

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА В ХОЛОДНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЯХ

Н. В. Ларионов, И. М. Соколов*

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 28 февраля 2018 г.

Методами диаграммной техники рассчитаны корреляционные функции электромагнитного излучения, рассеянного ансамблем атомов, охлажденным до субдоплеровских температур и находящимся во внешнем постоянном электрическом или магнитном поле. На основе полученных соотношений детально исследован эффект когерентного обратного рассеяния (КОР) света. Рассчитан фактор усиления при КОР, проанализирована его поляризационная и спектральная зависимости. Показано, что внешние поля, приводя к оптической анизотропии атомного ансамбля и связанным с ней двулучепреломлению и дихроизму, влияют на характер многократного рассеяния света внутри него, в частности на характер интерференции при таком рассеянии. Это, в свою очередь, влияет на все наблюдаемые характеристики эффекта КОР.

DOI: 10.1134/S0044451018080096

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомные ансамбли, охлажденные до субдоплеровских температур в специальных ловушках, вызывают в настоящее время пристальный интерес как в силу целого ряда их уникальных физических свойств, так и из-за широкого круга их возможного практического применения в задачах квантовой метрологии, стандартизации частоты, в кванто-во-информационных приложениях [1–3].

Большинство методов диагностики и практически все предложенные схемы применения холодных атомных ансамблей основаны на их взаимодействии с электромагнитным излучением. Эффективность такого применения, а также возможности наблюдения тех или иных физических эффектов в значительной мере определяются возможностью приготовить используемые атомные ансамбли с требуемыми параметрами. Во многих случаях актуальной является задача управления их оптическими свойствами в масштабах реального времени.

Один из наиболее простых и эффективных методов такого управления — использование внешних постоянных электрических или магнитных полей.

Электро- и магнитооптические эффекты известны давно и исследованы достаточно подробно для широкого круга различных физических систем. При этом, как правило, влияние полей полностью определяется модификацией тензора диэлектрической проницаемости. Однако случай холодных атомных облаков обладает рядом особенностей, которые не позволяют полностью описать их оптические свойства и характер их взаимодействия с электромагнитным излучением только на основе этого известного тензора. Таких основных особенностей две, и обе связаны с малой скоростью движения атомов.

Во-первых, из-за низкой скорости линия атомного перехода оказывается очень узкой и сечение рассеяния резонансного излучения достигает максимально возможного значения порядка квадрата его длины волны. Это означает, что рассматриваемые атомные ансамбли практически всегда имеют большую оптическую толщину и при описании их взаимодействия со светом необходимо учитывать процессы многократного некогерентного рассеяния, а следовательно, учитывать влияние внешних полей на индикаторы одноатомного рассеяния.

Во-вторых, важной особенностью является необходимость учета интерференционных эффектов при многократном рассеянии. Интерферировать могут пары волн, одна из которых образуется в результате многократного последовательного рассеяния на

* E-mail: larionov.nickolay@gmail.com

некоторой цепочке атомов, а вторая — на той же цепочке, но при прохождении их в обратном порядке. Из-за низкой скорости атомов доплеровские сдвиги при рассеянии малы и разность фаз этих двух волн определяется положением крайних атомов в цепочке. Эффект интерференции не исчезает даже при усреднении по случайному неоднородному расположению атомов. Наиболее ярко эта интерференция проявляется в эффекте когерентного обратного рассеяния (КОР), который состоит в наличии резко анизотропной добавки к дифференциальному сечению рассеяния света, отличной от нуля в узком конусе вблизи направления, противоположного волновому вектору падающей на атомный ансамбль плоской волны (см., например, обзоры [4–7] и литературу там).

Основной целью настоящей работы является теоретический анализ влияния электрического и магнитного полей на интерференционные эффекты при многократном рассеянии света в холодных, но невырожденных атомных ансамблях с высокой оптической плотностью. Влияние магнитного поля в подобных системах уже исследовалось ранее в ряде работ. Так, эксперимент [8] выявил аномально большую постоянную Верде для холодных атомных облаков в магнитооптических ловушках, а в работах [9–11] обнаружено существенное влияние магнитного поля на процесс КОР, которое не сводится к ожидаемому ослаблению этого эффекта. Влияние электрического и магнитного полей на многократное рекуррентное рассеяние и связанное с ним резонансное диполь-дипольное межатомное взаимодействие рассмотрено в работах [12–14].

Усиление эффекта КОР, наблюдавшееся в работах [9–11], было связано с подавлением в магнитном поле вероятности рамановских процессов при рассеянии света на атомах со сложной — зеемановской и сверхтонкой — структурой уровней основного состояния. Особенностью настоящей работы, помимо исследования влияния электрического поля, будет изучение роли магнитного поля в случае, когда рамановские процессы изначально невозможны. Мы рассмотрим атомы с простейшим электронным переходом $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. Кроме того, мы ограничимся рассмотрением разреженных сред, для которых эффекты диполь-дипольного взаимодействия атомов пренебрежимо малы. Мы покажем, что уже в этом случае зеемановское или штарковское расщепление подуровней возбужденного состояния существенно модифицирует характер многократного рассеяния и изменяет при этом роль интерференционных процессов.

2. ДИАГРАММНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Основной задачей при теоретическом описании взаимодействия света с атомными ансамблями является предсказание свойств вторичного, рассеянного излучения по известным свойствам атомов и входного излучения. При этом основной интерес, как правило, представляет угловое распределение, спектральный состав и поляризация рассеянного света. Как известно (см., например, [15]), все эти свойства описываются следующими корреляционными функциями электромагнитного поля:

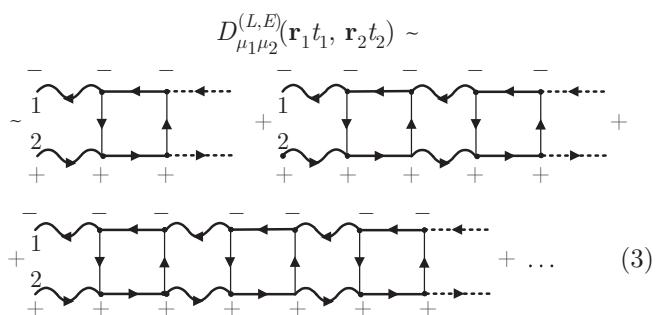
$$D_{\mu_1 \mu_2}^{(E)}(\mathbf{r}_1 t_1; \mathbf{r}_2 t_2) = \langle E_{\mu_1}^{(-)}(\mathbf{r}_1, t_1) E_{\mu_2}^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle. \quad (1)$$

Здесь $E_{\mu_1}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ и $E_{\mu_2}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ — отрицательно- и положительно-частотные поляризационные компоненты гейзенберговых операторов напряженности электрического поля. Угловые скобки означают квантовое статистическое усреднение по оператору плотности всей рассматриваемой системы.

