

# ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕР ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПЛОТНЫХ И ХОЛОДНЫХ АТОМНЫХ АНСАМБЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*И. М. Соколов\**

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

*Институт аналитического приборостроения Российской академии наук  
198095, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 24 марта 2017 г.

Теоретически исследованы особенности флуоресценции плотных и холодных невырожденных атомных ансамблей, находящихся во внешнем постоянном магнитном поле. Рассчитано угловое распределение, поляризационные свойства, а также спектральный состав излучения флуоресценции. Проанализировано изменение этих характеристик с течением времени после окончания импульса возбуждения. Исследована зависимость свойств вторичного излучения от длительности импульса и его несущей частоты. Показано, что для плотных облаков, в которых длина свободного пробега квазирезонансных фотонов соизмерима с межатомным расстоянием, магнитное поле существенно модифицирует все наблюдаемые свойства исследуемого излучения. Время пленения в таких условиях может увеличиваться в десятки раз. Магнитное поле усиливает эффект квантовых биений, наблюдаемых на временах, соизмеримых с временем жизни возбужденных состояний атомов. Для отдельных поляризационных каналов оно усиливает и эффект когерентного обратного рассеяния. Обнаруженные эффекты объяснены как результат влияния магнитного поля на характер резонансного диполь-дипольного взаимодействия и, как следствие, на особенности коллективных эффектов в плотных атомных ансамблях.

DOI: 10.7868/S0044451017090036

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Основной целью настоящей работы является исследование влияния магнитного поля на характер коллективных эффектов в плотных и неупорядоченных холодных атомных облаках. Постоянное магнитное поле существенно меняет свойства отдельных атомарных рассеивателей. Это приводит к тому, что оно существенно модифицирует и характер многоатомных эффектов, имеющих место при многократном рассеянии света внутри сред с большой оптической толщиной. Так, уже в случае разреженных сред эксперимент [1] выявил аномально большую постоянную Верде для холодных атомных облаков, получаемых в магнито-оптических ловушках, а в работах [2–4] обнаружено существенное влияние

магнитного поля на процесс когерентного обратного рассеяния света, которое не сводится к тривиальному и ожидаемому ослаблению этого эффекта.

Есть основания полагать, что для плотных сред, для которых среднее межатомное расстояние и длина пробега фотонов соизмеримы с длиной волны, влияние магнитного поля будет еще более заметным. Оптические свойства плотных облаков существенно образом определяются резонансным диполь-дипольным межатомным взаимодействием. Магнитное поле может модифицировать характер этого взаимодействия. Подобная модификация исследована для случая высоковозбужденных, ридберговских стояний атомов в [5]. В работе [6] показано, что магнитное поле индуцирует переход от локализованных к долгоживущим локализованным коллективным состояниям в условиях, в которых в отсутствие магнитного поля сильная локализация света невозможна [7].

\* E-mail: IMS@IS12093.spb.edu

Выводы, сделанные в работе [6], основаны на численном анализе спектра коллективных многоатомных состояний и являются результатом проверки теоретических критериев сильной локализации. В связи с этим важным является вопрос о том, как появление долгоживущих, локализованных состояний, обусловленных наличием магнитного поля, может быть обнаружено в эксперименте. Одним из методов, позволяющих делать заключение о наличии таких состояний, является наблюдение динамики послесвечения атомного ансамбля, возбуждаемого импульсным излучением.

Исследования флуоресценции холодных атомных облаков служат одной из наиболее эффективных экспериментальных методик изучения их свойств и протекающих в них процессов [8–13]. Эти исследования позволяют определить их важнейшие характеристики — пространственную структуру, распределение атомов по скоростям и т. п. В последнее время подобные исследования доказали свою эффективность и при изучении коллективных эффектов в плотных невырожденных атомных ансамблях [11, 12].

Некоторые аспекты влияния магнитного поля на характер пленения излучения в плотных атомных облаках отмечены в статье [14]. В настоящей работе проводится детальное исследование этого влияния на флуоресценцию атомных ансамблей. Исследуются поляризационные свойства и угловое распределение излучения флуоресценции, изучается спектральный состав вторичного излучения, а также анализируется изменение всех этих характеристик с течением времени после окончания импульса возбуждения. Исследуется зависимость флуоресценции от длительности этого импульса и его несущей частоты. Влияние магнитного поля выявляется сравнением с результатами расчетов, полученных в его отсутствие.

## 2. ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И ПОДХОДЫ

При расчете динамики флуоресценции будем следовать общему подходу, разработанному ранее в работе [15]. Не повторяя вывода основных соотношений, отметим лишь главные особенности используемого метода расчета. Применяемый подход базируется на решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции  $\psi$ , описывающей состояние объединенной системы, состоящей из атомов и электромагнитного поля, включая вакуумный

термостат. Мы рассматриваем неупорядоченное облако, состоящее из  $N$  атомов. Атомы предполагаются двухуровневыми — с основным состоянием  $J = 0$  и возбужденным  $J = 1$ . Во внешнем постоянном магнитном поле возбужденное состояние расщепляется на три зеемановских подуровня, различающихся проекциями углового момента на направление вектора индукции, выбранного за направление оси квантования:  $m = -1$ ,  $m = 0$ ,  $m = 1$ .

Волновая функция ищется в виде ряда по набору собственных функций гамильтониана невзаимодействующих между собой поля и атомов. Атомы считаются неподвижными с учетом низкой температуры облака в атомной ловушке. Смещения атомов в процессе эволюции, обусловленные медленным тепловым движением, частично учитываются усреднением рассчитываемых величин по случайному пространственному распределению атомов в ансамбле. Ключевым упрощением в используемом подходе является ограничение числа квантовомеханических состояний объединенной системы, учитываемых при расчете. Рассматривая типичную ситуацию рассеяния слабого излучения, мы ограничиваемся только состояниями, содержащими не более одного фотона в полевой подсистеме. Как показано в работах [11, 16–18], это позволяет описать рассеяние слабого когерентного излучения, в том числе импульсного, с учетом коллективных многоатомных эффектов, имеющих место в плотных атомных ансамблях.

В рамках используемого подхода мы можем рассмотреть ансамбли произвольной формы и с произвольным пространственным распределением атомов. Для определенности в данной работе будем считать ансамбль сферическим с однородной в среднем плотностью атомов.

Знание волновой функции объединенной системы позволяет анализировать как свойства атомов, так и свойства вторичного излучения, порождаемого в процессе эволюции. В частности, интенсивность излучения с поляризацией  $\alpha$ , рассеянного рассматриваемым атомным ансамблем в единичный сферический угол в направлении  $\Omega$ , задаваемом радиус-вектором  $\mathbf{r}$ , может быть рассчитана следующим образом:

$$I_{\alpha}(\Omega, t) = \frac{c}{4\pi} \langle \psi | E_{\alpha}^{(-)}(\mathbf{r}) E_{\alpha}^{(+)}(\mathbf{r}) | \psi \rangle r^2. \quad (1)$$

Здесь  $E_{\alpha}^{(\pm)}(\mathbf{r})$  — положительно- и отрицательно-частотные компоненты операторов напряженности электрического поля. Для описания геометрии

рассеяния выбираем систему координат с началом в центре рассматриваемого облака.

