Известия НАН Армении, Физика, т. 29, № 6, с. 218-224 (1994) УДК 539.186.3:546.33

## ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В АТОМАРНОМ НАТРИИ ДЛЯ СЛАБОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ

## А.М.БАДАЛЯН, В.О.ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении (Поступила в редакцию 12 декабря 1994 г.)

Изучено прохождение фона люминесценции лазера на красителе через пары атомарного натрия, находящиеся между скрещенными поляризаторами в продольном постоянном магнитном поле. Получены спектры прошедшего излучения при различных значениях плотности числа атомов натрия и приведены выражения, хорошо описывающие эти спектры.

Исследование спектра пропускания атомарных паров, помепенных между скрещенными поляризаторами в постоянное магнитное поле, дает очень чувствительную методику определения раздичных констант. Например, в [1,2] по такой методике измерены поперечные сечения столкновений атомов натрия с атомами буферного газа в ударной области спектра, в [3] получена зависимость этих сечений от частоты на крыльях контуров линий D<sub>1,2</sub> а в [4] измерен контур линий, с помощью которого рассчитаны параметры разностного потенциала квазимолекул NaHe и NaAr.

Аналогичные исследования стали проводиться в последние годы с целью получения узкополосных магнитооптических фильтров. В работе [5] получено узкое 85 %-ное пропускание в парах *Na* в сильном магнитном поле на частотах переходов 4P<sub>1/2</sub> - 4P<sub>1/2</sub>, 3/2. В [6] магнитооптический фильтр получен в парах цезия в голубой области спектра. В этих случаях фильтром служит кювета с парами щелочного металла, помещенная в магнитное поле. Более широкие возможности практического применения можно получить, если в качестве фильтра рассматривать атомы в магнитном поле и одновременно в поле перестраиваемого лазерного излучения.

214

В настоящей работе исследуется прохождение слабой волны с широким спектром через кювету с парами натрия в поле перестраиваемого лазерного излучения и в постоянном, однородном продольном магнитном поле. Рассмотрен спектр прошедшего излучения, когда кювета находится между скрещенными поляризаторами.

B экспериментальной установке излучение от лазера на красителе (родамин 6Ж), имеющее узкий мощный пик и широкий фон люминесценции, коллимируется в металлическую кювету, содержащую пары натрия, после чего регистрируется спектрографом ИСП-51 с камерой УФ-90. Пик излучения лазера имеет спектральную ширину 0.1 см<sup>-1</sup> и плотность мощности 0.7 MBT/см<sup>2</sup>. Он может перестраиваться в области от 5800 до 6100 А. перекрывающей обе D-линии атома натрия. Фон люминесценции имеет спектральную ширину порядка 150 см<sup>-1</sup> и спектральную плотность мощности примерно 100 Вт/А.см<sup>2</sup>. Длина взаимолействия коллимированного светового пучка с атомами составляет 10 см, а температура паров варьируется от 180 до 400° С. Катушки Гельмгольца обеспечивают магнитное поле 100 Гс, поляризаторами являются призмы Глана.

Интенсивность регистрируемого излучения на частоте ω определяется выражением [1-4,7]

$$I = I_{a} exp(\alpha(\omega)l) sin^{2}(f(\omega)l), \qquad (1)$$

где α(ω) и f(ω) – соответственно коэффициент поглощения и удельный угол поворота плоскости поляризации, *[* – длина взаимодействия. Выражение (1) написано при пренебрежении круговым дихроизмом, т.е. может быть применено для частот, достаточно далеких от точных резонансов с каким-либо из переходов.

Выражения для α(ω) и f(ω), а также формула (1) исследовались в [1-3,7] для случая двухуровневого атома. В этом случае условие основного максимума выражения (1) имеет вид

$$\frac{1}{x^2 + \Gamma_2^2 / 4\Delta^2} = \frac{a}{N\Omega} \operatorname{arctg} \frac{8\Omega}{3\Gamma_2},$$

(2)

где  $a=6\pi\Delta^2/\lambda^2 {}_2\Gamma_{N2}$  /,  $x=(\omega_2-\omega)/\Delta$ ,  $\lambda_2$  и  $\omega_2$  - соответственно длина волны и частота перехода двухуровневого атома,  $\Gamma_{N2}$  - радиационная ширина возбужденного уровня,  $\Gamma_2$  - ширина линии поглощения,  $\Delta$  - частотный интервал между компонентами D-дублета, N - плотность числа атомов,  $\Omega$  - ларморова частота. Индекс "2" относится к возбужденному состоянию атома.

При написании выражения (2) предполагалось, что магнитное поле достаточно слабое, чтобы можно было пренебречь зеемановским сдвигом уровней (Ω << Δ) (это хорошо выполняется в настоящем эксперименте, т.к. в поле 100 Гс Ω ≈1.4.10<sup>8</sup>с<sup>-1</sup>, а ∆ ≈17см<sup>-1</sup>), и что лазерное излучение достаточно далеко от резонанса с какимлибо из рассматриваемых переходов, чтобы можно было пренебречь эффектами интенсивности, в частности, заселением возбужденных состояний. В настоящей работе мы не рассматриваем эффекты интенсивности при прохождении слабого излучения, т.е. исследуем последнее при значениях расстройки лазерного излучения, существенно превышающих частоту Раби. Не рассматривается также резонансное прохождение самого лазерного излучения. Эффектам интенсивности и заселения возбужденных состояний будут посвящены отдельные публикации. Кроме того, выражение (2) написано для первоначально неполяризованного атома и линейно поляризованного падающего излучения.

Из формулы (2) следует, что при наличии магнитного поля и скрещенных поляризаторов спектр прошедшего излучения содержит четыре максимума - по два вблизи каждой из линий поглощения D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, причем каждая пара максимумов симметрична относительно центра соответствующей линии. Эти максимумы различимы на используемом спектрографе, начиная с плотностей порядка 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup>. Однако и при меньших плотностях расстояния максимумов от центров линий значительно превышают ширину линии поглощения Г<sub>2</sub>, т.е. последней можно пренебречь в знаменателе левой части выражения (2). Тогда для величины расщепления (расстояния между максимумами) имеем

$$\delta x = 2 \delta_{+} x = 2 \delta_{-} x = 2 \sqrt{\frac{\Omega}{a}} N \left( \operatorname{arctg} \frac{8\Omega}{3\Gamma_{2}} \right)^{-1} \quad . \tag{3}$$

Заметим, что формулы (2) и (3) написаны для перехода  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ . Для другого перехода надо заменить множитель 6 на 7/24 в величине а и 8/3 на 7/3 под знаком арктангенса.

При выполнении условия 8Ω >> 3Г<sub>2</sub> имеем (8Ω /3Г<sub>2</sub>)≈π/2 и величина расщепления прямо пропорциональна √N : δx∞√N . Если же выполняется обратное неравенство, то получаем δx∞√NГ<sub>2</sub>.

Ширина линии поглощения  $\Gamma_2$  в условиях атомарных паров значительно превышает радиационную ширину  $\Gamma_{N2}$ , равную для уровня  $4P_{1/2}$  6.7·10<sup>7</sup>c<sup>-1</sup>, она определяется либо тепловым движением атомов (допплеровская ширина), либо столкновениями. В настоящем эксперименте осуществляется оптически плотный слой, и эквивалентная ширина линии более чем в десять раз превышает допплеровскую, так что допплеровское уширение можно не учитывать (см. [3]). Тогда величина  $\Gamma_2$  обусловлена столкновениями между атомами Na и равна  $\Gamma_2 = \sigma N \nu$ , где  $\sigma$  - поперечное сечение столкновений, а  $\nu$  - относительная скорость атомов. Таким образом,  $\Gamma_2$  пропорциональна N и, следовательно,  $\Delta x \propto N$  при  $8\Omega << 3\Gamma_2$ , т.е. при увеличении плотности рост расщепления, предсказываемого формулой (3), должен меняться с корневого на линейный.

Ширина линии поглощения и плотность числа атомов вычислялись в настоящем эксперименте независимым образом по измерениям эквивалентной ширины и интенсивностей максимумов (см. [1-3]), при этом силы осцилляторов переходов и длина взаимодействия считались известными.

221

and all small maine

395 1 4 5 5 5 1 1 S.

Описанная спектральная картина хорошо наблюдается на эксперименте вместе с корневой зависимостью расщепления от плотности в интервале 10<sup>13</sup> - 5·10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup>. При плотности 8 · 10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup> (335<sup>0</sup>C) имеем δ<sub>+</sub>x = δ<sub>-</sub>x = 1.8 см<sup>-1</sup> для линии D<sub>1</sub> и 2.6 см<sup>-1</sup> - для D<sub>2</sub>. Линейный рост, согласно оценкам по приведенным формулам, должен наблюдаться, начиная с плотностей ≥ 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>.

Измерения, однако, показывают отклонение от линейного роста. Кроме того, начиная с указанных плотностей, наблюдается асимметрия расщепления:  $\delta_{+}x \neq \delta_{-}x$ . Так, при плотности  $2.4 \cdot 10^{15}$ см<sup>-3</sup> измерения по спектрограмме дают  $\delta_{-}x = -7$  см<sup>-1</sup>,  $\delta_{+}x = 4$  см<sup>-1</sup> для линии D<sub>1</sub> и, соответственно, - 6 и 9 см<sup>-1</sup> – для D<sub>2</sub>, т.е. внутренние компоненты дублетов расположены ближе к центрам линий, чем внешние. Таким образом, выражение (2) при плотностях  $\geq$  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> не описывает наблюдаемую на эксперименте спектральную картину.

Причина заключается в неприменимости двухуровневой модели при рассмотрении областей спектра в интервале между линиями  $D_1$  и  $D_2$  на расстояниях от центров этих линий, сравнимых с величиной  $\Delta$  (приведенные результаты дают  $(\delta_{+x})D_1 + |(\delta_{-x})|D_2 = 10$  см<sup>-1</sup> при  $\Delta = 17$  см<sup>-1</sup>). В этой области плотностей необходимо учитывать оба перехода  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  и  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$ . Расчет в этом случае при сохранении всех вышеперечисленных приближений дает вместо (2) следующую формулу:

$$\frac{1}{x^{2}} + \frac{P}{(x+1)^{2}} = \frac{a}{N\Omega} \operatorname{arctg} \left[ \frac{8\Omega}{3\Gamma_{2}} \frac{(x+1)^{3} + Px^{3}}{(x+1)^{3} + qx^{3}} \right],$$
(4)

где p =  $(7/4)(\lambda_3^2\Gamma_{N3}/\lambda_2^2\Gamma_{N2})$ , q = p $(8\Gamma_3/7\Gamma_2)$ . Индекс "2" в (4) относится к переходу  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ , а индекс "3"-к переходу на  $4P_{3/2}$ . Асимметрия в формуле (4) видна, а расчет дает хорошее совпадение с измерениями по спектру.

При дальнейшем росте плотности (более, чем 5·10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>) формула (4) дает еще одну точку максимума, расположенную примерно посередине между внутренними по спектру фарадеевскими максимумами и имеющую приблизительно равную им интенсивность. Наличие этой точки подтверждается на эксперименте. Для примера на рис.1 показана спектрограмма, снятая при плотности  $5.6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $400^{0}$ C). Измерения по приведенному спектру дают  $\delta_{-x} = 6$  см<sup>-1</sup>,  $\delta_{+x} = 5$  см<sup>-1</sup> для D<sub>1</sub> и  $\delta_{-x} = 5.5$  см<sup>-1</sup>,  $\delta_{+x} = 9$ см<sup>-1</sup> для линии D<sub>2</sub>. Приведенные цифры удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле (4).



Рис. 1. Интерферограмма спектра пропускания паров натрия при скрещенных поляризаторах:  $\Omega = 1.4 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  при N = 5.6 \cdot 10^{15} cm^{-3}.

Таким образом, приведенные результаты дают эволюцию спектральной картины пропускания паров натрия в магнитном поле при скрещенных поляризаторах при изменении плотности от 1.5·10<sup>3</sup> до 5.6·10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>. Вид картины и измерения, относящиеся к фарадеевским максимумам, описываются при малых плотностях формулами (2), (3), а при больших плотностях – формулой (4), учитывающей оба перехода основного дублета атома натрия.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.М. Бадалян, Б.А. Глушко, А.А. Дабагян, М.Е. Мовсесян. ЖПС, 45, 369 (1986).
- 2. А.М. Бадалян, Б.А. Глушко, М.Е. Мовсесян. Изв. АН Арм

ССР, Физика, 24, 265 (1989).

- 3. А.М. Бадалян, Б.А. Глушко, М.Е. Мовсесян. Опт. и спектр., 68, 1266 (1990).
- 4. А.М. Бадалян, М.Е. Мовсесян, В.О.Чалтыкян. Опт. и спектр., 76, 900 (1994).
- 5. H. Chen, C.Y. She, P. Searey, E. Korevaar. Opt. Lett., 18, 1019 (1993).
- 6. J. Menders, P. Searey, K. Roff, E. Korevaar. Opt. Lett., 17, 1388 (1992).
- 7. Yeh Pochi. Appl. Opt., 21, 2069 (1982).

## ՖԱԲԱԳԵՅԻ ԷՖՖԵԿՏԸ ՆԱՏԲԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ ԼԱՅՆ ՍՊԵԿՏԲՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄՈՆ ՀԱՄԱԲ Ա.Մ. ԲԱԳԱԼՅԱՆ, Վ.Օ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ներկանյութի լազերի լյումինեսցենցիայի ֆոնի անցումը նաարիումի աստմական գոլորշիների միջով, որը գանվում է խաչված բեեռացուցիչների միջև, երկայնական հաստատուն մագնիսական դաշտում։ Սաացված են անցած ճառագայթման սպեկտրները նատրիումի ատոմների խտության աարբեր արժեքների դեպքում և բերված են մաթեմասիկական արտահայաություններ, որոնք բավականաչափ լավ նկարագրում են այդ սպեկարները։

FARADAY EFFECT IN ATOMIC SODIUM FOR BROADBAND RADIATION A.M. BADALIAN, V.O. CHALTYKYAN

The transmission of luminescence background of a dye laser through the atomic sodium vapor placed between crossed polarizers in a constant longitudinal magnetic field is studied. The transmission spectra are obtained at various values of sodium atom number density and the expressions are given describing obtained spectra to a good accuracy.

in and the second second

the state

and a surger a surger

the state of the second second second

the state with some of the state of