ЖЭТФ, 1998, том 113, вып. 4, стр. 1181–1192

КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТРЕХУРОВНЕВОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ В ПОЛЕ ИМПУЛЬСНОЙ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ РАДИОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ

Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июля 1997 г.

Исследуется процесс когерентного перезаселения квантовой системы из трех неэквидистантных уровней в поле резонансной бихроматической радиочастотной волны. Взаимодействие атомов с ВЧ-волной предполагается в импульсном режиме, когда длительность импульса меньше всех времен релаксаций. В качестве такой квантовой системы рассмотрены сверхтонкая структура атомов газа и система осцилляторных уровней атома в магнитной ловушке. Показано, что эффект когерентного перезаселения во втором случае можно использовать для охлаждения нейтральных атомов в магнитных ловушках.

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление когерентного перезаселения населенностей (в частности когерентное пленение населенностей) хорошо известно в лазерной физике [1]. Это явление заключается в том, что в поле резонансной бихроматической волны в трехуровневой атомной системе, взаимодействующей с полем, подавляется резонансная флуоресценция с верхнего уровня на два нижних. В частности, двумя нижними уровнями могут быть компоненты сверхтонкой структуры [2, 3]. В этом случае верхний уровень отстоит от нижних на величину, равную энергии лазерного кванта, и поэтому в начальный момент времени не заселен. Когда выполняются условия, необходимые для когерентного пленения населенностей, верхний уровень в поле бихроматической резонансной лазерной волны остается незаселенным.

Явление когерентного пленения населенностей наблюдают в поле стационарной лазерной волны [2]. В этом случае эффект существенно зависит от соотношения между временем резонансной флуоресценции и временем релаксации нижних уровней. Ранее нами был рассмотрен эффект когерентного перезаселения населенностей в поле импульсной бихроматической лазерной волны [4, 5], когда длительность импульса меньше времени резонансной флуоресценции. Было показано, что явление когерентного пленения населенностей возникает и в этом случае, а населенность верхнего уровня и, следовательно, интенсивность резонансной флуоресценции существенно зависят от относительной постоянной фазы компонент бихроматической волны.

В данной работе мы рассматриваем эффект когерентного перезаселения населенностей трехуровневой системы, резонансно взаимодействующей с бихроматической радиочастотной волной. Специфика этого случая по сравнению со случаем лазерной волны заключается в следующем.

1) Изначально все три компоненты трехуровневой системы могут быть заселены, и задачу надо решать с другими начальными условиями.

2) Для когерентного перезаселения в этом случае обязательно требуется импульсный режим взаимодействия с полем, когда время импульса меньше времени продольной и поперечной релаксаций. В случае стационарной радиочастотной волны когерентного перезаселения не происходит.

В работе [6] нами было рассмотрено явление поляризации атомов примесных центров в магнитной матрице с помощью воздействия импульсной резонансной бихроматической радиочастотной волны. Но явление перезаселения уровней в результате взаимодействия с радиочастотной волной может иметь более широкое применение. Так, использование бихроматической ВЧ-волны открывает возможность поляризации атомов газовой мишени и в том случае, когда атомы газа не имеют переходов в оптическом диапазоне (атомарный водород, благородные газы). С помощью предлагаемого метода также можно перезаселить осцилляторные уровни нейтральных атомов, находящихся в магнитных ловушках. Как будет показано, этот эффект приводит к уменьшению кинетической энергии (охлаждению) этих атомов. Такой метод охлаждения особенно актуален в связи с открытым недавно явлением бозе-конденсации атомов щелочных металлов [7].

В данной работе рассматривается эффект когерентного перезаселения уровней трехуровневой квантовой системы в поле резонансной бихроматической радиочастотной волны. Предполагается, что взаимодействие системы с ВЧ-волной происходит в импульсном режиме, причем длительность импульса меньше всех времен релаксации. В качестве квантовой системы рассматриваются структура сверхтонких уровней атомов газа и система осцилляторных уровней нейтральных атомов в магнитных ловушках.

2. КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ В ПОЛЕ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ РАДИОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим систему из трех неэквидистантных уровней. Одна из компонент бихроматической волны находится в резонансе с переходом между уровнями 1 и 3, а другая — с переходом между уровнями 2 и 3. Уровень 3 является общим. Его расположение относительно двух других уровней может быть произвольным.

Гамильтониан системы атом + ВЧ-поле имеет вид

$$H(t) = H_0 + \hat{V}(t), \tag{1}$$

где H_0 — гамильтониан трехуровневой системы, имеющий собственные волновые функции F_i $(i = 1, 2, 3)$, а $\hat{V}(t)$ — оператор взаимодействия этой системы с бихроматическим ВЧ-полем.

