

УДК 532.783.536

Г.А. ВАРДАՅԱՆ, Ա.Ա. ԳԵՎՈՐԿՅԱՆ, Ա.Յ. ՄԵԳՐԱԿՅԱՆ, Ա.Մ. ՏԵԴՐԱԿՅԱՆ

ОБ УСИЛЕНИИ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ

В настоящей работе исследованы и сравнены различные механизмы усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации. Рассматриваются случаи отражения от анизотропного полупространства, прохождения через анизотропную пластинку и отражение от такой пластинки. Получены формулы для коэффициента усиления (и стабилизации), а также максимального усиления и стабилизации. Изучено влияние изотропного и анизотропного поглощения на усиление поворота плоскости поляризации.

Введение. В связи с трудностями измерения слабых поворотов плоскости поляризации предлагались различные способы усиления (увеличения) слабых поворотов плоскости поляризации. В работе [1] описан метод использования дихроичной пластинки в качестве усиления поворота плоскости поляризации: при этом усиление достигается за счёт уменьшения интенсивности света. В работе [2] предложен способ усиления при отражении света от изотропной среды. В этом случае изменение интенсивности, обусловленное изменением азимута поляризации, уменьшается при увеличении коэффициента усиления (определение этой величины см. ниже). В работах [3-6] использован выдвинутый в [3] критерий усиления — свойство азимутальной неэквивалентности при прохождении света через анизотропные среды. В этом случае интенсивность прошедшего света обычно большая, но появляется эллиптичность поляризации, которая увеличивает шумы в измерениях, а также ухудшается разрешающая способность устройства, измеряющего азимут. Отметим, что в этом случае разрешающая способность устройства, измеряющего азимут, все же больше, чем в вышеперечисленных случаях. Ниже приводятся результаты детального изучения усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации в анизотропных средах при отсутствии и наличии поглощения и сравниваются различные методы усиления и стабилизации.

1. Отражение света от анизотропных сред. Рассмотрим частный случай, когда оптическая ось параллельна плоскости раздела вакуум—анизотропная среда, а плоскость падения параллельна оптической оси. Разлагая электрическое поле каждой волны (падающей; отраженной) на две составляющие, одна из которых лежит в плоскости падения (обозначены через \parallel), другая перпендикулярна к этой плоскости (обозначены — \perp), для амплитудных коэффициентов отражения ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} получаем [7,8]

$$\rho_{\perp} = \frac{E_{r,\perp}}{E_{\perp}} = \frac{\cos\theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}}, \quad (1)$$

$$\rho_{\parallel} = \frac{E_{r,\parallel}}{E_{\parallel}} = \frac{n_1 n_2 \cos\theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}}{n_1 n_2 \cos\theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}}, \quad (2)$$

где θ — угол падения, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ — поперечная и продольная диэлектрическая проницаемости кристалла, индексом g обозначены составляющие поля отраженной волны. Представляя поле падающей волны в виде $E_{\perp} = E \cos\varphi$, $E_{\parallel} = E \sin\varphi$, где φ — азимут поляризации падающей волны, а E — модуль вектора \vec{E} , для азимута поляризации отраженной волны получаем

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{E_{r,\parallel}}{E_{r,\perp}} = -k \cdot \operatorname{tg}\varphi, \quad (3)$$

где

$$k = \frac{(n_1 n_2 \cos\theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta})(\cos\theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta})}{(n_1 n_2 \cos\theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta})(\cos\theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta})}. \quad (4)$$

Так как обычно $k \neq 1$ ($k=1$ или при $n_1 n_2 = 1$, или при $\theta = \frac{\pi}{2}$, или при

$n_1 = \sin\theta$), то $\frac{d\psi}{d\varphi} \neq 1$, т.е. азимут поляризации падающей волны зависит

от азимута поляризации отраженной волны нелинейным законом. Изменения этих азимутов неравны. Существуют области изменения φ ,

в которых $\frac{d\psi}{d\varphi} > 1$ (усиление поворота плоскости поляризации), а также

области изменения φ , в которых $\frac{d\psi}{d\varphi} < 1$ (стабилизация азимута поляри-

зации). Величину $f = \frac{d\psi}{d\varphi}$ будем называть коэффициентом усиления.

Из (3) для коэффициента усиления получаем

$$f = k \cdot \frac{1 + \operatorname{tg}^2\varphi}{1 + k^2 \operatorname{tg}^2\varphi}. \quad (5)$$

При $k \neq 0$ и $k \neq \infty$ из условия $\frac{d\gamma}{d\varphi^2} = 0$ получаем те значения азимута φ , на которых γ имеет экстремальные значения

$$\varphi_{\text{ext},1,2} = \pm n\pi; \quad \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}, \quad m=0,1,2,\dots \quad (6)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что если $k > 1$, то $|\eta|$ имеет максимальное значение $|\eta|_{\text{max}} = k$ при $\varphi_{\text{max}} = \pm m\pi$, а если $k < 1$, то $|\eta|_{\text{max}} = \frac{1}{k}$ при $\varphi_{\text{max}} = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}$, и наоборот: если $k > 1$, то $|\eta|$ имеет минимальное значение $|\eta|_{\text{min}} = \frac{1}{k}$ при $\varphi_{\text{min}} = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}$, а если $k < 1$, то $|\eta|_{\text{min}} = k$ при $\varphi_{\text{min}} = \pm m\pi$.

Если $k=0$ ($k=0$ при $n_1 n_2 \cos\theta = \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}$), то среда работает стабилизатором азимута поляризации, так как при $n_1 n_2 \cos\theta = \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}$, как следует из (2), $\rho_1 = 0$ и при любом азимуте поляризации падающего света в отраженной волне отлична от нуля только компонента $E_{r\perp}$. Таким образом при $k=0$ величина $\psi = \text{const} = 0$.

Если же $k = \infty$ ($k = \infty$ при $\cos\theta = \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}$), то среда опять работает стабилизатором азимута поляризации, но $\psi = \text{const} = \frac{\pi}{2}$, так как в этом случае отлична от нуля только компонента $E_{r\parallel}$.

При практических применениях важно, чтобы при соответствующих максимальных усилениях была по возможности большой также интенсивность света, в данном случае коэффициент отражения. Коэффициент отражения определяется по формуле

$$r = (E_{r\perp}^2 \cos^2\varphi + E_{r\parallel}^2 \sin^2\varphi) / E^2. \quad (7)$$

На рис.1 представлены зависимости $|\eta|_{\text{max}} = \frac{1}{k}$ и $r_1 = r\left(\varphi_{\text{max}} = \frac{\pi}{2}\right)$ от угла падения θ (кр.1). Как видно из рис.1, в областях больших значений максимального усиления коэффициент отражения уменьшается. Это видно также из сравнения формул (4), (5), (7). Действительно, при $k < 1$ имеем $\varphi_{\text{max}} = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}$ и, следовательно, $r = r_1 = \frac{E_{r\parallel}^2}{E^2}$. Но, с другой стороны, $|\eta|_{\text{max}} = \frac{1}{k}$ и при малых значениях k , т.е. при $n_1 n_2 \cos\theta \rightarrow \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}$ величина $r \rightarrow 0$.

Таким образом, большие значения усиления достигаются за счет уменьшения интенсивности.

На рис. 1 кр. 2 соответствуют случаю, когда оптическая ось параллельна плоскости раздела, но плоскость падения перпендикулярна оптической оси. Тогда согласно [7,8]

$$k = \frac{(n_1 \cos\theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta})(\cos\theta + \sqrt{n_2^2 - \sin^2\theta})}{(n_1 \cos\theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta})(\cos\theta - \sqrt{n_2^2 - \sin^2\theta})}. \quad (8)$$

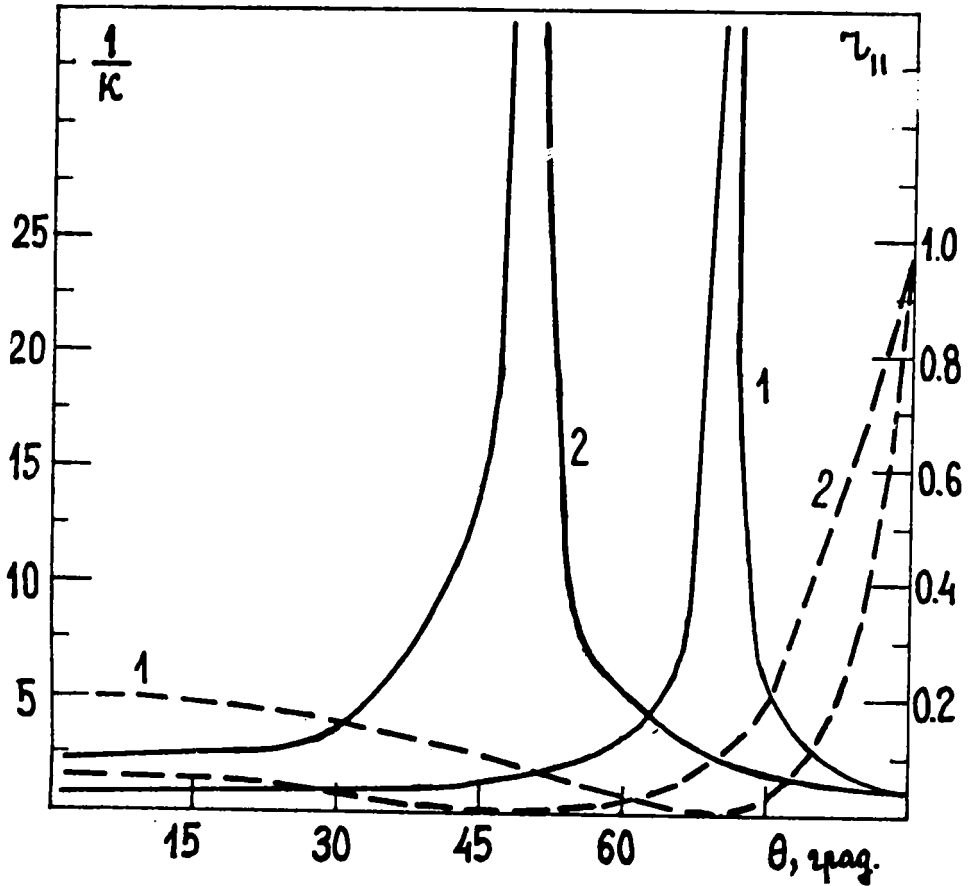


Рис. 1. Зависимость $|\rho_{\max}| = \frac{1}{k}$ (сплошные кр.) и r_{11} (штриховые кр.) от угла падения.

$$n_1 = 2,00, n_2 = 1,96.$$

На рис. 2 представлены зависимости $\frac{1}{k}$ и r_{11} от n_1 и n_2 .

Численные расчеты показывают, что аналогичные зависимости имеют место и при других ориентациях падающего луча, плоскости раздела и оптической оси, а также при отражении света от изотропных сред.

