

А. Н. Грум – Гржимайло, Е. В. Грызлова,
А. И. Магунов, С. И. Страхова.

Лазерно – индуцированные эффекты с
участием перекрывающихся ридберговских
автоионизационных состояний ксенона.

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-13/779

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М. В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО – ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д. В. СКОБЕЛЬЦИНА

А. Н. Грум – Гржимайло, Е. В. Грызлова,
А. И. Магунов, С. И. Страхова.

Лазерно – индуцированные эффекты с участием
перекрывающихся ридберговских
автоионизационных состояний ксенона.

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-13/779

УДК 537.563.5:621.375.8
ББК 22.333
Г90

Grum – Grzimaïhlo A. I., Gryzlova E. V.,
Magunov A. I., Strakhova S. I.
str@sinp.msu.ru

Laser – induced effects at overlapping of rydberg autoionizing states
of xenon.

Preprint of NPI MSU 2005-13/779

Effects induced by laser field on photoionization cross section by probe field in range of overlapping autoionizing states have been studied. Calculations of cross sections in region of overlapping rydberg autoionizing states $5p^5(^2P_{1/2})6d'$ $J=1$ and $5p^5(^2P_{1/2})8s'$ $J=1$ in atom xenon, connected resonantly with discrete state $5p^5(^2P_{3/2})7p[\frac{1}{2}]_1$ was executed. Resonance forms and positions depending from laser frequency and intensity were investigated.

А. Н. Грум – Гржимайло, Е. В. Грызлова, А. И. Магунов,
С. И. Страхова.

Лазерно – индуцированные эффекты с участием перекрывающихся
ридберговских автоионизационных состояний ксенона.

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-13/779

Теоретически исследовано влияние лазерного поля на сечение фотоионизации атома пробным излучением в области близко лежащих автоионизационных резонансов. Проведены расчеты сечений в области перекрывающихся ридберговских автоионизационных состояний $5p^5(^2P_{1/2})6d'$ $J=1$ и $5p^5(^2P_{1/2})8s'$ $J=1$ в атоме ксенона, резонансно связанных с дискретным состоянием $5p^5(^2P_{3/2})7p[\frac{1}{2}]_1$. Исследовано поведение формы и положения резонансов в зависимости от частоты и интенсивности лазерного излучения.

© А. Н. Грум – Гржимайло, Е. В. Грызлова,
А. И. Магунов, С. И. Страхова, 2005
© НИИЯФ МГУ, 2005

Введение

Установлено, что интенсивное лазерное излучение воздействует на структуру атомов и молекул, порождая новые физические явления [1]. В этой связи большой интерес представляют исследования атомного фотоэффекта в присутствии сильного лазерного поля, возможности которых возрастают с развитием источников электромагнитного излучения и техники регистрации продуктов фотоионизации. Еще в середине 70-х годов было предсказано [2 - 4], что смешивание состояний непрерывного спектра с дискретными уровнями лазерным полем индуцирует в сечениях фотоионизации (ФИ) интерференционные резонансы, напоминающие автоионизационные резонансы Фано [5]. Такие лазерно-индуцированные резонансы в континууме (ЛИР) впервые наблюдались во вращении поляризации пробного поля [6, 7] и в сечении генерации третьей гармоники [8, 9], а позднее в полных и парциальных сечениях ФИ ряда атомов [10 - 17]. Теоретический анализ различных аспектов проявления ЛИР можно найти, например, в обзорах [18 - 20]. Управление положением ЛИР с помощью лазерного излучения позволяет исследовать квантовые системы с перекрывающимися резонансами [21 - 23]. В случае ЛИР в окрестности автоионизационного состояния (АИС) возникают дополнительные эффекты, обусловленные лазерным смешиванием дискретного состояния и АИС [24]. Подобная схема смешивания была впервые теоретически рассмотрена для двух АИС [25 - 27]. Возникающие при этом интерференционные эффекты наблюдались в атомах кальция [28 - 30] и магния [31 - 33], для которого имеются расчеты в различных подходах [33 - 35]. Отметим, что смешивание состояний лазерным полем в принципе позволяет определить амплитуды переходов между ними, когда такую информацию трудно получить другим путем. Такой метод предлагается использовать, например, для исследования так называемых "полых" атомов [36].

Удобным теоретическим подходом для изучения перекрывающихся резонансов при ФИ в присутствии лазерного поля является метод неэрмитового эффективного гамильтониана (МНЭГ) [37, 38]. Этот подход, применимый при медленном изменении амплитуды поля, дает аналитические

выражения для сечений ФИ, аналогичные формуле Фано. Параметры перекрывающихся резонансов определяются амплитудами атомных переходов и лазерными характеристиками [24, 35], что позволяет с помощью стандартных методов расчета атомной структуры анализировать лазерно-индуцированные эффекты в сложных атомах.

Как новое применение МНЭГ, в этой работе мы рассматриваем резонансное смешивание лазерным полем дискретного состояния атома с двумя перекрывающимися АИС. Для примера рассчитываются сечения ФИ ксенона пробным вакуумным ультрафиолетовым излучением в области ридберговских АИС $5p^5(^2P_{1/2})6d'$ и $8s'$, связанных лазерным полем с дискретным состоянием $5p^5(^2P_{3/2})7p[\frac{1}{2}]_1$. Данная область спектра подробно исследована (см. [39] и ссылки там), однако эффекты лазерного смешивания этих состояний с дискретным уровнем не изучались. Наш анализ, основанный на детальных атомных расчетах и использовании МНЭГ, предсказывает возможность и условия наблюдения интерференционных структур.

Для формул и величин используется атомные единицы, если не указано иное.

Теория

На рис. 1 показана схема переходов с указанием конкретных состояний в атоме ксенона, для которых проводился численный расчет. Мы используем формализм МНЭГ для определения сечения ФИ атома из основного состояния (0) пробным излучением с частотой Ω в области широкого (B) и узкого (n) АИС. Эти АИС и прилегающие к ним состояния непрерывного спектра сильно связаны лазерным полем частоты ω с дискретным состоянием атома (d). Общая формулировка МНЭГ для атома в лазерном поле дана в [24, 35]. Основное условие его применимости сводится к достаточно медленному изменению параметров лазерного поля при ионизации атома пробным полем. В частности, в случае АИС длительность лазерного импульса должна значительно превышать время автоионизации. Сечение ФИ дается выражением

$$\sigma(\Omega, \omega, I) = \sigma_0(\Omega) \left(1 - \operatorname{Im} \left(\frac{A_B}{\Omega - \tilde{\mathcal{E}}_B} + \frac{A_n}{\Omega - \tilde{\mathcal{E}}_n} + \frac{A_d}{\Omega - \tilde{\mathcal{E}}_d} \right) \right). \quad (1)$$

где $\sigma_0(\Omega)$ - сечение прямой ФИ, комплексные амплитуды A_i ($i=B, n, d$), зависящие от ω и I , определены ниже, а величины $\tilde{\mathcal{E}}_n$ являются комплексными собственными значениями неэрмитового эффективного гамильтониана

$$\tilde{\mathcal{H}} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_B & \frac{1}{2} \Gamma_{Bn} (Q_{Bn} - i) & V_{Bd} \left(1 - \frac{i}{Q_{Bd}} \right) \\ \frac{1}{2} \Gamma_{Bn} (Q_{Bn} - i) & \mathcal{E}_n & V_{nd} \left(1 - \frac{i}{Q_{nd}} \right) \\ V_{Bd} \left(1 - \frac{i}{Q_{Bd}} \right) & V_{nd} \left(1 - \frac{i}{Q_{nd}} \right) & \mathcal{E}_d \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E}_i = E_i + \Delta E_i - \frac{i}{2} (\Gamma_i^{(a)} + \Gamma_i^{(f)})$, - комплексные энергии АИС

($i=B, n$), $\mathcal{E}_d = E_d + \Delta E_d + \omega - \frac{i}{2} \Gamma_d^{(f)}$ - то же для ЛИР, E_i - энергии

уровней, $\Gamma_i^{(a)} = 2\pi \sum_c |V_{i, Ec}|^2$ - автоионизационные ширины,

выражаемые через матричные элементы $V_{i, Ec}$ кулоновского взаимодействия дискретного состояния i и состояния непрерывного спектра с энергией E (индекс c обозначает каналы непрерывного спектра), $\Gamma_i^{(f)} = 2\pi \sum_c |d_{i, E'c}|^2$ - полевая ширина,

индуцированная лазерным излучением интенсивности I и определяемая дипольными матричными элементами $d_{i, E'c}$ для состояний непрерывного спектра с энергией $E' = E_i + \omega$. Сдвиг уровня в поле $\Delta E_i = \alpha_i I$ определяется динамической поляризуемостью за счет нерезонансных переходов через состояния другой четности, включая континуум:

$$\alpha_i = 2 \sum_j (E_i - E_j) |d_{i,j}|^2 / ((E_i - E_j)^2 - \omega^2) \quad (\text{здесь } j \neq d \text{ для } i=B, n \text{ и } j \neq B, n \text{ для } i=d).$$

Для состояний с полным угловым моментом J и его проекцией M дипольные матричные элементы $d_{i,j}$ связаны с приведенным матричным элементом теоремой Вигнера-Экарта

$d_{i,j} = (J_j M_j, 1q | J_i M_i \rangle \langle i || d || j \rangle / \sqrt{2J_i + 1}$, где $(J_j M_j, 1q | J_i M_i)$ - коэффициент Клебша-Гордана, $q=0, \pm 1$ - индекс циклической компоненты оператора дипольного момента. Остальные величины в (2) определяются соотношениями

$$\Gamma_{Bn} = 2\pi \sum_c V_{B,Ec} V_{Ec,n} + 2\pi d \sum_{c'} d_{B,E+\omega c} d_{E+\omega c',n} \quad (3)$$

$$Q_{Bn} = \frac{2}{\Gamma_{Bn}} \left(V_{Bn} + \sum_c P \int \frac{V_{B,E'c} V_{E'c,n}}{E - E'} dE' + \alpha_{Bn} I \right) \quad (4)$$

$$V_{i,d} = -d_{i,d} \sqrt{I} + \sqrt{I} \sum_c P \int \frac{V_{i,E'c} d_{E'c,d}}{E - E'} dE' \quad (5)$$

$$Q_{id} = \frac{V_{i,d}}{\pi \sqrt{I} \sum_c V_{i,Ec} d_{Ec,d}} = \frac{-d_{i,d} + \sum_c P \int dE' V_{i,E'c} V_{E'c,d} / (E - E')}{\pi \sum_c V_{i,Ec} d_{Ec,d}}. \quad (6)$$

где в (4)

$$\alpha_{Bn} = \sum_{i \neq d} \left(\frac{d_{Bj} d_{jn}}{E_B - E_j - \omega} - \frac{d_{Bj} d_{jn}}{E_B - E_j + \omega} \right) + \sum_{c'} P \int \frac{d_{B,E'c} d_{E'c',n}}{E + \omega - E'} dE'. \quad (7)$$

В формулах (5) и (6) $i=B, n$. Кулоновский матричный элемент V_{Bn} в (4), связывающий АИС, равен нулю, если оба состояния учитываются при предварительной диагонализации атомного гамильтониана в подпространстве дискретных состояний.

