

где $p = 4\chi^2/(1 + \chi + \chi')^2$, A дается формулой (16) в [1] ($A = 1 + p/4 + 11/96p^2 + \dots$). После интегрирования

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1+\chi+\chi'}} + \frac{\gamma\chi'}{2\Gamma(1+\chi+\chi')^{3/2}} \left[1 + \frac{(\chi'-\chi)(2\sqrt{1+\chi+\chi'}+1)}{(\sqrt{1+\chi+\chi'}+1)^2} \right] - \frac{\gamma\chi'}{2\Gamma(1+\chi'+\chi)^2} A. \quad (7)$$

Если $\chi' = \chi$, то (7) совпадает с результатом [1] для случая стоячей волны. При $\chi = 0$ α есть коэффициент поглощения слабой встречной волны [3].

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1+\chi'}} + \frac{\gamma}{2\Gamma} \frac{\chi'^2}{(1+\chi')(1+\chi'+1)^2}.$$

Формула (7) позволяет уточнить условие, при котором волну в [3] можно считать слабой. Как видно из (7), для этого необходимо, чтобы $\chi/(1+\chi') \ll 1$. При $\chi' \gg 1$ мы имеем $\chi/\chi' \ll 1$ вместо обычного $\chi \ll 1$, что существенно расширяет область применимости [3].

Автор благодарит В. П. Чеботаева за обсуждение работы.

Литература

- [1] Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 62, 541, 1972.
- [2] W. E. Lamb Jr. Phys. Rev., 134, 1428, 1964.
- [3] Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 60, 552, 1971.
- [4] П. С. Ланда. Вестн. МГУ, 6, 689, 1970; S. Stenholm, W. E. Lamb. Phys. Rev., 181, 618, 1969; B. J. Feldmann, M. S. Feld. Phys. Rev., A1, 1375, 1970.

Поступило в Редакцию 21 июля 1972 г.

УДК 539.184

КОНСТАНТА ШТАРКА β_J |СОСТОЯНИЯ $|6^2P_{3/2}, \text{Rb}^{85}$

В. Н. Григорьева, Г. И. Хвостенко и М. П. Чайка

Действие электрического поля на излучение ансамбля атомов, находящихся в суперпозиционном состоянии, подобно действию магнитного поля и приводит к деполяризации излучения. Экспериментально при этом наблюдаются сигналы пересечений — изменение интенсивности флуоресценции определенной поляризации.

Вследствие того что расщепление уровней в электрическом поле зависит от константы Штарка β_J , определяющей расстояние между подуровнями с разными проекциями момента m_J , анализ вида сигналов пересечений позволяет определить величину β_J .

Однако пересечение уровней в этом случае наступает при больших напряженностях полей, создание которых сопряжено с определенными экспериментальными трудностями. Кроме того, интерпретация экспериментальных результатов затруднительна: под действием электрического поля происходит не только расщепление уровней, но и смещение центра тяжести терма, а следовательно, и сдвиг линии поглощения относительно линии облучения, вследствие чего наблюдаемая на эксперименте зависимость интенсивности от электрического поля обусловлена не только интерференционными эффектами, но и изменением поглощения возбуждающего света.

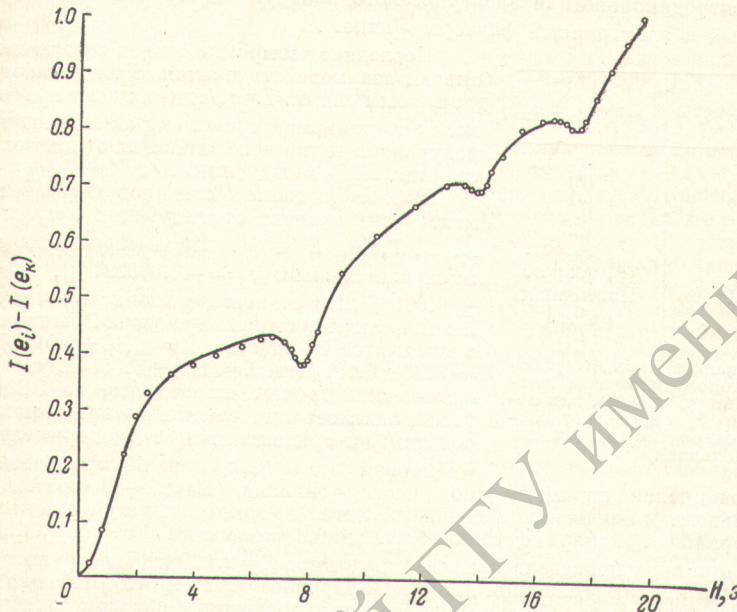
В настоящей работе определение константы Штарка β_J уровня $6^2P_{3/2}, \text{Rb}^{85}$ проводилось при одновременном действии на атомную систему параллельных электрического и магнитного полей. Сигналы пересечений наблюдались на линии 4202 Å (переход $6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$). Уже сравнительно малые напряженности электрического поля (2—3 кВ/см) приводят к существенному изменению вида интерференционных сигналов — деформируется кривая Ханле, сдвигаются сигналы пересечений уровней.

