Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 19, вып. 6, 306—313 (1984)

УДК 532.783;538.61

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА СО СРЕДАМИ СО СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

О. С. ЕРИЦЯН

(Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.)

Рассматривается распространение света вдоль оси среды со спиральной структурой при наличии отличных от нуля компонент у тензоров диэлектрической и магнитной восприимчивостей одновременно, при наличии пространственной дисперсии в отсутствие частотной дисперсии, при наличии изотропной точки и внешнего магнитного поля. Рассматривается структура поля в пределе малых по сравнению с длиной волны шагов спирали. Приведены результаты расчета влияния непостоянства шага спирали в пространстве на коэффициент прохождения света при конкретной аппроксимации координатной зависимости шага спирали.

1. Рассмотрим среду со спиральной структурой, закрученной вокруг оси z. Главные значения компонент тензора диэлектрической проницаемости в плоскости xy обозначим через ε_1 и ε_2, а магнитной проницаемости — через μ_1 и μ_2. Представим поле монохроматической волны частоты ω, распространяющейся вдоль оси z, в виде

$$E_{x,y}(z,t)=\sum_{m=1}^{4}(E'_{mx,y}\cos az\mp E'_{my,x}\sin az)\exp i(K_m z-\omega t), \qquad (1)$$

где $a=2\pi\sigma^{-1}$, σ — шаг спирали, E'_{mx} и E'_{my} — проекции вектора $\mathbf{E}'_m$ на главные направления тензора ε_{ij}, лежащие в плоскости xy. При совпадении главных направлений тензоров ε_{ij} и μ_{ij} получаем [1]

$$K_{1,2}^2=\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1\mu_2+\varepsilon_2\mu_1}{2}+a^2+B,\quad K_{3,4}^2=\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1\mu_2+\varepsilon_2\mu_1}{2}+a^2-B,$$

$$B=\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1\mu_2-\varepsilon_2\mu_1}{2}\right)^2+4a^2\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{2}\frac{\mu_1+\mu_2}{2}} \qquad (2)$$

(в соответствии с наличием четырех значений K_m индекс m в (1) пробегает значения от 1 до 4).

Границы области дифракционного отражения, определяемой как область, в которой $K_{3,4}^2<0$, есть

$$\omega_1=\frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}},\quad \omega_2=\frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}}. \qquad (3)$$

Среда, обладающая спиральной структурой в отношении диэлектрических и магнитных свойств одновременно, обладает интересным свойством, рассмотрение которого иллюстрирует характер появления области дифракционного отражения. Рассмотрим стопку пластин, перпендикулярных оси z. Пластинки сложены друг на друга так, что каждая повернута относительно предыдущей вокруг оси z на угол φ. Рассмотрим нормальное падение света на стопку в двух частных случаях.

а) Пластинки изотропны в своей плоскости: $\varepsilon_1\mu_2 = \varepsilon_2\mu_1$. Фазовая скорость в каждой пластинке не зависит от направления поляризации. На первый взгляд может показаться, что стопка таких пластин из-за их изотропности не может обладать свойствами закрученной спиральной структуры ХЖК, в частности, не будет обладать свойством дифракционного отражения. Однако отсутствие области дифракционного отражения ($\omega_1 = \omega_2$), согласно (3), означает соотношение $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$, а не принятое нами условие $\varepsilon_1\mu_2 = \varepsilon_2\mu_1$.

В соответствии с этим, как показывает решение граничной задачи, на границе между пластинками имеется отражение. В этом можно убедиться непосредственными вычислениями.

б) Пластинки анизотропны, $\varepsilon_1\mu_2 \neq \varepsilon_2\mu_1$, но $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$, т. е. $\varepsilon_1/\mu_2 = \varepsilon_2/\mu_1$. Тогда на границах между пластинками отражений нет, а в силу условия $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$ ширина области дифракционного отражения обращается в нуль ($\omega_1 = \omega_2$), т. е. такой области нет.

Таким образом, для существования дифракционного отражения должны отличаться друг от друга не фазовые скорости $c/\sqrt{\varepsilon_1\mu_2}$ и $c/\sqrt{\varepsilon_2\mu_1}$, соответствующие двум собственным поляризациям, а импедансы $\sqrt{\varepsilon_1/\mu_2}$ и $\sqrt{\varepsilon_2/\mu_1}$. При $\mu_1 = \mu_2$ наряду с совпадением фазовых скоростей совпадают и импедансы, т. е. условие наличия анизотропии в обычном смысле—смысле различия фазовых скоростей — совпадает с условием наличия анизотропии в смысле различия импедансов: оба эти условия выражаются одним и тем же соотношением $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$; при $\mu_1 \neq \mu_2$ это „вырождение" снимается.

2. Как известно [2], в ситуации дифракционного отражения света от ХЖК на граничных частотах ω_1 и ω_2 электрическое и магнитное поля в среде параллельны друг другу, если в (1) ограничиваться слагаемыми с $m = 3$ и $m = 4$.

Можно убедиться, что поле в среде может быть охарактеризовано одним значением групповой скорости, с помощью которой и интерпретируется отсутствие потока энергии. Действительно, если частота падающей волны близка к ω_1 или ω_2, а знак круговой поляризации падающей волны совпадает со знаком спирали среды, то пренебрегая членами порядка $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\ (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{-1}$ в амплитудах, поле в среде можно записать в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \{(\mathbf{x}_0 + i\mathbf{y}_0) \exp i\,[(K_3 + a)\, z - \omega t] +$$

$$+ (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) \exp i\,[(K_3 - a)\, z - \omega t]\}\, E'. \qquad (4)$$

В (4) должна фигурировать та из двух величин K_3 и K_4, у которой мнимая часть положительна, что является требованием ограниченности поля при удалении в глубь среды ($z \to +\infty$). Величина E' определяется из граничных условий. Так как

$$\frac{\partial\omega}{\partial(K_3+a)}=\frac{\partial\omega}{\partial(K_3-a)}=\frac{\partial\omega}{\partial K_3},$$

то полное поле (4) характеризуется одной групповой скоростью

$$u=\frac{\partial\omega}{\partial K_3}, \tag{5}$$

которая, как можно убедиться с помощью (2), на границах ω_1 и ω_2 области дифракционного отражения обращается в нуль.

3. Рассмотрим прохождение света через границу ХЖК в случае, когда ε_1 и ε_2 обладают частотной дисперсией и имеется изотропная точка на частоте $\omega_{из}$:

$$\varepsilon_1(\omega_{из})=\varepsilon_2(\omega_{из})=\varepsilon_0. \tag{6}$$

Как показывают расчеты, функция зависимости коэффициента отражения R от частоты качественно отличается от соответствующей функции при отсутствии дисперсии: на частоте $\omega=\omega_{из}$ коэффициент отражения $R(\omega)$ проходит через минимум. Такое поведение $R(\omega)$ обусловлено сильным уменьшением доли дифракционного отражения на частоте $\omega=\omega_{из}$ на которой среда перестает быть периодически неоднородной. Расчеты выполнены в предположении, что в выбранной некоторой частотной области $\Delta\omega_0$ применимо разложение ($|\Delta\omega|\ll|\Delta\omega_0|$)

$$\varepsilon_1(\omega)=\varepsilon_0+b_1\cdot\Delta\omega,\ \ \varepsilon_2(\omega)=\varepsilon_2+b_2\Delta\omega,\ \ \Delta\omega=\omega-\omega_{из}. \tag{7}$$

При $\lambda_{из}=2\pi c\omega_{из}^{-1}=0{,}65$ мкм, $\varepsilon_0=2{,}2165$, $b_1=20$ мкм$^{-1}$, $b_2=10$ мкм$^{-1}$ яма графика $R(\omega)$, обусловленная упомянутым минимумом, имеет ширину около 6 нм и глубину 0.06; значение $R(\omega)$ на краях ямы — примерно 0,10.

На самой частоте $\omega=\omega_{из}$ при значении a, удовлетворяющем соотношению $\omega_{из}c^{-1}\sqrt{\varepsilon_0}=a$, в простейшем случае $b_1=0$, $b_2=b$ (или $b_2=0$, $b_1=b$) величина $R(\omega)$ пропорциональна b^2 в отсутствие френелевских отражений (диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с ХЖК, принята равной ε_0). Такой результат получается в случае, когда волна с правой (левой) круговой поляризацией падает на полупространство ХЖК с закрученностью правой (левой) спирали; для поляризации с обратным направлением обхода $R=0$.

4. При наличии магнитного поля, направленного вдоль оси z, дисперсионное уравнение имеет вид [3]

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1-K_m^2-a^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2-K_m^2-a^2\right)-\left(2aK_m-\frac{\omega^2}{c^2}g\right)^2=0 \tag{8}$$

($g=g_z$, $\mathbf{g}$ — вектор гирации).

С помощью (8) можно убедиться, что под действием магнитного поля дисперсионные кривые, описывающие зависимость K_m от ω, смещаются: графики зависимости $K_{1,2}$ смещаются в одну сторону параллельно оси K_m, а графики зависимости $K_{3,4}$ — в обратную сторону. (Заметим, что в естественно гиротропных средах магнитное поле также смещает дисперсионные кривые, соответствующие волнам с правой и левой эллиптической поляризацией, в противоположные стороны). Это приводит к смещению границ области дифракционного отражения. Относительное смещение частот есть $\Delta\omega_{1,2}/\omega_{1,2} = g^2 \varepsilon_{2,1}^{-1} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^{-1}$, причем граница, соответствующая большей (меньшей) частоте, смещается в сторону еще больших (меньших) частот. При $g \approx 10^{-2}$, $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \approx 5$, $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \approx 0{,}1$, $\omega_{1,2} \approx 3 \cdot 10^{15}$ смещения $\Delta\omega_{1,2}$ имеют порядок величины 10^{11} c^{-1}.

5. При пересечении кривых, выражающих зависимость ε_1 и ε_2 от ω, на некоторой частоте $\omega = \omega_{из}$ дисперсионные кривые не будут образовывать щели ни в одной частотной области, если $\omega_{из} c^{-1} \sqrt{\varepsilon_0} = a$, несмотря на наличие анизотропии на частотах, отличных от $\omega_{из}$. В сказанном можно убедиться на основании (8) при $g = 0$. Подставив в (8) $a^2 = \omega_{из}^2 c^{-2} \varepsilon_0$, из требования $K_m^2 = 0$ получаем уравнения

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - \frac{\omega_{из}^2}{c^2} \varepsilon_0 = 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - \frac{\omega_{из}^2}{c^2} \varepsilon_0 = 0.$$

На частоте $\omega_{из}$ ε_1 и ε_2 равны ε_0, поэтому если $\partial\varepsilon_{1,2}/\partial\omega > 0$, то последние два уравнения имеют одно и то же решение $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{из}$, поэтому ширина $|\omega_1 - \omega_2|$ области дифракционного отражения равна нулю.

При включении магнитного поля шаг спирали изменяется [4], поэтому появится конечная область дифракционного отражения. Наряду с изменением шага спирали, представляющим собой сравнительно медленный процесс, произойдет также быстрый процесс изменения ε_1 и ε_2 под действием магнитного поля, и точка пересечения кривых зависимости ε_1 и ε_2 от ω сместится, что опять приведет к появлению области дифракционного отражения. Смещение указанных кривых эквивалентно изменению шага спирали и по ориентировочным оценкам даже в поле 10^6 Э не превышает эффекта изменения шага спирали на сотую долю процента.

6. В магнитном поле дисперсионное уравнение неинвариантно относительно замены K_m на $-K_m$. Это приводит, как известно, к тому, что при нормальном прохождении неполяризованного или плоско-поляризованного света через перпендикулярную магнитному полю пластинку коэффициенты прохождения в двух противоположных направлениях оказываются неодинаковыми [2]. На рис. 1 представлен частотный ход изменения коэффициента прохождения, обусловленного изменением направления магнитного поля, что эквивалентно изменению направления прохождения света на обратное. Толщина слоя ХЖК — 200 мкм, толщина изотропных пластин, между которыми находится слой ХЖК — 1 мм, их показатель преломления — 1,5; $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1 = 2{,}29$, $\mathrm{Re}\,\varepsilon_2 = 2{,}143$, $\mathrm{Im}\,\varepsilon_{1,2} = 10^{-4}$, шаг спирали — 0,42 мкм, для ХЖК $g = 0{,}1$. Так как изотропные пластинки не обладают свойством собственного вращения, они не играют роли в изменении интенсивности. Поэтому для простоты их магнитооптическая активность не учтена.

7. В работе [5] рассмотрено влияние пространственной дисперсии на оптические свойства холестерических жидких кристаллов. Проанализированы как случай, когда частота света близка к одной из частот поглощения, что приводит к ряду новых эффектов, так и случай, когда частота света далека от резонансной линии. Во втором случае пространственная дис-

персия приводит к слабому смещению дисперсионных кривых. Здесь мы укажем лишь на одно свойство среды при наличии пространственной дисперсии, представляющее, быть может, некоторый интерес в связи с возможностью учета пространственной дисперсии с помощью перехода к новому шагу спирали.

Представив индукцию в виде

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E} + \gamma \operatorname{rot} \mathbf{E}, \tag{9}$$

приходим к дисперсионному уравнению

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2}a\gamma\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2}a\gamma\right) - $$

$$- 4a^2 K_m^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{ac^2}\gamma\right)^2 = 0. \tag{10}$$

Параметры естественной (γ) и магнитооптической (g) активностей, как видно из сравнения (10) с (8), входят в дисперсионное уравнение по-разному. Пренебрегая в (10) величиной $\left(\frac{\omega^2}{ac^2}\gamma\right)^2$, но сохраняя $\frac{\omega^2}{ac^2}\gamma$, т. е. считая

$$\frac{\omega^2}{c^2}\gamma \ll a, \tag{11}$$

запишем уравнение (10) в виде

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - K_m^2 - a_{\text{экв}}^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 - K_m^2 - a_{\text{экв}}^2\right) - 4\,a_{\text{экв}}^2 K_m^2 = 0. \tag{12}$$

Оно совпадает с дисперсионным уравнением для ХЖК без пространственной дисперсии (которое получается из (8) подстановкой $g = 0$), но с новым обратным шагом спирали:

$$a_{\text{экв}} = a\left(1 - \frac{1}{2a}\frac{\omega^2}{c^2}\gamma\right). \tag{13}$$

Таким образом, пространственная дисперсия при малых значениях γ вдали от резонансных линий эквивалентна изменению шага спирали. Магнитооптическая активность, в отличие от пространственной дисперсии, не может быть учтена путем перехода к $a_{\text{экв}}$. Пространственная дисперсия (первого порядка, которая выше рассмотрена), в отличие от магнитооптической активности, родственна спиральности — обе они являются выражением право-левой асимметрии пространственной структуры среды.

Выясним смысл условия (11). Рассмотрим изотропную фазу холестерического вещества с тем же параметром оптической активности, который фигурирует в (11). Поворот плоскости поляризации на длине пути луча l составляет $\varphi_l = \frac{\omega^2}{c^2}\gamma l$. Выберем за длину пути луча шаг спирали σ в кристаллической фазе. Поворот плоскости поляризации на длине σ будет $\varphi_\sigma = \frac{\omega^2}{c^2}\gamma\sigma$. Можно убедиться, что (11) эквивалентно неравенству

$$\varphi_\sigma \ll 2\pi, \tag{14}$$

т. е. поворот плоскости поляризации, обусловленный пространственной дисперсией и оцениваемый как поворот в изотропной фазе, должен происходить медленнее, чем поворот директора, чтобы пространственную дисперсию можно было учитывать путем перехода к эквивалентному шагу спирали. Величина φ_l/l обычно мала и редко достигает сотен градусов на сантиметр, а так как $\sigma \sim 10^{-4}$ см, то условие (14) удовлетворяется даже для указанных больших поворотов.

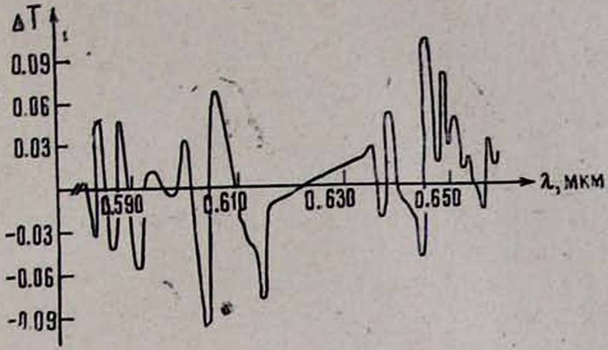

Рис. 1.

8. В настоящее время освоена техника получения мегагауссовых магнитных полей, которые, по-видимому, еще не применяются к ХЖК. Из-за того, что импульсные магнитные поля непременно являются переменными, должен возникать добавочный круговой дихроизм. Он обусловлен тем, что в переменном магнитном поле при некоторых условиях, налагаемых на волновые функции электронов в атоме, находящемся в таком поле, у компонент тензора диэлектрической проницаемости возникает мнимая часть [6]. Мы будем пользоваться выражениями указанной работы, которые относятся к изотропной среде. При распространении света вдоль направления магнитного поля показатели преломления для волн с правой и левой круговыми поляризациями (n^+ и n^- соответственно) имеют вид [6]

$$n^{\pm 2} - 1 = \sum \frac{a_j}{\nu_j^2 - (\nu \mp \nu_L)^2} \left\{ 1 \pm i \, \frac{2 \dot{\nu}_L (\nu \mp \nu_L)[3\nu_j^2 - (\nu \mp \nu_L)^2]}{\nu_j [\nu_j^2 - (\nu \mp \nu_L)^2]} \right\}, \qquad (15)$$

где ν — частота света, ν_j — собственная частота данного перехода, ν_L — ларморова частота, $\dot{\nu}_L$ — производная ларморовой частоты по времени. Мы ограничиваемся качественным указанием на эффект временного изменения магнитного поля и не рассматриваем специфику этого эффекта для ХЖК. Отметим только, что мнимая часть выражения, стоящего в фигурных скобках в (15), существенная для появления дихроизма, может достигать заметных значений, когда частота света ν близка к частоте поглощения ν_j.

9. Рассмотрим нормальное падение плоской плоско-поляризованной волны на границу $z = 0$ ХЖК, занимающего область $z \geqslant 0$. Пусть из четырех величин K_m положительными мнимыми частями обладают K_1 и K_3; это, по-видимому, самая обычная ситуация. Поле в среде, как известно [7], имеет гармоники с z-компонентами волновых векторов, равными

2—916

$K_m \pm a$. Из требования ограниченности поля при $z \to +\infty$ получаем, что из комбинаций $K_m \pm a$ мы должны брать только $K_1 \pm a$ и $K_3 \pm a$. В соответствии с этим в (1) должны фигурировать только $\mathbf{E}_1'$ и $\mathbf{E}_3'$.

Вычислим E_1' и E_3' из граничных условий и составим выражение (1) для полного поля в среде. При этом будем считать, что

$$\bar{k} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{2}} \ll a. \tag{16}$$

Пренебрегая в амплитудах величинами, пропорциональными $\bar{k}/a$, получаем, что $\mathbf{E}_1'$ и $\mathbf{E}_3'$ имеют одинаковые модули. Это приводит к плоской поляризации волны в среде. Учет в фазах членов, пропорциональных $\bar{k}/a$, приводит к повороту плоскости поляризации. Таким образом, картина распространения волны в ХЖК при $\bar{k} \ll a$ (малые по сравнению с длиной волны значения шага спирали) такая же, как в однородных естественно гиротропных средах. Угол φ_l поворота плоскости поляризации на длине l пути луча равен

$$\varphi_l = \frac{\bar{k}^2 a}{2(\bar{k}^2-a^2)}\left[\Delta_\varepsilon \Delta_\mu + \frac{1}{4}\left(\frac{\bar{k}}{a}\right)^2 (\Delta_\varepsilon - \Delta_\mu)^2\right], \tag{17}$$

$$\Delta_\varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1+\varepsilon_2)^{-1},\ \Delta_\mu = (\mu_1-\mu_2)(\mu_1+\mu_2)^{-1}.$$

Поворот меняет знак при переходе от левой спирали ХЖК к правой. Частотная зависимость имеет вид $\omega^4\,(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^{-2}$.

