РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Круговой дихроизм в присутствии резонансных Ми-рассеивателей

Е.Е.Городничев, Д.Б.Рогозкин

Рассмотрено распространение неполяризованного света в среде с круговым дихроизмом, в которую помещены оптически изотропные Ми-частицы. В предположении, что многократное рассеяние в такой системе происходит в режиме пространственной диффузии, вычислена степень поляризации прошедшего излучения. Показано, что добавление Ми-частиц в однородный, обладающий естественной оптической активностью образец может приводить к значительному усилению наблюдаемого кругового дихроизма – увеличению различия между интенсивностями прошедшего через среду право- и левополяризованного света. При выполнении первого условия Керкера для Ми-частиц эффект может усиливаться по сравнению с однородным образцом почти в десять раз.

Ключевые слова: *многократное рассеяние, поляризованный свет, круговой дихроизм, рассеяние Ми.*

1. Введение

В среде с естественной оптической активностью может наблюдаться эффект кругового дихроизма – различие показателей поглощения света для правой и левой круговых поляризаций (см., напр., [1]). Круговой дихроизм весьма чувствителен к конфигурации сложных молекул и к конформационным переходам в них. Поэтому его измерение является одним из важных методов стереохимического анализа [2, 3] и широко используется для исследования вторичной структуры биополимеров, в частности таких, как пептиды и нуклеиновые кислоты [4, 5].

В связи с тем, что основная экспериментальная трудность количественного определения характеристик оптической активности различных веществ связана со слабым проявлением эффекта [4], представляют интерес различные способы его усиления [6–9] (например, гетеродинный приём [10]).

В последнее десятилетие, в контексте задач нанофотоники, были подробно изучены оптические свойства частиц с большим показателем преломления в видимом и ближнем ИК диапазонах [11–19]. Было показано (см., напр., [11–13]), что в окрестности первых двух резонансов Ми (относительно резонансов Ми см., напр., [20, 21]) может быть выполнено так называемое первое условие Керкера – равенство электрической и магнитной поляризуемостей частицы [22]. Для частиц с параметрами, удовлетворяющими условию Керкера, рассеяние света назад подавлено, и, кроме того, циркулярно поляризованный свет не меняет свою поляризацию при рассеянии [13, 23–25]. Деполяризация волн настолько мала, что становится заметной только после большого числа актов рассеяния. При диффузии света в такой среде затухание циркулярной поляризации происходит аномально медленно [23–25]. Имеющиеся результаты [13, 23–25] позволяют предположить, что добавление в однородную среду Ми-частиц с параметрами, удовлетворяющими условию Керкера, с одной стороны, вызовет значительное увеличение длин путей фотонов в среде, а с другой стороны, не изменит состояние круговой поляризации распространяющихся в среде волн. Если однородная среда обладает круговым дихроизмом, то это приводит к существенному увеличению различия интенсивностей прошедших через среду волн с разной поляризацией. Закон изменения разности интенсивностей право- ($I_{\rm R}$) и левополяризованных ($I_{\rm L}$) волн в однородной среде $|I_{\rm R} - I_{\rm L}|/(I_{\rm R} + I_{\rm L}) = \Delta\kappa L/2$ ($\Delta\kappa$ – разность показателей поглощения соответствующих волн, L – толщина образца) должен трансформироваться при добавлении в неё рассеивателей в закон $|I_{\rm R} - I_{\rm L}|/(I_{\rm R} + I_{\rm L}) = \Delta\kappa S_L/2$, где S_L – средний путь световых лучей в образце. Поскольку в режиме диффузии пройденный ими путь намного превышает толщину образца, $S_L \gg L$, в рассматриваемом случае будет наблюдаться значительное увеличение отношения $|I_{\rm R} - I_{\rm L}|/(I_{\rm R} + I_{\rm L})$. Аналогично таким системам, как «случайный лазер» (см., напр., [26]) и рассеивающие матрицы, используемые для измерения слабого поглощения в жидкостях и газах [27, 28], неупорядоченный ансамбль Ми-частиц действует как распределённый в пространстве резонатор, удлиняющий траектории световых лучей в исследуемом образце без изменения степени круговой поляризации.

В настоящей работе рассмотрено распространение первоначально неполяризованного света (некогерентной суперпозиции право- и левополяризованных волн) через систему рассеивающих центров, помещённых в среду с круговым дихроизмом. Предполагается, что оптические параметры частиц удовлетворяют первому условию Керкера. В диффузионном приближении вычислена зависи-

Е.Е.Городничев. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: gorodn@theor.mephi.ru

Д.Б.Рогозкин. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; ВНИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Сущевская ул., 22

Поступила в редакцию 7 октября 2018 г., после доработки – 7 декабря 2018 г.

