхностью волновых векторов.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов отражения по амплитуде от угла падения. Сплошная кривая соответствует среде с открытой поверхностью волновых векторов ( $\epsilon_1 = 2, \epsilon_3 = -2$ ), а штриховая кривая - среде с замкнутой поверхностью волновых векторов ( $\epsilon_1 = 2, \epsilon_3 = 2,5$ ). Как видно из рис. 2, характер зависи-

$$r_{\parallel} = \frac{E_{1r}}{E_r} = \frac{\sqrt{\epsilon_1 \left(1 + \frac{\sin^2 \psi}{|\epsilon_3|}\right) - \epsilon_1 \cos \psi}}{\sqrt{\epsilon_1 \left(1 + \frac{\sin^2 \psi}{|\epsilon_3|}\right) + \epsilon_1 \cos \psi}}, \quad (3)$$

где  $\psi$  - угол падения,  $E_r$  и  $E_{1r}$  - компоненты амплитуды полей падающей и отраженной волн, лежащие в плоскости падения. При этом направления  $\vec{\tau}$  и  $\vec{\tau}_1$  выбраны так, чтобы  $\vec{\tau}, \vec{j}, \vec{k}$ , а также  $\vec{\tau}_1, \vec{j}, \vec{k}$  составляли правую тройку;  $\vec{j}$  - орт оси  $y$ ,  $\vec{k}, \vec{k}_1$  - волновые векторы падающей и отраженной волн. Случаю замкнутой поверхности соответствует та же формула (3), в которой надо заменить  $|\epsilon_3| \rightarrow -\epsilon_3, \epsilon_3 > 0$ .

мости  $r_{||}$  от  $\psi$  в обоих случаях существенно не отличается, но кривые пересекают ось  $\psi$  в разных точках. В случае среды с открытой поверхностью волновых векторов это значение определяется из условия

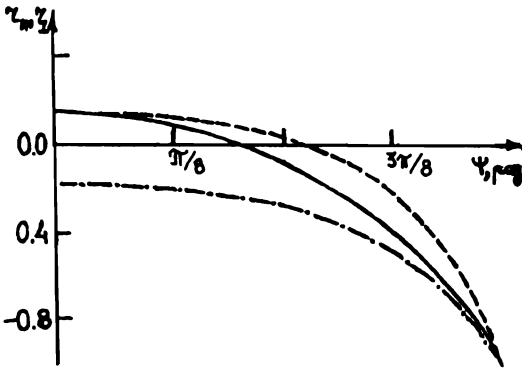


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения по амплитуде от угла падения.

$$\sin \psi = \sqrt{\frac{|\epsilon_3|(\epsilon_1 - 1)}{\epsilon_1|\epsilon_3| + 1}}, \quad (7)$$

а в другом случае - из условия

$$\sin \psi = \sqrt{\frac{\epsilon_3(\epsilon_1 - 1)}{\epsilon_1\epsilon_3 - 1}}. \quad (8)$$

Отсюда видно, что данное пересечение в случае среды с открытой поверхностью волновых векторов происходит при меньшем значении  $\psi$ , чем в случае среды с замкнутой поверхностью волновых векторов.

Штрих - пунктирная кривая представляет зависимость  $r_{\perp}$  от  $\psi$ .

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов усиления от азимута поляризации падающей волны при  $\psi = \frac{\pi}{4}$ . Сплошная кривая соответствует среде с открытой поверхностью волновых векторов ( $\epsilon_1 = 2, \epsilon_3 = -2$ ), а штриховая кривая - среде с замкнутой поверхностью волновых векторов ( $\epsilon_1 = 2, \epsilon_3 = 2,5$ ).

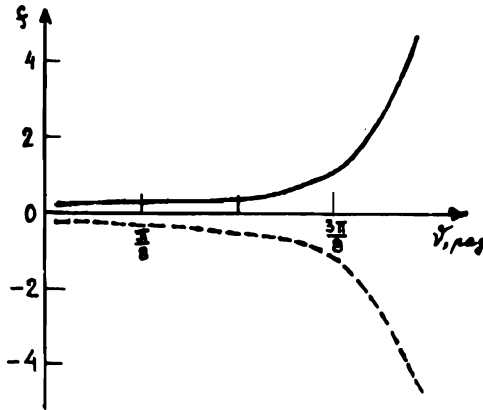


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления от азимута поляризации падающей волны.

Здесь уже имеется существенное отличие между соответствующими кривыми. Изменяется не только значение, но и знак коэффициента усиления (при фиксированном  $\vartheta$ ). Это еще раз указывает на то, что параметр  $f$ , как отмечено в [8], действительно

является более чувствительным по отношению к изменениям параметров среды, чем коэффициенты отражения и прохождения. Наконец, на рис. 4 представлены зависимости  $|f|_{\max}$  от  $\psi$  в рассматриваемых случаях открытой и замкнутой поверхности волновых векторов.  $|f|_{\max}$  - это максимальное значение  $\psi$  при изменении  $\vartheta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ .

Эти зависимости легко объяснимы, если иметь в виду следующее обстоятельство [8].

При  $k \neq 0$  и  $k \neq \infty$  из условия  $df / d\vartheta = 0$  получаем те значения азимута  $\nu$  при которых  $f$  имеет экстремальные значения:

$$\vartheta_{ext,1,2} = \pm m\pi; \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}; m = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что если  $|k| > 1$ , то  $f$  имеет

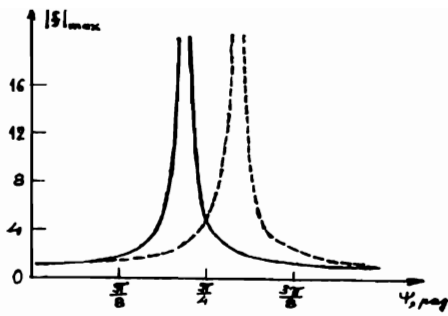


Рис. 4. Зависимость максимального усиления от угла падения.

максимальное значение  $|f|_{\max} = |k|$  при  $\vartheta_{\max} = \pm m\pi$ , а если  $|k| < 1$ , то  $|f|_{\max} = 1/|k|$  при  $\vartheta_{\max} = \pm(2m+1)\pi/2$ . Если  $k=0$  ( $k=0$  при выполнении условия (7) в случае открытой поверхности волновых векторов и при условии (8) во втором случае), то среда работает стабилизатором азимута поляризации, так как при этих условиях, как следует из (3),  $r_{//} = 0$ , и

при любом азимуте поляризации падающего света в отраженной волне отлична от нуля только компонента  $E_{1y}$ . Таким образом, при  $k=0$  величина  $\vartheta = const = 0$  (если  $\vartheta$  отсчитывается от направления оси  $y$ , перпендикулярной к плоскости падения). Если же  $k = \infty$  ( $k = \infty$  при  $\epsilon_1 = 1$ ), то среда опять работает стабилизатором азимута поляризации, но  $\vartheta = const = \pi/2$ , так как в этом случае отлична от нуля только компонента  $E_{1x}$ .

В нашем случае  $|k| < 1$ , так что  $|f|_{\max} = 1/|k|$ . А это означает, что значения  $\psi$ , при которых  $|f|_{\max} \rightarrow \infty$ , определяются из условий (7) и (8), и этим объясняются соответствующие отличия кривых зависимости  $|f|_{\max}$  от  $\psi$  в случаях открытой и замкнутой поверхностей волновых векторов.

Кафедра общей физики

Поступила 26.07.1994

### ЛИТЕРАТУРА

1. Запасский В. С. ЖПС, 1982, т. 37, с. 181-196.
2. Ерицян О. С. Изв. АН Арм ССР, Физика, 1986, т. 21, с. 12-17; Геворкян А. А., Гапанетян М. А., Ерицян О. С., Нипоян Ж. О. Изв. АН Арм ССР, Физика, 1987, т. 22, с. 101-105.
3. Ерицян О. С. Изв. АН Арм ССР, Физика, 1981, т. 16, с. 449-456.
4. Ерицян О. С. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ер., Изд-во Афстан, 1988.
5. Свиташев К. К. Хасанов Т. Оптика и спектр., 1979, т.46, с. 819.
6. Ерицян О. С. Кристаллография, 1978, т. 33, с. 461-464.
7. Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Решина И. И. ФТТ, 1973, т. 15, с. 1118.
8. Варданян Г. А., Геворкян А. А. и др. Уч. зап. ЕГУ, 1993, N 1, с. 26-39.

ժ. շ. ՆԻՆՈՅԱՆ, շ. Ա. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ա. Շ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ի. Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

**ԲԱՑ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՎԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹՅՈՎ ՄԻՋԱՎԱՑՐԻՑ  
 ԼՈՒԹՄԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ  
 ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒԹՅԻ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ**

Ա մ փ ո փ ո մ

Քննարկված է բևեռացման ազիմուտի փոփոխության ուժեղացման և բևեռացման ազիմուտի կայունացման հարցը, երբ լույսը անդրադառնում է բաց ալիքային վեկտորների մակերևույթով միջավայրից, և ուսումնասիրված են ուժեղացման և կայունացման առանձնահատկությունները կապված ալիքային վեկտորների մակերևույթի բաց լինելու հետ: