

## ИЗМЕРЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО СВЕТА, ИСПОЛЗУЯ ПРОЦЕСС РЕЗОНАНСНОЙ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

*Й. Бакош, А. Киш, Л. Сабо, М. Тендлер*

Предлагается новый метод измерения штарковского сдвига высоких атомных уровней в сильном световом поле, основанный на наблюдении процесса резонансной многофотонной ионизации атома. Исследован процесс многофотонной ионизации  $2^3S$  метастабильного состояния атома гелия, получены величины штарковского сдвига для ряда уровней.

За последние годы значительно расширились возможности исследования возмущения атомных уровней в световом поле. В области эксперимента это обусловлено развитием мощных лазеров, позволяющих наблюдать возмущение в сильном поле [1]; в области теории — точным знанием волновых функций электрона в сложном атоме и развитием различных новых методов расчета, позволяющих вычислять динамическую поляризуемость атомов [2]. При этом принципиальным является то обстоятельство, что достаточно высокие уровни в световом поле могут быть возбуждены лишь за счет многофотонных переходов, вероятность которых достаточно высока лишь при достаточно большой напряженности поля. Типичным для таких возбужденных уровней является большая величина вероятности вынужденного перехода в состояние с большей энергией по сравнению с вероятностью спонтанной релаксации.

В таких условиях невозможно наблюдать возмущение уровней классическими методами — ни с помощью эмиссионной спектроскопии, ни с помощью поглощения вспомогательного света. Нами осуществлен новый метод измерения возмущения таких состояний, основанный на наблюдении процесса резонансной многофотонной ионизации атома.

В рамках теории возмущений зависимость вероятности многофотонной ионизации атома связана с интенсивностью излучения  $F$  соотношением [3]:

$$W(F) = A(F) F^{k_0} = \text{const} \left| \sum_{\ell_1 \dots \ell_n} \frac{\langle f | r | \ell \rangle \dots \langle n | r | 0 \rangle}{[E_i(F) - E_0(F) - k\hbar\omega - i\gamma_i(F)] \dots} \right|^2 F^{k_0} \quad (1)$$

где  $k_0 = \langle (I/\hbar\omega) + 1 \rangle$ ;  $I$  — потенциал ионизации атома;  $k < k_0$ ;  $r$  — координата электрона;  $E_i(F)$  и  $\gamma_i(F)$  — энергия и ширина  $i$  уровня в поле излучения.

В том случае, когда энергия некоторого числа  $k < k_0$  квантов совпадает с энергией какого-либо атомного уровня  $E_i(F)$  зависимость вероятности многофотонной ионизации атома от интенсивности света носит типично резонансный характер и содержит информацию о сдвиге и уширении резонансного состояния в световом поле [4]. В дальнейшем для простоты будем предполагать, что только один уровень находится в резонансе [5]. В таком случае соответствующий энергетический знаменатель в выражении (1) значительно меньше всех остальных, при суммировании можно пренебречь всеми членами, кроме резонансного, (1) переходит в соотношение

$$W(F) = \text{const} \frac{F^{k_0}}{[E_i(F) - E_0(F) - k\hbar\omega]^2 + \gamma_i^2(F)} \quad (2)$$

Предположим, что изменение энергии уровней линейно зависит от интенсивности света:

$$E_i = E_{i_0} + \Delta E_i(F) = E_{i_0} + c_i F \quad (3)$$

тогда (2) имеет вид:

$$W(F) = \text{const} \frac{F^{k_0}}{(\Delta\omega_i - c_i F)^2 + \gamma_i^2(F)} \quad (4)$$

где  $\Delta\omega_i = E_{i_0} - E_{0_0} - k\hbar\omega$  — статическая расстройка резонанса (в отсутствии поля),  $c_{i_0} = c_i - c_0$  — постоянная Штарка, характеризующая изменение энергии перехода между состояниями 0 и  $i$ .

В предположении гауссовского распределения напряженности светового поля и лоренцевского контура лазерной линии, эффективная ширина резонанса будет  $\gamma_{i\text{eff}}(F) = k\gamma_L + \gamma_i(F)$  [6], где  $\gamma_L$  — ширина лазерной линии. Ширину начального уровня  $\gamma_0$  можно считать равной нулю.

Когда берется свет с частотой  $\omega_1$  резонансный знаменатель в выражении [5] становится равным нулю при определенной интенсивности света  $F_{ik}(\omega_1)$ , возникает динамический резонанс т. е. <sup>1</sup>

$$E_{i0} - E_{00} - k\hbar\omega_1 - c_i(\omega_1)F_{iR}(\omega_1) = 0. \quad (5)$$

