

УДК 532. 783. 535

Ա.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա.Մ. ՏԵԴՐԱԿՅԱՆ

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ УСИЛЕНИЯ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ И ДИСПЕРСИИ

Решены некоторые прямые задачи теории азимутальной неоднородности. Рассматривается случай прохождения света через анизотропную пластинку при наличии поглощения и дисперсии. Результаты представлены в виде графиков. Обсуждаются возможности улучшения разрешающей способности усилителя поворота плоскости поляризации.

Усилению поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации посвящены [1-3] основополагающие работы. Дальнейшее развитие теория азимутальной неэквивалентности получила в работах [4-10]. В работе [9] показано, что в общем случае усиление поворота плоскости поляризации света достигается или за счет уменьшения интенсивности света или за счет увеличения эллиптичности поляризации. В работе [10] предлагается метод усиления поворота плоскости поляризации с применением двухслойной пластинки.

Ниже приведены результаты детального исследования влияния поглощения и дисперсии на усиление поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации в анизотропных средах при наличии поглощения и дисперсии.

1. Методика вычисления. Будем изучать зависимость величин $|f_m|_{\max}$, $\mathcal{E}_{m,\max}$, R_{\max} , T_{\max} , $\varphi_{m,\max}$, $P_{m,\max}$ от длины волны падающего света в случае нормального падения света на поглощающую анизотропную пластинку. Здесь $m=r,t$, где индексами r и t обозначены соответствующие величины отраженного и прошедшего света, $|f_m|_{\max}$ - это максимальное значение величины $|f_m|$ при изменении азимута поляризации падающего света в интервале от 0 до 90° ; ψ_m - азимут поляризации отраженного ($m=r$) или прошедшего ($m=t$) света, $\mathcal{E}_{m,\max}$, T_{\max} , R_{\max} , $\varphi_{m,\max}$, $P_{m,\max}$ - значения эллиптичности, коэффициента пропускания, коэффициента отражения, азимута поляризации падающего света и разрешающей способности соответственно, при $|f_m| = |f_m|_{\max}$ (более полную информацию об определении этих параметров можно получить из [9]).

Как показано в [9], эти зависимости при отсутствии поглощения света имеют осцилляционный характер, причем различаются два вида осцилляций. Периоды этих осцилляций, напр., по длине волны приблизительно определяются по формулам $\Delta\lambda_1 \sim \lambda^2/\bar{n}d$, $\Delta\lambda_2 \sim \lambda^2/\Delta nd$, где $\bar{n} = (n_x + n_y)/2$, $\Delta n = (n_x - n_y)/2$. При $n_x = 1.5514$, $n_y = 1.5423$, $d = 1 \text{ м.м}$ величина $\Delta\lambda_1 \sim 2.5A^\circ$, а $\Delta\lambda_2 \sim 400A^\circ$ ($\lambda \sim 0.6 \text{ м.км}$). Здесь n_x , n_y - коэффициенты преломления обыкновенной и необыкновенной волны соот-

ветственно, d - толщина пластинки, λ - длина волны в вакууме.

Исследованы зависимости вышеуказанных величин от длины волны в интервале от $\lambda_1 = 0.595$ до $\lambda_2 = 0.615 \text{ мкм}$, что соответствует половине большого периода ($\Delta\lambda_2$). Вычисления показывают, что аналогичные закономерности наблюдаются и в других интервалах длин волн. Шаг вычисления $\Delta\lambda = 2A^\circ$. Производится также усреднение этих величин по следующему закону:

$$\bar{X}(\lambda) = \frac{x(\lambda + \Delta\lambda) + x(\lambda + 2\Delta\lambda) + x(\lambda) + x(\lambda - 2\Delta\lambda) + x(\lambda - \Delta\lambda)}{5}. \quad (1)$$

2. Результаты расчетов. Результаты представлены в виде графиков. Сначала рассмотрим влияние постоянного, не зависящего от частоты поглощения на ход зависимостей величин $S = \ln(|f|_{\text{max}})$, \mathcal{E}_{max} , φ_{max} от длины волны, т. е. будем предполагать, что данный интервал длин волн находится далеко от линии поглощения, так что изменением поглощения в зависимости от длины волны можно пренебречь.

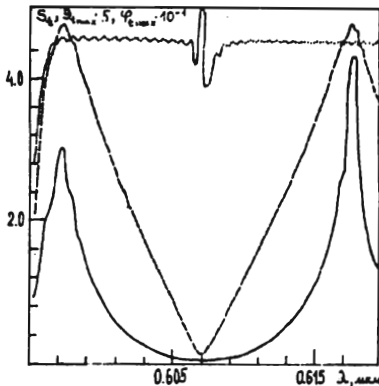


Рис. 1.

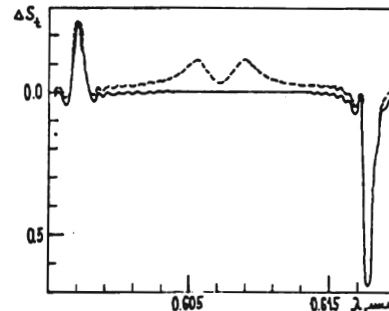


Рис. 2.

На рис. 1 представлены зависимости S_i (сплошная линия), $\mathcal{E}_{i,\text{max}}$ (штриховая линия) и $\varphi_{i,\text{max}}$ (пунктирная линия) от длины волны при отсутствии поглощения.

На рис. 2 представлены кривые зависимости величин $\Delta S_{i,1} = S_i(\chi_x = \chi_y = 0.001) - S_i(\chi_x = \chi_y = 0)$ (сплошная линия), $\Delta S_{i,2} = S_i(\chi_x = 0.002, \chi_y = 0) - S_i(\chi_x = \chi_y = 0)$ (штриховая линия) от длины волны. Отметим, что зависимость $\Delta S_{i,3} = S_i(\chi_x = 0, \chi_y = 0.002) - S_i(\chi_x = \chi_y = 0)$ от λ практически не отличается от зависимости $\Delta S_{i,2}$ от λ .

Здесь χ_x и χ_y - коэффициенты затухания обыкновенной и необыкновенной волн соответственно.

Как видно из рис. 2, на длинах волн 0.597 и 0.6175 мкм существуют пики. Если на длине волны $\lambda = 0.597 \text{ мкм}$ поглощение приводит к увеличению значения максимального усиления, то на длине волны $\lambda = 0.6175 \text{ мкм}$ оно приводит к уменьшению значения максимального усиления. При анизотропном поглощении появляются дополнительные положительные пики на длинах волн $\lambda = 0.6053$ и $= 0.6099 \text{ мкм}$. Анизотропия поглощения существенно влияет на максимальное усиление. Это обусловлено тем, что в этом случае работают два механизма усиления, один - обуслов-

ленный анизотропией преломления, т. е. отличием n_x от n_y , другой - анизотропией поглощения, т. е. отличием χ_x от χ_y . Однако параметр S_i практически не отличается один вид анизотропного поглощения (анизотропия обусловлена тем, что $\chi_x > \chi_y$) от другого ($\chi_x < \chi_y$).

На рис. 3(б) представлены кривые зависимости величин

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E}_{i, \max, 1} &= \mathcal{E}_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0.001) - \mathcal{E}_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0) \text{ (сплошная),} \\ \Delta \mathcal{E}_{i, \max, 2} &= \mathcal{E}_{i, \max}(\chi_y = 0.002, \chi_x = 0) - \mathcal{E}_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0) \text{ (штриховая)} \\ \Delta \mathcal{E}_{i, \max, 3} &= \mathcal{E}_{i, \max}(\chi_x = 0.002, \chi_y = 0) - \mathcal{E}_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0) \text{ (пунктирная)} \end{aligned}$$

от длины волны. Как видно из графиков, на краях рассматриваемого полупериода имеются положительные пики, т. е. на этих областях длин волн поглощение приводит к увеличению значения $\mathcal{E}_{i, \max}$.

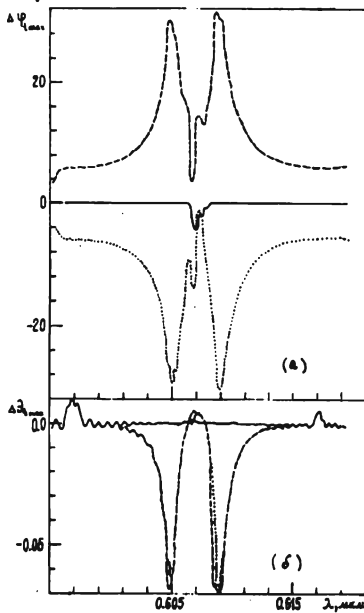


Рис. 3.

Это означает ухудшение разрешающей способности. Однако так как на коротковолновом крае максимальное усиление при наличии поглощения резко увеличивается, а коэффициент прохождения при этом мало уменьшается (это показывает расчет), то на этом крае поглощение приводит к улучшению разрешающей способности. На длинноволновом крае происходит резкое ухудшение разрешающей способности. На длинах волн $\lambda = 0.6053 \text{ мкм}$ и $\lambda = 0.6099 \text{ мкм}$ $\Delta \mathcal{E}_{i, \max, 2}$ и $\Delta \mathcal{E}_{i, \max, 3}$ имеют большие отрицательные пики. Но на этих длинах волн улучшения разрешающей способности не происходит, несмотря на то, что величины $\Delta S_{i, 2}$ и $\Delta S_{i, 3}$ на этих длинах волн имеют положительные пики. Это обусловлено тем, что на этих длинах волн на азимутах, соответствующих максимальным значениям коэффициента усиления, коэффициент прохождения при наличии поглощения резко уменьшается. Надо отметить, что и значения максимального усиления на этих длинах волн, как видно из рис. 1, малы.

На рис. 3(а) представлены кривые зависимости величин

$$\begin{aligned} \Delta \varphi_{i, \max, 1} &= \varphi_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0.001) - \varphi_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0) \text{ (сплошная линия),} \\ \Delta \varphi_{i, \max, 2} &= \varphi_{i, \max}(\chi_x = 0, \chi_y = 0.002) - \varphi_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0) \text{ (штриховая линия)} \\ \Delta \varphi_{i, \max, 3} &= \varphi_{i, \max}(\chi_x = 0.002, \chi_y = 0) - \varphi_{i, \max}(\chi_x = \chi_y = 0) \text{ (пунктирная линия)} \end{aligned}$$

от длины волны. Влияние различных поглощений (т.е. $\chi_x - \chi_y > 0$ или $\chi_x - \chi_y < 0$, или $\chi_x = \chi_y \neq 0$) наиболее отчетливо выражено, как видно на рис. 3. Таким образом, параметр $\varphi_{i, \max}$ наиболее чувствителен к влиянию поглощения. Такой ход зависимостей величин $\Delta \varphi_{i, \max, 2}$ и $\Delta \varphi_{i, \max, 3}$ от длины волны обусловлен тем, что, как уже отмечалось выше, при анизотропном поглощении работают два механизма усиления, один - обусловленный анизотропией преломления, другой - анизотропией пог-

лошения. Если анизотропия поглощения обусловлена тем, что $\chi_x > \chi_y$, то при отсутствии анизотропии преломления ($n_x = n_y$) максимальное усиление получается на азимуте $\varphi_{\max} = 0$. Поэтому при действии двух механизмов одновременно $\varphi_{I, \max}$ уменьшается, а $\Delta\varphi_{I, \max, 3}$ становится отрицательной. Если же анизотропия поглощения обусловлена тем, что $\chi_x < \chi_y$, то при отсутствии анизотропии преломления, максимальное усиление получается на азимуте $\varphi_{\max} = \pi/2$, и поэтому в общем случае, при действии двух механизмов усиления $\varphi_{I, \max}$ увеличивается, и $\Delta\varphi_{I, \max, 2}$ становится всегда положительной.

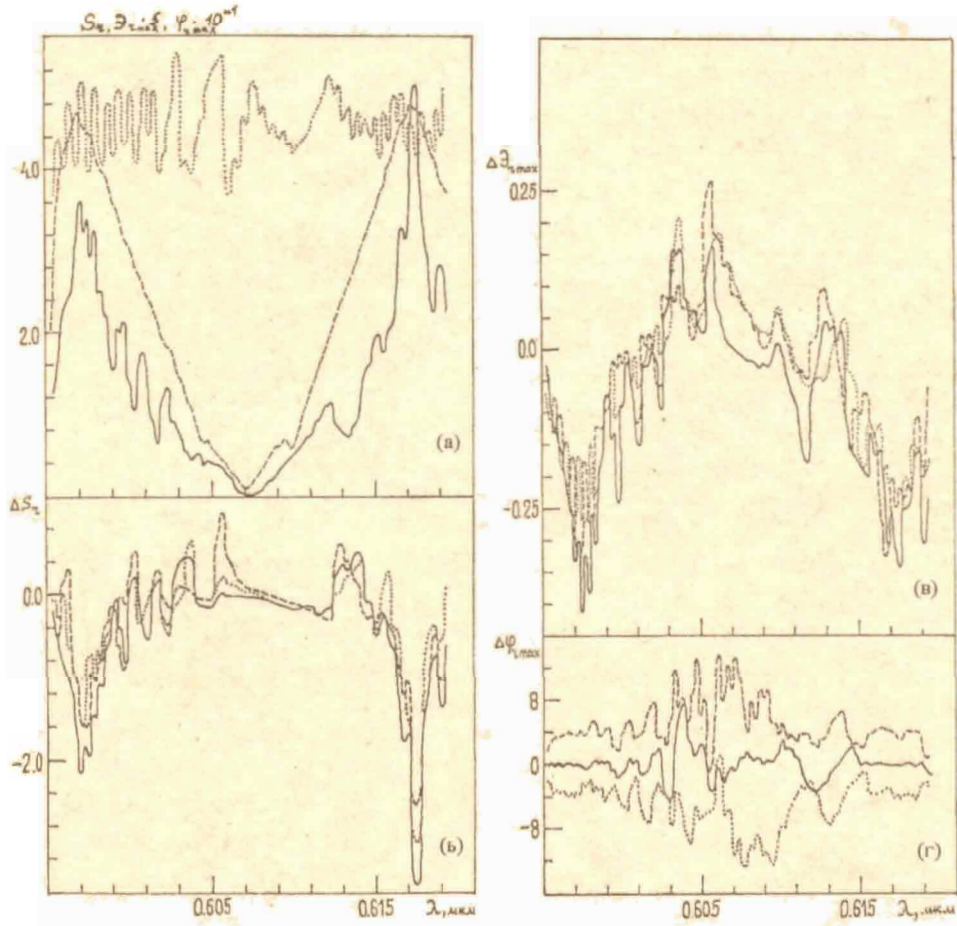


Рис. 4.

На рис. 4 (а,б,в,г,) представлены соответствующие зависимости для отраженного света. Сравнение этих рисунков с рис. 1,2,3(а,б) показывает, что параметры S_r , $\varphi_{r, \max}$ и $\Delta\varphi_{r, \max}$ более сложным образом зависят от длины волны, чем параметры S_t , $\varphi_{t, \max}$, $\Delta\varphi_{t, \max}$. Это показывает, что фазовые параметры отраженного света S_r , $\varphi_{r, \max}$ и $\Delta\varphi_{r, \max}$ являются более чувствительными характеристиками по отношению к изменениям параметров среды, чем соответствующие параметры проходящего света.

Отметим, что все вычисления были сделаны для пластинки кристаллического

кварца с параметрами $n_x = 15514$, $n_y = 15423$, $d = 1000$ мкм.

3. Влияние дисперсионного поглощения. Рассмотрим это влияние на азимутальную неэквивалентность при прохождении света через пластинку анизотропного кристалла, т. е. будем предполагать, что длина волны падающего на пластинку света находится вблизи линии поглощения. Представим главные значения тензора диэлектрической проницаемости в виде

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_x(-\omega) &= \mathcal{E}_x + \Delta\mathcal{E}(\omega)u_1, \\ \mathcal{E}_y(\omega) &= \mathcal{E}_y + \Delta\mathcal{E}(\omega)u_2,\end{aligned}\quad (2)$$

где

$\Delta\mathcal{E}(\omega) = A[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega]^{-1}$, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, $\omega = 2\pi c/\lambda$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с λ_0 - длина волны линии поглощения, γ - полуширина линии поглощения. Для коэффициентов преломления и коэффициентов затухания получаем

$$\begin{aligned}n_{x,y} &= \sqrt{(\mathcal{E}'_{x,y} + \sqrt{\mathcal{E}'_{x,y}{}^2 + \Delta\mathcal{E}'{}^2})/2}, \\ \chi_{x,y} &= \Delta\mathcal{E}'' / \sqrt{2(\mathcal{E}'_{x,y} + \sqrt{\mathcal{E}'_{x,y}{}^2 + \Delta\mathcal{E}'{}^2})},\end{aligned}\quad (3)$$

где $\mathcal{E}'_{x,y} = \mathcal{E}_{x,y} + \Delta\mathcal{E}'$, $\Delta\mathcal{E}' = \text{Re}(\Delta\mathcal{E})$, $\Delta\mathcal{E}'' = \text{Im}(\Delta\mathcal{E})$.

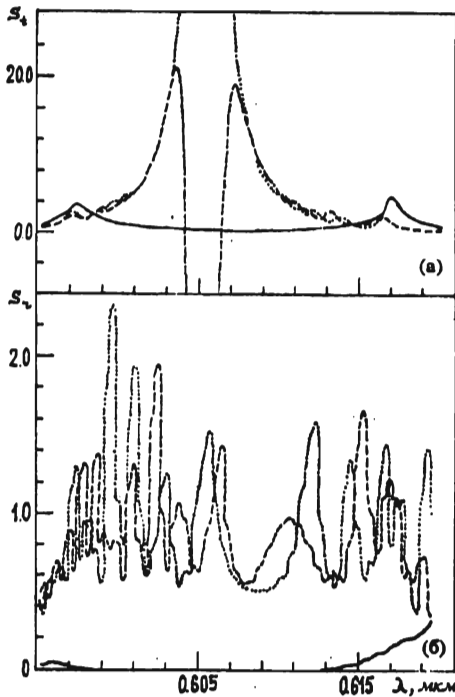


Рис. 5.

На рис. 5(а) представлены кривые зависимости S_r от длины волны при $u_1 = u_2 = 1$ (сплошная кр.), $u_1 = 1, u_2 = 0$ (штриховая кр.) и $u_1 = 0, u_2 = 1$ (пунктирная кр.). Вблизи линии поглощения S_r не вычисляется, так как здесь поглощение получается большим и функции $\text{ch}\beta_{x,y}$ и $\text{sh}\beta_{x,y}$ принимают большие значения, выходящие за пределы возможностей ЭВМ.

На рис. 5(б) представлены кривые зависимости S_i от длины волны при $u_1 = u_2 = 1$ (сплошная кр.), $u_1 = 1, u_2 = 0$ (штриховая кр.) и $u_1 = 0, u_2 = 1$ (пунктирная кр.).

Вычисления были сделаны при параметрах $\mathcal{E}_x = 2.4068$, $\mathcal{E}_y = 2.3787$, $A = 0.1 \cdot 10^{28} \text{ с}^{-2}$, $\gamma = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $d = 1 \text{ мм}$, $\lambda_0 = 0.605 \text{ мкм}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Запасский В.С. ЖПС, 1982, т. 37, с. 181-186.
2. Свиташев К.К. и Хасанов Г. Опт. и спектр. , 1983, т. 54, с. 538-539.
3. Ериця О.С. Изв. АН АРМ ССР, Физика, 1984, т. 19, с. 70-73.
4. Ериця О.С. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ер.: Айастан, 1988, с. 336.
5. Геворгян А.А. Кандидатская диссертация, Ер.: 1987.
6. Ганапетян М.А. , Геворгян А.А. , Ериця О.С. , Ниноян Ж.О. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1987, т. 22, с. 100-105.
7. Геворгян А.А. Уч. записки ЕГУ, 1986, N 3 (163), с. 47-55.
8. Геворгян А.А. Уч. записки ЕГУ, 1988, N 3 (169), с. 62-69.
9. Варданян Г.А. , Геворгян А.А. , Седракян А.М. , Меграбян А. З. Уч. записки ЕГУ, 1993, N 1, с. 26-39.
10. Ериця О.С. Изв. АН Арм ССР, Физика, 1991, т. 26, в. 3, с. 142-145.

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳԵԱՆ, Ա.Մ. ՍԵՂՐԱԿԵԱՆ

**ԼՈՒԹՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹԵԱՆ ՊՏՈՒԹՏԻ
ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԱԶԻՄՈՒՏԻ ԿԱՅՈՒՆԱՑՄԱՆ
ԱՌԱՆՋՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԱՆԻՋՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ
ԿԼԱՆՄԱՆ ԵՎ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱԹԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹԵԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ**

Ա մ փ ո փ ու մ

Լուծվել են ազիմուտալ անհամասեռության տեսության մի շարք ուղիղ խնդիրներ: Դիտարկված է անհոտորոպ միջավայրով լույսի անցման խնդիրը կլանման և դիսպերսիայի առկայության դեպքում: Արդյունքները ներկայացված են գրաֆիկների տեսքով: Քննարկված են լուծիչ ուժի լավացման հնարավորությունները: