

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СПЕКТРА АТОМА ВОДОРОДА ИЗЛУЧЕНИЕМ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА

Б. А. Зон

Рассчитаны спектр квазистационарных состояний и соответствующие волновые функции атома водорода в переменном электромагнитном поле с длиной волны 10.6 мкм.

Квадратичный эффект Штарка в переменном поле для атома водорода обладает рядом особенностей по сравнению с другими атомами. Дело в том, что для возбужденных состояний водорода приближение изолированного атомного уровня перестает выполняться, как только взаимодействие с полем становится сравнимым со спин-орбитальным расщеплением, в данном случае весьма малым. По этой причине реакция атома на внешнее поле не описывается динамической поляризуемостью тех состояний, которые существовали в свободном атоме. Поле перемешивает состояния с разными орбитальными моментами, и необходимо строить новые квазистационарные состояния атома, являющиеся суперпозицией состояний с разными моментами.

Уравнения для этих состояний, учитывающие перемешивание полем уровней с разными моментами, были получены Ритусом [1] и другим способом в работе [2]. В [2] приведены также результаты вычислений динамических поляризуемостей квазистационарных состояний атома водорода в полях рубинового и неодимового лазеров для линейной и циркулярной поляризации излучения и оболочек  $n=1 \div 6$ .

Экспериментальное исследование возмущения спектра атома водорода переменным полем проведено в работе [3] с использованием излучения CO<sub>2</sub>-лазера, работающего в непрерывном режиме. Наблюдалось изменение длины волны линии H<sub>β</sub> под действием лазерного поля. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими оценками [4] констатировало их качественное согласие. Однако при проведении вычислений в работе [4] не было учтено перемешивание полем состояний с разными моментами. По этой причине результаты [4] недостаточно точны.

В данной работе проведено вычисление перестройки спектра атома водорода в поле CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda=10.6$  мкм,  $\hbar\omega=0.008597$  Ry) по формулам работы [2]. В табл. 1 приведены поляризуемости  $\beta$  (в а. е.) квазистационарных состояний для линейной поляризации излучения. Состояния характеризуются главным квантовым числом, магнитным квантовым числом, а также четностью орбитального момента: «e» соответствует четным  $l$ , «o» — нечетным. Запись 1.019 (3) означает  $1.019 \cdot 10^3$ . Поскольку для рассматриваемых оболочек потенциал ионизации превышает энергию кванта излучения, мнимые части поляризуемости отсутствуют. Для справок укажем формулу, позволяющую вычислить сдвиг линии по известному значению амплитуды электрического поля волны  $F$

$$\Delta\mathcal{E} \text{ (см}^{-1}\text{)} = -2.072 \cdot 10^{-15} \beta \text{ (а. е.) } F^2 \text{ (В/см)}.$$

В табл. 2 приведены аналогичные данные для правой круговой поляризации излучения. Отметим, что при линейной поляризации ось кванто-



Таблица 1

## Линейная поляризация

<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	$\beta$	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	$\beta$	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	$\beta$
1	<i>e</i>	0	4.500 (0)	5	<i>e</i>	0	3.024 (4)	6	<i>e</i>	0	-2.943 (5)
2	<i>e</i>	0	1.204 (2)				6.436 (4)				-9.775 (4)
	<i>o</i>	0	2.168 (2)				1.105 (5)				-4.932 (5)
	<i>o</i>	1	1.565 (2)		<i>o</i>	0	4.908 (4)		<i>o</i>	0	-3.757 (5)
3	<i>e</i>	0	1.019 (3)				8.304 (4)				-2.084 (5)
			2.449 (3)		<i>e</i>	1	5.410 (4)				-6.746 (5)
	<i>o</i>	0	1.669 (3)				1.063 (5)		<i>e</i>	1	-2.201 (5)
	<i>e</i>	1	2.173 (3)		<i>o</i>	1	3.149 (4)				-4.686 (5)
	<i>o</i>	1	1.167 (3)				7.738 (4)		<i>o</i>	1	-3.345 (5)
	<i>e</i>	2	1.449 (3)		<i>e</i>	2	3.455 (4)				-1.004 (5)
4	<i>e</i>	0	5.434 (3)				9.397 (4)				-6.541 (5)
			1.158 (4)		<i>o</i>	2	6.248 (4)		<i>e</i>	2	-1.081 (6)
	<i>o</i>	0	8.590 (3)		<i>e</i>	3	7.358 (4)				-3.997 (5)
			1.582 (4)		<i>o</i>	3	3.916 (4)		<i>o</i>	2	-2.474 (5)
	<i>e</i>	1	1.010 (4)		<i>e</i>	4	4.530 (4)				-5.926 (5)
	<i>o</i>	1	5.835 (3)						<i>e</i>	3	-2.896 (5)
			1.490 (4)						<i>o</i>	3	-1.212 (5)
	<i>e</i>	2	6.657 (3)						<i>e</i>	4	-4.907 (5)
	<i>o</i>	2	1.221 (4)						<i>o</i>	4	-1.405 (5)
	<i>o</i>	3	7.809 (3)						<i>o</i>	4	-3.488 (5)
									<i>o</i>	5	-1.674 (5)

Таблица 2

## Правая круговая поляризация

<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	$\beta$	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	$\beta$	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>m</i>	$\beta$
1	<i>e</i>	0	4.500 (0)	5	<i>e</i>	-4	-2.118 (4)	6	<i>e</i>	-2	-7.626 (4)
2	<i>o</i>	-1	-1.914 (3)		<i>e</i>	-3	-4.559 (3)				-1.261 (5)
	<i>e</i>	0	1.204 (2)		<i>o</i>	-3	-1.202 (4)		<i>o</i>	-2	-8.305 (4)
	<i>o</i>	0	1.565 (2)		<i>e</i>	-2	-1.368 (2)				-1.845 (4)
	<i>o</i>	1	2.288 (2)				1.627 (4)		<i>e</i>	-1	-9.130 (4)
3	<i>e</i>	-2	-7.572 (3)		<i>o</i>	-2	5.045 (3)				-1.892 (5)
	<i>e</i>	-1	-3.077 (3)		<i>e</i>	-1	1.715 (4)		<i>o</i>	-1	-8.935 (4)
	<i>o</i>	-1	-3.434 (3)				4.103 (4)				-1.441 (5)
	<i>e</i>	0	1.682 (3)		<i>o</i>	-1	1.457 (4)				-2.676 (5)
			1.029 (2)				2.760 (4)		<i>e</i>	0	-1.016 (5)
	<i>o</i>	0	1.167 (3)		<i>e</i>	0	3.114 (4)				-1.798 (5)
	<i>e</i>	1	6.668 (3)				4.398 (4)				-2.738 (5)
	<i>o</i>	1	6.269 (3)				6.978 (4)		<i>o</i>	0	-1.018 (5)
	<i>e</i>	2	1.192 (4)		<i>o</i>	0	3.168 (4)				-2.070 (5)
4	<i>o</i>	-3	-1.592 (4)				5.386 (4)				-3.705 (5)
	<i>e</i>	-2	-9.699 (3)		<i>e</i>	1	7.168 (4)		<i>e</i>	1	-2.397 (5)
	<i>o</i>	-2	-8.012 (3)				1.025 (5)				-3.781 (5)
	<i>e</i>	-1	-1.521 (3)		<i>o</i>	1	6.736 (4)		<i>o</i>	1	-2.315 (5)
	<i>o</i>	-1	-2.512 (3)				8.481 (4)				-3.029 (5)
			8.136 (3)		<i>e</i>	2	1.089 (5)				-4.935 (5)
	<i>e</i>	0	5.551 (3)				1.392 (5)		<i>e</i>	2	-3.734 (5)
			8.019 (3)		<i>o</i>	2	1.199 (5)				-5.035 (5)
	<i>o</i>	0	5.849 (3)		<i>e</i>	3	1.800 (5)		<i>o</i>	2	-4.133 (5)
			1.049 (4)		<i>o</i>	3	1.603 (5)				-6.364 (5)
	<i>e</i>	1	1.828 (4)		<i>e</i>	4	2.249 (5)		<i>e</i>	3	-6.500 (5)
	<i>o</i>	1	1.702 (4)	6	<i>o</i>	-5	-5.476 (4)		<i>o</i>	3	-5.598 (5)
			2.103 (4)		<i>e</i>	-4	-5.745 (4)				-7.996 (5)
	<i>e</i>	2	2.991 (4)		<i>o</i>	-4	-7.730 (4)		<i>e</i>	4	-8.199 (5)
	<i>o</i>	2	3.243 (4)		<i>e</i>	-3	-7.820 (4)		<i>o</i>	4	-9.830 (5)
	<i>o</i>	3	4.474 (4)		<i>o</i>	-3	-6.478 (4)		<i>o</i>	5	-1.186 (6)
							-1.214 (5)				



вания выбирается по напряженности электрического поля волны, тогда как при циркулярной поляризации — вдоль волнового вектора. Данные для левой круговой поляризации можно получить из табл. 2, изменив знак магнитного квантового числа на противоположный. Сравнение полученных результатов с данными работы [4] показывает, что учет перемешивания полей состояний с разными моментами отражается в изменении сдвига линии по меньшей мере на 40% для состояний оболочки  $n=6$ .

Одним из следствий образования новых состояний в поле является снятие правил отбора по орбитальному моменту для электрических ди-

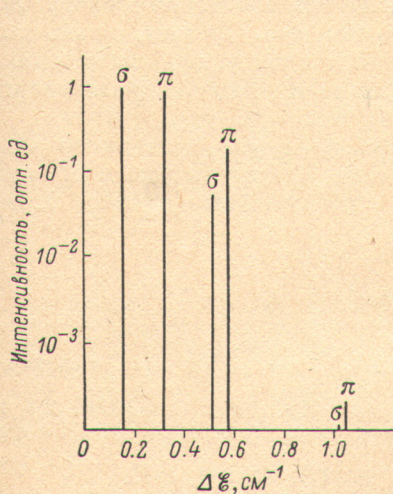


Рис. 1. Расщепление компонент линии  $H_{\beta}$ , приводящей к заселению уровня  $2S$ , в линейно поляризованном поле.

польных переходов. Например, в свободном атоме наблюдается только одна компонента  $\pi$ -линии  $H_{\beta}$ , приводящая к заселению уровня  $2S$ . Эта компонента связана с распадом уровня  $|6p0\rangle$ . После включения поля возникают еще две компоненты этой линии, соответствующие распадам состояний, переходящих после выключения поля в состояния  $|6f0\rangle$  и  $|6h0\rangle$ . На рис. 1 показаны положения (отсчитываемые от невозмущенной линии  $H_{\beta}$ ) и относительные интенсивности  $\pi$ - и  $\sigma$ -линий атома водорода в поле линейно поляризованного излучения  $CO_2$ -лазера с плотностью потока энергии  $1 \text{ МВт/см}^2$ , соответствующие переходам из состояний оболочки  $n=6$  в состояние  $2S$ .

Приведенные выше данные были получены в пренебрежении тонким расщеплением. Для уровней  $2P_{1/2}$  и  $2P_{3/2}$ , расстояние между которыми  $\sim 0.36 \text{ см}^{-1}$ , это приближение может оказаться не вполне хорошим. В этом случае уровни энергии с учетом спин-орбитального взаимодействия могут быть найдены по формуле (ср. [5]; в формуле (11) этой работы имеется опечатка: следует  $M^2 \rightarrow M$ )

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1,2}^{(M)} = & \frac{1}{2} (E_{1/2} + E_{3/2}) - \frac{F^2}{8} (\beta_{M+1/2} + \beta_{M-1/2}) \pm \\ & \pm \frac{1}{2} \left[ \Delta^2 + \frac{1}{3} \Delta M F^2 (\beta_{M+1/2} - \beta_{M-1/2}) + \frac{F^4}{16} (\beta_{M+1/2} - \beta_{M-1/2})^2 \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

Здесь  $M = \pm 1/2$  — проекция полного момента атома,  $E_{1/2}$ ,  $E_{3/2}$  — энергии уровней  $P_{1/2}$  и  $P_{3/2}$  в отсутствие поля,  $\Delta = E_{1/2} - E_{3/2}$ ,  $\beta_{M \pm 1/2}$  — поляризуемости магнитных подуровней уровня  $2P$ , найденные без учета

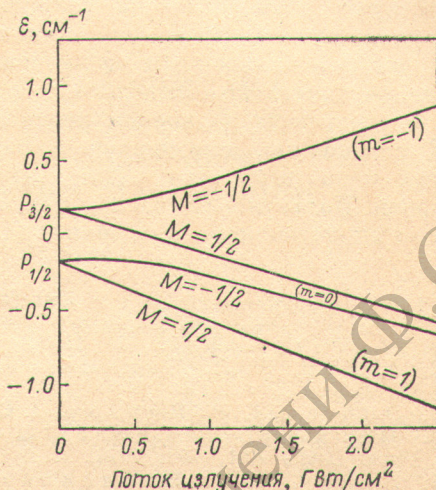


Рис. 2. Перестройка уровней  $2P_{1/2, 3/2}$ ,  $M = \pm 1/2$  в поле правой круговой поляризации, соответствующая переходу от сохраняющихся полного момента и его проекции в слабом поле, к сохраняющимся проекциям орбитального и спинного моментов в сильном поле.

Значения асимптотически сохраняющихся проекций орбитального момента указаны в скобках. Положение уровней отсчитывается от величины  $(E_{1/2} + E_{3/2})/2$ .



тонкого расщепления и приводимые в табл. 1, 2 для соответствующих поляризацій. Поляризуемости уровней  $2P_{3/2}$ ,  $M = \pm 3/2$  совпадают с поляризуемостями уровней  $2P$ ,  $m = \pm 1$ , найденными без учета спин-орбитальной связи.

На рис. 2 показано поведение уровней  $M = \pm 1/2$  в зависимости от плотности потока лазерного излучения для случая правой круговой поляризации. Линейный режим в сдвиге уровней (квадратичный эффект Штарка) достигается, как легко видеть, в полях  $\geq 1$  ГВт/см<sup>2</sup>. Два подуровня в пределе сильного поля становятся вырожденными, поскольку соответствуют асимптотически сохраняющемуся квантовому числу  $m = 0$ , и отличаются лишь проекцией спинового момента. Следует, однако, отметить, что при дальнейшем увеличении силы поля возможны отклонения от квадратичного штарковского сдвига из-за проявления квазиэнергетической структуры уровней в переменном поле [6].

К сожалению, имеющихся в настоящее время экспериментальных данных явно недостаточно для проведения систематических сравнений с теорией. Пользуясь случаем, выражаю глубокую благодарность Н. Б. Делоне за плодотворное обсуждение.

#### Литература

- [1] В. И. Ритус. ЖЭТФ, 51, 1544, 1966.
- [2] Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт. Опт. и спектр., 38, 13, 1975.
- [3] B. Dubreuil, P. Ranson, J. Chapelle. Phys. Lett., 42A, 323, 1972.
- [4] B. Dubreuil, J. Chapelle. Phys. Lett., 46A, 1974; A. Magnet. Phys. Lett., 48A, 199, 1974.
- [5] Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон. ЖЭТФ, 65, 947, 1973.
- [6] Б. А. Зон, Е. И. Шолохов. ЖЭТФ, 70, 887, 1976.

Поступило в Редакцию 8 сентября 1975 г.