

## НАБЛЮДЕНИЕ ДВУХФОТОННОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА В ТРЕХУРОВНЕВОМ РИДБЕРГОВСКОМ АТОМЕ Na

*И.М.Бетеров, И.И.Рябцев, Н.В.Фатеев*

Сообщается о первом наблюдении двухфотонного динамического эффекта Штарка в поле непрерывного монохроматического излучения на переходах ридберговских атомов Na и измерении абсолютных сечений двухфотонного поглощения.

Гигантские дипольные моменты на переходах между ридберговскими состояниями<sup>1</sup> должны приводить к сильным полевым эффектам при чрезвычайно низких плотностях мощности микроволнового поля. Это делает ридберговский атом удобным инструментом для изучения системы атом + сильное резонансное поле. Наблюдение динамического эффекта Штарка на однофотонных переходах<sup>2, 3</sup> позволяет осуществлять прямые измерения напряженности микроволновых полей, а при калиброванном поле — измерять дипольные моменты переходов. Большие вероятности двухфотонных переходов, обусловленные специфическими значениями квантовых дефектов *P*- и *S*-серий атомов щелочных металлов делают возможной постановку эксперимента по наблюдению двухфотонного динамического эффекта Штарка.

Для приготовления ридберговских атомов Na в состоянии  $36P$  использовалась трехступенчатая схема возбуждения  $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2, 3/2}$ , подробно описанная в наших работах<sup>4, 5</sup>. В отличие от<sup>4, 5</sup>, области взаимодействия атомного пучка с микроволновым излучением и селективного детектирования ридберговских состояний методом полевой ионизации были окружены охлаждаемым ( $T = 77$  К) медным экраном, обеспечивающим подавление остаточных электрических полей (5 мВ/см) и эффектов теплового излучения. Эффективность возбуждения состояния  $36P$  составляла  $10^{-4}$  и при плотности атомов  $5 \cdot 10^6$  ат/см<sup>3</sup> в среднем на каждый импульс возбуждения в области взаимодействия с микроволновым излучением находился один ридберговский атом. В экспериментах использовалось монохроматическое излучение от двух микроволновых генераторов на лампе обратной волны (ЛОВ), перестраиваемое в диапазоне 53 — 78 ГГц с шириной линии излучения  $\sim 1$  МГц. (В режиме импульсной модуляции ширина линии достигала  $\sim 3$  МГц). Один из СВЧ генераторов работал в режиме электрически управляемой плавной перестройки частоты, что позволяло осуществлять спектроскопию двухфотонного поглощения.

Была выбрана рабочая схема  $36P - 37P - 38P$  трехуровневого ридберговского атома с двумя двухфотонными переходами (рис. 1 а). "Сильное" поле на фиксированной частоте находилось в резонансе с двухфотонным переходом  $36P_{3/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ . При регистрации двухфотонного поглощения на этом переходе по плотности атомов в состоянии  $37P$  разрешалась тонкая структура двухфотонного поглощения, содержащая три компоненты. "Слабое" пробное поле перестраивалось в окрестности двухфотонного перехода  $37P - 38P$  и при регистрации атомов в состоянии  $38P$  давало в спектре две компоненты тонкой структуры (рис. 1 б). При увеличении интенсивности сильного поля наблюдалось полевое уширение и затем расщепление резонансов, которое связано с двухфотонным динамическим эффектом Штарка (рис. 1 в). Вероятно, это первое прямое наблюдение эффекта в поле непрерывного когерентного излучения. На рис. 2 приведена экспериментально измеренная зависимость величины расщепления компоненты тонкой структуры двухфотонного перехода от интенсивности поля. Абсолютная шкала напряженности электрической составляющей СВЧ поля была найдена из измерений однофотонного динамического эффекта Штарка на переходе  $38S - 37P$ , регистрируемого также по расщеплению линии двухфотонного  $36P - 37P$  поглощения.

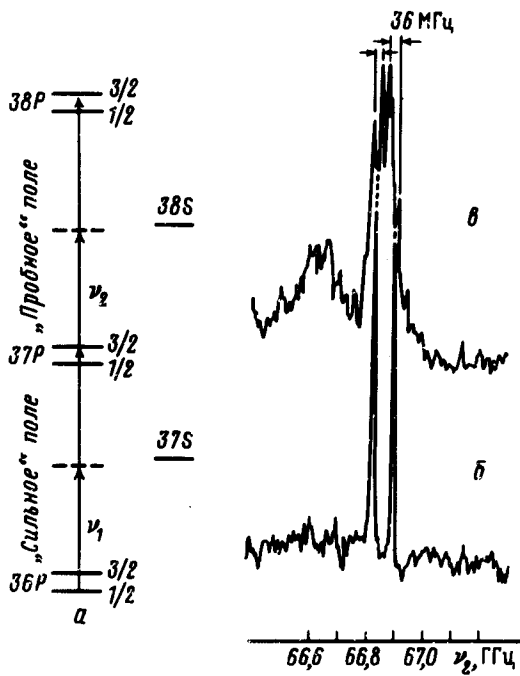


Рис.1

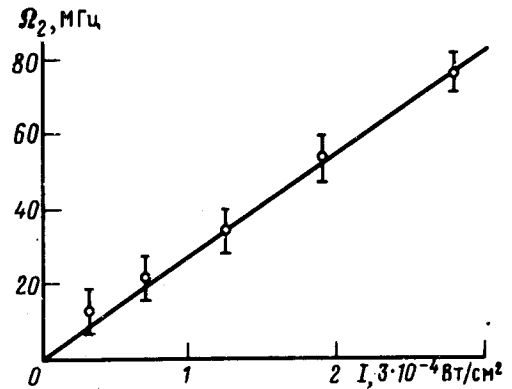


Рис.2

Рис. 1. Спектр двухфотонного поглощения на переходе  $37P - 38P$  11 а в присутствии поля, резонансного переходу  $36P_{1/2} - 37P_{3/2}$ : а - схема рабочих уровней; б - спектр двухфотонного поглощения при плотности мощности СВЧ излучения на частоте  $\nu_1, I \approx 5 \cdot 10^{-7}$  Вт/см<sup>2</sup>; в - то же, что и б при  $I \approx 2,8 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>

Рис. 2. Экспериментальная зависимость двухфотонной частоты Раби от плотности мощности СВЧ излучения

Двухфотонная частота Раби, определяющая расщепление уровня на два уровня квазиэнергии имеет вид <sup>6</sup>:

$$\Omega_2 = \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta_2)^2 + 4(V_{mn}^{(2)})^2} \quad (1)$$

В эту формулу входит частота расстройки от двухфотонного резонанса

$$\Delta_2 = \omega_{mn} - 2\omega + V_{mm}^{(2)} - V_{nn}^{(2)} \quad (2)$$

и недиагональный двухфотонный матричный элемент  $V_{nm}^{(2)}$ , характеризующий вероятность двухфотонного поглощения. В общем случае для расчета величины матричного элемента  $V_{nm}^{(2)}$  требуется суммирование по большому числу промежуточных состояний. В нашем случае отстройка виртуального уровня от реального  $37S_{1/2}$  мала ( $\delta \approx 2,48$  Гц). Поэтому можно предположить, что при описании двухфотонного поглощения на  $P - P$ -переходах справедливо трехуровневое приближение. Тогда двухфотонный матричный элемент имеет вид:

$$V_{nm}^{(2)} = \frac{V_{nk}^{(1)} V_{km}^{(1)}}{4(\omega_{nk} - \omega)} = \frac{V_{nk}^{(1)} V_{km}^{(1)}}{4\delta} \quad (3)$$