Комплексные амплитуды резонансов A_i в (1) даются соотношениями [21]

$$A_i = \tau_i^2 + \sum_{j \neq i} \frac{v_{ij}}{\tilde{\mathcal{E}}_i - \tilde{\mathcal{E}}_j} + \eta \prod_{j \neq i} \frac{1}{\tilde{\mathcal{E}}_i - \tilde{\mathcal{E}}_j} \quad (i, j=B, n, d), \quad (8)$$

где $\tau_i = \sqrt{\Gamma_i/2} \rho_i (q_i - i)$ определяет собственный вклад резонанса с параметрами Фано q_i и ρ_i [40]. Для дискретного уровня d они определяют форму ЛИР и имеют вид

$$q_d = \frac{\sum_c P \int dE' d_{0,E'c} d_{E'c,d} / (E - E')}{\pi \sum_c d_{0,Ec} d_{Ec,d}}, \quad (9)$$

$$\rho_d = \frac{\sum_c d_{0,Ec} d_{Ec,d}}{\left(\sum_c d_{0,Ec}^2 \sum_c d_{Ec,d}^2 \right)^{1/2}}. \quad (10)$$

Сумма в правой части (8) учитывает попарное перекрытие резонанса i с двумя другими, а параметр v_{ij} имеет вид

$$v_{ij} = \left(\tilde{\mathcal{E}}_i - \mathcal{E}_i \right) \tau_j^2 + \left(\tilde{\mathcal{E}}_j - \mathcal{E}_j \right) \tau_i^2 + 2H_{ij} \tau_i \tau_j, \quad (11)$$

где H_{ij} - недиагональные матричные элементы гамильтониана (2). Последнее слагаемое в (8) учитывает перекрытие всех трех резонансов;

$$\eta = \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \left\{ \left[\left(\tilde{\mathcal{E}}_i - \mathcal{E}_i \right) \left(\tilde{\mathcal{E}}_j - \mathcal{E}_j \right) - H_{ij}^2 \right] \tau_k^2 + 2 \left[\left(\tilde{\mathcal{E}}_k - \mathcal{E}_k \right) H_{ij} + H_{ik} H_{jk} \right] \tau_i \tau_j \right\}, \quad (12)$$

где $\varepsilon_{ijk} = 1$ для циклических перестановок B, n, d и $\varepsilon_{ijk} = 0$ в остальных случаях. Таким образом, параметры (8) учитывают когерентное смешивание дискретных состояний в континууме, как прямое под действием резонансного лазерного поля, так и через континуум (конфигурационное и лазерное) [24]. В отсутствие лазерного поля и связи между АИС ($l=0$, $H_{Bn}=0$), матрица гамильтониана (2) диагональна, а сечение (1) преобразуется к сумме двух контуров Фано, расположенных при энергиях E_B и E_n

$$\sigma(\Omega) = \sigma_0(\Omega) \left(1 + \rho_B^2 \frac{q_B^2 - 1 + 2q_B \varepsilon_B}{\varepsilon_B^2 + 1} + \rho_n^2 \frac{q_n^2 - 1 + 2q_n \varepsilon_n}{\varepsilon_n^2 + 1} \right) \quad (13)$$

где $\varepsilon_i = 2(\Omega - E_i) / \Gamma_i^{(a)}$. В случае сильно связанных между собой АИС в отсутствие лазерного поля ($l=0$, $H_{Bn} \neq 0$) параметризация (13) сохраняется, но с модифицированными энергиями, ширинами и параметрами Фано. Примером резонансной структуры узких АИС, перекрывающихся с широким, является область двухэлектронных возбуждений $3p^4 n l n' l'$ в аргоне [41], исследованная в рамках МНЭГ в [42].

Результаты расчетов и обсуждение

Спектр атома ксенона между порогами ионизации $5p^5 \ ^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ содержит две ридберговские серии АИС ms' и nd' с полным угловым моментом $J=1$ [43, 44] (штрих означает сходимость к порогу $5p^5 \ ^2P_{1/2}$). Эти АИС распадаются по трем каналам $\{E_l\} = 5p^5 \ (^2P_{3/2}) E s_{1/2}$, $E d_{3/2}$, $E d_{5/2}$ с орбитальным и полным моментом фотоэлектрона l и j , соответственно. Параметры Фано для АИС $6d'$ и $8s'$ были извлечены в [43, 44] из измеренного сечения фотопоглощения с использованием формулы (13) в

предположении не взаимодействующих резонансов. Для проверки справедливости этого предположения и получения других требуемых спектроскопических параметров мы провели расчеты в многоконfigurационном приближении Хартри-Фока [45]. Волновые функции $6d'$ и $8s'$ состояний находились диагонализацией гамильтониана Брейта-Паули в схеме промежуточной связи на базисе всех возможных термов конфигураций $5p^5ns$ ($n=6-10$) и $5p^5n'd$ ($n'=5-9$). Электронные орбитали возбужденных состояний и зависящие от термина функции непрерывного спектра рассчитывались в приближении замороженного ионного остова. Некоторые рассчитанные величины, необходимые для анализа, приведены в таблице. В расчетах матричных элементов $\langle 0||d||E I_j \rangle$ были использованы хартри-фовские функции основного состояния Xe $5p^6$ и учтена релаксация $5p$ орбитали.

Рассчитанное сечение прямой ФИ $\sigma_0(\Omega)$ в области АИС $6d'$ находится в хорошем согласии с экспериментом [44], а вычисленные по амплитудам $V_{i,EIj}$ ширины $\Gamma_{6d'}^{(a)}$ и $\Gamma_{8s'}^{(a)}$ хорошо соответствуют измеренным в [43] значениям. Величина $\Gamma_{6d',8s'}$ (3) (при $l=0$) оказывается малой по двум причинам: доминирующий при распаде АИС $6d'$ канал $Ed_{5/2}$ является слабым для $8s'$ и из-за взаимной компенсации слагаемых в первой сумме (3). Величина параметра $\Gamma_{6d',8s'}^2 / (\Gamma_{6d'} \Gamma_{8s'}) = 0.0025$ означает низкую эффективность связи между АИС через континуум [42]. После проведенной предварительной диагонализации при смешивании конфигураций широкого и узкого АИС прямая связь между ними V_{Bn} в (4) отсутствует, а вкладом за счет нерезонансных переходов под действием лазерного излучения при рассматриваемых интенсивностях можно пренебречь. Поэтому в (2) можно положить $H_{Bn}=0$, так что сечение ФИ действительно параметризуется в виде (13), и для ширин АИС, их энергий и параметров Фано можно использовать экспериментальные значения из таблицы.