Расчет корреляционной функции (1) в данной работе будем проводить методами диаграммной техники Константинова — Переля — Келдыша для неравновесных систем [16, 17]. Процедура построения диаграммного разложения для таких функций подробно описана в работах [7, 18]. Здесь, не повторяя детальных выводов, отметим, что в интересующем нас случае малой интенсивности рассеиваемого излучения корреляционная функция (1) может быть представлена в виде суммы двух основных вкладов:

$$D_{\mu_1 \mu_2}^{(E)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = D_{\mu_1 \mu_2}^{(L,E)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) + D_{\mu_1 \mu_2}^{(C,E)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2). \quad (2)$$

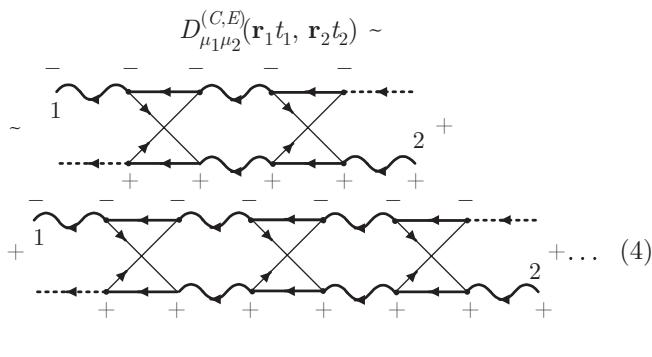
Первый вклад, обозначенный как $D_{\mu_1 \mu_2}^{(L,E)}$, называется лестничным, и для него графическое выражение имеет следующий вид:



Волнистые линии на этом рисунке соответствуют фотонным, а прямые — атомным функциям Грина. Вершины отвечают взаимодействию света с атомами среды в дипольном приближении. Пунктирные линии — когерентные составляющие электромагнитного поля. Знаки у вершин соответствуют выбору определенного типа временного упорядочения гриновских функций, появляющихся в технике Келдыша. Цифры 1 и 2 совпадают с индексами пространственных и временных аргументов.

Выражение (3) имеет достаточно простую структуру. Слагаемое, содержащее N атомных петель, описывает процесс последовательного рассеяния света на цепочке, содержащей N атомов. Каждая петля состоит из двух тонких и двух «одетых» атомных линий. Тонкие описывают свободную временную эволюцию атомов в основном состоянии, толстые — эволюцию в возбужденном состоянии, которая определяется взаимодействием атомов с вакуумным термостатом и учитывает спонтанный распад этих состояний. Петли на диаграмме связаны волнистыми линиями, описывающими распространение света между атомами с учетом эффектов поглощения и дисперсии. Толстые, «одетые» пунктирные линии учитывают распространение когерентного излучения от источника до того атома внутри среды, на котором оно испытывает первое некогерентное рассеяние.

Второму вкладу $D_{\mu_1\mu_2}^{(C,E)}$ в корреляционную функцию (1) соответствуют так называемые максимальные перекрестные диаграммы:



Это выражение как и (3), определяется суммой вкладов некогерентного рассеяния различной кратности. Однако вклад однократного рассеяния здесь отсутствует. Диаграммы (4) описывают влияние интерференционных эффектов. Их вклад для разреженных сред, для которых среднее расстояние между атомами много больше длины световой волны, оказывается существенным для рассеяния в узком конусе вблизи направления, противоположного на-

правлению падающей на среду волны. Именно учет этих диаграмм позволяет описать эффект КОР.

Помимо чисто лестничных (3) и циклических (4) имеется большое число диаграмм смешанного типа, которые учитывают интерференцию на части атомов некоторой цепочки и дают вклад в многократное рассеяние в произвольном направлении. Они важны при описании переноса в плотных средах, среднее расстояние между атомами в которых меньше длины световой волны. В таких средах подобные вклады обусловливают рекуррентное рассеяние и приводят к целому ряду интересных эффектов [19–21]. В случае рассматриваемых разреженных ансамблей их вклад пренебрежимо мал, и мы его в дальнейшем учитывать не будем.

Расшифровка диаграмм (3) и (4) позволяет получить явные аналитические выражения для функций $D_{\mu_1\mu_2}^{(L,E)}$ и $D_{\mu_1\mu_2}^{(C,E)}$. В качестве примера приведем для рассматриваемого ансамбля двухуровневых атомов, находящегося во внешнем постоянном магнитном или электрическом поле, лестничный и интерференционные вклады, обусловленные двукратным некогерентным рассеянием. При этом учтем, что для расчета углового распределения интенсивности различных поляризационных компонент излучения нам достаточно определить функции $D_{\mu_1\mu_2}^{(L,E)}$ и $D_{\mu_1\mu_2}^{(C,E)}$ только при $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ и $t_1 = t_2$:

$$D_{2;\mu\mu}^{(L,E)}(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t) = \frac{\omega^8}{c^8} \frac{1}{r^2} \int \int d^3 R_1 d^3 R_2 \frac{n(\mathbf{R}_1)n(\mathbf{R}_2)}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|^2} \times \\ \times \left| \sum_{i,k,l,j} X_\mu^i(\mathbf{r}, \mathbf{R}_1, \omega) \alpha_i^k(\omega) X_k^l(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \omega) \times \right. \\ \left. \times \alpha_l^j(\omega) X_j^\nu(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_0, \omega) \mathbf{e}_\nu \mathcal{E}_0(\mathbf{r}_0) \right|^2, \quad (5)$$

$$D_{2;\mu\bar{\mu}}^{(C,E)}(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t) = \frac{\omega^8}{c^8} \frac{1}{r^2} \times \\ \times \sum_{i,k,l,j} \sum_{\bar{i}, \bar{k}, \bar{l}, \bar{j}} \int \int d^3 R_1 d^3 R_2 \times \\ \times \frac{n(\mathbf{R}_1)n(\mathbf{R}_2)}{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|^2} \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)] \times \\ \times (X_\mu^i(\mathbf{r}, \mathbf{R}_1, \omega) \alpha_i^k(\omega) X_k^l(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \omega) \times \\ \times \alpha_l^j(\omega) X_j^\nu(\mathbf{R}_2, \mathbf{r}_0, \omega) \mathbf{e}_\nu \mathcal{E}_0(\mathbf{r}_0)) \times \\ \times (X_{\bar{\mu}}^{\bar{i}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_2, \omega) \alpha_{\bar{i}}^{\bar{k}}(\omega) X_{\bar{k}}^{\bar{l}}(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_1, \omega) \times \\ \times \alpha_{\bar{l}}^{\bar{j}}(\omega) X_{\bar{j}}^{\bar{\nu}}(\mathbf{R}_1, \mathbf{r}_0, \omega) \mathbf{e}_{\bar{\nu}} \mathcal{E}_0(\mathbf{r}_0))^*. \quad (6)$$