Наиболее выгодна регистрация сигналов пересечений вдоль направления внешних полей, поскольку интерференционные члены в интенсивности света двух ортогональных поляризаций имеют в этом случае разные знаки и наблюдение разности этих интенсивностей позволяет удвоить интерференционный сигнал и избавиться от подложки. Однако из-за непрозрачности электродов, служивших для создания электрического поля, наблюдалось велось в направлении, ортогональном направлению внешних полей. Интерференционные сигналы наблюдались поэтому на фоне возрастающей с магнитным полем подложки.

Схема экспериментальной установки отличалась от описанной в одной из работ резонансной ячейкой, которая содержала внутренние электроды. Алюминиевые электроды,

которые представляли собой пластины размером $20 \times 29 \times 2$ мм, укреплялись внутри ячейки на остееклованных молибденовых вводах. Кювета обезгаживалась, наполнялась Rb^{85} и отпаривалась при давлении $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Со временем наблюдалось уменьшение количества рубидия в ячейке — обезгаженные металлические электроды поглощали пары рубидия.

На электроды кюветы подавалось постоянное напряжение от ВС-9. Точность измерения напряжения ($\sim 0.5\%$) определялась в основном нестабильностью источника. Однородность электрического поля между электродами существенно зависит от их параллельности. Пластины тщательно выставлялись, расстояние между ними фиксировалось стеклянными перетяжками, измерялось на компараторе и было равно: в центре (9.77 ± 0.01) мм, а на краях от 9.72 до 9.81 мм. Неоднородность электрического поля между пластинами возникает не только из-за непараллельности электродов, но также из-за краевых эффектов. Для их оценки была изготовлена увеличенная в 10 раз модель электродов резонансной ячейки. Эти электроды помещались в электролитическую ванну и с помощью зонда определялось распределение потенциала между пластинами.¹



Пример совпадения экспериментальных измерений (кружки), снятых при $E = 2.125$ кв/см, с теоретической кривой, вычисленной при $\gamma = 1.15$ и $\beta_J = 0.26$ МГц (кв/см) $^{-2}$.

Измерения показали, что отклонение напряженности поля на расстоянии $(1/8) l$ от краев (l — длина либо ширина пластин) от напряженности в центре меньше 0.5% . В эксперименте с помощью диафрагмы, стоявшей перед ФЭУ, в плоскость которой фокусировалось межэлектродное пространство, выделялась центральная область порядка $(1/2) l$ с практически однородным электрическим полем.

Сигналы пересечений записывались при определенных значениях напряженности электрического поля в зависимости от величины магнитного. Константа Штарка β_J находилась сравнением экспериментальных и теоретических кривых. Теоретический расчет наблюдавшихся сигналов учитывал соотношение интенсивностей двух сверхтонких компонент Rb^{85} , присутствовавших в облучающем свете, и проводился по следующей формуле [1]:

$$I(e_n) = c \sum_{m, m'} \sigma_{mm'} a_{mm'}, \quad (1)$$

где m, m' — индексы подуровней возбужденного состояния, c — коэффициент пропорциональности, $a_{mm'}$ — матрица наблюдения $a_{mm'} = \sum_{\mu} \langle m | d e_n | \mu \rangle \langle \mu | \hat{d} e_n | m' \rangle$, $\sigma_{mm'}$ — матрица плотности возбужденного состояния

$$\begin{aligned} \sigma_{mm'} = & c' \gamma \sum_{\mu (f=3)} \frac{\langle m | e_0 \hat{d} | \mu \rangle \langle \mu | e_0 \hat{d} | m' \rangle}{\Gamma + i\omega_{mm'}} + \\ & + c' \sum_{\mu (f=2)} \frac{\langle m | e_0 \hat{d} | \mu \rangle \langle \mu | e_0 \hat{d} | m' \rangle}{\Gamma + i\omega_{mm'}}, \end{aligned} \quad (2)$$

¹ Эти измерения выполнены студентом Б. Шмидтом.

где в свою очередь μ — индекс подуровней нижнего состояния, e_n, e_0 — поляризация наблюдаемого и облучающего света, Γ — постоянная распада, $\omega_{mm'}$ — частотное расстояние между подуровнями m и m' , γ — отношение интенсивностей длинноволновой сверхтонкой компоненты к коротковолновой.

Как видно из формул (1) и (2), вычисление теоретических сигналов предполагает знание матрицы плотности и энергий уровней атома в полях. Эта задача решалась методом теории возмущений с гамильтонианом возмущения

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_{\text{воз.}} = & A (\hat{I}\hat{J}) + B \frac{2\hat{I}\hat{J}(\hat{I}\hat{J}-1) - \hat{J}^2\hat{J}^2}{2I(2I-1)J(2J-1)} + \\ & + \mu_0 g'_I H \hat{I}_z + \mu_0 g_J H \hat{J}_z + a_J E^2 + \beta_J E^2 \left(\hat{J}_z^2 - \frac{J(J+1)}{3} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Осью квантования oz выбрана вдоль направления внешних полей, A и B — константы магнитодипольного и электрического квадрупольного взаимодействий, g'_I и g_J — ядерный и электронный факторы Ланда.

β_J , МГц ($\text{кВ}/\text{см}$) $^{-2}$	Литература
0.36	[4]
$0.26 \pm 0.01^*$	[5]
0.28 ± 0.04	[6]
0.29	[7] теорет.
0.52	[8] теорет.
0.260 ± 0.017	Настоящая работа

* Из анализа табл. 3 работы [7], в которой приведены литературные данные, неясно, как авторы работы [7] определяют константу тензорной поляризуемости (константу Штарка).

кривой подбирался параметр γ по участку сигнала ($H=17-16$ эрст.), наиболее чувствительному к изменению последнего. Затем по минимальному отклонению теоретической кривой от экспериментальной находилась константа Штарка β_J . На рисунке в качестве примера приведена кривая, снятая при $E=2.125$ кВ/см (кружки), а также теоретическая кривая (сплошная линия), наилучшим образом описывающая приведенную экспериментальную. Из обработанных вышеуказанным образом экспериментальных кривых получено значение константы Штарка: $\beta_J=(0.260 \pm 0.007)$ МГц ($\text{кВ}/\text{см}$) $^{-2}$.

Указанная ошибка характеризует воспроизводимость экспериментальных результатов. Систематическая ошибка связана в основном с ошибкой в значении напряженности электрического поля. Последняя складывается из ошибок в определении прикладной плотности электрического поля (0.5%), расстояния между электродами (0.1%) и влияния неоднородности электрического поля (0.5%) и составляет в результате 1.1%. В таблице, приведенной для сравнения полученного результата с литературными данными, указана суммарная ошибка.

Авторы приносят благодарность Н. И. Калитеевскому за обсуждение работы.

Литература

- [1] C. Cohen-Tannoudji. Ann. de Phys., 7, 423, 1962.
- [2] C. White, W. Hughes, G. Hayne, H. Robinson. Phys. Rev., 174, 23, 1968.
- [3] H. Schüssler. Zs. Phys., 182, 289, 1965.
- [4] Y. Yao. Zs. phys., 77, 307, 1932.
- [5] A. Khadjavi, A. Lurio, W. Harrer. Phys. Rev., 167, 128, 1968.
- [6] Л. А. Воликова, В. Н. Григорьева, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 30, 170, 1971.
- [7] W. Thomas. Zs. Phys., 34, 586, 1925.
- [8] R. Schmidler, A. Lurio, W. Harrer. Phys. Rev. (A), 3, 1209, 1971.

Поступило в Редакцию 7 августа 1972 г.