

# Корреляционные и динамические эффекты при когерентном обратном рассеянии света оптически плотными ансамблями холодных атомов

В.М.Дацюк, Д.В.Куприянов, Н.В.Ларионов, И.М.Соколов

*Рассмотрен процесс когерентного обратного рассеяния света оптически плотными атомными ансамблями. Исследован спектральный состав рассеянного излучения. Рассмотрена динамика полной интенсивности и фактора усиления в случае рассеяния импульсного излучения. Проанализированы спектральные и временные характеристики когерентного обратного рассеяния в зависимости от условий наблюдения. В качестве примера проведены вычисления для ансамбля атомов  $^{85}\text{Rb}$ , находящихся в магнитооптической ловушке. Показано, что анализ корреляционных и динамических свойств рассеянного излучения позволяет выделить вклады рассеяния различной кратности и тем самым более детально исследовать процесс пленения излучения в плотных средах.*

**Ключевые слова:** когерентное обратное рассеяние, холодные атомы, фактор усиления.

## 1. Введение

Значительное число проводимых в последнее время экспериментальных и теоретических работ посвящено изучению холодных и ультрахолодных атомных ансамблей, в том числе относящихся к режиму бозе-эйнштейновской конденсации, что обусловлено целым рядом уникальных физических свойств, характерных для таких систем. Помимо фундаментальных физических причин внимание к ультрахолодным атомным системам и их взаимодействию со светом объясняется также широким кругом возможных применений, в частности в задачах квантовой информации, где свет используется в канале переноса информации, а атомный ансамбль – как физический объект для ее хранения.

В настоящей работе нами проводится теоретическое обсуждение некоторых интерференционных явлений, имеющих место при многократном рассеянии света в атомных ансамблях, находящихся при достаточно низких температурах в магнитооптических ловушках. Как известно [1–4], интерференция при многократном рассеянии в неупорядоченных разреженных системах приводит к так называемому эффекту когерентного обратного рассеяния (КОР, иногда используют также иной термин – слабая локализация света). Этот эффект проявляется в виде резко анизотропной добавки к сечению рассеяния, которая отлична от нуля только в узком конусе вблизи направления, противоположного волновому вектору падающей на среду плоской волны. Обычно КОР является результатом конструктивной интерференции двух волн, одна из которых образуется вследствие многократного последовательного рассеяния на некоторой цепочке ато-

мов (неоднородностей), а другая – на той же цепочке, но при обратной последовательности актов рассеяния.

В последнее время многие аспекты когерентного обратного рассеяния света ансамблями холодных атомов, находящихся в магнитооптических ловушках, исследованы достаточно подробно как экспериментально, так и теоретически [5–8]. В частности, подробно изучены поляризационная и угловая зависимости сечения рассеяния (конус обратного рассеяния), а также его зависимость от частоты рассеиваемого лазерного излучения.

Трудности при теоретической интерпретации экспериментов по наблюдению КОР связаны с тем, что при рассеянии света в оптически плотной среде измеряемые величины определяются парциальными вкладами излучения, испытавшего различное число актов однократного рассеяния. В настоящей работе предложено и проанализировано два варианта усовершенствования методики наблюдения КОР, позволяющие частично разделить вклады рассеяния различной кратности. Первое предложение основано на анализе спектрального состава рассеянного света и исследовании его отличия от спектрального состава падающего излучения. Будет показано, что эффект Доплера приводит к различию в спектрах рассеянного излучения для разных порядков рассеяния, что может быть обнаружено в эксперименте. Другое наше предложение основано на возможном разделении этих вкладов при наблюдении свечения атомного облака после выключения источника пробного света. Фотоны, испытавшие разное число рассеяний внутри плотной среды, имеют разное время задержки и, таким образом, дают вклад на разных временах послесвечения.

## 2. Спектр излучения при КОР

При обсуждении спектральных характеристик излучения в случае когерентного обратного рассеяния ансамблями холодных атомов основное внимание обычно уделяется анализу зависимости интегральной интенсивности рассеянного света от частоты падающего света, причем само зондирующее излучение предполагается моно-

В.М.Дацюк, Д.В.Куприянов, Н.В.Ларионов, И.М.Соколов. Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29; e-mail: davladus@mail.ru, lar\_nick@list.ru

Поступила в редакцию 2 июня 2005 г., после доработки – 29 июня 2005 г.

хроматическим [5–8]. В работах [5–8] фактор усиления, являющийся основной количественной характеристикой КОР (интегральный фактор усиления), определялся отношением интегральной по спектру полной интенсивности к интегральной же интенсивности некогерентной составляющей (т. е. отношением амплитуды конуса обратного рассеяния к интенсивности квазиизотропной составляющей рассеянного света). В то же время понятно, что анализ фактора усиления для выделенной спектральной компоненты рассеянного света более детально характеризует КОР и может дать дополнительную информацию как о свойствах рассеивающей среды, так и о внутренних характеристиках многократного рассеяния. Отношение спектральной плотности его неинтерференционной составляющей в дальнейшем будем называть спектральным фактором усиления.

Различие интегрального и спектрального факторов усиления связано с изменением спектрального состава излучения при рассеянии. Если элементарный акт рассеяния является рэлеевским процессом или упругим процессом комбинационного рассеяния, при котором в результате рассеяния частота фотона не изменяется (атом переходит либо на тот же, либо на другой зеэмановский подуровень, имеющий ту же энергию), а спектр падающего света достаточно узок, то основным механизмом, приводящим к изменению спектрального состава излучения, является доплеровский сдвиг частоты при рассеянии на движущихся атомах. Атомное облако в ловушке охлаждается до температуры  $T \sim 50$  мК. Однако после выключения охлаждающих лазеров эта температура по разным причинам может повыситься до  $\sim 50$  мК. При этом характерные доплеровские сдвиги не превышают одной-двух естественных ширин уровня, что создает значительные трудности для прямого спектрального анализа рассеянного света, поскольку связано с необходимостью разрешения в оптическом излучении очень узких спектральных особенностей радиочастотного диапазона. Задача может быть решена методами спектроскопии флуктуаций интенсивности (СФИ), возможности которой при исследовании распределений атомов или молекул по скоростям в жидких и газообразных средах были ранее продемонстрированы в [9]. Заметим также, что родственные методы корреляционной спектроскопии ранее уже успешно применялись и для анализа свойств атомных ансамблей в магнитооптических ловушках при низких температурах [10–13]. В работах [10–13] методами гомо- и гетеродинамирования исследовались спектры рассеяния излучения лазеров, формирующего ловушку, что давало возможность осуществить неразрушающий контроль некоторых ее параметров, например температуры, а также позволяло получать определенную информацию о силах, действующих в ловушке на атомы.

В отличие от работ [10–13] будем считать излучение лазеров, формирующее ловушку, выключенным, а нашей целью будет описание рассеяния пробного излучения, для которого и наблюдается КОР. При этом будет проведен спектральный анализ различных порядков рассеяния, формирующих как неинтерференционную (квазиизотропную), так и интерференционную (анизотропную) составляющую света обратного рассеяния. При этом наиболее естественной практической схемой представляется метод СФИ, основанный на гетеродинном приеме. В данном случае спектр флуктуаций интенсивности фото-

тока совпадает по форме со спектром рассеянного поля [14]. Отличие этих спектров связано лишь с обусловленным гетеродинным приемом смещением спектра излучения в радиочастотную область и с появлением спектрально независимой дробовой добавки. Это, фактически, позволяет нам при теоретическом рассмотрении вычислять непосредственно спектр интенсивности рассеянного света. Данный спектр определяется спектральным разложением корреляционной функции  $D_{\mu_1\mu_2}^{(E)}(r_1, t_1; r_2, t_2)$ , выраженной через отрицательно-частотную ( $E_{\mu}^{-}(r, t)$ ) и положительно-частотную ( $E_{\mu}^{+}(r, t)$ ) компоненты гейзенберговских операторов напряженности электрического поля ( $\mu$  – индекс поляризации):

$$D_{\mu_1\mu_2}^{(E)}(r_1, t_1; r_2, t_2) = \langle E_{\mu_1}^{-}(r_1, t_1) E_{\mu_2}^{+}(r_2, t_2) \rangle. \quad (1)$$

Данная корреляционная функция может быть рассчитана на основе общей теории многократного рассеяния света на атомах (см., напр., [5–7]). При построении разложенной теории возмущений удобным оказывается применение диаграммной техники Константинова–Переля–Келдыша для неравновесных систем [15–18]. Опуская детали расчета, рассмотрим основные результаты.