В случае рассеяния импульсного излучения входящее в это выражение среднее зависит от времени. Эту зависимость в данной работе мы рассчитываем как результат обратного фурье-преобразования (подробнее см. [11, 16–18]):

$$\langle \psi | E_{\alpha}^{(-)}(\mathbf{r}) E_{\alpha}^{(+)}(\mathbf{r}) | \psi \rangle = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hbar \exp(-i\omega t) d\omega}{2\pi} \times \sum_{e, e'} \tilde{\Sigma}_{\alpha e}(\omega) R_{ee'}(\omega) \Lambda_{e'}(\omega) \right|^2. \quad (2)$$

В этом выражении вектор  $\Lambda_e(\omega)$  описывает возбуждение различных состояний атомов внешним излучением:

$$\Lambda_e(\omega) = -\frac{\mathbf{d}_{e;g} \mathbf{E}(\omega)}{\hbar} = -\frac{\mathbf{u} \mathbf{d}_{e;g}}{\hbar} E_0(\omega) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_e), \quad (3)$$

где  $\mathbf{d}_{e;g}$  — матричный элемент оператора дипольного момента, соответствующий переходу данного атома из основного  $g$  в возбужденное  $e$  состояние;  $\mathbf{u}$  — орт поляризации падающего излучения,  $E_0(\omega)$  — амплитуда его фурье-компоненты. Направление распространения исходной волны, которая предполагается плоской, задается волновым вектором  $\mathbf{k}$ .

Матрица  $R_{ee'}(\omega)$  является проекцией резольвенты рассматриваемой системы на однократно возбужденные атомные состояния [19] и описывает перенос возбуждения между различными атомами в ансамбле:

$$R_{ee'}(\omega) = [(\omega - \omega_e) \delta_{ee'} - \Sigma_{ee'}(\omega)]^{-1}. \quad (4)$$

Частота перехода  $\omega_e$  из основного состояния атома в возбужденное, характеризующееся проекциями углового момента  $m$ , определяется величиной индукции магнитного поля  $B$ :  $\omega_e = \omega_a + g_e \mu_B B m / \hbar$ , где  $\omega_a$  — частота атомного перехода в отсутствие поля,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g_e$  — фактор Ланде для возбужденных состояний.

В настоящей работе матрица (4) определялась численно на основе известного выражения для матрицы  $\Sigma_{ee'}(\omega)$ . В случае, когда  $e$  и  $e'$  соответствуют возбужденным состояниям разных атомов, матричные элементы последней могут быть определены следующим образом [15]:

$$\Sigma_{ee'}(\omega) = \sum_{\mu, \nu} \frac{\mathbf{d}_{e_a;g_a}^{\mu} \mathbf{d}_{g_b;e_b}^{\nu}}{\hbar r^3} \times \left[ \delta_{\mu\nu} \left( 1 - i \frac{\omega_a r}{c} - \left( \frac{\omega_a r}{c} \right)^2 \right) \exp \left( i \frac{\omega_a r}{c} \right) - \frac{\mathbf{r}_{\mu} \mathbf{r}_{\nu}}{r^2} \left( 3 - 3i \frac{\omega_a r}{c} - \left( \frac{\omega_a r}{c} \right)^2 \right) \exp \left( i \frac{\omega_a r}{c} \right) \right]. \quad (5)$$

Это выражение записано в предположении, что в состоянии  $\psi_{e'}$  возбужден атом  $b$ , а в состоянии  $\psi_e$  — атом  $a$ . Использовано также так называемое полюсное приближение, в котором учитывается слабая зависимость  $\Sigma_{ee'}(\omega)$  от частоты, позволяющая пренебречь зеемановским расщеплением и вычислять соответствующую матрицу для частоты, равной средней частоте атомного возбуждения,  $\omega = \omega_a$ . Это приближение подробно исследовано в работе [20]. В выражении (5)  $\mathbf{r}_{\mu}, \mathbf{r}_{\nu}$  — проекции вектора  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b$  на оси выбранной системы координат,  $r = |\mathbf{r}|$  — расстояние между атомами  $a$  и  $b$ .

Если  $e$  и  $e'$  соответствуют возбужденным состояниям одного и того же атома, то  $\Sigma_{ee'}(\omega)$  отлична от нуля только при  $e = e'$  ( $m = m'$ ). В этом случае  $\Sigma_{ee}(\omega)$  определяет лэмбовский сдвиг и скорость спонтанного распада  $\gamma$  состояния  $e$ . Считая лэмбовский сдвиг включенным в частоту атомного перехода  $\omega_a$ , имеем

$$\Sigma_{ee}(\omega) = -i\gamma/2. \quad (6)$$

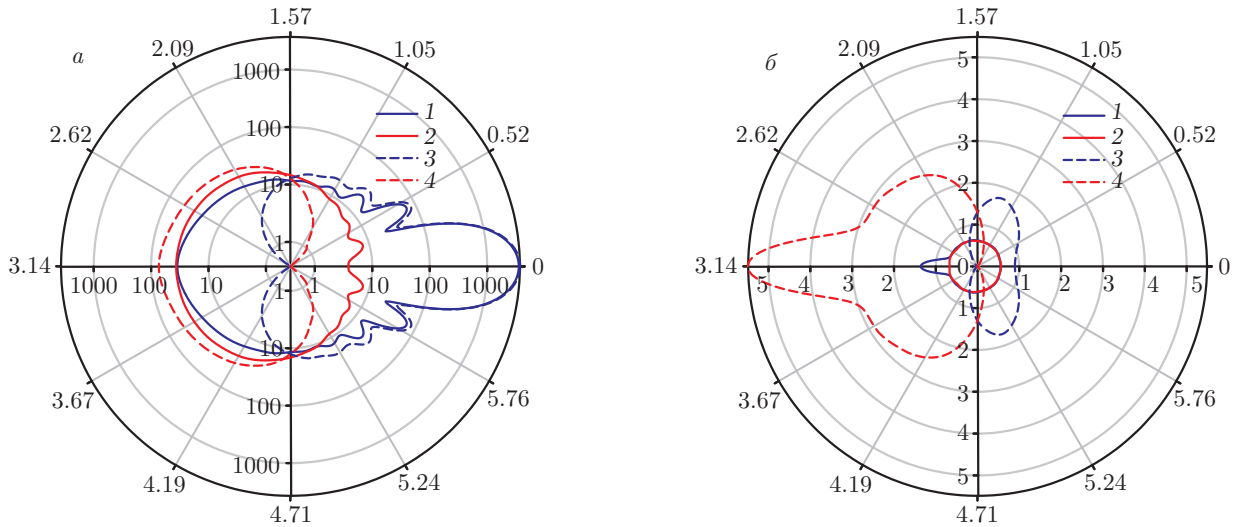
Матрица  $\tilde{\Sigma}_{\alpha e}(\omega)$  в выражении (2) описывает распространение излучения от атома, возбужденного в состоянии  $e$ , до точки наблюдения. Ее явное выражение в приближении вращающейся волны имеет вид (см. [15])

$$\tilde{\Sigma}_{\alpha e}(\omega) = -\frac{\mathbf{u}'_{\alpha} \mathbf{d}_{g;e}}{\hbar r} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \exp \left( i \frac{\omega |\mathbf{r} - \mathbf{r}_e|}{c} \right) = -\frac{\mathbf{u}'_{\alpha} \mathbf{d}_{g;e}}{\hbar r} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \exp \left( i \frac{\omega r}{c} - i \frac{\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_e}{c} \right). \quad (7)$$

