

Физика

ДК 532.783; 538.61

А. А. ГЕВОРГЯН

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ АЗИМУТАЛЬНОЙ
ЗАВИСИМОСТИ ПОВОРОТА
ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ
ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Изучена зависимость азимута поляризации прошедшей волны (ψ) от азимута поляризации падающей волны (φ) при прохождении света через слой холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Выявлены некоторые особенности этой зависимости, отличающие ХЖК от обычных анизотропных сред и являющиеся следствием в основном спиральной структуры ХЖК и многократных отражений от диэлектрических границ полупространств, между которыми находится слой ХЖК. Задача решена также при прохождении света через трехслойную ячейку, состоящую из слоя ХЖК, находящегося между изотропными стеклянными пластинками конечной толщины, и соответствующую реальной экспериментальной ситуации. Изучена зависимость усиления (производная $d\psi/d\varphi$) от φ , когда слой ХЖК находится во внешнем магнитном поле, а также зависимость $|d\psi/d\varphi|_{\max}$ от длины волны и толщины слоя ХЖК.

Явление нелинейного характера зависимости азимута поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны при прохождении света через анизотропную оптически активную и магнитоактивную среды изучено соответственно в [1] и [2]. В [3] показано, что нелинейность имеет место благодаря азимутальной неоднородности, обусловленной анизотропией, и характерна как для анизотропных магнитоактивных сред, холестерических жидких кристаллов, так и для негиротропных анизотропных сред; она проявляется также при отражении. В связи с повышенным интересом к поляриметрическим измерениям в [3, 4] предложено использовать это свойство анизотропных сред для усиления угла поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации. Эта идея экспериментально подтверждена для кристаллического кварца в указанных работах, а в [5]—для кристалла LiNbO_3 и нематического жидкого кристалла (НЖК) 5ЦБ (в последнем случае опыт выполнен с планарной текстурой НЖК, которая в оптическом отношении ничем не отличается от пластинки, вырезанной из твердого оптически одноосного кристалла параллельно оптической оси). ХЖК тоже анизотропны в каждой плоскости, перпендикулярной оси спиральности, но они проявляют некоторые особенности зависимости $d\psi/d\varphi$ от φ , связанные со спиральной структурой этих сред, а также многократными отражениями на границах.

1. Сначала рассмотрим случай нормального падения света на планарную текстуру слоя ХЖК между изотропными полупространствами. Направим ось z лабораторной системы вдоль оси спиральной структуры. Под азимутом поляризации φ падающего света будем понимать угол между электрическим полем линейно поляризованного падающего света

и осью x лабораторной системы. Прошедший через слой ХЖК свет в общем случае имеет эллиптическую поляризацию. Под азимутом поляризации прошедшего света ψ будем понимать угол между большой полуосью эллипса поляризации и осью x . Все расчеты выполнены для ХЖК состава холестерил-нонаноат: холестерил-хлорид: холестерил-ацетат = 25:15:6, имеющего при комнатной температуре (24°C) параметры: $p = 0,42$ мкм (шаг спирали), $\epsilon_1 = 2,29$, $\epsilon_2 = 2,143$ (ϵ_1 , ϵ_2 — главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК).

Выражение для азимута поляризации прошедшей волны имеет вид [3, 4]

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + 1}, \quad (1)$$

где

$$a = \frac{E'_{\text{пру}} + E''_{\text{пру}} - E'_{\text{нрх}} - E''_{\text{нрх}}}{E'_{\text{нрх}} \cdot E'_{\text{пру}} + E''_{\text{нрх}} \cdot E''_{\text{пру}}}, \quad (2)$$

откуда для коэффициента усиления получается следующее выражение:

$$f = \frac{d\psi}{d\varphi} = \frac{1}{2} \frac{d}{d\varphi} \left(\operatorname{arctg} \frac{a}{2} \right), \quad (3)$$

$E'_{\text{нрх}}$, $E''_{\text{нрх}}$, $E'_{\text{пру}}$, $E''_{\text{пру}}$ — действительная (один штрих) и мнимая (два штриха) части компонент амплитуды поля прошедшей волны, которые неявным образом зависят также от азимута поляризации падающей волны [6] и определяются из граничных условий. При практических применениях слоя ХЖК в качестве усилителя поворота плоскости поляризации важное значение имеет также вычисление разрешающей способности устройства, измеряющего азимут.