Будем считать, что энергетические расстояния между уровнями могут быть меньше kT и, следовательно, до включения ВЧ-поля они все заселены в общем случае неодинаково. Предположим, что время взаимодействия этой системы с полем меньше всех релаксационных времен, а именно, времени продольной релаксации T_1 и времени поперечной релаксации T_2. Это условие позволяет провести рассмотрение процесса, считая, что система находится в состоянии, описываемом волновой функцией, которую можно представить в виде суперпозиции функций F_i:

$$\Psi(t) = \sum_i a_i(t) F_i. \tag{2}$$

Амплитуды $a_i(t)$ — это амплитуды заселения i-ых уровней, удовлетворяющие следующим начальным условиям:

$$a_i(0) = \sqrt{A_i}\, \exp(i\alpha_i), \tag{3}$$

здесь A_i — начальная населенность уровня i,

$$A_i = |a_i(0)|^2, \tag{4}$$

а α_i — начальная фаза амплитуды его заселения.

Так как время взаимодействия меньше времени всех релаксаций, то в процессе взаимодействия практически отсутствуют стохастические возмущения системы. Поэтому амплитуда $a_i(t)$ в любой момент времени пропорциональна постоянному фазовому множителю $\exp(i\alpha_i)$ и может быть представлена в виде

$$a_i(t) = \overline{a}_i(t) \exp(i\alpha_i), \tag{5}$$

причем функции $\overline{a}_i(t)$ не зависят от α_i в любой момент времени и при $t = 0$ равны

$$\overline{a}_i(0) = \sqrt{A_i}. \tag{6}$$

В качестве собственных волновых функций F_i гамильтониана H_0 можно выбрать систему функций вида

$$F_i = \overline{F}_i \exp(-i\alpha_i), \tag{7}$$

где $\overline{F}_i$ не зависят от фаз α_i.

Систему уравнений для амплитуд $a_i(t)$ получим из уравнения Шредингера для $\Psi(t)$

$$i\hbar \frac{d}{dt}\Psi(t) = H(t)\Psi(t), \tag{8}$$

используя следующие предположения: 1) каждая из частот бихроматической волны совпадает с частотой перехода между соответствующими уровнями (резонансное приближение); 2) в течение всего процесса взаимодействия фазы компонент бихроматической волны φ_i $(i = 1, 2)$ и их относительная фаза $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ остаются фиксированными. В дальнейшем для простоты мы рассматриваем лишь случаи $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\varphi = \pi$.

Система уравнений для амплитуд $a_i(t)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{da_1(t)}{dt} &= -iV_{13} \exp(i\varphi_1) a_3(t), \\ \frac{da_2(t)}{dt} &= -iV_{23} \exp(i\varphi_2) a_3(t), \\ \frac{da_3(t)}{dt} &= -iV_{31} \exp(-i\varphi_1) a_1(t) - iV_{32}(-i\varphi_2) a_2(t), \end{aligned} \tag{9}$$

где V_{13} и V_{23} — матричные элементы оператора $\hat{V}(t)$, вычисленные с помощью функций F_i и соответствующие резонансным переходам под влиянием поля между уровнями 1 и 3 (V_{13}) и между уровнями 2 и 3 (V_{23}). В (9) и далее полагаем $\hbar = 1$. В уравнениях (9) перейдем к амплитудам $\overline{a}_i(t)$ и функциям $\overline{F}_i$. Так как матричные элементы пропорциональны фазовым множителям вида $\exp[i(\alpha_i - \alpha_j)]$, то можно заметить, что в правой и левой частях уравнений (9) остаются одинаковые фазовые множители, которые сокращаются. Это означает, что результат когерентного перезаселения уровней трехуровневой системы не зависит от начальных фаз амплитуд заселения ее уровней.

Решение линейной системы уравнений (9) для случая, когда при $t = 0$ заселены все уровни, имеет вид

$$
\begin{aligned}
&\overline{a}_1(t) = \left[V_2 A_- + V_1 A_+ \cos(\Omega t)\right]/\Omega^2 - i\sqrt{A_3}\,V_1 \sin(\Omega t)/\Omega,\\
&\overline{a}_2(t) = \left(V_2 A'_+ \cos(\Omega t) - V_1 A'_-\right)/\Omega^2 - i\sqrt{A_3}\,V_2 \exp(i\Delta\varphi)\sin(\Omega t)/\Omega,\\
&\overline{a}_3(t) = -\sqrt{A_3}\cos(\Omega t) - iA_+ \exp(-i\varphi_1)\sin(\Omega t)/\Omega,\\
&A_+ = \sqrt{A_2}\,V_2 \exp(-i\Delta\varphi) + \sqrt{A_1}\,V_1,\\
&A_- = \sqrt{A_1}\,V_2 - \sqrt{A_2}\,V_1 \exp(-i\Delta\varphi),\\
&A'_+ = \sqrt{A_2}\,V_2 + \sqrt{A_1}\,V_1 \exp(i\Delta\varphi),\\
&A'_- = \sqrt{A_1}\,V_2 \exp(i\Delta\varphi) - \sqrt{A_2}\,V_1.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

Здесь Ω — частота раби-осцилляций: $\Omega^2 = V_1^2 + V_2^2$, где V_1 и V_2 — действительные части матричных элементов V_{13} и V_{23} соответственно: $V_{i3} = |V_{i3}|\exp(i\varphi_i)$. Из (10) видно, что эффект когерентного пленения населенностей может наблюдаться в импульсном режиме, если в начальный момент населенность общего уровня $A_3 = 0$. Тогда $a_3(t) = 0$ в любой момент времени, если для параметров компонент бихроматической волны — относительной фазы и напряженностей — выполняется условие

$$
\cos\Delta\varphi = -\frac{A_1 V_1^2 + A_2 V_2^2}{2\sqrt{A_1 A_2}\,V_1 V_2}. \tag{11}
$$

В общем случае, когда населенности всех уровней в начальный момент не равны нулю, эффекта когерентного пленения населенностей нет, но возможна радикальная перестройка заселения системы.

Для оценки величины перезаселения перейдем от амплитуд $a_i(t)$ к населенностям $\rho_{ii} = |a_i(t)|^2$. Если длительность импульса ВЧ-поля гораздо больше периода Раби Ω^{-1}, то для нахождения реальных населенностей можно провести усреднение по раби-осцилляциям. Для населенностей после окончания импульса поля получаем

$$
\begin{aligned}
&\overline{\rho}_{11} = V_2^2|A_-|^2/\Omega^4 + V_1^2|A_+|^2/2\Omega^4 + V_1^2 A_3/2\Omega^2,\\
&\overline{\rho}_{22} = V_1^2|A_-|^2/\Omega^4 + V_2^2|A_+|^2/2\Omega^4 + V_2^2 A_3/2\Omega^2,\\
&\overline{\rho}_{33} = |A_+|^2/2\Omega^2 + A_3/2.
\end{aligned}
\tag{12}
$$

Рассмотрим две характерные ситуации. Пусть выполняются соотношения $|A_+|^2 = 0$, $A_3 \neq 0$. Это может иметь место, например, при $\Delta\varphi = \pi$ и

$$
V_1 = V_2\sqrt{A_2/A_1}, \tag{13}
$$

что является частным случаем выполнения условия (11). Отсюда для величин средних населенностей при $\Delta\varphi = \pi$ и выполнении (13) получаются значения

$$\begin{aligned} \overline{\rho}_{11} &= A_1 + A_2A_3/2(A_1 + A_2), \\ \overline{\rho}_{22} &= A_2 + A_1A_3/2(A_1 + A_2), \\ \overline{\rho}_{33} &= A_3/2. \end{aligned} \tag{14}$$

Пусть первоначально все уровни заселены одинаково: $A_1 = A_2 = A_3 = 1$ и $\Delta\varphi = \pi$. Тогда после воздействия импульса бихроматического поля населенность уровня 3 уменьшится в два раза, а населенности остальных уровней увеличатся до 5/4. Если повторять импульсы, то, как видно из (14), после N-го импульса населенность третьего уровня уменьшится в 2^N раз. Таким образом можно добиться полного освобождения общего третьего уровня.

Рассмотрим другую ситуацию: $|A_-|^2 = 0$ и $A_3 \neq 0$. Эти соотношения могут выполняться при $\Delta\varphi = 0$ и

$$V_1 = V_2\sqrt{A_1/A_2}. \tag{15}$$

Выражения для средних населенностей при этом будут иметь вид

$$\begin{aligned} \overline{\rho}_{11} &= A_1(A_1 + A_2 + A_3)/2(A_1 + A_2), \\ \overline{\rho}_{22} &= A_2(A_1 + A_2 + A_3)/2(A_1 + A_2), \\ \overline{\rho}_{33} &= (A_1 + A_2 + A_3)/2. \end{aligned} \tag{16}$$

Согласно (16), в результате воздействия бихроматического поля населенность уровня 3 возрастет до 3/2, а населенности уровней 1 и 2 уменьшатся до 3/4. Как можно видеть из (16), дальнейшее повторение импульсов картину заселенности не изменит.

Можно применить простую процедуру, с помощью которой и в этом случае будет осуществлена радикальная перестройка населенностей. Допустим, что после окончания импульса бихроматического поля компонента, связывающая уровни 1 и 3, будет выключена. Из-за воздействия на атом оставшейся компоненты поля населенности уровней 2 и 3 выровняются и станут равными 9/8. Снова включим обе компоненты бихроматического поля, изменив их напряженность согласно (15) и новым значениям начальных населенностей A_i. После второго импульса бихроматического поля установятся следующие населенности уровней: $\overline{\rho}_{11} = 6/10$; $\overline{\rho}_{22} = 9/10$; $\overline{\rho}_{33} = 15/10$, т.е. будет иметь место дальнейшее уменьшение заселения уровней 1 и 2 по сравнению с населенностью уровня 3.

Переобозначим в (16) величины A_i как $\overline{\rho}_{ii}^{(N-1)}$. Для значения населенности уровня 1 $\overline{\rho}_{11}$ после завершения N-го цикла описанной выше процедуры имеет место рекуррентное соотношение

$$\overline{\rho}_{11}^{(N)} = \overline{\rho}_{11}^{(N-1)}\Sigma\Big/\left(\Sigma + \overline{\rho}_{11}^{(N-1)}\right), \tag{17}$$

где $\Sigma = \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33}$ — постоянная сумма населенностей всех уровней. Решение рекуррентного соотношения (17) имеет вид

$$\overline{\rho}_{11}^{(N)} = \Sigma/(N + 3). \tag{18}$$

Отсюда с учетом нормировки следует

$$\overline{\rho}_{22}^{(N)} = \overline{\rho}_{33}^{(N)} = (\Sigma/2)(N+2)/(N+3). \tag{19}$$

Из этих выражений видно, что после достаточно большого числа циклов уровень номер 1 практически освободится, т. е. будет происходить охлаждение атома, если этот уровень является самым верхним по энергии.

Эту процедуру можно применить и для случая $\Delta\varphi = \pi$ при выполнении (13). Тогда населенности уровня 3 после N-го и $(N-1)$-го циклов будут связаны рекуррентным соотношением

$$\overline{\rho}_{33}^{(N)} = \overline{\rho}_{33}^{(N-1)} - \left(\overline{\rho}_{33}^{(N-1)}\right)^2 / 4\left(\Sigma - \overline{\rho}_{33}^{(N-1)}\right). \tag{20}$$

Решение уравнения (20) можно найти приближенно, считая, что

$$\overline{\rho}_{33}^{(N)} \approx \overline{\rho}_{33}^{(N-1)} + d\left(\overline{\rho}_{33}^{(N)}\right)/dN. \tag{21}$$

В результате получим приближенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\left(\overline{\rho}_{33}^{(N)}\right)}{dN} = -\frac{\left(\overline{\rho}_{33}^{(N)}\right)^2}{4\Sigma}, \tag{22}$$

решение которого выглядит так:

$$\overline{\rho}_{33}^{(N)} = 4\Sigma/\left(4\Sigma\xi + N\right). \tag{23}$$

Величина ξ в формуле (23) является постоянной, определяемой из начальных условий. Расчеты показывают, что выражение (23) дает значение, завышенное (на 5–10%) по сравнению с точным значением для $\overline{\rho}_{33}$. Погрешность расчета будет тем меньше, чем больше число N_0, использованное в качестве начального значения при определении постоянной ξ. При этом значения $\overline{\rho}_{33}$ для N от единицы до N_0 должны быть точно рассчитаны по формуле (20).

До сих пор мы считали поле достаточно сильным, так что частота раби-осцилляций была достаточно большой, а длительность импульсов поля много большей их периода. Рассмотрим другую ситуацию, когда длительность импульса сравнима с периодом Раби. Пусть параметры подобраны так, что выполняется соотношение $|A_+|^2 = 0$ (см. условие (11)). Тогда населенность общего третьего уровня будет равна $A_3\cos^2(\Omega t)$. Отсюда видно, что импульс длительностью $\pi/2\Omega$ очистит общий уровень полностью.

3. КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЕ СВЕРХТОНКИХ УРОВНЕЙ АТОМА ГАЗА В ПОЛЕ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ РАДИОЧАСТОТНОЙ ВОЛНЫ

В этом разделе мы рассмотрим взаимодействие атомов газа с бихроматической радиочастотной волной в импульсном режиме. По сравнению со случаем примесного атома в магнитной матрице [6] в атомах газа существенно влияние как поперечной (время релаксации $T_2 = 1/\Gamma$), так и продольной релаксаций (время релаксации $T_1 = 1/\gamma$), времена которых в газовой фазе — величины одного порядка.