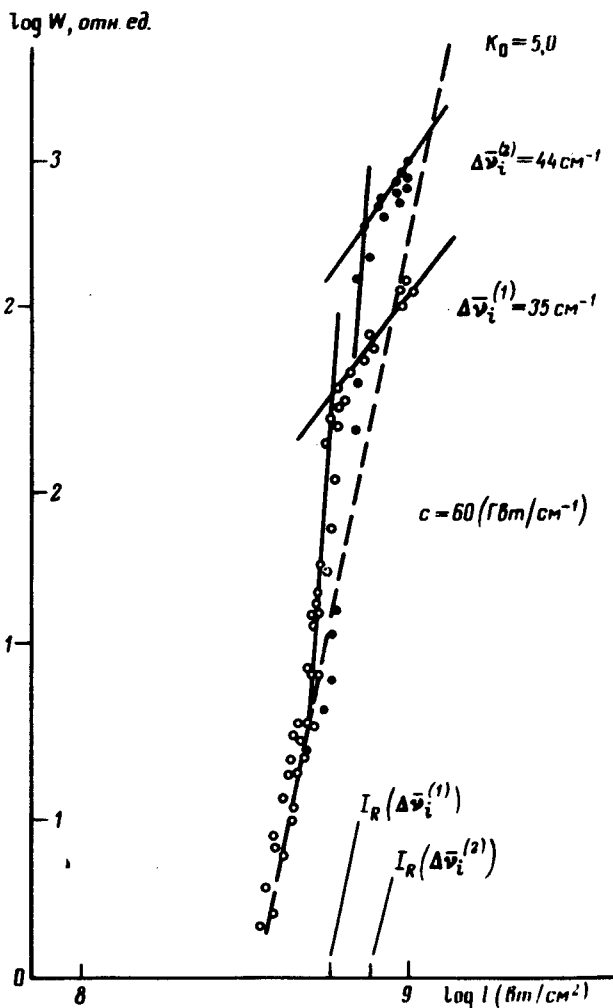


Рис. 1. Зависимость вероятности пятифотонной ионизации триплетных метастабильных атомов гелия от интенсивности света ( $F$ ) в случае резонанса с  $13^3S$  состоянием

При переходе к частоте излучения  $\omega_2$  динамический резонанс возникает при другом значении интенсивности света  $F_{iR}(\omega_2)$ . График зависимости резонансной интенсивности света от частоты излучения, следовательно, будет показывать и зависимость энергии резонансного состояния от интенсивности:

$$E(F_{iR}(\omega)) = k\hbar\omega + c_i(\omega)F_{iR} \quad (6)$$

если считать, что  $E_0(F) = 0$ .

В малом интервале изменения интенсивностей света вблизи интенсивности динамического резонанса наклон касательной к кривой зависимости  $\log W(F, \omega = \text{const})$  изменяется очень быстро. Но вдали от ре-

зонанса наклон изменяется медленно, и, следовательно, можно применять очень простой приближенный графический метод, который заключается в том, что резонансные интенсивности света  $F_R(\omega)$  определяются как точки пересечения касательных к кривой  $\log W(F, \omega)$  как раз перед и сразу после резонансной точки.

Для иллюстрации метода на рис. 1 приведены две экспериментальные кривые, полученные на описанной ранее установке [7]. Они показывают зависимость вероятности пятифотонной ионизации триплетных метастабильных атомов гелия  $2^3S$  от интенсивности света в случае четырехфотонного резонанса с уровнем  $13^3S$ ; параметром кривых является статическая расстройка четырехфотонного резонанса.

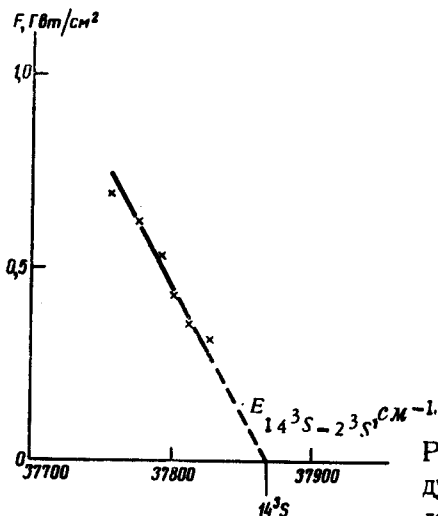


Рис. 2. Зависимость энергии перехода между состояниями  $2^3S$  и  $14^3S$  в световом поле лазера на неодиме

Из этих двух кривых можно вычислить константу Штарковского сдвига зная лишь статические расстройки и определяя резонансные интенсивности света по пересечению касательных. Предполагая, что в исследованном малом диапазоне изменения частоты Штарковская постоянная неизменна, получаем для результирующей постоянной величину  $s_{j_0} = 60 \text{ см}^{-1}/\text{вт} \cdot \text{сек}^{-2}$ . На рис. 1 сплошная кривая проведена исходя из указанной величины константы для лоренцевской формы резонансной атомной линии и прямоугольного распределения лазерного излучения.

Наблюдая резонансное изменение процесса многофотонной ионизации в достаточно широком диапазоне изменения статической расстройки резонанса (частоты излучения) и интенсивности излучения можно измерить зависимость результирующего Штарковского сдвига от интенсивности излучения. Результат для перехода из состояния  $2^3S$  в состояние  $14^3S$  приведен на рис. 2.

Авторы благодарны Н.Б.Делоне за ценные обсуждения и замечания.

## Литература

- [ 1 ] А.М.Бонч-Бруевич, В.А. Ходовой. УФН. 85, 3, 1965; R. Paupolar, P. Platz. Inv. Pap. Conf. on Interactions of Strong Electr. Field with Electrons. Budapest 1973. p. 211.
  - [ 2 ] Л.М.Рапопорт. Inv. Pap. Conf. on Interaction of Strong Electr. Field with Electrons. Budapest, 1973. p. 99.
  - [ 3 ] Y. Gontier, M. Trahin. Препринт Saclay, №129, 1972.
  - [ 4 ] Г.А.Делоне, Н.Б.Делоне. Письма в ЖЭТФ, 10, 413, 1969; Г.А.Делоне, Н.Б.Делоне, Г.К.Пискова. ЖЭТФ, 62, 1972, 1973.
  - [ 5 ] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
  - [ 6 ] G. S. Agarwal. Phys. Rev., 1A, 1445, 1964.
  - [ 7 ] J. Bakos, A. Kiss, L. Szabo, M. Tandler. Phys. Lett., 39A, 283, 317, 1972; 41A, 163, 1972; Preprint KFKI -72-69.
-