В работах [4,6] определена также разрешающая способность устройства, измеряющего азимут:

$$R = \sqrt{\frac{1 - \mathcal{E}^2}{1 + \mathcal{E}^2} \cdot \frac{1 + \mathcal{E}_0^2}{1 - \mathcal{E}_0^2} \cdot \frac{J}{J_0} \cdot \tau^2}. \quad (9)$$

Здесь \mathcal{E}_0 , J_0 , \mathcal{E} , J — эллиптичность и интенсивность падающего и отраженного света соответственно. Отметим, что в рассмотренных случаях хотя эллиптичность отсутствует, но из-за малости коэффициента отражения разрешающая способность всегда меньше единицы. Действительно, при $k > 1$ имеем

$$R_{\max} = \left| \frac{n_1 n_2 \cos \theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \theta}}{n_1 n_2 \cos \theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2 \theta}} \right| = |\rho_1| \leq 1. \quad (10)$$

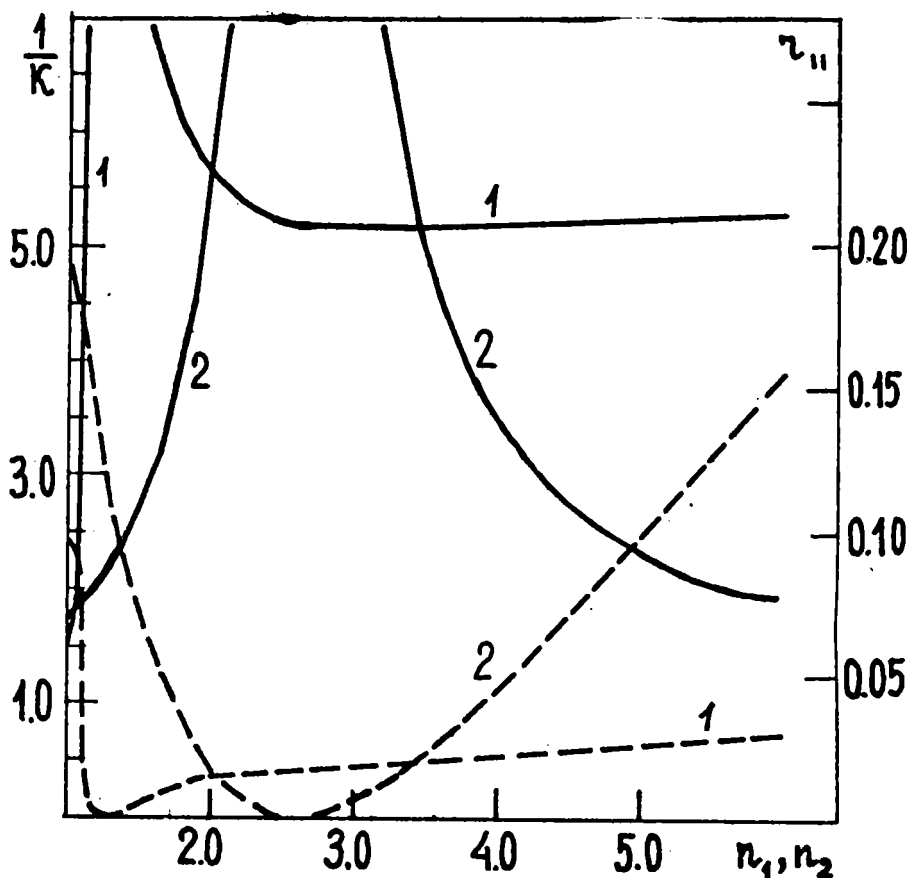


Рис. 2. Зависимость $\frac{1}{k}$ (сплошные кр.) и r_{11} (штриховые кр.) от n_1 ($n_2 = 1,98$, кр.1) и n_2 ($n_1 = 2,00$, кр.2) при $\theta = 60^\circ$.

где R_{\max} — значение R при $|\eta| = |\eta|_{\max}$.
 При $k < 1$

$$R_{\max} = \left| \frac{\cos\theta - \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{n_1^2 - \sin^2\theta}} \right| = |\rho_{\perp}| \leq 1. \quad (11)$$

Таким образом хотя в принципе можно получить сколько угодно большие усиления посредством варьирования значениями θ , n_1 или n_2 , но улучшения разрешающей способности устройство не дает.

В частном случае нормального падения света

$$k = \frac{(1-n_2)(1+n_1)}{(1+n_2)(1-n_1)}. \quad (12)$$

Так как $k \neq 1$, то в отличие от изотропных сред, у анизотропных сред f отличается от единицы также при нормальном падении. Из (12) видно, что при $n_1 \rightarrow 1$ величина $k \rightarrow \infty$, т.е. в принципе можно получить большие усиления, но все же из-за малости коэффициента отражения разрешающая способность всегда меньше единицы, напр., при $k > 1$

$$R_{\max} = \left| \frac{1-n_2}{1+n_2} \right| \ll 1. \quad (13)$$

2. Прохождение света через пластинку анизотропного кристалла и отражение света от такой пластинки. Рассмотрим нормальное падение света на пластинку анизотропного кристалла. Пусть среда занимает область $0 \leq z \leq d$, плоскость раздела совпадает с плоскостью xy , а из области $z < 0$ на границу $z=0$ падает линейнополяризованная волна с составляющими электрического поля $E_x = E \cos \varphi$, $E_y = E \sin \varphi$. Оптическая ось среды параллельна оси x . Решение граничной задачи приводит к таким результатам:

$$E_{rx,y} = A_{rx,y} e^{i\Phi_{rx,y}} \cdot E_{x,y}, \quad (14)$$

$$E_{tx,y} = A_{tx,y} e^{i\Phi_{tx,y}} \cdot E_{x,y},$$

где

$$\begin{aligned} A_{rx,y} &= (1 - n_{1,2}^2) \sin \alpha_{1,2} \cdot [4n_{1,2}^2 \cos^2 \alpha_{1,2} + (1 + n_{1,2}^2)^2 \sin^2 \alpha_{1,2}]^{-1/2}, \\ A_{tx,y} &= 2n_{1,2} [4n_{1,2}^2 \cos^2 \alpha_{1,2} + (1 + n_{1,2}^2)^2 \sin^2 \alpha_{1,2}]^{-1/2}, \\ \Phi_{rx,y} &= \text{Arctg}[2n_{1,2} \text{ctg} \alpha_{1,2} \cdot (1 + n_{1,2}^2)^{-1}], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Phi_{tx,y} = \text{Arctg}[(1 + n_{1,2}^2) \cdot \text{tg} \alpha_{1,2} \cdot (2n_{1,2})^{-1}], \quad \alpha_{1,2} = \frac{\omega}{c} n_{1,2} d,$$

d — толщина пластинки, $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ — длина волны, индексами r и t обозначены величины, относящиеся к отраженной и прошедшей волнам соответственно.

Для коэффициентов усиления получаем

$$f_i = \frac{-A_i \cos \beta_i (A_i^2 \text{tg}^2 \varphi + 1)}{[(1 + A_i^2 \text{tg}^2 \varphi)^2 - A_i^2 b_i \text{tg}^2 \varphi] \cos^2 \varphi}, \quad (16)$$

где $i = r, t$, $\beta_i = \Phi_{iy} - \Phi_{ix}$, $A_i = \frac{A_{iy}}{A_{ix}}$, $b_i = 4 \sin^2 \beta_i$,

а связь между азимутами определяется формулой

$$\psi_i = \arctg \left[\frac{1 - A_i^2 \text{tg}^2 \varphi - \sqrt{(1 + A_i \text{tg}^2 \varphi)^2 - A_i^2 b_i \text{tg}^2 \varphi}}{2A_i \text{tg} \varphi \cos \beta_i} \right]. \quad (17)$$

Согласно (14) и (15) при $\sin \alpha_1 = 0$, т.е. при $\frac{\omega}{c} n_1 d = m\pi$ компонента $E_{rx} = 0$, а при $\sin \alpha_2 = 0$ ($\frac{\omega}{c} n_2 d = n\pi$) компонента $E_{ry} = 0$ (m и n целые числа) Таким образом в этих случаях при любом азимуте поляризации

падающей волны азимут поляризации отраженной волны равен $\frac{\pi}{2}$ в первом случае и 0 — во втором случае, т.е. при таких условиях пластинка работает стабилизатором азимута поляризации, единственным недостатком которой является малая интенсивность отраженного света. Такая ситуация может реализоваться также при $n_1 = 1$ или $n_2 = 1$.

Отметим, что и отраженная и прошедшая волны в общем случае имеют эллиптическую поляризацию. Эллиптичности определяются по формуле

$$\Theta_i = \sqrt{\frac{\operatorname{tg}^2 \varphi - 2A_i \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \psi \cos \beta_i + A_i^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + 2A_i \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \psi \cos \beta_i + A_i^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}} \quad (18)$$

Под азимутом поляризации прошедшего света будем понимать угол между осью x и большой осью эллипса поляризации.

При $\cos \beta_i \neq 0; \pm 1$ из условия $\frac{d^2 \psi}{d\varphi^2} = 0$ получаем экстремальные значения азимута поляризации падающего света:

$$\varphi_{\text{ext}1,2} = \pm m\pi; \pm (2m+1)\frac{\pi}{2}$$

$$\varphi_{\text{ext}3,4} = \arctg \left[\frac{1}{A_i} \sqrt{\frac{A_i^2 - 1 \pm \sqrt{b_i[(A_i^2 - 1)^2 + A_i^2 b_i]}}{1 - A_i^2 - b_i}} \right] \pm m\pi, \quad (19)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

Непосредственной подстановкой убеждаемся, что $\varphi_{\text{ext}1,2}$ соответствуют минимумам величины f_i :

$$|f_i|_{\min 1,2} = |A_i \cos \beta_i|, \quad (20)$$

а $\varphi_{\text{ext}3,4}$ — максимумам:

$$|f_i|_{\max 3,4} = \left| \frac{\cos \beta_i}{A_i} \left(\frac{2\sqrt{b_i x_i - b_i - x_i}}{2\sqrt{b_i x_i + b_i^2 + A_i^2 b_i - 3b_i}} \right) \right|, \quad (21)$$

где $x_i = (A_i^2 - 1)^2 + A_i^2 b_i$. Нужно отметить, что $\varphi_{\text{ext}3} = -\varphi_{\text{ext}4}$.

Вычисления зависимостей $|f_i|_{\max}$, $\Theta_{i,\max}$, T_{\max} ($\Theta_{i,\max}$ и T_{\max} — значения эллиптичности и коэффициента прохождения при $|f_i| = |f_i|_{\max}$) от длины волны и толщины пластинки при различных значениях коэффициентов преломления показывают следующее:

а) Эти зависимости имеют осцилляционный характер, причем различаются два вида осцилляций. Периоды этих осцилляций, напр., по длине волны, приблизительно определяются по формулам $\Delta \lambda_1 \sim \frac{\lambda^2}{n d}$,

$\Delta \lambda_2 \sim \frac{\lambda^2}{\Delta n d}$, где $\bar{n} = \frac{n_1 + n_2}{2}$, $\Delta n = n_1 - n_2$. На рис. 3 кр. 1 соответствуют

зависимостям $|f|_{\max}$ и \mathcal{E}_{\max} от длины волны для пластинки из кварца, вырезанной параллельно оптической оси с толщиной $d = 1000$ мкм. Как видно из рисунка, $\Delta\lambda_1$ является величиной порядка 5Å , а $\Delta\lambda_2 \sim 400\text{Å}$ (на рисунке представлена только половина периода $\Delta\lambda_2$).

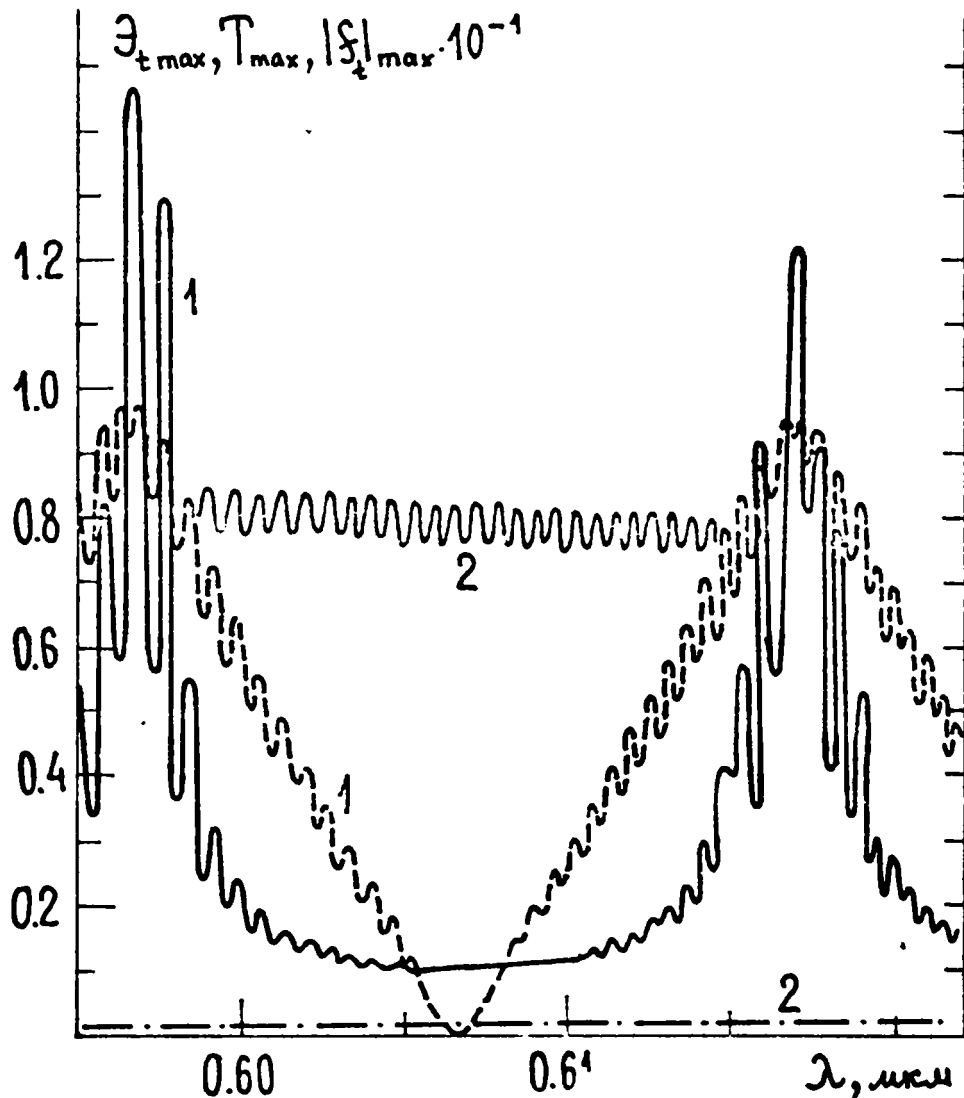


Рис. 3. Зависимость $|f|_{\max}$ (сплошные кр.), \mathcal{E}_{\max} (штриховая кр.) и T_{\max} (штрихпунктирная кр.) от длины волны $n_1 = 1,5514$, $n_2 = 1,5423$, $d = 1000$ мкм.

б) С увеличением значения максимального усиления увеличивается также значение эллиптичности: при $|f|_{\max} \rightarrow \infty$, величина $\mathcal{E}_{\max} \rightarrow 1$. А при малых значениях эллиптичности максимальное усиление приближается к единице.

Таким образом в общем случае в анизотропной пластинке усиление поворота плоскости поляризации достигается за счет эллиптичности поляризации. При этом коэффициент прохождения мало отличается от единицы. С увеличением значения максимального усиления значение эллиптичности увеличивается.

Теперь рассмотрим случаи $\cos\beta_i = 0; \pm 1$.

1. При $\cos\beta_i=0$ наблюдается такая картина. На азимуте $\varphi=0$ волна имеет линейную поляризацию вдоль оси x ($\psi=0$). При отклонении значения φ от нуля появляется эллиптичность. С увеличением же φ эллиптичность увеличивается. А когда $\operatorname{tg}\varphi=\frac{1}{A_i}$, волна имеет круговую поляризацию. При дальнейшем увеличении φ волна снова имеет эллиптическую поляризацию, но уже $\psi=\frac{\pi}{2}$. Происходит скачок от $\psi=0$ до $\psi=\frac{\pi}{2}$. С дальнейшим увеличением φ эллиптичность уже уменьшается, а при $\varphi=\frac{\pi}{2}$ волна снова имеет линейную поляризацию, но уже вдоль оси y . Аналогичная картина наблюдается при $\cos\beta_r=0$ для отраженной волны.

II. $\cos\beta_i=\pm 1$. Оно одновременно является условием отсутствия эллиптичности, так как при этом

$$\beta_i = \Phi_{iy} - \Phi_{ix} = n\pi, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (22)$$

Для отраженной волны это условие принимает вид

$$\operatorname{Arctg}\left(\frac{2n_1}{1+n_1^2}\operatorname{ctg}\alpha_1\right) - \operatorname{Arctg}\left(\frac{2n_2}{1+n_2^2}\operatorname{ctg}\alpha_2\right) = n\pi, \quad (23)$$

а для прошедшей —

$$\operatorname{Arctg}\left(\frac{1+n_1^2}{2n_1}\operatorname{tg}\alpha_1\right) - \operatorname{Arctg}\left(\frac{1+n_2^2}{2n_2}\operatorname{tg}\alpha_2\right) = n\pi. \quad (24)$$

Рассмотрим уравнение (24). Обсудим некоторые частные решения этого уравнения и вопрос о возможности получения усиления при отсутствии эллиптичности:

а) $\operatorname{tg}\alpha_1 = \operatorname{tg}\alpha_2 = 0$
илк

$$\alpha_1 = \frac{\omega}{c}n_1d = m_1\pi; \quad \alpha_2 = \frac{\omega}{c}n_2d = m_2\pi, \quad (25)$$

где m_1 и m_2 — целые числа.

Из (15) видно, что при этом $A_{ix} = A_{iy} = 1$, а $A_{rx} = A_{ry} = 0$. Следовательно, свет не отражается, он полностью проходит. Из (16) видно, что $A_i = 1$, а $|t_i| = 1$, т.е. азимуты изменяются одинаково. Эти свойства анизотропной пластинки можно использовать для изготовления фазосдвигающих устройств, причем идеальных, так как многократные отражения при таких условиях не приводят к изменению амплитуд компонентов поля прошедшей волны.

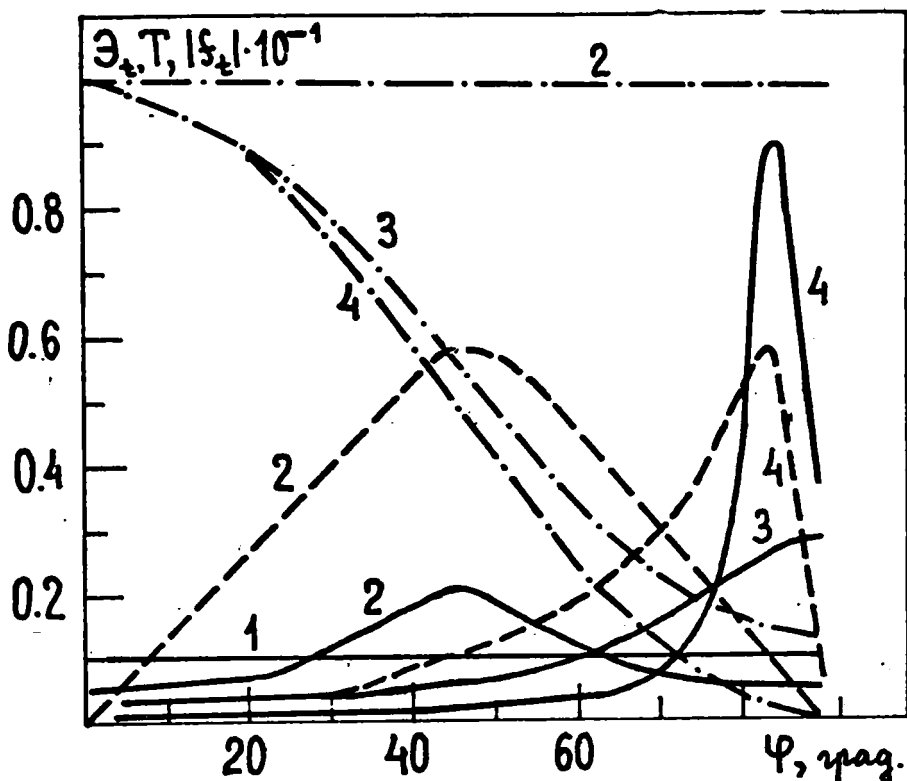


Рис. 4 Зависимость Γ (сплошные кр.), \mathcal{E} (штриховая кр.) и T (штрихпунктирные кр.) от азимута φ $d=1000$ мкм, $\lambda=0,6$ мкм, $n_1=1,5$, $\kappa_1=0$. 1. $n_2=1,125$, $\kappa_2=0$; 2. $n_2=1,125+0,0001$, $\kappa_2=0$; 3. $n_2=1,125$, $\kappa_2=0,0001$; 4. $n_2=1,125-0,1$, $\kappa_2=0,0002$.

Таким образом в случае решения а) усиление отсутствует. На рис. 4 представлены зависимости Γ , \mathcal{E} и T от азимута φ . Кривые 1 соответствуют значениям n_{01} и n_{02} , удовлетворяющим условиям (25). Кривые 2 соответствуют случаю, когда один из коэффициентов преломления (n_2) отличается от n_{02} на $\Delta n = n_2 - n_{02} = 0,0001$. Как видно, в этом случае имеется усиление, появляется также эллиптичность, причем при максимальном усилении эллиптичность имеет максимальное значение. Коэффициент прохождения практически не отличается от единицы. При максимальном увеличении поворота плоскости поляризации разрешающая способность устройства измеряющего азимут $R=1,414$. Кривые 3 соответствуют случаю, когда n_{01} и n_{02} удовлетворяют условию (25), но имеется также анизотропное поглощение; $\kappa_x=0$, $\kappa_y=0,0001$, κ_x , κ_y — коэффициенты затухания среды (граничная задача для поглощающей анизотропной пластинки рассматривается ниже). В этом случае действует механизм усиления, описанный в [1]. Эллиптичность отсутствует, но на азимуте, при котором усиление достигает своего максимального значения, коэффициент прохождения очень мал, так что разрешающая способность $R_{\text{раз}} \sim 1$, т.е. улучшение разрешающей способности не происходит. Кривые (4) соответствуют случаю, когда одновременно действуют оба механизма усиления. В этом случае и эллиптичность есть

и коэффициент прохождения мал. Разрешающая способность при данных параметрах $R_{\max} \approx 1$.

б) $\cos \alpha_1 = \cos \alpha_2 = 0$
или

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_1 d = \pm (2m_1 + 1) \frac{\pi}{2}; \quad \frac{2\pi}{\lambda} n_2 d = \pm (2m_2 + 1) \frac{\pi}{2}. \quad (26)$$

В этом случае из (15) следует, что

$$A_{xx} = \frac{2n_1}{1+n_1^2}, \quad A_{yy} = \frac{2n_2}{1+n_2^2}, \quad A_z = \frac{n_2(1+n_1^2)}{n_1(1+n_2^2)}, \quad (27)$$

а для коэффициента усиления получаем

$$f_z = A_z \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + A_z^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}. \quad (28)$$

Так как $A_z \neq 1$, имеет место усиление поворота плоскости поляризации. Таким образом при прохождении света через анизотропные пластинки при определенных условиях возможно усиление поворота плоскости поляризации с отсутствием эллиптичности.