Процесс взаимодействия резонансного поля с атомами в газе целесообразно рассмотреть с учетом влияния релаксаций методами формализма матрицы плотности. Взаимодействие предложенной в разд. 2 трехуровневой системы с резонансным бихроматическим полем в представлении взаимодействия в резонансном приближении описывается системой уравнений девятого порядка для матрицы плотности ρ_{ij}:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{11} + \gamma(\rho_{11} - \rho_{11}^0) = -iV_1(\rho_{31} - \rho_{13}),\\
&\dot\rho_{22} + \gamma(\rho_{22} - \rho_{22}^0) = -iV_2(\rho_{32} - \rho_{23}),\\
&\dot\rho_{33} + \gamma(\rho_{33} - \rho_{33}^0) = -iV_1(\rho_{13} - \rho_{31}) - iV_2(\rho_{23} - \rho_{32}),\\
&\dot\rho_{13} + \Gamma\rho_{13} = -iV_1(\rho_{33} - \rho_{11}) + iV_2\rho_{12},\\
&\dot\rho_{31} + \Gamma\rho_{31} = -iV_1(\rho_{11} - \rho_{33}) - iV_2\rho_{21},\\
&\dot\rho_{23} + \Gamma\rho_{23} = -iV_2(\rho_{33} - \rho_{22}) + iV_1\rho_{21},\\
&\dot\rho_{32} + \Gamma\rho_{32} = -iV_2(\rho_{22} - \rho_{33}) - iV_1\rho_{12},\\
&\dot\rho_{12} + \Gamma\rho_{12} = -iV_1\rho_{32} + iV_2\rho_{13},\\
&\dot\rho_{21} + \Gamma\rho_{21} = -iV_2\rho_{31} + iV_1\rho_{23}.
\end{aligned}\tag{24}$$

В (24) ρ_{ii}^0 — равновесные значения населенностей уровней ρ_{ii}. Будем, как и в разд. 2, предполагать, что в процессе взаимодействия отсутствуют стохастические изменения фаз состояний. В этом случае, используя систему собственных волновых функций гамильтониана H_0 вида (7), можно показать, что фазовые множители вида $\exp(i\alpha_i)$ в правой и левой частях уравнений (24) так же, как и в уравнениях для амплитуд (9), сокращаются. Кроме того, по-прежнему будем считать фазы компонент ВЧ-поля постоянными в процессе взаимодействия. Для простоты мы рассматриваем лишь случаи $\Delta\varphi = 0, \pi$. При этом матричные элементы магнитного дипольного взаимодействия атома с магнитным полем i-ой компоненты бихроматической волны $V_i = |V_i|\exp(i\varphi_i)$ можно считать действительными: $V_1 = V_2$ для $\Delta\varphi = 0$ и $V_1 = -V_2$ для $\Delta\varphi = \pi$. Введем обозначение $|V_1| = |V_2| = V$.

Для упрощения системы уравнение (24) используем условие нормировки $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = \Sigma$ и введем величины $\chi_{13} = \rho_{31} - \rho_{13}$, $\chi_{23} = \rho_{32} - \rho_{23}$, $\chi_{12} = \rho_{12} + \rho_{21}$. В результате от системы девятого порядка перейдем к системе уравнений пятого порядка:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{11} + \gamma(\rho_{11} - \rho_{11}^0) = -iV_1\chi_{13},\\
&\dot\rho_{22} + \gamma(\rho_{22} - \rho_{22}^0) = -iV_2\chi_{23},\\
&\dot\chi_{13} + \Gamma\chi_{13} = -iV_1(4\rho_{11} + 2\rho_{22} - 2\Sigma) - iV_2\chi_{12},\\
&\dot\chi_{23} + \Gamma\chi_{23} = -iV_2(4\rho_{22} + 2\rho_{11} - 2\Sigma) - iV_1\chi_{12},\\
&\dot\chi_{12} + \Gamma\chi_{12} = -iV_2\chi_{13} - iV_1\chi_{23}.
\end{aligned}\tag{25}$$

Характеристическое уравнение системы (25) представляет собой полное алгебраическое уравнение 5-го порядка, точное решение которого получить сложно. Будем решать это уравнение, а также и систему уравнений (25) приближенно, с точностью до членов первого порядка малости по малым параметрам Γ/V и γ/V, считая поле достаточно сильным, так что $V \gg \Gamma, \gamma$. Решение характеристического уравнения при этом будет иметь вид

$$k_1 = -3\Gamma/4 - \gamma/4, \quad k_2 = i\sqrt{2}V - \Gamma/2 - \gamma/2, \quad k_3 = -i\sqrt{2}V - \Gamma/2 - \gamma/2,$$
$$k_4 = 2i\sqrt{2}V - 5\Gamma/8 - 3\gamma/8, \quad k_5 = -2i\sqrt{2}V - 5\Gamma/8 - 3\gamma/8. \tag{26}$$

Предположим, что все уровни атома газа в начальный момент времени заселены, вообще говоря, неодинаково: диагональные элементы матрицы плотности равны $\rho_{ii}(0) = A_i$. Причем для газа следует положить, что они равны равновесным значениям: $A_i = \rho_{ii}^0$. Считаем, что ВЧ-поле включается мгновенно. При этом фазы недиагональных матричных элементов $\rho_{ij}(0) = \sqrt{A_i A_j}\, \exp[i(\alpha_i - \alpha_j)]$ в начальный момент будут фиксированы, а сами они по модулю будут отличны от нуля. Эти начальные условия соответствуют начальным условиям (3), сформулированным для амплитуд $a_i(t)$, и означают, что атом находится в суперпозиционном состоянии (2).

Мгновенное включение поля означает, что время включения гораздо меньше времени между взаимодействиями, случайным образом изменяющими фазы амплитуд состояний атома, т. е. оно меньше всех времен релаксаций. При адиабатическом включении поля за время много большее T_1, T_2 фазы недиагональных матричных элементов могут многократно измениться за время включения, и начальные условия тогда должны иметь вид $\rho_{ij} = 0$ $(i \neq j)$ [1]. Таким образом, будем считать и время включения, и длительность импульса поля меньшими всех времен релаксаций, что соответствует предположению об отсутствии стохастических изменений фаз волновых функций в процессе взаимодействия. Важно подчеркнуть, как отмечено было выше, что решение уравнений для матрицы плотности в случае такого импульсного режима взаимодействия атома с полем не зависит от начальных фаз амплитуд состояний атома. С другой стороны, для осуществления режима раби-осцилляций квантовая система должна взаимодействовать с полем когерентно в течение времени, которое не может превышать T_1, T_2, т. е. период раби-осцилляций должен быть меньше T_1, T_2. Поэтому необходимо, чтобы поле было достаточно сильным: $V \gg \Gamma, \gamma$. Как будет видно в дальнейшем, решение системы уравнений для матрицы ρ в импульсном режиме при $\rho_{ij}(0) \neq 0$ для $i \neq j$ совпадает с соответствующим решением, полученным в рамках формализма волновых функций с начальными условиями (3).

Решение системы (25) с точностью до членов первого порядка малости по параметрам Γ/V и γ/V для случая мгновенного включения сильного поля при $\Delta\varphi = 0, \pi$ имеет вид

$$\begin{aligned}
\rho_{11}(t) = {} & \frac{(A_1 + A_2)\gamma}{2\mu} + \frac{3\Gamma A}{\mu} + \left[\frac{3(2A - A_1 - A_2)(\gamma - \Gamma)}{8\mu} \mp \frac{\sqrt{A_1 A_2}}{4}\right] \exp\left[-\frac{(3\Gamma + \gamma)t}{4}\right] + \\
& + \frac{1}{256}\left\{128(A_1 - A_2)\cos\left(\sqrt{2}Vt\right) + \left[\pm\frac{24(\gamma - \Gamma)\sqrt{2A_1A_2}}{V} + \frac{4\sqrt{2}A_1(5\gamma^2 + 26\Gamma\gamma + 33\Gamma^2)}{\mu V} - \right.\right. \\
& \left.\left. - \frac{4\sqrt{2}A_2(11\gamma^2 + 38\Gamma\gamma + 15\Gamma^2)}{\mu V}\right]\sin\left(\sqrt{2}Vt\right)\right\}\exp\left[-\frac{(\Gamma + \gamma)t}{2}\right] + \\
& + \frac{1}{256}\left\{\left[96(A_1 + A_2 - 2A) \pm 64\sqrt{A_1A_2}\right]\cos\left(2\sqrt{2}Vt\right) + \left[\frac{3(A_1 + A_2)(3\gamma^2 + 14\Gamma\gamma + 15\Gamma^2)}{\mu V} - \right.\right. \\
& \left.\left. - \frac{6A(\gamma^2 + 10\Gamma\gamma + 21\Gamma^2)}{\mu V} \mp 10\sqrt{A_1A_2}\frac{\gamma - \Gamma}{V}\right]\sqrt{2}\sin\left(2\sqrt{2}Vt\right)\right\}\exp\left[-\frac{(3\gamma + 5\Gamma)t}{8}\right],
\end{aligned} \tag{27}$$

$\mu = \gamma + 3\Gamma$, $A = \Sigma/3$ — средняя населенность уровней. Верхний знак в (27) соответствует $\Delta\varphi = 0$, нижний — $\Delta\varphi = \pi$. Для $\rho_{22}(t)$ имеют место аналогичные выражения, но отличающиеся тем, что члены, пропорциональные $\cos\left(\sqrt{2}Vt\right)$ и $\sin\left(\sqrt{2}Vt\right)$, имеют противоположный знак. Населенность $\rho_{33}(t)$ можно вычислить, используя условие нормировки.

Из полученных выражений следует, что населенности существенно зависят от разности фаз компонент бихроматической волны $\Delta\varphi$. В случае импульса, длительность которого удовлетворяет условию $V^{-1} \ll \tau \ll \Gamma^{-1}, \gamma^{-1}$ населенности уровней 1 и 2 будут равны:

$$\overline{\rho}_{11} = \frac{(A_1 + A_2)\gamma}{2\mu} + \frac{3A\Gamma}{\mu} + \left[\frac{3(2A - A_1 - A_2)(\gamma - \Gamma)}{8\mu} \mp \frac{\sqrt{A_1A_2}}{4}\right]\left[1 - \frac{(3\Gamma + \gamma)\tau}{4}\right]. \quad (28)$$

В формуле (28) знак минус перед $\sqrt{A_1A_2}$ соответствует $\Delta\varphi = 0$, а плюс — π. Черта сверху означает усреднение раби-осцилляций по времени. Видно, что после короткого импульса длительностью меньше времен релаксаций (T_1, T_2) населенность общего уровня существенно отличается от населенности других уровней даже тогда, когда до включения поля населенности всех уровней были одинаковы. Важно, что это отличие зависит от значения разности фаз $\Delta\varphi$. Этот эффект возникает вследствие когерентного сложения амплитуд населенностей на общем третьем уровне, т. е. он аналогичен эффекту когерентного пленения населенностей. Если $\tau > T_1, T_2$, то населенности всех трех уровней под влиянием релаксаций будут со временен становиться равными друг другу.

4. КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ УРОВНЕЙ НЕЙТРАЛЬНОГО АТОМА В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

В последнее время получило широкое развитие применение магнитных ловушек для уменьшения кинетической энергии (охлаждения) нейтральных атомов. В подобных ловушках благодаря взаимодействию магнитных моментов атомов с магнитным полем сложной конфигурации атомы локализуются в малом объеме пространства ($\sim 10^{-2}$ см), удерживаются в нем в течение некоторого времени (~ 100 с) и различными методами охлаждаются, например воздействием на них лазеров, частота которых находится в резонансе с оптическим переходом в атоме. При этом могут достигаться очень малые температуры атомного газа (много меньше 1 К). С помощью этих методик недавно было открыто явление бозе-конденсации атомов щелочных металлов [7].

Однако метод лазерного охлаждения неприменим, если атомы не имеют возбужденных уровней в области оптических частот. В этом случае можно использовать явление когерентного перезаселения осцилляторных уровней, которые атом как частица имеет в магнитной ловушке, в поле бихроматической радиочастотной волны.

Применяемые магнитные ловушки имеют различные конфигурации поля. Самой простой является так называемая квадрупольная ловушка. Поле в этой ловушке изменяется в пространстве по закону

$$B \propto (4z^2 + \rho^2)^{1/2} \quad (29)$$

(цилиндрическая геометрия). Видно, что в любом направлении оно изменяется линейно и потенциал взаимодействия с магнитным моментом атома носит V-образный характер. В поле такой ловушки осцилляторные уровни атома как частицы будут неэквидистантны [8]:

$$E_N = \frac{3}{2}(h^2 M v^4 \rho^{-2})^{1/3} N^{2/3} = \frac{3}{2} h\nu N^{2/3}. \tag{30}$$

Здесь N — целое квантовое число, h — постоянная Планка, а траектория частицы массы M в магнитном поле приближенно считается круговой радиуса ρ вокруг центральной оси ловушки; v — линейная скорость частицы. Для больших значений N частица совершает адиабатическое движение, при котором сохраняется ориентация ее магнитного момента относительно направления поля ловушки.

Среди уровней (30) можно выбрать три произвольных неэквидистантных уровня, которые в начальный момент времени могут быть заселены одинаково. После включения бихроматического электромагнитного ВЧ-поля, резонансного системе выбранных осцилляторных уровней, произойдет когерентное перезаселение этих уровней. Процесс перезаселения можно вести в импульсной режиме. Для этого случая справедливы результаты теоретического анализа, проведенного в разд. 2 на основе формализма амплитуд состояний, так как из-за малой плотности частиц в магнитных ловушках релаксационные процессы практически отсутствуют.

Возможны различные варианты осуществления процедуры перезаселения. Например, воздействуя импульсным ВЧ-полем, имеющим такие длительность импульса τ и напряженность, что удовлетворяется условие $\Omega\tau = \pi/2$, можно очистить общий уровень. Как показано в разд. 2, достаточно одного импульса, чтобы произошло полное очищение общего третьего уровня. Если этот уровень будет не самым верхним по энергии, то с помощью π-импульса резонансного монохроматического поля населенность уровня, более высокого по энергии по отношению к освобожденному, можно перевести на свободный уровень. Повторяя этот процесс для следующей, более низкой по энергии тройки уровней, можно, переводя атомы на все более низкие энергетические уровни, существенно охладить атомный газ в ловушке.

Другим способом когерентное перезаселение можно осуществить, воздействуя импульсами бихроматического поля с длительностью больше периода раби-осцилляций и с разностью фаз компонент равной π. При этом, как видно из (14), за несколько импульсов можно существенно снизить населенность общего уровня. Применяя процедуру с попеременным включением одной или обеих компонент бихроматического поля, имеющего разность фаз $\Delta\varphi = 0$, можно, согласно (18), очистить один из уровней, не являющийся общим в трехуровневой системе. Дальнейший процесс охлаждения предполагается проводить так же, как в первом варианте.

Для осуществления описанных выше процедур охлаждения необходимо выполнение нескольких условий. Так, частота Раби $\Omega \sim V/h$ (V — матричный элемент оператора взаимодействия магнитного момента атома с ВЧ-полем) должна быть меньше величины неэквидистантности осцилляторных уровней (30). Для больших значений N эта величина будет порядка $\nu N^{-4/3}/3$. Поэтому должно выполняться неравенство

$$\Omega < \nu N^{-4/3}/3. \tag{31}$$

С другой стороны, время одного импульса поля должно быть меньше величины T_s/N, где T_s — время удержания частицы в ловушке ($T_s \sim 100$ с). Отсюда следует условие

$$\Omega^{-1} < \tau < T_s/N \tag{32}$$

или, иначе,

$$N < T_s\Omega. \tag{33}$$

Из (31) и (33) следует условие для величины максимальных значений квантового числа N, для которых можно применять предлагаемую процедуру перезаселения:

$$N^{7/3} < \nu T_s/3. \tag{34}$$

При $\rho \approx 10^{-2}$ см, $v \approx 10^2$ см/с и $M \approx 100$ а.е.м. для ν получается оценка $\nu \sim 100$ кГц. Считая $T_s \sim 10^2$ с, из (34) получим для N максимальную оценку $N \sim 10^3$. Резонансная частота ВЧ-поля, равная разнице энергий уровней (30), для больших N по порядку величины будет равна $\nu N^{-1/3} \sim 10$ кГц. Энергия частицы для этих значений N будет порядка 10^{-7} эВ, что соответствует температурам атомного газа $\sim 10^{-3}$ K. Таким образом, атомный газ необходимо каким-либо способом охладить до этих температур, а дальнейшее охлаждение можно проводить предлагаемым методом. Для полевой ширины $V \sim \Omega\hbar$ из (31) следует оценка $3 \cdot 10^{-14}$ эВ. Отсюда получим оценку для необходимой величины напряженности электромагнитной волны H. Полагая, что взаимодействие магнитного момента атома μ с электромагнитной волной длины λ имеет дипольный характер, для V можно написать соотношение $V \sim \mu H\rho/\lambda$ ($\rho/\lambda \sim 10^{-8}$). В итоге имеем $H \sim 10^2$ Гс. Из (33) можно получить оценку для минимального значения периода осцилляций Раби: $\Omega^{-1} \sim 0.1$ с. Этому критерию соответствует величина напряженности ВЧ-поля ~ 75 Гс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предыдущее рассмотрение показало, что когерентное перезаселение атомных уровней с помощью импульсного бихроматического радиочастотного поля может иметь достаточно широкую область применения. Мы думаем, что наиболее перспективными являются следующие направления.

1. Когерентное перезаселение компонент сверхтонкой структуры дает возможность поляризовать атомы в газовой фазе. В отличие от оптической накачки предложенный метод не связан с существованием у атомов переходов в оптическом диапазоне.

2. Предложенный метод открывает возможность поляризовать атомы и ядра примесных центров в матрице без использования сверхнизких температур [6].

3. Очищение одной или нескольких компонент сверхтонкой структуры приводит к аномальной прозрачности среды для мессбауэровских гамма-квантов. Этот эффект может быть использован в экспериментах по обнаружению вынужденного излучения для ядерных переходов.

4. С помощью бихроматической ВЧ-волны можно стимулировать охлаждение нейтральных атомов в магнитных ловушках. В этом случае глубокое охлаждение стало бы возможным для атомов, не имеющих возбужденных уровней в оптическом диапазоне, например для атомарного водорода.

Для охлаждения атомов в магнитных ловушках может оказаться более удобным использование в качестве перезаселяющего переменного поля осциллирующей составляющей магнитного поля самой ловушки. Эта составляющая должна иметь две резонансные частоты, соответствующие переходам между осцилляторными уровнями атома в постоянном поле ловушки, а пространственная зависимость ее амплитуды и ее поляризация также должны соответствовать параметрам постоянного поля.

Критерии, определяющие величину напряженности перезаселяющего переменного поля, приведенные в разд. 4, дают для такой осциллирующей составляющей поля ловушки значения на несколько порядков меньшие, чем для электромагнитной ВЧ-волны, так как отношение ρ/λ в этом случае будет порядка единицы.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Р. Кусеману, проф. Дж. Одорсу (Левен, Бельгия) и проф. М. Левенстайну (Сакле, Франция) за полезные обсуждения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-17612а).

Литература

1. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**(9), 1 (1993).
2. G. Alzetta, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cimento B **52**, 209 (1979).
3. G. Orriols, Nuovo Cimento B **53**, 1 (1979).
4. D. F. Zaretsky and S. B. Sazonov, Phys. Lett. A **198**, 55 (1995).
5. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **60**, 682 (1994).
6. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, ЖЭТФ **111**, 1236 (1997).
7. K. D. Davies, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **22**, 3969 (1992).
8. H. Metcalf, P. van der Straten, Phys. Reports **244**, 203 (1994).