Расчет спектрального состава рассеянного света проводился для сферически симметричного гауссова распределения концентраций атомов  $n(r)$  в облаке с радиусом  $r_0 = 1$  мм и концентрацией атомов в его центре  $n_0 = 3.2 \times 10^{10}$  см $^{-3}$ :

$$n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right). \quad (2)$$

Распределение атомов по скоростям предполагалось максвелловским. Наиболее вероятная скорость атомов в ловушке  $v_0 = (2T/m)^{1/2}$  выбиралась из условия  $kv_0 = \gamma$ , где  $k$  – модуль волнового вектора пробного излучения;  $\gamma$  – естественная ширина возбужденного состояния атома. Заметим, что при типичных параметрах эксперимента (см., напр., [5]) динамический разогрев атомного облака до рассматриваемых температур происходит за время порядка нескольких миллисекунд. Время, необходимое для регистрации сигнала обратного рассеяния, существенно меньше. Так, стационарный режим рассеяния для исследуемых облаков устанавливается за время порядка  $5\gamma^{-1} \sim 150$  нс (см. ниже). Это означает, что мы можем считать температуру облака в процессе измерения спектров неизменной и рассматривать стационарный режим рассеяния.

Поляризационная схема, для которой проводился расчет, соответствует анализу рассеяния линейно поляризованного света в канал с сохранением поляризации (L||L). Спектр входного зондирующего излучения предполагался монохроматическим, а его несущая частота  $\omega$  варьировалась в пределах нескольких естественных ширин ( $\gamma \approx 6$  МГц) в окрестности резонансного сверхтонкого перехода  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  D $_2$ -линии атома  $^{85}\text{Rb}$ . Форма конуса обратного рассеяния не анализировалась, и рассматривалось рассеяние строго назад.

На рис.1 показаны парциальные вклады в спектр неинтерференционной составляющей первых трех порядков рассеяния. Приведенные зависимости построены для случая, когда падающее на среду излучение смещено по частоте в синее крыло перехода  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  на величину  $\delta\omega = \omega - \omega_0 = +\gamma = +kv_0$ , где  $\omega_0$  – частота атом-

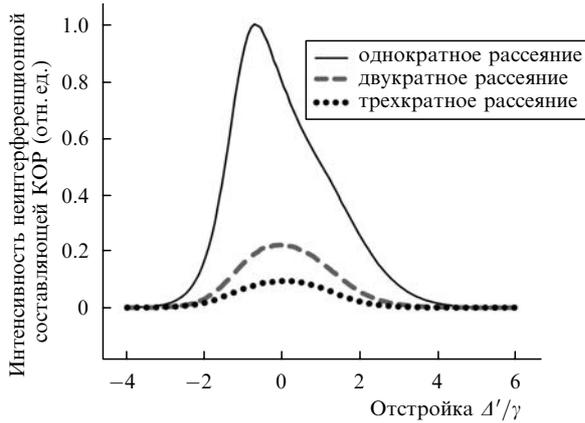


Рис.1. Спектральные профили интенсивности неинтерференционной составляющей излучения обратного рассеяния, соответствующие первым трем порядкам рассеяния. Атомы облучаются монохроматическим светом на частоте  $\omega = \omega_0 + \gamma$ .