Пусть николю поставлен перед лучом света с эллиптичностью поляризации Θ_0 , причем направление пропускания николя перпендикулярно большой полуоси эллипса поляризации. При вращении николя на угол $\delta\varphi$ интенсивность света, прошедшего через николю, изменится на $\delta J_0 = (1 - \Theta_0^2)(1 + \Theta_0^2)^{-1}(\delta\varphi)^2 J_0$, где J_0 — интенсивность падающего света. Если перед николюм поставить слой ХЖК, то интенсивность света, падающего на николю, станет J , а эллиптичность поляризации станет равной Θ . Повернем николю на угол $\delta\varphi$ от положения, в котором направление пропускания перпендикулярно большой полуоси эллипса поляризации. Интенсивность света, прошедшего через николю, изменится на $\delta J = (1 - \Theta^2)(1 + \Theta^2)^{-1}(\delta\varphi)^2 J$. Для сравнения разрешающих способностей устройства (измеряющего азимут) с николюм, соответствующих двум ситуациям, в одной из которых перед николюм поставлен слой ХЖК, а в другой — нет, мы должны приравнять δJ_0 и δJ друг другу. Пользуясь условием $\delta J_0 = \delta J$ для отношения R указанных разрешающих способностей, получаем

$$R = \left| \frac{d\psi}{d\varphi} / \frac{\delta\psi}{\delta\varphi} \right| = \sqrt{\frac{1 - \Theta^2}{1 + \Theta^2} \frac{1 + \Theta_0^2}{1 - \Theta_0^2} \frac{J}{J_0} \left(\frac{d\psi}{d\varphi} \right)^2}.$$

Значение параметра R заключается в том, что из-за изменения эллиптичности и интенсивности прошедшего через слой ХЖК света возможна ситуация $|f| > 1$, но $R < 1$, т. е. условие $|f| > 1$ является необходимым, но недостаточным для практического применения слоя ХЖК в качестве усилителя поворота плоскости поляризации; вместе с условием $|f| > 1$ одновременно должно иметь место также $R > 1$.

Задача решалась на ЭВМ численно.

2. **Результаты расчетов.** В обычных анизотропных средах период абсолютного значения производной $|d\varphi/d\varphi|$ по φ равен π , причем при изменении φ от 0 до π величина $|f|$ имеет два одинаковых максимума больше единицы, азимуты которых приблизительно определяются из условий $\operatorname{tg}\varphi_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_{1,2}/\varepsilon_{2,1}}$. Вычисления показывают, что период абсолютного значения производной $|d\varphi/d\varphi|$ по φ равен π также в ХЖК, но при изменении φ от 0 до π величина $|f|$ имеет только один максимум больше единицы.

Вычисления показали также, что величина f сильно зависит от параметров α и $L\delta/p$, где L — толщина слоя ХЖК, $\alpha = |\bar{\varepsilon}_1/\bar{\varepsilon}_2|$, $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, ε — диэлектрическая проницаемость среды вне слоя ХЖК. Поэтому будем по отдельности рассматривать случаи $\alpha = 1$, $\alpha = \sqrt{\bar{\varepsilon}}$ (слой ХЖК находится в вакууме), а также $L\delta/p \ll 1$ (тонкие кристаллы), $L\delta/p \ll 1$ (толстые кристаллы) и $L\delta/p \sim 1$. Вычислены зависимости $|f|_{\max}$ и R_{\max} от длины волны и толщины слоя ХЖК. На фиксированной длине волны (при вычислении зависимости $|f|_{\max}$ и R_{\max} от длины волны) и на фиксированной толщине слоя ХЖК (при вычислении зависимости $|f|_{\max}$ и R_{\max} от толщины слоя) вычислены зависимости $|f|$ и R от φ , потом выбиралось максимальное значение $|f|$ при данных параметрах, а R_{\max} — значение R при $|f| = |f|_{\max}$.

1. $\alpha = 1$. а) $L\delta/p \ll 1$. В этом случае $|f|_{\max}$ и R_{\max} практически не отличаются от единицы. При изменении длины волны от 0,595 до 0,654 мкм (с шагом 0,001 мкм) величина $|f|_{\max}$ монотонно уменьшается от 1,0001 до 1,00008. При изменении толщины слоя ХЖК от p до $2p$ (с шагом 0,01 мкм) картина также не изменяется, т. е. $|f|_{\max}$ и R_{\max} практически не отличаются от единицы.

б) $L\delta/p \gg 1$. В области селективного отражения (ОСО) величины $|f|_{\max}$ и R_{\max} стремятся к нулю. Вдали от ОСО они мало отличаются от единицы. При приближении к границам ОСО величина $|f|_{\max}$ увеличивается, осциллируя, и на самых границах ОСО принимает свое наибольшее значение 1,0267 при $\lambda = 0,636$ мкм и 1,0078 при $\lambda = 0,614$ мкм ($L = 1000p$). При этом из-за того, что эллиптичность и коэффициент отражения тоже увеличиваются, осциллируя, величина R_{\max} становится меньше единицы. Вычисление при $\lambda = 0,614$ мкм зависимости $|f|_{\max}$ и R_{\max} от толщины слоя ХЖК показывает, что с изменением толщины они осциллируют с периодом $p/2$, причем $|f|_{\max}$ изменяется в интервале от 1,0178 до 1,0189, а $R_{\max} < 1$ и изменяется в интервале от 0,588 до 0,596 при изменении толщины слоя в интервале от $L = 100p$ до $L = 101p$ с шагом $\Delta L = 1/100p$.

в) $L\delta/p \sim 1$. Величина $|f|_{\max}$ имеет свое наибольшее значение в центре ОСО ($\lambda = 0,625$ мкм), равное 1,102 при $L = 30p$ и 1,033 при $L = 20p$. При удалении от этой длины волны величина $|f|_{\max}$ уменьшается, осциллируя по обе стороны, и вдали от ОСО мало отличается от единицы. Разрешающая способность же в центре ОСО имеет свое наименьшее значение из-за большого отражения. При удалении от центра ОСО она монотонно увеличивается по обе стороны и принимает значения 1,00023 и 1,00017 на длинах волн 0,611 и 0,640 мкм соответственно. При дальнейшем удалении от центра ОСО R_{\max} уменьшается, осциллируя, оставаясь больше единицы. Вычисление при $\lambda = 0,618$ мкм зависимости $|f|_{\max}$ и R_{\max} от толщины показывает, что и в этом случае эти величины осциллируют с периодом $p/2$, причем $R_{\max} < 1$.

II. $\alpha = \sqrt{\bar{\varepsilon}}$ а) $L\delta/p \ll 1$. Величина $|f|_{\max}$ принимает свое наимень-

шее значение в центре ОСО на длине волны $\lambda=0,625$ мкм. При удалении от этой длины волны $|f|_{\max}$ монотонно увеличивается по обе стороны и принимает значения 1,014 и 1,011 на длинах волн $\lambda=0,595$ и $\lambda=0,654$ мкм соответственно. Такую закономерность имеет также зависимость R_{\max} от длины волны. Зависимость $|f|_{\max}$ и R_{\max} от толщины имеет осцилляционный характер с периодом осцилляции $p/2$.

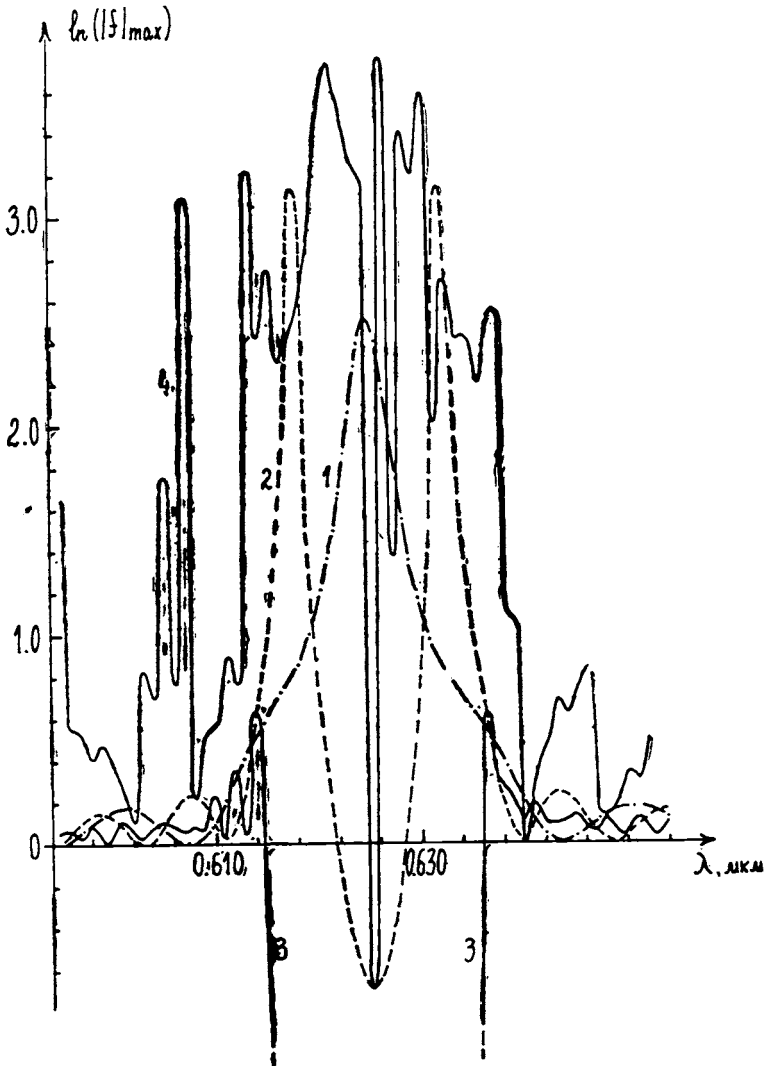


Рис. 1. Зависимость $\ln(|f|_{\max})$ от длины волны при прохождении света через слой ХЖК (кр. 1, 2, 3) и при прохождении света через РФП, заполненный ХЖК (кр. 4).

б) $L\delta/p \gg 1$. Зависимость $\ln(|f|_{\max})$ от длины волны представлена на рис. 1 (кр. 3) графически. Зависимость R_{\max} от длины волны имеет те же закономерности, но ее значения сравнительно (по сравнению с f_{\max}) мало отличаются от единицы из-за увеличения эллиптичности и отражения при приближении к границам ОСО. На рис. 2а (кр. 3) представлена зависимость $\ln(|f|_{\max})$ от толщины слоя ХЖК. Зависимость же R_{\max} от толщины имеет осцилляционный характер с периодом осцилляции $p/2$, причем принимает значения, также меньшие единицы.

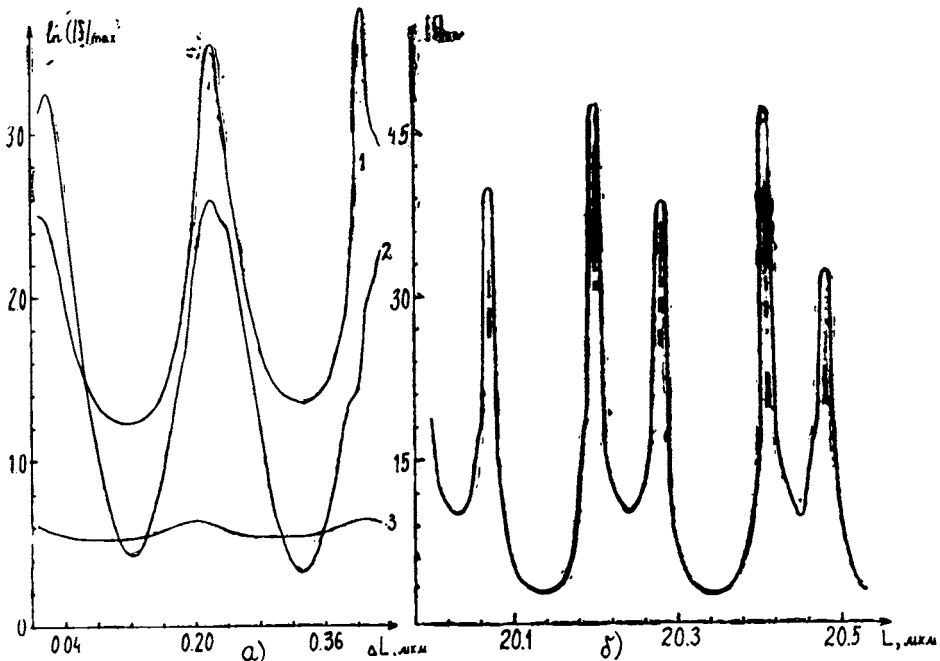


Рис. 2. а) Зависимость $\ln(|f|_{\max})$ от ΔL при прохождении света через слой ХЖК; б) Зависимость $|f|_{\max}$ от толщины слоя ХЖК при прохождении света через трехслойную ячейку со слоем ХЖК между изотропными стеклянными пластинками конечной толщины. $L_{1\text{ст}}=L_{2\text{ст}}=1000$ мкм (толщины стеклянных пластинок), $n=1,5$ —коэффициент преломления стеклянных пластинок.

