

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНЫХ МОМЕНТОВ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ МНОГООРУПЕНЧАТОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМОВ

А.Ю.Елизаров, Н.А.Черепков

Используя разные комбинации поляризаций излучения при двухступенчатой фотоионизации атомов Ва (1S_0), экспериментально установлены полные моменты четных автоионизационных резонансов конфигурации $6p^7p$.

Автоионизационные состояния (АС) в спектрах фотопоглощения атомов изучаются уже свыше 50 лет, и почти всегда для их идентификации использовались различные теоретические соображения, такие, как правило Гунда, аналогия с линиями дискретного спектра, а в последнее время — прямое сравнение с результатами различных расчетов ¹⁻³. Однако, в настоящее время расчет еще не может обеспечить точность, необходимую для целей идентификации АС. Методы экспериментальной идентификации, применяемые в дискретном спектре и основанные на использовании эффектов Зеемана и Штарка, в случае АС оказываются неприменимыми, так как ширина резонансов намного превышает их расщепление в доступных для лабораторных исследований полях.

Однако, существуют другие возможности для экспериментальной идентификации АС. При однофотонной ионизации с этой целью можно использовать измерение степени поляризации фотоэлектронов ⁴. При многоступенчатой ионизации более простым является использование различных комбинаций поляризованного излучения отдельных ступеней. Другая возможность, указанная в ¹, заключается в возбуждении АС через различные промежуточные состояния.

В качестве примера рассмотрим случай двухступенчатой ионизации атома с нулевым полным моментом в начальном состоянии через промежуточный резонанс. Правила отбора при поглощении каждого из квантов (в дипольном приближении) вытекают из условия отличия от нуля $3j$ — символа $\begin{pmatrix} J' & 1 & J_0 \\ -M' & \lambda & M_0 \end{pmatrix}$, входящего в амплитуду процесса ⁵. Здесь J_0 , M_0 и J' , M' — полный момент и его проекция для начального и конечного состояний соответственно, λ — проекция спина фотона, $\lambda = 0$ для линейно поляризованного и $\lambda = \pm 1$ для циркулярно поляризованного фотонов. Существенно также, что оси квантования для линейно и циркулярно поляризованных фотонов различны: при линейной поляризации ось квантования совпадает с направлением вектора поляризации, при циркулярной — с направлением вектора импульса фотона.

Используя известные условия отличия от нуля $3j$ — символов ⁵, получаем, что при определенных комбинациях поляризаций отдельных ступеней могут возбуждаться АС лишь с определенными значениями полного момента J , а именно: 1) если излучение лазеров обеих ступеней поляризовано линейно в одном направлении, то возбуждаются АС с $J = 0$ и $J = 2$; 2) ес-

ли излучение лазеров обеих ступеней поляризовано линейно во взаимно перпендикулярных направлениях (так как оси квантования таких фотонов не совпадают, то волновую функцию одного из них необходимо разложить по базисным функциям в повернутой системе координат), то возбуждаются АС с $J = 1$ и $J = 2$; 3) если излучение лазеров обеих ступеней поляризовано по кругу в одном направлении, то возбуждаются только АС с $J = 2$.

Во втором случае можно использовать комбинацию линейно и циркулярно поляризованных излучений при условии, что пучки фотонов направлены под прямым углом друг к другу так, чтобы их оси квантования совпадали.

Фиксируя отсутствие на опыте АС при определенных комбинациях поляризаций, можно однозначно установить его полный момент J . Этот же метод можно использовать и для определения полных моментов дискретных возбужденных состояний.

Очевидно, что рассмотренный метод применим и в случае, если число ступеней больше, чем две. Если атом в основном состоянии обладает отличным от нуля полным моментом, то для использования описанного метода необходимо приготовить начальное состояние так, чтобы были заселены лишь состояния с определенным значением проекции полного момента. Этого можно достичь, используя метод оптической накачки, либо метод Штерна и Герлаха. Другая возможность заключается в таком выборе последовательности ступеней, при котором в одном из промежуточных состояний атомы оказываются в состоянии с определенными значениями полного момента и его проекции.

Описанный выше метод был использован для определения полных моментов четных АС в атомах Ва, соответствующих конфигурации $6p7p$ и лежащих в области энергий $49000 \div 54500 \text{ см}^{-1}$. Атомы возбуждались двумя лазерами на красителях, накачиваемых одновременно одним ИАГ: Nd^{3+} лазером. Область перестройки длин волн составляла $540 \div 640 \text{ нм}$ для одного из лазеров при мощности в импульсе 10 кВт и $270 \div 320 \text{ нм}$ для второго при мощности 2 кВт , ширина линии генерации излучения 3 см^{-1} . АС возбуждались через промежуточные уровни $6snp \ ^1P_1$, $n = 6, 7, 8$. Лазерные лучи пересекали пучок атомов между сетками ионного источника времяпролетного масс-спектрометра. Ионный ток регистрировался при помощи стробоскопического преобразователя напряжения. Из восьми обнаруженных ранее АС 2 нами исследовались 5 резонансов. Результаты измерений полных моментов представлены в таблице вместе с данными работы 2 . Для четырех АС результаты наших измерений противоречат идентификации, предложенной в 2 на основании сравнения с расчетом. Появившиеся недавно 6 новые расчеты в приближении Хартри – Фока – Дирака с учетом наложения конфигураций существенно отличаются от результатов расчета 2 , причем даже сам порядок следования АС оказался различным.

Значение полных моментов АС, полученные в настоящей работе

$E, \text{ см}^{-1}$ эксп. 2	Идентификация, предложенная в 2	Настоящая работа
50 383	1P_1 (1/2, 1/2) $_1$	2
51 113	3D_1 (1/2, 3/2) $_1$	2
51 491,5	3P_0 (1/2, 1/2) $_0$	2
52 158	3P_1 (3/2, 1/2) $_1$	1
52 583	3P_2 (3/2, 1/2) $_2$	1

Поэтому надежную идентификацию АС в настоящее время можно производить только экспериментальным путем, и предложенный в настоящей работе метод является достаточно простым и применимым практически для любого атома.

Авторы выражают глубокую благодарность Б.А.Мамырину и М.Я.Амусья за полезное обсуждение работы.

Литература

1. Беков Г.И., Видолова-Ангелова Е.П., Иванов Л.Н., Летохов В.С., Мишин В.И. ЖЭТФ, 1981. 80, 866.
2. Camus P., Dieulin M., Himdy A.El., Aumar M. Physica Scripta, 1983, 25, 125.
3. Kachru R., van Linden van den Heuvell H.B., Gallagher T.F. Phys. Rev. A, 1985, 31, 700.
4. Cherepkov N.A. J. Phys. B: at. Mol. Phys., 1980, 13, L181.
5. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963.
6. Коточигова С.А., Тупицин И.И. Оптика и спектроскопия, 1986, 60, 8.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 апреля 1986 г.