Рассматриваемый участок спектра (рис. 2) содержит широкий асимметричный автоионизационный резонанс $6d'$ с расположенным на его правом крыле узким $8s'$ резонансом. Поскольку дискретные уровни Xe положительной четности расположены близко друг к другу, монохроматическое лазерное поле связывает сразу несколько дискретных состояний с

широким $6d'$ резонансом. Чтобы оставаться в рамках используемого формализма, мы ограничимся окрестностью АИС $8s'$, связанного с нижайшим, относительно изолированным $7p[\frac{1}{2}]_1$ уровнем в группе $7p$ состояний (рис. 1). Будем считать, что пробное излучение линейно поляризовано. С учетом правил отбора для дипольных переходов между магнитными подуровнями, трехуровневая схема реализуется для лазерного излучения с круговой поляризацией и направлением распространения вдоль поляризации пробного излучения. В дальнейшем будем предполагать именно такую геометрию. Для сечения ФИ направление циркулярной поляризации не существенно.

Дипольные матричные элементы переходов из $7p$ в $8s'$, $6d'$ и прилегающие состояния непрерывного спектра вычислялись с волновой функцией $7p[\frac{1}{2}]_1$ состояния, которая находилась аналогично функциям АИС, но со смешиванием четных конфигураций $5p^5m_p$ ($m=6-9$) и $5p^5n_f$ ($n=4-7$). В результате получены значения: $d_{7p,6d'}=0.25$, $d_{7p,8s'}=-0.13$, $\Gamma_{7p}=43I$, $\rho_{7p}=0.11$ (знаки $d_{7p,6d'}$, $d_{7p,8s'}$ и ρ_{7p} соответствуют правой круговой поляризации лазерного поля). Получаемая из $d_{7p,6d'}=0.25$ скорость радиационного распада $A_{6d',7p}=1.63 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ согласуется с расчетами [46]. Другие данные для $6d' \rightarrow 7p[1/2]_1$ и $8s' \rightarrow 7p[1/2]_1$ переходов и сечений ФИ из $7p[1/2]_1$ состояния нам не известны. Наши численные оценки дают $q_{7p} \approx -1$, и из-за малости ρ_{7p} собственным вкладом ЛИР в сечение ФИ (первое слагаемое в (8)) можно пренебречь. Рамки применимости приближения вращающейся волны требуют ограничиться интенсивностями лазерного излучения до 10 ГВт/см^2 (10^{-7} а.е.). Расчет амплитуд ионизации из $6d'$ и $8s'$ состояний дает $|\sum_c d_{B,E+\omega c} d_{E+\omega c',n}| < 0.1$.

При указанных интенсивностях вклад полевого слагаемого в правой части (3) не приводит к заметному смешиванию АИС лазерным полем через континуум. Полевые ширины $\Gamma_{6d'}^{(f)}$ и $\Gamma_{8s'}^{(f)}$ оказываются много меньше соответствующих автоионизационных ширин. Кроме того $|Q_{i,d}| \gg 1$, что соответствует малому вкладу в (2) мнимых частей $H_{i,d}$, а поправкой за счет интеграла в вещественной части (5) можно пренебречь.

С учетом сделанных оценок эффективный гамильтониан (2) упрощается

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{6d'} & 0 & -d_{6d',7p}\sqrt{I} \\ 0 & \mathcal{E}_{8s'} & -d_{6s',7p}\sqrt{I} \\ -d_{6d',7p}\sqrt{I} & -d_{6s',7p}\sqrt{I} & \mathcal{E}_{7p} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где $\mathcal{E}_{6d'} = E_{6d'} - i\Gamma_{6d'}^{(a)}/2$, $\mathcal{E}_{8s'} = E_{8s'} - i\Gamma_{8s'}^{(a)}/2$, $\mathcal{E}_{7p} = E_{7p} + \omega - i\Gamma_{7p}^{(f)}/2$. Собственные значения гамильтониана (14) имеют вид

$$\tilde{\mathcal{E}}_{6d'} = \mathcal{E}_{6d'} + \frac{d_{6d',7p}^2 I}{\mathcal{E}_{6d'} - \mathcal{E}_{7p}}, \quad (15)$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_{8s'} = \frac{\mathcal{E}_{8s'} + \mathcal{E}'_{7p}}{2} + \frac{\mathcal{E}_{8s'} - \mathcal{E}'_{7p}}{2} \sqrt{1 + 4d_{8s',7p}^2 I / (\mathcal{E}_{8s'} - \mathcal{E}'_{7p})}, \quad (16)$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_{7p} = \frac{\mathcal{E}_{8s'} + \mathcal{E}'_{7p}}{2} - \frac{\mathcal{E}_{8s'} - \mathcal{E}'_{7p}}{2} \sqrt{1 + 4d_{8s',7p}^2 I / (\mathcal{E}_{8s'} - \mathcal{E}'_{7p})}, \quad (17)$$

