

539.184.2

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
ПРИ ИОНИЗАЦИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫХ АТОМОВ****Н. Б. Делоне, М. В. Федоров****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	651
2. Фотоионизация	654
а) Поляризационно-угловые распределения фотоэлектронов (654). б) Эффект Фано (656). в) Постановка эксперимента (660). г) Сопоставление результатов экспериментов и расчетов (661). д) Эффект Фано, индуцированный интенсивным внешним электромагнитным полем (663).	
3. Резонансная многофотонная ионизация	665
а) Ионизация при резонансе с состоянием тонкой структуры (665). б) Ионизация при наличии резонанса с состоянием сверхтонкой структуры (669). в) Резонансная ионизация в сильном внешнем поле (672). г) Постановка эксперимента (673). д) Экспериментальные результаты (674). е) Поляризация фотоэлектронов при ионизации атомов, обладающих селективной населенностью подуровней тонкой структуры (678).	
4. Заключение	679
Цитированная литература	680

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризованный электрон — это, как известно, электрон, обладающий некоторой преимущественной ориентацией спина. Очевидно, что поляризованные фотоэлектроны могут получаться при ионизации поляризованных атомов, т. е. атомов, в которых отлично от нуля среднее значение проекции электронного спина на какое-либо направление. Настоящий обзор посвящен анализу возможностей получения поляризованных фотоэлектронов при ионизации неполяризованных атомов, т. е. атомов, в которых среднее значение проекции электронного спина равно нулю.

Хорошо известно, что поляризованные электроны образуются при упругом рассеянии неполяризованных электронов на неполяризованной атомарной мишени¹. Подобное явление, называемое обычно моттовским рассеянием, обусловлено наличием спин-орбитального взаимодействия в связанном состоянии электрона в атоме. Моттовское рассеяние достаточно подробно изучено²⁻⁵ и лежит в основе известного метода измерения поляризации рассеивающихся электронов. Действие моттовского детектора основано на возникновении асимметрии при рассеянии (в азимутальном направлении) электронов, спин которых перпендикулярен к плоскости рассеяния. Сам факт наличия такого эффекта говорит о существовании зависимости дифференциального сечения рассеяния от направления спина падающего электрона.

Моттовское рассеяние представляет собой пример опыта, в котором регистрируется спиновое состояние электрона после столкновения с атомом. В последнее время в физике электрон-атомных соударений все

большее внимание уделяется рассеянию поляризованных электронов на атомах ⁵⁻⁷. Это связано, в частности, с тем обстоятельством, что экспериментальных данных о рассеянии на мишени неполяризованных частиц, обладающих спином, в принципе недостаточно для полного определения матрицы рассеяния. В самом деле, матрица упругого рассеяния электрона (как и любой другой частицы со спином $1/2$) характеризуется тремя независимыми параметрами. Это могут быть, например, модули амплитуд вероятности нахождения частицы в состояниях с определенным значением проекции спина на какое-либо направление и относительная фаза этих состояний. В экспериментах, где регистрируется только конечное спиновое состояние электрона, могут быть измерены только два из трех независимых параметров матрицы рассеяния. Любое полное измерение, следовательно, с необходимостью должно включать в себя регистрацию спинового состояния электрона до рассеяния, т. е. заключается в рассеянии на атомах поляризованных электронов. Заметим, что в этом отношении имеется очевидная аналогия с рассеянием нуклонов на ядрах ⁸.

Возможности практического использования пучков поляризованных электронов не ограничиваются задачей о полном определении матрицы рассеяния в электрон-атомных столкновениях. Укажем в качестве другого примера на перспективность исследований обменного взаимодействия в атомах и в магнитных материалах методом рассеяния поляризованных электронов ⁵. Магнитные материалы представляют собой, по-видимому, один из наиболее интересных объектов исследования с помощью пучков поляризованных электронов ⁹. Из-за большой величины сечения кулоновского рассеяния медленные электроны (в отличие от нейтронов) не проникают на большие расстояния вглубь твердого тела. Поэтому метод рассеяния медленных поляризованных электронов удобен для исследования кристаллической структуры тонких пленок или поверхностей ⁵. Этот метод, следовательно, является дополнительным по отношению к методу исследования структуры вещества с помощью рассеяния поляризованных нейтронов ⁸. Быстрые (ускоренные) электроны могут быть удобным объектом для исследований в области ядерной физики ⁵. Наконец, отметим, что использование поляризованных электронов открывает возможность селективного ударного возбуждения атомных уровней ⁶.

Разумеется, этот краткий перечень не исчерпывает всех возможных областей применения поляризованных электронов. Тем не менее уже из сказанного с очевидностью следует актуальность разработки и оптимизации методов получения пучков поляризованных электронов.

В настоящее время известно несколько подходов к решению этой задачи, основанных на различных физических принципах. Некоторые из них реализованы и доведены до создания действующих источников поляризованных электронов ¹⁰.

По сути дела, эти методы можно разделить на три группы. К первой группе относится моттовское рассеяние ¹⁻⁴. Ко второй группе — различные явления, возникающие при эмиссии электронов из связанных, но предварительно ориентированных состояний. Сюда относятся фотоионизация ¹¹ и пеннинг-ионизация ^{12, 13} поляризованных атомов, фотоэмиссия из полупроводников, в которых электроны ориентированы циркулярно поляризованным светом ¹⁴ и эмиссия из ферромагнетиков, т. е. из среды с фиксированным вектором намагничивания ^{9, 15, 16}. К третьей группе относятся процессы фотоионизации неполяризованных атомов ^{17, 18}. Различные методы, как источники поляризованных электронов, характеризуются двумя основными параметрами — степенью поляризации P (относительной долей электронов, имеющих заданное направление спина) и силой тока I (или числом поляризованных электронов в импульсе при импульсном

характере метода). Лучшие методы среди первых двух групп позволяют получить степень поляризации до $P \approx 0,8 - 0,9$ при токе $I \approx 10^{-4}$ а (в импульсе длительностью 1 мксек) при фотоионизации поляризованных атомов ¹¹ и токе $I \approx 10^{-6}$ а при эмиссии из ферромагнетиков ⁹. Следует отметить, что при использовании методов, относящихся к первым двум группам, не видно возможностей достижения полной поляризации ($P = 1$).

В данной работе мы рассматриваем два близких метода, относящихся к третьей группе, а именно фотоионизацию (однофотонную ионизацию) и резонансную многофотонную ионизацию циркулярно поляризованным излучением. В случае фотоионизации мы ограничиваемся анализом поляризации электронов при наличии эффекта Фано, теоретически предсказанного ¹⁹ и исследованного экспериментально ¹⁷ для атомов щелочных металлов. Физической основой эффекта Фано является специфическая зависимость сечения фотоионизации от кинетической энергии электрона, свойственная этим атомам, а именно — наличие глубокого минимума в области, близкой к границе непрерывного спектра. В окрестности минимума роль спин-орбитального взаимодействия становится сравнимой с ролью кулоновского взаимодействия (или преобладает), что и обуславливает значительную поляризацию фотоэлектронов. Обсуждается также эффект Фано, индуцированный внешним полем ²⁰, как перспективное расширение метода на большое число атомов в широкий диапазон энергий. Физическая сущность резонансной ионизации ²¹ как метода получения поляризованных электронов также непосредственно связана со спин-орбитальным взаимодействием. Однако, в отличие от эффекта Фано, решающую роль при этом играет влияние спин-орбитального взаимодействия на спектр атома, а не на величину сечения. Условия резонанса и правила отбора приводят к тому, что при резонансной ионизации в циркулярно поляризованном поле заселение промежуточных возбужденных состояний происходит неравномерно: определенные значения электронного момента и магнитного квантового числа преобладают.

Таким образом, в промежуточном состоянии атом оказывается поляризованным. Последующая его ионизация приводит к получению поляризованных электронов.

Общим для рассматриваемых методов (прямая и резонансная ионизация) является принципиальная возможность получения полностью поляризованных электронов. Эти методы находятся сейчас в различной стадии теоретического и экспериментального исследования — метод Фано достаточно хорошо изучен, чего нельзя сказать о методе резонансной ионизации. Имеющиеся сейчас экспериментальные данные позволяют утверждать, что оба метода по величине электронного тока могут конкурировать с лучшими достижениями методов, относящихся к первым двум группам. Интересно отметить, что при резонансной ионизации можно получать и поляризованные ядра ²², осуществляя возбуждение состояний спиновой сверхтонкой структуры.

Следует заметить, что существует еще один метод получения поляризованных электронов при ионизации неполяризованных атомов, основанный на возбуждении автоионизационных состояний ⁵. Формально этот метод можно рассматривать как обобщение эффекта Фано на сложные атомы, или как аналог резонансной ионизации (если считать, что автоионизационное состояние аналогично возбужденному промежуточному уровню). Однако физика этого явления совершенно иная. В самом деле, в отличие от фотоионизации и резонансной ионизации возбуждение автоионизационного состояния и его последующая ионизация (эффект Оже) представляют собой существенно неодноэлектронный переход. По этой причине в настоя-

щем обзоре мы не останавливаемся на детальном обсуждении метода получения поляризованных электронов при возбуждении автоионизационных состояний (см. об этом ⁵⁾), ограничиваясь анализом одноэлектронных переходов и имея в виду в основном одновалентные атомы или ионы.

2. ФОТОИОНИЗАЦИЯ

Связанные состояния электрона в атоме характеризуются, помимо главного квантового числа n , квантовыми числами орбитального момента l , полного момента $j = l \pm 1/2$ ($j > 0$) и его проекции m_j на ось z . Электронная поляризация атомов связана с ориентацией спина электронов S : атомы поляризованы или нет в зависимости от того, отлично от нуля или равно нулю среднее значение проекции спина электронов на какое-либо направление. Степень поляризации в направлении оси z определяется как среднее значение оператора проекции спина S_z , отнесенное к его максимальному возможному значению $P_{ат} = \langle S_z \rangle / S$. Для одновалентных атомов, характеризуемых функцией распределения, диагональной в представлении $|l m_j\rangle$, согласно этому определению

$$P_{ат} = \frac{\sum_{m_j} n_{m_j} \langle j m_j | 2S_z | j m_j \rangle}{\sum_{m_j} n_{m_j}}, \quad (1)$$

где $n_{m_j} / \sum n_{m_j}$ — доля атомов с квантовыми числами n, l, j, m_j . При $l = 0$ (S -состояние) $j = 1/2$, $m_j = \pm 1/2$ и степень поляризации $P_{ат}$ имеет наиболее простой вид

$$P_{ат} = \frac{n_{1/2} - n_{-1/2}}{n_{1/2} + n_{-1/2}}. \quad (2)$$

Если атомы, облучаемые светом, неполяризованы, то может быть поставлен вопрос о том, могут ли фотоэлектроны обладать некоторой степенью поляризации, возникающей в процессе ионизации? В двух независимых случаях ответ на этот вопрос является отрицательным.

1. Первый случай — ионизация атомов линейно-поляризованным полем. Никакой дополнительной поляризации в процессе ионизации не может возникнуть, так как вследствие правила отбора $\Delta m_j = 0$ (ось z параллельна поляризации) распределение электронов по m_j в континууме повторяет соответствующее распределение в связанном состоянии. Поэтому если $P_{ат} = 0$, то и для фотоэлектронов степень поляризации, определяемая соотношением типа (1), также равна нулю.

2. Второй случай — произвольная поляризация ионизирующего излучения при отсутствии спин-орбитального взаимодействия в атоме. Поляризация фотоэлектронов также не возникает, так как взаимодействие с электромагнитным полем, не зависящее от спиновых переменных, не изменяет начального распределения по значениям проекции спина электрона на любое заданное направление.

Таким образом, поляризация электронов в процессе ионизации в принципе может возникать только за счет циркулярно-поляризованной компоненты поля при наличии спин-орбитального взаимодействия в атоме.

а) Поляризационно-угловые распределения фотоэлектронов

Рассмотрим вопрос о поляризационно-угловом распределении фотоэлектронов, возникающих в результате ионизации неполяризованных атомов, находящихся в S -состоянии, под действием циркулярно поляризованной (для конкретности, правополяризованной) электромагнитной волны. В качестве одноэлектронных волновых функ-

ций непрерывного спектра необходимо выбрать функции, обладающие следующей асимптотикой: плоская волна $\exp(i\mathbf{r}g/\hbar)$ + сходящаяся сферическая волна $(1/r) \times \exp(i\mathbf{r}g/\hbar)$ ²³

$$\psi_{\mu} = (2m^2 E)^{-1/4} \sum_{jlm_j} i^l C_{l; m_j - \mu; 1/2; \mu}^{jm_j} Y_{l; m_j - \mu}^* \left(\frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \right) R_{Elj}(r) |jm_j\rangle, \quad (3)$$

где

$$j = \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, \dots; \quad l = j \pm \frac{1}{2}; \quad -j \leq m_j \leq j; \quad \mu = \pm \frac{1}{2},$$

C — коэффициенты Клебша — Гордана; радиальные функции R_{Elj} нормированы на δ -функцию от кинетической энергии электрона $E = p^2/2m$; $|jm_j\rangle$ — спиново-угловая функция электрона с полным моментом j и его проекцией m_j на ось z ; Y_{lm} — шаровые функции; $\mathbf{p}$ — импульс электрона, μ — проекция его спина на ось z на больших расстояниях от атома.

Правилами отбора ²⁴ определяется, какие состояния возбуждаются в процессе ионизации, т. е. какие слагаемые в сумме (3) фактически дают вклад в матричный элемент перехода в континуум. На рис. 1 изображена схема переходов между S - и P -состояниями атома в поле правополяризованной волны, когда правила отбора принимают вид $\Delta l = \pm 1$.

Пространственная часть оператора взаимодействия, осуществляющего связь волновых функций $\psi_{S\mu} = (4\pi)^{-1/2} R_0(r) u_\mu$ и $\psi_{P\mu}$ в случае правополяризованной электромагнитной волны имеет вид $V = (1/2) e r \mathcal{E}_0 \sin \theta' e^{i\varphi'}$, где $\mathcal{E}_0$ — амплитуда напряженности электрического поля волны, θ' и φ' — сферические углы, определяющие направление вектора $\mathbf{r}$.

Матрица вероятностей переходов

$$\frac{dw_{\mu\mu_0}}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar} V \overline{2m^2 E} |\langle \psi_{P\mu} | V | \psi_{S\mu_0} \rangle|^2 \quad (4)$$

после вычисления матричных элементов может быть представлена в виде

$\frac{\hbar}{e^3 \mathcal{E}_0^2} \frac{dw_{\mu\mu_0}}{d\Omega} =$	$\mu \backslash \mu_0$	$1/2$	$-1/2$	(5)
	$1/2$	$(1/8) R_3^2 \sin^2 \theta$	0	
	$-1/2$	$(1/18) (R_1 - R_3)^2 \cos^2 \theta$	$[(2R_1 + R_3)^2 / 72] \sin^2 \theta$	

Здесь $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$; θ и φ — сферические углы, определяющие направление импульса фотоэлектрона $\mathbf{p}$, $R_{1,3}$ — радиальные матричные элементы переходов $S \rightarrow P_{1/2}$ и $S \rightarrow P_{3/2}$.

В случае неполяризованных атомов средняя вероятность ионизации с определенным значением μ проекции спина фотоэлектрона на ось z есть

$$\frac{dw_\mu}{d\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{\mu_0} \frac{dw_{\mu\mu_0}}{d\Omega}. \quad (6)$$

Степень поляризации в направлении оси z электронов, распространяющихся под углом θ к этой оси, определяется как среднее значение оператора $2S_z$, отнесенное к числу фотоэлектронов, распространяющихся в этом направлении, и может быть представлена

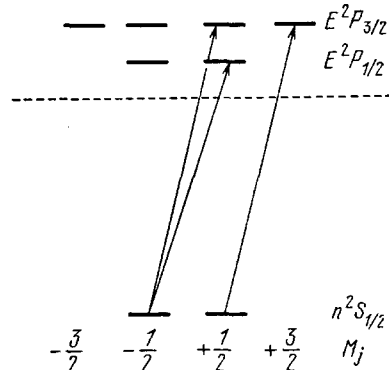


Рис. 1. Эффект Фано.

Схема переходов при правополяризованном свете. Штриховая прямая — граница непрерывного спектра.

в виде

$$P(\theta, x) = \frac{(dw_{1/2}/d\Omega) - (dw_{-1/2}/d\Omega)}{\sum_{\mu} dw_{\mu}/d\Omega} = 2 \frac{\cos^2 \theta + x \sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta + x^2 \sin^2 \theta}, \quad (7)$$

где x — безразмерный параметр,

$$x = \frac{2R_3 + R_1}{R_3 - R_1}, \quad (8)$$

величина и пределы изменения которого обсуждаются ниже.

Интегральная степень поляризации электронов может быть определена как удвоенное среднее значение проекции спина электрона $\langle 2S_z \rangle$ на ось z , проинтегрированное по всем направлениям распространения и деленное на полное число фотоэлектронов

$$P = \frac{w_{1/2} - w_{-1/2}}{\sum_{\mu} w_{\mu}} = \frac{1 + 2x}{2 + x^2}, \quad (9)$$

где w_{μ} — полная вероятность фотоионизации с определенным значением (μ) проекции спина S_z .

Можно определять также степень поляризации фотоэлектронов в других направлениях (x, y). Соответствующие поляризационные параметры $P_{x,y}$ могут быть определены совершенно аналогично как удвоенные средние значения операторов проекции спина электрона $\langle 2S_{x,y} \rangle$, отнесенные к полному числу фотоэлектронов, распространяющихся в заданном направлении. Параметры $P_{x,y}$ удобно выразить через величины $P_{\pm} = P_x \pm iP_y$, вычисление которых осуществляется аналогично выводу выражения (10) для поляризационного параметра $P_z(\theta, \varphi, x)$ и окончательно дает следующее выражение⁹:

$$P_{\pm}(\theta, \varphi, x) = 2(1-x) \frac{\cos \theta \sin \theta}{1 + \cos^2 \theta + x^2 \sin^2 \theta} e^{\pm i\varphi}. \quad (10)$$

В отличие от параметра P , степень поляризации в направлениях, перпендикулярных к волновому вектору, зависит от азимутального угла φ . При усреднении по θ или φ параметры $P_{\pm}$ обращаются в нуль, т. е. в среднем (по направлениям распространения электронов) вектор спина может быть ориентирован только вдоль (или против) направления волнового вектора света.

Полное сечение ионизации атома, найденное с помощью матрицы переходов (5), имеет вид

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi\alpha\hbar\omega}{27} (\Delta R)^2 (2 + x^2), \quad (11)$$

где $\Delta R = R_3 - R_1$, $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием (при $R_1 \approx R_3 \equiv R(E)$) формулы (5), (11) приводят к хорошо известным²⁵⁻²⁷ выражениям для дифференциального и полного сечений ионизации атома:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi\alpha\hbar\omega}{2} R^2(E) \sin^2 \theta, \quad \sigma = \frac{4\pi}{3} \alpha\hbar\omega R^2(E). \quad (12)$$

Первая из этих формул показывает, что диаграмма направленности вылета фотоэлектронов под действием циркулярно-поляризованного поля имеет максимум в плоскости, перпендикулярной к волновому вектору ($\theta = \pi/2$).

Формулы (5) — (7) полностью определяют поляризацию и диаграмму направленности фотоэлектронов при учете спин-орбитального взаимодействия в случае ионизации атома из S -состояния. Общий случай ионизации из состояний с произвольным значением орбитального момента $l > 0$ рассмотрен в работе²⁸.

б) Эффект Фано

Вычисление радиальных волновых функций и матричных элементов, определяющих сечения фотоионизации и поляризационные параметры, может быть осуществлено для реальных атомов на основе различных подходов²⁹⁻³¹. Не вдаваясь в детали этих расчетов, которые обсуждаются в работах²⁵⁻²⁷, остановимся на важном вопросе о зависимости радиальных

матричных элементов от кинетической энергии E фотоэлектрона. Характер этой зависимости обсуждался в литературе, как с помощью количественных расчетов, так и на основе качественных соображений³¹⁻³³.

Если определить знак радиальных волновых функций условием положительности при $r \rightarrow 0$, то согласно³³ при больших энергиях E матричный элемент $R(nl, El')$ положителен и убывает при увеличении E как $E(-l + 7/2)$. При малых энергиях E знак матричного элемента R и его поведение при изменении E существенно зависят от электронной конфигурации атома. Качественно это различие может быть проиллюстрировано на примере атомов благородных газов Ne и Ar. На рис. 2 изображены

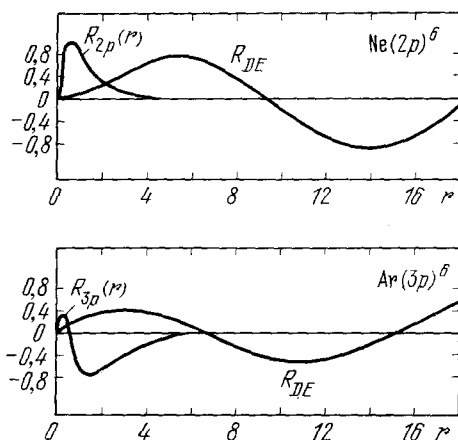


Рис. 2. Волновые функции связанного P -состояния и D -состояния непрерывного спектра с энергией $E = 0$.

волновая функция электрона внешней p -оболочки этих атомов и d -функция континуума с энергией $E = 0$. Из анализа областей максимального пере-

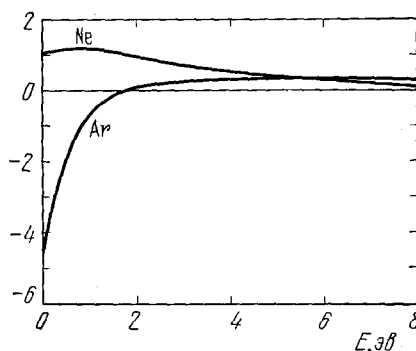


Рис. 3. Зависимость матричных элементов перехода из основного состояния в континуум от энергии фотоэлектрона в атомах Ar и Ne.

крытия этих функций очевидно, что в случае неона матричный элемент R при $E = 0$ положителен, а в случае аргона — отрицателен. С ростом энергии скорость осцилляций волновой функции континуума увеличивается (функция «поджимается» к началу координат). В результате матричный элемент R в случае неона несколько возрастает, а затем убывает, выходя при больших E на асимптотическое значение. В отличие от этого, в атоме Ar матричный элемент сначала убывает по абсолютной величине, обращаясь в нуль при некотором значении энергии E , затем становится положительным и достигает максимума и только после этого выходит на асимптотику больших энергий (рис. 3). Такое поведение матричного элемента в зависимости от энергии фотоэлектрона характерно для целого ряда атомов и ионов. Согласно правилам, сформулированным в работе³³, область энергий E , где матричный элемент отрицателен, существует, если а) $\Delta l = 1$, б) $l < l_{\max} = n - 1$. Условие а) означает, что матричный элемент R может обращаться в нуль только для переходов, сопровождаемых увеличением орбитального момента l . Заметим, что в широком диапазоне энергий E именно этот канал фотоионизации является определяющим²⁶⁻³³. В силу условия б) необходимым требованием является также наличие узлов у волновой функции связанного состояния. Условия а) и б) определяют только возможность существования области отрицательных значений $R(E)$, но не положение этой области, которое может быть различным для разных атомов. В атомах Ar, Kr, $R(E) = 0$ при $E \sim 2Ry$, в то время

как в атомах щелочных элементов $R(E) = 0$ вблизи порога ионизации ($E \sim 1$ эв). В атоме Li область отрицательных значений $R(E)$ расположена даже ниже порога ионизации.

В случае $S \rightarrow P$ перехода обращение в нуль матричного элемента $R(E)$ в пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием приводит к равенству нулю и сечения фотоионизации (формула (12)). В действительности, однако, $\sigma(E) \neq 0$, так как матричные элементы R_1 и R_3 , определяющие сечение σ (формулы (8), (11)), обращаются в нуль при нескольких отличающихся значениях энергии E . Это различие, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием, мало, в результате чего сечение ионизации в этой области энергий имеет глубокий минимум (рис. 4).

Величина $\Delta R = R_3 - R_1$, определяющая абсолютную величину сечения ионизации (11), отлична от нуля благодаря спин-орбитальному взаимодействию и изменяется сравнительно медленно (на масштабе $\sim Ry$). Поэтому в окрестности минимума $\sigma(E)$ можно принять $\Delta R \approx \text{const}$. Формула (11)

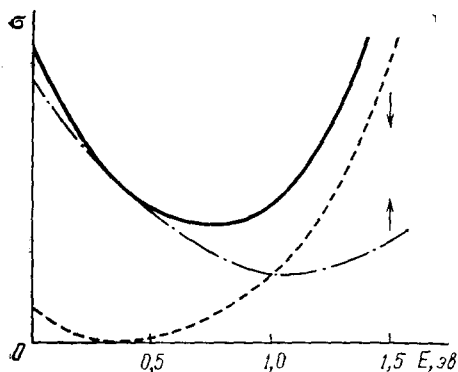


Рис. 4. Сечение фотоионизации в зависимости от энергии фотоэлектрона.

Сплошная линия — суммарное сечение, штриховая и штрих-пунктирная линии — сечение образования фотоэлектронов с противоположными ориентациями спинов.

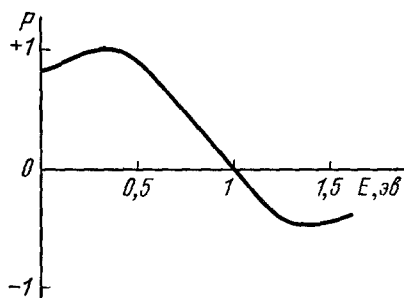


Рис. 5. Зависимость степени поляризации фотоэлектронов от их энергии.

описывает при этом параболическое изменение сечения как функции энергии $E - E_0 \sim x$ в окрестности минимума, который достигается при $x(E_0) = 0$ или $R_1 + 2R_3 = 0$.

Наличие глубокого минимума в сечении ионизации является причиной интересных и необычных поляризационных свойств фотоэлектронов (эффект Фано^{19, 34}). Вообще говоря, спин-орбитальное взаимодействие в атоме является малым по сравнению с основной энергией кулоновского взаимодействия. По этой причине и степень поляризации электронов, обусловленная этим взаимодействием, также в обычных условиях мала. Это заключение, однако, становится неверным, если вероятность фотоионизации в результате интерференционных эффектов становится аномально малой, что имеет место в окрестности минимума $\sigma(E)$. В этих условиях степень поляризации фотоэлектронов может быть велика и даже достигать 100%.

Зависимость степени поляризации от параметра x , а следовательно, и от энергии E , изображена на рис. 5 (параметр x обычно убывает с ростом E). Максимальное значение $P_{\text{max}} = 1$ достигается при $x = 1$. Интересно отметить, что максимальная степень поляризации достигается при $x = 1$ для всех направлений распространения электронов, так что $P_{\text{max}}(\theta) = P_{\text{max}} = 1$. Наоборот, минимальное значение параметра $P(\theta, \varphi, x)$

зависит от θ и достигается при значениях параметра x , зависящих от направления распространения электронов:

$$P_{\min}(\theta, \varphi, x) = P(\theta, \varphi, x) = -\frac{1 + \cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} = -\frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (13)$$

Очевидно, что $P_{\min}(\theta, \varphi, x) = -1$ при $\theta = \pi/2$, т. е. фотоэлектроны, распространяющиеся в плоскости, перпендикулярной к волновому вектору электромагнитной волны $\mathbf{k}$, полностью поляризованы в направлении $-\mathbf{k}$ при $x = -1$. Минимальное значение интегральной степени поляризации $\bar{P}$ равно $-1/2$ и достигается при $x = -2$.

