

ПЕРЕЗАСЕЛЕНИЕ ЭКВИДИСТАНТНЫХ УРОВНЕЙ ДВУМЯ КОГЕРЕНТНЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ, СДВИНУТЫМИ ПО ФАЗЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Д.Ф.Зарецкий¹⁾, С.Б.Сазонов

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июля 2000 г.

Предлагается новый метод ориентации и поляризации атомов и ядер, основанный на использовании двух резонансных когерентных монохроматических электромагнитных волн, сдвинутых по фазе относительно друг друга. Показано, что в импульсном режиме можно получить глубокое перезаселение уровней при комнатных температурах, зависящее от относительной фазы волн. Кратко обсуждается возможность применения этого эффекта для квантовых компьютеров.

PACS: 03.65.-w, 42.50.Md, 71.70.Jp

В настоящее время получили широкое развитие методы перезаселения систем квантовых уровней воздействием на них различных электромагнитных полей. С помощью этих методов предлагается решить многие задачи прикладной квантовой оптики, например, проблему создания безынерционного лазера [1] или осуществления фазового контроля за спонтанной эмиссией [2] и т.д. Обычно в этих методах имеет место перезаселение неэквидистантных уровней.

В то же время, разработаны методы поляризации атомов и ядер с помощью оптической накачки. Но применение этих методов имеет ряд существенных ограничений: они используются в основном в газовой фазе, эти методы относительно медленные – время перезаселения больше времени релаксации возбужденных состояний, атомы должны обладать электронными переходами в оптическом диапазоне и, кроме того, эти атомы не должны иметь метастабильных состояний. Чтобы избежать этих ограничений, нами теоретически был предложен способ быстрого перезаселения неэквидистантных уровней атомов и ядер с помощью взаимодействия с бихроматической когерентной резонансной волной [3, 4].

Однако во многих случаях, особенно в газовой фазе, необходимо поляризовать атомы и ядра, уровни которых имеют эквидистантную зеемановскую структуру. В настоящей работе предлагается метод перезаселения и поляризации таких уровней при комнатной температуре с помощью воздействия на них двух когерентных резонансных, сдвинутых по фазе относительно друг друга электромагнитных полей.

Рассмотрим систему трех зеемановских (спин $I = 1$), одинаково заселенных уровней. Пронумеруем уровни, соответствующие значениям проекции спина $+1$, -1 , 0 соответственно как 1, 2, 3. Пусть на нее одновременно воздействуют две когерентные волны, одинаковые по частоте, но сдвинутые по фазе относительно друг друга на постоянную величину $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$. Так как частоты полей равны, на каждый из переходов между уровнями системы будет воздействовать одновременно оба поля.

¹⁾ e-mail: zaretsky@imp.kiev.ru

Система уравнений временной теории возмущений для амплитуд состояний $a_i(t)$ в резонансном приближении будет иметь вид

$$\dot{a}_1 = -iW a_3, \quad \dot{a}_2 = -iW^* a_3, \quad \dot{a}_3 = -iW^* a_1 - iW a_2. \quad (1)$$

Здесь W – матричный элемент взаимодействия с полями:

$$W = g_1 + g_2 \exp(i\Delta_\varphi), \quad (2)$$

где $g_1 \sim H_1$, $g_2 \sim H_2$ – матричные элементы переходов под действием полей напряженностью $H_{1,2}$. Матричный элемент W представим в виде

$$W = \Omega_0 \cdot \exp(i\alpha/2), \quad \Omega_0 = (g_1^2 + g_2^2 + 2g_1g_2 \cos \Delta_\varphi)^{1/2},$$

$$\alpha = 2 \operatorname{arctg}[g_2 \sin \Delta_\varphi / (g_1 + g_2 \cos \Delta_\varphi)]. \quad (3)$$

Можно показать, что в случае равных g_i фаза α равна разности фаз полей Δ_φ . Заселенности уровней $a_{ii} = |a_i(t)|^2$, полученные из (1) с использованием представления (3), равны

$$a_{11} = [1 - \sqrt{2} \sin X \cdot \sin(\alpha/2) - 1/2 \cdot \sin^2 X \cdot \cos \alpha]/3,$$

$$a_{22} = [1 + \sqrt{2} \sin X \cdot \sin(\alpha/2) - 1/2 \cdot \sin^2 X \cdot \cos \alpha]/3, \quad (4)$$

$$a_{33} = (1 + \sin^2 X \cdot \cos \alpha)/3.$$

Здесь $X = \Omega t$, где $\Omega = \sqrt{2}\Omega_0$ – скорость (частота Раби) перезаселения уровней. Важно отметить, что в рассматриваемом случае она зависит не только от напряженностей полей, но и от разности их фаз. Из (3) видно, что при

$$\cos \Delta_\varphi = -(g_1^2 + g_2^2)/2g_1g_2 \quad (5)$$

$\Omega_0 = 0$ и перезаселения происходить не будет. На рис.1 приведены заселенности уровней как функции α после воздействия $\pi/2$ импульса ($X = \pi/2$). Из (4) следует,

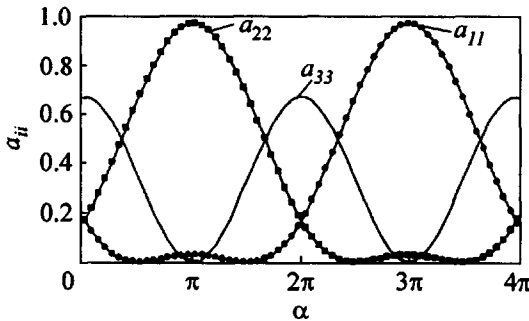


Рис.1. Заселенности зеемановских уровней частицы со спином 1 как функции разности фаз поляризующих полей α ($X = \pi/2$)

что импульсы поля, длительностью, кратной π , не приведут к перезаселению системы. Взаимодействие с полем за время, много большее, чем период $1/\Omega$, вызовет лишь ориентацию системы, когда $a_{11} = a_{22} \neq a_{33}$. Заметим, что воздействие одного резонансного поля ($\Delta_\varphi = 0$, $g_1 = g_2$) перезаселяет систему из трех уровней, но приводит тоже только к ее ориентации. Важно отметить, что в первоначально одинаково заселенной двухуровневой системе под действием аналогичных двух полей

перезаселения происходить не будет при любых значениях α и для импульсов любой длительности. В трехуровневой системе для $\pi/2$ импульсов при сдвигах фаз $\alpha = \pi$ и 3π можно получить очень большую, до 97% (см. рис.1), поляризацию системы эквидистантных уровней (полная заселенность всей системы положена равной 1). Но нужно учесть, что в нашем случае скорость перезаселения, а с ней и обратная ей временная длительность $\pi/2$ импульсов, зависит от сдвига фаз полей и может быть близкой к нулю. Поэтому, например, предельно большую поляризацию получить невозможно при $g_1 = g_2$ и $\Delta\varphi = \pi, 3\pi$, так как при этом $\Omega_0 = 0$, и для получения большой поляризации системы необходимо несколько нарушить эти условия. Для $\alpha = 2\pi$ тоже имеет место лишь ориентация при любой длительности импульсов.

Аналогичным образом рассмотрим процесс перезаселения под действием подобного двухфазного поля четырехуровневой системы зеемановских уровней ($I = 3/2$). Система уравнений для амплитуд заселенностей в этом случае выглядит так:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= -i\sqrt{3}W^*a_2, & \dot{a}_2 &= -i\sqrt{3}W a_1 - i2W^*a_3, \\ \dot{a}_3 &= -i2W a_2 - i\sqrt{3}W^*a_4, & \dot{a}_4 &= -i\sqrt{3}W^*a_3, \end{aligned} \quad (6)$$

где W – матричный элемент, аналогичный (2), но содержащий матричные элементы g_i , отвечающие спину $3/2$. Уровни с проекциями $+3/2, +1/2, -1/2, -3/2$ пронумеруем как 1,2,3,4. Характеристическое уравнение, соответствующее (6), дает две скорости перезаселения уровней: $\Omega_1 = 3\Omega_0$ и $\Omega_2 = \Omega_0$. Заселенности a_{ii} для четырехуровневой системы зависят от времени следующим образом:

$$\begin{aligned} a_{11} &= [1 - \sqrt{3}/2 \cdot \sin^2(X) \cos \alpha - \sin(X)Y_1 \sin(\alpha/2) + 1/4 \cdot \sin^3(X) \sin(3\alpha/2)]/4; \\ a_{22} &= [1 + \sqrt{3}/2 \cdot \sin^2(X) \cos \alpha - \sin(X)Y_2 \sin(\alpha/2) - 3/4 \cdot \sin^3(X) \sin(3\alpha/2)]/4; \\ a_{33} &= [1 + \sqrt{3}/2 \cdot \sin^2(X) \cos \alpha + \sin(X)Y_2 \sin(\alpha/2) + 3/4 \cdot \sin^3(X) \sin(3\alpha/2)]/4; \quad (7) \\ a_{44} &= [1 - \sqrt{3}/2 \cdot \sin^2(X) \cos \alpha + \sin(X)Y_1 \sin(\alpha/2) - 1/4 \cdot \sin^3(X) \sin(3\alpha/2)]/4; \\ Y_1 &= [\sqrt{3} + (3 - 2\sqrt{3})/4] \sin^2(X); \quad Y_2 = [2 - \sqrt{3} + (6\sqrt{3} - 9)/4] \sin^2(X). \end{aligned}$$

Здесь $X = 2\Omega_0 t$, а α есть величина, также определяемая соотношением (3). На рис.2 приведены зависимости a_{ii} от α при $X = \pi/2$. Видно, что для $\alpha = \pi$ заселенность a_{44}

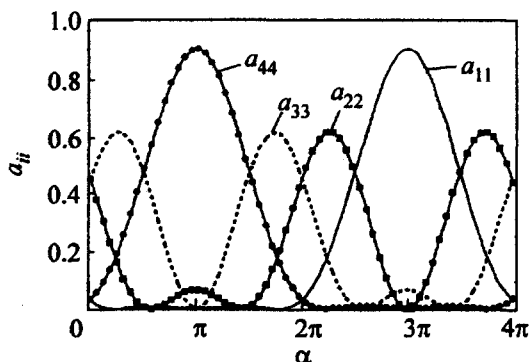


Рис.2. Заселенности зеемановских уровней частицы со спином $3/2$ как функции разности фаз поляризующих полей α ($X = \pi/2$)

достигает 93%, заселенность $a_{22} - 6.7\%$, а заселенности уровней 1 и 3 практически равны нулю.

Необходимо, однако, отметить, что эти расчеты имеют ограничения, связанные с нарушениями когерентности процесса заселения уровней, например, из-за столкновений атомов в газовой фазе. Так при плотности атомов $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ время столкновений при комнатной температуре может быть $\sim 10^{-4}$ с. Период раби-осцилляций не должен быть больше этой величины. Так как период осцилляций зависит от разности фаз полей, то эти ограничения должны быть учтены при выборе $\Delta\varphi$.

Предлагаемый метод поляризации, как нам представляется, может найти применение при создании квантовых компьютеров. В проблеме создания квантового компьютера важнейшими задачами являются поиск физической системы, пригодной для использования в качестве информационной среды для квантовых вычислений, и задача инициирования ее начального состояния. Частица со спином $1/2$, как известно, является одним из главных примеров такой физической системы. В работе [5] обоснована возможность использования в качестве элементов информационной среды для квантового компьютера частиц со спинами, большими, чем $1/2$. Выше было показано, как можно поляризовать с помощью нашего метода первоначально равномерно заселенную систему уровней частицы со спином $3/2$.

Таким образом, с помощью бихроматических волн [3, 4] и монохроматических, но сдвинутых относительно друг друга по фазе, полей можно эффективно поляризовать атомы и ядра, как в газовой среде, так и в примесных центрах. Возможность поляризации атомов и ядер при комнатных температурах открывает перспективу для использования этого метода при создании квантовых компьютеров, поскольку она позволит инициировать начальное состояние элементов информационной среды квантового компьютера без использования сверхнизких температур.

-
1. O.Kocharovskaya, Phys. Rep. **219**, 175 (1992).
 2. E.Paspalakis and P.L.Knight, Phys. Rev. Lett. **81**, 2, 293 (1998).
 3. D.F.Zaretsky and S.B.Sazonov, Lasers Phys. **7**, 3, 1 (1997).
 4. Д.Ф.Зарецкий, С.Б.Сазонов, ЖЭТФ **113**, 1181 (1998).
 5. А.Р.Кессель, В.Л.Ермаков, ЖЭТФ **117**, 517 (2000).