мость степени циркулярной поляризации прошедшего излучения от толщины образца. Показано, что, по сравнению со слоем однородной среды, в рассеивающем слое с большой оптической толщиной должно наблюдаться значительное усиление кругового дихроизма. Проанализирована зависимость фактора усиления от оптических параметров системы.

2. Транспортное уравнение в рассеивающей среде с круговым дихроизмом

Поскольку в большинстве практических ситуаций естественную оптическую активность можно считать малой, то при вычислении матрицы рассеяния на Ми-частицах ею можно пренебречь. Как показано в [23–25], вблизи первой точки Керкера (определяемой отношением $an/\lambda \approx 0.436$, где a и n – радиус и относительный показатель преломления частиц, λ – длина волны света) матрица однократного рассеяния имеет диагональный вид,

$$\hat{d} = \begin{pmatrix} a_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_2 \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где элементы a_1 и a_2 являются функциями косинуса угла γ однократного рассеяния и выражаются через амплитуды рассеяния $A_\parallel$ и $A_\perp$ кросс-поляризованных волн: $a_1 = \left(|A_\parallel|^2 + |A_\perp|^2\right)/2$, $a_2 = \mathrm{Re}\, A_\parallel A_\perp^*$ [27].

Право- и левополяризованные волны представляют собой собственные моды сред с круговым дихроизмом [29]. Поэтому многократное рассеяние света в таких средах удобно описывать вектором Стокса в циркулярном представлении [30–33]:

$$\hat{I} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} Q - \mathrm{i}U \\ I - V \\ I + V \\ Q + \mathrm{i}U \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где I, Q, U и V – стандартные параметры Стокса в линейном представлении [20]. Величины $I \pm V$ с точностью до коэффициента совпадают с интенсивностями право- и левополяризованных волн: $I_{\mathrm{R,L}} = (I \pm V)/2$.

Для матрицы рассеяния (1) векторное уравнение переноса распадается на две независимые системы уравнений – одна для параметров Стокса $Q \mp \mathrm{i}U$, описывающих линейную поляризацию рассеянного света, а другая для циркулярно поляризованных компонент $I_{\mathrm{R,L}}$ [23–25]. Поэтому при выполнении первого условия Керкера линейная и циркулярная поляризации эволюционируют в процессе многократного рассеяния независимо друг от друга.

Ниже нас будет интересовать распространение первоначально неполяризованного света (некогерентной суперпозиции право- и левополяризованных волн). Состояние поляризации рассеянного света описывается в этом случае только системой уравнений для интенсивностей I_{R} и I_{L} [31–35]. Применительно к однородной среде с круговым дихроизмом, в которую помещены Ми-рассеиватели с параметрами, соответствующими первому условию Керкера, уравнения для I_{R} и I_{L} имеют вид

$$\left(\mu\frac{\partial}{\partial z} + n_0\sigma + \kappa\right) I_{\mathrm{R}}(z,\mu) - \frac{\Delta\kappa}{2} I_{\mathrm{R}}(z,\mu)$$
$$= n_0 \int \mathrm{d}\boldsymbol{n}' a_+(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') I_{\mathrm{R}}(z,\mu') + n_0 \int \mathrm{d}\boldsymbol{n}' a_-(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') I_{\mathrm{L}}(z,\mu'), \qquad (3)$$

$$\left(\mu\frac{\partial}{\partial z} + n_0\sigma + \kappa\right) I_{\mathrm{L}}(z,\mu) + \frac{\Delta\kappa}{2} I_{\mathrm{L}}(z,\mu)$$
$$= n_0 \int \mathrm{d}\boldsymbol{n}' a_+(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') I_{\mathrm{L}}(z,\mu') + n_0 \int \mathrm{d}\boldsymbol{n}' a_-(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') I_{\mathrm{R}}(z,\mu'), \qquad (4)$$

где $a_\pm(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') = [a_1(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') \pm a_2(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}')]/2$; $\mu = \boldsymbol{n}\boldsymbol{n}_{\mathrm{int}}$; $\mu' = \boldsymbol{n}'\boldsymbol{n}_{\mathrm{int}}$; $\boldsymbol{n}$ – единичный вектор вдоль направления распространения света; $\boldsymbol{n}_{\mathrm{int}}$ – единичный вектор внутренней нормали к поверхности образца; σ – сечение упругого рассеяния света на Ми-частицах; n_0 – их концентрация; κ – средний показатель поглощения света в среде [4, 29]; ось z направлена вдоль $\boldsymbol{n}_{\mathrm{int}}$.