Здесь  $\mathbf{u}'_{\alpha}$  — орт поляризации наблюдения,  $\mathbf{k}'$  — волновой вектор рассеянной волны.

Подставляя (3) и (7) в (2), после ряда упрощений получим

$$I_{\alpha}(\Omega, t) = \frac{c}{4\pi \hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\exp(-i\omega t) d\omega}{2\pi} \times \sum_{e, e'} (\mathbf{u}'_{\alpha} \mathbf{d}_{g;e}) R_{ee'}(\omega) (\mathbf{u} \mathbf{d}_{e';g}) \times \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{e'} - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_e)) \right|^2. \quad (8)$$



**Рис. 1.** Угловые распределения излучения флуоресценции атомного ансамбля сферической формы для разных моментов времени после окончания возбуждающего импульса: *a* —  $t = 0$ , логарифмический масштаб, *б* —  $t = 50\tau_0$ , линейный масштаб. 1 —  $h\parallel h$ ,  $\Delta = 0$ ; 2 —  $h\perp h$ ,  $\Delta = 0$ ; 3 —  $h\parallel h$ ,  $\Delta = 1000$ ; 4 —  $h\perp h$ ,  $\Delta = 1000$ . Радиус ансамбля  $R = 10$ , концентрация атомов  $n = 0.2$ , длительность возбуждающего импульса  $\tau_L = 100\tau_0$

Приведенные в этом разделе соотношения будут использованы ниже для анализа угловых, поляризационных и спектральных характеристик рассеяния света ультрахолодными атомными облаками. При этом, чтобы учесть случайный характер атомного ансамбля и медленное движение атомов, будем использовать выражение (8), усредненное по всевозможным случайным пространственным конфигурациям рассматриваемого ансамбля:  $I_{sc} = \langle I_\alpha(\Omega, t) \rangle$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

#### 3.1. Угловое распределение рассеянного излучения. Эффект когерентного обратного рассеяния

Анализ влияния магнитного поля на характер пленения квазирезонансного излучения в плотных и холодных атомных облаках начнем с анализа углового распределения флуоресценции. Для определенности будем считать импульс возбуждения прямоугольным с длительностью  $\tau_L$  и несущей частотой  $\omega_L$  и распространяющимся вдоль направления постоянного магнитного поля. Его поляризация — правая циркулярная, так что он вызывает переход  $J = 0, m = 0 \rightarrow J = 1, m = +1$ . В данном разделе рассмотрим случай излучения, резонансного переходу в свободном атоме,  $\omega_L = \omega_a + g_e\mu_B B/\hbar$ . Длительность импульса будем считать в сто раз большей естественного времени жизни возбужденных атом-

ных состояний  $\tau_0 = 1/\gamma$ :  $\tau_L = 100\tau_0$ , что является типичным для многих экспериментов, проводимых с холодными атомными облаками.

Угловое распределение изменяется с течением времени. На рис. 1 показаны результаты наших расчетов для двух моментов — для момента  $t = 0$ , сразу после окончания возбуждавшего импульса, и  $t = 50\tau_0$ , когда основные коллективные возбужденные состояния уже распались и остались сравнительно долгоживущие, представляющие для нас наибольший интерес. Расчет проведен для облака радиусом  $R = 10$ , в котором атомы распределены случайно, но с постоянной средней концентрацией  $n = 0.2$ . Здесь и далее в этой статье за единицу длины выбрана обратная величина волнового числа рассеиваемого излучения ( $k^{-1} = \lambda/2\pi$ ). Напряженность магнитного поля будем выражать в безразмерных единицах  $\Delta = g_e\mu_B B/\hbar\gamma$ . В данном расчете  $\Delta = 1000$ . Это соответствует пределу сильного поля, при котором величина зеемановского расщепления будет существенно больше характерных сдвигов атомных уровней, обусловленных межатомным резонансным диполь-дипольным взаимодействием.

Магнитное поле приводит к существенной анизотропии атомного ансамбля, поэтому наблюдаемое излучение флуоресценции оказывается поляризованным. На рис. 1 показаны результаты для двух разных поляризационных каналов рассеяния — с сохраняющейся  $h\parallel h$  и изменяющейся  $h\perp h$  спирально-

стью. Для выявления роли магнитного поля на каждом рисунке добавлены кривые, соответствующие случаю нулевого поля  $\Delta = 0$ .

На рис. 1а, построенном в полулогарифмическом масштабе, обращает на себя внимание дифракционный конус, наблюдаемый в канале с сохраняющейся спиральностью. Помимо главного дифракционного пика хорошо различимы пики более высоких порядков, что связано с наличием сравнительно резкой границы рассматриваемого облака, обусловленной большой концентрацией атомов. Магнитное поле практически не влияет на дифракционную картину в области главного максимума, однако делает остальные пики менее контрастными и существенно меняет характер излучения, направленного в противоположное по отношению к направлению волнового вектора возбуждающего света  $\mathbf{k}$  полупространство.

При наличии магнитного поля в канале  $h\parallel h$  излучение, рассеянное строго назад, полностью отсутствует. Это связано с тем, что правополяризованное резонансное излучение при выбранной геометрии возбуждает только атомы на подуровне  $m = +1$ , остальные зеемановские подуровни возбужденного состояния не заселяются ни этим, ни вторичным, перерассеянным внутри облака, излучением. А атомы с подуровня  $m = +1$  не могут излучить в рассматриваемый поляризационный канал в данном направлении. По этой же причине при наличии магнитного поля нет излучения, рассеянного вперед, в канале с изменяющейся спиральностью.

