

## РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УРОВНЕЙ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В ПОЛЕ БИХРОМАТИЧЕСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ И ЯДЕРНЫЙ РАСПАД

*Д.Ф.Зарецкий, С.Б.Сазонов*

*Российский научный центр "Курчатовский институт"  
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 октября 1994 г.

Предлагается новый метод ядерной спектроскопии, основанный на резонансном взаимодействии атома, имеющего в основном состоянии сверхтонкую структуру, с полем лазерной бихроматической волны. Метод практически свободен от влияния доплеровского уширения. В модели  $\Lambda$ -системы получены выражения для заселенностей сверхтонких компонент во времени и зависимость угловой поляризации излучения ядерного распада от соотношений напряженностей и фаз полей в бихроматической волне. Предлагаются пути реализации на эксперименте рассматриваемого метода.

В последние годы приобрел известность новый метод нелинейной спектроскопии, основанный на явлении "когерентного пленсиния заселенностей (КПН)" в трехуровневых системах [1,2]. Эффект КПН наблюдался и в атомах  $^{23}\text{Na}$ , имеющих сверхтонкую структуру [3]. КПН в стабильных атомах проявляется в снижении уровня спонтанного излучения. В случае нестабильных атомов спонтанная интенсивность может быть очень мала и предпочтительнее наблюдать ядерную поляризацию, исследуя угловое распределение ядерного излучения. Метод оптической ядерной поляризации в циркулярно поляризованном лазерном поле известен под названием RADOP [4]. Известно, что его применение в газах встречается с трудностями, связанными с доплер-эффектом.

В данной работе мы рассмотрим резонансное взаимодействие бихроматического лазерного поля с атомом, имеющим сверхтонкую структуру в основном состоянии. При этом влияние доплеровского уширения практически будет отсутствовать. Более того, атомная и ядерная поляризация может быть достигнута за время, меньшее, чем время релаксации электронной оболочки.

Рассмотрим плоскополяризованную лазерную бихроматическую волну с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  ( $\omega_2 - \omega_1 = \delta\omega \ll \omega_{1,2}$ ) и трехуровневый  $\Lambda$ -атом. Пусть обе компоненты лазерной волны находятся в резонансе с атомными переходами между соответствующими уровнями сверхтонкой структуры (обозначаемыми как 1 и 2) и состоянием 3, в котором возбуждена электронная оболочка, а взаимодействие между ядром и электронами оболочки отсутствует. Волновые функции этих состояний обозначим  $\Psi_i(t)$ . Предполагаем, что время релаксации уровня 3 много больше времени жизни ядра. При этих условиях можно воспользоваться методом описания квантовой системы с помощью волновых функций и не учитывать релаксацию электронной оболочки.

Уравнения временной теории возмущений для амплитуд состояний этой системы в резонансном приближении будут иметь следующий вид:

$$\frac{da_1(t)}{dt} = -iV_1 e^{i\varphi_1} a_3(t),$$

$$\frac{da_2(t)}{dt} = -iV_2 e^{i\varphi_2} a_3(t), \quad (1)$$

$$\frac{da_3(t)}{dt} = -iV_1 e^{-i\varphi_1} a_1(t) - iV_2 e^{-i\varphi_2} a_2(t),$$

где  $V_{1,2}$  – дипольные матричные элементы перехода между соответствующим уровнем сверхтонкой структуры и уровнем 3 под действием поля частоты  $\omega_{1,2}$  имеющего фазу  $\varphi_{1,2}$  и резонансного этому переходу. Решение (1) для начальных условий  $a_1(0) = A_1$ ,  $a_2(0) = A_2$ ,  $a_3(0) = 0$  имеет вид

$$a_1(t) = [A_1 V_2^2 - A_2 V_1 V_2 e^{-i\xi} + (A_1 V_1^2 + A_2 V_1 V_2 e^{-i\xi}) \cos(\Omega t)] / \Omega^2,$$

$$a_2(t) = [A_2 V_1^2 - A_1 V_1 V_2 e^{i\xi} + (A_2 V_2^2 + A_1 V_1 V_2 e^{i\xi}) \cos(\Omega t)] / \Omega^2, \quad (2)$$

$$a_3(t) = -i[A_1 V_1 e^{-i\varphi_1} + A_2 V_2 e^{-i\varphi_2}] \sin(\Omega t) / \Omega.$$

Здесь  $\xi = \varphi_2 - \varphi_1$ , а  $\Omega^2 = V_1^2 + V_2^2$ . Как видно из (2), заселенность уровня 3 при определенном соотношении фаз и напряженностей лазерных полей в произвольный момент времени может быть равной нулю. Этот эффект называется "когерентным пленением заселенностей" и имеет место при выполнении соотношения

$$\cos \xi = -\frac{A_1^2 V_1^2 + A_2^2 V_2^2}{2A_1 A_2 V_1 V_2}. \quad (3)$$

Для усредненной по времени разности населенностей уровней сверхтонкой структуры (ядерной поляризации) имеет место выражение

$$\overline{|a_2(t)|^2} - \overline{|a_1(t)|^2} = (V_2^2 - V_1^2)[A_1^2(V_1^2/2 - V_2^2) + A_2^2(V_2^2/2 - V_1^2) + 3A_1 A_2 V_1 V_2 \cos \xi], \quad (4)$$

где черта означает усреднение по времени. В случае КПН эта разность равна нулю.