где $\mathcal{E}'_{7p} = \mathcal{E}_{7p} - d_{6d',7p}^2 I / (\mathcal{E}_{6d'} - \mathcal{E}_{7p})$. Можно убедиться, что, когда частота ω близка к резонансу между узким 8s' АИС и 7p уровнем, при рассматриваемых интенсивностях $\tilde{\mathcal{E}}_{6d'} \approx \mathcal{E}_{6d'}$ и $\mathcal{E}'_{7p} \approx \mathcal{E}_{7p}$. Для комплексных амплитуд (8) из (11) и (12) получаем

$$A_{6d'} = \tau_{6d'}^2 = \frac{1}{2} \Gamma_{6d'}^{(a)} \rho_{6d'}^2 (q_{6d'} - i)^2, \quad (18)$$

$$A_{8s'} = \tau_{8s'}^2 \left(1 + \frac{\tilde{\mathcal{E}}_{7p} - \mathcal{E}_{7p}}{\tilde{\mathcal{E}}_{8s'} - \tilde{\mathcal{E}}_{7p}} \right), \quad (19)$$

$$A_{7p} = \tau_{8s'}^2 \frac{\tilde{\mathcal{E}}_{7p} - \mathcal{E}_{7p}}{\tilde{\mathcal{E}}_{7p} - \tilde{\mathcal{E}}_{8s'}} + \tau_{6d'}^2 \frac{\tilde{\mathcal{E}}_{7p} - \mathcal{E}_{7p}}{\tilde{\mathcal{E}}_{7p} - \tilde{\mathcal{E}}_{6d'}}. \quad (20)$$

Выражения (15)-(20) можно использовать для расчета сечения ФИ по формуле (1). Из них, в частности, следует, что лазерное поле практически не влияет на форму и положение широкого 6d' резонанса. Изменение комплексной амплитуды узкого 8s' АИС пропорционально сдвигу его комплексной энергии при резонансном взаимодействии с 7p уровнем. Согласно (20)

форма индуцированного $7p$ резонанса определяется вкладом от его взаимодействия с $8s'$ и $6d'$ АИС. При этом вклад от первого слагаемого в (20) равен и противоположен по знаку поправке к комплексной амплитуде $8s'$ резонанса (19), аналогично тому, как это было в двухуровневой системе [24].

Расчитанные характеристики атома ксенона были использованы для вычисления сечения резонансной ФИ пробным излучением в присутствии лазерного поля. В нижней части рис. 2 показаны контурные диаграммы сечения ФИ вблизи АИС $8s'$ в зависимости от интенсивности лазерного излучения при различных значениях его частоты. Точный резонанс на переходе $7p$ - $8s'$ (средний фрагмент), расстройка резонанса $\Delta = E_{8s'} - E_{7p} - \omega = -\Gamma_{8s'}$ (левый фрагмент) и $\Delta = \Gamma_{8s'}$ (правый фрагмент). Сечение ФИ в области АИС $6d'$ и $8s'$ в отсутствие лазерного поля (верхний фрагмент) соответствует нижнему краю контурных диаграмм. В случае точного резонанса с увеличением интенсивности лазерного поля быстро формируется глубокий провал в центре резонансной линии АИС $8s'$, ширина которого за счет сильного прямого смешивания АИС и дискретного уровня увеличивается с ростом интенсивности гораздо быстрее полевой ширины $7p$ уровня. Появление аналогичного интерференционного минимума, следующего из формул (19), (20) и (16), (17), уже наблюдалось в других атомах [27, 31]. В случае конечной расстройки частоты вместо минимума на крыле автоионизационного резонанса формируется узкая линия асимметричной формы (резонанс Фано), причем знак асимметрии определяется знаком расстройки частоты.

Общие закономерности в профилях сечения ФИ как функции энергии фотона пробного излучения и частоты лазерного поля при фиксированной интенсивности последнего (10 ГВт/см^2) показаны на рис. 3. Величина резонанса, индуцированного связью с $7p$ уровнем, возрастает при уменьшении расстройки Δ . Для более детального сравнения на рис. 4 приведены кривые, являющиеся срезом полученной двумерной зависимости на рис. 3 для нескольких значений расстройки лазерной частоты и энергии пробного фотона. На этих же графиках показаны зависимости сечения ФИ при меньшей интенсивности лазера. Результаты показывают изменения формы резонансной структуры в зависимости от ее положения относительно $8s'$ резонанса. Симметрия узкого резонанса, в отличие от его положения и ширины, слабо зависит

от интенсивности лазерного поля. Прецизионные измерения частотных зависимостей сечения ФИ при разных интенсивностях лазерного поля дали бы возможность определить амплитуды радиационных переходов, ответственных за проявление лазерно-индуцированных резонансных структур, и сопоставить их с результатами теоретических расчетов.

Заключение

Методом неэрмитового эффективного гамильтониана получены аналитические выражения для сечения фотоионизации атома в области перекрывающихся автоионизационных резонансов при условии их связи сильным лазерным полем с дискретным состоянием. Расчеты для атома ксенона в области ридберговских автоионизационных состояний предсказывают нетривиальное поведение резонансной структуры в сечении фотоионизации в зависимости от частот пробного излучения и лазерного поля и от интенсивности последнего. Мы надеемся, что сделанные в настоящей работе предсказания для атома ксенона, являющегося практически удобной мишенью, послужат дополнительным стимулом для экспериментальных исследований лазерно-индуцированных резонансов, пока носящим фрагментарный характер.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-17236.

Список литературы.

1. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит, 2001. 312 с.
2. Armstrong L., Jr., Beers B.L., Feneuille S. // Phys. Rev. A. 1975. V. 12. P. 1903.
3. Геллер Ю.И., Попов А.К. // Квант. электрон. 1976. Т. 3. С. 1129.
4. Heller Yu.I., Popov A.K. // Opt. Commun. 1976. V. 18. P. 449.
5. Fano U. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1866.
6. Геллер Ю.И., Лукиных В.Ф., Попов А.К., Слабко В.В. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 151.
7. Heller Y.I., Lykinykh V.F., Popov A.K., Slabko V.V. // Phys. Lett. A. 1981. V. 82. P. 4.