3. Пространственная диффузия циркулярно поляризованных компонент излучения

Запишем решение системы (3), (4) в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра:

$$I_{\mathrm{R,L}}(z,\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} I_{\mathrm{R,L}}(z,l) P_l(\mu). \qquad (5)$$

Тогда для входящих в разложение (5) коэффициентов $I_{\mathrm{R,L}}(z,l)$ получим уравнения

$$\frac{l}{2l+1}\frac{\partial I_{\mathrm{R}}(z,l-1)}{\partial z} + \frac{l+1}{2l+1}\frac{\partial I_{\mathrm{R}}(z,l+1)}{\partial z}$$
$$+ [\Sigma_{\mathrm{R}}^{\mathrm{tot}} - n_0 a_+(l)] I_{\mathrm{R}}(z,l) = n_0 a_-(l) I_{\mathrm{L}}(z,l), \qquad (6)$$

$$\frac{l}{2l+1}\frac{\partial I_{\mathrm{L}}(z,l-1)}{\partial z} + \frac{l+1}{2l+1}\frac{\partial I_{\mathrm{L}}(z,l+1)}{\partial z}$$
$$+ [\Sigma_{\mathrm{L}}^{\mathrm{tot}} - n_0 a_+(l)] I_{\mathrm{L}}(z,l) = n_0 a_-(l) I_{\mathrm{R}}(z,l), \qquad (7)$$

где $\Sigma_{\mathrm{R,L}}^{\mathrm{tot}} = n_0\sigma + \kappa \mp \Delta\kappa/2$;

$$a_\pm(l) = \pi \int_{-1}^{1} \mathrm{d}\mu [a_1(\mu) \pm a_2(\mu)] P_l(\mu). \qquad (8)$$

На режим распространения поляризованных по кругу компонент излучения существенно влияет соотношение между входящими в уравнения (6) и (7) оптическими параметрами среды. Как показано в [31–33, 36], за скорость деполяризации циркулярно поляризованного света отвечает коэффициент $a_-(l=0)$, который пропорционален сечению деполяризации: $a_-(l=0) = \sigma_{\mathrm{dep}}/2$, где $\sigma_{\mathrm{dep}} = \int \mathrm{d}\boldsymbol{n}'[a_1(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') - a_2(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}')]$. Эффект медленного изменения циркулярной поляризации [37–39] возникает, если сечение деполяризации σ_{dep} значительно меньше транспортного сечения упругого рассеяния: $\sigma_{\mathrm{dep}} \ll \sigma_{\mathrm{tr}} = \int \mathrm{d}\boldsymbol{n}'(1 - \boldsymbol{n}\boldsymbol{n}') a_1(\boldsymbol{n}\boldsymbol{n}')$ [24, 36]. В этой ситуации состояние циркулярной поляризации меняется на линейных масштабах, превышающих транспортную длину упругого рассеяния $l_{\mathrm{tr}} = (n_0\sigma_{\mathrm{tr}})^{-1}$, т. е. в режиме пространственной диффузии излучения [31–33, 36].

Эффект медленного затухания циркулярной поляризации был обнаружен в экспериментах по рассеянию света в водной суспензии крупных (с размером, большим длины волны) частиц латекса [37–39]. Теоретическое описание результатов экспериментов [37–39], а также численного моделирования [38] было дано в [31–33].

Отношение $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr}$ достигает аномально малых значений при рассеянии на частицах с большим показателем преломления, параметры которых удовлетворяют первому условию Керкера (типичные значения $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr} \approx 10^{-3}$) [23–25]. Малость величины $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr}$ обеспечивает максимальное увеличение длин путей световых лучей в среде без изменения состояния круговой поляризации излучения.

В условиях пространственной диффузии света в слабо поглощающей среде (считаем, что $\kappa \ll n_0\sigma_{\rm tr}$) угловое распределение интенсивности излучения оказывается близким к изотропному, и в разложениях (5) достаточно ограничиться первыми двумя слагаемыми с $l = 0$ и 1 [40, 41] (для поляризованного света см. также [31, 32, 36]). В результате из (6) и (7) получим систему уравнений диффузионного типа для $I_{\rm R,L}(z) = I_{\rm R,L}(z, l = 0)$:

$$\left[\frac{\partial^2 I_{\rm R}(z)}{\partial z^2} - 3n_0\sigma_{\rm tr}\Sigma_{\rm R}I_{\rm R}(z)\right] + \frac{3}{2}n_0^2\sigma_{\rm tr}\sigma_{\rm dep}I_{\rm L}(z) = 0, \qquad (9)$$

$$\left[\frac{\partial^2 I_{\rm L}(z)}{\partial z^2} - 3n_0\sigma_{\rm tr}\Sigma_{\rm L}I_{\rm L}(z)\right] + \frac{3}{2}n_0^2\sigma_{\rm tr}\sigma_{\rm dep}I_{\rm R}(z) = 0, \qquad (10)$$

где $\Sigma_{\rm R,L} = \kappa + n_0\sigma_{\rm dep}/2 \mp \Delta\kappa/2$.

Граничные условия для уравнений диффузии (9) и (10) имеют вид

$$\left.\left(I_{\rm R,L} - z_0\frac{{\rm d}I_{\rm R,L}}{{\rm d}z}\right)\right|_{z=0} = 0, \quad \left.\left(I_{\rm R,L} + z_0\frac{{\rm d}I_{\rm R,L}}{{\rm d}z}\right)\right|_{z=L} = 0, \qquad (11)$$

где z_0 – экстраполированная длина. В приближении Маршака ($z_0 \approx 2l_{\rm tr}/3$) из точного решения задачи Милна для изотропных рассеивателей получаем $z_0 \approx 0.71 l_{\rm tr}$ [40, 41]. Для граничных условий (11) решение системы (9), (10) ищется стандартным образом (см., напр., [42]). Для источника в виде некогерентной суперпозиции право- и левополяризованных волн интенсивности поляризованных по кругу компонент прошедшего через слой толщиной L излучения можно представить как

$$I_{\rm R,L}(L,\mu) = \frac{1}{4\pi}\left.\left[I_{\rm R,L}(z) - \mu l_{\rm tr}\frac{\rm d}{{\rm d}z}I_{\rm R,L}(z)\right]\right|_{z=L}, \qquad (12)$$

где связь между $I_{\rm R,L}(z)$ и ${\rm d}I_{\rm R,L}(z)/{\rm d}z$ находится из граничного условия (11) и выражений

$$I_{\rm R}(L) = \frac{1}{(1+\eta^2)}\left\{(1+\eta)\frac{\varepsilon_-(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_-(L+2z_0)]} - \eta(1-\eta)\frac{\varepsilon_+(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_+(L+2z_0)]}\right\}, \qquad (13)$$

$$I_{\rm L}(L) = \frac{1}{(1+\eta^2)}\left\{\eta(1+\eta)\frac{\varepsilon_-(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_-(L+2z_0)]} + (1-\eta)\frac{\varepsilon_+(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_+(L+2z_0)]}\right\}. \qquad (14)$$

Здесь

$$\eta = \left[\sqrt{(n_0\sigma_{\rm dep})^2 + \Delta\kappa^2} - \Delta\kappa\right]/(n_0\sigma_{\rm dep}),$$

а коэффициенты затухания ε_- и ε_+ определяются выражением

$$\varepsilon_\mp = \sqrt{3n_0\sigma_{\rm tr}\left\{\kappa + \frac{1}{2}\left[n_0\sigma_{\rm dep} \mp \sqrt{(n_0\sigma_{\rm dep})^2 + \Delta\kappa^2}\right]\right\}}. \qquad (15)$$

В (15) величины $\kappa + (1/2)\left[n_0\sigma_{\rm dep} \mp \sqrt{(n_0\sigma_{\rm dep})^2 + \Delta\kappa^2}\right]$ играют роль эффективных показателей поглощения право- и левополяризованных волн в рассматриваемой среде. Если деполяризация пренебрежимо мала ($n_0\sigma_{\rm dep} \ll \Delta\kappa$), то возвращаемся к исходному определению показателей поглощения право- и левополяризованных волн в однородной среде: $\kappa \mp \Delta\kappa/2$. В противоположном случае ($n_0\sigma_{\rm dep} \gg \Delta\kappa$) разность эффективных показателей поглощения становится квадратичной по $\Delta\kappa$.

