

01;07

Особенности четырехволнового смешения в бозе-конденсированном атомарном газе

© И.Е. Мазец

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 3 августа 1999 г.

Рассматривается процесс четырехволнового смешения лазерного излучения, взаимодействующего с ультрахолодным вырожденным ансамблем атомов-бозонов, захваченных в магнитной ловушке. Показано, что наличие в подобной атомной системе дальнего порядка приводит к появлению нового механизма генерации обращенной волны, который по своим проявлениям в эксперименте должен отличаться от четырехволнового смешения в невырожденном газе. Подобный нелинейно-оптический эффект может быть использован для диагностики ультрахолодного газа при температурах, не намного меньших температуры фазового перехода.

Исследования бозе-эйнштейновских конденсатов нейтральных атомарных газов стали в последние годы интенсивно развивающимся научным направлением, лежащим на стыке атомной физики и физики конденсирования сред (см., например, обзоры [1–3]). Интерес к подобным системам с точки зрения фундаментальных исследований обусловлен, в первую очередь, тем, что межатомное взаимодействие в них, в отличие от жидкого гелия, достаточно слабо, что делает возможным построение точной количественной теории и сравнение ее результатов с прецизионным экспериментом. С практической точки зрения бозе-конденсат важен как базовый элемент источника атомного пучка с большой пространственной длиной когерентности — атомного лазера [2,4].

В настоящее время широко используются оптические методы диагностики конденсата нейтральных атомов, основанные на поглощении или преломлении лазерного излучения в облаке ультрахолодных атомов [2,3]. В [5,6] развита теория, линейная по напряженности поля падающей волны. Качественно ее вывод заключается в следующем: в конденсате, помимо некогерентного рассеяния, характеризуемого радиационной полушириной γ , имеет место также и когерентное рассеяние

падающих фотонов с длиной волны $\lambda = 2\pi/k$, резонансной переходу атомов в первое возбужденное состояние. При этом рассеяние идет преимущественно вперед, в малый угол $\Omega \approx \frac{3}{2}(kR)^{-2}$, где R — размер атомного облака. Соответствующая полуширина линии составляет $\Gamma = \gamma N\Omega$, где N — число атомов в конденсате. Когда N достаточно велико, когерентное рассеяние фотона становится более вероятным, чем некогерентное.

Аналогичным образом можно ожидать, что специфика бозе-конденсата должна проявиться и при нелинейном взаимодействии с ним лазерного излучения. В данной работе теоретически рассматривается формирование в бозе-конденсате светоиндуцированной решетки в поле стоячей световой волны.

Как известно [1,3], для макроскопической волновой функции Ψ бозе-конденсата атомарного газа, нормированной условием $\int |\Psi|^2 d^3\mathbf{r} = N$, справедливо уравнение Гросса–Питаевского

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \Psi + U \Psi + g |\Psi|^2 \Psi, \quad (1)$$

где M — масса атома, g — константа межатомного взаимодействия, типичные значения которой составляют для щелочных металлов порядка $10^{-38} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3}$. Внешний потенциал

$$U = \frac{M}{2} \omega_r^2 r^2 + 2V_0 \cos(2\mathbf{q}\mathbf{r}) \quad (2)$$

в нашем случае, помимо гармонического потенциала ловушки (первое слагаемое в правой части; для простоты полагаем его изотропным), включает в себя штарковский сдвиг в поле двух световых волн, пересекающихся под углом ϑ , т.е. $q = k \sin(\vartheta/2)$. Также $V_0 = D^2 E^2 / (\hbar \Delta)$, где E и D — амплитуда световой волны и матричный элемент электрического дипольного момента перехода соответственно. Отстройка Δ частоты лазера от резонанса полагается большой по сравнению с γ , это позволяет исключить некогерентное рассеяние, ведущее к уходу атомов из конденсата.

Ищем стационарное решение уравнения (1), соответствующее основному состоянию: $\Psi = \psi \exp(-i\mu t/\hbar)$, где μ — химический потенциал системы. Если максимальное значение штарковского сдвига невелико по сравнению с химическим потенциалом, приближенное

решение может быть получено по теории возмущений:

$$\psi = \psi_0(1 - f \cos(2\mathbf{q}\mathbf{r})), \quad (3)$$

где невозмущенное решение определяется из уравнения

$$\mu\psi_0 = -\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2\psi_0 + \frac{M}{2}\omega_{tr}^2 r^2\psi_0 + g|\psi_0|^2\psi_0, \quad (4)$$

а малая поправка содержит множитель

$$f = V_0/(\hbar^2 q^2/M + g|\psi_0|^2). \quad (5)$$

Таким образом, наличие пространственно-модулированного потенциала приводит к созданию в бозе-конденсате светоиндуцированной решетки плотности. Для сравнения укажем, что в невырожденном газе, описываемом распределением Больцмана, образование светоиндуцированной решетки, состоящей на 1% от общего числа атомов, происходит для $V_0 \approx 10^{-24}$ эрг при температуре около $1 \mu\text{K}$, что существенно меньше стандартных значений температур атомов в магнитооптических ловушках.

Но главная отличительная особенность в случае бозе-конденсата состоит в том, что решение (3) соответствует нахождению N атомов в когерентной суперпозиции невозмущенного решения и пространственно-модулированного состояния, соответствующего светоиндуцированной решетке плотности. Поэтому при включении третьей (пробной) световой волны, падающей на конденсат под определенным углом, определяющимся законами сохранения энергии и импульса, возможно когерентное рассеяние фотонов с изменением их волнового вектора на \mathbf{q} . Если же светоиндуцированная решетка с пространственной зависимостью $\cos(2\mathbf{q}\mathbf{r})$ создается в невырожденном газе, генерация обращенной волны идет с изменением волнового вектора на $2\mathbf{q}$ [7].

Аналогично случаю когерентного рассеяния вперед [5,6] коллективная ширина Γ_q процесса когерентного рассеяния с изменением волнового вектора на \mathbf{q} вычисляется по теории Вигнера–Вайскопфа:

$$\Gamma_q = f^2\gamma N\Omega/2. \quad (6)$$

Простейшая оценка сечения, соответствующего этому процессу, дает [5]

$$\sigma_q \approx \frac{\lambda^2}{2\pi\Omega} \cdot \frac{\Gamma\Gamma_q}{\Delta^2 + \Gamma^2}. \quad (7)$$

Поскольку обычно химический потенциал бозе-конденсата в ловушке существенно меньше однофотонной энергии отдачи $\hbar^2 k^2 / (2M)$, в сечении имеется сильная зависимость от угла ϑ пересечения световых пучков, формирующих решетку. Оценка показывает, что процесс четырехволнового смешения в бозе-конденсате будет идти достаточно эффективно при малых ϑ , около нескольких градусов. Такого же порядка будет и угол отклонения когерентно-рассеянного на решетке пучка. Угол раствора конуса, в который когерентно рассеиваются фотоны, минимум на порядок меньше, так что пробный и сигнальный лучи легко отличимы друг от друга.

Подобную характерную черту четырехволнового смешения лазерного излучения можно использовать для определения наличия конденсата в облаке атомов в ловушке при температуре немного ниже температуры фазового перехода, когда надконденсатная фракция ансамбля достаточно велика, что затрудняет использование простых оптических методов диагностики.

Данная работа поддержана грантом РФФИ 99-02-17076.

Список литературы

- [1] Питаевский Л.П. // УФН. 1998. Т. 168. № 6. С. 641–653.
- [2] Andrews M.R., Durfee D.S., Inouye S., Stamper-Kurn D.M., Miesner H.-J., Ketterle W. // J. Low Temp. Phys. 1998. V. 110. N 1/2. P. 153–166.
- [3] Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. N 3. P. 463–512.
- [4] Bloch I., Hänsch T., Esslinger T. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. N 15. P. 3008–3011.
- [5] Javanainen J. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. N 15. P. 2375–2378.
- [6] You L., Lewenstein M., Glauber R.J., Cooper J. // Phys. Rev. A. 1999. V. 53. N 1. P. 329–352.
- [7] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. // Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.