Здесь

$$\alpha_i^j(\omega) = - \sum_m \frac{(d_i)_{0m} (d^j)_{m0}}{\hbar(\omega - \omega_{m0}) + i\hbar\gamma/2} \quad (7)$$

— тензор рассеяния, $(d_i)_{m0}$ — матричный элемент дипольного момента перехода ($J_g = 0, m_g = 0 \equiv \equiv 0 \rightarrow (J_e = 1, m_e = 0, \pm 1) \equiv m$, $\mathcal{E}_0(\mathbf{r}_0)$ — амплитуда напряженности поля излучения на входе в атомный ансамбль, ω — его частота, r — расстояние от центра ансамбля до точки расположения фотодетектора, $n(\mathbf{R})$ — концентрация атомов, γ — естественная ширина возбужденного состояния атома, ω_{m0} — частота атомного перехода с учетом зеемановского или штарковского сдвига, обусловленного влиянием внешних полей, \mathbf{k}, \mathbf{k}' — волновые векторы соответственно падающего и рассеянного излучения. При получении (5) и (6) мы полностью пренебрегли движением атомов, что оправдано низкой температурой ансамбля.

Поляризация рассеянного излучения определяется индексом μ функции $D_{\mu\mu}^{(E)}$, а падающего — задается ортом \mathbf{e} . Далее при анализе эффекта КОР мы будем рассматривать четыре основных поляризационных схемы $L \parallel L$, $L \perp L$, $H \parallel H$ и $H \perp H$. Первые две относятся к линейным поляризациям, последние две — к циркулярным. Буквой H будем обозначать спиральность света, т. е. проекцию углового момента фотона на направление волнового вектора. Случаи $L \parallel L$ и $H \parallel H$ соответствуют анализу рассеяния без изменения линейной поляризации или спиральности, случаи $L \perp L$ и $H \perp H$ — измерению интенсивности поляризационной компоненты, ортогональной исходной.

Выражения (5), (6) и (7) записаны с использованием ко- и контравариантных циклических компонент для случая рассматриваемого в этой работе перехода.

Функции $X_i^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$, являющиеся медленно изменяющимися амплитудами фотонных гриневских функций [18], описывают распространение когерентного излучения с частотой ω между точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 в рассматриваемом атомном ансамбле. Вид этой функции зависит от оптических свойств ансамбля и существенно модифицируется при включении внешнего электрического или магнитного поля. Последние приводят к появлению у среды анизотропных свойств, которые проявляются в таких эффектах как дихроизм и двулучепреломление.

Для функций $X_i^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ можно получить следующую систему уравнений [18]:

$$\begin{aligned} & \frac{dX_i^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)}{dz_1} = \\ & = 2\pi ik \sum_{j'} \tilde{\chi}_i^{j'}(\mathbf{r}_1, \omega) X_{j'}^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega), \\ & X_i^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \rightarrow \delta_i^j \text{ при } z_1 \rightarrow z_2, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\tilde{\chi}_i^j(\mathbf{r}, \omega)$ — диэлектрическая восприимчивость атомного ансамбля в данной точке неоднородной среды.

Система уравнений (8) записана в системе координат с осью z вдоль вектора $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, характеризующего направление распространения света. В этой системе индексы i, j могут принимать только два значения $+1$ и -1 , соответствующие двум возможным циркулярным поляризациям. Знак тильда у тензора поляризуемости означает, что он вычисляется не в лабораторной системе координат, а в системе, связанной с лучом.

В рассматриваемом нами случае ансамбля в постоянном поле направление главных осей тензора восприимчивости одинаково в различных точках атомного облака. При этом система (8) может быть решена точно и для функции $X_i^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ получается следующее явное аналитическое выражение:

$$\begin{aligned} & X_i^j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \\ & = \sum_{j'} \exp \left(2\pi ik \int_{\mathbf{r}_2}^{\mathbf{r}_1} \tilde{\chi}_i^{j'}(\mathbf{r}, \omega) ds \right) \delta_{j'}^j. \end{aligned} \quad (9)$$

Интеграл, входящий в полученное выражение, вычисляется вдоль луча, соединяющего точки \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 . Для типичного гауссова пространственного распределения атомов в ансамбле интегрирование можно провести аналитически для произвольных \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 даже при наличии внешнего поля. Для этого необходимо определить явное выражение для тензора восприимчивости. Мы сделаем это в два этапа. Вначале вычислим этот тензор в лабораторной системе координат, ось z которой направим вдоль постоянного поля. В этой системе тензор диагонален и его диагональные элементы имеют вид

$$\chi_q^q(\mathbf{r}, \omega) = -\delta_q^q \frac{\|d_{J_e J_g}\|^2}{3\hbar} \frac{n(\mathbf{r})}{(\omega - \omega_{q0}) + i\gamma/2}, \quad (10)$$

где $q = -1, 0, +1$ и $\|d_{J_e J_g}\|$ — приведенный матричный элемент дипольного момента атомного перехода. Три главных значения тензора различаются только величинами резонансных частот соответствующих переходов.

Переход от лабораторной системы к системе, связанной с лучом и характеризующейся углами

Эйлера α, β, γ , проводится с помощью D -функций Вигнера [22]. При этом компоненты тензора, спроецированного на плоскость, перпендикулярную лучу света, выражаются через найденные выше компоненты (10) следующим образом:

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_{+1}^{+1}(\dots) &= \frac{(1 + \cos \beta)^2}{4} \chi_{+1}^{+1}(\dots) + \\ &+ \frac{(1 - \cos \beta)^2}{4} \chi_{-1}^{-1}(\dots) + \frac{\sin^2 \beta}{2} \chi_0^0(\dots), \\ \tilde{\chi}_{-1}^{-1}(\dots) &= \frac{(1 - \cos \beta)^2}{4} \chi_{+1}^{+1}(\dots) + \\ &+ \frac{(1 + \cos \beta)^2}{4} \chi_{-1}^{-1}(\dots) + \frac{\sin^2 \beta}{2} \chi_0^0(\dots), \quad (11) \\ \tilde{\chi}_{-1}^{+1}(\dots) &= e^{2i\gamma} \frac{\sin^2 \beta}{4} \times \\ &\times [\chi_{+1}^{+1}(\dots) + \chi_{-1}^{-1}(\dots) - 2\chi_0^0(\dots)], \\ \tilde{\chi}_{+1}^{-1}(\dots) &= e^{-2i\gamma} \frac{\sin^2 \beta}{4} \times \\ &\times [\chi_{+1}^{+1}(\dots) + \chi_{-1}^{-1}(\dots) - 2\chi_0^0(\dots)].\end{aligned}$$

В силу симметрии задачи угол α в это выражение не вошел.