10. В заключение, пользуясь результатами [8], рассмотрим влияние продольной гиперзвуковой волны, распространяющейся вдоль оси ХЖК, на коэффициент прохождения света через пластинку ХЖК. Обратный

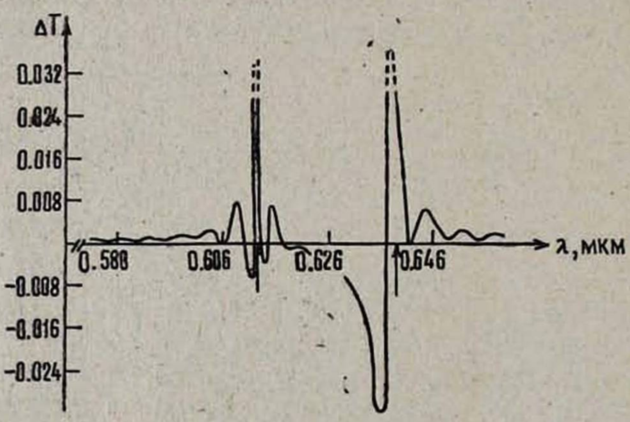

Рис. 2.

шаг спирали a и компоненты ε_1 и ε_2 тензора диэлектрической проницаемости будем задавать в виде

$$\begin{aligned} a &= a_0 + a_{1c}\cos bz, \\ \varepsilon_{1,2} &= \varepsilon^{(0)}_{1,2} + \varepsilon^{(1)}_{1,2}\cos bz, \end{aligned} \tag{18}$$

где a_0, a_{1c}, $\varepsilon^{(0)}_{1,2}$, $\varepsilon^{(1)}_{1,2}$ не зависят от координат, b — волновое число гиперзвуковой волны. На рис. 2 представлена вычисленная зависимость изменения коэффициента прохождения света под действием гиперзвука от длины световой волны. Использованы следующие значения параметров: $a_0 = 2\pi\sigma_0^{-1}$, $\sigma_0 = 0{,}42$ мкм, $a_{1c} = -10^{-3}a_0$, $\mathrm{Re}\,\varepsilon_1^{(0)} = 2{,}29$, $\mathrm{Re}\,\varepsilon_2^{(0)} = 2{,}143$ $\mathrm{Im}\,\varepsilon^{(0)}_{1,2} = 10^{-6}$, $\mathrm{Re}\,\varepsilon^{(1)}_{1,2} = 10^{-7}$, $\mathrm{Im}\,\varepsilon^{(1)}_{1,2} = 0$, толщина слоя ХЖК $d = 20$ мкм, $b = 2\pi/d$. Знак круговой поляризации падающей световой волны обратен знаку спиральности среды. Стрелками указаны границы области дифракционного отражения в отсутствии гиперзвуковой волны.

Отметим, что теорию [8] можно применять не только в том случае, когда шаг спирали изменяется в пространстве из-за влияния гиперзвуковой волны, но также тогда, когда это изменение происходит под действием интенсивной световой волны, а также из-за влияния границ; в последнем случае необходимо, чтобы изменение шага спирали можно было аппроксимировать с помощью синусов или косинусов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ерицян О. С.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 449 (1981).
2. *Ерицян О. С.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 83 (1978); 13, 347 (1978).
3. *Ерицян О. С.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 251 (1977).
4. *Pincus P. S.* Appl. Phys., 31, 974 (1970).
5. *Каменский В. Г., Кац Е. И.* Оптика и спектроскопия, 45, 1106 (1978).
6. *Савченко О. Я.* Оптика и спектроскопия, 11, 223 (1961).
7. *Кац Е. И.* ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
8. *Ерицян О. С.* Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 344 (1976).

ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՀԵՏ ԼՈՒՅՍԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկվում են պարուրային միջավայրերում լույսի տարածման որոշ առանձնահատկություններ զրոյից տարբեր մագնիսական ընկալունակության, իզոտրոպ կետի, մագնիսական դաշտի և գերձայնային ալիքի առկայությամբ։ Քննարկված է նշված ալիքի ստրուկտուրան լուսային ալիքի երկարության համեմատությամբ շատ փոքր պարույրի քայլերի դեպքում։ Բերված են որոշ արդյունքներ պարույրի քայլի կոորդինատային կախումը հաշվի առնելու վերաբերյալ։

SOME FEATURES OF THE PROCESS OF INTERACTION OF LIGHT WITH HELICAL MEDIA

H. S. ERITSYAN

The interaction of light with helical media in the presence of external magnetic field, a hypersonic wave, as well as of the isotropic point and non-zero components of magnetic susceptibility tensor is discussed.