8. Pavlov L.I., Dimov S.S., Metchkov D.I., Mileva G.M., Stamenov K.V., Altshuller G.B. // Phys. Rev. A. 1982. V. 89. P. 441.
9. Dimov S.S., Pavlov L.I., Stamenov K.V., Heller Y.I., Popov A.K. // Appl. Phys. B. 1983. V. 30. P. 35.
10. Shao Y.L., Charalambidis D., Fotakis C., Zhang J., Lambropoulos P. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3669.
11. Cavaliere S., Pavone F.S., Matera M. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3673.
12. Cavaliere S., Matera M., Pavone F.S., Zhang J., Lambropoulos P., Nakajima T. // Phys. Rev. A. 1993. V. 47. P. 4219.
13. Eramo R., Cavaliere S., Fini L., Matera M., DiMauro L.F. // J. Phys. B. 1997. V. 30. P. 3789.
14. Halfmann T., Yatsenko L.P., Shapiro M., Shore B.W., Bergmann K. // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. P. R46.
15. Cavaliere S., Eramo R., Fini L., Materazzi M., Faucher O., Charalambidis D. // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. P. 2915.
16. Yatsenko L.P., Halfmann T., Shore B.W., Bergmann K. // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. P. 2926.
17. Bohmer K., Halfmann T., Yatsenko L.P., Charalambidis D., Horsmans A., Bergmann K. // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. P. 013406.
18. Геллер Ю.И., Попов А.К. Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах. Новосибирск: Наука, 1981. 160 с.
19. Fedorov M.V., Kazakov A.E. // Progr. Quant.Electr. 1989. V. 13. P. 1.
20. Knight P.L., Lauder M.A., Dalton B.J. // Phys. Reports. 1990. V. 190. P. 1.
21. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. // J. Phys. B. 2001. V. 34. P.29.
22. Магунов А.И., Страхова С.И. // Квант. электрон. 2003. Т. 33. С. 231.
23. Fedorov M.V., Poluektov N.P. // Phys. Rev. A. 2004. V. 69. P. 033404.
24. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. // J. Phys. B. 1999. V. 32. P. 1669.
25. Lambropoulos P., Zoller P. // Phys. Rev. A. 1981. V. 24. P. 379.
26. Andryushin A.I., Fedorov M.V., Kazakov A.E. // J. Phys. B. 1982. V. 15. P. 2851.
27. Bachau H., Lambropoulos P., Shakeshaft R. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. 4785.

28. Faucher O., Charalambidis D., Fotakis C., Zhang J., Lambropoulos P. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3004.
29. Faucher O., Shao Y.L., Charalambidis D. // J. Phys. B. 1993. V. 26. P.L309.
30. Faucher O., Shao Y.L., Charalambidis D., Fotakis C. // Phys. Rev.A. 1994. V. 50. P. 641.
31. Karapanagioti N.E., Faucher O., Shao Y.L., Charambidis D., Bachau H., Cormier E. // Phys. Rev. Lett. 1995, V. 13. P. 2431.
32. Bachau H., Sanchez I. // Z. Phys. D. 1996. V. 38. P.19.
33. Karapanagioti N.E., Charambidis D., Uiterwaal C.J.G.J, Fotakis C., Bauchau H., Sanchez I., Cormier E. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 2587.
34. Kylstra N.J., van der Hart H.W., Burke P.G., Joachain C.J. // J. Phys. B. 1998. V. 31. P. 3089.
35. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. // J. Phys. B. 1999. V. 32. P. 1489.
36. Madsen L.B., Schlagheck P., Lambropoulos P. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 42.
37. Rotter I. // Rep. Prog. Phys. 1991. V. 54. P.635.
38. Okolowicz J., Ploszajczak M., Rotter I. // Phys. Rep. 2003. V. 374. P. 271.
39. Hanif M., Aslam M., Raheel A., Bhatti S.A., Baig M.A., Klar D., Ruf M.-W., Petrov I.D., Sukhorukov V.L., Hotop H. // J. Phys. B. 2004. V. 37. P. 1987.
40. Fano U., Cooper J.W. // Phys. Rev. A. 1965. V. 137. P. 1364.
41. Baig M.A., Ahmad S., Connerade J.P., Dussa W., Hormes J. // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 7963.
42. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. // J. Phys. B. 2003. V. 36. P. L401.
43. Huffman R.E., Tanaka Y., Larrabee J.C. // J.%Chem. Phys. 1963. V. 39. P. 902.
44. Wu J.Z., Whitfield S.B., Caldwell C.D., Krause M.O., van der Meulen P., Fahlman A. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 1350.
45. Maeda K., Ueda K., Namioka T., Ito K. // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 527.
46. Froese Fischer C., Brage T., Jonsson P. Computational Atomic Structure: an MCHF Approach. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1997. 279 p.
47. Aymar M., Coulombe M. // At. Data Nucl. Dat. Tab. 1978. V. 21. P. 537.

Таблица 1. Параметры состояний.

