Письма в ЖЭТФ, том 81, вып. 5, с. 263 – 267

Динамический эффект столкновительного сбоя фазы в газе холодных "темных" атомов

Л. В. Ильичев[1)]

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 декабря 2004 г.

После переработки 14 января 2005 г.

В газе медленных атомов, демонстрирующих эффект когерентного пленения населенностей (КПН) на подуровнях основного состояния в пространственно-неоднородном световом поле, редкие столкновения, разрушающие КПН-состояние, инициируют необратимый обмен импульсом между излучением и атомами, что проявляется в виде дополнительной силы, действующей на частицы. Сила имеет геометрическую природу, то есть определяется только структурой поля локальных КПН-состояний. В ситуации, когда эта сила не маскируется обычным столкновительным изменением импульса атома, наблюдение за кинетикой частиц может дать информацию о физике столкновений.

PACS: 32.80.Qk, 42.50.−p

Эволюция атома, взаимодействующего с резонансным излучением и имеющего сложную структуру подуровней основного состояния, демонстрирует явление когерентного пленения населенностей (КПН). Данное явление включает в себя широкий круг эффектов, известных с ранних этапов развития физики нелинейного взаимодействия резонансного излучения с газовыми средами. Исторически первыми в этом ряду стоят исследования оптической накачки (см. обзор [1]). Развитие метода пробного поля в нелинейной лазерной спектроскопии трехуровневых систем также привело к обнаружению эффекта, ныне известного как КПН [2]. Широкий интерес к явлению КПН вызвала работа [3]. Среди его нынешних применений наиболее важны следующие: в спектроскопии сверхвысокого разрешения (так называемый "темный резонанс") [4], в нелинейной оптике [5], в создании лазера без инверсии [6], в атóмной оптике [7], в лазерном охлаждении атомов ниже энергии отдачи фотона [8]. КПН-состояния могут служить также тонким инструментом для исследования межчастичных взаимодействий в разреженном газе. Как известно, эти состояния являются определенными суперпозициями альтернатив нахождения атома на том или ином основном подуровне. Манипулируя амплитудами этих альтернатив путем варьирования параметров поля излучения, можно, наблюдая за кинетикой атомов, изучать зависимость исхода столкновения от внутреннего состояния частиц. Простой пример такого подхода составляет предмет настоящей статьи.

Напомним суть явления КПН, имеющего место уже в простейшей стандартной модели Λ-атома, взаимодействующего с парой монохроматических световых полей, см. рисунок. Данная схема вместе с введенными на ней обозначениями будет использоваться далее. Определенная суперпозиция $|\psi^{NC}\rangle$ основных состояний $|-\rangle$ и $|+\rangle$ оказывается "темной", то есть не участвующей в радиационной эволюции атома (NC – аббревиатура термина Non-Coupled). Процессы вынужденных радиационных переходов $|\psi^{NC}\rangle \longrightarrow |0\rangle$ по каналам $|-\rangle \longrightarrow |0\rangle$ и $|+\rangle \longrightarrow |0\rangle$ деструктивно интерферируют, взаимно погашая друг друга. Данное обстоятельство обеспечено согласованностью амплитуд, с которыми состояния $|-\rangle$ и $|+\rangle$ входят в суперпозицию $|\psi^{NC}\rangle$, с λ_- и λ_+ – амплитудами вероятностей оптических переходов в единицу времени (в явном виде состояние $|\psi^{NC}\rangle$ будет фигурировать ни-

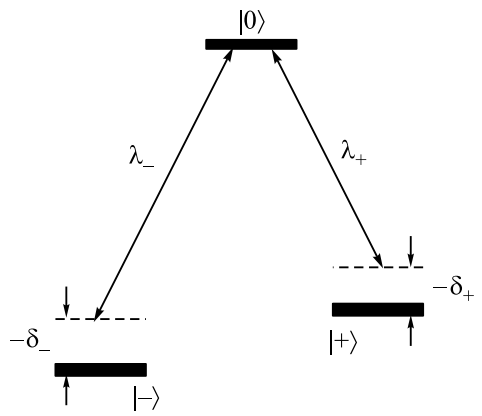

Схема уровней Λ-атома

[1)] e-mail: leonid@iae.nsk.su

же). Учет пространственной зависимости амплитуд оптических переходов, $\lambda_\pm = \lambda_\pm(x)$ диктует понятие локального КПН-состояния $|\psi^{NC}(x)\rangle$. Попадание атома в темное состояние осуществляется в результате серии вынужденных и спонтанных радиационных переходов. В данной работе нас будет интересовать ситуация быстрого перехода атома в КПН-состояние – быстрого прежде всего по отношению к поступательному движению. Именно в этих условиях оправдано введение понятия локального КПН-состояния. Медленный атом, оказавшийся в темном состоянии, уже не выходит из него. Впервые данная модель рассмотрена в работе [9], где выведены условия ее применимости.

Предположим теперь, что подвижный темный атом подвержен столкновениям с частицами буферного газа. Пренебрежем межчастичным обменом импульсом и будем считать, что единственным столкновительным эффектом является случайное изменение (сбой) относительной фазы состояний $|-\rangle$ и $|+\rangle$. Таким образом, после столкновения атом оказывается в состоянии, из которого возможны оптические переходы. В процессе быстрой радиационной эволюции атом оказывается посредником в обмене фотонами между различными плоскими волнами поля лазерного излучения и поля спонтанных квантов. По завершению этой эволюции атом, не успев сместиться, снова оказывается в темном состоянии, приобретя некоторый импульс. Таким образом, процесс разрушения КПН-состояния при столкновительном сбое фазы инициирует передачу импульса от излучения атому. На атом начинает действовать некоторая дополнительная сила. Вычислению этой силы в рамках указанных приближений посвящена настоящая работа.

Будем исходить из следующего квантового кинетического уравнения для матрицы плотности $\hat\varrho$ атома:

$$\partial_t\hat\varrho + \frac{\imath}{2m}[\hat p^2, \hat\varrho] = \mathcal{R}[\hat\varrho] + \mathcal{C}[\hat\varrho]. \qquad (1)$$

В левую часть вынесен гамильтониан поступательного движения ($\hat p$ – оператор импульса атома, m – его масса). Первое слагаемое в правой части – лиувиллиан собственной внутренней динамики атома и его взаимодействия с излучением через вынужденные и спонтанные переходы. В координатном представлении целесообразно ввести супероператор $\mathcal{R}(x_1, x_2)$, действующий на внутренние степени свободы атома и зависящий от x_1 и x_2 как от параметров:

$$\langle x_1|\mathcal{R}[\hat\varrho]|x_2\rangle \equiv \mathcal{R}(x_1,x_2)[\hat\varrho(x_1|x_2)] =$$
$$= -\imath\delta_+[\hat P_+, \hat\varrho(x_1|x_2)] - \imath\delta_-[\hat P_-, \hat\varrho(x_1|x_2)] -$$
$$-\imath\hat V(x_1)\hat\varrho(x_1|x_2) + \imath\hat\varrho(x_1|x_2)\hat V(x_2) +$$
$$+\big(\Gamma_+(x_1-x_2)\hat P_+ + \Gamma_-(x_1-x_2)\hat P_-\big)\operatorname{Tr}\hat P_0\hat\varrho(x_1|x_2) -$$
$$-\frac{1}{2}(\gamma_+ + \gamma_-)\big(\hat P_0\hat\varrho(x_1|x_2) + \hat\varrho(x_1|x_2)\hat P_0\big). \qquad (2)$$

Здесь $\delta_\pm$ – отстройки от резонанса частоты излучения, действующего на переходах $|\pm\rangle \longrightarrow |0\rangle$; $\hat P_\alpha$ – проекторы на соответствующие состояния;

$$\hat V(x) = \lambda_+(x)\,|0\rangle\langle+| + \lambda_-(x)\,|0\rangle\langle-| + \text{h.c.}$$

– гамильтониан взаимодействия с полем; $\gamma_\pm$ – скорости спонтанного распада по соответствующим каналам. Координатная зависимость скоростей $\Gamma_\pm$ в членах прихода связана с учетом импульса отдачи при испускании спонтанного кванта (см., например, [10]). Конкретный вид этих функций для целей настоящей работы не важен. Достаточно помнить, что $\Gamma_\pm(x) = \Gamma_\pm(|x|)$ и $\Gamma_\pm(x) \to \gamma_\pm$ при $x \to 0$. В супероператоре (2), так же как и в исходном уравнении (1) осуществлено унитарное преобразование, устраняющее явную гармоническую зависимость гамильтониана $\hat V(x)$ от времени. Возможными флуктуациями полей $\lambda_\pm(x)$ мы пренебрегаем.

Второе слагаемое в правой части уравнения (1) описывает столкновительное разрушение когерентных суперпозиций состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$:

$$\mathcal{C}[\hat\varrho] = \nu\left(\hat P_+\hat\varrho\hat P_+ + \hat P_-\hat\varrho\hat P_- - \hat\varrho\right), \qquad (3)$$

где ν – частота столкновений.

Далее в работе мы будем считать выполненным условие "темного резонанса": $\delta_+ = \delta_- \equiv \delta$, при котором состояние

$$|\psi^{NC}(x)\rangle = \frac{\lambda_-(x)}{\lambda(x)}|+\rangle - \frac{\lambda_+(x)}{\lambda(x)}|-\rangle \qquad (4)$$

(здесь $\lambda^2(x) \equiv |\lambda_+(x)|^2 + |\lambda_-(x)|^2$) оказывается выключенным из взаимодействия с полем:

$$\mathcal{R}(x_1,x_2)[|\psi^{NC}(x_1)\rangle\langle\psi^{NC}(x_2)|] = 0. \qquad (5)$$

Как уже говорилось выше, эволюция атома к темному состоянию считается в нашей модели быстрой – атом не успевает сместиться и не претерпевает столкновений. Поэтому с хорошей точностью эта эволюция описывается уравнением

$$\partial_t\hat\varrho = \mathcal{R}[\hat\varrho]. \qquad (6)$$

Итог этой эволюции можно символически представить как результат действия некоторого супероператора $\mathcal{D}$:

$$\hat\varrho^{(\text{post})} = \mathcal{D}[\hat\varrho^{(\text{pre})}]. \qquad (7)$$

Как и в случае с $\mathcal{R}$, в координатном представлении удобно ввести супероператор $\mathcal{D}(x_1, x_2)$, зависящий от x_1 и x_2 как от параметров и действующий уже только в пространстве внутренних состояний атома:

$$\langle x_1|\mathcal{D}[\hat{\varrho}^{(\mathrm{pre})}]|x_2\rangle = \mathcal{D}(x_1, x_2)[\hat{\varrho}^{(\mathrm{pre})}(x_1|x_2)]. \quad (8)$$

Результат применения супероператора $\mathcal{D}(x_1, x_2)$ всегда имеет вид

$$\hat{\varrho}^{(\mathrm{post})}(x_1|x_2) = |\psi^{NC}(x_1)\rangle\varrho(x_1|x_2)\langle\psi^{NC}(x_2)|, \quad (9)$$

где вся информация о $\hat{\varrho}^{(\mathrm{pre})}(x_1|x_2)$ содержится в функции $\varrho(x_1|x_2)$.

В итоге, на временных масштабах, превышающих длительность эволюции к темному состоянию, эволюция описывается кинетическим уравнением

$$\partial_t\hat{\varrho} + \imath[\hat{K}(\hat{x}), \hat{\varrho}] = \nu\sum_{\sigma=\pm}\mathcal{D}[\hat{P}_\sigma\hat{\varrho}\hat{P}_\sigma] - \nu\hat{\varrho}. \quad (10)$$

Матрица плотности, входящая в это уравнение, подчинена, в соответствии с (9), условию $\hat{\varrho} = \hat{P}^{NC}(\hat{x})\hat{\varrho} = \hat{\varrho}\hat{P}^{NC}(\hat{x})$, где $\hat{P}^{NC}(\hat{x})$ есть проектор на локальное КПН-состояние. Вклад поступательного движения отражен в операторе $\hat{K}(\hat{x}) = \hat{P}^{NC}(\hat{x})\,\hat{p}^2/2m\,\hat{P}^{NC}(\hat{x})$. Такая модификация исходного гамильтониана отвечает используемой модели адиабатичности поступательного движения и представляет, как не трудно убедиться, динамику атома в поле скалярного и векторного потенциалов "геометрического" происхождения [9, 11, 12]. Для нас интерес представляет правая часть уравнения (10), отражающая столкновительное разрушение КПН-состояния и, как следствие, необратимую передачу импульса атому от поля излучения. Для вычисления столкновительных эффектов необходимо знать действие $\mathcal{D}(x_1, x_2)$ в явном виде, то есть определять $\varrho(x_1|x_2)$ из (9) через $\hat{\varrho}^{(\mathrm{pre})}(x_1|x_2)$. Для этого используем следующий прием [9]. Заметим, что скалярное произведение Гильберта-Шмидта

$$((\,\hat{\rho},\,\hat{\varrho}\,)) \equiv \mathrm{Tr}\,\hat{\rho}^\dagger\hat{\varrho} \quad (11)$$

является интегралом движения уравнения (6), если оператор $\hat{\rho}$ аннулируется действием супероператора $\mathcal{R}^\dagger$, сопряженного супероператору $\mathcal{R}$ относительно скалярного произведения (11). В этом случае, как легко заметить,

$$((\,\hat{\rho}, \hat{\varrho}^{(\mathrm{post})}\,)) = ((\,\hat{\rho},\,\mathcal{D}[\hat{\varrho}^{(\mathrm{pre})}]\,)) = ((\,\hat{\rho}, \hat{\varrho}^{(\mathrm{pre})}\,)). \quad (12)$$

Оператор $\hat{\varrho}^{(\mathrm{post})}(x_1|x_2)$ определяется из приведенного равенства однозначно. Нахождение $\hat{\rho}(x_1, x_2)$: : $\mathcal{R}^\dagger(x_1, x_2)[\hat{\rho}(x_1, x_2)] = 0$ есть рутинное алгебраическое упражнение.

Результат вычисления правой части (10) в координатном представлении имеет вид

$$\nu\left(f(x_1, x_2) - 1\right)\hat{\varrho}(x_1|x_2), \quad (13)$$

где фигурирует функция

$$f(x_1, x_2) = \frac{A(x_1, x_2)}{B(x_1, x_2)}; \quad (14)$$

$$\begin{aligned} A(x_1, x_2) = 2\gamma\Big(&\lambda_+(x_1)\lambda_+^*(x_2)\Gamma_+(x_1 - x_2) - \\ &- \lambda_-(x_1)\lambda_-^*(x_2)\Gamma_-(x_1 - x_2)\Big) \times \\ &\times\Big(|\lambda_+(x_1)|^2\lambda^2(x_2) - \lambda^2(x_1)|\lambda_-(x_2)|^2\Big) - \\ &- \Big(|\lambda_+(x_1)\lambda_+(x_2)|^2 + |\lambda_-(x_1)\lambda_-(x_2)|^2\Big) \times \\ &\times\Big[2\imath\gamma\delta\Big(\lambda^2(x_1) - \lambda^2(x_2)\Big) + \Big(\lambda^2(x_1) - \lambda^2(x_2)\Big)^2 + \\ &+ 2\gamma^2\Big(\lambda^2(x_1) + \lambda^2(x_2)\Big)\Big]; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} B(x_1, x_2) = \lambda^2(x_1)\,\lambda^2(x_2) \times \\ \times\Big[2\gamma\Big(&\lambda_+(x_1)\lambda_+^*(x_2)\Gamma_+(x_1 - x_2) + \\ &+ \lambda_-(x_1)\lambda_-^*(x_2)\Gamma_-(x_1 - x_2)\Big) + \\ + 2\imath\gamma\delta\Big(&\lambda^2(x_1) - \lambda^2(x_2)\Big) - \Big(\lambda^2(x_1) - \lambda^2(x_2)\Big)^2 - \\ &- 2\gamma^2\Big(\lambda^2(x_1) + \lambda^2(x_2)\Big)\Big]. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $\gamma \equiv (\gamma_+ + \gamma_-)/2$. Функция $f(x_1, x_2)$ ($f^*(x_1, x_2) = f(x_2, x_1)$) отражает изменение состояния поступательного движения при получении атомом импульса от поля излучения. Заметим, что $f(x_1, x_2) \to 1$ при $x_1 \to x_2$.

В явном виде сила появляется при переходе к вигнеровскому представлению в описании движения атома (см., например, [10]). Если предположить, что длина когерентности атóмного волнового пакета меньше характерных масштабов, на которых меняются амплитуды $\lambda_\pm(x)$ (например, меньше длины волны), то выражение (13) приобретает привычный с точки зрения классической кинетики вид:

$$-F(x)\,\partial_p\,\hat{\varrho}(x, p), \quad (17)$$

где

$$F(x) = \imath\frac{\nu}{2}\,\partial_{x'}[f(x, x') - f(x', x)]\Big|_{x'=x}. \quad (18)$$

Окончательное выражение для силы $F(x)$ оказывается следующим:

$$F(x) = -\imath\nu \frac{\gamma_+|\lambda_-(x)|^2\,[\lambda_+^*(x)\,\overleftrightarrow{\partial_x}\,\lambda_+(x)]}{\lambda^2(x)\left(\gamma_+|\lambda_-(x)|^2+\gamma_-|\lambda_+(x)|^2\right)} - \\ -\imath\nu \frac{\gamma_-|\lambda_+(x)|^2\,[\lambda_-^*(x)\,\overleftrightarrow{\partial_x}\,\lambda_-(x)]}{\lambda^2(x)\left(\gamma_+|\lambda_-(x)|^2+\gamma_-|\lambda_+(x)|^2\right)} + \\ +2\delta\nu \frac{|\lambda_+(x)|^4+|\lambda_+(x)\lambda_-(x)|^2+|\lambda_-(x)|^4}{\lambda^4(x)\left(\gamma_+|\lambda_+(x)|^2+\gamma_-|\lambda_-(x)|^2\right)}\partial_x\lambda^2(x). \quad (19)$$

Здесь использовано стандартное обозначение $a\,\overleftrightarrow{\partial_x}\,b = a\,\partial_x b - b\,\partial_x a$. В случае бегущих световых волн ($\lambda_\pm(x) = \lambda_\pm \exp(\imath k_\pm x)$) ненулевыми оказываются первые два слагаемых в правой части приведенного выражения, а в случае стоячих волн сила задается последним слагаемым. В этом случае она оказывается антисимметричной функцией расстройки частот δ. Заметим, что сила $F(x)$ не зависит от интенсивности излучения, точнее, не чувствительна к преобразованию $\lambda_\pm(x) \to \mathrm{const}\cdot\lambda_\pm(x)$. Это обстоятельство связано с тем, что, коль скоро переход в темное состояние оказывается самым быстрым процессом, для определения силы оказывается важным только структура поля КПН-состояний $|\psi^{NC}(x)\rangle$. Это роднит силу (19) с упомянутыми выше геометрическими потенциалами.

Порядок величины первых двух слагаемых в (19) есть νk, где k – характерный волновой вектор поля излучения. Варьирование относительных величин параметров $\lambda_\pm$, $\gamma_\pm$ меняет эту оценку незначительно. В третье слагаемое входит отстройка δ. При слишком большой величине отстройки время прихода атома в темное состояние окажется сравнимым с временем пролета характерного масштаба неоднородности поля k^{-1} и наша модель станет некорректной. Оценим из этих соображений верхнюю допустимую границу для $|\delta|$. Будем считать, что $k\,v \ll \gamma,\ \lambda$ (v – характерная скорость атомов, $\gamma \simeq \gamma_\pm$). При $|\delta| \gg \gamma,\ \lambda$ – условие медленности движения атома по сравнению со скоростью заселения темного состояния имеет вид [9] $k\,v \ll \gamma\lambda^2/\delta^2$. Следовательно, $|\delta| \ll \lambda\sqrt{\gamma/k\,v}$. Правая часть этого неравенства и есть искомая граница. Оценка величины третьего слагаемого в силе для предельной отстройки дает $\sim \nu\,\lambda\sqrt{k/\gamma\,v}$. При $\lambda \sim \gamma \sim 10^8\,\mathrm{c}^{-1}$ и $k\,v \sim 10^6\,\mathrm{c}^{-1}$ эта величина превосходит $\nu\,k$ на порядок. Для дипольного момента $\sim 15D$ (как в рубидии) необходимая интенсивность составляет $20\,\mathrm{мВт/см}^2$.

Резюмируя, можно сказать, что предметом рассмотрения в статье служит кинетическое проявление своеобразных "квазиоптических" столкновений, то есть комбинированных событий, состоящих из обычного столкновения и следующего за ним короткого (в масштабе характерного времени эволюции системы) этапа взаимодействия атома с радиационным полем. В работе была рассмотрена ситуация столкновительного сбоя относительной фазы в суперпозиции кет-векторов $|+\rangle$ и $|-\rangle$. Данный базис в подпространстве основных состояний атома является выделенным собственной внутренней динамикой атома (он диагонализует по предположению собственный внутренний гамильтониан) и его взаимодействием с излучением. Заметим, что введенные скорости спонтанного распада γ_+ и γ_- также привязаны к данному базису. При равенстве энергий подуровней основного состояния (на рисунке эти энергии различны) возможно столкновительное разрушение когерентности между состояниями из некоторого "повернутого" базиса[2)]: $|1\rangle = \alpha|+\rangle + \beta|-\rangle$ и $|2\rangle = -\beta^*|+\rangle + \alpha^*|-\rangle$, где $|\alpha|^2+|\beta|^2 = 1$. В этом случае в (3) вместо $\hat{P}_+$ и $\hat{P}_-$ будут фигурировать проекторы $\hat{P}_1$ и $\hat{P}_2$ на повернутые состояния. Динамика когерентности относительно старого базиса оказывается сложнее, и появляются столкновительные переходы $|+\rangle \leftrightarrow |-\rangle$. Выражение для силы (19) претерпит существенную модификацию. Данное замечание иллюстрирует упомянутую в начале статьи применимость КПН-состояний к исследованию столкновений. Строгая модель должна, разумеется, учитывать изменение импульса атома при столкновении и реальную более сложную структуру подуровней основного состояния. В такой модели, как и в эксперименте, встанет проблема обнаружения силы (19) на фоне столкновительного изменения импульса.

Автор признателен А. В. Тайченачеву, П. Л. Чаповскому и А.М.Шалагину за обстоятельное обсуждение вопросов, затронутых в статье. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 03-02-17553, # 04-02-16771 и Интеграционного проекта СО РАН "Охлаждение газов в магнитооптических ловушках".

1. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).

[2)] Если энергии состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$ различны, столкновительный супероператор, описывающий разрушение когерентности в суперпозиции $|1\rangle$ и $|2\rangle$, оказывается неинвариантным относительно унитарного преобразования "вращающейся волны", осуществленного в уравнении (1).

2. Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, ЖЭТФ **57**, 850 (1969).
3. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cim. **36**, 5 (1976).
4. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, Opt. Commun. **84**, 139 (1991).
5. J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **67**, 3062 (1991).
6. M. O. Scully, Phys. Rep. **129**, 191 (1992).
7. P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, Phys. Rev. **A44**, 4118 (1991).
8. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
9. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Laser Physics. **2**, 575 (1992).
10. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, Elsevier Science Publishing Company, Amsterdam, New-York, 1991.
11. R. Dum and M. Olshanii, Phys. Rev. Lett. **76**, 1788 (1996).
12. P. M. Visser and G. Nienhuis, Phys. Rev. **A57**, 4581 (1998).