Максимальное усиление при $A_z > 1$ получается на азимутах $\varphi_{\max} = \pm m\pi$ и $|f_z|_{\max} = A_z$, а при $A_z < 1$ — на азимутах $\varphi_{\max} = \pm (2m+1) \frac{\pi}{2}$ и $|f_z|_{\max} = \frac{1}{A_z}$. Как видно из (27), варьируя значениями n_1 и n_2 , можно получить сколь угодно большие усиления, но здесь тоже есть проблема малости интенсивности света. Хотя свет не поглощается, но выясняется, что при больших усилениях интенсивность прошедшего света на φ_{\max} очень мала, свет отражается. Это видно также из формулы (27). Для разрешающей способности при $A_z > 1$ получаем

$$R_{\max} = \frac{2n_2}{1+n_2^2} \leq 1. \quad (29)$$

Таким образом улучшение разрешающей способности не происходит. Усиление получается за счет уменьшения интенсивности света.

Иначе обстоит дело со стабилизацией. При отсутствии эллиптичности коэффициент стабилизации $|f_z|_{\min} = \frac{1}{|f_z|_{\max}}$, и если, напр., $|f_z|_{\max}$ получается на $\varphi_{\max} = \pm m\pi$, то максимальная стабилизация получается на $\varphi_{\min} = \pm (2m+1) \frac{\pi}{2}$, а на $\varphi_{\min} = \pm (2m+1) \frac{\pi}{2}$ интенсивность света уже большая и проблема стабилизации решается.

Отметим, что при решениях уравнения (22) вида $n_1 = 0$, $\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\omega n_2}{c(1+n_2^2)}$

или $n_2 = 0$, $\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\omega n_1}{c(1+n_1^2)}$ имеет место усиление поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации с отсутствием эллиптичности.

$$\text{в) } n_2 = \frac{1}{n_1}, \quad \operatorname{tg} \alpha_x = \operatorname{tg} \alpha_y;$$

или

$$n_2 = \frac{1}{n_1}, \quad n_1 = \frac{m\lambda}{4d} + \sqrt{\frac{m^2 \lambda^2}{16d^2} + 1}. \quad (30)$$

В этом случае среда ведет себя как изотропная, $A_{ix} = A_{iy}$, $A_t = 1$, $\Phi_{ix} = \Phi_{iy}$, $f_t = 1$.

Численный анализ уравнений (22) показывает, что в общем случае при $\varepsilon_l \rightarrow 0$, величина $A_t \rightarrow 1$ и большие значения усиления отсутствуют. Это видно также из рис. 3. Отметим еще такой факт: при отсутствии эллиптичности коэффициент усиления и максимальное усиление явным образом от фазы волны не зависят.

3. Прохождение света через пластинку анизотропного кристалла и отражение света от такой пластинки при наличии поглощения. При наличии поглощения коэффициенты $A_{ix,y}$ и $\Phi_{ix,y}$ принимают вид

$$A_{ix,y} = 2 \sqrt{\frac{\eta_{1,2}}{\Delta_{1,2}}},$$

$$A_{rx,y} = \sqrt{\frac{(\operatorname{ch}^2 \beta_{1,2} - \cos^2 \alpha_{1,2})(1 - 2\theta_{1,2} + \eta_{1,2}^2)}{\Delta_{1,2}}},$$

$$\Phi_{ix,y} = \operatorname{Arctg}\{[n_{1,2}(1 + \eta_{1,2})\cos \alpha_{1,2} \operatorname{sh} \beta_{1,2} + 2\eta_{1,2}\cos \alpha_{1,2} \operatorname{ch} \beta_{1,2} - \\ - \kappa_{1,2}(1 - \eta_{1,2})\operatorname{ch} \beta_{1,2} \sin \alpha_{1,2}][\kappa_{1,2}(1 - \eta_{1,2})\cos \alpha_{1,2} \operatorname{sh} \beta_{1,2} + \\ + 2\eta_{1,2}\sin \alpha_{1,2} \operatorname{sh} \beta_{1,2} + n_{1,2}(1 + \eta_{1,2})\sin \alpha_{1,2} \operatorname{ch} \beta_{1,2}]\}^{-1},$$

$$\Phi_{rx,y} = \operatorname{Arctg}\{[2n_{1,2}(1 - \eta_{1,2})\cos \alpha_{1,2} \sin \alpha_{1,2} + 2\kappa_{1,2}(1 + \eta_{1,2})\operatorname{sh} \beta_{1,2} \operatorname{ch} \beta_{1,2} + \\ + 4n_{1,2}\kappa_{1,2}(\operatorname{ch}^2 \beta_{1,2} - \cos^2 \alpha_{1,2})][2\kappa_{1,2}(1 + \eta_{1,2})\cos \alpha_{1,2} \sin \alpha_{1,2} - \\ - 2n_{1,2}(1 - \eta_{1,2})\operatorname{sh} \beta_{1,2} \operatorname{ch} \beta_{1,2} + (\eta_{1,2}^2 - 1)(\operatorname{ch}^2 \beta_{1,2} - \cos^2 \alpha_{1,2})]\}^{-1},$$

где

$$\Delta_{1,2} = (1 + 2\theta_{1,2} + \eta_{1,2}^2)(\operatorname{ch}^2 \beta_{1,2} - \cos^2 \alpha_{1,2}) + 4\eta_{1,2}(\operatorname{ch}^2 \beta_{1,2} - \\ - \sin^2 \alpha_{1,2}) + 4n_{1,2}(1 + \eta_{1,2})\operatorname{sh} \beta_{1,2} \operatorname{ch} \beta_{1,2} - 4\kappa_{1,2}(1 - \eta_{1,2})\cos \alpha_{1,2} \sin \alpha_{1,2},$$

$$\theta_i = n_i^2 - \kappa_i^2, \quad \eta_i = n_i^2 + \kappa_i^2, \quad \beta_i = \frac{\omega}{c} \kappa_i d.$$

При наличии изотропного поглощения картина мало меняется. На одних длинах волн оно приводит к увеличению максимального усиления, на других — к уменьшению. При анизотропном поглощении действуют два механизма усиления, один из которых основан на анизотропии коэффициента преломления, а другой — на анизотропии поглощения. На рис. 3 кр. 2 представляют зависимость $|f|_{\max}$ и T_{\max} от длины волны при $n_1 = n_2 = 1,5514$, $\kappa_1 = 0,0001$, $\kappa_2 = 0$.

Как видно, в этом случае $|f|_{\max}$ в зависимости от λ также осциллирует с периодом $\Delta\lambda_1 \sim \frac{\lambda}{nd}$. Период же другой осцилляции $\Delta\lambda_2 \sim \frac{\lambda^2}{\Delta\kappa d}$ (на рис. не выражен, так как он очень большой, $\Delta\lambda_2 \sim 3$ мкм, а на рисунке представлена область от $\lambda_1 = 0,595$ мкм до $\lambda_2 = 0,620$ мкм).

Заключение. Отметим, что проблема получения больших усиления с одновременным наличием большой интенсивности света и отсутствием эллиптичности остается. Большие усиления достигаются или за счет уменьшения интенсивности света, или за счет появления эллиптичности. При конкретном применении нужно выбирать один из методов усиления. Укажем при этом, что для варьирования значений коэффициентов преломления, коэффициентов затухания и толщины пластинок удобными средами являются жидкие кристаллы. Параметрами ячеек с жидкими кристаллами легко управлять. Они чувствительны относительно изменения температуры, а также влияния внешних полей (электрических, магнитных, механических) [9].

В них можно растворить различные красители, что дает возможность изменить коэффициенты преломления и затухания [10]. Что касается стабилизации азимута при отсутствии эллиптичности и с большими интенсивностями, то, как было показано, эта проблема сравнительно легко решается.

Отметим также, что изучение явления азимутальной неэквивалентности важно и по другой причине. Как отмечено в [10], параметры f и $|f|_{\max}$ в отличие от амплитудных характеристик среды из-за своей фазовой зависимости являются более чувствительными, информативными и универсальными.

Кафедра общей физики

Поступила 28.04.1990

ЛИТЕРАТУРА

1. Заласский В.С. Методы высокочувствительных поляризметрических измерений. — ЖПС, 1982, т.37, с. 181—186.
2. Свиташев К.К. и Хасанов Г. — Измерения малых вращений плоскости поляризации. — Опт. и спектр., 1983, т. 54, № 3, с. 538—539.
3. Ерицян О.С. Прохождение света через трехслойную пластинку со слоем диспергирующего холестерического жидкого кристалла. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1984, т.19, № 2, с. 70-73.
4. Ганалетян М.А., Геворгиян А.А., Ерицян О.С., Ниноян Ж.О. Экспериментальное наблюдение усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1987, т. 22, № 2, с. 100-105.

5. Ганалетян М.А., Геворгян А.А., Ниноян Ж.О. Изучение азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации на кристалле и нематическом жидком кристалле. Уч. записки ЕГУ, 1986, № 1(158), с. 140-150.
6. Геворгян А.А. Некоторые особенности азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации в холестерических жидких кристаллах. — Уч. записки ЕГУ, 1986, № 3(163), с. 47-55.
7. Федоров Ф.М. Оптика анизотропных сред. Минск; Изд-во АН БССР, 1956.
8. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973, с. 352.
9. Беляков В.А., Соинин А.С. Оптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1982, с. 360.
10. Геворгян А.А. Особенности азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации света в холестерических жидких кристаллах при наличии поглощения и дисперсии. — Уч. записки ЕГУ, 1988, № 3(169), с. 62-69.

Գ.Ա. ՎԱՐԴԱՆԻԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԿԻԱՆ, Ա.Լ. ՄԵՀՐԱԲԻԱՆ, Ա.Մ. ՍԵԴՐԱԿԻԱՆ

ԲԵՎԵՌՈՒՄՆԱՆ ՀԱՐՔՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒԹՅԻ ՈՒՇԵՐԱՑՄԱՆ ԵՎ ԲԵՎԵՌՈՒՄՆԱՆ ԱՋԻՄՈՒՏԻ ՎԱՅՈՒՆԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Սույն աշխատանքում հետազոտված և համեմատված են բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացման և բևեռացման ազիմուտի կայունացման տարբեր մեխանիզմներ: Դիտարկված են այն դեպքերը, երբ լույսը անդրադառնում է անիզոտրոպ կիսահարթությունից, երբ այն անցնում կամ անդրադառնում է անիզոտրոպ թիթեղից:

Ստացված են բանաձևեր ուժեղացման (և կայունացման) գործակցի համար, ինչպես նաև առավելագույն ուժեղացման և կայունացման գործակիցների համար:

Ուսումնասիրված է իզոտրոպ և անիզոտրոպ կլանումների ազդեցությունը բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացման վրա:

G.A. VARDANIAN, A.H. GEVORKIAN, A.L. MEHRABIAN, A.M. SEDRAKIAN

ON THE AMPLIFICATION OF POLARIZATION PLAIN ROTATION AND THE POLARIZATION AZIMUTH STABILIZATION

Summary

In the paper different mechanisms of the amplification of polarization plain rotation and polarization azimuth stabilization are investigated and compared. Cases of reflection from the anisotropic half-space, the transition through the anisotropic plate and the reflection from such a plate are considered. Formulas for the amplification (and stabilization) factor as well as for maximal amplification and stabilization are obtained. The influence of the isotropic and anisotropic absorption on the amplification of polarization plain rotation is studied.