Интересно проанализировать, как будет влиять бихроматическое поле на процесс распада ядра при переходе из рассмотренной системы электронноядерных уровней в конечное состояние  $\Psi_0(t)$ , в котором сверхтонкое расщепление и резонансное взаимодействие электронной оболочки с лазерным полем отсутствуют, а ядро находится в основном состоянии. Спектр ядерного излучения можно рассчитать в рамках теории возмущений, вычисляя квадрат модуля интеграла по времени от матричного элемента оператора ядерного перехода  $\hat{W}_\gamma$ :

$$S = \int_0^\infty dt \left\langle \sum_{i=1}^3 a_i(t) \Psi_i(t) \middle| \hat{W}_\gamma \middle| \Psi_0(t) \right\rangle. \quad (5)$$

Произведя интегрирование, получим формулу

$$S = \sum_i D_i(\vartheta, \varphi) [\beta_{i1} \delta(\omega_i) + \beta_{i2} \delta(\omega_i + \Omega) + \beta_{i3} \delta(\omega_i - \Omega)]. \quad (6)$$

Здесь  $\delta(\omega)$  есть  $\delta$ -функция от  $\omega$ ;  $\omega_i = E_\gamma - E_i + E_0$ , где  $E_\gamma$  – энергия гамма-кванта,  $E_i$  – энергия  $i$ -го состояния атома,  $E_0$  – энергия атома в состоянии  $\Psi_0$ ,  $D_i(\vartheta, \varphi)$  – матричные элементы излучения ядра из состояния  $\Psi_i$  в направлении углов  $(\vartheta, \varphi)$ . Вследствие того, что коэффициенты  $\beta_{i,j}$  зависят от параметров

лазерных полей, от этих параметров будут зависеть интенсивности отдельных линий спектра ядерного излучения.

Вычислив интеграл  $W \sim \int dE_\gamma |S|^2$ , для угловой анизотропии излучения ядра получим выражение

$$X(\vartheta, \varphi) = [(A_1^2 V_2^2 + A_2^2 V_1^2 - 2A_1 A_2 V_1 V_2 \cos \xi)(D_1^2 V_2^2 + D_2^2 V_1^2)/\Omega^4 + \\ + (A_1^2 V_1^2 + A_2^2 V_2^2 + 2A_1 A_2 V_1 V_2 \cos \xi)(D_1^2 V_1^2 + D_2^2 V_2^2 + \\ + D_3^2 V_1^2 + D_3^2 V_2^2)/2/\Omega^4 - D_1^2 - D_2^2]/(D_1^2 + D_2^2). \quad (7)$$

Из (7) следует, что в условиях КПН угловое распределение  $\gamma$ -квантов будет изотропным.

Если взаимодействие атома с полем достаточно велико, так что частота Раби больше ширины продольной релаксации, то уровни атома расщепляются на величину, равную частоте Раби (раби-расщепление) [5, 6]. В случае компонент сверхтонкой структуры и резонансного бихроматического поля указанное расщепление возникает для обеих компонент сверхтонкой структуры. При определенном соотношении интенсивностей полей бихроматической волны компоненты раби-расщепления обоих сверхтонких уровней могут пересечься. Факт пересечения может проявиться в изменении углового распределения продуктов ядерного распада. В выражении для  $W$  это пересечение проявится в появлении дополнительных перекрестных слагаемых в том случае, когда аргументы  $\delta$ -функций совпадают. Так для соотношения  $\Omega = \Delta$  эти дополнительные слагаемые в  $W$  составят величину

$$\tilde{W} \sim D_1 D_2 \{A_1 A_2 [V_1^4 + V_2^4 - 2V_1^2 V_2^2 \cos(2\xi)] + (A_1^2 - A_2^2) V_1 V_2 (V_2^2 - V_1^2) \cos \xi\} / \Omega^4, \quad (8)$$

а при выполнении соотношения  $\Omega = \Delta/2$

$$\tilde{W} \sim D_1 D_2 V_1 V_2 \cos \xi [A_1^2 V_1^2 + A_2^2 V_2^2 + 2A_1 A_2 V_1 V_2 \cos \xi] / \Omega^4 / 2 + \\ + D_1 D_3 [(A_1^2 - A_2^2) V_1 V_2^2 \cos \varphi_1 + A_1 A_2 V_2^3 \cos \varphi_2 - A_1 A_2 V_2 V_1^2 \cos(\xi - \varphi_1)] / \Omega^3 + \\ + D_2 D_3 [(A_1^2 - A_2^2) V_2 V_1^2 \cos \varphi_2 + A_1 A_2 V_1 V_2^2 \cos(\xi + \varphi_2) - A_1 A_2 V_1^3 \cos \varphi_1] / \Omega^3. \quad (9)$$

В случае же  $\Omega = \Delta/4$  справедлива формула:

$$\tilde{W} \sim [A_1^2 V_1^2 + A_2^2 V_2^2 + 2A_1 A_2 V_1 V_2 \cos \xi] (D_1 D_3 V_1 \cos \varphi_1 - D_2 D_3 V_2 \cos \varphi_2) / \Omega^3 / 2. \quad (10)$$

Появление этих слагаемых приведет к дополнительной угловой анизотропии продуктов ядерного распада, зависящей от напряженностей лазерных полей.

Рассмотренные эффекты могут, как нам представляется, найти широкое поле применения, и возможны различные способы их наблюдения. Например, для измерения величины сверхтонкого расщепления можно, настроившись одним из лазерных полей в резонанс одному из переходов в системе атомных уровней, менять частоту другого лазера. Взаимодействие сверхтонкой системы атомных уровней с монохроматическим резонансным лазерным полем и его влияние на ядерный распад исследовано нами в работе [6]. При вхождении частоты второго лазера в резонанс со вторым переходом возникнет анизотропия углового распределения ядерного излучения. При равенстве напряженностей лазерных полей в условиях, когда разность их фаз кратна  $\pi$  (см. (3) при  $A_1 = A_2$ ), будет иметь место эффект КПН и угловая анизотропия

должна снова исчезнуть. Линия ядерного перехода из состояния с возбужденной электронной оболочкой, которая появляется, как было показано в [6], вследствие взаимодействия с резонансным электромагнитным полем, тоже исчезнет. В этом случае разность частот компонент бихроматической волны будет соответствовать величине сверхтонкого расщепления.

В другом варианте предлагаем в качестве  $\Lambda$ -системы использовать зеемановские компоненты сверхтонких уровней, взаимодействующих с двумя лазерными волнами. Варьируя напряженность магнитного поля при фиксированной разности частот лазерных полей ( $\delta\omega \ll \Delta$ ), следует достигнуть резонанса между системой зеемановских компонент и бихроматическим полем. С помощью такого эксперимента можно измерить  $g$ -факторы нестабильных ядерных состояний.

Важно подчеркнуть, что эти измерения будут проводиться в условиях, в которых влияние эффекта Доплера практически исключено. Действительно, в атоме, движущемся со скоростью  $v$ , резонанс на каждой из частот будет иметь место при  $\omega_\nu + kv = \omega_{\nu,z}$  ( $\omega_\nu$  - частота  $\nu$ -го поля,  $\nu = 1, 2$ ). Следовательно, в нашем случае КПН осуществляется при условии, что  $\omega_1 - \omega_2 + k_1 v_1 - k_2 v_2 \approx \Delta$ . Поэтому разница частот бихроматической волны может отличаться от резонансных значений на величину порядка  $\Delta v/c$ . Даже если доплеровская ширина резонансных переходов, которая  $\approx \omega_\nu v/c$ , будет гораздо больше сверхтонкого расщепления  $\Delta$ , то, наблюдая КПН методом вариации разности частот лазеров одинаковой мощности, можно определить измеряемые величины, например сверхтонкое расщепление с точностью до  $\Delta v/c \ll \omega_\nu v/c$ . Благодаря этому рассматриваемые эффекты можно будет наблюдать в газах, а при проведении эксперимента в твердом теле не потребуются сверхнизкие температуры.

С помощью предлагаемого метода поляризация ядра может возникнуть за время, гораздо меньшее времени спонтанной релаксации. Поэтому этот метод, в отличие от метода RADOP, может применяться для измерения ядерных параметров в случае, когда время жизни ядра меньше времени спонтанной релаксации электронной оболочки.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Е.Аримонди и докт. В.В.Ломоносову за полезные обсуждения работы.

- 
1. M.Scully, Phys. Rep. **219**, 191 (1992).
  2. O.Kocharovskaya, Phys. Rep. **219**, 175 (1992).
  3. E.Arimondo and G.Orriols, Nuovo Chim. Lett. **17**, 333 (1976).
  4. E.W.Otten, Nucl. Phys. A **357**, 471 (1981).
  5. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, Атом в сильном световом поле. М.: Изд-во "Энергоатомиздат", 1984, с. 48-56.
  6. Д.Ф.Зарецкий, С.Б.Сазонов, ЖЭТФ **78**, 153 (1994).