ного перехода. Однако, как следует из этих зависимостей, рассеянное излучение, напротив, характеризуется преимущественно отрицательными отстройками  $\Delta' = \omega' - \omega_0$  от атомного резонанса, т.е. его частота попадает в красное крыло линии. Контур как бы «отражен» относительно резонансной частоты перехода. Это обстоятельство обусловлено тем, что наибольшей вероятностью рассеяния фотона обладает атом, скорость которого  $v$  удовлетворяет условию резонанса  $\omega - kv = \omega_0$ , но такой атом при рассеянии назад испускает фотон на дважды смещенной частоте  $\omega' = \omega - 2kv$ . При многократном рассеянии данный сдвиг также присутствует, хотя и проявляется в меньшей степени. Даже для трехкратно рассеянного света максимум спектральной плотности приходится на нулевые отстройки, что соответствует среднему доплеровскому сдвигу порядка  $\gamma$ . Уменьшение сдвига и затягивание частоты центра линии в область частоты атомного перехода связано с изотропизацией процесса рассеяния на протяженных цепочках атомов. При суммировании вкладов всех существенных в данной задаче порядков рассеяния эффект сохраняется; соответствующие спектральные зависимости для различных отстроек  $\delta\omega$  приведены на ри.2,а.

На рис.2,б для тех же  $\delta\omega$  показан спектр интерференционной составляющей КОР. Доплеровский сдвиг для интерференционной составляющей проявляется в существенно меньшей степени, чем для неинтерференционной. Этот результат представляется естественным, главным образом, из-за отсутствия большого по величине и сильно смещенного по частоте вклада первого порядка, а также из-за того, что рассеяние на движущихся атомах, приводящее к сдвигу частоты, сопровождается фазовыми сдвигами, которые дополнительно подавляют интерференционную составляющую. Если отстройка падающего на среду излучения  $\delta\omega$  выбирается существенно большей, чем доплеровская ширина, эффект смещения проявляется слабее из-за быстрого уменьшения числа рассеивающих атомов, движущихся со скоростями, удовлетворяющими условию резонанса  $\omega - kv = \omega_0$ .

Результаты расчета спектрального фактора усиления показаны на рис.3. Приведенные на нем кривые имеют ряд особенностей. В случае, когда пробное излучение настроено точно в резонанс с переходом  $F = 3 \rightarrow F' = 4$ , т.е. когда  $\delta\omega = 0$ , наблюдается практически симметричная зависимость с двумя хорошо выраженными макси-

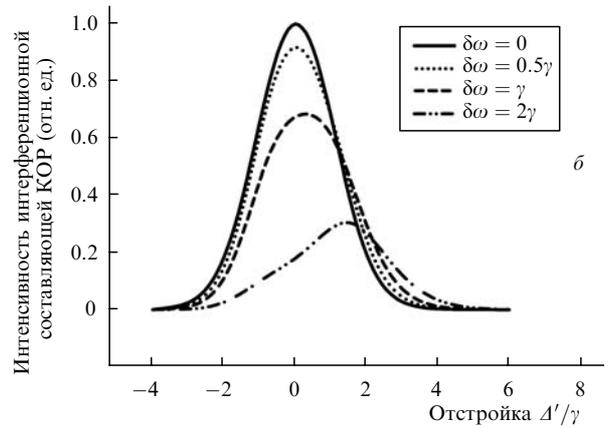
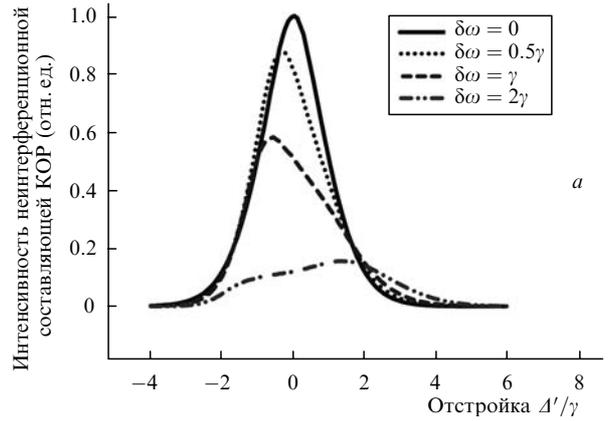


Рис.2. Спектры неинтерференционной (а) и интерференционной (б) составляющих излучения обратного рассеяния при разных отстройках  $\delta\omega$  зондирующего света.

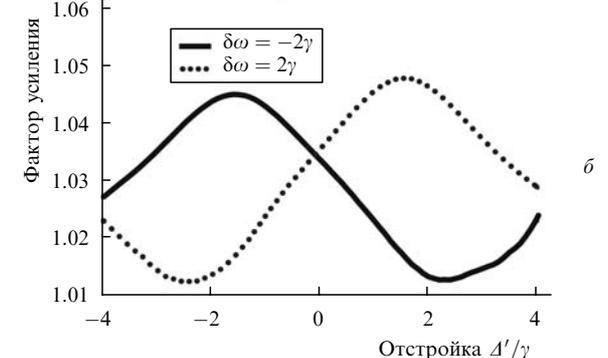
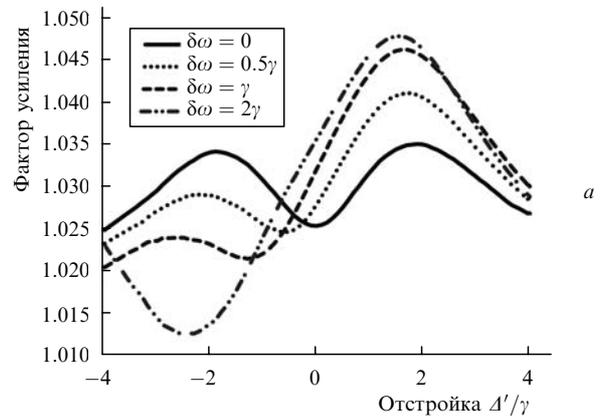


Рис.3. Спектральный фактор усиления для разных отстроек  $\delta\omega$  зондирующего света.

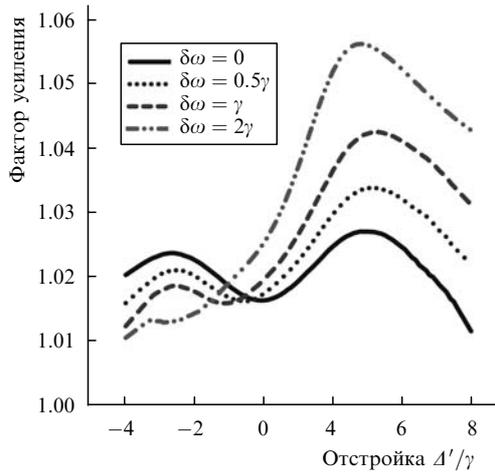


Рис.4. Спектральный фактор усиления для разных отстроек  $\delta\omega$  зондирующего света. Поляризационный канал Н||Н.

мумами. Наличие максимумов связано с тем, что спектр однократно рассеянного света несколько уже спектра двукратно рассеянного света, в результате чего возрастает роль процессов многократного рассеяния в формировании крыльев спектра и, как следствие, увеличивается фактор усиления.

Если частота зондирующего излучения отстроена от резонанса, то помимо несоответствия ширины спектров подложки и интерференционной составляющей проявляется также доплеровское смещение, обсуждавшееся выше. Поэтому минимум фактора усиления смещается в область, где находится максимум неинтерференционной составляющей. При этом также наблюдаются два максимума, хотя один из них существенно менее выражен (для отстройки  $\delta\omega = 2/\gamma$  он находится за пределами рис.3). Точке главного максимума соответствует спектральный фактор усиления, который существенно больше интегрального фактора усиления при той же температуре. На рис.3,а для сравнения приведены данные, соответствующие разным отстройкам зондирующего излучения  $\delta\omega$ . Для одинаковых по величине, но противоположных по знаку отстроек кривые получились почти симметричными (рис.3,б). Небольшая асимметрия обусловлена влиянием нерезонансных переходов.

Приведенные данные соответствуют поляризационному каналу L||L. Для других поляризационных каналов наблюдаются качественно такие же зависимости, однако некоторое количественное отличие имеет место для схемы с сохраняющимися спиральностями излучения (Н||Н) из-за относительно малой роли однократного рассеяния (рис.4).

### 3. КОР в импульсном режиме

подавляющее большинство работ по исследованию рассеяния света атомами в магнитооптических ловушках посвящено анализу стационарного режима рассеяния. В то же время нестационарные переходные процессы и послесвечение атомов, обусловленное пленением излучения при многократном рассеянии, представляет интерес с нескольких точек зрения. Во-первых, пленение излучения в ловушках накладывает существенные ограничения на условия охлаждения атомов [19, 20]. Во-вторых, диффузия фотонов в оптически плотной среде холодных атомов существенно отличается от хорошо изученного переноса

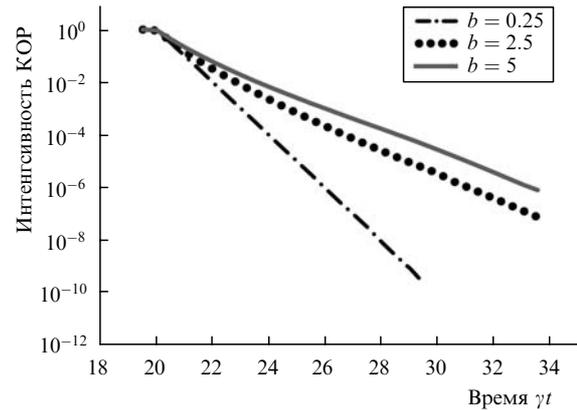


Рис.5. Временные зависимости полной интенсивности излучения обратного рассеяния при импульсном возбуждении для разных оптических толщин  $b$ . Поляризационный канал L||L, длительность импульса  $20\gamma^{-1}$ .

излучения в условиях сильного доплеровского уширения [21–23]. Она также отличается от диффузии света в среде классических рассеивателей. Так, эксперименты, проведенные к настоящему времени, показывают, что скорость диффузии света в плотной воздушной взвеси частиц  $\text{TiO}_2$  со средним диаметром 220 нм оказалась на порядок меньше скорости света в вакууме [24]. Для атомов, охлажденных в магнитооптических ловушках, эта скорость меньше скорости света уже на четыре-пять порядков [25].

Общая теория КОР, разработанная в [5–7], может быть применена и в случае импульсного зондирующего излучения. Нами были рассчитаны интерференционная и неинтерференционная составляющие излучения обратного рассеяния для импульса прямоугольной формы. Расчет проводился для сферически симметричного атомного ансамбля с гауссовым распределением (2) с радиусом  $r_0 = 1$  мм. В данном расчете атомы предполагались неподвижными во время действия импульса света. Результаты расчета приведены на рис.5, где показана временная зависимость интенсивности излучения обратного рассеяния для атомных облаков разной оптической толщины. Видно, что после окончания импульса с течением времени затухание излучения начинает описываться законом, близким к закону одноэкспоненциального распада. Скорость распада существенно меньше, чем в случае одиночного атома, и в этом проявляется эффект пленения излучения. Данные на рис.5 приведены для одного возможного поляризационного канала (L||L). Расчеты показывают, что скорости затухания послесвечения для всех других поляризационных компонент одинаковы. Совпадают также скорости затухания интерференционной и неинтерференционной составляющих. Этот результат представляется естественным, поскольку временные задержки, по-существу, определяются временем распада населенности возбужденного состояния атомов в ансамбле.

На рис.6 показана временная динамика фактора усиления для двух оптических толщин ансамбля для поляризационного канала L||L. Обратим внимание на возрастание фактора усиления непосредственно после окончания возбуждающего импульса. Это обусловлено существенно более быстрым убыванием со временем вклада однократного рассеяния и, следовательно, созданием лучших условий для наблюдения КОР. Таким образом,

во временной динамике фактора усиления нетривиально проявляется эффект пленения излучения атомным ансамблем. С течением времени происходит изменение относительной роли разных порядков рассеяния. Для высоких порядков многократного рассеяния характерна тенденция к уменьшению относительного числа конструктивно интерферирующих каналов, что находит отражение в уменьшении фактора усиления на больших временах распада (рис.6).