Таким образом, вследствие интерференционной компенсации сечения фотоионизации в атомах определенного типа возможно получение высокой степени поляризации фотоэлектронов. Наиболее благоприятна в этом отношении область энергий фотоэлектронов, отвечающая значению параметра x , равному единице, поскольку в этом случае степень поляризации может быть близка к 100% вне зависимости от направления наблюдения и угловой апертуры приемного устройства. Наиболее удобным объектом для наблюдения и практического использования эффекта Фано являются атомы щелочных металлов. Положение минимума сечения в околопороговой области приводит к тому, что минимум является достаточно глубоким и четко выраженным и не маскируется такими побочными эффектами, как другие переходы и автоионизационные максимумы в коэффициенте поглощения³³.

Формулы (9), (14) для интегральной степени поляризации $P(x)$ и сечения ионизации могут быть обобщены на случай произвольно поляризованных атомов и излучения с произвольной степенью круговой поляризации P_{Φ}^{35} :

$$P_{\text{эл}} = \frac{(2x+1)P_{\Phi} + x^2 P_{\text{ат}}}{x^2 + 2 + (2x-1)P_{\Phi}P_{\text{ат}}}, \quad (14)$$

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha\hbar\omega}{27} (\Delta R)^2 [2 + x^2 + (2x-1)P_{\Phi}P_{\text{ат}}]. \quad (15)$$

Помимо параметра $P = (P_{\text{эл}}/P_{\Phi})|_{P_{\text{ат}}=0}$, определяемого формулой (9), можно ввести и ряд других поляризационных параметров, иногда более удобных для анализа экспериментальных данных. Пусть σ_+ есть сечение фотоионизации при некотором определенном значении произведения $P_{\Phi}P_{\text{ат}}$, а σ_- — то же сечение, соответствующее противоположному знаку этого произведения (но при сохранении $|P_{\Phi}P_{\text{ат}}|$). Очевидно, что в этом случае параметр

$$Q = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{P_{\Phi}P_{\text{ат}}(\sigma_+ + \sigma_-)} = \frac{2x-1}{x^2+2} \quad (16)$$

не зависит от конкретных значений P_{Φ} и $P_{\text{ат}}$.

Поскольку поляризационные параметры $P(x)$ и $Q(x)$ зависят только от одной переменной $x(E)$, возможна постановка двух независимых экспериментов. Величина Q может быть найдена как функция кинетической энергии фотоэлектрона в экспериментах по измерению полных сечений ионизации $\sigma_{\pm}$ при различных поляризациях атомов $P_{\text{ат}}$ и излучения P_{Φ} . Эти данные могут быть использованы для определения зависимости $x(E)$. Знание зависимости $x(E)$ позволяет с помощью формулы (13) построить также зависимость от энергии $\bar{E}$ электронного поляризационного параметра $P(x) = P[x(E)]$, которая в свою очередь может быть проверена экспериментально^{35, 36} путем непосредственного измерения степени поляризации фотоэлектронов.

в) Постановка эксперимента

Эксперимент по наблюдению эффекта Фано заключается в облучении атомов щелочных элементов ионизирующим излучением ультрафиолетового диапазона частот, вытягивании образованных электронов и анализе их степени поляризации.

Очевидно, что число образованных электронов N_e определяется соотношением $N_e = n_a l \sigma N_\Phi$, где n_a — плотность нейтральных атомов, l — длина и σ — сечение взаимодействия излучения с атомами, N_Φ — число квантов излучения. Так как от частоты излучения зависит степень поляризации электронов, то оптимальная частота и соответствующее ей сечение фотоионизации являются заданными величинами. Поэтому увеличение выхода электронов может быть достигнуто лишь путем увеличения плотности мишени, размера области взаимодействия и интенсивности источника излучения.

Существенным осложнением является необходимость использовать ультрафиолетовое излучение. В качестве источника ультрафиолетового излучения применялись как лампы высокого давления на парах благородных газов, так и лазеры. Для практических задач, в которых требуется осуществление максимального выхода фотоэлектронов, оптимальным источником является лазер. В настоящее время существуют лазеры различной конструкции, позволяющие получать на отдельных частотах необходимые интенсивности ультрафиолетового излучения^{17, 36, 37}. Хорошо известно, что от лампы высокого давления нельзя получить излучение столь высокой спектральной яркости, как от лазеров. Однако для целей исследования лампы имеют известное преимущество, так как позволяют в комбинации с монохроматором достаточно просто получать ультрафиолетовое излучение в широком диапазоне частот и плавно изменять частоту излучения.

В качестве мишени можно использовать как атомарные пары³⁸, так и атомарные пучки¹⁷. При использовании паров легко иметь большую длину взаимодействия, но возникают обычные трудности, связанные с загрязнением рабочим веществом различных частей установки. При использовании метода пересекающихся под 90° светового и атомного пучков эти трудности не возникают, однако, трудно осуществить большую длину взаимодействия — даже при светосильном многоканальном коллиматоре, формирующем пучок, его диаметр не превышает нескольких миллиметров. Для увеличения длины взаимодействия использовалось даже несколько параллельных атомных пучков.

Из данных о различных параметрах, характеризующих условия проведения эксперимента, легко по приведенному выше соотношению оценить эффективность образования электронов. Если положить, что сечение фотоионизации имеет порядок величины $\sigma \sim 10^{16}$ см², плотность атомов $n_a \sim 10^{12}$ см⁻³, а длина взаимодействия $l \sim 1$ см, то при энергии в импульсе $Q \sim 1$ мдж $\sim 10^{16}$ квантов число образованных электронов равно $N_e \sim 10^{10}$.

Однако лишь при оптимальном значении частоты ионизирующего излучения, когда параметр $x = 1$, а степень поляризации максимальна, все образованные электроны поляризованы одинаково. При всех прочих значениях x степень поляризации электронов, имеющих различные углы вылета θ , различна (7). Поэтому заданную степень поляризации имеет лишь часть образованных электронов³⁶.

Электроны, вытянутые из атомарной мишени, фокусируются и ускоряются до энергии порядка 10^2 кэв. Столь высокая энергия электронов необходима для того, чтобы можно было измерять их степень поляризации методом моттовского рассеяния¹. Этот метод основан на специфическом характере рассеяния электронов ядрами; при рассеянии на большой угол тяжелым ядром неполяризованный электрон приобретает определенную степень поляризации в плоскости, перпендикулярной к плоскости рассеяния. Для того чтобы эффект имел место, необходимо, чтобы энергия электронов была ≈ 60 кэв, атомный номер рассеивателя был достаточно велик, а сам рассеиватель содержал достаточно мало ядер, так чтобы процесс рассеяния был однократным. Фактор поперечной поляризации (где $N_e(\uparrow)$ — число электронов с данным направлением вектора поляризации)

$$S = \frac{N_e(\uparrow) - N_e(\downarrow)}{N_e(\uparrow) + N_e(\downarrow)} \quad (17)$$

известен с большой точностью ($\sim 1\%$) в зависимости от атомного номера рассеивателя, энергии и угла рассеяния электронов^{38, 39}. Если падающие электроны поляризованы, то возникает асимметрия в числе электронов, рассеянных на углы $\pm\theta$. Эта асимметрия выражается через степень поляризации P и фактор поперечного рассеяния S следующим образом:

$$\frac{N_+}{N_-} = \frac{1 + PS}{1 - PS} \quad (18)$$

Таким образом, зная фактор S и измеряя отношение N_+/N_- , можно определить степень поляризации электронов.

Если система вытягивания, ускорения и анализа электронов по энергиям такова, что спин расположен в направлении движения электронов, то используют фильтр Вина, поворачивающий спин электронов на 90° так, что электроны оказываются поляризованными в направлении, перпендикулярном к их движению.

Обычно используется в качестве рассеивателя золотая ($Z = 79$) фольга толщиной около 10^2 мг/см^2 , а электроны наблюдаются под углом около 120° . Детальный

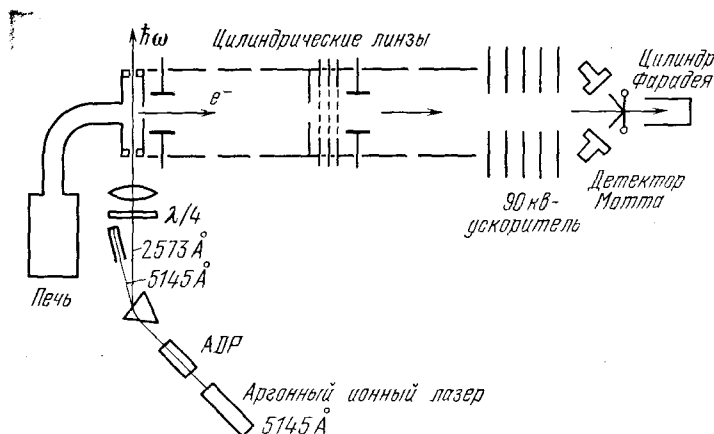


Рис. 6. Схема эксперимента ³⁶ по наблюдению поляризованных электронов, образующихся при эффекте Фано.

анализ точности этого метода, проведенный в работах ^{17, 36}, показал, что степень поляризации может быть найдена с точностью 4—7% в зависимости от конкретных деталей постановки опыта.

На рис. 6 приведена типичная схема экспериментальной аппаратуры, описанная в работе ³⁶. Первая электронно-оптическая система отображает выход из камеры взаимодействия на диафрагму. Для анализа электронов по энергиям и исключения фоновых электронов использовался метод задерживающего потенциала. Вторая электронно-оптическая система фокусировала электроны на вход ускорителя. Цилиндр Фарадея служил монитором электронного тока.

Контрольный опыт по наблюдению эффекта Фано состоит в измерении зависимости поляризации электронов от поляризации ионизирующего излучения. Поляризация излучения изменяется, не нарушая других параметров, характеризующих излучение, путем изменения ориентации пластинки в $1/4$ длины волны, располагаемой в пучке лазерного излучения. Максимальная степень поляризации электронов достигается при циркулярной поляризации света, она плавно уменьшается при изменении степени эллиптичности и равняется нулю при линейной поляризации света.

г) Сопоставление результатов экспериментов и расчетов

Экспериментальные данные получены для двух атомов — цезия ^{17, 35, 36} и рубидия ^{36, 37}. С точки зрения сопоставления с расчетами наибольший интерес представляют собой результаты первого эксперимента ³⁵, в котором в качестве источника излучения использовалась ксеноновая лампа высокого давления и двойной монохроматор. При такой конструкции источника оказалось возможным получить экспериментальные данные в широком диапазоне изменения частоты ионизирующего излучения. С точки зрения практики лучшие результаты получены в работе ³⁶. Сводка данных различных экспериментов приведена на рис. 7 совместно с резуль-

татами расчетов, выполненных в работе ³⁵. Видно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

Следует обратить внимание, что расчетные данные, приведенные на рис. 7, являются результатом независимого опыта, в котором измерялся параметр Q (16). Измерения параметра Q , которым посвящена работа ³⁵, служили критерием правильности учета спин-орбитального взаимодействия в щелочных атомах. Эксперимент по измерению фактора Q можно

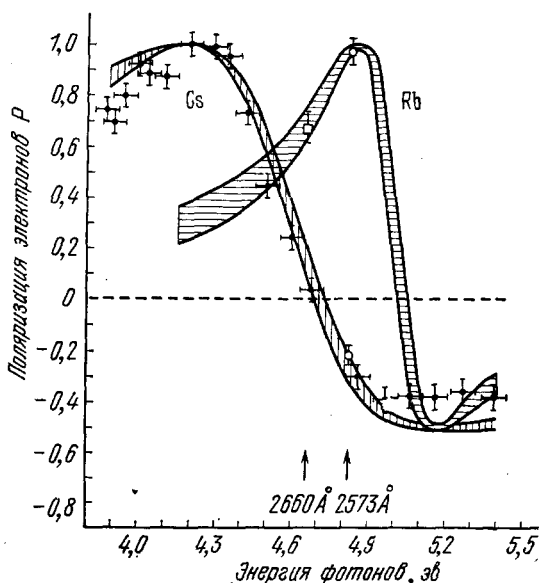


Рис. 7. Экспериментальные данные и результаты расчетов (заштрихованы) степени поляризации электронов, образующихся при эффекте Фано (заштриховано — по ³⁵, ● — ³⁴, □ — ³⁷, ○ — ³⁶).

Q от частоты излучения для трех щелочных атомов — калия, рубидия и цезия. Эти измерения позволили по соотношению (16) получить зависимости $x(\omega)$, которые в свою очередь позволили рассчитать зависимости $P(\omega)$, приведенные на рис. 7. Хорошее согласие измеренных и расчетных величин дает основание с большим доверием относиться к измерениям факторов P и Q , поскольку фактор x удовлетворяет двум независимым экспериментам.

Используя эффект Фано, на данный момент оказалось возможным получать $3 \cdot 10^3$ электронов в импульсе при $90 \pm 7\%$ степени поляризации ¹⁷. При этом плотность атомов имела величину $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, длина взаимодействия 80 мм, периодичность работы лазера 3 мин^{-1} , энергия в импульсе излучения $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}$.

Детальный анализ экспериментальных возможностей современных источников ультрафиолетового излучения и атомных пучков показывает, что увеличение плотности атомов и энергии ультрафиолетового излучения возможно не более чем в 2—3 раза, а увеличение длины взаимодействия в несколько раз представляет собой очень трудную задачу. Поэтому единственный существенный резерв заключается в увеличении частоты срабатывания возбуждающего лазера. Так, если получать вторую гармонику от излучения красителя, подкачиваемого лазером на стекле с неодимом, то можно работать в режиме повторения импульсов с частотой 50 гц, при

провести с большей точностью, чем в случае измерения фактора P . Дело в том, что детектируются ионы, нет проблем, связанных с подавлением электронного фона, и весьма высокая эффективность регистрации асимметрии в образовании ионов. Схема этого эксперимента была типична для исследования процесса фотоионизации поляризованных атомов. Использовался метод пересечения светового и атомного пучков. В данном случае это были поляризованный свет от ксеноновой лампы, отфильтрованный монохроматором, и пучок поляризованных атомов, образующихся при прохождении через шестипольный магнит. Ионы регистрировались электронным умножителем. Измерялась зависимость числа ионов от поляризации света. Прямым результатом эксперимента явилось измерение зависимости фактора

достаточно высокой энергии в импульсе. В заключение следует отметить, что целесообразность того или иного режима периодичности облучения атомарной мишени определяется в значительной мере конструкцией аппаратуры, в которой используются поляризованные электроны.

д) Эффект Фано, индуцированный интенсивным внешним электромагнитным полем

Как ясно из обсуждения физической природы эффекта Фано, этот эффект не универсален: он имеет место далеко не во всех атомах и лишь при строго определенных значениях частоты излучения. Этот недостаток можно в известной мере преодолеть, если обратиться к индуцированному эффекту Фано, т. е. к некоторой модификации эффекта, которая может быть осуществлена при подсветке атома вторым интенсивным лазерным полем²⁰. Схема уровней, иллюстрирующая условия реализации этого эффекта, изображена на рис. 8. Поле частоты ω_1 напряженностью $\mathcal{E}_1$ является сильным, а поле ω_0 , $\mathcal{E}_0$ — слабым (соответствующие количественные критерии будут приведены ниже). Частоты ω_1 и ω_0 должны удовлетворять условию

$$E_1 + \hbar\omega_1 \approx E_0 + \hbar\omega_0 > 0, \quad (19)$$

где E_1 — энергия некоторого произвольного возбужденного дискретного уровня атома, E_0 — энергия основного состояния. Энергия квантов $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_0$ должны соответственно превышать пороги ионизации с уровней E_1 и E_0 .

Для простоты рассмотрим случай, когда в основном и возбужденном состояниях орбитальный момент $l = 0$ (S -состояния), а поля $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_0$ являются правополяризованными.

Без учета спиновых эффектов рассматриваемый процесс ионизации был описан теоретически в работах^{40, 41}. Вероятность ионизации определяется выражением

$$w \sim \frac{(\Delta - a)^2}{\Delta^2 + (\Gamma/4)}, \quad (20)$$

где a и Γ — некоторые константы, причем $a \sim \Gamma \sim E_{ат} (\mathcal{E}_1/\mathcal{E}_{ат})^2$, $\mathcal{E}_{ат}$ и $E_{ат}$ — внутриатомное поле и характерная атомная энергия, $\Delta = E_0 + \hbar\omega_0 - E_1 - \hbar\omega_1$ — расстройка «резонанса» (рис. 9).

Наличие глубокого минимума в зависимости $w(\Delta)$ приводит к тому, что при учете спина в такой схеме фотоионизации, аналогично эффекту Фано, возникает возможность поляризации фотоэлектронов. При учете спина, как и обычно, необходимо различать радиальные матричные эле-

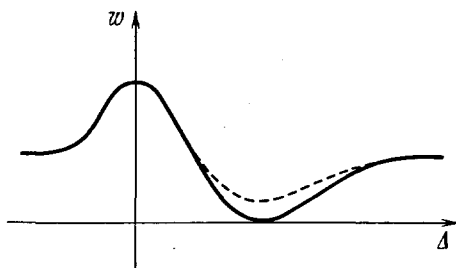


Рис. 9. Зависимость вероятности w ионизации атома от расстройки «резонанса» Δ .

Штриховая линия — учет спин-орбитального взаимодействия и штарковского расщепления уровней

менты $R_1^{(0, 1)}$ и $R_3^{(0, 1)}$ переходов из состояний $(0, 1)$ в состояния континуума $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$. Кроме того, поскольку поле $\mathcal{E}_1$ предполагается сильным, в этом случае необходимо учитывать расщепление уровней E_0 , E_1 за счет

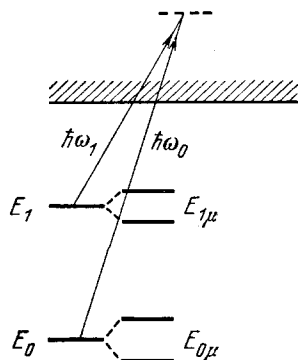


Рис. 8. Схема уровней и переходов при фотоионизации атома двумя полями частотой ω_0 , ω_1 .

динамического эффекта Штарка (см. рис. 8): $E_1 \rightarrow E_{1\mu}$, $E_0 \rightarrow E_{0\mu}$, $\mu = \pm 1/2$. Хотя это расщепление, определяемое векторными поляризуемостями уровней E_0 , E_1 , мало по сравнению с их средним сдвигом (определяемым скалярными поляризуемостями), но оно может конкурировать с эффектом влияния спин-орбитального взаимодействия на величины матричных элементов. В результате учета обоих этих фактов минимальное значение вероятности w становится отличным от нуля, а для степени поляризации $P(\Delta)$ в окрестности минимума может быть получено следующее выражение²⁰:

$$P(\Delta) = \frac{A - 2(\Delta_0 + B)x}{A + (1/2)(\Delta_0 + B)^2 + 2x^2}, \quad (21)$$

где

$$x = \frac{1}{2} \sum_{\mu} (E_{0\mu} + \hbar\omega_0 - E_{1\mu} - \hbar\omega_1),$$

$$\Delta_0 = E_{1, 1/2} - E_{0, 1/2} - E_{1, -1/2} + E_{0, -1/2},$$

A и B — некоторые малые константы, определяемые различием между матричными элементами $R_3^{(0,1)}$ и $R_3^{(0,1)}$. Параметр Δ_0 определяется эффектом расщепления уровней $E_{0,1}$. Характер зависимости $P(x)$ (рис. 10) совершенно аналогичен соответствующей зависимости в случае обычного эффекта Фано (рис. 5, формула (9)).

Рис. 10. Зависимость вероятности w ионизации и степени поляризации P от расстройки «резонанса» Δ .

Штриховая линия — случай, когда штарковское расщепление преобладает над спин-орбитальным взаимодействием.

Максимальное значение $P(x)$ достигается при $x = -(\Delta_0 + B)/2$; как и прежде, $P_{\max} = 1$. Минимальное значение вероятности в рассмотренной схеме отлично от $-1/2$ (в отличие от эффекта Фано). $P_{\min}$ достигается при

$$x = \frac{\Delta_0 + B}{2} - \frac{A}{\Delta_0 + B},$$

причем $P_{\min} = -(\Delta_0 + B)^2 [2A + (\Delta_0 + B)^2]^{-1}$.

Зависимость $P(x)$ значительно упрощается, если расщепление уровней E_0 , E_1 преобладает над эффектом спин-орбитального взаимодействия $|\Delta_0| \gg \sqrt{A}$, B . При этом

$$P(x) = -\Delta_0 \frac{x}{x^2 + (\Delta_0^2/4)}, \quad P_{\max}^{(\min)} = P\left[\left(\frac{-}{+}\right) \frac{\Delta_0}{2}\right] = \left(\frac{+}{-}\right) 1. \quad (22)$$

Кривая $P(x)$ в этом случае становится антисимметричной $P(x) = -P(-x)$ (см. рис. 10).

Критерий того, насколько сильным должно быть поле $\mathcal{E}_1$, определяется требованием, чтобы характерный масштаб, на котором степень поляризации $P(x)$ существенно изменяется, был бы велик по сравнению с радиационной шириной уровня Γ_r , что дает при $\Gamma_r = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\Delta_0 \sim \sqrt{A} \sim B \sim \alpha E_{\text{ат}} (\mathcal{E}_1/\mathcal{E}_{\text{ат}})^2$ (где α — постоянная тонкой структуры), $\mathcal{E}_1 \sim 5 \cdot 10^6 \text{ в/см}$. Это ограничение не является слишком жестким для современных лазеров.

Таким образом, рассмотренная схема ионизации с подсветкой интенсивным излучением $\mathcal{E}_1$ может обеспечить высокую степень поляризации фотоэлектронов и отличается большой универсальностью. В самом деле,

выбор уровня E_1 ничем не ограничен. Выбор частот ω_0 и ω_1 , удовлетворяющих условию (19), также ничем не ограничен, так как резонанс может иметь место при любой энергии в континууме. Индуцированный эффект Фано, следовательно, может быть реализован практически в любом атоме в широком диапазоне частот ω_0 , ω_1 .

3. РЕЗОНАНСНАЯ МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ

Широкий круг возможностей получения поляризованных фотоэлектронов открывается при многофотонной резонансной ионизации атомов ²¹. В условиях резонанса частоты внешнего поля с энергией перехода в промежуточное связанное состояние остаются в силе сформулированные выше утверждения о том, что в случае неполяризованных атомов поляризация фотоэлектронов обусловлена циркулярно поляризованной частью излучения и принципиально определяется спин-орбитальным взаимодействием электронов в атоме. Однако конкретный механизм влияния спин-орбитального взаимодействия на поляризационно-угловое распределение фотоэлектронов в случае резонансной ионизации радикально отличается от механизма, обуславливающего возникновение эффекта Фано. В случае резонансной ионизации возможность получения поляризованных фотоэлектронов связана в первую очередь со спектральными свойствами излучения и атомов. Как известно, при учете спин-орбитального взаимодействия атомные уровни с заданными квантовыми числами n и l расщепляются на подуровни E_j , отвечающие различным значениям полного момента электрона $j = l \pm 1/2$ (для S -уровней $j = 1/2$), причем сохраняется вырождение по проекции m_j полного момента на ось z . При достаточно высокой монохроматичности и не слишком высокой напряженности внешнего электромагнитного поля с помощью подбора частоты поля может быть осуществлено возбуждение подуровней, отвечающих фиксированному значению j' момента резонансного состояния. Если возбуждение осуществляется циркулярно-поляризованной волной, распределение атомов по m_j не будет симметричным даже в случае равновероятного распределения по m_j в основном состоянии (неполяризованные атомы). Неравномерность распределения по j' , m_j означает, что возбужденные атомы уже обладают определенной степенью поляризации. Переход из резонансного состояния в континуум, очевидно, позволяет получить поляризованные фотоэлектроны.

а) Ионизация при резонансе с состоянием тонкой структуры

Тонкая структура спектра связанных электронных состояний обусловлена, как известно, наличием взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами атомного электрона. В случае щелочных атомов это взаимодействие приводит к дублетной структуре спектра. Различие энергий компонент дублетов весьма велико. Для низких возбужденных уровней речь идет о многих см^{-1} . Таким образом, очевидно, нет никаких экспериментальных трудностей в случае необходимости резонансно возбудить определенное состояние тонкой структуры щелочных атомов лазерным излучением. Напомним, что состояния тонкой структуры характеризуются, кроме квантовых чисел n , l и j , также квантовым числом m_j , определяющим число возможных ориентаций момента электрона относительно выделенного направления.

Рассмотрим сначала характерные физические особенности поляризационно-угловых распределений фотоэлектронов в процессе резонансной

ионизации на примере $S \rightarrow P \rightarrow D$ перехода (рис. 11). Будем считать внешнее поле столь слабым, что можно не принимать во внимание возмущение атомного спектра.

Пусть первоначально атом находится в состоянии $|S; j = 1/2; m_j\rangle$ ($m_j = \pm 1/2$) и частота ω является резонансной по отношению к переходу в некоторое состояние $|P; j'; m_j'\rangle$

$$|\Delta_{j'}| \equiv |E_{Pj'} - E_S - \hbar\omega| \ll |E_{P3/2} - E_{P1/2}|.$$

Общее выражение для матрицы плотности вероятности переходов в континуум с определенным значением проекции спина электрона на ось z , полученное во втором порядке теории возмущений, имеет вид

$$\frac{dw_{\mu\mu_0}}{d\Omega} = \frac{2\pi}{\hbar} \sqrt{2m^3 E} \frac{1}{\Delta_{j'}^2 + (1/4)\Gamma^2} \left| \sum_{m_j'} \langle \psi_{P\mu} | \tilde{V} | Pj'm_j' \rangle \times \right. \\ \left. \times \left\langle Pj'm_j' | V | S, j = \frac{1}{2}, m_j = \mu_0 \right\rangle \right|^2, \quad (23)$$

где Γ — феноменологически введенная естественная ширина резонансного уровня, которая предполагается не зависящей от квантового числа m_j' ;

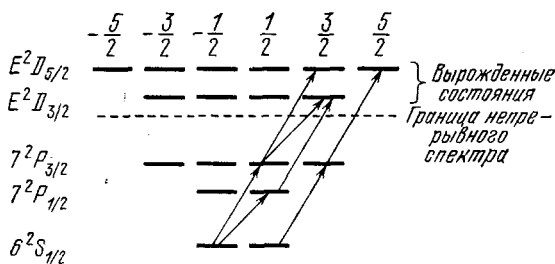


Рис. 11. Схема переходов при резонансной ионизации через P -состояние.

V и $\tilde{V}$ — пространственные части операторов взаимодействия атома с возбуждающим и ионизирующим излучением, частоты которых в общем случае могут быть различными (ω и $\tilde{\omega}$). Если обе волны распространяются в одном направлении (вдоль оси z) и обе право-(лево)-поляризованы, то $V_{\pm} = (e\tilde{E}_0/2) r \sin \theta' e^{\pm i\Phi'}$, $\tilde{V} = (e\tilde{E}_0/2) r \sin \theta' e^{\pm i\Phi'}$, $E = p^2/2m$ — кинетическая энергия электрона, определяемая законом сохранения $E = E_S + \hbar(\omega + \tilde{\omega}) \approx E + \hbar\tilde{\omega}$.

Пусть сначала $V = \tilde{V} = V_+$ (правополяризованное монохроматическое поле). В этом случае правилом отбора $\Delta m_j = 1$ в сумме по промежуточным состояниям $m_j' P_{j'}$ выделяется единственное слагаемое с $m_j' = m_j + 1$. Если резонансным является уровень $P_{1/2}$, то в результате вычисления матричных элементов в формуле (23) вероятность ионизации неполяризованных атомов может быть представлена в виде

$$\frac{dw}{d\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{\mu\mu_0} \frac{dw_{\mu\mu_0}}{d\Omega} = \frac{e^4 \tilde{E}_0^2 \tilde{E}_0^2}{24\hbar} \frac{\mathcal{R}_{PS}^2 R_{DP}^2(E)}{\Delta_{1/2}^2 + (1/4)\Gamma^2} \sin^2 \theta, \quad (24)$$

где R_{PS} и R_{DP} — радиальные матричные элементы переходов $S \rightarrow P$ и $P \rightarrow D$ (см. рис. 11). (Влиянием спин-орбитального взаимодействия на величины R_{PS} и R_{DP} мы пренебрегаем.) Угловое распределение электронов в этом случае аналогично распределению фотоэлектронов в процессе однофотонной прямой ионизации (12). Заметим, что этот результат является специфическим свойством резонанса на уровне $P_{1/2}$ и связан с тем обстоятельством, что распределение электронов в возбужденном состоянии в этом случае изотропно. В этом нетрудно убедиться, записав явно волновую функцию возбужденного состояния $\psi = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (\sin \theta' e^{i\Phi'} u_{-1/2} + \cos \theta' u_{1/2})$.

Отсюда сразу же следует, что $\psi^+ \psi$ не зависит от углов θ' , ϕ' , т. е. распределение возбужденных электронов изотропно. А поэтому с точки зрения углового распределения процесс резонансной ионизации через промежуточный уровень $P_{1/2}$ эквивалентен фотоионизации (прямой однофотонной ионизации) атома с изотропным распределением электронов в связанном состоянии. Интегральная степень поляризации P равна в этом случае — 60% ⁴². Степень поляризации фотоэлектронов, распространяющихся под углом θ к волновому вектору, как нетрудно убедиться, определяется элементарным выражением

$$P(\theta) = \cos 2\theta. \quad (25)$$

В случае резонанса на уровне $P_{3/2}$ аналогичные вычисления позволяют получить следующие выражения для вероятности ионизации неполяризованных атомов:

$$\frac{dw}{d\Omega} = \frac{e^4 \epsilon_0^2 \tilde{\epsilon}_0^2}{144\hbar} \frac{R_{PS}^2 R_{DP}^2(E)}{\Delta_{3/2}^2 + (1/4)\Gamma^2} \sin^2 \theta (5 \sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta), \quad (26)$$

и для степени поляризации электронов, распространяющихся под углом θ к оси z ,

$$P(\theta) = 2 \frac{2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}{5 \sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta}. \quad (27)$$

Интегральная степень поляризации равна 9/11, т. е. составляет примерно 82% ⁴².

Резонансная ионизация по схеме $S \rightarrow P \rightarrow D$ перехода наблюдалась экспериментально ⁴³, причем обнаруженная степень поляризации электронов с хорошей точностью описывается приведенными выше величинами.

Получение в этой простейшей схеме степени поляризации, меньшей 100%, обусловлено возможностью возникновения электронов с противоположными знаками проекции спина. Однако оказывается возможным выбрать более сложные схемы процесса ионизации, в которых электрон может иметь лишь определенное значение проекции спина, и тем самым получать 100% степень поляризации.

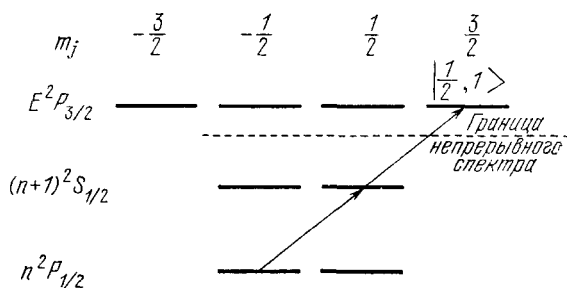


Рис. 12. Схема переходов при резонансной ионизации из начального P -состояния.

Одна из таких схем основана на использовании атомов, находящихся в основном состоянии $P_{1/2}$ ⁴⁴. Это имеет место в атомах с тремя валентными электронами (например Ga, In, Te). Правила отбора, отраженные в схеме переходов на рис. 12, приводят в этом случае к появлению фотоэлектронов только в состоянии с $l = 1$, $m_j = j = 3/2$, т. е. в состоянии $\psi_{P_{1/2}}$. Электроны с противоположным знаком проекции спина в таком процессе резонансной ионизации не возникают. Это обосновывает возможность получения 100%-ной степени поляризации электронов.

Другая схема, в которой достигается то же конечное состояние (и также может получаться 100%-ная степень поляризации), представляет собой трехфотонную резонансную ионизацию атомов, основное состояние которых есть $|S_{1/2}\rangle$ ⁴⁵. На рис. 13 изображена соответствующая схема переходов в атоме Na под действием левополяризованного излучения на частоте первого перехода и правополяризованного света на частоте второго и третьего переходов.

На данный момент процесс ионизации по последним двум схемам экспериментально не реализован, однако никаких серьезных препятствий к тому не видно.

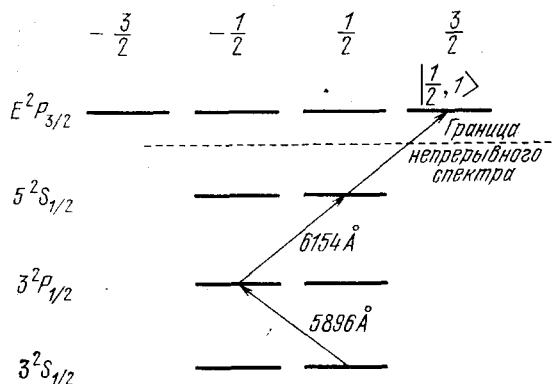


Рис. 13. Схема переходов при трехфотонной резонансной ионизации и противоположной (циркулярной) поляризации излучения.

До сих пор предполагалось, что энергия возбуждающего кванта близка к энергии перехода на один из уровней $P_{1/2}$ или $P_{3/2}$ и что влиянием нерезонансных уровней можно пренебречь. Был прослежен также непрерывный переход от одного из этих резонансов к другому через нерезонансную область⁴⁶. Найденная зависимость степени поляризации от частоты (рис. 14) при некоторых значениях частоты в области между резонансами достигает 100%. Эксперимент⁴⁶ дал за-

висимость поляризации от частоты, качественно описываемую этими теоретическими расчетами. Однако при этом следует иметь в виду, что в нерезонансной области сама вероятность (а следовательно, и полное число

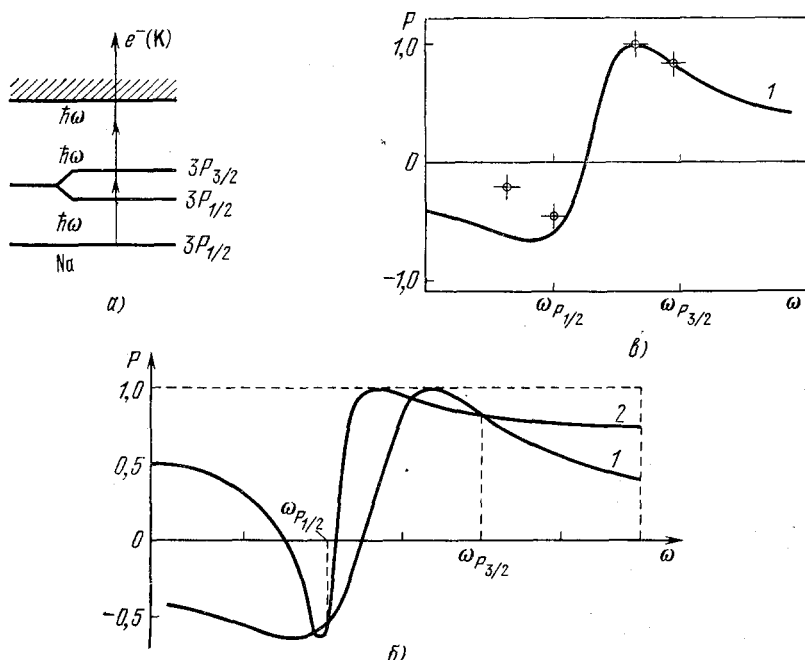


Рис. 14. Поляризация электронов при расстройке промежуточного состояния резонанса. а) Схема перехода. б) Расчет; кривая 1 соответствует одинаковому вкладу матричных элементов переходов через состояния $P_{1/2}$, $P_{3/2}$; кривая 2: доминирует переход через состояние $P_{3/2}$. в) Экспериментальные данные, нормированные по максимуму поляризации.

фотоэлектронов) сильно убывает. По этой причине следует предполагать, что процесс нерезонансной многофотонной ионизации по числу поляризованных электронов не может успешно конкурировать как с резонансным процессом, так и с эффектом Фано.

б) Ионизация при наличии резонанса с состоянием сверхтонкой структуры

Хорошо известно, что в спектре связанных состояний электрона в атоме, кроме тонкой структуры, в определенных условиях может проявляться и сверхтонкая структура (СТ), обусловленная взаимодействием спина ядра I с электронным моментом j . На классическом языке СТ расщепление уровней может рассматриваться как результат прецессии друг относительно друга векторов I и j с периодом $T \sim \hbar/\Delta E_{\text{СТ}}$. По порядку величины СТ расщепление первых уровней характеризуется величиной $\Delta E_{\text{СТ}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Достаточно жесткие условия накладываются и на возбуждающее излучение:

1) ширина спектра излучения должна быть меньше СТ расщепления, т. е. $\Delta\omega \ll \Delta E_{\text{СТ}}/\hbar$;

2) точность настройки в резонанс должна быть того же масштаба, что и ширина резонансного состояния;

3) напряженность возбуждающего и ионизирующего полей должна быть достаточно мала, чтобы полевое возмущение резонансного состояния было меньше СТ расщепления (в случае однофотонных переходов это условие выполняется при $\mathcal{E}_0 < 10^2 \text{ в.см}^{-1}$);

4) длительность импульса возбуждающего поля должна быть больше времени прецессии T ; (типичному значению $\Delta E_{\text{СТ}} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ соответствует $t > 10^{-8} \text{ сек}$).

Если какое-либо из перечисленных условий не выполняется, то взаимодействие спина ядра с электронным моментом не проявляется, так что возбудить можно лишь состояние тонкой структуры. С точки зрения постановки эксперимента выполнение этих условий не связано с какими-либо особыми трудностями, современные лазеры позволяя получить излучение с необходимыми характеристиками. Возбуждение определенных состояний сверхтонкой структуры осуществлялось в ряде экспериментов, в том числе и с целью получения поляризованных электронов^{18, 43}.

Прежде чем перейти к детальному рассмотрению переходов через СТ резонансное состояние, следует отметить, что сам факт взаимодействия электронного момента j со спином ядра приводит к перемешиванию состояний с различными проекциями m_j электронного момента на ось z . Таким образом, возникают отклонения от правил отбора по m_j и, тем самым, должна уменьшаться степень поляризации электронов по сравнению со случаем, когда переход происходит через состояние тснкой структуры.

Предположим теперь, что выполнены все сформулированные выше условия, и исследуем, к каким изменениям поляризационных свойств фотоэлектронов приводит учет СТ структуры основного и резонансного уровней. Учтем лишь влияние СТ взаимодействия на спектр атома, пренебрегая его влиянием на величины матричных элементов. Это допущение позволяет, в частности, использовать в качестве волновых функций континуума прежние функции $\psi_{\text{рм}}$ (3). Схема уровней СТ структуры основного (S) и резонансного (P) состояний изображена на рис. 15. Стационарные состояния в схеме СТ структуры характеризуются, кроме квантовых чисел n, l, j , также квантовыми числами спина ядра I , полного момента атома F ($F = I + j$) и его проекции m_F на ось z . В отсутствие внешних полей в схеме СТ структуры сохраняется вырождение по m_F .

Пусть первоначально атом находится в состоянии $|S; j = 1/2; F; m_F\rangle$ и частота ω является резонансной по отношению к переходу на некоторый уровень ($P; j'; F'; m'_F$):

$$|\Delta_{F'F}| \equiv |E_{Pj'F'} - E_{SF} - \hbar\omega| \ll \Delta E_{\text{СТ}}.$$

Вычислим во втором порядке теории возмущений плотность вероятности ионизации с определенным значением проекции m спина электрона на ось z . Имея в виду случай неполяризованных атомов, усредним вероятность по квантовому числу проекции полного момента m_F , что аналогично (23) дает

$$\frac{dw_{\mu}}{d\Omega} = \frac{2\pi/\hbar}{2F+1} \frac{1/\sqrt{2m^3E}}{\Delta_{F'F}^2 + (1/4)\Gamma^2} \times \\ \times \sum_{m_I, m_F} \left| \sum_{m'_F} \langle \psi_{\text{рм}}, m_I | \tilde{V} | Pj'F'm'_F \rangle \langle Pj'F'm'_F | V | SFm_F \rangle \right|^2, \quad (28)$$

где m_I — проекция спина ядра на ось z в конечном состоянии. Если резонансное поле является право-(лево)-циркулярно поляризованным, то в сумме по m'_F следует сохранить единственное слагаемое, определяемое правилом отбора $\Delta m_F \equiv m'_F - m_F = \pm 1$.

Рассмотрим сначала резонанс на подуровнях СТ структуры терма $P_{1/2}$ в случае, когда возбуждение и ионизация осуществляются правополяризованным излучением. Разлагая функции $|Fm_F\rangle$ и $|F'm'_F\rangle$ по волновым функциям уровней тонкой структуры $|jm_j\rangle$ и $|j'm'_j\rangle$ и вычисляя соответствующие матричные элементы, в результате находим, что степень поляризации может быть представлена в виде

$$P_{\Pi} = \frac{1 + aZ^2}{b + aZ^2}, \quad (29)$$

$Z = R_{11}/R_{31}$ — отношение радиальных матричных элементов R_{11} и R_{31} переходов из резонансного состояния в континуум $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ и $P_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$ соответственно.

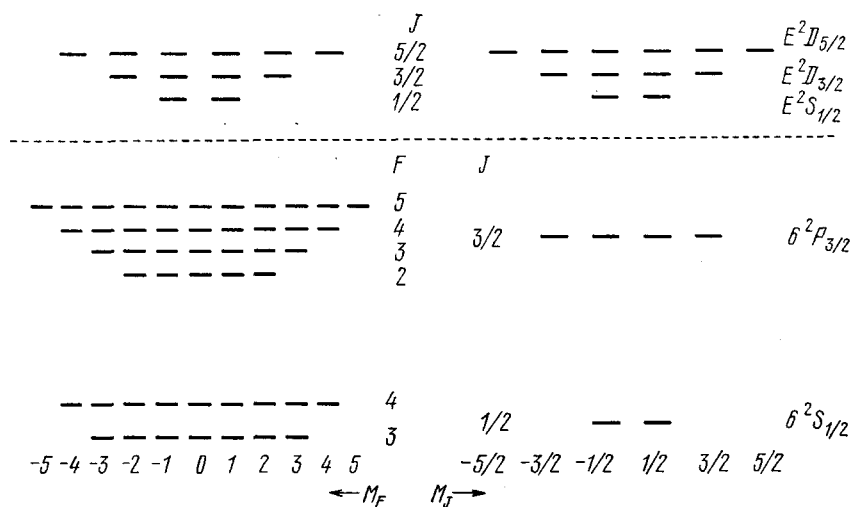


Рис. 15. Состояния атомов цезия, которые могут реализоваться при проявлении сверхтонкой структуры (слева) и тонкой структуры (справа). Штриховая прямая — граница непрерывного спектра.

Отношение матричных элементов Z должно определяться в результате расчетов или экспериментально. Для уровня $7^2P_{1/2}$ атома Cs величина Z близка к $1/2$ ¹⁸. Значение констант a и b , вычисленные для атома Cs ($I = 7/2$), приведены в табл. I.

Таблица I

Параметры a и b в формуле (29) и степень поляризации электронов P_{Π} в случае резонанса на состояниях сверхтонкой структуры атома цезия. Возбуждающее и ионизирующее излучение правополяризовано; $Z = 1/2$

F'	F	a	b	P_{Π}
3	3	-1,25	-2,1	-0,29
	4	-0,63	-2,55	-0,31
4	3	-0,25	-1,75	-0,52
	4	-0,79	-1,93	-0,38

Сопоставляя степени поляризации для различных переходов, приведенные в табл. I, со степенью поляризации при переходе через состояние тонкой структуры $P_{1/2}$, $P = -0,6$ (см. п. а)), мы видим, что данный конкретный пример подтверждает справедливость утверждения о преимуществах переходов через состояния тонкой структуры.

Аналогично выполняются также и расчеты вероятности ионизации в том случае, когда возбуждение резонансного уровня осуществляется правополяризованным излучением, а ионизация его левополяризованным излучением. Степень поляризации фото-

электронов P_L в этом случае по-прежнему может быть записана в виде (29). Константы a и b , а также значения P_L при $Z = 1/2$, приведены в табл. II.

Таблица II

То же, что и в табл. I, но при левой поляризации ионизирующего излучения

F'	F	a	b	P_L
3	3	-0,79	-1,93	-0,38
	4	-1,97	-2,36	-0,18
4	3	-3,25	-2,78	-0,05
	4	-1,27	2,11	-0,29

В случае резонанса на подуровнях СТ структуры состояния $P_{3/2}$ расчеты по формуле (28) более громоздки, но не сопряжены с каким-либо принципиальными трудностями. Результаты расчетов, приведенные в работах ^{36, 51}, показывают, как и в предыдущем случае, что степень поляризации меньше соответствующей величины для перехода через состояние тонкой структуры.

До сих пор не делалось никакого различия между длительностью импульсов возбуждающего и ионизирующего излучения. Вместе с тем случаи существенно различных длительностей и различных моментов воздействия этих полей обладают некоторыми интересными особенностями ⁴³.

1. Пусть сначала $\tau \gg \hbar/\Delta E_{СТ} \gg \tau$ (короткий возбуждающий и длительный ионизирующий импульсы). В этом случае большая спектральная ширина возбуждающего поля ($\Delta\omega \gg 1/\tau$) перекрывает СТ структуры основного и резонансного состояний, в силу чего в расстройке резонанса в формуле (28) должны быть опущены поправки, связанные со СТ взаимодействием $\Delta_{F',F} \rightarrow \Delta_{j'}$. Резонансные условия не выделяют при этом каких-либо значений F и F' . Поэтому вероятность $dw/d\Omega$ (28) должна быть просуммирована по F' и усреднена по F . Этот результат является промежуточным между процессами ионизации в схемах тонкой и сверхтонкой структуры. В самом деле, спектрально широкое поле $\mathcal{E}(\tau)$ возбуждает состояния тонкой структуры $|j'm_j\rangle$.

Однако за большое время τ эти состояния распадаются на подуровни СТ структуры с различной энергией $E_{PF'}$. Вероятность ионизации определяется в результате некоторого усреднения по биениям между этими состояниями. Расчет степени поляризации по изложенной схеме в условиях резонанса на уровне $P_{1/2}$ дает значение $P = -0,33$.

2. Пусть теперь оба импульса являются короткими, т. е. $\tau \ll \hbar/\Delta E_{СТ}$, но ионизирующий импульс задержан относительно возбуждающего на время $t \gg \hbar/\Delta E_{СТ}$. Вероятность ионизации в этом случае, как нетрудно убедиться, может быть схематически представлена в виде

$$\frac{dw_{\mu}}{d\Omega} \sim \left| \sum_{F'} \left[\exp \left(-iE_{PF'} \frac{t}{\hbar} \right) \right] A_{F'} \right|^2, \quad (30)$$

где $A_{F'}$ — некоторые константы, определяемые матричными элементами переходов.

Как видно из формул (30), вероятность ионизации осцилляторным образом зависит от времени задержки t . Этот результат является следствием квантовых биений, т. е. осцилляций в волновой функции атома, первоначально возбужденного в состоянии тонкой структуры, которые затем (за большое время t) распадаются на состояния сверхтонкой структуры с различными значениями энергии.

Таким образом, детальное рассмотрение процесса резонансной ионизации через состояние сверхтонкой структуры подтверждает качественный вывод о преимуществе переходов через состояния тонкой структуры с точки зрения получения максимальной степени поляризации электронов. Соответственно при практическом использовании резонансной ионизации в качестве источника поляризованных электронов не следует стремиться к чрезмерному увеличению длительности лазерных импульсов τ и степени их монохроматичности. Оптимальные значения τ и спектральной ширины $\Delta\omega$ определяются условиями

$$10^{-8} \text{ сек} \sim \frac{\hbar}{\Delta E_{СТ}} > \tau > \frac{1}{\Delta\omega} > \frac{\hbar}{\Delta E_T} \sim 10^{-11} \text{ сек}.$$

Обратим, наконец, внимание на тот факт, что при селективном возбуждении подуровней СТ структуры или при резонансной ионизации через эти подуровни определенная часть момента количества движения поглощаемых фотонов принимает на себя спин ядра. Это значит, что в таких процессах возникает определенная поляризация ядер²².

в) Резонансная ионизация в сильном внешнем поле

Увеличение напряженности внешнего поля (или полей, если их два, возбуждающего и ионизирующего) приводит к увеличению вероятности ионизации и, тем самым, к увеличению выхода поляризованных электронов лишь до тех пор, пока увеличение напряженности не приводит к возмущению исходных атомных состояний. Речь идет о трех различных эффектах — резонансном перемешивании в двухуровневой системе *) «основное состояние — возбужденное состояние»²¹, динамической поляризуемости основного и возбужденного резонансного состояния^{21,47} и ионизационном уширении возбужденного состояния. Для интересующего нас резонансного перехода в непрерывный спектр эффект резонансного перемешивания, заключающийся в сдвиге квазиэнергетических уровней, проявляется как уширение резонансной зависимости вероятности ионизации от расстройки резонанса по частоте возбуждающего поля. Это уширение, в отличие от ионизационного, принято называть полевым уширением.

Относительная роль различных эффектов при резонансной ионизации различна, она определяется как напряженностью возбуждающего и ионизирующего полей, так и степенью нелинейности (многофотонности) соответствующих переходов⁴⁸. Рассмотрим здесь те эффекты, которые могут привести к уменьшению степени поляризации электронов при увеличении напряженности внешнего поля. Экспериментально подобное явление наблюдалось в работах^{18, 46}. Примером могут служить данные эксперимента¹⁸ о поляризации при двухфотонной ионизации атома цезия через состояние сверхтонкой структуры. Анализ влияния этих эффектов возмущения атомного спектра на поляризацию фотоэлектронов был дан в работе⁴⁹. Не вдаваясь в детальное обсуждение особенностей резонансной ионизации и поляризации электронов в сильных полях (см. ⁴⁹), приведем оценки значений напряженностей возбуждающего и ионизирующего полей, которые являются оптимальными для создания эффективных источников поляризованных электронов. Говоря об оптимальных величинах, мы имеем в виду такие напряженности полей, при которых возмущение спектра еще не сказывается существенно на степени поляризации, а число фотоэлектронов близко к максимально возможному, т. е. к их числу в области взаимодействия.

Рассмотрим, как и прежде, случай резонансной ионизации в двух полях — возбуждающем и ионизирующем. Очевидно, что для оптимизации процесса достаточно, чтобы возбуждающее поле было на пороге насыщения $\mathcal{E}_0 \sim \mathcal{E}_{at}(\hbar/\tau Ry)$, а ионизирующее поле удовлетворяло условию почти полной ионизации атома за время импульса $\tilde{\mathcal{E}}_0 \sim \mathcal{E}_{at}\sqrt{\hbar/\tau Ry}$. Длительность импульса τ в случае излучения одномодового лазера однозначно связана с его спектральной шириной $\Delta\omega \sim 1/\tau$. Согласно результатам п. б) степень поляризации электронов может быть максимальной, если $\hbar\Delta\omega$ меньше, чем масштаб тонкой структуры уровней, но значительно превосходит сверхтонкое расщепление. Значения длительности импуль-

*) В научной литературе иногда используются термины «оптический эффект Аутлера — Таунса» или «резонансный эффект Штарка».

са τ оказываются при этом заключенными в интервале от 10^{-8} до 10^{-11} сек, т. е. например, оптимальные условия могут быть реализованы при $\tau = 10^{-9}$ сек.

Оценки оптимальных значений напряженности возбуждающего и ионизирующего полей при этом принимают значения $\mathcal{E}_0 \sim 5 \cdot 10^2$ в/см и $\tilde{\mathcal{E}}_0 \sim 10^6$ в/см.

г) Постановка эксперимента

В ряде работ ^{42, 44, 46, 50} обсуждались различные конкретные схемы резонансного процесса ионизации с точки зрения получения поляризованных электронов. В последнее время появилось подробное экспериментальное исследование поляризации электронов, возникающих при резонансной ионизации атома цезия ^{18, 43, 51}. Некоторые экспериментальные данные приведены также в обзорных работах ⁴² и ⁴⁶. Во всех случаях речь идет о резонансной ионизации щелочных атомов, имеющих, как известно, наименьшие потенциалы ионизации. Таким образом, рассматривались, как правило, двухфотонные процессы ионизации.

Как уже говорилось выше, несколько параметров, характеризующих лазерное излучение — ширина спектра, интенсивность и длительность импульса — определяют, между какими состояниями возникает резонанс, приводящий к возбуждению атома. Это могут быть как состояния спинового сверхтонкой структуры, так и состояния тонкой структуры (см. рис. 15). При этом надо иметь в виду, что речь идет о первых возбужденных, а не о высоких состояниях. Действительно, по порядку величины сверхтонкое расщепление (обусловленное магнитным моментом ядра) в 10^3 раз меньше тонкого расщепления (обусловленного магнитным моментом электрона в атоме). Для первых возбужденных состояний щелочных атомов тонкое расщепление имеет существенно различную величину от $0,34$ см⁻¹ для лития до 554 см⁻¹ для цезия. По мере увеличения главного квантового числа n расщепление уменьшается $\sim n^3$ (для водородоподобных состояний). Из приведенных цифр легко оценить, что лишь для небольшого числа низких возбужденных состояний ряда атомов сверхтонкое расщепление превышает естественную ширину уровней и потому могут быть в принципе реализованы переходы между отдельными состояниями сверхтонкой структуры. При этом надо иметь в виду, что лучшие современные лазеры позволяют использовать излучение с шириной линии $\Delta\omega$ до 10^{-4} см⁻¹ при стабильности частоты того же масштаба. С другой стороны, в случае необходимости может использоваться излучение со спектральной шириной до 10^3 см⁻¹. Таким образом, выбирая атом, конкретный переход, частоту и ширину спектра лазерного излучения, можно обеспечить принципиальную возможность возбуждения тех или иных состояний. Заметим, что электромагнитная волна никогда не бывает идеально циркулярно-поляризованной. Малая доля излучения «неправильной» поляризации при общей высокой интенсивности может быть весьма значительной по абсолютному значению. Это обстоятельство может быть причиной эффективной ионизации за счет «неправильно» поляризованного излучения, что может привести к значительному снижению степени поляризации электронов ⁴⁶. Следует отметить, что использование двух лазеров существенно расширяет возможности эксперимента, так как, кроме оптимизации интенсивности возбуждающего и ионизирующего излучения, в принципе позволяет изменять поляризацию ионизирующего излучения и регулировать интервал времени между возбуждением и ионизацией. Изменение поляризации позволяет изменять квантовые числа, характеризующие конечное состояние свободного электрона. Изменение интервала между возбуждающим и ионизирующим импульсами делает в принципе возможным наблюдение квантовых биений между состояниями сверхтонкой структуры.

В качестве конкретного примера постановки эксперимента рассмотрим процесс двухфотонной резонансной ионизации атома цезия, описанный в работе ¹⁸.

Общая схема экспериментальной аппаратуры приведена на рис. 16. Использовался метод пересечения атомарного и светового пучков. В единый световой пучок совмещались пучок света от полупроводникового лазера на арсениде галлия, используемый для возбуждения, и от аргонового ионного лазера, используемый для ионизации возбужденных атомов. Полупроводниковый лазер работал в импульсном режиме с длительностью импульса ~ 1 мсек. Он излучал линейно-поляризованный свет, который превращался в циркулярно-поляризованный внешним поляризатором. За время импульса из-за нагревания рабочего вещества частота излучения ~ 11700 см⁻¹ изменялась на величину порядка 1 см⁻¹, что позволяло возбудить два перехода из начальных состояний с квантовыми числами $F = 3, 4$, энергии которых различаются на $\Delta E \approx 3 \cdot 10^{-1}$ см⁻¹. Длительность времени возбуждения отдельного перехода в состоянии $6^2P_{3/2}$ с квантовыми числами $F' = 2, 3, 4, 5$ (ширина $\sim 10^{-4}$ см⁻¹) была порядка 10^{-8} сек. Интервал времени между возбуждением начальных состояний составлял

150 нсек. Частота повторения импульсов аргонового лазера ($h\nu \sim 22000-20000 \text{ см}^{-1}$) была та же, что и полупроводникового лазера. Точность взаимной синхронизации импульсов обоих лазеров позволяла осуществлять ионизацию при возбуждении как первого, так и второго состояния или обоих состояний вместе.

Электроны, образованные в области пересечения атомарного и светового пучков, ускорялись в постоянном поле, фокусировались на вход магнитного анализатора, проходили через фильтр Вина, изменявший ориентацию спина на 90° , ускорялись до энергии около 100 кэв и направлялись на моттовский анализатор. Магнитный анализатор позволял резко уменьшить уровень электронного фона от остаточного газа и стенок камеры взаимодействия (остальная аппаратура подробно описана в гл. 2, в). Кроме электронов, регистрировались и ионы Cs^+ электронным умножителем.

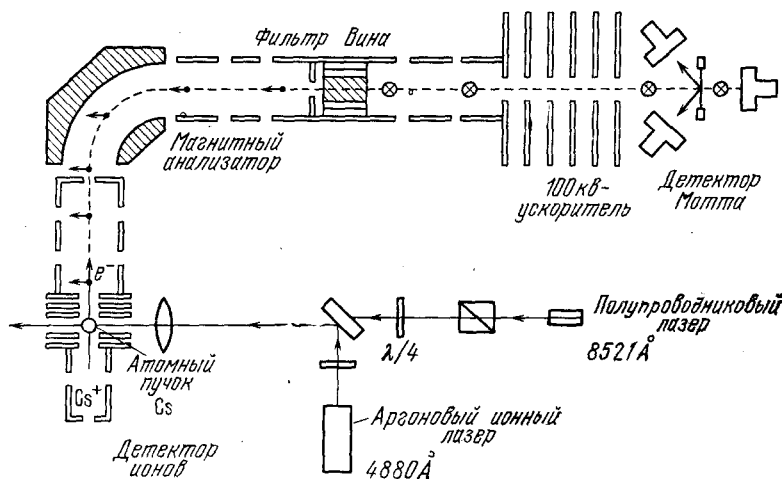


Рис. 16. Схема эксперимента по наблюдению поляризованных электронов, образующихся при резонансной двухфотонной ионизации атома цезия¹⁸.

При измерении степени поляризации могут иметь место различные систематические ошибки, связанные с действием фильтра Вина, с процессом вытягивания электронов из области пересечения пучков, с величиной функции асимметрии S анализатора Мотта (см. выше п. в) гл. 2) и его абсолютной калибровкой. В работе³⁸ детально проанализированы и количественно оценены различные источники ошибок.

д) Экспериментальные результаты

Экспериментальные данные о свойствах фотоэлектронов, образующихся при резонансной ионизации, весьма скудны. По сути дела, лишь эксперименты по исследованию двухфотонной ионизации атома цезия^{18, 43, 51} позволили получить достаточно достоверные данные. В одном случае атомы цезия из начальных состояний $6S_{1/2}$ ($F = 3, 4$) возбуждались правополяризованным циркулярным светом в различные состояния сверхтонкой структуры уровня $6P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4, 5$). Как уже говорилось в п. г), атомы цезия могли возбуждаться как из состояния $6S_{1/2}$ ($F = 3$), так и из состояния $6S_{1/2}$ ($F = 4$) или из обоих состояний. Ионизация из возбужденных состояний происходила под действием циркулярно-поляризованного света другой частоты, причем направление поляризации могло быть как правым, так и левым. Таким образом, электрон, вырванный из атома, мог находиться в конечных состояниях $S_{1/2}$, $D_{3/2}$, $D_{5/2}$ (см. рис. 15). Переходы, которые могут происходить в таких условиях, обсуждались выше, в п. б).

Измерения носили относительный характер — регистрировались величины, зависящие от направления циркулярной поляризации ионизирующего

излучения (правое и левое) через радиальные части матричных элементов и заселенности промежуточных состояний: 1 — асимметрия в выходе ионов, $A_i = I_{\Pi}/I_{\text{Л}}$, т. е. отношение выходов при правом (П) и левом (Л) направлении циркулярной поляризации ионизирующего света; 2 — степень поляризации электронов при правом направлении циркулярной поляризации ионизирующего света P_{Π} ; 3 — то же при левом направлении $P_{\text{Л}}$.

Все данные получены для двух начальных состояний с квантовыми числами $F = 3, 4$. Для случая $F = 4$ проведены измерения с различной интенсивностью возбуждающего излучения (рис. 17). Эти измерения показали, что при напряженности поля возбуждающего излучения $\mathcal{E}_0 \approx 50$ в.см⁻¹ зависимость A_i ($\mathcal{E}_0^2$) начинает отклоняться от линейной, а степень поляризации уменьшается. Очевидно, что эти отклонения связаны с возникновением перемешивания резонансных состояний. Все результаты, которые обсуждаются ниже, получены при достаточно малой интенсивности возбуждающего излучения, когда эти эффекты отсутствуют.

В таких условиях указанные три величины, измеренные для обоих начальных состояний, приведены в табл. III. Ошибки представляют собой

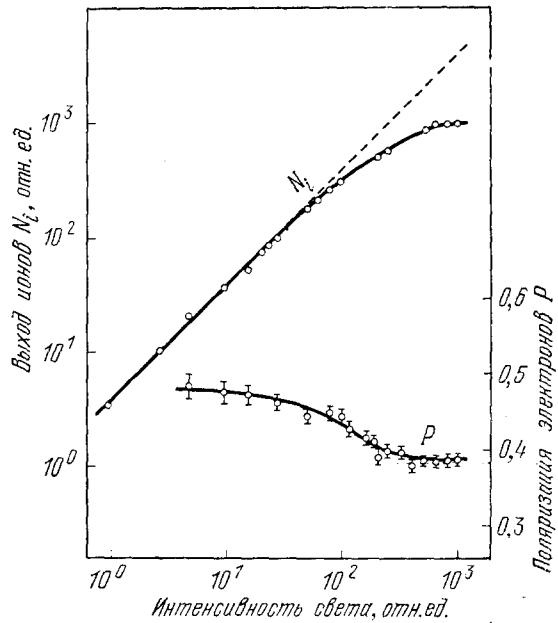


Рис. 17. Уменьшение степени поляризации при увеличении интенсивности внешнего поля.

Таблица III

Экспериментальные и расчетные данные о степени поляризации электронов P и асимметрии в выходе ионов A_i для переходов $6^2S_{1/2}$ ($F=3; 4$) $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ ($F=2, 3, 4; 3, 4, 5$) $\rightarrow$ $E^2S_{1/2}$, $E^2D_{3/2}$, $E^2D_{5/2}$ при правой (П) и левой (Л) циркулярной поляризации ионизирующего излучения

	Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет
$A_i (3+4)$	$1,338 \pm 0,008$	1,472	$P_{\Pi} (3)$	$0,390 \pm 0,020$	0,381
$P_{\Pi} (4)$	$0,486 \pm 0,025$	0,520	$P_{\text{Л}} (3)$	$0,018 \pm 0,014$	0,016
$P_{\text{Л}} (4)$	$0,185 \pm 0,014$	0,225			

статистический разброс и неточность калибровки анализатора Мотта. Соотношения, приведенные выше, позволяют, используя алгебру угловых моментов, рассчитать измеренные величины. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с измеренными величинами при предположении, что матричные элементы переходов из резонансного состояния в различные состояния непрерывного спектра одинаковы и реализуются переходы во все промежуточные состояния, разрешенные правилами отбора. Интересно отметить, что результаты расчетов указывают на существование

зависимости степени поляризации от квантового числа сверхтонкой структуры промежуточного состояния (до фактора ~ 2).

Были проведены также расчеты тех же величин, исходя из предположения, что переходы происходят между состояниями тонкой структуры

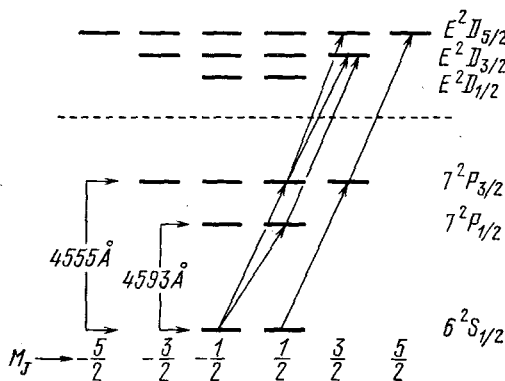


Рис. 18. Схема переходов при двухфотонной ионизации через мультиплет $7P$ в атоме цезия.

процессе ионизации атома цезия через промежуточные резонансные состояния $7^2P_{1/2}$ и $7^2P_{3/2}$ получены в работе ⁴³ (рис. 18). Использовалось излучение лазера на красителе, с подкачкой светом азотного лазера. Длина волны

и определяются правилами отбора для орбитального квантового числа. В рамках такого предположения экспериментальные результаты даже качественно не могут быть описаны расчетами. Хотя из общих соображений не следовало ожидать, что в данном эксперименте могут играть роль переходы между состояниями тонкой структуры, однако экспериментальное подтверждение реализации переходов между состояниями сверхтонкой структуры имеет очевидную ценность.

Интересные экспериментальные данные о двухфотонном про-

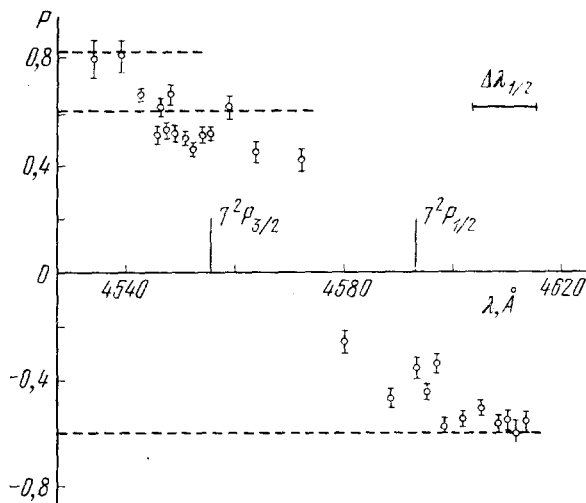


Рис. 19. Экспериментальные данные о зависимости степени поляризации от частоты возбуждающего света при резонансе с состояниями мультиплета $7P$ в атоме цезия.

излучения лазера на красителе могла изменяться от 4555 до 4593 Å при ширине спектра генерации 12 Å. Длительность импульса излучения была 1,5 нсек при периодичности 100 гц. Излучение лазера использовалось как для возбуждения атомов цезия, так и для ионизации возбужденных атомов. Для того чтобы не возникало перемешивания резонансных состояний, а вероятность ионизации была достаточно велика, выбирались такие частоты излучения, при которых возбуждение осуществляется малой частью излучения в далеком краю линии генерации (очевидно, что ионизация возникала под действием всего излучения).

Длительность возбуждающего импульса была короче, чем период прецессии для состояний сверхтонкой структуры $7^2P_{3/2}$ ($F = 2, 3, 4, 5$), лежащий в диапазоне 5—20 нсек, и того же порядка, как период прецессии $7^2P_{1/2}$ -состояний, — 2,7 нсек. Таким образом, при переходе через состояния $7^2P_{1/2}$ сверхтонкое взаимодействие не должно играть роли. Эксперимент дал величину степени поляризации $P = 0,8$ при переходе через состояние $7^2P_{3/2}$ и $P = -0,6$ при переходе через состояние $7^2P_{1/2}$ (рис. 19). Эти величины дает и расчет⁵² для переходов между состояниями тонкой структуры.

Данные о поляризации электронов, образующихся при резонансной ионизации цезия через состояния $7^2P_{3/2}$, приведены также в работе⁴².

В работе⁴⁶ приведены некоторые данные о поляризации электронов, возникающей при трехфотонной ионизации атома натрия при однофотонном резонансе с состояниями $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$.

В работе⁵¹ был получен средний ток поляризованных электронов до 10^{-11} а (в каждом импульсе возбуждающего лазера, работавшего с частотой 20 кГц, образовывалось порядка 10^4 ионов). Эта величина имеет тот же масштаб, как и средний ток поляризованных электронов, полученных при осуществлении эффекта Фано (см. выше в) гл. 2). Однако, в отличие от фотоионизации, методика резонансной многофотонной ионизации еще далеко не оптимизирована. Видны различные резервы, носящие качественный и количественный характер. К первой категории можно отнести возможность осуществления резонансного процесса ионизации практически любых атомов интенсивным светом видимого диапазона частот. Конечно, при этом в рассмотрение включаются не только двух- и трехфотонные процессы, но также и существенно многофотонные процессы.

На первый взгляд может показаться, что возникает известное противоречие — для того, чтобы процессы с большой степенью нелинейности происходили с большой эффективностью, необходима большая напряженность поля, которая одновременно обуславливает сильное возмущение атомного спектра. Однако нерезонансное возмущение не приводит к уширению атомных уровней, а лишь к перестройке спектра, т. е. не нарушает возможности селективного возбуждения фиксированных состояний.

Если обратиться к количественным резервам, то основные надежды связаны с тем обстоятельством, что при резонансной ионизации используется лазерное излучение видимого диапазона. В видимом диапазоне имеется много возможностей для выбора более мощного лазера, позволяющего увеличить объем пространства, в котором может идти ионизация, и тем самым увеличить число атомов в мишени и число образованных ионов.

Вся совокупность данных, полученных в различных экспериментах, позволяет предполагать, что можно достигнуть степени ионизации атомов порядка 100% в объеме порядка 10^{-1} см³ при плотности в пучке до 10^{12} см⁻³, используя мощный импульсный лазер с периодом действия порядка 1 мин⁻¹.

При большей периодичности объем взаимодействия будет значительно меньше, так как из-за уменьшения мощности лазера излучение придется фокусировать. Заметим, что использование многоканальных коллиматоров для формирования атомных пучков или ряда параллельных пучков, как это было осуществлено в работе¹⁷, может обеспечить указанный объем области взаимодействия.

е) Поляризация фотоэлектронов при ионизации атомов, обладающих селективной населенностью подуровней тонкой структуры

Из описания процесса поляризации электронов при резонансной ионизации ясно, что одно из основных условий реализации этого явления — селективное возбуждение подуровней тонкой структуры спектра связанных состояний электрона в атоме. В принципе необходимая селекция может быть обеспечена и за счет другого механизма, а именно, за счет неравномерной заселенности этих уровней. Очевидно, что это условие может быть выполнено лишь в атомах, обладающих очень большим расщеплением уровней тонкой структуры. В качестве примера можно указать атом Тl, в котором энергия основного ($P_{1/2}$) и возбужденного ($P_{3/2}$) уровней различается на 0,96 эв и значительно превышает kT . Атомы Тl, следовательно, в равновесных условиях неполяризованы, но их распределение по электронному моменту j неравномерно. Этого оказывается достаточным для того, чтобы в процессе прямой ионизации этих атомов циркулярно-поляризованным полем возникали поляризованные фотоэлектроны⁵³. Это явление эквивалентно поляризации в процессе резонансной ионизации. Более неожиданной и интересной является другая особенность процесса фотоионизации атомов из состояний с заданным j , обнаруженная в работах⁵⁴. Оказывается, что механизмом поляризации фотоэлектронов в этом случае может быть их дополнительная селекция по направлениям вылета. Фотоэлектроны могут быть поляризованными независимо от поляризации ионизирующего излучения. В частности, поляризация имеет место и в случае ионизации атомов линейно-поляризованным или неполяризованным излучением. Не останавливаясь на деталях вычислений, выполненных в работах⁵⁴, приведем выражения для степени поляризации атома, основное состояние которого есть $P_{1/2}$, при его ионизации под действием линейно-поляризованного и неполяризованного излучения:

$$P_{\text{лин}} = -6 \frac{R_S R_D \sin \delta}{R_S^2 + 2R_D^2} \frac{(s[e\kappa])(e\kappa)}{1 + (\beta/2)[3(\kappa e)^2 - 1]}, \quad (31)$$

$$P_{\text{непол}} = 3 \frac{R_S R_D \sin \delta}{R_S^2 + 2R_D^2} \frac{(s[k \times \kappa])(k\kappa)}{1 - (\beta/4)[3(\kappa k)^2 - 1]}, \quad (32)$$

где s , κ — единичные векторы в направлении спина и импульса электрона, k , e — единичные векторы вдоль направления распространения и поляризации излучения; β — так называемый коэффициент асимметрии, выражающийся определенным образом через радиальные матричные элементы переходов в S - и D -состояния континуума R_S и R_D , δ — разность фаз рассеяния в S - и D -состояния, $\delta = \delta_S - \delta_D$. Отметим основные особенности поляризации фотоэлектронов, описываемой формулами (31), (32).

1. Направление поляризации s в обоих случаях перпендикулярно к плоскости реакции (κ, e) или (κ, k) .

2. В отсутствие циркулярной поляризации излучения поляризация электронов возможна только за счет селекции по направлениям вылета. Усреднение формул (31) и (32) по направлениям вектора κ зануляет эти выражения.

3. Степень поляризации P определяется разностью фаз рассеяния δ . Эта разность, вообще говоря, не является малой (в отличие от разности фаз δ_{lj} с заданным l и различными j в эффекте Фано (п. б) гл. 2).

Экспериментальное наблюдение поляризации электронов в описанных условиях может представлять интерес само по себе, а также для

получения информации о параметрах, характеризующих процесс фотоионизации: о величинах матричных элементов R_S и R_D и о разности фаз рассеяния δ .

Заметим, наконец, что в работах ⁶⁴ было дано полное описание поляризации фотоэлектронов с заданным направлением распространения при фотоионизации произвольных атомов с любыми значениями квантовых чисел связанных состояний при различных соотношениях заселенностей подуровней их тонкой структуры и при произвольной поляризации излучения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая рассмотрение различных физических явлений, приводящих к поляризации электронов, выбиваемых из неполяризованных атомов фотонами, имеет смысл кратко резюмировать общее состояние исследований. Из материала, приведенного в данном обзоре, легко видеть, что в различных направлениях исследования находятся на различной стадии, от первых результатов, носящих качественный характер, до оптимизации условий эксперимента с точки зрения практического применения эффекта. В такой ситуации большое значение имеет конкретизация ключевых вопросов, стоящих перед теоретиками, и основных задач, стоящих перед экспериментаторами.

Очевидно, что основным направлением развития теоретических и экспериментальных исследований в этой области в ближайшем будущем должно стать систематическое изучение поляризации электронов при прямой и резонансной ионизации различных атомов при различных условиях постановки опыта. В плане теоретических исследований при этом предстоит сделать еще достаточно много. Это связано с тем обстоятельством, что по крайней мере в случае резонансной ионизации все основные результаты получены в простейшей схеме $S - P - D$ -переходов в одновалентных атомах. Для широкого исследования процессов в различных атомах, очевидно, необходимо получить обобщение этих результатов на более общие случаи. Особого внимания при этом заслуживают процессы фотоионизации атомов с несколькими валентными электронами. Представляет интерес также и теоретический анализ возможностей поляризации электронов при резонансной ионизации за счет селекции по направлениям их вылета.

Внимание экспериментаторов естественно обратить на эффект Фано, индуцированный интенсивным внешним полем, наблюдение и исследование которого представляет очевидный интерес. Необходимо также детальное исследование поляризационных свойств электронов, образующихся в различных схемах резонансной ионизации и в первую очередь наблюдение 100%-ной поляризации.

Если интересоваться собственно поляризованными электронами и смотреть на обсуждавшиеся выше физические явления как на различные методы, то только для эффекта Фано сейчас можно с достаточной достоверностью говорить о количественных характеристиках метода. Во всех остальных случаях это делать преждевременно, в особенности в отношении числа поляризованных электронов, так как эта величина существенно зависит от различных технических характеристик используемой аппаратуры.

Современное состояние исследований процесса столкновения электронов с атомами и молекулами настоятельно требует проведения различных экспериментов с поляризованными электронами и тем самым определяет прикладной интерес к рассмотренным явлениям.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Мотт Н., Мессии Г. Теория атомных столкновений— М.: Мир, 1969.
2. Kessler J.— *Rev. Mod. Phys.*, 1969, v. 41, p. 3.
3. Walker D.— *Adv. Phys.*, 1971, v. 20, p. 257.
4. Farago P.— *Rept. Progr. Phys.*, 1971, v. 34, p. 1055.
5. Kessler J. *Polarized Electrons*.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag; 1976.
6. Друкарев Г. Ф.— В кн. Вопросы атомных столкновений.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.— Вып. 1, с. 10.
7. Друкарев Г. Ф. Столкновения электронов с атомами и молекулами.— М.: Наука, 1978.
8. Биленький С. М., Липидус Л. И., Рындин Р. М.— *УФН*, 1964, т. 84, с. 243.
9. Ваганов А. В.— *УФН*, 1976, т. 119, с. 257.
10. Hughes V., Long R., Lubell M., Pasner M., Raith W.— *Phys. Rev. Ser. A.*, 1972, v. 5, p. 195.
11. Alguard M.— *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1976, v. 21, p. 35.
12. Объяедков В. Д.— *Письма ЖЭТФ*, 1975, т. 21, с. 220.
13. Kelihier P. J., Gleason R. F., Walterz G. K.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1975, v. 11, p. 1279.
14. Pierce D. T., Meier F.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1976, v. 13, p. 5484.
15. Muller N., Eckstein W., Heiland W., Zinn W.— *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 29, p. 1651.
16. Kisker E., Baum G., Mohan A. H., Raith W., Schröder K.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 982.
17. Drachenfels W. V., Koch V. T., Lepper R. D., Müller T. M., Paul W.— *Zs. Phys.*, 1974, Bd. 269, S. 387.
18. Granneman E. H., Klewer M., Nygaard K. J., Van der Weil M. J.— *J. Phys.*, Ser. B, 1976, v. 13, No. 9, p. L87.
19. Fano U.— *Phys. Rev.*, 1969, v. 178, p. 131; v. 184, p. 250.
20. Андрюшин А. И., Федоров М. В.— *ЖЭТФ*, 1978, т. 75, с. 1012.
21. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле.— М.: Атомиздат, 1978.— Гл. 9.
22. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Федоров М. В.— *Письма ЖТФ*, 1978, т. 4, с. 229. *ЖЭТФ*, 1979, т. 76, с. 505.
23. Федоров М. В.— *Opt. Comm.*, 1978, v. 26, p. 183.
23. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1969.
24. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.— § 29.
25. Marr G.— *Photoionization Processes in Gases*.— N.Y.; Lnd.: Academic Press, 1967.
26. Соболевман И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.— § 34.
27. Samson J.— *Phys. Rev.*, 1976, v. 28, p. 303.
28. Черепков Н. А.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1972, v. 40, p. 119.
29. Seaton M.— *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 1951, v. 208, p. 408, 418.
30. Burgess A., Seaton M.— *Rev. Mod. Phys.*, 1958, v. 30, p. 992.
31. Cooper J.— *Phys. Rev.*, 1962, v. 128, p. 681.
32. Cooper J., Fano U.— In: *Proc. of 2nd Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions*— N.Y.: 1960.
33. Фано У., Купер Дж. Спектральные распределения сил осцилляторов в атомах.— М.: Наука, 1972.
34. Heizmann U., Kessler J., Lorenz Y.— *Zs. Phys.*, 1970, Bd. 240, S. 42.
35. Baum G., Lubell M., Raith W.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1972, v. 5, p. 1073.
36. Granneman E. Thèse.— Amsterdam: 1976.
37. Drachenfels W., Koch U., Müller T., Schaefer H.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1975, v. 51, p. 445.
38. Van Klinken J.— *Nucl. Phys.*, 1966, v. 75, p. 161.
39. Holzwarth G., Meister H. Table on Assymetry for Mott Scattering of Electrons by Screened Gold Nuclei.— Univ. München: 1964.
40. Armstrong L., Beers B., Feneuill S.— *Phys. Rev. Ser. A.*, 1975, v. 12, p. 1903.
41. Геллер Ю. И., Попов А. Б.— *Квант. электрон.*, 1976, т. 3, с. 1129
42. Zeman H.— In: *Proc. of Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions with Atoms*.— N.Y.: 1976.— P. 581.

43. Granneman E., Klewer M., Niehuis G., Van der Wiel M.— J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. 1625.
44. Farago P., Walker D.— Ibid., 1973, v. 6, p. 1280.
45. Lambropoulos P.— Ibid., 1974, v. 7, p. L33.
46. Lambropoulos P., Lambropoulos M.— Цитир. в ⁴² сб.— Р. 525.
47. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Крайнов В. П., Ходовой В. А.— УФН, 1976, т. 120, с. 3.
48. Федоров М. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 2569.
49. Федоров М. В.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1342.
50. Lambropoulos P.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 413.
51. Granneman E., Klewer M., Van der Wiel M.— J. Phys. Ser. B, 1976, v. 9, p. 2819.
52. Teague M., Lambropoulos P., Goodmanson D., Norcoss D.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 1057.
53. Черепков Н. А.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 933.
54. Черепков Н. А.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 827; Phys. Lett. Ser. A, 1978, v. 66, p. 204.