в) $L\delta/p \sim 1$. На рис. 1 кривые 1 и 2 соответствуют зависимости величины $\ln(|f|_{\max})$ от длины волны при $L=20$ р, $L=30$ р соответственно. При $L=20$ р $|f|_{\max}$ имеет свое наибольшее значение в центре ОСО, при увеличении толщины слоя ХЖК этот максимум расщепляется на два максимума, которые при дальнейшем увеличении толщины смещаются к границам ОСО. Величина R_{\max} имеет те же закономерности, но по величине значительно уступает $|f|_{\max}$, например, на длине волны $\lambda=0,618$ мкм при $L=30$ р, $|f|_{\max}=22,88$, а $R_{\max}=3,61$. На рис. 2а кривые 1 и 2 соответствуют зависимостям $\ln(|f|_{\max})$ от толщины слоя ХЖК при $L=20$ р, $\lambda=0,625$ мкм и $L=30$ р, $\lambda=0,618$ мкм соответственно.

3. Рассмотрим теперь результаты зависимостей $|f|_{\max}$ и R_{\max} от длины волны и толщины слоя ХЖК при прохождении света через трехслойную ячейку, состоящую из слоя ХЖК между изотропными стеклянными пластинками конечной толщины. Такая ячейка соответствует реальной экспериментальной ситуации. На рис. 3 представлен график зависимости $\ln(|f|_{\max})$ от длины волны при $L=20$ р (кр. 1), $L=30$ р (кр. 2), $L=100$ р (кр. 3). Сравнение этих графиков с зависимостями на рис. 1 показывает, что имеются некоторые общие закономерности. В частности, в тонких кристаллах в обоих случаях усиление практически отсутствует, в толстых кристаллах усиление имеет место только на границах ОСО, при $L\delta/p \lesssim 1$ максимум $|f|_{\max}$ — в центре ОСО, но есть и некоторые особенности: появляются дополнительные осцилляции в зависимостях $|f|_{\max}$ от λ , связанные с многократными отражениями в стеклянных пластинках.

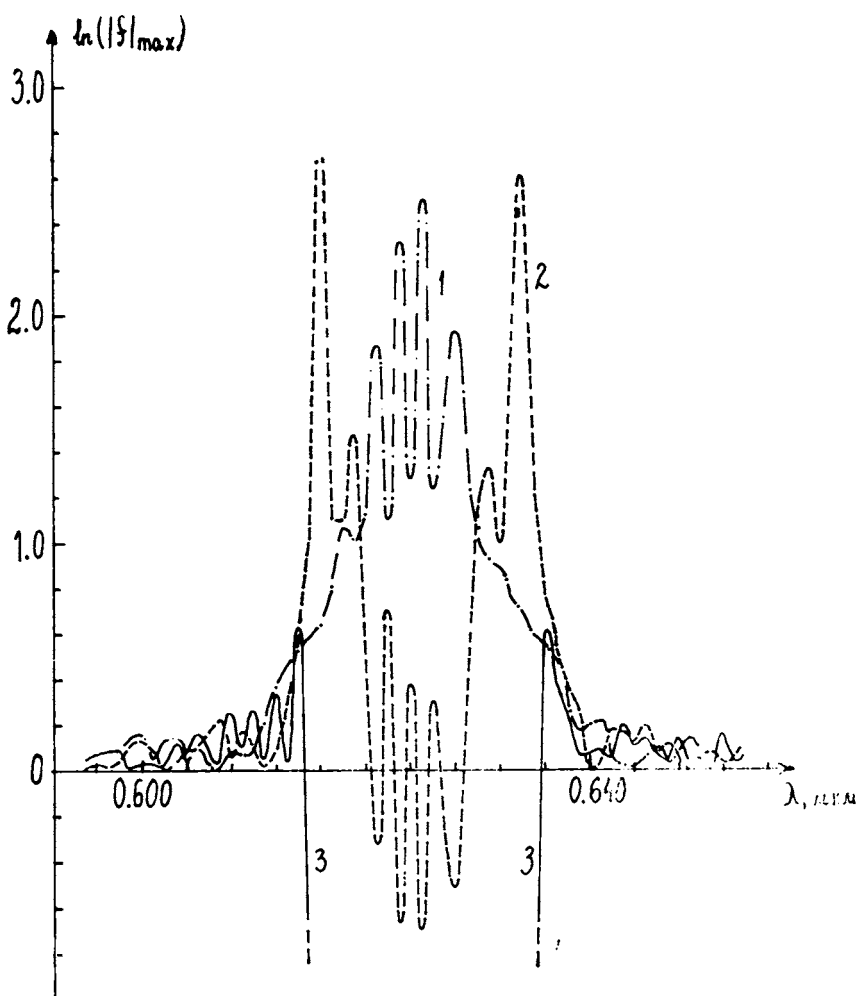


Рис. 3. Зависимость $\ln(|f|_{\max})$ от длины волны при прохождении света через трехслойную ячейку со слоем ХЖК между изотропными пластинками конечной толщины. $L_{\text{ХЖК}}=20$ мкм (остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 2б).

На рис. 2б представлена зависимость $|f|_{\max}$ от толщины слоя ХЖК при $\lambda=0,615$ мкм. Как видно, эти зависимости тоже имеют приблизительно периодический характер с периодом $p/2$.

Наконец отметим, что в обоих случаях для R_{\max} имеют место те же закономерности, что и для $|f|_{\max}$, но значения R_{\max} значительно меньше.

4. Рассмотрим влияние внешнего параллельного оси спирали магнитного поля на азимутальные характеристики ХЖК. На рис. 4 представлены графики зависимости производной $d\psi/d\varphi$ от φ при различных значениях параметра гирации g (свет проходит через трехслойную ячейку со слоем ХЖК между изотропными стеклянными пластинками конечной толщины). Как видно из рисунков, при наличии внешнего поля наблюдается смещение максимумов усиления по оси φ относительно $|f|_{\max}$ при $g=0$. Это связано с магнитоактивными свойствами молекул ХЖК, приводящими к дополнительному вращению поворота плоскости поляризации. Магнитоактивными же свойствами молекул ХЖК объясняется изменение значений максимумов усиления.

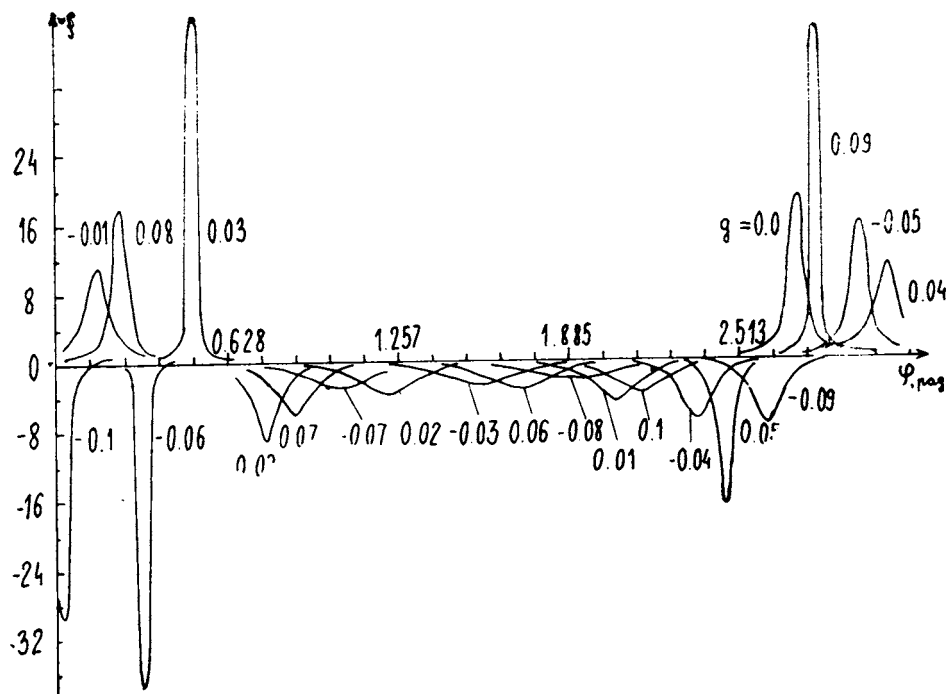


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от азимута φ при наличии внешнего магнитного поля, когда свет проходит через трехслойную ячейку со слоем ХЖК между изотропными пластинками конечной толщины. $L_{\text{ХЖК}} = 20 \text{ мкм}$ (остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 2б).

При изменении направления внешнего магнитного поля на обратное изменяется также направление смещения максимумов по оси φ , однако значения этих смещений относительно максимума $|f|_{\text{max}}$ при $g=0$ отличаются друг от друга. Это связано с необратимостью вращения поворота плоскости поляризации света в ХЖК во внешнем параллельном оси спирали магнитном поле. Ассиметрия вращения во внешнем магнитном поле приводит к ассиметричному перемещению пиков усиления по оси φ .

5. Рассмотрим азимутальные особенности заполненного ХЖК резонатора Фабри-Перо (РФП). Как уже отмечено в пункте 3, учет роли диэлектрических границ приводит к увеличению эффекта усиления. Можно ожидать, что заполненный ХЖК РФП приведет еще к большим значениям усиления угла поворота плоскости поляризации. Вычисления подтверждают сказанное. При этом поляризация выходящего света становится очень близкой к линейной. Но из-за того, что резко уменьшается проходящая интенсивность, $R_{\text{max}} \ll 1$. На рис. 1 (кр. 4) представлена зависимость $\ln(|f|_{\text{max}})$ от длины волны при $L=30\rho$, $\gamma=80\%$, где γ — коэффициент отражения зеркал РФП.

6. **Обсуждение результатов.** Сравнение результатов при $\alpha=1$ с результатами при $\alpha=\sqrt{\frac{1}{2}}$, когда $L\delta/\rho \sim 1$, показывает:

1) если в случае $\alpha=1$ и при $L=20\rho$ и при $L=30\rho$ $|f|_{\text{max}}$ имеет свое максимальное значение в центре ОСО и с дальнейшим увеличением параметра $L\delta/\rho$ происходит расщепление этого пика на два пика, которые с увеличением $L\delta/\rho$ смещаются к границам ОСО, то в случае $\alpha=\sqrt{\frac{1}{2}}$ уже при $L=30\rho$ этот пик расщеплен;

2) наличие диэлектрических границ приводит к увеличению эффекта плоскости поляризации, причем значительно (12—25 раз) и аналогично усилению эффекта необратимости в ХЖК.

Это сравнение показывает также, что в отличие от амплитудных характеристик поляризационные характеристики света в ХЖК являются еще более чувствительными к влиянию диэлектрических границ. Этим объясняется несоответствие теории Аззама и Башары [7], где не учитываются границы, с экспериментальными результатами поляризметрических измерений [8].

Как уже отмечено выше, усиление поворота плоскости поляризации имеет место благодаря азимутальной неоднородности-неэквивалентности разных азимутов, обусловленной анизотропией [3]. Но величина усиления поворота плоскости поляризации зависит от многих параметров (длины волны, толщины пластинок, главных значений тензора диэлектрической проницаемости). Вычисления для обычных анизотропных сред показывают, что усиление зависит также от эллиптичности падающего света. Оно максимально, когда поляризация падающего света близка к линейной, и обращается в нуль, когда поляризация падающего света стремится к круговой. В ХЖК добавляется еще один параметр — шаг спирали. При этом влияние анизотропии максимально, когда длина волны в ХЖК равняется шагу спирали и в пределе Могена, т. е. когда шаг спирали намного больше длины волны в среде. В последнем случае влияние спиральной закрученности резко уменьшается, и ХЖК ведет себя как обычная оптически активная анизотропная среда в отношении поведения $d\psi/d\varphi$. Снова появляются два максимума в зависимости f от φ при изменении φ от 0 до π , но в отличие от обычных анизотропных сред они из-за слабого влияния спиральности не симметричны относительно кривой $\psi = \pi/2$, как это имеет место в анизотропных средах. Отличием $d\psi/d\varphi$ от единицы объясняется зависимость поворота плоскости поляризации от ориентации директора на входной границе слоя ХЖК [9]. В другом предельном случае, когда шаг спирали намного меньше длины волны, влияние анизотропии исчезает, ХЖК ведет себя как изотропная оптически активная среда с диэлектрической проницаемостью ϵ . В промежуточных случаях влияние анизотропии осциллирует.

