Краткие сообщения по физике № 9 1980

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С СЕЛЕКТИВНОСТЬЮ, НЕ ОГРАНИЧЕННОЙ ВЕЛИЧИНОЙ ПОЛЕВОГО УШИРЕНИЯ

М. В. Кузьмин, В. Н. Сазонов

УДК 530.I45 + 535.338.43 + 54I.I4I.7

Показано, что возбуждение трехуровневой системы при адиабатическом включении внешнего резонансного поля обладает высокой селективностью, не ограниченной полевым уширением. Этим способом можно разделять изотопы, сдвиг частоты которых может быть очень мал, вплоть до величин порядка ширины спектра лазерного излучения.

Селективность любого из известных методов лазерного разделения изотопов /I/ резко падает, как только полевое уширение $f_{10} = Ed_{10}/2\hbar$ (E – амплитуда поля, d_{10} – дипольный момент перехода) превысит величину изотопического сдвига Δ частоты ω_{10} возбуждаемого перехода $|0\rangle \to |1\rangle$. Поэтому в случае изотопов с малым сдвигом Δ необходимо использовать очень низкие интенсивности излучения, что приводит к слишком малой скорости возбуждения, делающей разделение невозможным. Селективность предлагаемого метода разделения изотопов [ж)] не ограничена величиной полевого уширения: 100-процентная селективность сохраняется и в случае $\Delta \ll f_{10}$. В основе метода лежит возможность селективного инвертирования многоуровневых систем при адиабатическом включении внешнего резонансного поля.

Суть этого эффекта такова. Рассмотрим трехуровневую систему, стационарные состояния которой $|0\rangle$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$ имеют энер-

---

[ж)] Предлагаемый метод является по существу универсальным способом селективного возбуждения близко расположенных линий (компонент тонкой, сверхтонкой структуры и т.п.). Мы говорим везде о разделении изотопов исключительно для определенности.

гии E_0, E_I и E_2, а дипольные моменты переходов равны d_{10} и d_{21}. На систему действуют излучения двух лазеров $E^{(1)}\cos\omega_1 t$ и $E^{(2)}\cos\omega_2 t$, частоты которых близки к соответствующим резонансам:

$$\hbar\omega_1 \simeq E_1 - E_0, \quad \hbar\omega_2 \simeq E_2 - E_1. \tag{I}$$

Пусть в начальный момент ($t = -\infty$) при выключенном внешнем поле система находилась в основном состоянии $|0\rangle$. В случае адиабатически медленного включения поля решение уравнения Шредингера можно представить в виде

$$|\alpha^*\rangle = \sum_{k=0}^{2} b_k^{\alpha^*} \exp\left\{-(i/\hbar)\int_{-\infty}^{t} Q^{\alpha^*}(\tau)d\tau - i\sum_{j=1}^{k}\omega_j t\right\}|k\rangle. \tag{2}$$

Здесь α^* соответствует одному из решений b_k^{α} и $Q^{\alpha}(\alpha = 0,1,2)$ секулярного уравнения

$$\sum_{k=0}^{2} H_{jk} b_k^{\alpha} = Q^{\alpha} b_j,$$

$$H_{jk} = \hbar\begin{Vmatrix} 0 & f_{10} & 0 \\ f_{10} & -\delta\omega_1 & f_{21} \\ 0 & f_{21} & -\delta\omega_2 \end{Vmatrix}. \tag{3}$$

В матрице H_{jk} параметрами являются $f_{kk-1} = E^{(k)}d_{kk-1}/2\hbar$ – полевые уширения переходов $|0\rangle \to |1\rangle$ и $|1\rangle \to |2\rangle$, а также $\delta\omega_1 = \omega_1 - (E_1 - E_0)/\hbar$, $\delta\omega_2 = \omega_1 + \omega_2 - (E_2 - E_0)/\hbar$ $(\delta\omega_0 = 0)$ – отстройки лазерных частот от многофотонных резонансов $|0\rangle \to |1\rangle$ и $|0\rangle \to |2\rangle$. Помимо резонансного условия (I) мы полагаем

$$|\omega_1 - \omega_2| \gg f_{kk-1}, \quad \delta\omega_k.$$

Мы будем называть ε^{α} квазиэнергиями, а соответствующие волновые функции (2) – квазистационарными состояниями (КСС); при выключенном внешнем поле ($t \to -\infty$, $f_{kk-1} = 0$) каждое КСС $|\alpha>$ переходит в одно из стационарных состояний $|k>$. Запись решения в виде (2) является выражением адиабатической теоремы, согласно которой находившаяся в основном состоянии система при адиабатическом включении поля оказывается в том КСС $|\alpha^*>$, которое переходит в $|0>$ при $f_{kk-1} \to 0$. Можно показать, что если $\delta\omega_1\delta\omega_2 < 0$, то КСС $|\alpha^*>$ при

$$f_{10} \gg f_{21} \text{ и } f_{10}^2 > \delta\omega_2(\delta\omega_2 - \delta\omega_1) \qquad (4)$$

совпадает со стационарным состоянием $|2>$. Таким образом, при включении поля система переходит из основного $|0>$ в верхнее состояние $|2>$.

Исключительная селективность данного способа возбуждения связана с резкой зависимостью от расстроек $\delta\omega_1$ и $\delta\omega_2$ номера α^* КСС, в котором оказывается система при адиабатическом включении поля. Пронумеруем КСС $\alpha = 0,1,2$ так, чтобы всегда было $\varepsilon^0 < \varepsilon^1 < \varepsilon^2$. Подчеркнем, что при этом номер стационарного состояния $|k_\alpha>$, в которое переходит КСС $|\alpha>$ при $f_{kk-1} \to 0$, не совпадает, вообще говоря, с α: $|\alpha> \xrightarrow[f_{kk-1}\to 0]{} |k_\alpha>$, но $\alpha \neq k_\alpha$. В частности для КСС $|\alpha^*>$ ($|\alpha^*> \xrightarrow[f_{kk-1}\to 0]{} |0>$) получим: $\alpha^* = 0$ при $\delta\omega_1 < 0$, $\delta\omega_2 < 0$; $\alpha^* = 1$ при $\delta\omega_1\delta\omega_2 < 0$, и $\alpha^* = 2$ при $\delta\omega_1 > 0$, $\delta\omega_2 > 0$. Таким образом, при адиабатическом включении поля находившаяся в основном состоянии система оказывается в существенно различных КСС в зависимости от величин расстроек $\delta\omega_1$ и $\delta\omega_2$. Так, в условиях инверсии (4) для населенности верхнего состояния $|2>$ имеем (для определенности далее полагаем $\delta\omega_2 < 0$)

$$p_2 = \left| b_2^{\alpha^*=1} \right|^2 = 1, \quad \delta\omega_1 > 0;$$
$$p_2 = \left| b_2^{\alpha^*=0} \right|^2 = 0, \quad \delta\omega_1 < 0.$$

Переход от $p_2 = 1$ при $\delta\omega_1 > 0$ к $p_2 = 0$ при $\delta\omega_1 < 0$ происходит скачкообразно, что резко отличается от частотных зависимостей в случае мгновенного включения поля, когда переходная область имеет ширину порядка f_{21}. Нулевая ширина переходной области связана с предположением об адиабатичности включения поля; в то же время для реального импульса длительности t_p оно не выполняется при $|\delta\omega_1| \lesssim t_p^{-1}$. Селективное возбуждение возможно, если для одного изотопа $\delta\omega_1^{(a)} > 0$, а для другого $\delta\omega_1^{(b)} < 0$. Так как при этом все еще допустимо $|\delta\omega_1^{(a)}| \sim |\delta\omega_1^{(b)}| \sim \Delta$ (Δ - изотопический сдвиг), то условию адиабатичности можно удовлетворить при

$$\Delta > t_p^{-1}.$$

Поскольку ширина лазерного спектра $\Delta\omega_1 \gtrsim t_p^{-1}$, то можно сказать, что селективность возбуждения при адиабатическом включении поля ограничивается только шириной спектра излучения.

Аналогичной селективности можно добиться и за счет изменения знака расстройки $\delta\omega_2$. При этом всегда $|\delta\omega_2| \ll |\delta\omega_1|$, поэтому достаточно ограничиться рассмотрением двухуровневой системы (состояния $|0\rangle$ и $|2\rangle$), инвертирование которой происходит за счет динамического эффекта Штарка (см., например, /2,3/).

Обратим внимание на то, что для дальнейшей ионизации (или диссоциации) атома или молекулы можно использовать те же лазерные импульсы, что и для селективного возбуждения. Если состояние $|2\rangle$ расположено достаточно близко к границе континуума, то сечение ионизации с этого уровня окажется значительно выше, чем для ионизации из основного состояния. В случае, если интенсивность излучения, необходимая для селективного возбуждения уровня $|2\rangle$ (см. (4)), окажется недостаточной для существенной ионизации, можно использовать более мощные импульсы. При этом селективное возбуждение уровня $|2\rangle$ произойдет еще при низком уровне мощности в самом начале импульса, в то время как основная часть его энергии обеспечит селективную ионизацию (или диссоциацию).

В заключение отметим, что рассматривая возбуждение системы, мы не принимали во внимание различные релаксационные процессы, поэтому рассматриваемый эффект относится к разряду когерентных явлений. Для его наблюдения необходимо, чтобы время возбуждения не превышало время фазовой релаксации T_2^*, т.е. однородная ширина линии должна быть достаточно малой.

Поступила в редакцию
I2 мая I980 г.

Литература

1. В. С. Летохов, С. Б. Мур, Квантовая электроника, 3, 248, 485 (1976);
2. D. Grischkowsky, M. M. T. Loy, Phys. Rev., A12, 1117 (1975).
3. М. А. Саркисян, М.Л.Тер-Микаэлян, Изв. АН СССР, сер. физ., 42, 2574 (1978).