		AIC	
		6d'	8s'
$V_{i,Elj}, 10^{-3}$ а. е.	$Es_{1/2}$	-1.36	1.83
	$Ed_{3/2}$	4.79	2.22
	$Ed_{5/2}$	-22.26	0.52
$\Gamma^{(a)}$, МэВ		89.0	1.46
		80.78(8) ^a	2.33(3) ^a
$\Gamma_{6d',8s'}$, МэВ		-0.57	
$E^{(a)}$, МэВ		12.427 ^a	12.575 ^a
q		0.85 ^b	0.01 ^b
q		1.51 ^b	25 ^b
$\langle 0 d E_{lj} \rangle$, а. е.	$Es_{1/2}$	2.10	
	$Ed_{3/2}$	-1.83	
	$Ed_{5/2}$	5.49	
σ_0 , Мб		47.0	
		50.5 ^b	
^a [48]; ^b [49]			

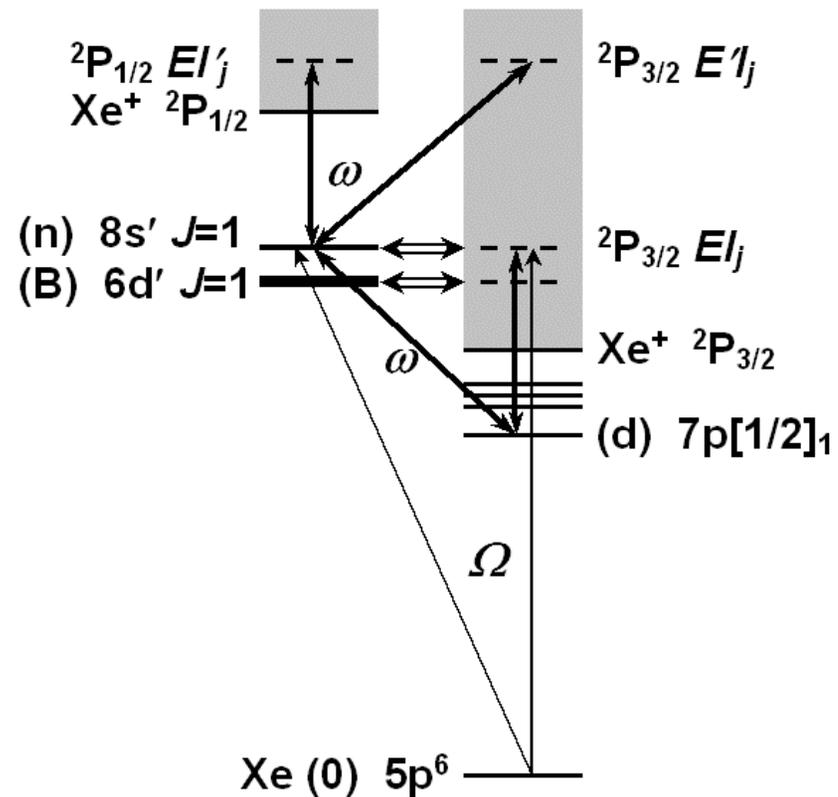


Рис. 1

Схема уровней и переходов при фотоионизации атома ксенона в присутствии лазерного поля. Толстые стрелки обозначают переходы под действием лазерного поля. Тонкие стрелки - переходы под действием пробного излучения. Двойные стрелки - автоионизационные переходы. Энергии уровней относительно основного состояния: $E_d=10.90$ эВ, $E_B=12.34$ эВ, $E_n=12.58$. Два нижних порога ионизации атома ксенона $E_{3/2}=12.13$ эВ и $E_{1/2}=13.44$.

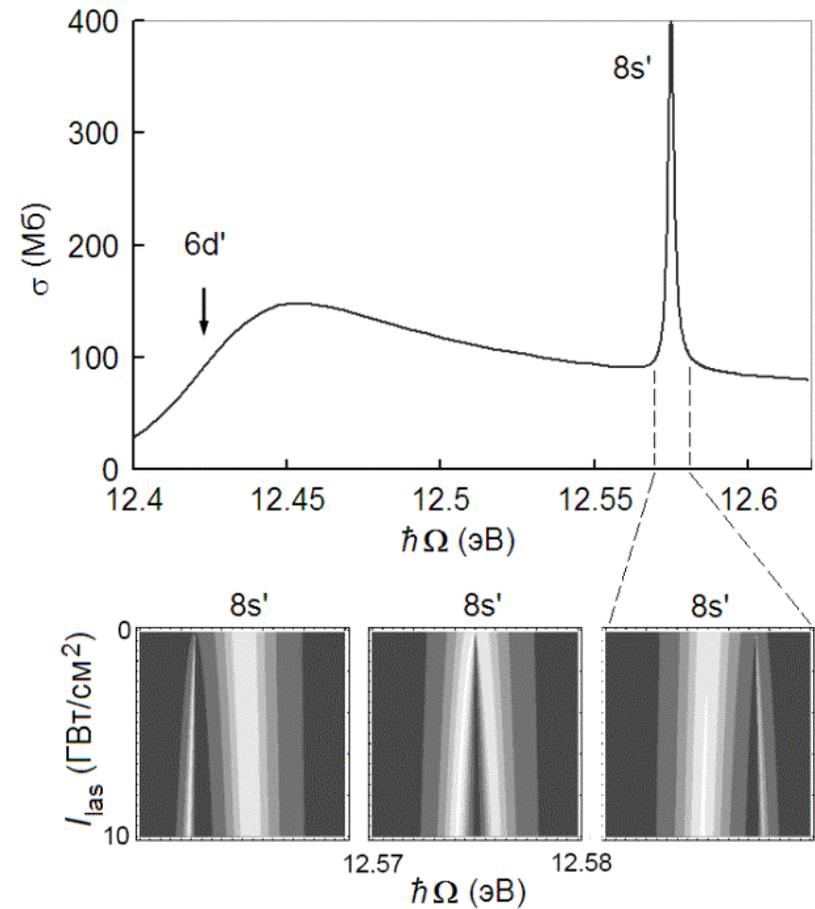


Рис. 2

Сечение ФИ ксенона в окрестности АИС 6d' и 8s'. Верхний фрагмент: сечение в отсутствии лазерного поля, полученное по формуле (13) с экспериментальными значениями параметров из таблицы. Нижние фрагменты: контурные диаграммы сечения в окрестности 8s' резонанса при наличии лазерного поля с различной отстройкой $\Delta = E_{8s} - E_{7p} - \omega$: слева - $\Delta = -\Gamma_{8s}^{(a)}$; посередине - $\Delta = 0$ (точный резонанс); справа - $\Delta = \Gamma_{8s}^{(a)}$. Более светлые области соответствуют большим сечениям.