Так как в толстых ХЖК в идеальном случае ($\alpha=1$) в ОСО ($\lambda=p$, λ — длина волны в среде) распространяется только свет с одной круговой поляризацией (другая — с поляризацией, совпадающей со знаком спирали, полностью отражается), производная $d\psi/d\varphi=0$. Учет реальных параметров трехслойной ячейки ХЖК приводит к появлению некоторой эллиптичности поляризации, которая в ОСО слабо зависит от азимутального угла поляризации падающего света [10] (из-за многократных отражений, приводящих к потере «памяти» об ориентации поляризации падающего света относительно направления директора). Поэтому в ОСО ψ практически не зависит от φ и $d\psi/d\varphi \approx 0$. На границах ОСО, когда уже в ХЖК распространяются обе круговые поляризации, а влияние анизотропии еще большое, усиление получается максимальным. При удалении от границ ОСО $|f|_{\max}$ уменьшается, осциллируя, но всегда остается больше единицы. При $L\delta/p \ll 1$ роль анизотропии резко уменьшается, и потому в этом случае $d\psi/d\varphi \approx 1$. В обычных анизотропных средах тоже при $L\Delta n/\lambda \ll 1$ усиление отсутствует. В промежуточном случае $L\delta/p \sim 1$, в ХЖК распространяются волны обеих круговых поляризаций (коэффициент отражения дифрагирующей круговой поляризации при этом в ОСО порядка 0,5). Поэтому в ОСО наблюдается максимальное усиление,

ЛИТЕРАТУРА

1. Гречушников Б. Н., Константинова А. Ф., Ломако И. Д., Калинкина И. Н. Проявление оптической активности и поглощения в двупреломляющих кристаллах при различных азимутах поляризации падающего света.—Кристаллография, 1980, т. 25, вып. 3, с. 603—606.
2. Бонуть Б. В., Гиргель С. С. Преобразование поляризации света плоскопараллельной пластиной из магнитоупорядоченного кристалла при нормальном падении.—Оптика и спектроскопия, 1980, т. 49, вып. 5, с. 920—924.
3. Ерицян О. С. Прохождение света через трехслойную пластинку со слоем диспергирующего холестерического жидкого кристалла.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1984, т. 18, вып. 2, с. 70—73.
4. Гананетян М. А., Геворгян А. А., Ерицян О. С., Ниноян Ж. О. Экспериментальное наблюдение усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1985 (в печати).
5. Гананетян М. А., Геворгян А. А., Ниноян Ж. О. Изучение азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации на кристалле LiNbO_3 и нематическом жидком кристалле.—Уч. зап. ЕГУ, 1985, № 1 (158), с. 149—150.
6. Беляков В. А., Соинин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982.
7. Азаам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
8. Галанов Е. К., Мельник Р. И., Мухина М. В. Азимутальная зависимость поляризационных характеристик холестерических жидких кристаллов.—Оптика и спектр., 1976, т. 40, с. 1006—1008.
9. Де Жен П. Ж. Физика жидких кристаллов (пер. с англ.). Под ред. А. С. Соинина. М.: Мир, 1977.
10. Аракелян С. М., Ерицян О. С., Караян А. С., Чилингарян Ю. С. Оптические характеристики слоя холестерического жидкого кристалла в диэлектрических оболочках конечной толщины; анализ для заполненного резонатора Фабри-Перо.—Квант. электр., 1980, т. 7, № 5, с. 959—572.

Ա. 2. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ԱԶԻՄՈՒՏԻՅՑ ԿԱՆՄԱՆ ՄԻ ՇԱՐՔ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԽՈՒՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ուսումնասիրված է անցած լույսի բեկոացման ազիմուտի (ψ) կախումը ընկնող լույսի բեկոացման ազիմուտից (φ), երբ լույսը տարածվում է խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի (h_2R) շերտով:

Բացահայտված են այդ կախման մի շարք առանձնահատկությունները, որոնցով h_2R -ն տարբերվում է սովորական անիզոտրոպ միջավայրից: Դա հիմնականում հանդիսանում է h_2R -ի պարուրային կառուցվածքի և բազմակի անդրադարձումների (այն հարթությունների դիէլեկտրիկ սահմաններից, որոնցով սահմանափակված է h_2R -ի շերտը) հետևանք: Այդ խնդիրը լուծված է նաև վերջավոր հաստությամբ իզոտրոպ ապակիներից պատրաստված թիթեղների միջև գտնվող h_2R -ի եռաշերտ բջի համար: Ուսումնասիրված է ուժեղացման գործակցի ($d\psi/d\varphi$) կախումը φ ազիմուտից, երբ h_2R -ի շերտը գտնվում է արտաքին մագնիսական դաշտում: Ուսումնասիրված է նաև ($d\psi/d\varphi$) $_{\alpha x}$ մեծության կախումը ալիքի երկարությունից և h_2R -ի շերտի հաստությունից: