

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ В РЕЗОНАНСНОМ НЕОДНОРОДНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПОЛЕ ЗА СЧЕТ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

*А.В.Тайченачев, А.М.Тумайкин, М.А.Ольшаный, В.И.Юдин*

*Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 5 марта 1991 г.

Предсказан новый физический эффект - пространственная локализация атомов на размерах много меньших длины волны света в каустиках неоднородно поляризованных волновых фронтов. На примере  $\{j_g = 1, j_e = 1\}$  перехода рассмотрены особенности пространственного распределения атомов в условиях когерентного пленения населенностей в резонансных полях с неоднородными поляризацией и интенсивностью. Показано, что плотность атомов пропорциональна локальной плотности энергии поля.

1. Как было показано в работе <sup>1</sup> для атомов с моментами  $j_g = 1$  в основном и  $j_e = 1$  в возбужденном состояниях, находящихся в поле плоской волны с произвольной эллиптической поляризацией  $\vec{\epsilon}$ , существует стационарное решение уравнения Шриденгера  $|\phi\rangle$ , которое не взаимодействует с полем, т.е.  $(\vec{d} \cdot \vec{\epsilon})|\phi\rangle = 0$  ( $\vec{d}$  - оператор дипольного момента). Это состояние имеет нулевую естественную ширину, так как представляет собой когерентную суперпозицию волновых функций зеэмановских подуровней основного состояния, которая в координатном представлении для центра инерции атома имеет вид

$$|\phi\rangle = F(\vec{r}) \sum_{m=1,0} b_m |j_g, m\rangle; \quad \frac{\hat{p}^2}{2M} F(\vec{r}) = \epsilon F(\vec{r}), \quad (1)$$

где коэффициенты  $b_m$  определяются поляризацией поля и не зависят от координат, а  $F(\vec{r})$  - произвольная собственная функция оператора кинетической энергии. Вследствие процессов радиационной релаксации атомы накапливаются в состоянии  $|\phi\rangle$ , т.е. происходит когерентное пленение населенностей.

Оказывается, что в полях с пространственно неоднородными поляризацией и интенсивностью также существует стационарное состояние (далее неоднородное стационарное состояние), которое не взаимодействует с полем и обладает рядом неожиданных свойств.

В настоящей работе исследованы особенности пространственного распределения атомов в таком неоднородном стационарном состоянии. Показано, что

плотность атомов  $n(\vec{r})$  пропорциональна локальной плотности энергии поля  $w(\vec{r})$ . Имея ввиду поля, обладающие особенностями типа  $w \propto r^{-2}$  при  $r \rightarrow 0$ , говорим о новом физическом эффекте - локализации атомов на размерах много меньших длины волны света  $\lambda$  в каустиках неоднородно поляризованных волновых фронтов:  $n \propto r^2$  при  $r \rightarrow 0$  (в пределе геометрической оптики).

2. Опишем кратко метод нахождения и конкретный вид неоднородных стационарных состояний  $|\phi(\vec{r})\rangle$ . Рассмотрим ансамбль атомов с моментами  $\{j_g = 1, j_e = 1\}$ , резонансно взаимодействующий с неоднородным монохроматическим полем

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = e^{i\omega t} \vec{e}(\vec{r}) + \text{к.с.} \quad (2)$$

Комплексная векторная амплитуда  $\vec{e}(\vec{r})$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$(\Delta + k^2)\vec{e}(\vec{r}) = 0; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \quad (3)$$

и условию поперечности  $\vec{\nabla} \cdot \vec{e}(\vec{r}) = 0$ . Состояние  $|\phi(\vec{r})\rangle$  будем искать в виде суперпозиции (1), предполагая, однако, что коэффициенты  $b_m(\vec{r})$  зависят от координат (корреляция внутренних и поступательных степеней свободы). Условия обращения в нуль оператора взаимодействия с полем (2) ( $\vec{d} \cdot \vec{e}(\vec{r})|\phi(\vec{r})\rangle = 0$ ) и стационарности ( $\hat{p}^2/2M|\phi(\vec{r})\rangle = \epsilon|\phi(\vec{r})\rangle$ ) записываются следующим образом <sup>1,2</sup>

$$\sum_{m,q=\pm 1,0} (-1)^{1-\mu} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ -\mu & q & m \end{pmatrix} e_q(\vec{r}) F(\vec{r}) b_m(\vec{r}) = 0, \quad (4)$$

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2M} - \epsilon \right) F(\vec{r}) b_m(\vec{r}) = 0; \quad \hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}. \quad (5)$$

Здесь  $\begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{pmatrix} - 3jm$  - символ  $e_q(\vec{r})$  - циркулярные компоненты вектора  $\vec{e}(\vec{r})$ . Если вектор поляризации поля  $\vec{\mu}(\vec{r}) = \vec{e}(\vec{r}) (|\vec{e}(\vec{r})|^2)^{-1/2}$  изменяется по всем трем координатам  $x, y, z$ , то за исключением ряда частных случаев, которые здесь рассматриваться не будут, решение системы (4), (5) существует только при  $\epsilon = (\hbar k)^2/2M$  и единственно:  $F = \text{const}$ ;  $b_m(\vec{r}) = e_m(\vec{r})$ . Учитывая нормировку  $\int \langle \phi(\vec{r}) | \phi(\vec{r}) \rangle d^3\vec{r} = 1$  представим его в виде

$$|\phi(\vec{r})\rangle = [V \langle |\vec{e}(\vec{r})|^2 \rangle_V]^{-1/2} \{ e_{+1}(\vec{r}) |j_g + 1\rangle + e_0(\vec{r}) |j_g, 0\rangle + e_{-1}(\vec{r}) |j_g, -1\rangle \}, \quad (6)$$

где угловые скобки означают усреднение по нормировочному объему  $V : \langle \dots \rangle_V = \int \dots d^3\vec{r} V^{-1}$ . Подчеркнем, что (6) является точным стационарным решением задачи, учитывающим все радиационные процессы, включая эффекты отдачи. В аналогичной постановке рассматривалась задача о трехмерном охлаждении атомов ниже энергии отдачи на  $\{j_g = 1, j_e = 1\}$  переходе <sup>2</sup>.

3. Рассмотрим пространственное распределение  $N$  атомов  $n(\vec{r}) = \langle \phi(\vec{r}) | \phi(\vec{r}) \rangle$ . Легко видеть, что  $n(\vec{r})$  пропорциональна локальной плотности энергии поля  $w(\vec{r})$

$$n(\vec{r}) = |e(\vec{r})|^2 / \langle |e|^2 \rangle_V \equiv w(\vec{r}) / \langle w \rangle_V. \quad (7)$$

При этом в импульсном пространстве атомы локализованы на сфере:  $p^2 = (\hbar k)^2$ , т.е. эффективная ширина импульсного распределения равна нулю. Таким образом (6) описывает ультрахолодные атомы, сконцентрированные в максимумах (пучностях) поля, что можно использовать для создания прос-

трансленных решеток плотности атомов в резонансном газе. В случае полей, обладающих особенностями, формула (7) демонстрирует новый физический эффект - локализацию атомов в каустиках неоднородно поляризованных волновых фронтов. В качестве примера можно рассмотреть локализацию в фокусе параболического зеркала. Падающий пучок света выберем линейно поляризованным, тогда с учетом изменения поляризации при отражении вектор поляризации полного поля  $\vec{\mu}(\vec{r})$  будет изменяться на расстояниях порядка  $\lambda$ .

#### 4. Сделаем заключительные замечания.

I Локализация (7) является результатом интерференции состояний с различными направлениями импульса и не имеет интерпретации в терминах сил, что резко контрастирует с квазиклассическим пределом ( $\hbar k \ll p$ ).

II Экспериментальное наблюдение и численный анализ одномерного сверхглубокого охлаждения, связанного с когерентным пленением населенностей в неоднородно поляризованном поле, которые описаны в <sup>3</sup>, позволяют говорить о возможности наблюдения эффекта, предсказанного в данной работе.

III Аналогичные явления были обнаружены нами и на других типах переходов:  $\{j_g = 1, j_e = 0\}$ ;  $\{j_g = 2, j_e = 1\}$ ;  $\{j_g = 3/2, j_e = 1/2\}$ .

### Литература

1. Смирнов В.С., Тумайкин А.М., Юдин В.И. ЖЭТФ, 1990, 96, 1613.
  2. Ольшаный М.А., Миногин В.Г. Доклад на X Вавиловской конференции по когерентной и нелинейной оптике. Новосибирск, 1990.
  3. Aspect A., Arimondo E., Kaiser R. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 826; Aspect A., Arimondo E., Kaiser R. et al. J. Opt. Soc. Amer. B, 1989, 6, 2112.
-