

АНОМАЛЬНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА В СЛУЧАЙНЫХ СРЕДАХ

В. Л. Кузьмин^{a*}, *И. В. Меглинский*^{b,c**}

^a Санкт-Петербургский торгово-экономический институт
194021, Санкт-Петербург, Россия

^b Jack Dodd Centre for Quantum Technology
University of Otago, New Zealand

^c Саратовский государственный университет
410026, Саратов, Россия

Поступила в редакцию 9 октября 2009 г.

Исследуется зависимость интенсивности света, рассеянного назад слоем случайно-неоднородной среды, от поляризации падающего света и размера рассеивателей. В рамках численного моделирования показано, что направление вращения плоскости поляризации рассеянного света различно в системах с мелко- и крупномасштабными неоднородностями. Впервые показано, что эффект зависимости знака остаточной циркулярной поляризации от размера рассеивателей может наблюдаться в системах с фазовой функцией Хеней – Гринштейна, используемой при моделировании биотканей. Аналогичный аномальный поляризационный эффект, состоящий в изменении направления вращения плоскости поляризации обратнорассеянного света с ростом угла рассеяния, обнаружен при исследовании когерентной составляющей обратного рассеяния. Указанные поляризационные эффекты обнаружены в обратном рассеянии оптически активными средами.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время повышенный интерес вызывает изучение распространения и рассеяния поляризованного света в случайно-неоднородных средах [1–7]. Диагностика непрозрачных систем с помощью поляризованного света более информативна, нежели при использовании неполяризованного света. Поляризованный свет, претерпевший многократное рассеяние в случайной среде, содержит информацию о ее внутренней структуре, размерах и распределении по размерам рассеивающих частиц, их концентрации и диэлектрических свойствах. Эти данные востребованы в широком круге задач от биомедицинских приложений до физики атмосферы [8–16].

Ранее было показано, что при распространении циркулярно-поляризованного света в случайной среде с крупномасштабными неоднородностями наблюдается эффект поляризационной памяти, состоящий

в том, что хаотизации заданной поляризации света требует значительно большего числа актов рассеяния, нежели хаотизации по направлению [17–21]. В работах [22, 23] был открыт эффект зависимости остаточной поляризации и, в частности, зависимости направления вращения плоскости поляризации, или знака киральности света от размера рассеивателей. Это явление, связанное с изменением знака киральности, или флип-эффект, было экспериментально обнаружено при исследовании обратного рассеяния в геометрии с разделенными узкими пучками входящих и выходящих плоских волн [23].

В случае рассеяния назад, по аналогии с зеркальным отражением, естественно ожидать, что детектируемый свет в основном будет содержать кросс-поляризованную компоненту, поскольку направление вращения вектора поляризации связано с направлением волнового вектора. Такое доминирование кросс-поляризованной компоненты в обратнорассеянном свете действительно имеет место для систем с рассеивателями, размер которых значительно меньше длины волны. Однако в средах с крупномас-

*E-mail: Kuzmin_vl@mail.ru

**E-mail: igor@physics.otago.ac.nz

штабными неоднородностями, размер рассеивателей в которых порядка или больше длины волны, доминирующей неожиданно оказывается кополяризованная компонента.

Такой аномальный поляризационный эффект был объяснен свойствами фазовой функции Ми. В приложениях, однако, и в особенности в моделировании биомедицинских объектов, для которых представление о рассеянии на сферах Ми является нереалистичным, в качестве модельной фазовой функции используется функция Хеней–Гринштейна [24]. В настоящей работе рассчитана интенсивность обратного рассеяния поляризованного излучения для сред, в которых анизотропия рассеяния описывается с помощью фазовой функции Хеней–Гринштейна. Сделан вывод, что эффект зависимости направления вращения плоскости поляризации от размера неоднородностей является универсальным и наблюдается независимо от вида фазовой функции. Мы впервые показываем, что этот эффект наблюдается и в оптически активных, или гиротропных средах.

Наличие гиротропии должно приводить к скорейшей деполаризации, поскольку поворот плоскости поляризации зависит от длины оптического пути, которая является случайной величиной в условиях многократного рассеяния. Однако это оказалось справедливо только в случае линейной поляризации; в случае круговой поляризации в гиротропной системе продолжает наблюдаться аномальный эффект зависимости направления вращения плоскости поляризации от размера рассеивателей.

Циркулярно-поляризованный свет приводит также к специфическому поведению когерентного обратного рассеяния [18, 19]. В настоящей работе мы показываем, что в обратном рассеянии с учетом когерентной составляющей в системах с крупномасштабными неоднородностями наблюдается переход от преимущественно кополяризованного света к кросс-поляризованному, т. е. происходит изменение направления вращения плоскости поляризации с ростом угла рассеяния. Мы исследовали также особенности обратного когерентного рассеяния циркулярно-поляризованного света в оптически активных средах. Мы обнаружили, что переход от ко-кросс-поляризации в таких средах наблюдается в угловой зависимости даже в случае слоев толщиной порядка одной транспортной длины.

В задачах многократного рассеяния электромагнитного поля в случайных средах широко используется метод Монте-Карло (МК) [2, 3, 5, 18, 25, 26]. В предложенной нами процедуре [7, 27] вначале реализуется МК-моделирование для скалярного поля, за-

тем явно вычисляется вектор поляризации электромагнитного поля вдоль случайной траектории, построенной для скалярного поля. Поскольку моделирование фактически состоит в стохастическом расчете членов ряда по кратностям рассеяния уравнения Бете–Солпитера, развитая техника моделирования позволяет апробировать численные результаты [27] путем непосредственного сравнения с точными результатами [28–30].

Работа построена следующим образом. В разд. 2 описан перенос поляризованного излучения в случайной среде в рамках уравнения Бете–Солпитера. В разд. 3 приведены результаты моделирования обратного рассеяния для неограниченной волны. В разд. 4 получены данные для геометрии с разделенными пучками падающего и рассеянного излучения. В разд. 5 представлены результаты моделирования обратного рассеяния с учетом когерентной составляющей. Заключение представлено в разд. 6.

2. ПЕРЕНОС ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНОЙ СРЕДЕ

Спектральная составляющая поля $\mathbf{E}_{rand}(\mathbf{r})$ в случайной среде описывается волновым уравнением

$$\mathbf{E}_{rand}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{r}_1 \hat{T}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \delta\varepsilon(\mathbf{r}_1) \mathbf{E}_{rand}(\mathbf{r}_1). \quad (2.1)$$

Здесь $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ — компонента падающего поля в точке \mathbf{r} на частоте ω ,

$$\hat{T}_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} (\hat{I}k_0^2 + \nabla \otimes \nabla) \frac{\exp(ik_0 r)}{r} \quad (2.2)$$

— полевая функция Грина в однородной среде без рассеивателей с диэлектрической проницаемостью ε_0 , $\delta\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - \varepsilon_0$, $\varepsilon(\mathbf{r})$ — диэлектрическая проницаемость случайной среды, $k_0 = \varepsilon_0^{-1/2} \omega/c$, c — скорость света, \hat{I} — единичная матрица.

Итерируя волновое уравнение (2.1), представим $\mathbf{E}_{rand}(\mathbf{r})$ в виде ряда по степеням $\delta\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - \varepsilon_0$:

$$\mathbf{E}_{rand}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(4\pi)^n} \int \prod_{i=1}^n d\mathbf{r}_i \delta\varepsilon(\mathbf{r}_i) \times \hat{T}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \dots \hat{T}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_1). \quad (2.3)$$

Среднее по конфигурациям рассеивателей произведения флуктуации поля $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{rand}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ на комплексно-сопряженное дает интенсивность рассеянного излучения

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle \propto \langle \delta\mathbf{E}^*(\mathbf{r}) \delta\mathbf{E}(\mathbf{r}) \rangle. \quad (2.4)$$

В общем случае среднее произведение пары полей определяет полевую корреляционную функцию.

При статистическом усреднении по конфигурациям рассеивателей отдельные члены квадратичной формы ряда (2.3) и его комплексно-сопряженного содержат многочастичные корреляционные функции диэлектрической проницаемости $\langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}_1) \dots \delta\varepsilon(\mathbf{r}_n) \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_1) \dots \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_m) \rangle$. В рассматриваемых средах, включая биоткани, выполняется условие слабого рассеяния $\lambda \ll l$, где λ — длина волны, а l — средняя длина свободного пробега фотона. В результате хаотизации по разности фаз, возникающей при многократном рассеянии, практически выживает только некогерентная (лестничная в диаграммных терминах) составляющая, описывающая последовательности актов рассеяния полей $\delta\mathbf{E}$ и $\delta\mathbf{E}^*$ на одной и той же последовательности флуктуаций,

$$\begin{aligned} \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}_1) \dots \delta\varepsilon(\mathbf{r}_n) \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_1) \dots \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_m) \rangle_L = \\ = \delta_{nm} \prod_{i=1}^n \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}_i) \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_i) \rangle. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Представим некогерентную (лестничную) составляющую прямого произведения рассеянных полей на большом расстоянии r_0 от рассеивающего объема до детектора в виде

$$\begin{aligned} \langle \delta E_{\beta_2}^*(\mathbf{r}) \delta E_{\beta_1}(\mathbf{r}) \rangle_L = \\ = r_0^{-2} S L_{\beta_2 \beta_1 \alpha_2 \alpha_1}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) E_{\alpha_2} E_{\alpha_1}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где β_2 и β_1 — индексы поляризации рассеянных детектируемых полей $\delta\mathbf{E}^*(\mathbf{r})$ и $\delta\mathbf{E}(\mathbf{r})$, α_2 и α_1 — индексы поляризации пары входящих полей до рассеяния со средней амплитудой \mathbf{E} , S — площадь, с которой собирается рассеянное излучение, \mathbf{k}_f и \mathbf{k}_i — волновые векторы рассеянной и падающей волн. Тензор $L_{\beta_2 \beta_1 \alpha_2 \alpha_1}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ описывает преобразование в результате многократного рассеяния комплексно-сопряженной пары падающих волн с поляризациями α_1 и α_2 и волновым вектором \mathbf{k}_i в пару рассеянных полей с поляризациями β_1 и β_2 и волновым вектором \mathbf{k}_f и может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} \hat{L}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \hat{P}'(\mathbf{k}_f) \otimes \hat{P}(\mathbf{k}_f) \int d\mathbf{r}_f \int d\mathbf{r}_i \times \\ \times \exp(-\mu_f z_f - \mu_i z_i) \times \\ \times \hat{\Gamma}(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}_i | \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) \hat{P}'(\mathbf{k}_i) \otimes \hat{P}(\mathbf{k}_i), \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\hat{P}(\mathbf{k}) = \hat{I} - \mathbf{k} \otimes \mathbf{k} / k^2$ — проекционный оператор, выделяющий поперечную составляющую вектора, операторы без штриха действуют на поле \mathbf{E} , со

штрихом — на поле \mathbf{E}^* , $\mu_f^{-1} = l \cos \theta_f$, $\mu_i^{-1} = l \cos \theta_i$, θ_i и θ_f — углы падения и обратного рассеяния, z — координата, перпендикулярная границе среды. Тензор $\hat{\Gamma}(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}_i | \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ описывает перенос излучения из точки \mathbf{r}_i в точку \mathbf{r}_f и удовлетворяет уравнению Бете–Солпитера, которое в приближении слабого рассеяния можно представить в виде

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}_i | \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = (G_R / l_s) p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) \delta(\mathbf{r}_f - \mathbf{r}_i) \hat{I} + \\ + (G_R / l_s) \int d\mathbf{r}_j p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_j) \hat{\Lambda}(\mathbf{r}_f - \mathbf{r}_j) \times \\ \times \hat{\Gamma}(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_i | \mathbf{k}_j, \mathbf{k}_i), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i)$ — фазовая функция, описывающая анизотропию однократного рассеяния,

$$G_R = 2(1 + \overline{\cos^2 \theta})^{-1}$$

— рэлеевский множитель,

$$\overline{\cos^2 \theta} = \int d\Omega_f p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) \cos^2 \theta_f$$

— средний квадрат косинуса угла рассеяния, $\int d\Omega_f$ означает интегрирование по ориентациям вектора \mathbf{k}_f , тензор

$$\hat{\Lambda}(\mathbf{r}) = \hat{P}'(\mathbf{r}) \otimes \hat{P}(\mathbf{r}) \Lambda_0(r) \quad (2.9)$$

представляет собой прямое произведение двух комплексно-сопряженных функций Грина в приближении дальней зоны и описывает перенос излучения между двумя последовательными актами рассеяния, $\Lambda_0(r) = \exp(-r/l)r^{-2}$. Длина рассеяния l_s в рассматриваемом случае слабопоглощающих сред совпадает со средней длиной свободного пробега фотона, или длиной экстинкции $l_s \approx l$. Как правило, при моделировании рассеяния света в биотканях используется фазовая функция Хеней–Гринштейна [24]

$$p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{[1 + g^2 - 2g(\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{k}_i)k^{-2}]^{3/2}}. \quad (2.10)$$

Она описывает зависимость сечения рассеяния от угла рассеяния и содержит один параметр

$$g = \overline{\cos \theta} = \int d\Omega_f p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) \cos \theta_f \quad (2.11)$$

— средний косинус угла рассеяния.

Малые значения параметра анизотропии $g = \overline{\cos \theta}$ соответствуют рэлеевскому типу рассеяния на системе точечных рассеивателей, тогда как большие значения, $1 - g \ll 1$, соответствуют рассеянию

в среде, размер рассеивающих частиц в которой порядка или больше длины волны зондирующего излучения.

Рассматривается нормальное падение оптического излучения на полубесконечную среду ($z \geq 0$) в декартовой системе координат xyz . В определении (2.6) величина $r_0^{-2}S$ представляет собой телесный угол, в котором регистрируется рассеянное излучение. Таким образом, с точностью до множителя $(4\pi)^{-1}c$ компоненты тензора $\hat{L}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ представляют собой интенсивность рассеяния для различных сочетаний поляризаций падающего и рассеянного излучения в единицу телесного угла для случая падения излучения с единичной амплитудой. Интенсивность рассеяния падающего линейно-поляризованного вдоль оси x излучения описывается поляризованной, или кополяризованной ($I_{\parallel} = L_{xxxx}$) и деполаризованной, или кросс-поляризованной ($I_{\perp} = L_{yyxx}$) составляющими; здесь аргументы \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f опущены для краткости. Соответственно, круговые кросс- и кополяризованные компоненты могут быть представлены в виде [31]:

$$I_{cross} = \frac{1}{2}(L_{xxxx} + L_{yyxx} + L_{yxyx} - L_{xyyx}), \quad (2.12)$$

$$I_{co} = \frac{1}{2}(L_{xxxx} + L_{yyxx} - L_{yxyx} + L_{xyyx}). \quad (2.13)$$

3. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ОТ СЛОВ НЕГИРОТРОПНОЙ И ГИРОТРОПНОЙ СРЕД

В методе МК многократные интегралы, возникающие при итерировании уравнения Бете–Солпитера (2.8), вычисляются как статистические средние по случайной выборке последовательности пространственных переменных, интерпретируемых как траектория фотона. В результате тензор $\hat{L}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ может быть представлен в виде суммы по кратностям рассеяния,

$$\hat{L}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \sum_n \hat{L}_n(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i), \quad (3.1)$$

где $\hat{L}_n(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ представляет вклад всевозможных траекторий, содержащих n актов рассеяния как статистическое среднее по выборке из N_{ph} падающих «фотонов»:

$$\hat{L}_n(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{N_{ph}} \sum_{i=1}^{N_{ph}} W_n^{(i)} \hat{M}'(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i) \otimes \hat{M}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i) \exp(-z_n^{(i)}/l \cos \theta_f). \quad (3.2)$$

Здесь $W_n^{(i)}$ и $z_n^{(i)}$ — соответственно статистический вес и расстояние до границы среды i -го фотона после n актов рассеяния.

Статистический вес $W_n^{(i)}$ определяется вкладом цепочки интегралов $\int d\mathbf{r}_j \Lambda_0(\mathbf{r}_{j+1} - \mathbf{r}_j) p(\mathbf{q}_j)$, где \mathbf{q}_j — изменение волнового вектора в j -м акте рассеяния. Путем замены переменной интегрирования $r_j = -l \ln \xi_j$ пространственный интеграл по бесконечному интервалу превращается в интеграл по конечному интервалу $[0, 1]$:

$$\int_0^{\infty} r_j^2 dr_j \Lambda_0(r_j) = \int_0^1 d\xi_j.$$

Получаемый интеграл вычисляется как статистическое среднее по выборке величин ξ_i , задаваемых с помощью датчика случайных чисел. Интегралы по полярным углам также вычисляются как выборочное среднее по случайным величинам v_j ,

$$2\pi \int_{-1}^{v_j} p(\cos \theta_j) d(\cos \theta_j) = v_j,$$

равномерно распределенным на интервале $[0, 1]$, где $p(\cos \theta_j) = p(\mathbf{q}_j)$ — фазовая функция.

При моделировании распространения электромагнитного поля необходимо также проследить за преобразованием начального состояния поляризации, описываемым тензорным оператором $\hat{M}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i)$ вдоль каждой фотонной траектории. Цепочка операторов — тензоров второго ранга

$$\hat{M}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i) = \hat{P}(\mathbf{k}_f) \prod_{j=2}^{\infty} \hat{P}(\mathbf{k}_{j,j-1}) \hat{P}(\mathbf{k}_i), \quad (3.3)$$

преобразует падающее поле вдоль траектории, содержащей n актов рассеяния в точках $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$, на каждом шаге; волновой вектор $\mathbf{k}_{j,j-1} = k(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j-1})/|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j-1}|$ описывает распространение волны между двумя последовательными актами рассеяния. Тензор $\hat{M}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i)$ действует на поле \mathbf{E} , а $\hat{M}'(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i)$ — на поле \mathbf{E}^* .

Моделирование распространения электромагнитного поля обычно реализуется посредством наблюдения за изменением вектора Стокса. В рамках нашего метода мы рассчитываем вектор поляризации рассеянной волны путем последовательных преобразований вектора поляризации падающей волны, опреде-

ляемых тензором $\hat{M}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i)$, вдоль каждой траектории. В случае циркулярной поляризации прослеживается преобразование двух ортогональных векторов поляризации, сдвинутых относительно друг друга по фазе на четверть длины волны.

На основе описанного метода мы рассчитали интенсивности обратнорассеянного линейно- и циркулярно-поляризованного света в зависимости от толщины T образца. Расчеты проводились для двух систем: рэлеевской системы точечных рассеивателей с параметром анизотропии $g = 0$ и системы с крупномасштабными неоднородностями, $g = 0.9$.

Полученные значения для рассеяния от слоев толщиной $T = l^*$ и $T = 10l^*$ ($l^* = l/(1-g)$ — транспортная длина), а также для полубесконечной системы, $T \rightarrow \infty$, приведены в таблице, где представлены значения интенсивности рассеянного назад излучения с заданной поляризацией в зависимости от толщины слоя.

Для системы точечных частиц полученные результаты хорошо согласуются с известными теоретическими значениями, вычисленными в рамках точного решения Милна, обобщенного на случай электромагнитного поля [28, 30]. Так, для остаточной поляризации мы получили значения $I_{\perp}/I_{\parallel} = 0.516$ и $I_{co}/I_{cross} = 0.616$ в очень хорошем согласии с теоретическими данными $(I_{\perp}/I_{\parallel})_{theor} = 0.517$ и $(I_{co}/I_{cross})_{theor} = 0.617$ (см. [32, табл. 14.5.1]. Абсолютные значения $I_{\parallel} = 3.04$ и $I_{\perp} = 1.57$ (в единицах $(4\pi)^{-2}c|E|^2$) для рэлеевского рассеяния также в пределах статистической ошибки совпадают с теоретическими $I_{\parallel}^{theor} = 3.0326\dots$ и $I_{\perp}^{theor} = 1.56\dots$

Характерным пространственным параметром при описании диффузии света в случайно-неоднородных средах является транспортная длина l^* [33]. Видно, что толщина слоя, начиная с которой можно говорить о диффузионном режиме, действительно определяется транспортной длиной вне зависимости от степени анизотропии рассеяния. В обеих рассматриваемых системах при толщинах порядка десяти транспортных длин интенсивность рассеянного излучения составляет примерно 80% от предельных значений для полубесконечной среды. Характерная длина деполяризации совпадает с l^* и одинакова для линейной и циркулярной поляризаций, что и предсказывалось в рамках диффузионной теории для фазовой функции Хеней–Гринштейна [19].

Видно, что из-за вкладов рассеяния низших порядков в обратном рассеянии сохраняется остаточная поляризация рассеянного излучения даже в случае полубесконечной среды. Для систем с низкой анизотропией индикатрисы вкладов низших крат-

стей более заметны, что приводит к более высокой степени остаточной поляризации.

Для системы крупных рассеивателей, $g = 0.9$, степень остаточной поляризации намного меньше. При этом в случае циркулярной поляризации рассеянный свет деполяризован сильнее, что оправдывает использование модели скалярного поля при описании результатов, полученных для излучения с циркулярной поляризацией.

Таким образом, при рассеянии монохроматической плоской волны, неограниченной в поперечном сечении, наблюдается ожидаемая картина: в случае линейной поляризации доминирует кополяризованная компонента, а в случае циркулярной — кросс-поляризованная, как и следует ожидать из простых физических соображений, основанных на представлении о зеркальном отражении от среды, для любой анизотропии рассеяния и любой толщины слоя.

На основе развитого метода мы рассчитали также интенсивность обратнорассеянного излучения в гиротропной среде. Функция Грина такой среды в дальнейшей зоне может быть представлена в виде [34, 35]

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left[P_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{fr}{2}\right) - e_{\alpha\beta\gamma} \frac{r_{\gamma}}{r} \sin\left(\frac{fr}{2}\right) \right] \frac{\exp(ikr)}{r}, \quad (3.4)$$

где f — коэффициент гиротропии, определяющий скорость поворота плоскости поляризации, $e_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор Леви-Чивиты третьего ранга, величина $fr/2$ определяет поворот плоскости поляризации поля на длине оптического пробега r .

Таким образом, при моделировании рассеяния в гиротропной среде в цепочке операторов (3.3) следует сделать замену оператора проектирования:

$$P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{j,j-1}) \rightarrow P_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{j,j-1}) \cos\left(\frac{f|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j-1}|}{2}\right) - e_{\alpha\beta\gamma} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j-1})_{\gamma}}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j-1}|} \sin\left(\frac{f|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j-1}|}{2}\right). \quad (3.5)$$

При моделировании выбрано большое значение коэффициента гиротропии, $f = 10^{-3}k$, типичное для холестерика. Для иллюстрации влияния оптической активности на обратное рассеяние поляризованного света мы пренебрегли влиянием двулучепреломления, характерного для жидкокристаллической среды. Поворот плоскости поляризации, обусловленный гиротропией среды, зависит от длины оптического пути. Мы выбрали значение $l = 50$ мкм. В случае меньших длин экстинкции (порядка нескольких микрометров) гиротропный эффект отсутствует.

Таблица. Интенсивность в единице телесного угла, $I = I_{\perp} + I_{\parallel}$ (в единицах $(4\pi)^{-2}c|\mathbf{E}|^2$), и степень остаточной поляризации рассеянного назад света с заданной поляризацией для слоев толщиной $T = l^*$ и $T = 10l^*$, а также для полубесконечной среды ($T \rightarrow \infty$). Для сравнения для рэлеевской системы приведены теоретические данные, полученные в рамках обобщения решения Милна для полупространства

| T | I | | I_{\perp}/I_{\parallel} | | I_{co}/I_{cross} | |
|---------------------|---------|-----------|---------------------------|-----------|--------------------|-----------|
| | $g = 0$ | $g = 0.9$ | $g = 0$ | $g = 0.9$ | $g = 0$ | $g = 0.9$ |
| l^* | 1.449 | 0.954 | 0.150 | 0.369 | 0.250 | 0.627 |
| $10l^*$ | 3.93 | 3.620 | 0.455 | 0.740 | 0.563 | 0.908 |
| ∞ | 4.61 | 4.40 | 0.516 | 0.81 | 0.616 | 0.95 |
| Теория [28, 30, 32] | 4.59 | — | 0.517 | — | 0.617 | — |

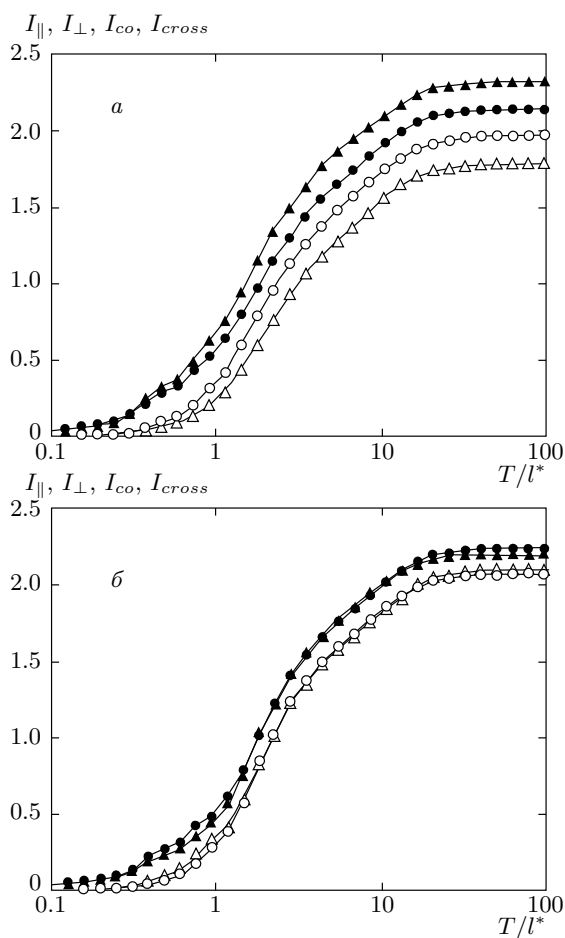


Рис. 1. Интенсивности обратнорассеянного поляризованного света (в единицах $(4\pi)^{-2}c|\mathbf{E}|^2$) в зависимости от толщины слоя T (в единицах l^*) в негиротропной ($f = 0$) и гиротропной ($f = 0.001$) средах (параметр анизотропии рассеяния $g = 0.9$): \blacktriangle — линейная кополяризованная компонента I_{\parallel} ; \triangle — линейная деполаризованная компонента I_{\perp} ; \bullet — I_{cross} ; \circ — I_{co}

На рис. 1 представлены компоненты интенсивности света, рассеянного назад в гиротропной и негиротропной средах с высокой степенью анизотропии рассеяния ($g = 0.9$) в зависимости от толщины слоя. Отметим, что полная интенсивность в гиротропном случае примерно на пять процентов превышает полную интенсивность обратного рассеяния негиротропной средой с теми же оптическими параметрами.

4. ГЕОМЕТРИЯ С ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗДЕЛЕННЫМИ ПУЧКАМИ ПАДАЮЩЕГО И РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Результаты, представленные в предыдущем разделе, описывают обратное рассеяние в случае бесконечного поперечного сечения фронта волны. При этом эффект перехода от кросс-поляризации к кополяризации не наблюдается. Экспериментально этот эффект перехода от преимущественно циркулярно кросс-поляризованного к преимущественно кополяризованному, условно называемый эффектом поляризационной памяти [17], наблюдался для геометрии эксперимента с пространственно-разнесенными пучками падающего и детектируемого излучения [23]. Мы выполнили расчеты для такой геометрии.

На рис. 2 представлены значения интенсивности поляризованного излучения, отнесенные к суммарной интенсивности, $I = I_{\parallel} + I_{\perp} = I_{cross} + I_{co}$ как функции расстояния d между падающим и детектируемым пучками в единицах транспортной длины рассеяния $l^* = l(1 - g)^{-1}$. Предполагается, что поперечные размеры пучков падающего и обратнорассеянного света меньше транспортной длины. Из рис. 2 видно, что линейно-поляризованный свет в

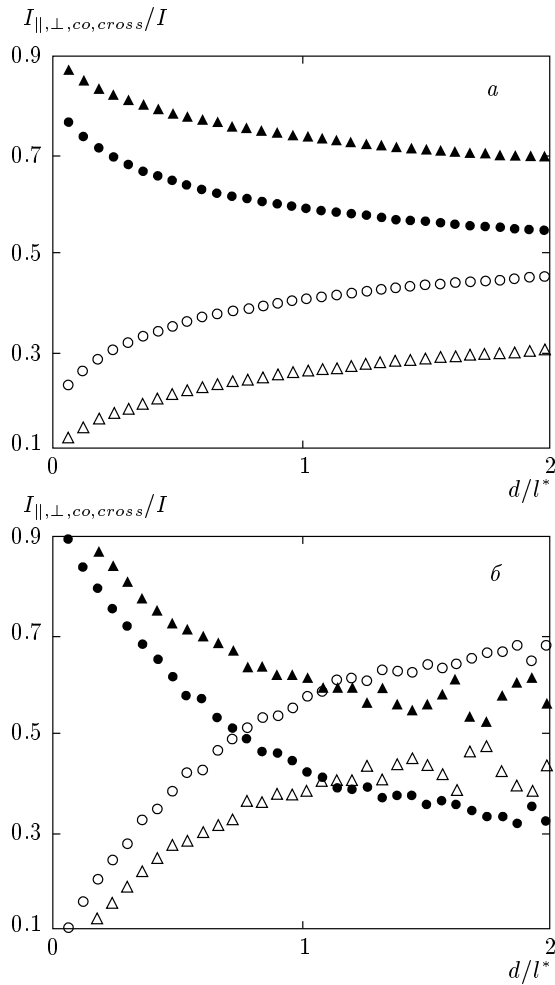


Рис. 2. Относительные величины интенсивностей ко- и кросс-поляризованных компонент обратного рассеянного света в зависимости от расстояния между входящими и выходящими тонкими пучками: *a* — среда с мелкомасштабными неоднородностями ($g = 0$); *b* — с крупномасштабными ($g = 0.9$). Обозначения те же, что и на рис. 1; среда негиротропна ($f = 0$)

системах с мелкомасштабными и крупномасштабными неоднородностями ведет себя одинаково: линейно-поляризованная составляющая I_{\parallel} превосходит деполаризованную I_{\perp} .

В случае циркулярной поляризации картина для двух рассматриваемых систем радикально меняется. Для рэлеевского рассеяния ($g = 0$) круговая кросс-поляризованная составляющая I_{cross} превосходит кополяризованную I_{co} . Для системы с крупномасштабными неоднородностями на малых по сравнению с транспортной длиной расстояниях d соотношение между ко- и кросс-компонентами такое

же в соответствии с представлением о зеркальном отражении назад. Однако на расстояниях порядка транспортной длины и более ($d \gtrsim l^*$) наблюдается аномальный эффект сохранения знака направления вращения плоскости поляризации, или эффект поляризационной памяти, кополяризованная компонента начинает превосходить кросс-поляризованную. Пусть падает свет с правой циркулярной поляризацией. Видно, что при расстояниях $d \ll l^*$ в обратнорассеянном излучении в основном преобладает левосторонняя поляризация, что объясняется просто поворотом волнового вектора, но на расстояниях порядка и более транспортной длины преобладает правосторонняя поляризация. На расстояниях порядка двух транспортных длин вклад правосторонней поляризации примерно в два раза превышает вклад левосторонней. Таким образом, для любых расстояний d и малого размера рассеивателей в случае падающего излучения с правосторонней поляризацией в обратнорассеянном излучении доминирует левосторонняя поляризация. В то же время в случае системы больших частиц и больших в сравнении с l^* расстояний между источником и детектором доминирующей оказывается правосторонняя поляризация. Обращение поляризации наблюдается при учете конечного числа актов рассеяния m (порядка нескольких десятков актов). Для больших значений m разница между ко- и кросс-поляризационными составляющими оказывается порядка статистической ошибки наблюдения уже при $d \sim l^*$.

Указанный переход от доминантного кросс-поляризованного обратного рассеяния для систем с мелкомасштабными рассеивателями к доминантному кополяризованному в системе с крупномасштабными рассеивателями наблюдался в работе [23] и был объяснен особенностями рассеяния Ми. В представленных нами результатах такой эффект получен для систем с фазовой функцией Хеней–Гринштейна.

На рис. 3 представлены результаты для обратного рассеяния в оптически активных средах в геометрии с разделенными падающим и рассеянным пучками излучения.

Наличие гиротропии приводит к повороту плоскости поляризации. Поскольку величина поворота прямо пропорциональна длине оптического пути, а в режиме многократного рассеяния длина оптического пути — величина случайная, в результате гиротропия приводит к увеличению скорости и степени деполаризации. Действительно, в случае рэлеевской системы точечных рассеивателей наблюдается полная деполаризация на расстояниях между областями входа и выхода излучения порядка двух длин экс-

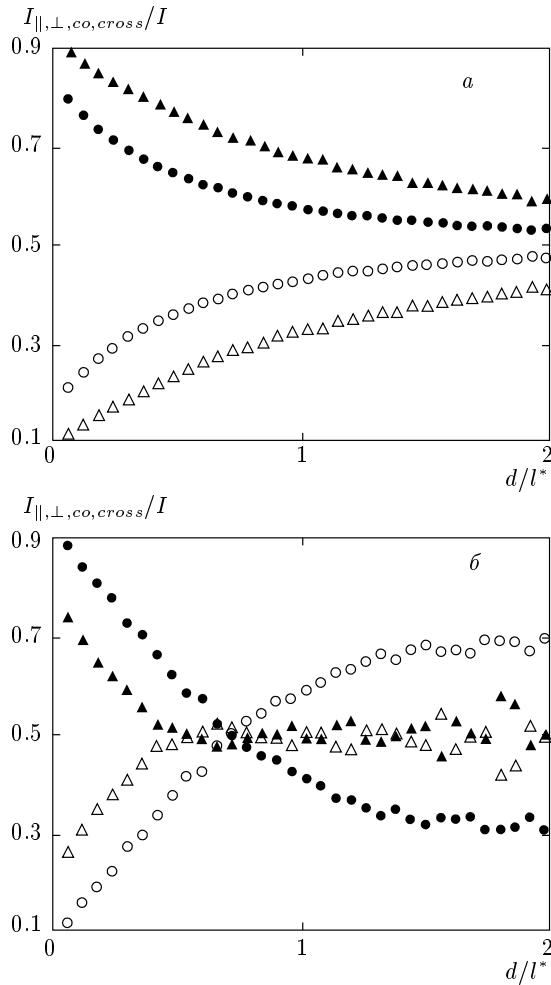


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для гиротропной среды ($f = 0.001$)

тинкции. Остаточная поляризация, тем не менее, наблюдается при малых расстояниях благодаря большому весу низших кратностей, с детерминированной величиной оптического пути. То же справедливо для линейно-поляризованного света в системах с сильноанизотропным рассеянием. При этом деполаризация начинается со значительно меньших расстояний, чем в случае оптически изотропной среды. Тем удивительнее оказывается резко выраженный эффект поляризационной памяти в оптически активных средах в случае циркулярной поляризации.

Таким образом, наличие гиротропии делает поляризационные эффекты в системе с крупномасштабными неоднородностями еще более выразительными, несмотря на многократное рассеяние: в то время как в случае линейной поляризации свет становится полностью деполаризованным практически на лю-

бых расстояниях между источником и детектором, в случае круговой поляризации наблюдается ярко выраженный эффект изменения направления вращения плоскости поляризации с ростом расстояния между источником и приемником.

5. ОБРАТНОЕ КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

При углах, близких к углам обратного рассеяния, наряду с некогерентной (лестничной) составляющей следует учитывать также интерференционную (циклическую) составляющую [36], обусловленную вкладами в корреляционную функцию диэлектрической проницаемости вида

$$\begin{aligned} \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}_1) \dots \delta\varepsilon(\mathbf{r}_n) \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_1) \dots \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_m) \rangle_C = \\ = \delta_{nm} \prod_{i=1}^n \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}_i) \delta\varepsilon^*(\mathbf{r}'_{n-i+1}) \rangle. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Физически это среднее описывает процесс, в котором поля \mathbf{E} и \mathbf{E}^* рассеиваются на одной и той же последовательности рассеивателей, обходя их в противоположных направлениях.

Эти интерференционные вклады, известные как когерентное обратное рассеяние, представляются в виде циклических диаграмм. Циклическая диаграмма может быть получена из лестничной путем перестановки волновых векторов $\mathbf{k}_f \leftrightarrow \mathbf{k}_i^*$ и поляризационных индексов падающего и рассеянного комплексно-сопряженных полей [33]. В частности, при рассеянии строго назад, $\mathbf{k}_f = -\mathbf{k}_i$, вклад циклических диаграмм может быть выражен через вклад лестничных диаграмм, $C_{\beta_2\beta_1\alpha_2\alpha_1}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) = L_{\alpha_2\beta_1\beta_2\alpha_1}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i)$, за вычетом вклада однократного рассеяния. В результате для обратного когерентного рассеяния (CBS) в случае линейной поляризации для поляризованной и деполаризованной компонент получаем соответственно выражения

$$\begin{aligned} I_{||}^{CBS}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) = \\ = L_{xxxx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) - I^{single}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) \end{aligned} \quad (5.2)$$

и

$$I_{\perp}^{CBS}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) = L_{xyyx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i). \quad (5.3)$$

В случае циркулярной поляризации для кросс-поляризованной и кополяризованной компонент получаем

$$I_{cross}^{CBS}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{2} [L_{xxxx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) - L_{yyxx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) + L_{xyyx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i)] - I^{single}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) \quad (5.4)$$

и

$$I_{co}^{CBS}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{2} [L_{xxxx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) + L_{yyxx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) - L_{xyyx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) + L_{xyyx}(-\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i)]. \quad (5.5)$$

Вклад однократного рассеяния содержится только в компонентах L_{xxxx} и L_{yyxx} , и таким образом, он автоматически отсутствует в определении циркулярной кополяризованной компоненты когерентной составляющей обратного рассеяния.

Укажем на существенную особенность когерентной составляющей обратного рассеяния в случае циркулярной поляризации. Видно, что при рассеянии строго назад когерентная и некогерентная составляющие кополяризованных компонент обратного рассеяния совпадают, что должно приводить к возрастанию пика обратного рассеяния точно в два раза. В случае линейной поляризации такого удвоения нет из-за дополнительного вклада однократного рассеяния в некогерентную составляющую.

В общем случае $\mathbf{k}_f \neq -\mathbf{k}_i$ при переходе от лестничных функций к циклическим под интегралом в формуле (2.7) следует добавить множитель $\exp[i(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_1)_\perp(\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_i)_\perp]$, учитывающий зависимость от угла обратного рассеяния. В результате отдельные компоненты когерентного обратного рассеяния вычисляются как сумма по кратностям рассеяния,

$$\hat{C}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \sum_{n < n_{max}} \hat{C}^{(n)}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i), \quad (5.6)$$

где

$$C_{\beta_2\beta_1\alpha_2\alpha_1}^{(n)}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \frac{1}{N_{ph}} \sum_{i=1}^{N_{ph}} W_n^{(i)} \exp\left(-\frac{z_n^{(i)}}{l \cos \theta_f}\right) \times M_{\alpha_2\beta_2}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i) \times M_{\beta_1\alpha_1}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_{n,n-1}, \dots, \mathbf{k}_i) \times \cos[(\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_i)_\perp(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_1)_\perp]. \quad (5.7)$$

Характерную «треугольную» зависимость от угла рассеяния в узком угловом интервале $kl*\theta \lesssim 1$

содержат только компоненты L_{xxxx}^{CBS} и L_{yyxx}^{CBS} . Разность этих компонент, как и другие компоненты, представляют собой лоренцианы с шириной много большей ширины треугольного пика когерентного обратного рассеяния. Отсюда следуют основные характеристики поляризационной зависимости интенсивности обратного когерентного рассеяния. В некогерентном вкладе величина I_{\parallel} всегда превосходит I_{\perp} , а для циркулярной поляризации всегда $I_{cross} > I_{co}$. В когерентном интерференционном вкладе специфической угловой зависимостью, приводящей к удвоению интенсивности обратного рассеяния, обладает интенсивность I_{co}^{CBS} кополяризованного света, а интенсивность I_{cross}^{CBS} кросс-поляризованного света не содержит такой зависимости.

Таким образом, в случае линейной поляризации только кополяризованная составляющая I_{\parallel}^{CBS} содержит интерференционный пик обратного рассеяния; при этом полная интенсивность, т.е. сумма когерентного и некогерентного вкладов, поляризованного излучения всегда, при любых углах рассеяния, больше полной интенсивности кросс-, или деполаризованного излучения, $I_{\parallel} + I_{\parallel}^{CBS} > I_{\perp} + I_{\perp}^{CBS}$. В случае циркулярной поляризации и для рэлеевского рассеяния полная интенсивность кросс-поляризованного излучения превосходит полную интенсивность кополяризованного. Однако в системе с крупномасштабными неоднородностями, $1 - g \ll 1$, интенсивность кополяризованного излучения $I_{co} + I_{co}^{CBS}$ может превосходить полную интенсивность кросс-поляризованного излучения, $I_{co} + I_{co}^{CBS} > I_{cross} + I_{cross}^{CBS}$, в случае рассеяния на малые углы, поскольку с ростом анизотропии некогерентный вклад кополяризованного света по величине приближается к вкладу кросс-поляризованного, а интерференционный вклад удваивает полную интенсивность кополяризованного света. На больших углах рассеяния картина возвращается к нормальному виду. Таким образом, при некотором значении угла обратного рассеяния происходит смена доминанты: преимущественно кополяризованный свет при меньших углах становится преимущественно кросс-поляризованным.

На рис. 4 представлена угловая зависимость полной интенсивности рассеянного назад света с линейной и циркулярной поляризациями для двух рассматриваемых негиротропных сред с мелкомасштабными и крупномасштабными неоднородностями. Как видно из графиков, интенсивность кополяризованных компонент обратного рассеяния (I_{\parallel}^{CBS}

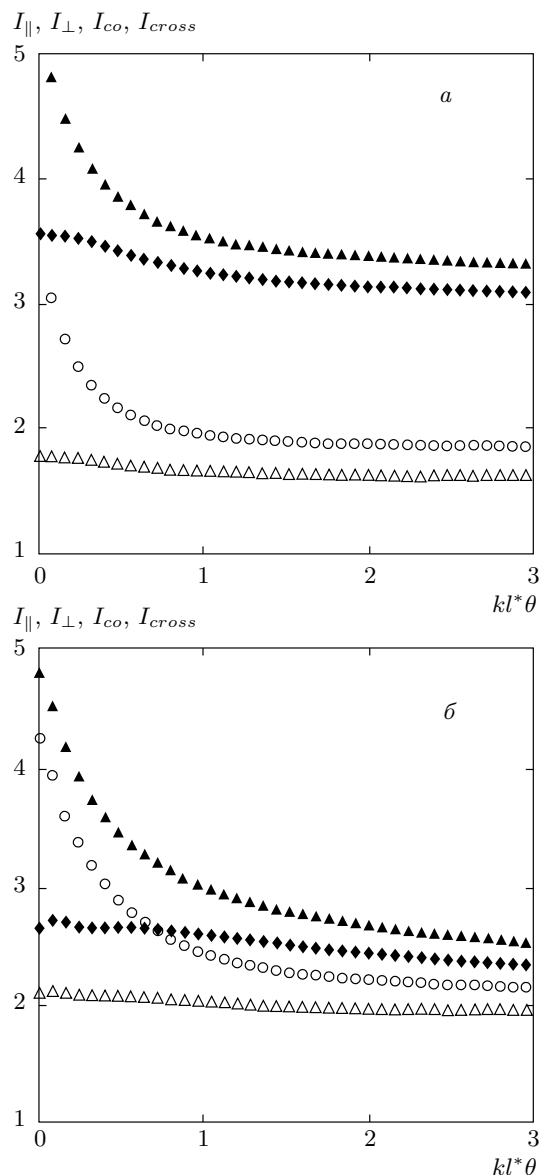


Рис. 4. Зависимости интенсивностей рассеяния поляризованных компонент от угла θ обратного рассеяния для негиротропных полубесконечных систем с рэлеевским, $g = 0$ (а), и с сильноанизотропным, $g = 0.9$ (б), рассеянием. Обозначения и единицы измерения те же, что на рис. 1

в случае линейной поляризации и I_{co}^{CBS} в случае циркулярной поляризации) описывается хорошо известной линейной зависимостью от угла обратного рассеяния в единицах $kl*\theta$ в согласии с диффузионной теорией. Для рэлеевского рассеяния ($g = 0$) циркулярная кросс-поляризованная компонента, не содержащая характерного пика когерентного обрат-

ного рассеяния, тем не менее превосходит кополяризованную. Однако в среде с крупномасштабными неоднородностями при малых углах кополяризованная компонента превосходит кросс-поляризованную за счет когерентного удвоения. С ростом угла рассеяния, при некотором его значении, происходит изменение направления вращения плоскости поляризации, поскольку когерентный вклад быстро убывает с ростом угла рассеяния.

Таким образом, в то время как в системах с мелкомасштабными неоднородностями направление вращения плоскости поляризации постоянно и не изменяется с ростом угла рассеяния, в системах с крупномасштабными неоднородностями наблюдается указанный эффект изменения направления вращения плоскости поляризации.

Мы рассчитали угловую зависимость интенсивности обратного рассеяния в оптически активных средах. В случае системы точечных частиц наличие гиротропии качественно не изменяет вида угловой зависимости, однако в системе с крупномасштабными неоднородностями гиротропия приводит к тому, что линии, соответствующие попарно кополяризованным компонентам и кросс-поляризованным компонентам, становятся более близкими, что дает возможность по виду кривых судить о величине гиротропии оптически непрозрачной системы.

Мы исследовали также зависимость вклада циклических диаграмм в интенсивность рассеянного света от толщины слоя. На рис. 5 приведены угловые зависимости интенсивности обратного рассеяния от тонкого слоя толщиной в одну транспортную длину, $T = l^*$.

Мы обнаружили, что с уменьшением толщины слоя эффект изменения направления вращения плоскости поляризации в оптически изотропных средах исчезает, в то время как в оптически активных средах он продолжает наблюдаться. Это связано с тем, что при малой толщине слоя в негиротропной среде свет еще не успевает деполаризоваться. Для циркулярно-поляризованного света это означает, что большая величина некогерентной компоненты приводит к доминированию кросс-поляризованного света во всем угловом диапазоне. В гиротропной среде свет успевает деполаризоваться даже на таких малых толщинах, некогерентные кополяризованная и кросс-поляризованная компоненты почти равны, и, таким образом, когерентное удвоение при рассеянии строго назад приводит к доминированию кополяризованной компоненты при малых углах и кросс-поляризованной компоненты при больших углах.

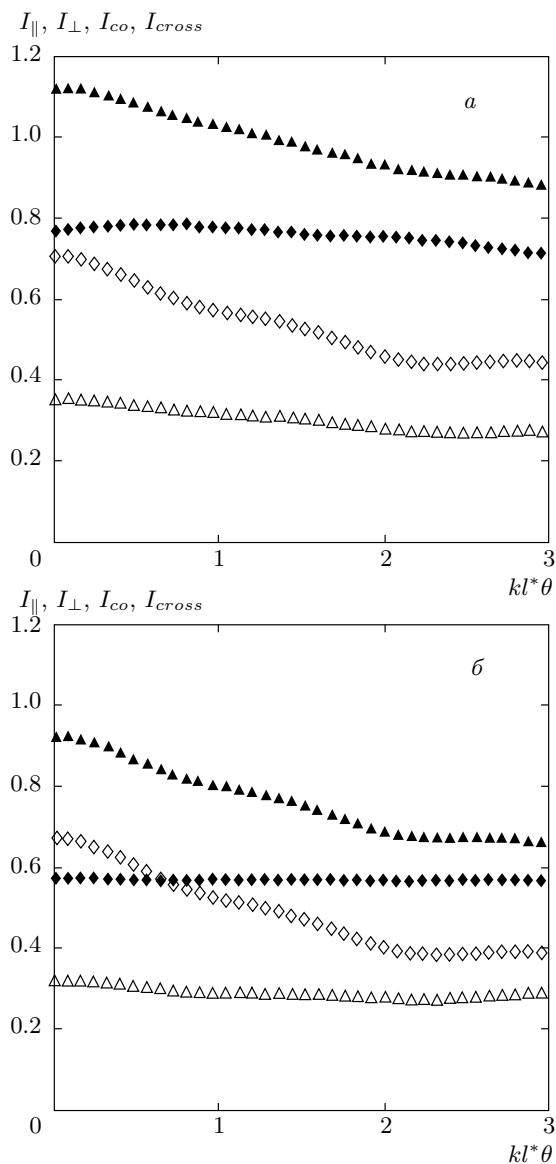


Рис. 5. Угловые зависимости интенсивностей обратного рассеяния поляризованных компонент для тонких слоев толщиной $T = l^*$ негиротропной, $f = 0$ (а), и гиротропной, $f = 0.001$ (б), систем; $g = 0.9$. Обозначения компонент и единицы измерения, как на рис. 1

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали, что при обратном рассеянии циркулярно-поляризованного света не только величина остаточной поляризации, но и направление вращения плоскости поляризации рассеянного излучения зависит от размера рассеива-

телей. При этом аномальное доминирование кополяризованной компоненты в обратном рассеянии реализуется в системах с большим размером рассеивателей независимо от вида фазовой функции.

На основе развитого подхода мы рассчитали интенсивность обратного рассеяния линейно- и циркулярно-поляризованного света для системы, описываемой фазовой функцией Хеней–Гринштейна. В случае геометрии с широким фронтом излучения соотношения между отдельными компонентами рассеянного света соответствуют тому, что следовало бы ожидать в случае зеркального отражения: для линейной поляризации поляризованная компонента всегда превосходит деполаризованную, а для круговой поляризации кросс-поляризованная превосходит кополяризованную вне зависимости от размера рассеивателей. Однако в случае геометрии с узкими пространственно-разделенными пучками падающего и рассеянного излучения картина остается такой же только в случае рассеяния на малых частицах: когда размеры рассеивателей больше длины волны, наблюдается эффект поляризационной памяти, состоящий в сохранении направления вращения круговой поляризации, кополяризованная компонента превосходит кросс-поляризованную, подобно эффекту, описанному ранее [22, 23]. Мы выполнили также расчеты интенсивности обратного рассеяния поляризованного света для оптически активной, или гиротропной среды. Примером такой среды является холестерический жидкий кристалл в изотропной фазе. И в этом случае в геометрии с разделенными падающим и рассеянным пучками в системах с мелкомасштабными неоднородностями доминирует кросс-поляризованная компонента, а в системах с крупными неоднородностями — кополяризованная.

Направление вращения плоскости поляризации циркулярно-поляризованного света определяется относительно направления волнового вектора. Поскольку при рассеянии назад направление волнового вектора изменяется на противоположное, следует ожидать, что в обратном рассеянии доминирующим будет кросс-поляризованное излучение, подобно тому, как это имеет место в случае идеального зеркального отражения. Действительно, кросс-поляризованная компонента доминирует в обратном рассеянии для систем, в которых линейный размер рассеивателей значительно меньше длины волны. Однако в системах с сильноанизотропным рассеянием, в которых размер частиц-рассеивателей сравним с длиной волны или больше, доминирует кополяризованная компонента вопреки физической картине о зеркальном отражении.

Мы показали, что эффект наблюдается для специфической геометрии с разделенными пучками падающего и рассеянного света. Именно в такой геометрии эффект сохранения направления вращения плоскости поляризации наблюдался и в эксперименте. Ранее этот эффект объяснялся [22, 23] специфической фазовой функцией Ми. Мы показали, что он не зависит качественно от конкретной формы фазовой функции и возникает при учете ограниченного числа порядков рассеяния, что реализуется в случае импульсного излучения, а также в случае конечных размеров рассеивающей среды, сравнимых с транспортной длиной.

Выполненное моделирование для фазовой функции Хеней–Гринштейна показывает, что зависимость направления вращения плоскости поляризации от размера неоднородностей может наблюдаться в биоматериалах и, таким образом, может быть использована в диагностике их внутренней структуры.

Гиротропия системы приводит к повороту плоскости поляризации, пропорциональному длине оптического пути. Поскольку в режиме многократного рассеяния длина оптического пути является случайной величиной, деполаризация в оптически активных средах происходит в целом быстрее с ростом числа актов рассеяния, и, следовательно, с увеличением толщины образца. При этом в системах с мелкомасштабными неоднородностями эффект деполаризации выражен слабее, так как в таких системах больший вес приходится на вклад низших кратностей рассеяния с более детерминированными оптическими длинами. В системах с крупномасштабными неоднородностями вклад низших кратностей не существен, дисперсия длин оптических путей высших кратностей значительна, и, таким образом, в таких системах оптическая активность должна приводить к ускорению деполаризации.

Мы исследовали особенности когерентного обратного рассеяния циркулярно-поляризованного света и обнаружили, что в системах с крупномасштабными неоднородностями в обратном рассеянии наблюдается переход от преимущественно кополяризованного излучения к кросс-поляризованному. Этот переход реализуется при определенном значении угла обратного рассеяния, зависящего от специфики оптических свойств среды. В случае тонких слоев негиротропной среды этот эффект исчезает. В среде с большим значением гиротропии, типичным для холестериков, эффект изменения направления вращения плоскости поляризации с ростом угла рассеяния наблюдается даже в тонких слоях толщиной

порядка транспортной длины.

Полученные результаты справедливы в приближении слабого рассеяния, для систем, в которых длина свободного пробега фотона значительно больше длины волны, $l \gg \lambda$. Это условие необходимо, чтобы можно было ограничиться лестничными диаграммами для расчета некогерентной составляющей и циклическими диаграммами для описания когерентной составляющей обратного рассеяния. Однако при очень малых значениях параметра λ/l сужается область, в которой наблюдаются когерентные эффекты и, в частности, сужается доступный для контролируемого исследования угловой диапазон пика обратного рассеяния. При угловом разрешении порядка одного миллирадиана угловая зависимость интенсивности когерентной составляющей обратного рассеяния в инфракрасной области спектра, обычно используемой в биомедицинских приложениях, может надежно изучаться в системах с величиной транспортной длины, не превышающей значения $l^* \sim 1$ мм, типичного для биотканей. Укажем, что наблюдение описанного эффекта смены знака киральности в обратном когерентном рассеянии при больших углах рассеяния, $kl^*\theta \gg 1$, может искажаться вкладом других диаграмм, помимо циклических. Проведенные вычисления могут быть обобщены также на слабопоглощающие системы, каковыми и являются биомедицинские среды.

Описанные в работе аномальные поляризационные эффекты могут быть использованы в разработке новых методов биомедицинской диагностики.

Авторы выражают благодарность А. Ю. Валькову за плодотворное обсуждение. Работа выполнена частично при финансовой поддержке Британского Совета по биотехническим и биологическим научным исследованиям (BBSRC, код проекта BBS/V/04242).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. L. Kim, L. Yang, R. K. Wali et al., IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. **9**, 243 (2003).
2. L. F. Rojas-Ochoa, D. Lacoste, R. Lenke et al., J. Opt. Soc. Amer. A **21**, 1799 (2004).
3. M. Xu, Opt. Express. **12**, 6530 (2004).
4. X. Ni and R. R. Alfano, Opt. Lett. **29**, 2773 (2004).
5. M. Xu and R. R. Alfano, Phys. Rev. Lett. **95**, 213901 (2005).

6. S. Makita, Y. Yasuno, T. Endo et al., *Appl. Opt.* **45**, 1142 (2006).
7. В. Л. Кузьмин, И. В. Меглинский, Д. Ю. Чурмаков, *ЖЭТФ* **128**, 30 (2005).
8. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin et al., *Science* **254**, 1178 (1991).
9. K. K. Bizheva, A. M. Siegel, and D. A. Boas, *Phys. Rev. E* **58**, 7664 (1998).
10. A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger, and T. Lasser, *Rep. Progr. Phys.* **66**, 239 (2003).
11. V. V. Tuchin, *Handbook of Coherent Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environment and Material Science*, Kluwer Acad. Publ., Netherlands (2004).
12. B. Karamata, M. Laubscher, M. Leutenegger et al., *J. Opt. Soc. Amer. A* **22**, 1369 (2005).
13. M. Hunter, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 138102 (2006).
14. M. F. G. Wood, X. Guo, and I. A. Vitkin, *J. Biomed. Opt.* **12**, 014029 (2007).
15. B. van Dienenhoven, O. P. Hasekamp, and J. Landgraf, *Appl. Opt.* **45**, 5993 (2006).
16. J. W. Hovenier and D. M. Stam, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **107**, 83 (2007).
17. F. C. MacKintosh, J. X. Zhu, D. J. Pine, and D. A. Weitz, *Phys. Rev. B* **40**, 9342 (1989).
18. D. Bicoût, C. Brosseau, A. S. Martinez, and J. M. Schmitt, *Phys. Rev. E* **49**, 1767 (1994).
19. Е. Е. Городничев, А. И. Кузовлев, Д. Б. Рогозкин, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 21 (1998).
20. A. D. Kim and M. Moscoso, *Phys. Rev. E* **64**, 026612 (2001).
21. Y. L. Kim, P. Pradhan, M. H. Kim, and V. Backman, *Opt. Lett.* **31**, 2744 (2006).
22. A. D. Kim and M. Moscoso, *Opt. Lett.* **27**, 1589 (2002).
23. C. Wei, N. Xiaohui, S. R. Gayen, and R. R. Alfano, *Phys. Rev. E* **74**, 056605 (2006).
24. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, Мир, Москва (1981).
25. S. Bartel and A. H. Hielscher, *Appl. Opt.* **39**, 1580 (2000).
26. M. Moscoso, J. B. Keller, and G. J. Papanicolaou, *J. Opt. Soc. Amer. A* **18**, 948 (2001).
27. V. L. Kuzmin and I. V. Meglinski, *Opt. Comm.* **273**, 307 (2007).
28. E. Amic, J. M. Luck, and T. M. Nieuwenhuizen, *J. de Phys. I* **7**, 445 (1997).
29. M. C. W. van Rossum and Th. N. Nieuwenhuizen, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 313 (1999).
30. В. Л. Кузьмин, Е. В. Аксенова, *ЖЭТФ* **123**, 923 (2003).
31. В. Л. Кузьмин, И. В. Меглинский, *Опт. и спектр.* **106**, 294 (2009).
32. M. I. Mishchenko, L. D. Travis, and A. A. Lacis, *Multiple Scattering of Light by Particles*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2006).
33. E. Akkermans, P. E. Wolf, and R. Maynard, *J. de Phys.* **49**, 77 (1988).
34. В. П. Романов, А. Н. Шалагинов, *Опт. и спектр.* **59**, 386 (1985).
35. А. Ю. Вальков, В. П. Романов, А. Н. Шалагинов, *ЖЭТФ* **96**, 926 (1989).
36. Ю. Н. Барабаненков, В. Д. Озрин, *ЖЭТФ* **94**, 56 (1988).