#### 4. Заключение

В представленной работе КОР рассмотрено нами с точки зрения его спектральных характеристик и временной динамики. Показано, что существует два возможных подхода, позволяющие частично разделить порядки рассеяния как в интерференционной, так и в неинтерференционной составляющей света обратного рассеяния. Сочетание теоретического расчета с данными эксперимента позволило бы, как мы надеемся, получить важную спектроскопическую информацию о состоянии атомного ансамбля в условиях пленения излучения. В частности, различие спектров интерференционной и неинтерференционной составляющих дает возможность указать экспериментальные условия, при которых даже для ансамбля атомов, разогретого до таких температур, что  $kv_0 > \gamma$ , можно наблюдать усиление в обратном рассеянии. В то же время тепловое движение атомов, подавляющее интерференционную составляющую, приводит к спектральному разделению вкладов рассеяния разного порядка, что может быть использовано в эксперименте.

Проанализированы особенности динамики формирования отклика КОР при рассеянии импульсного излучения. Рассчитаны временные параметры задержанного излучения, испытавшего многократное рассеяние. Показано, что диффузия многократно рассеянного света приводит к тому, что после окончания импульса возбуждения интенсивность затухает по сложному закону, а фактор усиления в течение определенного времени существенно превышает свое стационарное значение. Обнаруженные закономерности также могут быть предложены в качестве основы для экспериментального метода выделения парциальных вкладов отдельных порядков рассея-

ния.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16172) и благотворительного фонда Dellzell Foundation Inc.

1. *Scattering and Localization of Classical Waves in Random Media*. Ed. by P.Sheng (Singapore: World Scientific, 1990, p. 648).
2. Кузьмин В.Л., Романов В.П. *УФН*, **166**, 247 (1996).
3. Lagendijk Ad, Bart A., van Tiggelen B.A. *Phys. Rep.*, **270**, 143 (1996).
4. Van Rossum M.C.W., Nieuwenhuizen T.M. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 313 (1999).
5. Kulatunga P., Sukenik C.I., Balik S., Havey M.D., Kupriyanov D.V., Sokolov I.M. *Phys. Rev. A*, **68**, 033816 (2003).
6. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Larionov N.V., Kulatunga P., Sukenik C.I., Balik S., Havey M.D. *Phys. Rev. A*, **69**, 033801 (2004).
7. Куприянов Д.В., Ларионов Н.В., Соколов И.М. *Оптика и спектроскопия*, **96**, 812 (2004).
8. Laberie G., Delande D., Miniatura C.A., Kaiser R. *Opt. Commun.*, **243**, 157 (2004).
9. *Photon Counting and Light Beating Spectroscopy*. Eds by H.Z.Cummins, E.R.Pike (New York: Plenum Press, 1974).
10. Westbrook C., Watts R., Tanner C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 33 (1990).
11. Jurczak C., Sengsock K., Kaiser R., Vansteenkiste N., Westbrook C., Aspect A. *Opt. Commun.*, **115**, 480 (1995).
12. Bali S., Hoffmann D., Siman J., Walker T. *Phys. Rev. A*, **53**, 3469 (1996).
13. Beeler M., Stites R., Kim S., et al. *Phys. Rev. A*, **68**, 013411 (2003).
14. Александров Е.Б., Голубев Ю.М., Ломакин А.В., Носкин В.А. *УФН*, **140**, 547 (1983).
15. Константинов О.В., Перель В.И. *ЖЭТФ*, **39**, 197 (1960).
16. Дьяконов М.И., Перель В.И. *ЖЭТФ*, **47**, 1483 (1964).
17. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1515 (1964).
18. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979, с. 528).
19. Walker T., Sesko D., Wieman C. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 408 (1990).
20. Beeler M., Stites R., Kim S., et al. *Phys. Rev. A*, **68**, 013411 (2003).
21. Бульшев А.Е., Преображенский Н.Г., Суворов А.Е. *УФН*, **156**, 153 (1988).
22. Molisch A.F., Oehry B.P. *Radiation Trapping in Atomic Vapours* (Oxford: Clarendon Press, 1998, p. 510).
23. Bezuglov N.N., Molisch A.F., Fioretti A., et al. *Phys. Rev. A*, **68**, 063415 (2003).
24. Van Albada M.P., van Tiggelen B.A., Lagendijk A., Tip A. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 3132 (1991).
25. Labeyrie G., Vaujour E., Müller C.A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 223904 (2003).