На рис. 1б в линейном масштабе приведено угловое распределение флуоресценции для момента времени  $t = 50\tau_0$  после окончания импульса возбуждения. На таких временах основной вклад дает излучение, многократно рассеянное внутри облака. Главная особенность — излучение не является изотропным даже в отсутствие магнитного поля, имеет место эффект когерентного обратного рассеяния (КОР). В направлении, противоположном волновому вектору возбуждающего света, наблюдается так называемый конус обратного рассеяния. Интенсивность в этом направлении заметно превышает среднюю по углам. Как известно, этот эффект обусловлен интерференцией двух волн, одна из которых образуется при многократном последовательном рассеянии падающей волны на некоторой цепочке частиц, а вторая — на той же цепочке, но при прохождении ее в обратном порядке. Проведенный расчет показал, что в рассматриваемом случае роль интерференции сохраняется и на очень больших временах после прекращения возбуждения. Атомный ан-

самбль «не забывает» направления распространения возбуждающего импульса. При этом наличие магнитного поля приводит к некоторым важным особенностям наблюдаемого эффекта.

Известно, что эффект КОР проявляется по-разному для разных поляризационных каналов. Так, в отсутствие магнитного поля в стационарном режиме в канале с сохраняющейся спиральностью фактор усиления (отношение амплитуды конуса КОР к величине «подложки») близок к двум в рассматриваемом случае перехода  $J = 0 \rightarrow J = 1$ . Для канала  $h\perp h$  он существенно меньше. Такое различие связано с ролью однократного рассеяния, которое не приводит к интерференционным эффектам. С течением времени величина фактора усиления меняется. В канале  $h\perp h$  он становится практически равным единице, а для  $h\parallel h$  — лишь несколько меньше своего максимального значения, равного двум.

Магнитное поле существенно меняет соотношение между каналами. В отсутствие поля за пределами конуса излучение изотропно по углам в каждом канале и интенсивности обеих поляризационных компонент совпадают. Результирующее излучение не поляризовано вне конуса обратного рассеяния. При наличии магнитного поля это не так. Каждая компонента в отдельности излучается неизотропно, а интенсивности разных поляризационных компонент различны. Конус КОР наблюдается не в канале с сохраняющейся спиральностью, в котором рассеяние назад вообще отсутствует, а в ортогональном. Это означает, что магнитное поле оказывает влияние на интерференционные процессы при многократном рассеянии. Меняется характер возбуждаемых коллективных состояний.

Помимо изменения соотношения между каналами магнитное поле влияет на абсолютную величину интенсивности послесвечения на больших временах. Для разреженных сред это влияние сводится к увеличению длины свободного пробега и, как следствие, к уменьшению времени пленения излучения (подробнее см. [14]). Для плотных ансамблей ситуация принципиально иная — при прочих одинаковых условиях суммарная интенсивность флуоресценции при наличии поля на больших временах выше, чем без поля. Так, на рис. 1б для  $t = 50\tau_0$  она в несколько раз больше, чем при  $\Delta = 0$ . Основная физическая причина этого — изменение эффектов ближнего поля. Как известно, в рамках концепции ближнего действия резонансное диполь-дипольное взаимодействие может быть объяснено как результат обмена виртуальными фотонами между атомами. Магнит-



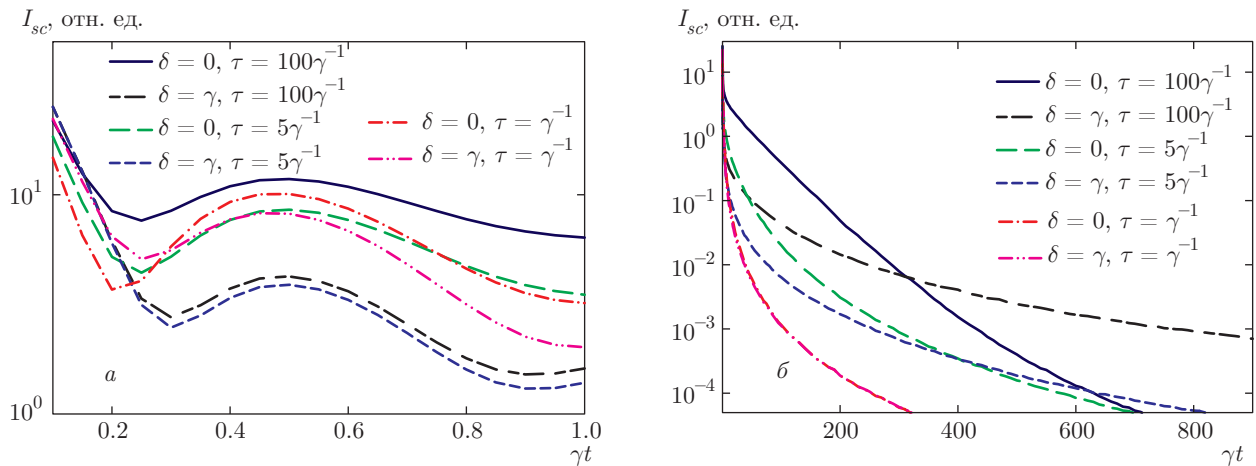


Рис. 2. Временные зависимости полной интенсивности флуоресценции на угол  $\theta = \pi/6$ , возбуждаемой импульсами различной длительности для двух разных несущих частот. Остальные параметры, как на рис. 1

ное поле существенно модифицирует характер этого обмена. Этот эффект для плотных сред оказывается более существенным, чем модификация вторичных полей в волновой зоне.

### 3.2. Влияние длительности возбуждения на характер флуоресценции

Характер флуоресценции плотных атомных облаков существенно зависит от длительности возбуждения  $\tau_L$ . Эта длительность влияет на все наблюдаемые характеристики: интенсивность, динамику затухания послесвечения, спектральную зависимость возбуждения флуоресценции, угловое распределение. Понимание этого влияния существенно для интерпретации различных экспериментов. В экспериментах помимо сравнительно длинных импульсов [8–13, 21], рассмотренных в предыдущем разделе, могут использоваться и более короткие [22], длительность которых меньше естественного времени жизни возбужденных состояний изолированных атомов.

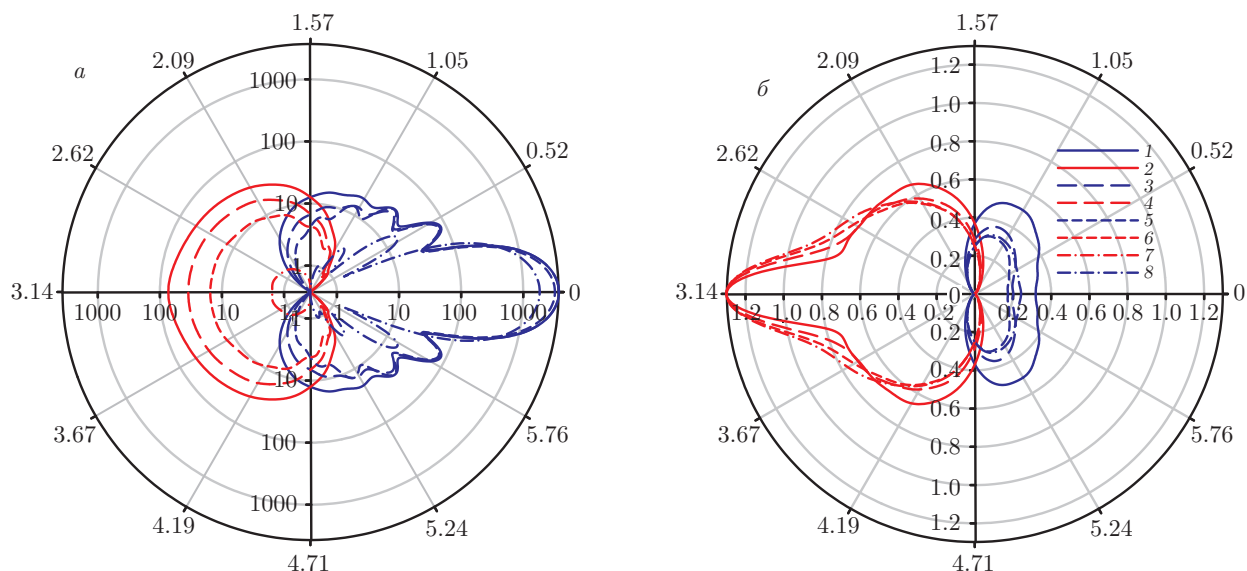
Рисунок 2 демонстрирует, как изменяется временная зависимость вторичного излучения после окончания импульса в зависимости от  $\tau_L$  при двух отстройках  $\delta$  несущей частоты импульса.

Помимо тривиального увеличения сигнала, обусловленного увеличением вероятности возбуждения и числа возбужденных атомов, увеличение длительности меняет характер затухания флуоресценции. На разных временных участках это влияние различно. Так, на самых малых временах, на которых наблюдается эффект однофотонного сверхизлучения

(см. рис. 2а), изменение  $\tau_L$  практически не изменяет скорость этого сверхизлучения. Кривые на рис. 2а практически параллельны на временах от нуля до приблизительно  $0.2\tau_0$ . С течением времени начинают наблюдаться осцилляции флуоресценции. Длительность возбуждающего импульса влияет на амплитуду этих осцилляций. Наибольшая амплитуда при рассматриваемых параметрах облака имеет место при  $\tau_L = \tau_0$ . При больших  $\tau_L$  осцилляции ослаблены. Наиболее сильное, качественное влияние изменения  $\tau_L$  наблюдается для больших времен, когда основной вклад в излучение дают долгоживущие субрадиационные коллективные состояния (рис. 2б). Здесь скорость затухания флуоресценции может изменяться в несколько раз, особенно с учетом изменения несущей частоты импульса.

Наличие такой сильной и сложной зависимости характера флуоресценции от длительности возбуждения в рассматриваемом случае определяется двумя факторами — высокой плотностью среды и наличием магнитного поля. Совокупность этих факторов приводит к появлению долгоживущих состояний и делает структуру коллективных состояний очень сложной (см. [6, 14]). При этом длительность импульса и его несущая частота существенно влияют на то, какие из этих состояний будут эффективно возбуждены.

Вероятность возбуждения определяется перекрыванием спектра возбуждающего импульса и линии перехода. Если коллективное состояние короткоживущее, с широкой спектральной линией, то длительность импульса влияет слабо, как и частота несущей. Перекрывание определяется главным



**Рис. 3.** Угловые зависимости флуоресценции в двух поляризационных каналах, возбуждаемой импульсами различной длительности:  $h||h$  (1, 3, 5, 7),  $h\perp h$  (2, 4, 6, 8);  $\tau_L = 100\tau_0$  (1, 2),  $5\tau_0$  (3, 4),  $\tau_0$  (5, 6),  $0.1\tau_0$  (7, 8);  $t = 0$  (a),  $100\tau_0$  (б). Остальные параметры, как на рис. 1. Кривые на рис. б нормированы на одинаковое значение интенсивности излучения строго назад для канала  $h\perp h$

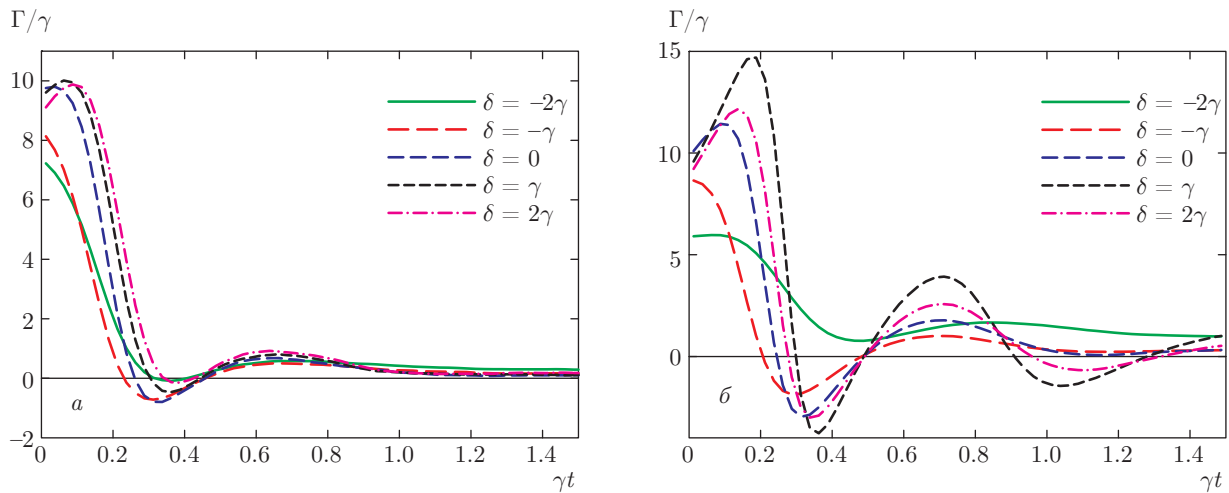
образом линией поглощения данного перехода, что и наблюдается на начальном этапе. Флуоресценция на больших временах определяется долгоживущими, спектрально узкими коллективными состояниями. Для их эффективного возбуждения спектр импульса должен накрыть соответствующие узкие линии. Разумеется, этого легко добиться с помощью коротких по времени и спектрально широких импульсов. Однако вероятность возбуждения мала из-за малой спектральной плотности возбуждающего сигнала на частоте перехода. Наоборот, длинные импульсы возбуждают долгоживущие состояния при правильном выборе несущей частоты (вторая кривая на рис. 2б). Для эффективного возбуждения биений спектр возбуждения должен покрывать достаточно большое число коллективных состояний со сравнительно большими временами жизни, что и наблюдается при длительности  $\tau_L \sim \tau_0$  на рис. 2а.

Помимо динамики распада длительность возбуждения влияет и на угловое распределение. Соответствующие зависимости показаны на рис. 3. На начальном этапе (рис. 3а) уменьшение длительности и связанное с этим увеличение спектральной ширины приводит к более резкой дифракционной картине. Это связано с уменьшением оптической толщины для нерезонансных фотонов и ослаблением роли многократного рассеяния.

Влияет длительность возбуждения также на послесвечение на больших временах, что хорошо видно на рис. 3б. Поскольку абсолютная величина интенсивности флуоресценции существенно зависит от длительности возбуждения, кривые на рис. 3б, построенные в линейном масштабе, мы нормировали на одинаковое значение интенсивности излучения строго назад в канале  $h\perp h$ . Это позволяет выявить особенности углового распределения. Главная особенность приведенных кривых состоит в том, что с увеличением времени  $\tau_L$  конус обратного рассеяния становится более узким. Как известно, для ансамблей с конечной оптической толщиной ширина конуса КОР зависит от того, рассеяние какой кратности дает вклад в его формирование. Чем выше кратность, тем уже конус. Полученные результаты показывают увеличение роли рассеяния высокой кратности при увеличении длительности возбуждающего импульса. Это хорошо согласуется с результатами анализа динамики флуоресценции, приведенными на рис. 2.

### 3.3. Спектр флуоресценции

При анализе спектральных особенностей флуоресценции рассмотрим две задачи. Во-первых, мы проанализируем спектр возбуждения, т.е. зависимость характера послесвечения ансамбля от частоты



**Рис. 4.** Временные зависимости скорости флуоресценции на угол  $\theta = \pi/6$ , возбуждаемой импульсами с различной несущей частотой. *a* — магнитное поле равно нулю,  $\Delta = 0$ ; *б* —  $\Delta = 1000$ . Длительность импульса  $\tau_L = 100\tau_0$ . Остальные параметры, как на рис. 1

ты падающего света. Основное внимание здесь будет уделено анализу изменения величины характерной скорости послесвечения при изменении отстройки несущей частоты импульса от частоты атомного перехода. Второй задачей будет анализ спектрального состава вторичного излучения и его изменение с течением времени после окончания возбуждающего импульса.

В случае ансамблей с высокой концентрацией атомов обе задачи представляют большой практический интерес. В отличие от разреженных атомных облаков, для которых коллективные состояния практически не сдвинуты по частоте по сравнению со свободными атомами, для плотных ансамблей диполь-дипольное взаимодействие приводит к формированию сложного спектра коллективных состояний. Форма этого спектра, а также характерные времена жизни отдельных состояний существенно меняются при помещении ансамбля в магнитное поле. Анализ спектральных зависимостей флуоресценции дает эффективный способ экспериментального изучения коллективных эффектов и особенностей диполь-дипольного взаимодействия.

### 3.3.1. Спектр возбуждения

Как отмечалось выше, роль магнитного поля на самом начальном этапе, сразу после окончания возбуждения является несущественной (см. рис. 2*a*). По этой причине мы рассмотрим спектральные особенности возбуждения флуоресценции на промежуточных ( $t \sim \tau_0$ ) и больших ( $t \gg \tau_0$ ) временах.

Одной из основных характеристик флуоресценции, измеряемой в экспериментах, является скорость затухания излучения после окончания возбуждения. Отличие этой величины от скорости распада возбужденных состояний изолированного атома определяет степень суб- или суперизлучательного характера вторичного излучения. В рассматриваемом случае плотных ансамблей величина скорости, которую мы определим как

$$\Gamma_\alpha(\Omega, t) = \frac{\partial \ln \langle I_\alpha(\Omega, t) \rangle}{\partial t}, \quad (9)$$

сама зависит от времени.

В подавляющем большинстве проведенных к настоящему времени экспериментов по исследованию флуоресценции холодных облаков измеряется суммарная интенсивность излучения, без анализа поляризации. По этой причине в настоящем разделе мы приведем результаты расчета для этого случая. На рис. 4 представлено сравнение временной зависимости скорости излучения  $\Gamma(\Omega, t)$  на угол  $\theta = \pi/6$  для разных отстроек  $\delta$  несущей как при наличии поля (рис. 4*б*), так и при его отсутствии (рис. 4*a*). Отстройка  $\delta$  отсчитывается от частоты перехода  $J = 0, m = 0 \leftrightarrow J = 1, m = +1$  свободного атома. Для возможности детального анализа спектра возбуждения в интересующем нас диапазоне длительность импульса выбрана достаточно большой,  $\tau_L = 100\tau_0$ , чтобы его спектральная ширина была много меньше масштабов частот, на которых характер флуоресценции изменяется существенно.



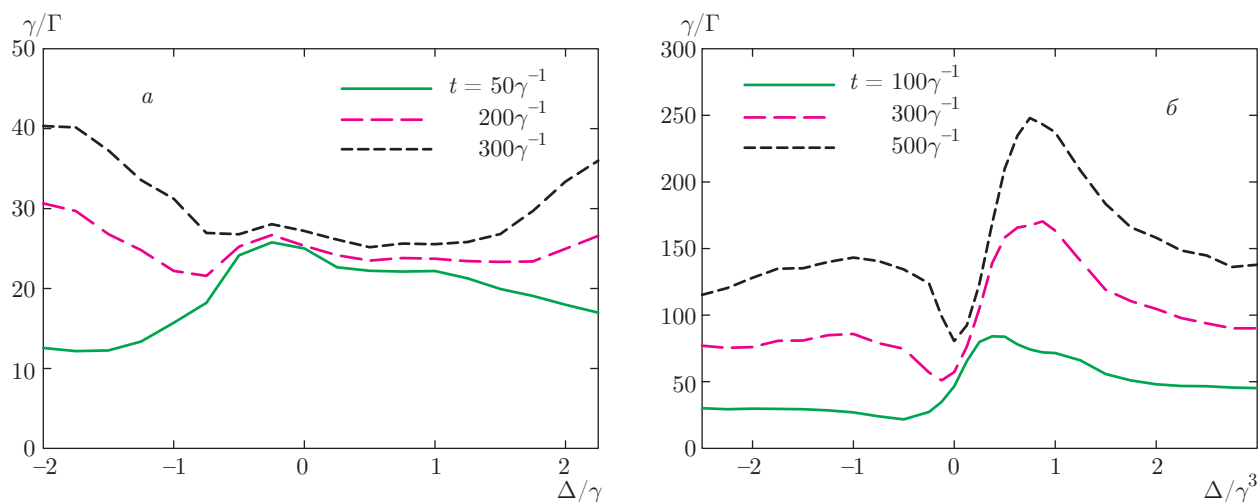


Рис. 5. Спектральные зависимости величины обратной скорости флуоресценции на угол  $\theta = \pi/6$  для разных времен после окончания возбуждения. Расчет выполнен при тех же параметрах, что и на рис. 4.  $\Delta = 0$  (а), 1000 (б)

Как видно на рис. 4, зависимость скорости  $\Gamma$  от времени является существенно немонотонной. Более того, эта скорость для некоторых частот меняет знак. Это означает, что затухание излучения на определенных временных интервалах сменяется его нарастанием. Во временной зависимости интенсивности флуоресценции наблюдаются осцилляции. Эффект биений, обусловленный интерференцией переходов через различные возбужденные коллективные состояния, имеет место как при отсутствии поля (рис. 4а), так и при его наличии (рис. 4б). Возможность биений во флуоресценции для плотных атомных ансамблей ранее обсуждалась, например в работах [23, 24]. Однако, как видно из рис. 4а, в отсутствие магнитного поля амплитуда осцилляций мала и ее очень трудно заметить в эксперименте. Кривые на рис. 4б показывают, что магнитное поле существенно усиливает эффект биений. Для определенных частот и определенных временных интервалов скорость возрастания интенсивности может в несколько раз превышать скорость спонтанного распада свободного атома. Наиболее сильные осцилляции имеют место для  $\delta \sim \gamma$ . Помимо усиления осцилляций магнитное поле усиливает спектральную зависимость. Различия в поведении отдельных кривых на рис. 4б более существенно, чем на рис. 4а. Это связано с искажением спектра коллективных состояний в магнитном поле.

В более широком спектральном интервале зависимости скорости флуоресценции для отдельных времен после окончания возбуждения представлены на рис. 5. Здесь для большей наглядности приведена величина обратной скорости излучения, т. е. ве-

личина, определяющая характерное время пленения излучения в рассматриваемом атомном ансамбле. В отсутствие магнитного поля (рис. 5а) вблизи резонанса ( $\delta = 0$ ) время пленения практически не зависит от частоты и очень слабо изменяется с течением времени. Это связано с диффузионным характером переноса излучения внутри облака в этом случае. На временах  $t \gg \tau_0$  формируется так называемая мода Голдстейна. Распад описывается одноэкспоненциальным законом, показатель которого определяется формой облака и его оптической толщиной.

Изменение скорости на крыльях спектра обусловлено вкладом двухатомных кластеров, случайно формирующихся в неупорядоченной среде. Их собственные частоты сдвинуты относительно частот атомных переходов, и при относительно малой концентрации они дают основной вклад на больших временах и при больших отстройках.

Включение магнитного поля существенно изменяет спектр возбуждения. Отчетливо проявляются максимумы времен пленения. При определенных частотах излучения магнитное поле может увеличивать время пленения более чем в десять раз. В то же время вблизи нулевых отстроек зависимость более слабая. Здесь нашел отражение тот факт, что в спектре коллективных состояний самые долгоживущие смещены в область положительных частот (см. [6]). Существование этих состояний приводит к эффекту сильной локализации. Состояния в непосредственной близости от  $\delta = 0$  являются нелокализованными и для излучения с такими частотами характерен диффузионный перенос.

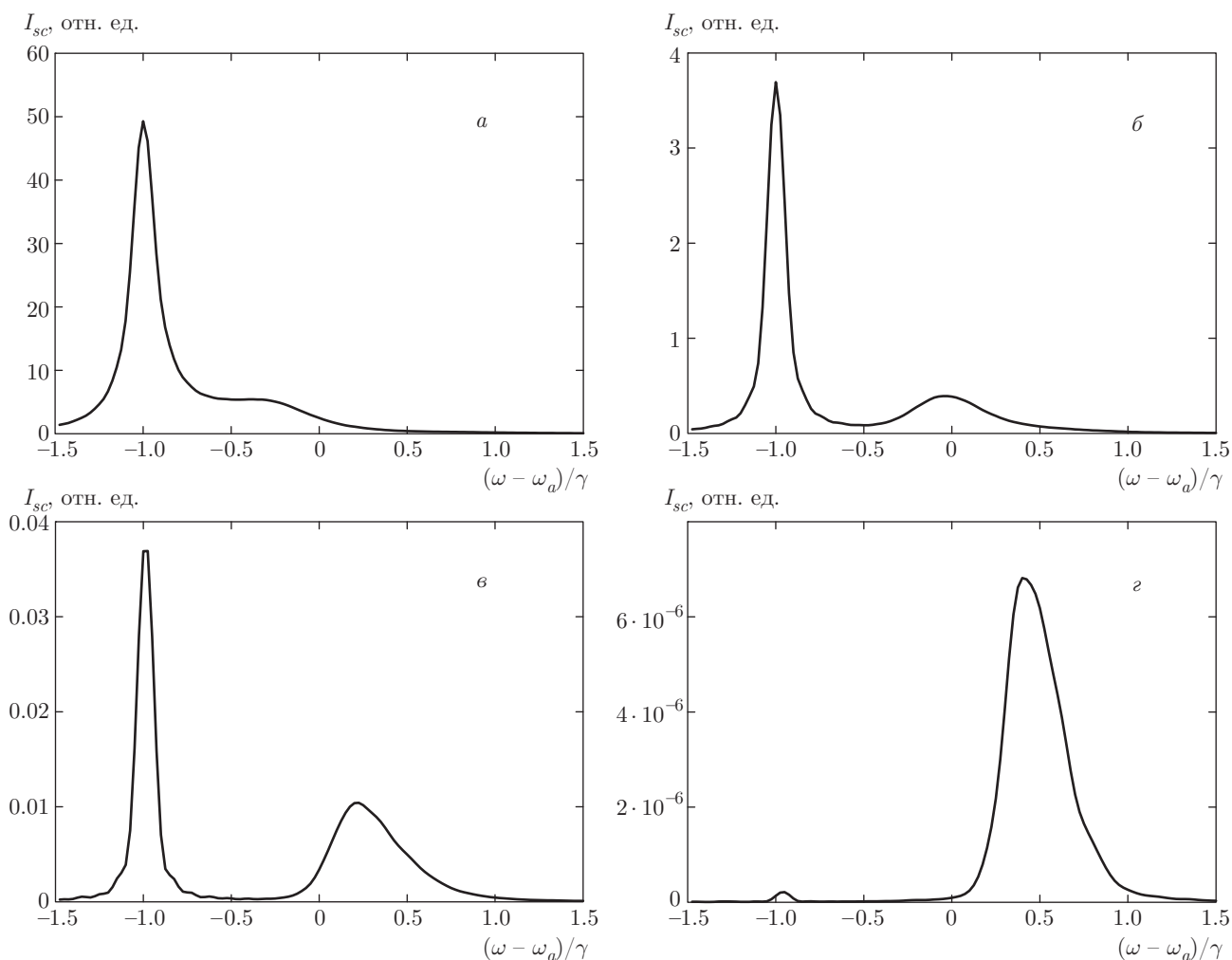


Рис. 6. Спектры излучения флуоресценции на угол  $\pi/4$  для разных времен после окончания возбуждающего импульса.  $t = 50\tau_0$  (а),  $100\tau_0$  (б),  $300\tau_0$  (в),  $2000\tau_0$  (г). Радиус сферического облака  $R = 10$ , концентрация атомов  $n = 0.1$

### 3.3.2. Спектральный состав вторичного излучения

Заметное влияние магнитного поля на спектр коллективных состояний проявляется также в спектральном составе вторичного излучения. Последовательное исследование этого состава и его изменения со временем может быть проведено на основе вейвлет-анализа. Непрерывное вейвлет-преобразование успешно применялось для анализа различных нестационарных сигналов [25–27]. В этой работе мы будем использовать более простой анализ, основанный на оконном преобразовании Фурье с простейшим прямоугольным окном. Формально это соответствует вычислению интеграла типа Фурье-преобразования, но по конечному временному интервалу.

На рис. 6 показано, как изменяется спектр вторичного излучения с течением времени. Расчет проведен для излучения, испущенного под углом  $\pi/4$  по отношению к волновому вектору возбуждающего импульса. Длительность оконного преобразования выбрана равной  $30\tau_0$ , длительность возбуждения —  $\tau_L = 100\tau_0$ . Это позволяет возбуждать коллективные многоатомные состояния в сравнительно узком спектральном интервале. Нами были проведены расчеты для широкого круга отстроек  $\delta$  несущей частоты импульса от частоты атомного перехода. На рис. 6 в качестве примера приведены данные, соответствующие случаю  $\delta = -\gamma$ .

На сравнительно небольших временах основной вклад в излучение дают коллективные состояния вблизи частоты исходного излучения. Здесь возбуждение происходит с наибольшей вероятностью. Од-

нако на крыльях линии возбуждения происходит заселение коллективных состояний в широком спектральном интервале. Вероятность этого заселения мала, но среди соответствующих состояний могут быть очень долгоживущие и даже локализованные состояния.

По этой причине с течением времени спектр существенно искажается. Вклад короткоживущих состояний ослабевает, долгоживущих — усиливается. Хорошо видно появление второго пика на рис. 6б,в. Относительная величина этого пика увеличивается, а его положение смещается в область, где расположены состояния с самыми большими временами жизни. На очень больших временах вклад этого пика становится доминирующим.

Заметим, что на больших временах при фиксированных параметрах облака максимум спектральной плотности излучения флуоресценции оказывается расположенным в определенном месте частотного диапазона независимо от частоты возбуждающего импульса. Частота вторичного излучения будет совпадать с частотой перехода самых долгоживущих состояний. Интенсивность излучения при этом будет, естественно, существенно различной. Это означает, что, если продолжить кривые на рис. 2б в область очень больших времен, то все они будут параллельны друг другу.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, проведенные в настоящей работе, показали существенное влияние магнитного поля на все наблюдаемые характеристики флуоресценции плотных и холодных атомных облаков, возбуждаемых импульсным излучением. Помимо ожидаемого влияния на угловые и поляризационные свойства обнаружено существенное изменение динамики флуоресценции. Магнитное поле усиливает квантовые биения во вторичном излучении, обусловленные интерференцией переходов через различные возбужденные коллективные состояния. Среднее время пленения излучения в сильном магнитном поле может увеличиваться в десятки раз.

Существенно изменяется спектр возбуждения флуоресценции. В отличие от разреженных сред наблюдается сильная зависимость углового распределения, интенсивности и скорости затухания флуоресценции от несущей частоты возбуждающего импульса и его длительности. Обнаружено, что при наличии магнитного поля вторичное излучение имеет

сложный спектр, который заметно изменяется с течением времени.

Влияет магнитное поле и на характер интерференционных эффектов при многократном рассеянии света внутри облака. Это влияние обнаружено при анализе эффекта когерентного обратного рассеяния в излучении флуоресценции. Эффект КОР существенно усиливается в тех поляризационных каналах, в которых в отсутствие поля он проявляется слабо.

Все эти особенности влияния магнитного поля могут быть объяснены модификацией эффектов ближнего поля излучения и, как следствие, изменением характера резонансного межатомного диполь-дипольного взаимодействия. Последнее в свою очередь существенно влияет на свойства коллективных многоатомных состояний — сдвиги уровней и времена жизни.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-01013).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Labeyrie, C. Miniatura, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **64**, 033402 (2001).
2. O. Sigwarth, G. Labeyrie, T. Jonckheere, D. Delande, R. Kaiser, and C. Miniatura, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 143906 (2004).
3. O. Sigwarth, G. Labeyrie, D. Delande, and Ch. Miniatura, *Phys. Rev. A* **88**, 033827 (2013).
4. G. Labeyrie, C. Miniatura, C. A. Müller, O. Sigwarth, D. Delande, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 163901 (2002).
5. K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, J. D. Carter, A. Mugford, and J. D. D. Martin, *Phys. Rev. A* **73**, 063403 (2006).
6. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 053902 (2015).
7. S. E. Skipetrov and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 023905 (2014).
8. G. Labeyrie, E. Vaujour, C. A. Müller, D. Delande, C. Miniatura, D. Wilkowski, and R. Kaiser, *Rev. Lett.* **91**, 223904 (2003).
9. A. Fioretti, A. F. Molisch, J. H. Müller, P. Verkerk, and M. Allegrini, *Opt. Commun.* **149**, 415 (1998).

10. S. Balik, R. G. Olave, C. I. Sukenik, M. D. Havey, V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **72**, 051402(R) (2005).
11. S. Balik, A. L. Win, M. D. Havey, I. M. Sokolov, and D. V. Kupriyanov, *Phys. Rev. A* **87**, 053817 (2013).
12. J. Pellegrino, R. Bourgain, S. Jennewein, Y. R. P. Sordais, A. Browaeys, S. D. Jenkins, and J. Ruostekoski, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 133602 (2014).
13. W. Guerin, M. O. Araujo, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 083601 (2016).
14. S. E. Skipetrov, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **94**, 013825 (2016).
15. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011).
16. I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, R. G. Olave, and M. D. Havey, *J. Mod. Opt.* **57**, 1833 (2010).
17. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **84**, 053811 (2011).
18. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **87**, 063839 (2013).
19. I. M. Sokolov, M. D. Kupriyanova, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **79**, 053405 (2009).
20. P. W. Milonni and P. L. Knight, *Phys. Rev. A* **10**, 1096 (1974).
21. M. O. Araujo, I. Kresic, R. Kaiser, and W. Guerin, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 073002 (2016).
22. S. J. Roof, K. J. Kemp, M. D. Havey, and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 073003 (2016).
23. U. van Bürck, *Hyperfine Interact.* **123–124**, 483 (1999).
24. R. Röhlsberger, K. Schlage, B. Sahoo, S. Couet, and R. Ruffer, *Science* **238**, 1248 (2010).
25. S. Mallat, *A Wavelet Tour of Signal Processing*, Acad. Press, New York (2008), p. 671.
26. C. K. Chui, *An Introduction to Wavelets*, Acad. Press, New York (1992).
27. S. V. Bozhokin and I. B. Suslova, *Physica A* **421**, 151 (2015).