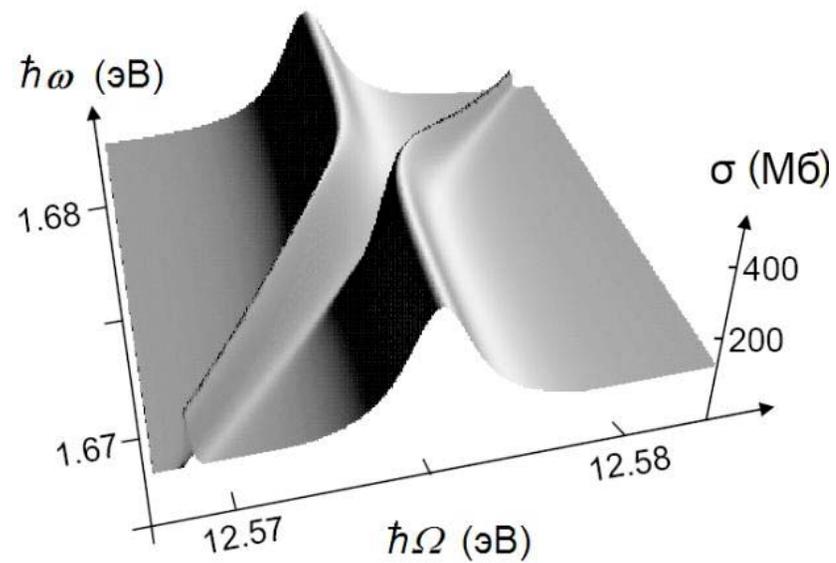


Рис. 3

Трёхмерная диаграмма сечения ФИ в окрестности $8s'$ резонанса в зависимости от частоты пробного и лазерного излучения при интенсивности последнего $I=10$ ГВт/см².

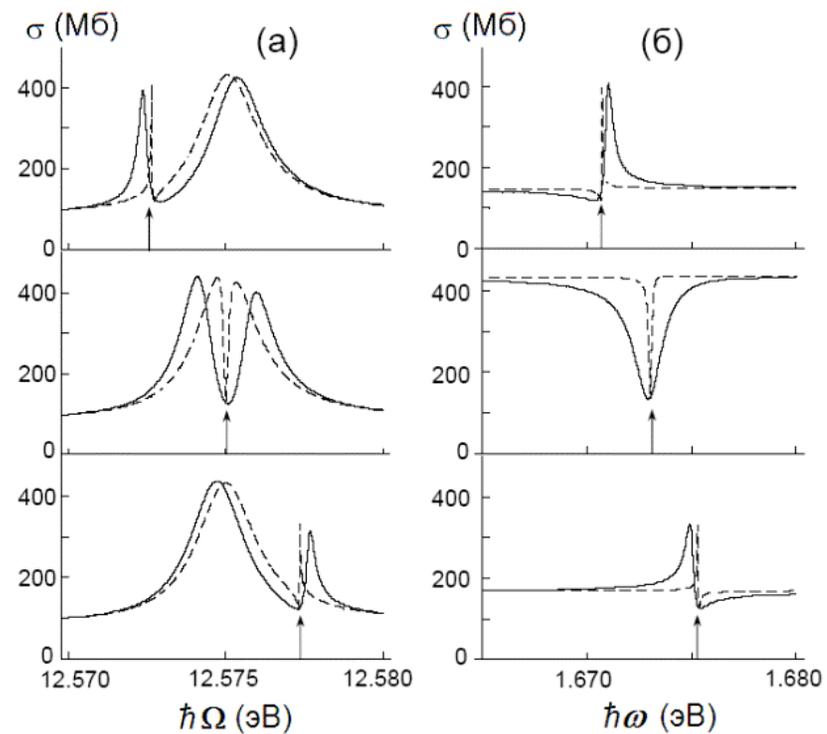


Рис. 4

Сечение ФИ в окрестности $8s'$ резонанса в зависимости от частоты пробного поля при фиксированной частоте лазерного поля (а): сверху – $\Delta = -\Gamma_{8s'}$, посередине – $\Delta = 0$, внизу – $\Delta = \Gamma_{8s'}$; и в зависимости от частоты лазерного поля при частоте пробного поля (б), соответствующей отстройке $\Delta = E_{8s'} - \omega$: сверху – $\Delta = -\Gamma_{8s'}$, посередине – $\Delta = 0$, внизу – $\Delta = \Gamma_{8s'}$. Сплошные кривые – $I = 10 \text{ ГВт/см}^2$; пунктир- $I = 1 \text{ ГВт/см}^2$.

Алексей Николаевич Грум – Гржимайло,
Елена Владимировна Грызлова,
Александр Иванович Магунов, Светлана Ивановна Страхова.

Лазерно – индуцированные эффекты с участием
перекрывающихся ридберговских
автоионизационных состояний ксенона.

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-13/779

Работа поступила в ОНТИ 8.04.2005 г.

Издательство УНЦ ДО
ИД № 00545 от 06.12.1999

117246, Москва, ул.Обручева, 55-А, УНЦ ДО
т/ф (095) 718-65966, -7767, -7785 (комм.)
e-mail: abiturbook@mtu-net.ru
<http://www.abiturbook.da.ru>

Гигиенический сертификат № 77.99.2.925.П.9139.2.00 от 24.02.2000
Налоговые льготы – общероссийский классификатор продукции
ОК – 005 – 93, том 1 – 953000

Заказное. Подписано в печать ___ 8.04.2005 ___ г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная №1. Усл.п.л. ___ 1,25 ___
Тираж ...50..... экз. Заказ № ___ 794 ___

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО