

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

К теории рассеяния света бозе-Эйнштейновским конденсатом разреженного газа

Ю.А. Аветисян, Е.Д. Трифонов

Представлен анализ полуклассической теории рассеяния света на бозе-Эйнштейновском конденсате разреженного газа. Обращается внимание на принципиальную роль импульсной отдачи, получаемой атомами от фотонов, что приводит к нарушению интерференционного тушения сверхизлучательного рассеяния.

Ключевые слова: Рэлеевское рассеяние, сверхизлучательное рассеяние, бозе-Эйнштейновский конденсат, сверхизлучательное отражение

PACS numbers: 42.25.Fx, 42.50.Nn, 67.85.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201503c.0307

Содержание

1. Введение (307).
2. Линейное рэлеевское рассеяние (308).
3. Полуклассическая теория сверхизлучательного рассеяния (309).
4. Сверхизлучательное отражение (одномерная модель) (311).
5. Заключение (313).
6. Приложение (314).

Список литературы (314).

1. Введение

Рассеяние света атомарными средами представляет собой одну из фундаментальных проблем оптики. На уровне классической электродинамики она была впервые решена Дж. Рэлеем [1] с последующей коррекцией, предложенной Л.И. Мандельштамом [2] и М. Смолуховским [3]. Открытие комбинационного рассеяния стимулировало квантово-механическое описание процесса рассеяния света [4]. Адекватное объяснение рассеяния было достигнуто лишь с помощью квантовой электродинамики [5].

Интерес к исследованию оптических свойств бозе-Эйнштейновского конденсата (БЭК) значительно возрос после того, как он был реально получен с помощью

лазерно-испарительного охлаждения в разреженном атомарном бозе-газе. Это открытие, непосредственно подтверждавшее предсказание А. Эйнштейна [6], было удостоено Нобелевской премии 2001 г. (В. Кеттерле, Э. Корнелл, К. Виман, см. Нобелевские лекции [7, 8] и обзоры [9–14]). Вскоре после этого в группе, возглавляемой В. Кеттерле, наблюдалось рассеяние света на БЭК [15]. Было обращено внимание на то, что это явление отличается от обычного рэлеевского рассеяния. Можно было предположить, что это отличие связано со слабостью релаксационных процессов и сохранением квантовой фазовой памяти конденсата. Такое рассеяние родственно эффекту сверхизлучения Дике [16] и поэтому оно было названо "сверхизлучательным" рассеянием.

Отметим, что рассеяние света на БЭК представляет собой один из немногочисленных примеров экспериментальной реализации сверхизлучения. При сверхизлучательном рассеянии важную роль играет воздействие на атомы рассеянного (вторичного) излучения, что приводит к значительному усилению эффекта. Так как сверхизлучательное рассеяние носит кооперативный характер (имеется в виду когерентность атомных состояний), то его интенсивность оказывается пропорциональной квадрату полного числа частиц в конденсате. Важной особенностью сверхизлучательного рассеяния на БЭК является образование когерентных атомных волн, что было интерпретировано как возможная реализация "атомного лазера" [17].

Впоследствии сверхизлучательное рассеяние на БЭК наблюдалось и в других экспериментах [18–24]. В работе [15] экспериментально изучалась динамика когерентных атомных волн (атомных "облаков"), которые распространялись в направлении облучающей световой волны. В эксперименте [18] было продемонстрировано, что уменьшение отстройки частоты накачки от резонансной частоты атомного перехода приводит к появлению также атомных "облаков", распространяющихся в "обратном" направлении по отношению к направлению падающего

Ю.А. Аветисян. Институт проблем точной механики и управления РАН,
ул. Рабочая 24, 410028 Саратов, Российская Федерация
E-mail: uyaavetisyan@mail.ru

Е.Д. Трифонов. Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Набережная реки Мойки 48, 191186 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: thphys@herzen.spb.ru

Статья поступила 14 февраля 2014 г.,
после доработки 3 октября 2014 г.

излучения. При этом наблюдалась асимметрия распределения плотности между "прямо" и "обратно" распространяющимися "облаками". В работе [19] было проведено прецизионное измерение импульса отдачи, получаемого атомом БЭК при рассеянии фотона. В эксперименте [20] изучалось рассеяние света на БЭК в режиме двухчастотной накачки, а эксперименты [21–24] были посвящены исследованию влияния знака отстройки на динамику процесса.

Теоретической интерпретации этих экспериментов за последние годы было посвящено достаточно много работ [25–54], в том числе и наши исследования [29–37, 40–44, 50–54], которые опирались на предшествующие работы по теории сверхизлучения в обычных средах [55–57], отражённые в монографии [58].

Обобщая ранее полученные результаты, мы предлагаем уточнённый вариант полуклассической теории рассеяния света на БЭК и обращаем внимание на основной эффект, обусловливающий сверхизлучательный характер рассеяния — импульсные отдачи, которые получают атомы БЭК при рассеянии фотонов [54].

В разделе 2 мы напоминаем общую квантово-электродинамическую постановку задачи о рэлеевском рассеянии света на БЭК.

В разделе 3 излагается полуклассический подход в теории сверхизлучательного рассеяния на БЭК. Основным результатом является выяснение принципиальной роли процессов импульсной отдачи, определяющих интенсивность и нижнюю границу длительности сверхизлучательно рассеянного импульса.

Раздел 4 посвящён одномерной модели сверхизлучательного отражения от БЭК. Результаты решения уравнений Максвелла – Шрёдингера для этого случая иллюстрируют описанные выше свойства сверхизлучательного рассеяния.

В разделе 5 проводится анализ и обсуждение полученных результатов.

2. Линейное рэлеевское рассеяние

Напомним обычный квантово-электродинамический подход для объяснения рэлеевского рассеяния света, основанный на теории Вигнера – Вайскопфа.

Рассмотрим сначала рассеяние света на одном атоме. Возбуждение атома происходит под действием классического падающего поля, а последующий переход атома в основное состояние и появление рассеянного излучения объясняется действием квантованного электромагнитного поля. Считая падающее поле слабым, будем вычислять вероятность рассеяния во втором порядке теории возмущений (в первом порядке по взаимодействию с падающим полем и в первом порядке по взаимодействию с вакуумом квантованного электромагнитного поля).

Атом будем рассматривать как двухуровневую электронно-ядерную систему с волновыми функциями φ_a и φ_b основного и возбуждённого состояний с собственными значениями энергий E_a и E_b . При этом для возбуждённого состояния мы будем учитывать радиационную ширину уровня энергии $\Gamma/2$. Кроме этих двух состояний, мы введём ещё волновые функции поступательного движения атома (волны де Броиля)

$$\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp [i(\mathbf{p}\mathbf{r} - \varepsilon_{\mathbf{p}}t)], \quad (1)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор центра инерции атома, \mathbf{p} — его волновой вектор, $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \hbar p^2/(2M)$ — кинетическая энергия атома (в единицах частоты, M — масса атома), V — объём системы. Таким образом, базис одноатомных состояний будет иметь вид

$$\begin{aligned} \psi_{a, \mathbf{p}} &= \varphi_a \psi_{\mathbf{p}}, \\ \psi_{b, \mathbf{p}'} &= \varphi_b \psi_{\mathbf{p}'}. \end{aligned} \quad (2)$$

Пусть в начальный момент времени атом находился в основном состоянии $\psi_{a, 0}$. Тогда во втором порядке нестационарной теории возмущений вероятность в единицу времени (точнее, спектральная плотность вероятности) того, что в результате рассеяния падающего поля с частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 будет испущен фотон с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} , может быть представлена как [5]

$$W(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}) = \frac{|v|^2 |u|^2 \hbar^{-4}}{(\omega_0 - \omega_{ba})^2 + \Gamma^2/4} \pi \delta(\omega_0 - \omega - \varepsilon_{\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}}), \quad (3)$$

где $\omega_{ba} = (E_b - E_a)/\hbar$ — резонансная частота перехода, v и u — матричные элементы взаимодействия атома с падающим и квантованным электромагнитными полями,

$$\begin{aligned} v &= \langle b, \mathbf{k}_0 | \hat{\mathbf{d}} \mathbf{E}_0 | a, 0 \rangle, \\ u &= \langle a, \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}, \{\mathbf{k}\} | \hat{\mathbf{d}} \hat{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}} | b, \mathbf{k}_0, \{0\} \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор дипольного момента атома, \mathbf{E}_0 — вектор напряжённости падающей плоской волны с волновым вектором \mathbf{k}_0 , $\hat{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}}$ — оператор напряжённости электрического поля, соответствующий радиационному осциллятору с волновым вектором \mathbf{k} . Фигурными скобками обозначено состояние квантованного электромагнитного поля: $\{0\}$ — вакуумное состояние, $\{\mathbf{k}\}$ — состояние с одним фотоном с волновым вектором \mathbf{k} . Далее имеем:

$$\langle a, \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}, \{\mathbf{k}\} | \hat{\mathbf{d}} \hat{\mathbf{E}}_{\mathbf{k}} | b, \mathbf{k}_0, \{0\} \rangle = i d_{ba} \sqrt{\frac{2\pi\hbar ck}{L^3}} \sin \vartheta, \quad (5)$$

где d_{ba} — модуль матричного элемента дипольного момента перехода \mathbf{d}_{ba} , ϑ — угол между этим вектором и волновым вектором \mathbf{k} , L^3 — объём квантования, δ -функция в правой части (3) выражает закон сохранения энергии: частота фотона, рассеянного в направлении вектора \mathbf{k} , определяется как $\omega = \omega_0 - \varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_0}$.

Для того чтобы получить интенсивность рассеяния dI в заданном направлении в телесный угол $d\Omega$, вероятность (3) надо ещё умножить на величину кванта $\hbar\omega$, на "число конечных состояний" поля

$$\frac{k^2 dk d\Omega}{(2\pi/L)^3} = \frac{L^3 \omega^2 d\omega d\Omega}{(2\pi c)^3}, \quad (6)$$

и проинтегрировать по частоте. В результате получим

$$dI = \frac{(1/4\pi) |\mathbf{d}_{ba} \mathbf{E}_0|^2 |d_{ba}|^2 \hbar^{-2} \omega_0^4 c^{-3} \sin^2 \vartheta d\Omega}{(\omega_0 - \omega_{ba})^2 + \Gamma^2/4}. \quad (7)$$

Используя выражение для радиационной константы, $\Gamma = (4\omega_{ba}^3 |d_{ba}|^2)/3\hbar c^3$, можно представить (7) в виде

$$dI = \frac{3}{8} |\mathbf{d}_{ba} \mathbf{E}_0|^2 \hbar^{-1} \omega_0 \sin^2 \vartheta \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega_0 - \omega_{ba})^2 + \Gamma^2/4} d\Omega. \quad (8)$$

Обобщение этого соотношения на случай БЭК идеального газа, состоящего из N бозе-атомов, осуществляется заменой одиночастичных матричных элементов в (3) многочастичными. Под бозе-атомом понимают атом с целым полным (электронно-ядерным) спином. В силу тождественности частиц (атомов) и бозе-эйнштейновской статистики это сводится к умножению матричного элемента v на \sqrt{N} . Матричный элемент v не меняет своего значения. Так что вероятность рассеяния на БЭК отличается от одиночастичного случая в N раз. Полученный таким образом результат для интенсивности рассеяния находится в согласии с классической теорией: *интенсивность рассеяния системой атомов равна сумме интенсивностей рассеяния каждого атомом.* В классическом случае этот факт объясняется флуктуациями плотности. Мы видим, что последовательное квантово-механическое рассмотрение, не использующее явно представлений о точной локализации атомов и флуктуациях плотности, для БЭК идеального газа приводит к такому же результату.

3. Полуклассическая теория сверхизлучательного рассеяния

При квантово-электродинамическом описании рэлеевского рассеяния мы ограничились процессами однократного возбуждения атома падающим полем и последующим переходом в основное электронное состояние из-за взаимодействия с вакуумом электромагнитного поля. При этом атом приобретает импульс поступательного движения, т.е. его состояние поступательного движения становится отличным от начального. В таком состоянии атом вновь может быть возбуждён внешним полем, что мы ранее (в разделе 2) не учитывали. Кроме того, мы не учитывали действия на атом рассеянного поля. В принципе учёт этих эффектов возможен и при квантово-электродинамическом подходе, но оказывается достаточно громоздким. Более простым является полуклассический подход, который широко использовался в теории сверхизлучения. Полуклассический подход в нашем случае (его можно было бы назвать и полуквантовым) просто означает, что поля излучения и рассеяния рассматриваются как классические, а эволюция состояния атома описывается квантово-механически. Причиной появления рассеянной волны в таком случае является квантовая флуктуация поляризованности атома [58, 59].

Для БЭК идеального газа действие поля на разные атомы будем рассматривать независимо и волновую функцию БЭК строить как произведение тождественных волновых функций отдельных атомов. Так как возникающее поле рассеяния также оказывает воздействие на атомы, то можно сказать, что атомы взаимодействуют друг с другом через поле излучения. Однако если атомов достаточно много, то поле рассеяния при действии на отдельный атом можно рассматривать как "внешнее", т.е. использовать модель *самосогласованного радиационного поля*. При этом состояния всех атомов будем

считать одинаковыми и сохранять волновую функцию в виде произведения волновых функций отдельных атомов.

Пусть БЭК разреженного газа подвергается воздействию внешнего поля

$$E_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + \text{с.с.} \quad (9)$$

с волновым вектором \mathbf{k}_0 , $k_0 = \omega_0/c$, отстроенного от резонанса на величину $\Delta = \omega_0 - \omega_{ba}$.

Как и выше, каждый атом будем рассматривать как двухуровневую электронную систему с поступательными степенями свободы.

Рассмотрим рассеянную волну в направлении волнового вектора \mathbf{k} , $k = k_0$:

$$E_{\mathbf{k}}(x, t) \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}\mathbf{r}) + \text{с.с.} \quad (10)$$

Ради простоты поляризации обеих волн будем считать ортогональными плоскости волновых векторов \mathbf{k}_0, \mathbf{k} .

Размеры атомной системы (в нашем случае БЭК разреженного газа) будем считать значительно превышающими длину волны излучения, а амплитуду рассеянной волны — "медленно зависящей" от времени и пространственной координаты x вдоль направления рассеяния (приближение медленного изменения амплитуд).

Если атом находится в основном состоянии, то падающее поле будет переводить его в возбуждённое электронное состояние с импульсом $\hbar\mathbf{k}_0$ и обратно. Из этого возбуждённого состояния поле рассеяния переведёт атом в основное состояние с импульсом $\hbar\mathbf{k}_0 - \hbar\mathbf{k}$. Далее из этого состояния под действием падающего поля атом может перейти в возбуждённое электронное состояние с импульсом $2\hbar\mathbf{k}_0 - \hbar\mathbf{k}$ и т.д. Кроме того, мы будем учитывать процессы возбуждения атомов рассеянным полем и вынужденного излучения под действием падающего поля. Таким образом, базис атомных состояний, на котором можно искать решение задачи, имеет вид

$$\phi_{\sigma, n, n'} = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[i(\mathbf{k}_0 n - \mathbf{k} n') \mathbf{r}] \varphi_{\sigma}, \quad (11)$$

где индексы n и n' принимают как положительные, так и отрицательные целые значения, $n' = n, n-1$, причём при $n' = n \sigma = a$, а при $n' = n-1 \sigma = b$.

Волновую функцию атома будем искать в виде

$$\psi = \sum_{n=0, \pm 2, \dots} a_n \phi_{a, n, n} + \exp(-i\omega_0 t) b_{n+1} \phi_{b, n+1, n}, \quad (12)$$

где коэффициенты $a_n(x, t)$ и $b_{n+1}(x, t)$ ($n = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$) являются функциями от времени и пространственной координаты вдоль направления рассеяния. Обращаем внимание, что в (12) выделяется экспоненциальный множитель не с резонансной частотой электронного перехода, а с частотой падающего поля.

Рассеянное поле создаётся поляризованностью, которую мы будем вычислять как среднее квантово-механическое оператора поляризованности

$$\hat{P}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \hat{d}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i). \quad (13)$$

Здесь \hat{d}_i — оператор дипольного момента i -го атома. Амплитуда волны поляризованности с волновым вектором \mathbf{k} тогда может быть представлена в виде

$$P_{\mathbf{k}} = N_0 d \sum_{n=0, \pm 2, \dots} \bar{a}_n b_{n-1}, \quad (14)$$

где d — матричный элемент дипольного момента между основным и возбуждённым электронными состояниями (для простоты будем считать его вещественным), N_0 — концентрация атомов.

В силу уравнений Максвелла, точнее, из вытекающего из них неоднородного волнового уравнения

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (15)$$

в приближении медленного изменения амплитуд следует

$$E_{\mathbf{k}}(x, t) = i 2\pi k_0 \int_0^x P_{\mathbf{k}}(x', t') dx', \quad (16)$$

где $t' = t - (x - x')/c$ — запаздывающее время.

Уравнение Шрёдингера для одного атома в рассматриваемом представлении можно записать как

$$\begin{aligned} i \frac{\partial a_n}{\partial t} &= -\bar{F}_0 b_{n+1} - \bar{F} b_{n-1} + \varepsilon_{n,n} a_n, \\ i \frac{\partial b_{n+1}}{\partial t} &= -F_0 a_n - F a_{n+2} + \left(\varepsilon_{n+1,n} - \Delta - i \frac{\Gamma}{2} \right) b_{n+1}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $F_0 = dE_0/\hbar$, $F = dE_{\mathbf{k}}/\hbar$, Γ — радиационная константа возбуждённого состояния, $\varepsilon_{n,n'}$ — частотные сдвиги, связанные с кинетической энергией поступательного движения атома,

$$\varepsilon_{n,n'} = \frac{\hbar(n\mathbf{k}_0 - n'\mathbf{k})^2}{2M}. \quad (18)$$

Член с радиационной константой в нижнем из уравнений (17) эффективно описывает спонтанное излучение в произвольных направлениях.

Если $|\Delta|$ считать достаточно большой величиной, так что $|\Delta b_{n+1}| \gg |\partial b_{n+1}/\partial t|$, то (пренебрегая быстрыми осцилляциями с частотой $|\Delta|$), амплитуды b_{n+1} , соответствующие возбуждённым электронным состояниям атома, можно адиабатически выразить через амплитуды основных электронных состояний. Тогда система уравнений (17) может быть записана в виде

$$\begin{aligned} i \frac{\partial a_n}{\partial t} &= -\bar{F}_0 b_{n+1} - \bar{F} b_{n-1} + \varepsilon_{n,n} a_n, \\ b_{n+1} &= \frac{1}{\varepsilon_{n+1,n} - \Delta - i\Gamma/2} (F_0 a_n + F a_{n+2}). \end{aligned} \quad (19)$$

Далее, считая $|\Delta| \gg \varepsilon_{n+1,n}$, Γ , получаем

$$i \frac{\partial a_n}{\partial t} = \frac{1}{\Delta} \{ (\bar{F}_0 F_0 + \bar{F} F) a_n + \bar{F}_0 F a_{n+2} + \bar{F} F_0 a_{n-2} \} + \varepsilon_{n,n} a_n. \quad (20)$$

Теперь матрицу "приведённого" гамильтониана в уравнении Шрёдингера (20) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} H_{n,m} &= \frac{1}{\Delta} \{ (\bar{F}_0 F_0 + \bar{F} F) \delta_{m,n} + \bar{F}_0 F \delta_{m,n+2} + \bar{F} F_0 \delta_{m,n-2} \} + \\ &\quad + \varepsilon_{n,n} \delta_{n,m}. \end{aligned} \quad (21)$$

Отметим, что эрмитовость этой матрицы обеспечивает сохранение нормировки заселённостей состояний, соответствующих основному электронному состоянию с различными импульсами поступательного движения.

В рассматриваемом приближении (при адиабатическом исключении возбуждённых электронных состояний) амплитуда поляризованности (14) представляется в виде

$$P_{\mathbf{k}} = \frac{-N_0 d}{\Delta} \sum_{n=0, \pm 2, \dots} (F_0 \bar{a}_n a_{n-2} + F \bar{a}_n a_n). \quad (22)$$

Поэтому матрицу оператора поляризованности можно представить как

$$P_{n,m} = \frac{-N_0 d}{\Delta} (F_0 \delta_{m,n-2} + F \delta_{n,m}). \quad (23)$$

При начальном условии $a_0(x, 0) = 1$ с помощью (19) при $|\Delta| \gg \varepsilon_{n+1,n}$, Γ находим: $b_1 = -F_0/\Delta$, т.е. имеем эффективную заселённость возбуждённого состояния "1,0". Рассеяние инициируется переходом под действием квантованного электромагнитного поля из этого состояния в состояние "1,1". При полуклассическом подходе такой переход описывается флуктуацией дипольного момента атома, находящегося в возбуждённом состоянии (см. [58, 59]). Если дипольные моменты отдельных атомов считать статистически независимыми, то дисперсия поляризованности будет равна сумме дисперсий дипольных моментов всех атомов. Отсюда безразмерную амплитуду флуктуационной поляризованности, приходящуюся на один атом, оцениваем как

$$\bar{a}_2 b_1 \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \left(-\frac{F_0}{\Delta} \right), \quad (24)$$

т.е. ставим ненулевое начальное условие

$$a_2(x, 0) \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (25)$$

Здесь N — полное число атомов в системе.

Покажем теперь, что, если в уравнении Шрёдингера пренебречь энергиями отдачи и радиационной релаксацией, то амплитуда поляризованности рассеянной волны не будет меняться с течением времени и сохранит начальное значение (24), т.е.

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{n=0, \pm 2, \dots} \bar{a}_n b_{n-1} = 0. \quad (26)$$

Это следует из того, что в этом случае (т.е. если положить $\varepsilon_{n,n'} = 0$) матрица гамильтониана (21) коммутирует с матрицей оператора амплитуды поляризованности (23). В этом, конечно, можно убедиться и с помощью прямого вычисления написанной производной.

Таким образом, при пренебрежении энергиями отдачи между амплитудами поляризованности возникает гасящая интерференция и не проявляется сверхизлучательное усиление рассеяния.

Учёт энергий отдачи в уравнении Шрёдингера приводит к смещению фаз амплитуд поляризованный и появлению сверхизлучательного рассеяния, интенсивность которого пропорциональна квадрату числа атомов в БЭК. Очевидно, что заметное смещение фаз, обусловленное энергиями отдачи, может наблюдаться на временах порядка $\varepsilon_{n,n}^{-1}$. Это определяет низкий порог длительности падающего импульса, для которого можно наблюдать сверхизлучательное рассеяние. Отметим, что такая оценка справедлива лишь при условии достаточно большой расстройки, когда оправдано приближение исключения возбуждённых состояний (19).

Оценим теперь частоту модуляции отдельных слагаемых поляризованности (14), т.е. амплитуд $\bar{a}_n b_{n-1}$. В приближении исключённых возбуждённых состояний имеем

$$\bar{a}_n b_{n-1} = -\frac{1}{\Delta} (F_0 \bar{a}_n a_{n-2} + F \bar{a}_n a_n). \quad (27)$$

Заметим, что матрица соответствующего оператора имеет только два отличных от нуля матричных элемента. Далее, как и ранее, будем пренебрегать энергиями отдачи и предполагать величины F_0 и F не зависящими от времени. Тогда, вычисляя вторую производную от этой амплитуды с помощью двукратного коммутатора с гамильтонианом, можно получить (см. приложение)

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{a}_n b_{n-1} \approx -\left(\frac{2|F_0 F|}{\Delta}\right)^2 \bar{a}_n b_{n-1}. \quad (28)$$

Приближённый характер этого уравнения связан с пренебрежением в правой части вкладом смежных парциальных амплитуд поляризованности.

Из (28) следует, что частоту осцилляций парциальных амплитуд поляризованности можно оценить как

$$\Omega_{\text{mod}} = 2 \left| \frac{F_0 F}{\Delta} \right|. \quad (29)$$

Осцилляции с частотой Ω_{mod} могут быть интерпретированы как осцилляции Раби для "одетого" падающим полем состояния в поле рассеянной волны. Выше мы показали, что при пренебрежении энергиями отдачи эти осцилляции различных парциальных амплитуд поляризованности гасят друг друга. Но при учёте энергий отдачи они должны проявляться.

4. Сверхизлучательное отражение (одномерная модель)

Рассмотрим задачу о сверхизлучательном рассеянии света на БЭК для одномерного случая. Предполагаем распространение падающей волны вдоль протяжённого образца длины L и пренебрегаем рассеянием "вбок". Учитываем лишь рассеяние "назад" и "вперёд". Все полевые и атомные характеристики будем формально считать однородными в сечении, поперечном по отношению к направлению падающей волны. Рассеяние назад можно интерпретировать как "объёмное" сверхизлучательное отражение.

Мы можем воспользоваться вышеописанным подходом, рассматривая рассеяние "вперёд" и рассеяние "назад" с амплитудами F^+ и F^- . В соответствии с

уравнением (16) (пренебрегая запаздыванием) имеем:

$$\begin{aligned} F^+(x, t) &= \frac{d}{\hbar} \left(E_0 + i2\pi k_0 N_0 d \sum_{n=0, \pm 2, \dots} \int_0^x dx' \bar{a}_n(x', t) \times \right. \\ &\quad \times b_{n+1}(x', t) \Bigg), \\ F^-(x, t) &= \frac{d}{\hbar} \left(i2\pi k_0 N_0 d \sum_{n=0, \pm 2, \dots} \int_x^L dx' \bar{a}_n(x', t) \times \right. \\ &\quad \times b_{n-1}(x', t) \Bigg). \end{aligned} \quad (30)$$

Выбирая в качестве единицы времени "время сверхизлучения" τ_R ,

$$\tau_R^{-1} = 2\pi \frac{d^2}{\hbar} k_0 N_0 L = \frac{3}{8\pi} \Gamma N_0 \lambda^2 L, \quad (31)$$

и в качестве единицы длины — протяжённость образца L , мы можем представить амплитуды поля (30) как

$$\begin{aligned} F^+(x, t) &= F^0 + i \int_0^x \sum_{n=0, \pm 2, \dots} \bar{a}_n(x', t) b_{n+1}(x', t) dx', \\ F^-(x, t) &= i \int_x^L \sum_{n=0, \pm 2, \dots} \bar{a}_n(x', t) b_{n-1}(x', t) dx', \end{aligned} \quad (32)$$

где F_0 — амплитуда поля падающей волны E_0 также в единицах $\tau_R^{-1} \hbar/d$. При этом уравнение Шрёдингера (17) приобретает вид

$$\begin{aligned} i \frac{\partial a_n}{\partial t} &= -\bar{F}^+ b_{n+1} - \bar{F}^- b_{n-1} + \varepsilon_n a_n, \\ i \frac{\partial b_{n+1}}{\partial t} &= -F^+ a_n - F^- a_{n+2} + \left(\varepsilon_{n+1} - \Delta - i \frac{\Gamma}{2} \right) b_{n+1}. \end{aligned} \quad (33a)$$

$$(33b)$$

Здесь ε_n — кинетическая энергия атома с импульсом $n\hbar k_0$ (выраженная в наших частотных единицах τ_R^{-1} : $\varepsilon_n = n^2 \hbar k_0^2 \tau_R / (2M)$), в этих же единицах записаны расстройка Δ и радиационная константа Γ .

Исключение возбуждённых электронных состояний осуществляется подстановкой

$$\begin{aligned} b_{n+1} &= \frac{1}{\varepsilon_{n+1} - \Delta - i\Gamma/2} (F^+ a_n + F^- a_{n+2}), \\ b_{n-1} &= \frac{1}{\varepsilon_{n-1} - \Delta - i\Gamma/2} (F^+ a_{n-2} + F^- a_n). \end{aligned} \quad (34)$$

При численном решении системы уравнений Максвелла — Шрёдингера мы использовали значения основных параметров того же порядка, что и в эксперименте [18]. В этом эксперименте БЭК содержал около двух миллионов атомов рубидия и имел продольный и поперечный размеры порядка 200×15 (мкм). Накачка осуществлялась лазерным лучом с интенсивностью порядка 63 мВт см^{-2} . Дипольный момент оптического перехода $d \sim 2 \times 10^{-29} \text{ К м}$, соответствующая длина волны $\lambda \sim 780 \text{ нм}$, частотный сдвиг $\varepsilon_1 \sim 4.7 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$. Длительность продолжительного импульса составляла $T_p \sim 800 \text{ мкс}$, расстройка $\Delta = -4400 \text{ МГц}$. Для таких условий эксперимента наш временной масштаб имеет порядок величины $\tau_R \sim 10^{-10} \text{ с}$, соответственно, значения основных параметров (в наших единицах) были приняты равными: $F^0 = 6 \times 10^{-3}$, $T_p = 1.8 \times 10^7$, $\Delta = -1.5$, $\varepsilon_1 = 1.25 \times 10^{-6}$,

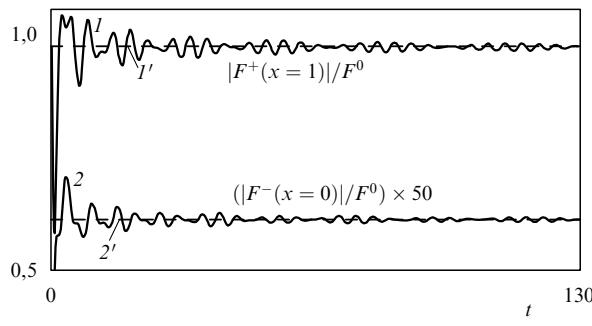


Рис. 1. Динамика амплитуд полей F^\pm , полученная для начальной стадии импульса в приближении исключённых возбуждённых состояний (штриховые линии $1'$, $2'$) и без его использования (сплошные кривые 1 , 2) при следующих значениях безразмерных параметров: $F^0 = 6 \times 10^{-3}$, $\Delta = -1.5$, $\epsilon_1 = 1.25 \times 10^{-6}$, $\Gamma = 4 \times 10^{-3}$, $a_2(x, t = 0) = 10^{-3}$.

$\Gamma = 4 \times 10^{-3}$. Ненулевые начальные условия для атомных состояний, эффективно учитывающие квантовые флуктуации поляризованности при заданном числе атомов в конденсате (10^6), выбирались как $a_0(0) = [1 - a_2^2(0)]^{1/2}$, $a_2(0) = 10^{-3}$.

Прежде всего оценим точность приближения с исключением возбуждённых электронных состояний. Для этого проведём решение системы уравнений Максвелла – Шредингера как с использованием этого приближения, так и без него. Результаты решения систем уравнений (32), (33) и (32), (33a), (34) для начальной стадии рассеяния, представленные на рис. 1, свидетельствуют о том, что учёт возбуждённых состояний приводит к появлению быстрых осцилляций амплитуд полей с частотой $\sim |\Delta|$. Однако с течением времени эти осцилляции сравнительно быстро затухают. Поэтому приближение исключения возбуждённых состояний оказывается вполне оправданным. Представленные далее в нашей работе результаты были получены с использованием этого приближения.

Проиллюстрируем теперь влияние эффектов импульсной отдачи на интенсивность сверхизлучательного рассеяния.

Рассчитанная эволюция отражённого и прошедшего полей показана на рис. 2. Видно, что при учёте частотных сдвигов, обусловленных отдачей, амплитуда отражённого поля на выходе $|F^-(x = 0)|$ достигает сравнительно больших значений (рис. 2а, кривая 2), тогда как при пренебрежении этими сдвигами отражение оказывается существенно подавленным (рис. 2б, кривая 2, обращаем внимание на масштабный множитель 100). Этот факт полностью согласуется с эффектом гасящей интерференции, описанным в разделе 3. Отметим, что первоначально он был обнаружен нами как результат численного решения системы уравнений Максвелла – Шредингера.

При пренебрежении энергиями отдачи амплитуда отражённой волны слабо меняется с течением времени по сравнению с начальным значением $F^0 / (\Delta \sqrt{N})$, равным амплитуде при обычном рэлеевском рассеянии (точнее, как показывает сравнение с (8), равным амплитуде рэлеевского рассеяния, делённой на число Френеля $S / (\lambda L)$, S — площадь сечения, для используемых нами экспериментальных данных число Френеля порядка 1). Монотонное уменьшение рассеяния происходит из-за спонтанной релаксации ($\Gamma \neq 0$).

Таким образом, сверхизлучательное усиление отражения обусловлено рассогласованием фаз в актах рассеяния из-за процессов отдачи. Отметим также, что на временах, на порядок меньших, чем обратная величина частотного сдвига отдачи, когда рассогласование фаз оказывается незначительным, сверхизлучательное усиление рассеяния (отражения) не проявляется. Это создаёт ограничение на длительность импульса возбуждения, при которой может проявиться сверхизлучательное рассеяние: *длительность возбуждения должна быть по порядку величины не менее обратной величины частотного сдвига отдачи*.

На рисунке 3 показано изменение с течением времени населённостей атомных облаков, движущихся как в направлении падающего поля, так и в обратном направлении, которые определяются как

$$S_n \equiv \int_0^1 dx |a_n(x)|^2. \quad (35)$$

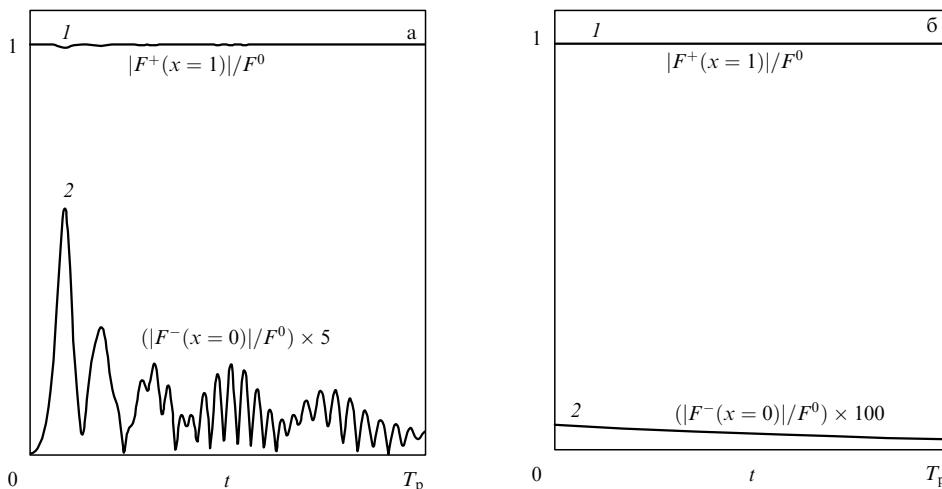


Рис. 2. Динамика амплитуд полей F^\pm , полученная с учётом частотных сдвигов ϵ_n (а) и без их учёта (б). Длительность импульса накачки $T_p = 1.8 \times 10^7$, а значения других параметров те же, что и указанные в подписи к рис. 1.

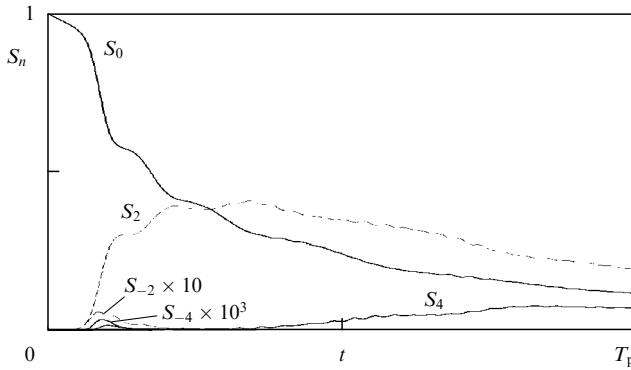


Рис. 3. Динамика населённостей S_n атомных состояний с импульсами поступательного движения $\hbar k_0 n$, $n = 0, \pm 2, \pm 4$. Кривая S_0 иллюстрирует истощение основного состояния БЭК.

При принятой интенсивности падающего поля происходит в основном образование атомного облака с $n = 2$ и актуальным окажется частотный сдвиг ε_2 . Время разрушения интерференционного тушения тогда будет определяться величиной ε_2^{-1} . Например, для натрия это время, в соответствии с (18), имеет порядок величины 10^{-4} с.

Видно, что населённости атомных состояний с отрицательными значениями импульса ($n = -2, -4$ и последующие, для которых населённости на рисунке не приведены) пренебрежимо малы. Опережающее развитие получает атомное состояние с $n = 2$, но по мере развития импульса становится заметной также и населённость атомного состояния с $n = 4$.

Осцилляционная структура отражённого поля должна проявляться и в его спектре, который может быть определён как

$$\Phi^-(\omega) = \left| \int_0^{T_p} dt \exp(i\omega t) F^-(x=0, t) \right|^2. \quad (36)$$

Спектр, полученный по найденной динамике отражённого поля, показан на рис. 4. Мы видим, что он смешён в красную сторону по отношению к спектру падающего поля в соответствии с законом сохранения энергии. Сдвиг на величину $-4\varepsilon_1$ соответствует рамановскому переходу $n = 0 \rightarrow n = 2$, при котором атом в результате процесса отдачи получает кинетическую энергию $4\varepsilon_1$. Рамановскому переходу $n = 2 \rightarrow n = 4$ соответствует

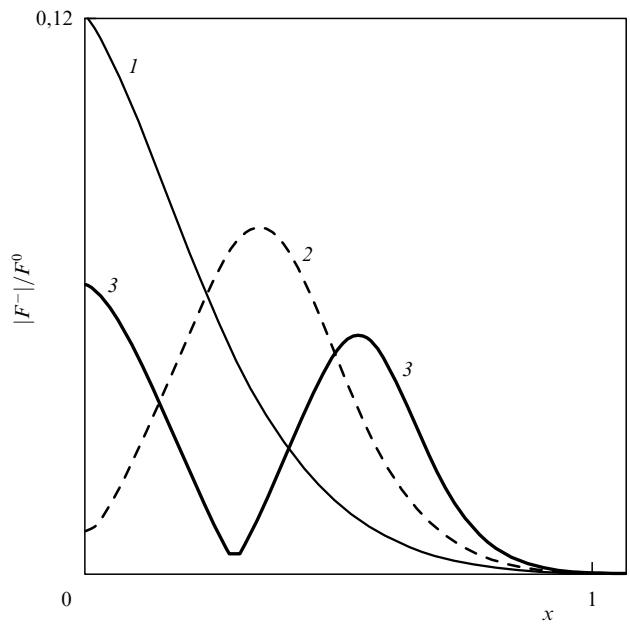


Рис. 5. Координатные зависимости амплитуды отражённого поля $|F^-(x)|$ в моменты 1-го максимума, 1-го минимума и 2-го максимума $|F^-(x=0)|$ (рис. 2а, кривая 2) представлены кривыми 1, 2 и 3 соответственно.

спектральный сдвиг на величину $-12\varepsilon_1$, а расщепление этой компоненты спектра на дублет, возможно, обусловлено модуляцией амплитуды поляризованности на частоте (29). В то же время вблизи частоты $\omega = -4\varepsilon_1$ спектр имеет сложную структуру, что может быть вызвано заметной интерференцией отдельных парциальных амплитуд поляризованности $a_n b_{n-1}$.

На рисунке 5 показано пространственное распределение амплитуды отражённого поля. Оно обладает неоднородностью, нетривиально эволюционирующей с течением времени, что свидетельствует об аномалии поведения групповой скорости отражённой волны в БЭК.

Оценку групповой скорости можно получить по скорости перемещения максимума в пространственном распределении амплитуды поля по образцу. Это даёт значение групповой скорости порядка 1 м с^{-1} .

5. Заключение

При объяснении физической природы рассеяния света с помощью электродинамики Максвелла было выяснено, что в однородной среде неподвижных атомов рассеяние отсутствует из-за деструктивной интерференции вторичного излучения (см., например, [60]). Для объяснения существования рассеяния Рэлей предложил учитывать движение атомов и эффект Доплера. Однако если атомов достаточно много, то интерференционное тушение всё равно должно проявляться и рассеяние вследствие этого отсутствует. На это было обращено внимание Мандельштамом [2] и Смолуховским [3], предложившими для объяснения рассеяния учитывать нарушающие интерференцию флуктуации плотности, что привело к хорошо известному теперь результату: интенсивность рассеяния квазиоднородной средой равна сумме интенсивностей рассеяния независимо каждым атомом.

В случае рассеяния света на БЭК мы имеем рассеяние в пространственно однородной среде. При квантово-

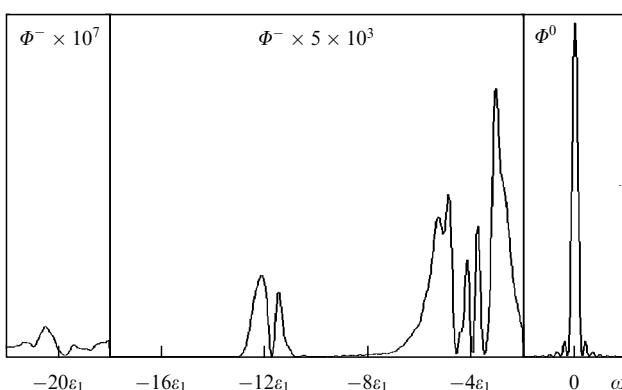


Рис. 4. Спектр отражённого поля $\Phi^-(\omega)$ в сравнении со спектром падающего поля $\Phi^0(\omega)$.

механическом подходе для объяснения этого явления нет необходимости дополнительно учитывать флуктуации плотности, так как они естественно присутствуют при последовательном квантовом описании состояния рассеивающей среды. Виртуальное возбуждение атомов происходит под действием падающего поля. Инициирующим фактором для "вторичного" излучения является взаимодействие с вакуумом электромагнитного поля или, другими словами, квантовые флуктуации поляризованности. Этого достаточно для возникновения обычного рэлеевского рассеяния. Но в развитии сверхизлучательного рассеяния существенную роль играют многократные возбуждения атомов как под действием падающего поля, так и рассеянного. В условиях сохранения фазовой памяти (слабого влияния релаксационных столкновений) происходит сложение парциальных поляризованных, обусловленных переходами различной кратности. Если суммарная поляризованность отлична от нуля, то рассеяние будет носить сверхизлучательный характер с интенсивностью, пропорциональной квадрату числа атомов.

Первые теоретические работы по сверхизлучательному рассеянию были посвящены квантово-электродинамическому обоснованию наблюдаемого эффекта [25, 26], но вскоре более результативным был признан полуклассический подход [27–30], позволивший осуществить детальное сравнение с экспериментом с помощью решения системы уравнений Максвелла–Шредингера. При применении этого подхода нам удалось освободиться от ряда использованных ранее приближений (например, приближения среднего поля) и была получена реальная оценка интенсивности образующихся при рассеянии когерентных атомных волн [31, 32, 42–44, 51, 52]. В частности, была объяснена упомянутая выше асимметрия в распределении плотности атомных облаков.

В работах [61, 62] дискутировался вопрос об области применимости приближения исключения возбуждённых состояний. В данной работе с целью обоснования возможности использования этого приближения мы выполнили сравнение результатов решения уравнений Максвелла–Шредингера (см. рис. 1) как без этого приближения (решение уравнений (32), (33)), так и с его использованием (решение уравнений (32), (33a), (34)).

Анализируя уточнённую полуклассическую теорию сверхизлучательного рассеяния, основанную на решении системы уравнений Максвелла–Шредингера, мы пришли к следующему заключению. Если при электронных переходах в атомах не учитывать частотный сдвиг, обусловленный эффектом отдачи, то возникает интерференционное тушение парциальных поляризованных (см. раздел 3). Остаётся только обычное некогерентное рэлеевское рассеяние, интенсивность которого пропорциональна числу атомов. Этот результат можно рассматривать как косвенную аналогию интерференционному тушению рэлеевского рассеяния света в однородной среде. Так как частотный сдвиг, вызванный отдачей, может оказывать влияние лишь на временах, не меньших порядка его обратной величины, то и сверхизлучательное рассеяние должно проявляться на интервале времён, превышающем это значение. Последнее определяет время рассогласования фаз волн поляризованности, возникающих в БЭК при многократных атомных возбуждениях под действием падающего поля. Следовательно, минимальная длительность падающего импульса,

который может испытать сверхизлучательное рассеяние, должна быть порядка обратной величины частотного сдвига, обусловленного процессами отдачи.

Обращаем также внимание на полученный нами спектр рассеяния для одномерной модели БЭК (см. раздел 4) и оценку групповой скорости рассеянной волны, которая оказалась порядка 1 м с^{-1} , что согласуется с экспериментальным значением групповой скорости, обнаруженным в работе [63] по исследованию усиления светового потока в БЭК.

Интерес к теоретической интерпретации сверхизлучательного рассеяния сохраняется до сих пор. Об этом свидетельствует дискуссия по поводу адиабатического исключения возбуждённых атомных состояний [21, 61, 62]. Одним из нерешённых вопросов продолжает оставаться объяснение асимметрии влияния знака расстройки возбуждения на интенсивность рассеяния [21–24, 64]. Этот эффект обусловлен межатомным взаимодействием, и для его описания необходим переход от системы уравнений Максвелла–Шредингера к системе уравнений Максвелла–Гросса–Питаевского, что создаёт интересную перспективу для исследования этого явления.

Авторы выражают благодарность М. Бенедикту, А.С. Трошину и В.И. Юкалову за обсуждение работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 15-02-08369-А.

6. Приложение

Действительно, матрица гамильтониана (21) при пренебрежении энергиями отдачи состоит (с точностью до множителей) из единичной матрицы и двух матриц, которые получаются из единичной смещением диагонали вправо и влево. Для краткости, будем называть их правой и левой единичными матрицами. При вычислении коммутатора, матрицей, кратной единичной, можно пренебречь.

Учтём теперь четыре правила. (а) Умножение заданной матрицы слева на левую единичную матрицу, смещает каждый элемент заданной матрицы на один шаг вниз. (б) Умножение справа на левую единичную матрицу смещает каждый элемент заданной матрицы на один шаг влево. (в) Умножение справа на правую единичную матрицу смещает каждый элемент заданной матрицы на один шаг вправо. (г) Наконец, умножение слева на правую единичную матрицу смещает каждый элемент заданной матрицы на один шаг вверх. Поэтому, вычисляя коммутатор второго порядка, наряду с матрицами, элементы которых смещены по сравнению с исходной матрицей на два шага, получится учетверённая исходная матрица. Пренебрегая смещёнными матрицами и учитывая значения коэффициентов перед матрицами в (21), получим (28).

Список литературы

1. Rayleigh Lord *Phil. Mag.* **12** 81 (1881); *Phil. Mag.* **47** 377 (1889)
2. Mandelstam L *Ann. Physik* **23** 626 (1907); перевод на русск. яз.: Мандельштам Л И *Полное собрание трудов* Т. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд-во АН СССР, 1948) с. 109
3. v. Smoluchowski M *Ann. Physik* **25** 205 (1908)
4. Placzek G, in *Handbuch der Radiologie* Vol. 2 (Ed. E Marx) (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft, 1934) p. 209; "The Rayleigh and Raman scattering", UCRL Trans. No. 526(L) Physics (Livermore,

- Calif.: Lawrence Radiation Laboratory, Univ. of California, 1959); Плачек Г *Рэлеевское рассеяние и Раман-эффект* (Харьков–Киев: Гос. науч.-тех. изд-во Украины, 1935)
5. Weisskopf V, Wigner E Z. *Phys.* **63** 54 (1930); *Z. Phys.* **65** 18 (1930)
 6. Einstein A *Sitzungsber. Preuß. Akad. Wiss. Phys.-Math. Kl.* 3 (1925); перевод на русск. яз.: Эйнштейн А *Собрание научных трудов* Т. 3 (М.: Наука, 1966) с. 489
 7. Кеттерле В *УФН* **173** 1339 (2003); Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
 8. Корнелл Э А, Виман К Э *УФН* **173** 1320 (2003); Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002)
 9. Питаевский Л П *УФН* **176** 345 (2006); Pitaevskii L P *Phys. Usp.* **49** 333 (2006)
 10. Yukalov V I *Laser Phys.* **19** 1 (2009)
 11. Kocharovskiy Vit V, Kocharovskiy Vlad V *Phys. Rev. A* **81** 033615 (2010)
 12. Трифонов Е Д, Загуляев С Н *УФН* **180** 89 (2010); Trifonov E D, Zagoulaev S N *Phys. Usp.* **53** 83 (2010)
 13. Трифонов Е Д *УФН* **181** 747 (2011); Trifonov E D *Phys. Usp.* **54** 723 (2011)
 14. Балыкин В И *УФН* **181** 875 (2011); Balykin V I *Phys. Usp.* **54** 844 (2011)
 15. Inouye S et al. *Science* **285** 571 (1999)
 16. Dicke R H *Phys. Rev.* **93** 99 (1954)
 17. Robins N P et al. *Phys. Rep.* **529** 265 (2013)
 18. Schneble D et al. *Science* **300** 475 (2003)
 19. Campbell G K et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 170403 (2005)
 20. Bar-Gill N, Rowen E E, Davidson N *Phys. Rev. A* **76** 043603 (2007)
 21. Deng L, Payne M G, Hagley E W *Phys. Rev. Lett.* **104** 050402 (2010)
 22. Deng L et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 220404 (2010)
 23. Luo X et al. *Phys. Rev. A* **86** 043603 (2012)
 24. Kampel N S et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 090401 (2012)
 25. Moore M G, Meystre P *Phys. Rev. Lett.* **83** 5202 (1999)
 26. Pu H, Zhang W, Meystre P *Phys. Rev. Lett.* **91** 150407 (2003)
 27. Müstecaplıoğlu Ö E, You L *Phys. Rev. A* **62** 063615 (2000)
 28. Piovella N, Gatelli M, Bonifacio R *Opt. Commun.* **194** 167 (2001)
 29. Трифонов Е Д *ЖЭТФ* **120** 1117 (2001); Trifonov E D *JETP* **93** 969 (2001)
 30. Trifonov E D *Laser Phys.* **12** 211 (2002)
 31. Avetisyan Yu A, Trifonov E D *Laser Phys. Lett.* **1** 373 (2004)
 32. Аветисян Ю А, Васильев Н А, Ефимов О Б, Трифонов Е Д, Шамров Н И, в сб. *Тезисы докладов X семинара-совещания "Оптика и спектроскопия конденсированных сред"* (Краснодар, 2004) с. 71–72
 33. Трифонов Е Д, Шамров Н И *Оптика и спектроскопия* **96** 294 (2004); Trifonov E D, Shamrov N I *Opt. Spectrosc.* **96** 258 (2004)
 34. Трифонов Е Д, Шамров Н И *ЖЭТФ* **126** (1) 54 (2004); Trifonov E D, Shamrov N I *JETP* **99** 43 (2004)
 35. Васильев Н А, Трифонов Е Д *Оптика и спектроскопия* **96** 615 (2004); Vasil'ev N A, Trifonov E D *Opt. Spectrosc.* **96** 556 (2004)
 36. Трифонов Е Д *TMF* **139** 449 (2004); Trifonov E D *Theor. Math. Phys.* **139** 823 (2004)
 37. Васильев Н А, Ефимов О Б, Трифонов Е Д, Шамров Н И *Изв. РАН. Сер. физ.* **68** 1272 (2004)
 38. Benedek C, Benedict M G J. *Opt. B Quantum Semiclass. Opt.* **6** S111 (2004)
 39. Robb G R M, Piovella N, Bonifacio R J. *Opt. B Quantum Semiclass. Opt.* **7** 93 (2005)
 40. Trifonov E D *Laser Phys. Lett.* **2** 153 (2005)
 41. Трифонов Е Д *Оптика и спектроскопия* **98** 545 (2005); Trifonov E D *Opt. Spectrosc.* **98** 497 (2005)
 42. Avetisyan Yu A, Trifonov E D *Laser Phys. Lett.* **2** 512 (2005)
 43. Аветисян Ю А, Трифонов Е Д *ЖЭТФ* **130** 771 (2006); Avetisyan Y A, Trifonov E D *JETP* **103** 667 (2006)
 44. Аветисян Ю А, Трифонов Е Д *Оптика и спектроскопия* **100** 307 (2006); Avetisyan Yu A, Trifonov E D *Opt. Spectrosc.* **100** 270 (2006)
 45. Shamrov N I *Laser Phys.* **16** 1374 (2006)
 46. Zobay O, Nikolopoulos G M *Phys. Rev. A* **73** 013620 (2006)
 47. Zobay O, Nikolopoulos G M *Laser Phys.* **17** 180 (2007)
 48. Piovella N et al. *Laser Phys.* **17** 174 (2007)
 49. Shamrov N I *Laser Phys.* **17** 1424 (2007)
 50. Аветисян Ю А, Трифонов Е Д *ЖЭТФ* **133** 495 (2008); Avetisyan Yu A, Trifonov E D *JETP* **106** 426 (2008)
 51. Аветисян Ю А, Трифонов Е Д *Оптика и спектроскопия* **105** 613 (2008); Avetisyan Yu A, Trifonov E D *Opt. Spectrosc.* **105** 557 (2008)
 52. Трифонов Е Д, Аветисян Ю А *Природа* (9) 21 (2009)
 53. Avetisyan Yu A, Trifonov E D *Laser Phys.* **19** 545 (2009)
 54. Avetisyan Yu A, Trifonov E D *Phys. Rev. A* **88** 025601 (2013)
 55. Трифонов Е Д, Трошин А С, Шамров Н И *Оптика и спектр.* **48** 1036 (1980); Trifonov E D, Troshin A S, Shamrov N I *Opt. Spectrosc.* **48** 567 (1980)
 56. Трифонов Е Д, Трошин А С, Шамров Н И *Оптика и спектр.* **54** 966 (1983); Trifonov E D, Troshin A S, Shamrov N I *Opt. Spectrosc.* **54** 573 (1983)
 57. Benedict M G, Trifonov E D *Phys. Rev. A* **38** 2854 (1988)
 58. Benedict M G, Ermolaev A M, Malyshev V A, Sokolov I V, Trifonov E D *Super-Radiance: Multiatomic Coherent Emission* (Bristol: IOP Publ., 1996)
 59. Haake F A *Phys. Rev. A* **20** 2064 (1979)
 60. Волькенштейн М В *Молекулярная оптика* (М.-Л.: Гостехиздат, 1951)
 61. Ketterle W *Phys. Rev. Lett.* **106** 118901 (2011)
 62. Deng L, Payne M G, Hagley E W *Phys. Rev. Lett.* **106** 118902 (2011)
 63. Inouye S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 4225 (2000)
 64. Zhu C J et al. *Laser Phys.* **24** 065402 (2014)

On the theory of light scattering by a dilute gas Bose – Einstein condensate

Yu.A. Avetisyan

*Institute of Precision Mechanics and Control, Russian Academy of Sciences,
ul. Rabochaya 24, 410028 Saratov, Russian Federation
E-mail: yuaavetisyan@mail.ru*

E.D. Trifonov

*Herzen Russian State Pedagogical University,
Naberezhnaya reki Moiki 48, 191186 St. Petersburg, Russian Federation
E-mail: thphys@herzen.spb.ru*

The semiclassical theory of light scattering by a dilute gas Bose – Einstein condensate is examined with special attention paid to the key role of the momentum recoil imparted to atoms by photons, a phenomenon that disturbs the interference quenching of superradiant scattering.

Keywords: Rayleigh scattering, superradiant scattering, Bose – Einstein condensate, superradiant reflection

PACS numbers: 42.25.Fx, 42.50.Nn, 67.85.–d

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201503c.0307

Bibliography — 64 references

Received 14 February 2014, revised 3 October 2014

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (3) 307 – 315 (2015)

Physics – Uspekhi **58** (3) (2015)