Координатная зависимость каждой из тензорных компонент (11) определяется множителем $n(\mathbf{r})$, а значит, для нахождения показателя экспоненты, входящей в (9), нам необходимо вычислить интеграл $\int_{\mathbf{r}_2}^{\mathbf{r}_1} n(\mathbf{r}) ds$. Будем считать, что пространственное распределение атомов в ансамбле является сферически-симметричным и гауссовым, что типично, например, для магнитооптических ловушек, $n(\mathbf{r}) = n_0 \exp(-\mathbf{r}^2/2R^2)$. Здесь R — радиус гауссова облака, n_0 — концентрация в его центре. В этом случае

$$\begin{aligned}\int_{\mathbf{r}_2}^{\mathbf{r}_1} n(\mathbf{r}) ds &= n_0 R \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{r_2^2 - (\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{n}_{12})^2}{2R^2}\right) \times \\ &\times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{n}_{12}}{\sqrt{2}R}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{n}_{12}}{\sqrt{2}R}\right) \right], \quad (12)\end{aligned}$$

где erf — функция ошибок, \mathbf{n}_{12} — единичный вектор в направлении $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$.

Приведенные выше соотношения (5) и (6) показывают, что вклад некогерентного рассеяния второго порядка определяется суммой двух шестикратных интегралов, вычисляемых по положениям тех двух атомов, на которых происходит это рассеяние. При этом подынтегральная функция задана в аналитическом виде явно.

Аналогичным способом можно получить выражения для вкладов рассеяния более высокого поряд-

ка. Учет каждого следующего порядка некогерентного рассеяния приводит к дополнительным множителям в виде тензора рассеяния, квадрата межатомного расстояния в знаменателе, функции распространения X_i^j и добавляет интегрирование по координатам соответствующего атома. Получающиеся интегралы в этой работе мы вычисляем методом Монте-Карло. Для ускорения процедуры расчета и увеличения его точности используем его в методе существенной выборки [23]. Заметим, что аналогичные подходы для описания диффузии излучения в оптически плотных средах, основанные на использовании схемы статистических испытаний Монте-Карло, часто называют методом случайных блужданий [24–26].

Полученные в этом разделе общие соотношения будут использованы далее для анализа влияния постоянных полей на характер рассеяния света в рассматриваемых системах.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе мы будем исследовать влияние статических электрического и магнитного полей на поляризационную и спектральную зависимости фактора усиления (ФУ) для излучения, рассеянного строго назад. ФУ — это величина, определяемая как отношение интерференционной составляющей рассеянного света, описываемой выражением (4), к полной интенсивности, которая помимо интерференционного вклада содержит неинтерференционный, лестничный вклад, определяемый выражением (3).

Напряженности внешних полей будем задавать штарковским Δ_E и зеемановским Δ_H сдвигами, нормированными на естественную ширину возбужденных состояний γ и входящими в частоту атомных переходов в выражениях (7) и (10). В качестве основного параметра сферически-симметричного гауссова облака, определяющего характер многократного рассеяния света в нем, будет выступать резонансная оптическая толщина $b = \sqrt{2\pi} n_0 \sigma_0 R$ [4–7], где σ_0 — сечение резонансного рассеяния на одном атоме, которое для рассматриваемого перехода $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ равно $\sigma_0 = 6\pi k^{-2}$.

3.1. Анализ сходимости диаграммного разложения

Прежде чем начать детально изучать влияние внешних полей на характер интерференционных эффектов при многократном рассеянии света, проана-

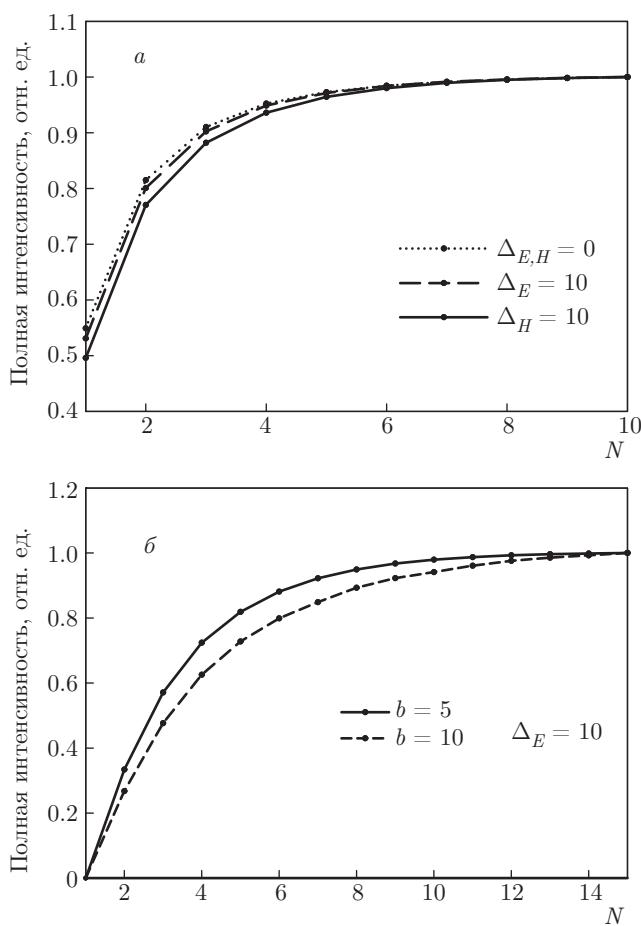


Рис. 1. Зависимости нормированной полной интенсивности света, рассеянного строго назад, от числа N учтенных в расчете актов некогерентного рассеяния. $\Delta_E = \Delta_H = 10$. а) $H \perp H$, $b = 5$; б) $H \parallel H$, различные оптические толщины

лизируем сходимость используемого диаграммного разложения (3) и (4).

На рис. 1 показаны зависимости полной интенсивности света, рассеянного строго назад, от числа N учтенных в расчете актов некогерентного рассеяния. Все кривые на рис. 1 нормированы на максимальное значение, что позволяет увидеть влияние полей на относительные вероятности рассеяния разных порядков. Для того чтобы подавить вклад нерезонансных переходов и, таким образом, дать статическим полям проявиться в полной мере, их напряженности выбраны большими, $\Delta_E = \Delta_H \gg 1$.