Суммарная интенсивность $I = I_{\rm L} + I_{\rm R}$ и разность интенсивностей право- и левополяризованных волн $I_{\rm L} - I_{\rm R}$ (четвёртый параметр Стокса V) определяются соотношениями

$$I(L) = \frac{1}{1+\eta^2}\left\{(1+\eta)^2\frac{\varepsilon_-(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_-(L+2z_0)]} + (1-\eta)^2\frac{\varepsilon_+(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_+(L+2z_0)]}\right\}, \qquad (16)$$

$$V(L) = \frac{1-\eta^2}{1+\eta^2}\left\{\frac{\varepsilon_+(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_+(L+2z_0)]} - \frac{\varepsilon_-(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_-(L+2z_0)]}\right\}. \qquad (17)$$

В отсутствие кругового дихроизма ($\Delta\kappa = 0$) формула (16) для интенсивности I превращается в известный результат скалярной теории (см., напр., [36]). Циркулярная поляризация при $\Delta\kappa = 0$ не возникает, и четвёртый параметр Стокса (17) равен нулю ($V = 0$).

4. Обсуждение результатов

На практике характеризующая круговой дихроизм величина $\Delta\kappa$ оказывается малой. Отношение $\Delta\kappa/\kappa$ варьируется в диапазоне $3\times10^{-4} - 3\times10^{-3}$ [4]. Минимальные значения сечения деполяризации в первой точке Керкера $\sigma_{\rm dep}$ составляют $\sim 10^{-3}\sigma_{\rm tr}$ [23–25]. Эти ограничения следует учитывать при выборе концентрации рассеивающих Ми-частиц.

Для наблюдения предлагаемого в настоящей работе эффекта усиления кругового дихроизма нужно, чтобы транспортный коэффициент рассеяния $n_0\sigma_{\rm tr}$ был наибольшим: $n_0\sigma_{\rm tr} \gg \max(\kappa, n_0\sigma_{\rm dep}, \Delta\kappa)$. Это обеспечивает максимальное удлинение путей фотонов при многократном рассеянии. Коэффициент деполяризации излучения в ансамбле Ми-частиц $n_0\sigma_{\rm dep}$ должен быть как можно меньше. Это необходимо для обеспечения регистрации различий в показателях поглощения право- и левополяризованных по кругу волн до возникновения деполяризации излучения из-за рассеяния. Таким образом, мы приходим к неравенствам, на основе которых должна выбираться концентрация Ми-рассеивателей:

$$n_0\sigma_{\rm tr} \gg \kappa \gg n_0\sigma_{\rm dep}. \qquad (18)$$

С учётом приведённых выше оценок для величин $\Delta\kappa/\kappa$ и $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr}$ при выполнении условия (18) отношение $\Delta\kappa\times(n_0\sigma_{\rm dep})^{-1} \ll 1$ и входящие в (15)–(17) величины можно разложить в ряд по параметру $\Delta\kappa/(n_0\sigma_{\rm dep})$.

В этом приближении выражения (16) и (17) приобретают вид

$$I(L) = 2\frac{\varepsilon_I(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_I(L+2z_0)]},$$
$$V(L) = -\frac{\Delta\kappa}{n_0\sigma_{\rm dep}}\left\{\frac{\varepsilon_I(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_I(L+2z_0)]} - \frac{\varepsilon_V(l_{\rm tr}+z_0)}{\sinh[\varepsilon_V(L+2z_0)]}\right\}, \quad (19)$$

где

$$\varepsilon_I = \sqrt{3n_0\sigma_{\rm tr}\kappa}; \quad \varepsilon_V = \sqrt{3n_0\sigma_{\rm tr}(\kappa + n_0\sigma_{\rm dep})}.$$

Степень циркулярной поляризации прошедшего излучения $P_{\rm c} = |V|/I$ определяется выражением

$$P_{\rm c} = \frac{\Delta\kappa}{2n_0\sigma_{\rm dep}}\left\{1 - \frac{\varepsilon_V}{\varepsilon_I}\frac{\sinh[\varepsilon_I(L+2z_0)]}{\sinh[\varepsilon_V(L+2z_0)]}\right\}. \quad (20)$$

Формулу (20) можно представить в виде

$$P_{\rm c} = \frac{1}{2}\Delta\kappa S_L, \quad (21)$$

где S_L по своему смыслу есть средняя длина пути, который проходят в среде фотоны без потери круговой поляризации. При $l_{\rm tr} \ll L < l_{\rm d}$, где $l_{\rm d} = (3n_0\sigma_{\rm tr}\kappa)^{-1/2}$ – диффузионная длина [40, 41], путь S_L квадратично растёт с ростом толщины образца: $S_L = L^2/l_{\rm tr}$. При $l_{\rm d} < L < l_{\rm circ}$, где $l_{\rm circ} = (\varepsilon_V - \varepsilon_I)^{-1}$ – длина затухания циркулярной поляризации из-за рассеяния [31–33, 36], квадратичный рост S_L сменяется линейным: $S_L = L\sqrt{n_0\sigma_{\rm tr}/(3\kappa)}$. В пределе больших толщин, $L > l_{\rm circ}$, средний путь S_L перестаёт зависеть от толщины образца: $S_L = (n_0\sigma_{\rm dep})^{-1}$.

Наблюдать обсуждавшееся выше усиление кругового дихроизма можно в эксперименте, схема которого аналогична использованной при измерениях состояния поляризации в случае пропускания света через рассеивающие суспензии [37–39, 43–45]. Оптическую толщину можно варьировать, меняя длину L кюветы с исследуемым веществом или концентрацию n_0 частиц в нём.

Результаты расчётов по формуле (20) степени циркулярной поляризации прошедшего пучка $P_{\rm c}$ как функции толщины L показаны на рис.1. Для сравнения там же приведена зависимость для степени поляризации при прохождении света через однородную (без рассеивателей) среду с круговым дихроизмом. Видно, что в представляющем интерес диапазоне толщин L, когда излучение ещё не полностью поглотилось в среде, $\kappa L \leqslant 3$–5, добавление в исходную среду рассеивающих и при этом слабо деполяризующих частиц приводит к заметному увеличению степени поляризации прошедшего излучения. Различия в значениях $P_{\rm c}$ для рассеивающей и однородной (без рассеивателей) сред удобно характеризовать фактором усиления $\zeta = P_{\rm c}/P_{\rm c}(n_0 = 0)$. В линейном по $\Delta\kappa$ приближении $\zeta = S_L/L$. Результаты расчётов ζ показаны на рис.2. Максимальное значение ζ при выполнении условий (18) можно оценить как $\zeta_{\max} \approx 0.7\sqrt{n_0\sigma_{\rm tr}/\kappa}$. Для реалистических значений показателя поглощения среды и параметров Ми-частиц значение $\zeta_{\max}$ может достигать десяти. Отметим, что характер зависимости фактора усиления от концентрации рассеивателей заметно меняется при изменении толщины (рис.3). Для относительно тонких образцов ζ растёт с увеличением концентрации. С ростом толщины L зависимость меняется на противоположную – фактор усиления уменьшается по мере увеличения n_0. Максимальное значение фактора $\zeta_{\max}$ достигается при

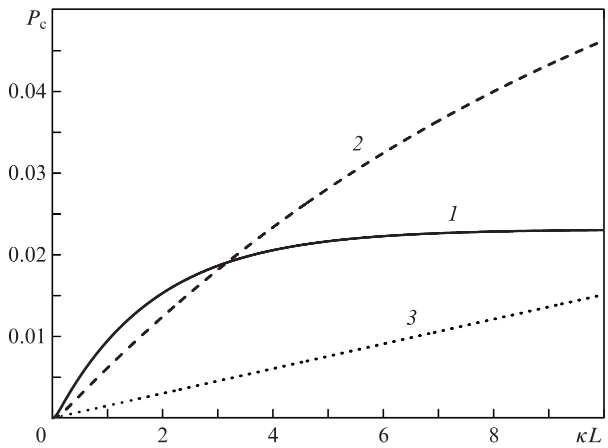

Рис.1. Степень циркулярной поляризации первоначально неполяризованного пучка света как функция толщины образца. Параметры среды: $n_0\sigma_{\rm tr}/\kappa$ = 100 (*1*), 30 (*2*) и 0 (однородная среда, *3*), $\Delta\kappa/\kappa = 3\times10^{-3}$, $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr} = 10^{-3}$.

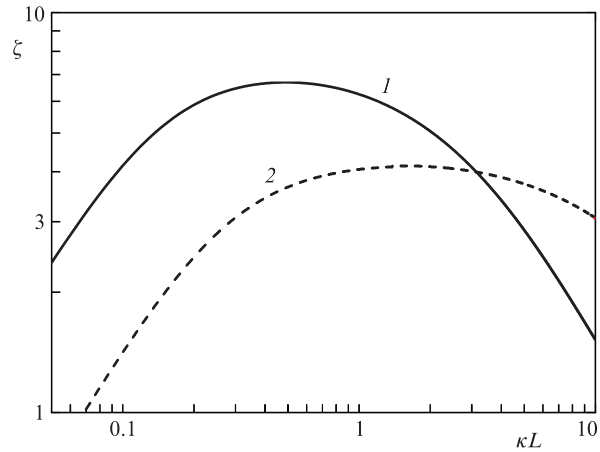

Рис.2. Фактор усиления ζ как функция толщины образца. Параметры среды: $n_0\sigma_{\rm tr}/\kappa$ = 100 (*1*) и 30 (*2*), $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr} = 10^{-3}$.

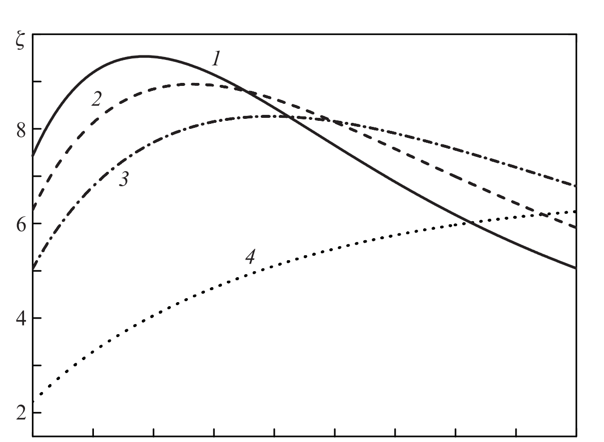

Рис.3. Фактор усиления ζ как функция концентрации рассеивателей. Параметры среды: κL = 3 (*1*), 2.5 (*2*), 2 (*3*) и 1 (*4*), $\Delta\kappa/\kappa = 3\times10^{-3}$, $\sigma_{\rm dep}/\sigma_{\rm tr} = 10^{-3}$.

$n_0^{\max} \approx (0.6 - 0.8)[\kappa/(\sigma_{\mathrm{tr}}\sigma_{\mathrm{dep}}^2 L^2)]^{1/3}$, когда толщина образца составляет примерно половину длины затухания циркулярной поляризации: $L \approx (0.4 - 0.6)l_{\mathrm{circ}}$. Из рис.3 видно, что с ростом концентрации Ми-частиц максимальное значение ζ увеличивается, а положение пика смещается в область меньших толщин.

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрено распространение первоначально неполяризованного света (некогерентной суперпозиции право- и левополяризованных волн) в среде с круговым дихроизмом, содержащей случайным образом расположенные Ми-частицы. Показано, что в присутствии рассеивателей увеличивается степень циркулярной поляризации в прошедшем пучке. Эффект должен сильнее всего проявляться при выполнении первого условия Керкера для Ми-частиц, когда отношение сечения деполяризации к транспортному сечению достигает своего минимального значения. В этом случае неупорядоченный ансамбль Ми-частиц выступает в качестве оптического резонатора, увеличивающего длину пробега фотонов в среде без изменения состояния их циркулярной поляризации. Степень поляризации света, прошедшего через рассеивающий образец, может возрастать почти в десять раз по сравнению с однородным образцом того же размера.

Полученные результаты могут послужить основой для разработки нового способа экспериментального измерения величины кругового дихроизма жидких оптически активных сред.

Авторы благодарны А.И.Кузовлеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (контракт № 02.a03.21.0005 от 27.08.2013).

1. Barron L.D. *Molecular Light Scattering and Optical Activity* (Cambridge University Press, 2004).
2. Berova N., Nakanishi K., Woody R.W. *Circular Dichroism: Principles and Applications* (New York: Wiley-VCH Publishers, 2000).
3. Berova N., Di Bari L., Pescitelli G. *Chem. Soc. Rev*., **36**, 914 (2007).
4. Кантор Ч., Шиммел П. *Биофизическая химия* (М.: Мир, т. 2, 1984).
5. Keiderling T.A., Kubelka J., Hilario J., in *Vibrational Spectroscopy of Polymers and Biological Systems* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2006).
6. Silverman M.P., Badoz J. *J. Electromagn. Waves Appl*., **6**, 587 (1992).
7. Silverman M.P., Badoz J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 1894 (1994).
8. Ghosh A., Fischer P. *Phys. Rev. Lett*., **97**, 173002 (2006).
9. Pfeifer M., Fischer P. *Opt. Express*, **19**, 16508 (2011).
10. Preda F., Perri A., Réhault J., Dutta B., Helbing J., Cerullo G., Polli D. *Opt. Lett*., **43**, 1882 (2018).
11. Nieto-Vesperinas M., Gomez-Medina R., Saenz J.J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **28**, 54 (2011).
12. Albella P., Poyli M.A., Schmidt M.K., Maier S.A., Moreno F., Saenz J.J., Aizpurua J. *J. Phys. Chem. C*, **117**, 13573 (2013).
13. Schmidt M.K., Aizpurua J., Zambrana-Puyalto X., Vidal X., Molina-Terriza G., Saenz J.J. *Phys. Rev. Lett*., **114**, 113902 (2015).
14. Rodriguez-Fortuno F.J., Engheta N., Martínez A., Zayats A.V. *Nat. Commun*., **6**, 8799 (2015).
15. Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Brongersma M.L., Kivshar Yu.S., Luk'yanchuk B. *Science*, **354**, 846 (2016).
16. Verre R., Shao L., Länk N.O., Karpinski P., Yankovich A.B., Antosiewicz T.J., Olsson E., Käll M. *Adv. Mater*., **29**, 1701352 (2017).
17. Wei L., Bhattacharya N., Urbach H.P. *Opt. Lett*., **42**, 1776 (2017).
18. Barreda A.I., Saleh H., Litman A., Gonzalez F., Geffrin J.M., Moreno F. *Nat. Commun*., **8**, 13910 (2017).
19. Valuckas V., Paniagua-Domínguez R., Fu Y.H., Luk'yanchuk B., Kuznetsov A.I. *Appl. Phys. Lett*., **110**, 091108 (2017).
20. Ньютон Р.Г. *Теория рассеяния волн и частиц* (М.: Мир, 1969).
21. Van de Hulst H.C. *Light Scattering by Small Particles* (New York: Dover Publications, 1981).
22. Kerker M., Wang D.-S., Giles C.L. *J. Opt. Soc. Am*., **73**, 765 (1983).
23. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 155 (2016) [*JETP Lett*., **104**, 157 (2016)].
24. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б., *Квантовая электроника*, **46**, 947 (2016) [*Quantum Electron*., **46**, 947 (2016)].
25. Gorodnichev E.E., Kuzovlev A.I., Rogozkin D.B. *J. Phys.: Conf. Ser*., **788**, 012039 (2017).
26. Gottardo S., Sapienza R., Garcia P.D., Blanco A., Wiersma D.S., López C. *Nat. Photonics*, **2**, 429 (2008).
27. Koman V.B., Santschi C., Martin O.J.F. *Anal. Chem*., **87**, 1536 (2015).
28. Mupparapu R., Vynck K., Svensson T., Burresi M., Wiersma D.S. *Opt. Express*, **23**, 1472 (2015).
29. Bohren C.F., Huffman D. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (Morlenbach: Wiley-VCH Verlag GmbH, 2007).
30. Kuscer I., Ribaric M. *Opt. Acta*, **6**, 42 (1959).
31. Gorodnichev E.E., Kuzovlev A.I., Rogozkin D.B. *Opt. Commun*., **260**, 30 (2006).
32. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б. *ЖЭТФ*, **131**, 357 (2007) [*JETP*, **104**, 319 (2007)].
33. Gorodnichev E.E., Kuzovlev A.I., Rogozkin D.B. *Phys. Rev. E*, **90**, 043205 (2014).
34. Kokhanovsky A.A. *Phys. Rev. E*, **4**, 4899 (1999).
35. Kuzmina M.G., Bass L.P., Nikolaeva O.V., in *Springer Series in Light Scattering* (Cham, Switzerland: Springer, 2018).
36. Городничев Е.Е., Кузовлев А.И., Рогозкин Д.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **68**, 21 (1998) [*JETP Lett*., **68**, 22 (1998)].
37. MacKintosh F.C., Zhu J.X., Pine D.J., Weitz D.A. *Phys. Rev. B*, **40**, 9342 (1989).
38. Bicout D., Brosseau C., Martinez A.S., Schmitt J.M. *Phys. Rev. E*, **49**, 1767 (1994).
39. Sankaran V., Everett M.J., Maitland D.J., Walsh J.T. *Opt. Lett*., **24**, 1044 (1999).
40. Van de Hulst H.C. *Multiple Light Scattering* (New York: Academic, 1980).
41. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М.: Мир, т. 1, 1981).
42. Королёв Л.В., Рогозкин Д.Б. *ЖЭТФ*, **113**, 291 (1998) [*JETP*, **86**, 164 (1998)].
43. Ghosh N., Pradhan A., Gupta P.K., Gupta S., Jaiswal V., Singh R.P. *Phys. Rev. E*, **70**, 066607 (2004).
44. Ghosh N., Gupta P.K., Pradhan A., Majumder S.K. *Phys. Lett. A*, **354**, 236 (2006).
45. Zimnyakov D.A., Sinichkin Y.P. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt*., **2**, 200 (2000).