где  $V_{nk}^{(1)}, V_{km}^{(1)}$  - матричные элементы дипольного взаимодействия атома с полем на однофотонных переходах, а  $\omega_{nk} - \omega = \delta$  - частотная отстройка виртуального уровня от реального в данном случае  $37S_{1/2}$ . В точном резонансе  $\Delta_2 = 0$  двухфотонная частота Раби определяет расстояние между расщепленными компонентами  $\Omega_2 \approx V_{mn}^{(2)}$ . Видно, что в

отличие от эффекта Ауtlера—Таунса, двухфотонная частота Раби линейно зависит от интенсивности, что согласуется с нашим экспериментом (рис. 2) и является дополнительным подтверждением "двухфотонности" наблюдаемого расщепления. Такая зависимость открывает новые возможности в изучении статистических свойств микроволнового излучения, в частности, в недавно открытом двухфотонном микромазере<sup>7</sup>. Двухфотонную частоту Раби в трехуровневом приближении можно представить в виде:

$$\Omega_2 = \beta E^2, \quad \beta = \frac{d_{nk} d_{km}}{4\delta\hbar^2}. \quad (4)$$

Матричные элементы дипольного момента, рассчитанные по формулам работы<sup>8</sup>, оказались равными  $d_{36P-37} = 1591 ea_0$ ,  $d_{37S-37P} = 1716 ea_0$ . Для отстройки  $\delta = 2,48$  ГГц  $\beta_{\text{теор}} = 447$  МГц/(В/см)<sup>2</sup>. Экспериментально наблюдаемое значение  $\beta_{\text{эксп}} = (438 \pm 60)$  МГц/(В/см)<sup>2</sup>, свидетельствует о том, что трехуровневое приближение для двухфотонного 36P—37P-перехода реализуется с хорошей точностью.

Сечение двухфотонного поглощения на переходе 36P—37P может быть вычислено по формуле:

$$\sigma = \frac{\pi^2 \omega_{mn}}{c^2 \hbar^3} |d_{mn}^{(2)}|^2 \frac{I}{\Delta\omega_L}, \quad (5)$$

где  $d_{mn}^{(2)}$  — двухфотонный матричный элемент, определяемый из экспериментально измеренной двухфотонной частоты Раби,  $\Delta\omega_L$  — однородная ширина линии, в нашем случае определяемая пролетными эффектами. При измеренной плотности мощности микроволнового излучения  $2,9 \cdot 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup> из (5) впервые получаем надежно измеренное сечение двухфотонного поглощения, равное  $\sigma = 6 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Для сравнения укажем, что при этом же уровне плотности оптического излучения сечение двухфотонного поглощения сильного перехода 3s—4d Na равно  $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>, т. е. на 11 порядков меньше. Основные полевые свойства наблюдаемого спектра описываются формулами (1—3), хотя следует обратить внимание на возникновение полевого резонанса, сдвинутого на  $\sim 200$  МГц в низкочастотную сторону, и не имеющего на данный момент удовлетворительной интерпретации.

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Чеботаеву за постановку задачи, Н.Б.Делоне и В.П.Крайнову за интерес к работе и полезные обсуждения.

#### Литература

1. Ридберговские состояния атомов и молекул. Под ред. Р.Стеббингса, Ф.Даннинга, М.: Мир, 1985, с.496.
2. Autler S.A., Townes C.H. Phys. Rev., 1955, 15, 703.
3. Летохов В.С., Чеботьев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М.: Наука, 1975, с. 280.
4. Бетеров И.М., Василенко Г.Л., Смирнов Б.М., Фатеев Н.В. ЖЭТФ, 1987, 93, 31.
5. Beterov I.M., Vasilenko G.L., Riabtsev I.I. et al. Zeit. f. Phys. D: At. Mol. Clust., 1987, 6, 55.
6. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 224.
7. Вилле М., Raimond J.M., Goy P. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1899.
8. Гореславский С.П., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. ЖЭТФ, 1982, 82, 1789.

Институт теплофизики  
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 июля 1988 г.