

Таблица 2

Сопоставление концентрационных измерений интегральной интенсивности и ширины поляризованных линий

Объект	ν кол., см ⁻¹	C, моль/моль	δ , см ²	$I_{\text{сочвч.}}^*$ отн. ед.	$I_{\text{сочвсн.}}^*$ отн. ед.
Нитрометан	917	Чистый	2.1	100	100
		1 : 0.4	2.07	102	118
		1 : 0.8	1.95	108	112
		1 : 1	1.9	111	118
		0.5 : 1	1.5	140	128
		0.25 : 1	1.2	175	148

поляризованных линий комбинационного рассеяния и проверить применимость в этом случае развитой выше теории. С этой целью было изучено концентрационное поведение интегральной интенсивности и ширины полосы с частотой 917 см⁻¹ (степень деполаризации $\rho=0.016$) нитрометана, растворенного в ССl₄.

Измеренные в эксперименте J_{∞} исправлялись на различие показателей преломления растворов разных концентраций и приводились к одному молю рассеивающего вещества. Наблюдаемые контуры линий комбинационного рассеяния редуцировались к идеальному прибору. В отдельных случаях редукция выполнялась с использованием метода преобразований Фурье на ЭВМ [5].

Сопоставление концентрационных измерений интегральной интенсивности и ширины исследованных поляризованных линий (табл. 2) показывает, что при уменьшении ширины линии интегральная интенсивность увеличивается. Этот факт согласуется с результатами температурных измерений, где с увеличением ширины поляризованных линий их интенсивность уменьшалась.

Интересно отметить, что в [6] уже наблюдалось увеличение рассеивающей способности молекул при переходе от чистой жидкости к раствору.

Наблюдаемая корреляция концентрационных изменений интегральной интенсивности и ширины поляризованных линий удовлетворительно согласуется с развитой выше теорией. Это обстоятельство может служить дополнительным аргументом в пользу выдвинутого ранее предположения об определяющей роли времени жизни возбужденного колебательного уровня для ширины поляризованной линии комбинационного рассеяния.

Литература

- [1] Н. К. Сидоров, В. А. Еськин. Опт. и спектр., 38, 178, 1975.
- [2] G. S. Landsberg, S. I. Mandelstam. Zeit. für Phys., 60, 364, 1930; I. E. Jamm. Zeit. für Phys., 60, 345, 1930.
- [3] Г. П. Буян, И. И. Кондиленко, В. Е. Погорелов. Опт. и спектр., 27, 248, 1969.
- [4] М. М. Суцинский. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. «Наука», М., 1969.
- [5] Г. П. Буян, И. И. Кондиленко, В. Н. Новиченко, В. Е. Погорелов. Тез. докл. Республ. конф. по молек. спектр., ч. III, 34, Черновцы, 1972.
- [6] Н. К. Сидоров, Л. С. Стальмахова. В сб.: Спектроскопия и ее применение в геофизике и химии, 328. «Наука», Новосибирск, 1975.

Поступило в Редакцию 19 ноября 1976 г.

УДК 537.52 : 546.293

ВЫСТРАИВАНИЕ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ АРГОНА В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

С. А. Казанцев и А. Г. Рысь

Важной особенностью метода выстраивания атомов в плазме газового разряда [1] является возможность использования его для изучения свойств высоковозбужденных состояний атомов при сравнительно простой схеме эксперимента.

Выстраивание атомов аргона в плазме положительного столба газового разряда было описано в [2, 3]. В этих работах наблюдался эффект Ханле на $3p^4p$ -уровнях в ши-

Времена жизни и сечения соударений $3p^5 5p$ -уровней аргона

Уровни по Паунду	τ , нс										σ^2 , Å^2	
	эксперимент					теория					эксперимент	
	[7]	[8]	[12]	[9]	[10]	[11]	[13]	[13]	[13]	[14]	настоящая работа	
$3p_{10}$					216 (20)	140 (12)	150 (20)	112, 132, 154	455	114	60 (30)	
$3p_9$			471 (5)	63 (6)	331 (20)		101, 118, 137	424	115	240 (30)		
$3p_8$	148 (12)	166 (5)	130 (20)	59 (6)	297 (15)	150 (12)	110, 129, 150	134	126	200 (10)		
$3p_7$	190 (15)	149 (3)		421 (12)	495 (10)	145 (11)	110, 128, 149	426	119	340 (30)		
$3p_6$	200 (16)	124 (3)		130 (13)	240 (15)	129 (11)	96, 111, 129	110	102	240 (100)		

рокой области давлений. Было обнаружено, что при малых давлениях форма регистрируемых сигналов в значительной степени определялась каскадным переносом выстраивания на исследуемые $4p$ -состояния. Это давало основание предполагать, что при этих условиях имеет место выстраивание и более высоких по энергиям уровней атома аргона.

Настоящая работа посвящена исследованию $3p^5 5p$ -конфигурации аргона с помощью выстраивания в разряде. Схема экспериментальной установки была близка к описанной в [4]. Наблюдалась зависимость разности интенсивностей выделенной спектральной линии в двух ортогональных линейных поляризациях от величины напряженности слабого магнитного поля, прикладываемого к исследуемому участку положительного столба газового разряда. Магнитное поле было перпендикулярно оси разрядной трубки и параллельно направлению наблюдения. Для выделения слабых сигналов выстраивания $5p$ -уровней из шумов применялась техника накопления с использованием многоканального анализатора АИ-128, подробно описанная в [16]. Обработка лорентцовских сигналов выстраивания производилась по методу наименьших квадратов с применением ЭВМ [6].

В эксперименте наблюдались интерференционные сигналы на линиях 4182, 4266, 4596, 4272, 4164, 4628, 4300, 4200, 4522 Å , соответствующих $4s-5p$ -переходам в аргоне при давлении газа в трубке (внутренний диаметр 6 мм) $10^{-2}-10^{-1}$ тор и токах разряда 30–100 мА. Сигналы выстраивания на некоторых линиях были достаточно узки: их ширины составляли величины порядка десятых Эрстеда. Ввиду этого в исследуемой области положительного столба производилась компенсация составляющей лабораторного магнитного поля, расположенной в плоскости, перпендикулярной направлению наблюдения при помощи дополнительной пары катушек Гельмгольца. Эта составляющая экспериментально измерялась при исследовании сигналов аксиального и радиального выстраивания на долгоживущих состояниях ксенона с точностью до 0.03 Э.

Форма сигналов выстраивания $5p$ -уровней аргона на большинстве исследованных спектральных линиях сохранялась лорентцовской по всем диапазонам изменения давлений газа и токов разряда. Важной характеристикой лорентцовского контура является его ширина $2H_{1/2}$ (на половине высоты), которая в данном случае связана с константой релаксации выстраивания $\gamma^{(2)}$ исследуемого состояния $\gamma^{(2)} = 2.81 g_J H_{1/2}$ ($\gamma^{(2)}$ измеряется в МГц, $H_{1/2}$ — в эрстедах, g_J — фактор Ланде).

Релаксация выстраивания в плазме разряда определяется радиационным временем жизни уровня, процессами межатомных соударений и пленением излучения [17]. При давлениях порядка сотых тора можно считать, что пленение излучения на переходах $5p-4s$ пренебрежимо, тогда $\gamma^{(2)}$ выражается $\gamma^{(2)} = \gamma_{\text{рад.}} + A\rho + Bi$, где $\gamma_{\text{рад.}}$ — радиационная ширина исследуемого уровня, $\gamma_{\text{рад.}} = 1/2\pi\tau$ (τ — время жизни), ρ — давление газа, i — ток разряда, B описывает дополнительную релаксацию выстраивания в плазме разряда при соударениях с заряженными частицами.

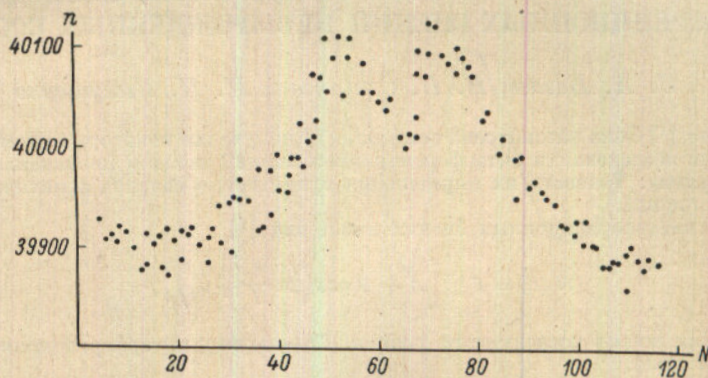
Величина A связана с сечением разрушения выстраивания при соударениях с нормальными атомами газа и определяется наклоном зависимости $\gamma^{(2)}$ (ρ). В условиях нашего эксперимента ($T=340$ К) эта связь выражается: $\sigma^2 = 11.7 \text{ Å}^2$ (σ^2 измеряется в Å^2 , A — в МГц/тор).

В эксперименте наблюдалось линейное уширение сигналов Ханле с давлением аргона для всех исследованных линий. Изменение ширины сигналов с ростом тока разряда в пределах экспериментальной

ности замечено не было. Экстраполяцией к нулевому давлению газа определены диационные времена жизни $5p$ -уровней аргона и сечения разрушения выстраивания при столкновениях с нормальными атомами газа (значения g_J -факторов были взяты [5]).

Помимо этого, на линии 4182 \AA при давлении $1.6 \cdot 10^{-2}$ тора был зарегистрирован сигнал (см. рисунок), на котором отчетливо видна узкая каскадная составляющая. В данном случае, возможно, существует перенос выстраивания с высоких s - и d -уровней. Подобный каскадный эффект наблюдался нами ранее на $7p[3/2]_1$ -уровне ксенона [15].

Измеренные величины $\tau(5p)$, σ^2 представлены в таблице. В ней для сравнения приведены известные из литературы времена жизни $5p$ -уровней аргона. В большинстве экспериментальных работ [7-9] для определения $\tau(5p)$ использовался метод задержан-



Каскадный сигнал выстраивания на $5p'[1/2]_1$ -уровне аргона.

n — число накопленных импульсов в анализаторе, N — номер канала.

ных совпадений. Существуют измерения этих констант методами сдвига фаз и спада интенсивности [11] и методом «высокочастотной техники отклонения» [10], который представляет собой модификацию метода задержанных совпадений. В данном случае возбуждение пучка атомов Ar производилось пучком электронов, периодически сканируемым в плоскости, перпендикулярной атомному пучку. В работе [12] для исследования $5p$ -конфигурации аргона применялся метод эффекта Ханле при электронном возбуждении. В [13, 14] приводятся результаты теоретического расчета времен жизни этих уровней в схеме промежуточной связи при использовании одноконfigurационного и многоконfigurационного приближений и в схеме LI -связи.

Обращает на себя внимание, что результаты работы [10] систематически завышены по сравнению со значениями времен жизни, измеренными стандартной техникой задержанных совпадений, что свидетельствует о возможных систематических ошибках, присущих этому методу. Наши значения $\tau(5p)$ хорошо согласуются с результатами работы [12], полученными методом Ханле и достаточно хорошо с другими измерениями и теоретическим расчетом.

Авторы благодарят М. П. Чайку за обсуждение результатов.

Литература

- [1] Х. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.
- [2] С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 36, 1030, 1974.
- [3] С. А. Казанцев, А. Кислинг, В. П. Марков, М. Н. Чайка. Вестн. ЛГУ, «Физика—Химия», № 10, 33, 1975.
- [4] С. Казанцев, А. Кислинг, М. Чайка. Опт. и спектр., 34, 1227, 1973.
- [5] С. Moore. Atomic Energy Levels, NBS Washington, 1949.
- [6] С. А. Казанцев, Е. С. Ползик. Опт. и спектр., 41, 1148, 1976.
- [7] Я. Ф. Веролайнен, А. Л. Ошерович. Опт. и спектр., 25, 466, 1968.
- [8] J. Z. Klose. J. Opt. Soc. Amer., 58, 1509, 1968.
- [9] Ю. И. Малахов, В. Г. Потемкин. Опт. и спектр., 32, 245, 1972.
- [10] P. Ergman, I. Martinson. Physica Scripta, 8, 269, 1973.
- [11] А. Л. Ошерович, В. Н. Иванов, В. Н. Горшков. Вестн. ЛГУ, № 22, 7, 1974.
- [12] M. Chenevier, G. Couillet. Journ. de Phys., 30, Suppl. C-1, 84, 1969.
- [13] П. Ф. Груздев, А. В. Логинов. Опт. и спектр., 38, 411, 1975.
- [14] Н. В. Афанасьева, П. Ф. Груздев. Опт. и спектр., 38, 794, 1975.
- [15] С. А. Казанцев, В. П. Марков, М. П. Чайка. IV Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Аннотации докладов, ч. 2, 23. Киев, 1975.

К ВОПРОСУ О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРИОДОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ БИЕНИЙ НЕВЫРОЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

С. А. Багаев, В. Б. Смирнов и И. Н. Ештушенко

В работе [1] была рассмотрена возможность получения некоторых атомных характеристик при исследовании интерференционных биений методом многоканального временного анализа. Точность их определения существенно связана с нахождением периода этих биений.

Сигнал интерференционных биений имеет вид [1]

$$N(t) = e^{-t/\tau} \left[A + B \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \varphi_0 \right) \right], \quad (1)$$

где τ — время жизни исследуемого уровня, T — период интерференционных биений в магнитном поле.

Коэффициенты A и B и начальная фаза φ_0 определяются условиями приготовления ансамбля интерферирующих атомов и наблюдения интерференции невырожденных

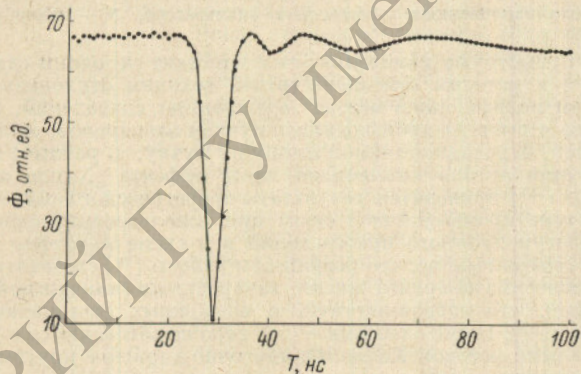


Рис. 1. Зависимость суммы остаточных квадратов от периода биений для сигнала биений на линии $\lambda = 492.2$ нм HeI.

состояний. Умножая выражение (1) на экспоненту с положительным показателем степени, выделяем синусоиду биений и из нее находим период биений

$$y(t) = C + D \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \varphi_0 \right). \quad (2)$$

Таким образом, задача оказывается существенно нелинейной по параметру T . Расчеты производились на ЭВМ методом наименьших квадратов (МНК) с использованием линейной модели

$$y(t) = \theta_0 f_0(t) + \theta_1 f_1(t) + \theta_2 f_2(t), \quad (3)$$

где f_0 , f_1 и f_2 выбирались соответственно $1/2$, $\sin \frac{2\pi}{T} t$ и $\cos \frac{2\pi}{T} t$. Задача решалась не обычными градиентными методами поиска экстремума, а путем сканирования в широких пределах значения T . Для каждого значения вычислялась сумма остаточных квадратов $\Phi(T)$. Здесь возможно провести параллель с возбуждением резонансного контура заданной частотой колебаний. По аналогии с эффектом резонанса можно ожидать, что кривая зависимости суммы остаточных квадратов $\Phi(T)$ будет иметь узкий и глубокий провал (абсолютный минимум), а также большое число относительных минимумов. Следовательно, если решать задачу градиентными методами, приводящими лишь к бли-