Кривые на рис. 1а рассчитаны для фиксированной оптической толщины, равной 5. Падающее излучение циркулярно поляризовано и резонансно соответствующему зеемановскому переходу. Регистрируется излучение с ортогональной спиральностью

$H \perp H$. Графики демонстрируют хорошую сходимость используемого диаграммного разложения, связанную со сравнительно быстрым уменьшением вклада рассеяния высокой кратности. При этом для рассматриваемого случая постоянные поля несколько замедляют эту сходимость, что связано с изменением индикаторы однократного рассеяния. Магнитное поле ослабляет относительный вклад рассеяния низкой кратности заметнее, чем электрическое. Магнитное поле полностью снимает вырождение зеемановских подуровней, а электрическое — лишь частично, и возбужденные состояния с $m = \pm 1$ имеют одинаковую энергию. Это означает, что в электрическом поле вторичный фотон может испытывать эффективное резонансное рассеяние на двух переходах $J_g = 0, m = 0 \rightarrow J_e = 1, m = -1$ и $J_g = 0, m = 0 \rightarrow J_e = 1, m = +1$, а в магнитном — только на одном из них. Эта особенность приводит еще к тому, что в сильном магнитном поле сигнал в поляризационном канале $H \parallel H$ для направления строго назад практически отсутствует. Имеется лишь очень малый вклад нерезонансного рассеяния.

Рисунок 1б показывает, как изменяется роль многократного рассеяния при увеличении оптической толщины атомного ансамбля. Этот рисунок построен для поляризационного канала с сохраняющейся спиральностью $H \parallel H$ и, в силу того что в сильном магнитном поле рассеяние назад является сильно нерезонансным, здесь приведены результаты только для электрического поля. Как и следовало ожидать, увеличение толщины усиливает роль рассеяния высокой кратности, однако сходимость предлагаемой процедуры остается достаточно хорошей. Таким образом, рассматриваемая процедура может быть использована для описания многократного рассеяния света при типичных оптических толщинах атомных ансамблей в магнитооптических ловушках, составляющих, как правило, величину $b \approx 1 \div 10$.

Рисунок 2 демонстрирует, что хорошая сходимость наблюдается не только для полной интенсивности, но и для ФУ. Здесь показаны зависимости величины этого фактора от N как при наличии полей, так и при их отсутствии. Кривые построены для тех же параметров, что и кривые на рис. 1а. Помимо хорошей сходимости этот рисунок демонстрирует влияние электрического и магнитного полей на относительную роль интерференционных эффектов. Эти поля, особенно магнитное, для рассматриваемой поляризационной схемы усиливают влияние интерференции, а следовательно, усиливают эффект КОР.

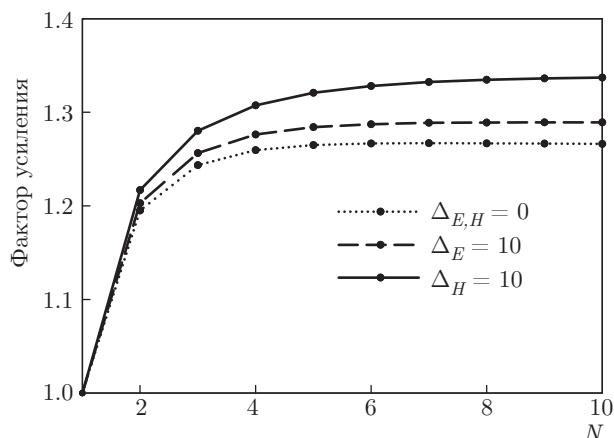


Рис. 2. Зависимости фактора усиления для излучения, рассеянного строго назад, от числа N учтенных в расчете актов некогерентного рассеяния. Расчеты выполнены при тех же параметрах, что и рис. 1а

Кривые на рис. 2 получены для резонансного излучения, для фиксированной оптической толщины, сильного поля и только для одной возможной поляризационной схемы регистрации. В следующем разделе мы подробно исследуем, как изменяется это влияние при изменении условий наблюдения.

3.2. Поляризационная зависимость фактора усиления

На рис. 3 для четырех основных поляризационных схем наблюдения показаны зависимости ФУ для излучения, рассеянного строго назад, от величины внешнего постоянного электрического и магнитного полей.

Видно, что ФУ для разных поляризационных каналов ведет себя по-разному. Он может увеличиваться или уменьшаться и даже оставаться неизменным. В одном случае (рис. 3в) наблюдается немонотонная зависимость. При этом основные изменения происходят при характерных сдвигах уровней порядка их естественной ширины, $\Delta \leq 1$. При $\Delta > 3$ исследуемая зависимость практически достигает значения насыщения для всех рассмотренных случаев.

Уменьшение ФУ наблюдается для тех каналов, для которых включение полей приводит к заметному уменьшению полной интенсивности рассеянного света. Такие каналы представляют практический интерес только при слабых полях, когда характерные сдвиги уровней меньше или порядка их ширины. Наиболее наглядно это проявляется в случае $H \parallel H$ (рис. 3а) при увеличении напряженности маг-

нитного поля. При увеличении Δ от нуля до $\Delta = 1$ фактор усиления убывает от значения 2 до приблизительно 1.5, а полная интенсивность, как показывает наш расчет, при этом убывает более чем в десять раз. Такое существенное ослабление сигнала связано с тем, что для этого канала излучение строго назад имеет место только при переходах с возбужденных подуровней, которые сильно сдвигаются магнитным полем и заселяются только нерезонансным образом, в крыле линии. Это же относится и к каналу $L \perp L$ (рис. 3г). Для этих поляризационных каналов взаимодействие со светом носит нерезонансный характер, для которого вероятность многократного рассеяния мала. В электрическом поле вырождение зеемановских подуровней снимается частично, поэтому для канала $H \parallel H$ здесь не происходит существенного изменения интенсивности рассеянного света при увеличении Δ . При этом вклад однократного рассеяния в силу правил отбора равен нулю, а для рассеяния любой более высокой кратности интерференционные и неинтерференционные вклады равны. Поэтому, независимо от величины электрического поля, фактор усиления сохраняет свое максимально возможное значение, равное двум.

Для тех каналов, для которых вклад однократного рассеяния является определяющим, интерференционные эффекты усиливаются при увеличении величины внешних полей (рис. 3б, в). Включение поля никак не влияет на характер однократного рассеяния в рассматриваемом случае, когда резонансный уровень не смешается полем. Поля существенно влияют только на многократное рассеяние, которое и обуславливает интерференционные эффекты. Они усиливают одни каналы рассеяния и ослабляют другие. Расчет показывает, что для схемы $H \perp H$ (рис. 3б) вероятность в результате последовательности рассеяний излучаться в направлении назад возрастает с увеличением магнитного поля во всех рассмотренных порядках рассеяния. Для электрического поля это не так. Поэтому в целом в электрическом поле эффект возрастания ФУ проявляется слабее, что и наблюдается на рис. 3б. Для случая $L \parallel L$ ситуация похожая.

Немонотонное поведение ФУ для канала $L \parallel L$ (рис. 3в) в сравнительно слабом магнитном поле обусловлено особенностями квантовых интерференционных эффектов при каждом акте некогерентного рассеяния, кроме однократного. Излучение, распространяющееся в произвольном направлении по отношению к направлению внешнего поля, может вызывать переходы через различные зеемановские подуровни возбужденного состояния. Эти переходы

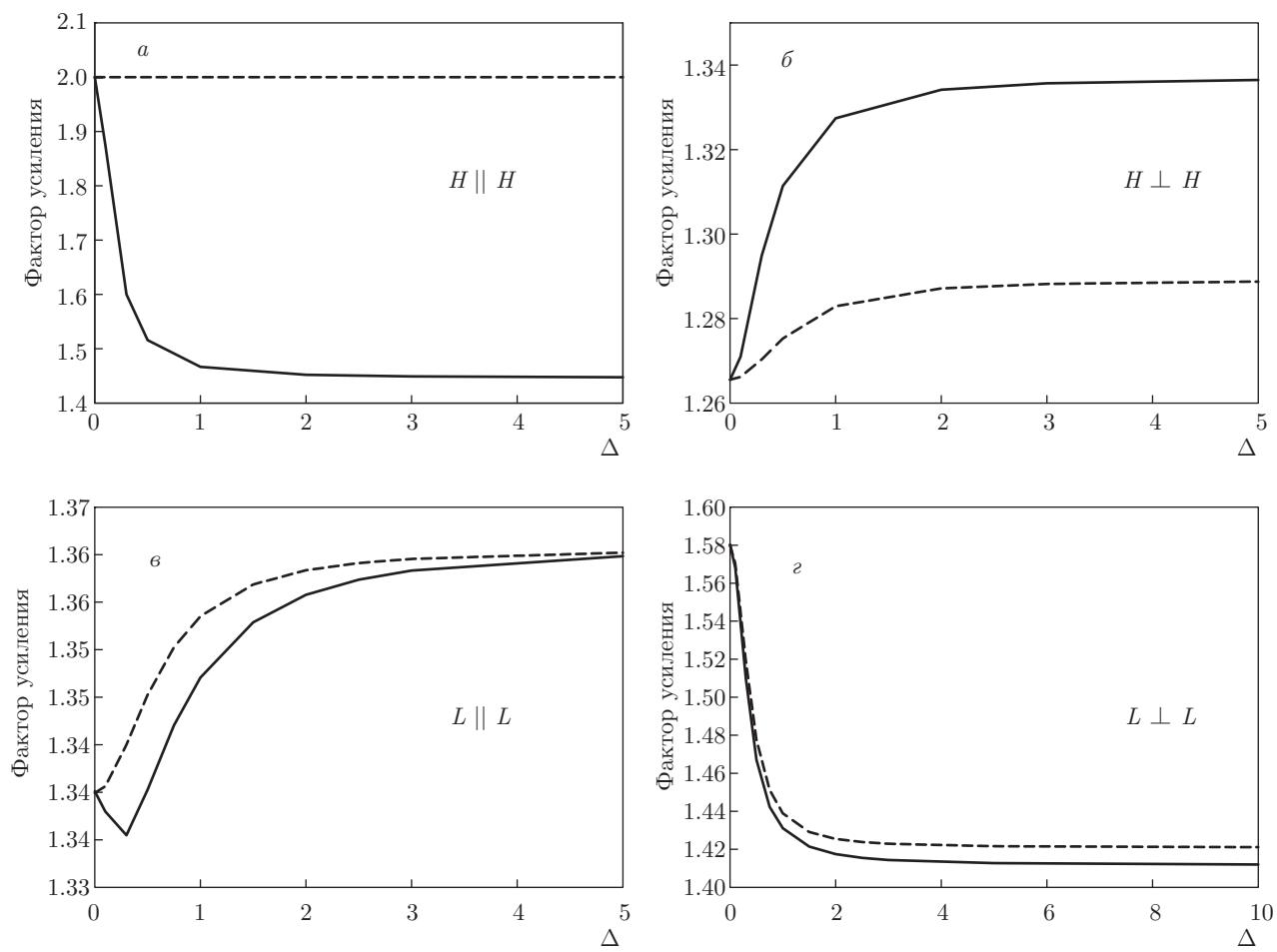


Рис. 3. Фактор усиления для рассеяния строго назад в зависимости от величины внешнего электрического (штриховые линии) и магнитного (сплошные линии) полей для различных поляризационных схем наблюдения. Величины напряженности полей заданы вызванным ими сдвигом уровней Δ . Расчет проведен для облака с оптической толщиной $b = 5$.

Входное излучение остается резонансным независимо от величины внешнего поля

интерферируют между собой. Характер интерференции существенно зависит от соотношения между частотой света и частотами соответствующих переходов.

Отмеченные выше особенности влияния полей на характер многократного рассеяния количественно модифицируются при изменении оптической толщины b . Эта модификация иллюстрируется на рис. 4 для двух поляризационных каналов. Расчет проведен для сильных полей. Входное излучение, как и ранее, выбиралось резонансным соответствующему зеемановскому переходу.

При увеличении оптической толщины b увеличивается среднее число актов рассеяния, которое испытывает фотон прежде, чем покинет атомный ансамбль. Возрастание различия ФУ когерентного обратного рассеяния для ансамбля в поле и без него

при увеличении b говорит об увеличении роли электрического и магнитного полей по мере увеличения кратности рассеяния.

3.3. Спектральная зависимость фактора усиления

Интерференционные процессы при многократном рассеянии оказываются очень чувствительными к отстройкам частоты входного излучения даже в отсутствие внешних полей. Это связано с изменением относительного вклада рассеяния разных порядков, обусловленным изменением эффективной оптической толщины для данного излучения по сравнению с резонансной. Включение внешнего электрического или магнитного поля приводит к дополнительной модификации спектральной зависимости. Эта

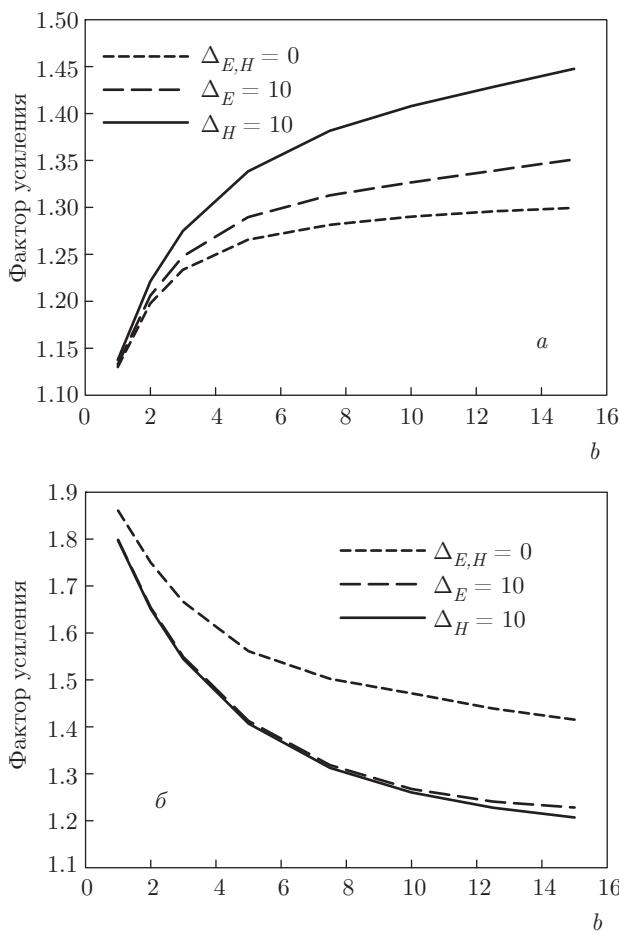


Рис. 4. Фактор усиления для рассеяния строго назад в зависимости от величины резонансной оптической толщины b ансамбля. Величины напряженностей полей заданы вы- званным именем сдвигом уровней Δ . а) $H \perp H$, б) $L \perp L$

модификация различна для разных поляризационных каналов, что хорошо видно на рис. 5.

Рисунки 5а и 5б соответствуют каналам с циркулярной поляризацией $H \parallel H$ и $H \perp H$, рис. 5в и 5г — с линейной поляризацией $L \parallel L$ и $L \perp L$. Отстройки частоты δ в каждом случае выражены в единицах естественной ширины уровней и отсчитываются от резонансной частоты соответствующего перехода. Для циркулярных поляризаций это подуровень с $m = -1$, поскольку для определенности мы здесь считаем падающее на среду излучение левополяризованным. Для линейной поляризации отстройка определяется по отношению к частоте 0–0-перехода. Как и при исследовании зависимости от величины поля, наиболее интересные и нетривиальные зависимости наблюдаются для тех поляризационных каналов, для которых вклад однократного рассеяния ра-

вен нулю ($H \parallel H$ и $L \perp L$). В этих случаях возможно возрастание фактора усиления при увеличении отстройки. При зондировании в полосе прозрачности этот фактор достигает своего максимально возможного значения. В ряде случаев наблюдается также явная асимметрия спектральных кривых. Сложное спектральное поведение фактора усиления помимо изменения относительной роли рассеяния разной кратности связано также с тем, что на разных частотах резонансными оказываются разные зеемановские подуровни возбужденных состояний.

Для поляризационных каналов, в которых существенную роль играет однократное рассеяние ($H \perp L \parallel L$), наблюдается более ожидаемое поведение — см. рис. 5б и 5в. Однако и в этом случае при включении внешних полей появляется определенная асимметрия спектров, обусловленная сдвигами атомных уровней в этих полях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе анализа эффекта когерентного обратного рассеяния света теоретически исследовано влияние постоянных электрического и магнитного полей на характер интерференционных процессов при многократном рассеянии электромагнитного излучения в атомных ансамблях, охлажденных до субдоплеровских температур в магнитооптических ловушках.

Анализ эффекта КОР проведен методами диаграммной техники Константинова–Переля–Келдыша для неравновесных систем. Эти методы позволили получить явные аналитические выражения для корреляционных функций интенсивности первого порядка, описывающих поляризационные и спектральные свойства излучения, рассеянного ансамблем атомов, помещенным во внешние статические поля. Показано, что интенсивность излучения содержит интерференционную составляющую и может быть представлена в виде ряда по числу актов некогерентного рассеяния света внутри оптически плотного ансамбля. Был рассчитан фактор усиления, равный отношению интерференционного вклада к полной интенсивности, и показано, что внешние поля изменяют все наблюдаемые характеристики КОР. Помимо изменения абсолютной величины фактора усиления, они существенно модифицируют его спектральную и поляризационную зависимости.

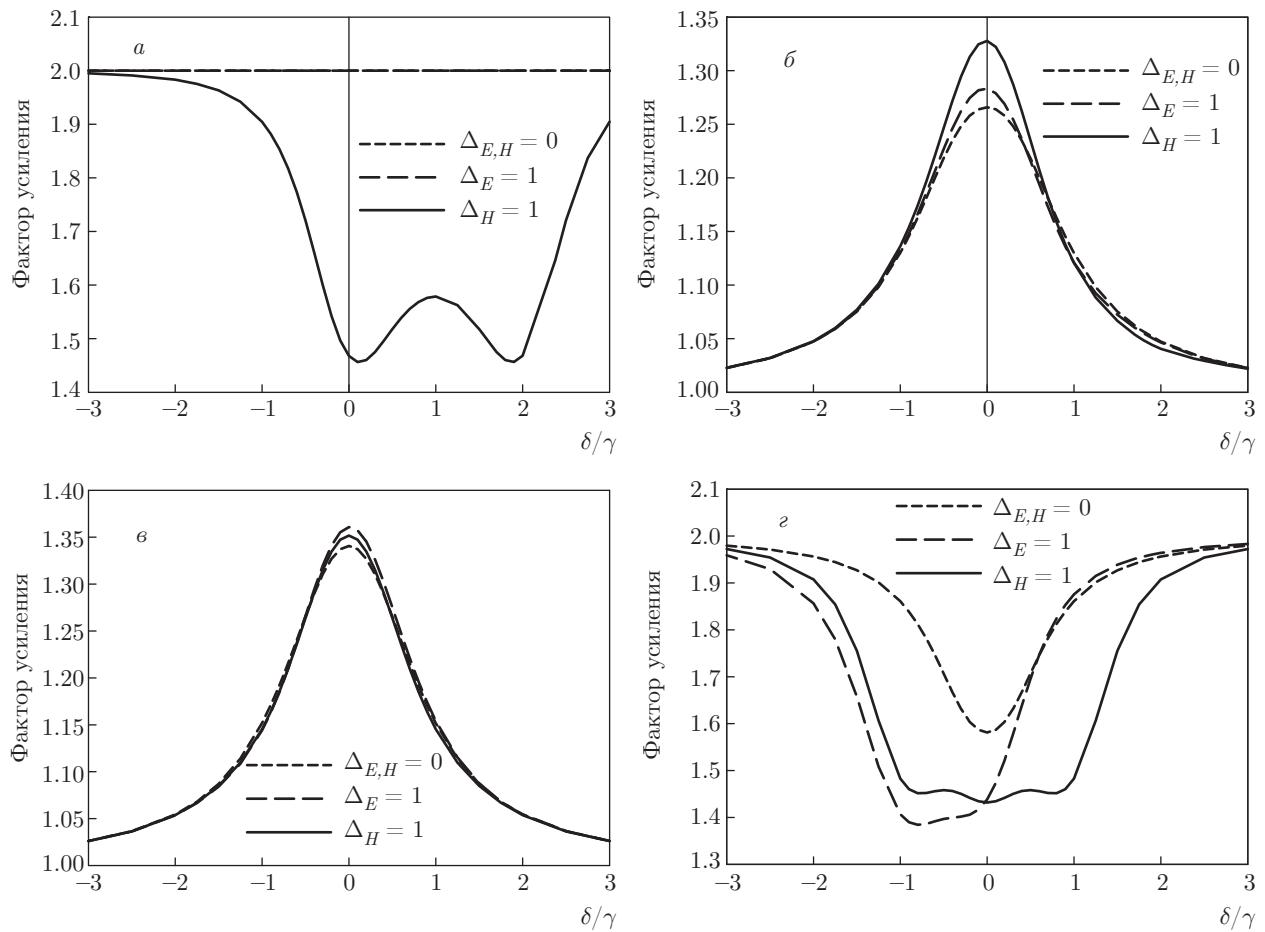


Рис. 5. Фактор усиления для рассеяния строго назад в зависимости от отстройки частоты рассеиваемого света δ для различных поляризационных схем наблюдения: а) $H \parallel H$, б) $H \perp H$, в) $L \parallel L$, г) $L \perp L$. Расчет проведен для облака с оптической толщиной $b = 5$. $\Delta_E = \Delta_H = 1$

Все выявленные особенности КОР объясняются вызванными внешними полями изменениями индикатрисы рассеяния света каждым атомом, а также появлением анизотропных свойств ансамбля в целом. Все это меняет относительную роль процессов некогерентного рассеяния различной кратности, а также соотношение между интерференционной и неинтерференционной составляющими рассеянного излучения.

Когерентное обратное рассеяние является одним из наблюдавшихся проявлений интерференции при многократном рассеянии излучения. Другим ее важным проявлением является модификация характера переноса излучения внутри оптически плотных сред. Наблюдаемые при этом особенности принято называть эффектом слабой локализации света. Полученные в этой работе результаты показывают, что внешние поля будут модифицировать и этот эффект. Это может оказаться существенное влияние на

процессы типа лазерной генерации в неупорядоченных средах [27], вызывающие определенный практический интерес в связи с возможностью создания лазерных источников света с низкой пространственной когерентностью для таких приложений, как, например, когерентная оптическая томография [28].

Заметим, что внешние поля, очевидно, будут модифицировать эффект КОР и в более сложных случаях, чем те, которые рассмотрены в данной работе, например, когда интерференция приводит не к усилению рассеяния назад, а к его ослаблению [29, 30], при наблюдении КОР в сильных полях [31–33], а также при наличии управляющих переменных полей [34–37].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01085).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. V. Hau, *Nature Photonics* **2**, 451 (2008).
2. D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information*, Springer, Berlin, Heidelberg (2010).
3. B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams et al., *Nature* **506**, 71 (2014).
4. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, C. I. Sukenik, and M. D. Havey, *Laser Phys. Lett.* **3**, 223 (2006).
5. G. Labeyrie, *Mod. Phys. Lett. B* **22**, 73 (2008).
6. C. A. Müller and D. Delande, in *Les Houches 2009-Session XCI: Ultracold Gases and Quantum Information*, ed. by C. Miniatura et al., Oxford Univ. Press, Oxford (2011), ch. 9, p. 441.
7. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rep.* **671**, (2017).
8. G. Labeyrie, C. Miniatura, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **64**, 033402 (2001).
9. O. Sigwarth, G. Labeyrie, T. Jonckheere, D. Delande, R. Kaiser, and C. Miniatura, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 143906 (2004).
10. O. Sigwarth, G. Labeyrie, D. Delande, and Ch. Miniatura, *Phys. Rev. A* **88**, 033827 (2013).
11. G. Labeyrie, C. Miniatura, C. A. Müller, O. Sigwarth, D. Delande, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 163901 (2002).
12. S. E. Skipetrov, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **94**, 013825 (2016).
13. K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, J. D. Carter, A. Mugford, and J. D. D. Martin, *Phys. Rev. A* **73**, 063403 (2006).
14. И. М. Соколов, Письма в ЖЭТФ **106**, 5 (2017).
15. Л. Мандель, Э. Вольф, *Оптическая когерентность и квантовая оптика*, Физматлит, Москва (2000).
16. О. В. Константинов, В. И. Перель, ЖЭТФ **39**, 197 (1960).
17. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
18. В. М. Дацюк, И. М. Соколов, ЖЭТФ **129**, 830 (2006).
19. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).
20. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **87**, 063839 (2013).
21. S. Roof, K. Kemp, M. D. Havey, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Opt. Lett.* **40**, 1137 (2015).
22. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалёв, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
23. И. М. Соболь, *Численные методы Монте-Карло*, Наука, Москва (1973).
24. G. Labeyrie, D. Delande, C. A. Müller, C. Miniatura, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **67**, 033814 (2003).
25. J. Chabé, M.-T. Rouabah, L. Bellando, T. Bienaimé, N. Piovella, R. Bachelard, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **89**, 043833 (2014).
26. A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **96**, 023830 (2017).
27. D. S. Wiersma, *Nature Physics* **4**, 359 (2008).
28. B. Redding, M. A. Choma, and H. Cao, *Nature Photonics* **6**, 355 (2012).
29. I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Opt. Comm.* **243**, 165 (2004).
30. V. Shatokhin, T. Wellens, B. Gremaud, and A. Buchleitner, *Phys. Rev. A* **76**, 043832 (2007).
31. T. Wellens, T. Geiger, V. Shatokhin, and A. Buchleitner, *Phys. Rev. A* **82**, 013832 (2010).
32. P. Kulatunga, C. I. Sukenik, S. Balik, M. D. Havey, and D. V. Kupriyanov, *J. Mod. Opt.* **52**, 2269 (2005).
33. V. Shatokin, C. A. Müller, and A. Buchleitner, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 043603 (2005).
34. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **74**, 043812 (2006).
35. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).
36. К. А. Барапцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, ЖЭТФ **148**, 869 (2015).
37. К. А. Барапцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, КЭ **47**, 777 (2017).