

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-93-199

С.Данзан¹, Б.Жадамба¹, О.Лхагва*,
С.И.Страхова², Ц.Сухбаатар¹

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОИОНИЗАЦИЯ
ВОЗБУЖДЕННОГО ГЕЛИЯ

¹Педагогический университет, Улан-Батор, Монголия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,
Москва

*Постоянный адрес: Монгольский государственный университет,
Улан-Батор, 210646, Монголия

1. Введение

Изучение процессов фотоионизации возбужденного гелия через автоионизационные состояния (АИС) открывает новые возможности для получения информации о взаимодействии исходного дискретного состояния атома с его континуумом в процессах фотопоглощения, о структуре состояний и проявляющихся электронных корреляциях. При фотоионизации из возбужденных состояний гелия могут возбуждаться синглетные и триплетные состояния континуума, которые невозможно возбудить однофотонным переходом из основного состояния, например серии 1^1S , $3P$ - и 1^3D - и др. резонансов. Экспериментальные данные такого рода для гелия пока отсутствуют, однако использование лазеров для получения мишеней возбужденного гелия^[1-3], сочетание в одном эксперименте лазерного и синхротронного излучений представляются весьма перспективными для экспериментального изучения этой задачи. В то же время спектроскопические характеристики АИС гелия важны для фундаментальных и прикладных разделов физики^[1]. Поэтому получение оценок для характеристик широкого набора АИС остается актуальной задачей.

Исследованиям структуры континуума гелия в настоящее время серьезное внимание уделяют и теоретики. Характеристики серий S-, P- и D-автоионизационных резонансов (АИР) ниже второго порога ионизации рассчитывались в приближениях сильной связи каналов^[5, 11] конфигурационного взаимодействия^[12], в диагонализационном подходе^[13, 14, 23, 24], фешбаховском проекционном формализме^[10] и вариационно-алгебраическим методом^[7] с использованием псевдобазисов, а также методом вращения комплексных координат^[8, 9] и многоконфигурационным методом Хартри-Фока^[20]. Для исследования структуры возбужденных состояний гелия привлечены сложные вариационные методы^[4, 5], имеется также и опыт использования многоконфигурационного метода Хартри-Фока^[6].

Однако опыт апробирования имеющихся волновых функций континуума и дискретного возбужденного состояния гелия применительно к описанию сечений резонансной фотоионизации возбужденного гелия гораздо более скромны. Фотоионизация возбужденного гелия рассматривалась в приближении сильной связи каналов^[5, 22], в диагонализационном подходе^[23, 24], методом L^2 -интегрируемых базисов в гиперсферических координатах^[15] и методом теории возмущения^[21]. В качестве волновых функций при этом для исходных состояний были взяты функция Хартри-Фока^[22] с замороженным остовом, $5s$ ^[5]- и $6s$ ^[23]-параметрические вариационные функции, а также функции, полученные по теории возмущения^[21] и многоконфигурационным методом Хартри-Фока^[20].

В спектроскопии АИР, возбуждаемых фотонами из дискретных состояний гелия, остается много нерешенных вопросов. В частности, экспериментальные данные^[16-19] по ширинам имеются только для нижайших $1s, 1p$ и $1d$ АИС, а теоретические оценки, полученные в различных подходах^[7-15, 20], не всегда оказываются близки между собой. В случаях узких резонансов теоретические результаты ширины синглетных и триплетных s, p и d АИС, рассчитанные в диагонализационном подходе с использованием кулоновской функции для открытого канала, не согласуются с оценками других авторов^[14].

Профильные индексы АИС оказываются чувствительными к описанию континуума и исходных возбужденных состояний гелия. Профильные индексы $1, 3p$ автоионизационных состояний (АИС), возбуждаемых из синглетного и триплетного метастабильных состояний гелия, вычислены в рамках диагонализационного приближения^[23, 24] и приближения сильной связи каналов^[5, 22]. Профильные индексы нижайших АИР серии $1, 3s$ и $1d$, возбуждаемых из $2, 3p$ -состояний, рассчитаны в работах^[5, 22]. Профильные индексы для серий синглетных и триплетных s, p и d АИР, возбуждаемых фотонами из $2, 3s$ - и $2, 3p$ -состояний гелия, все еще не исследованы экспериментально, причем имеющиеся лишь для нижайших резонансов теоретические оценки часто не согласуются друг с другом.

Конкуренция и интерференция ветвей прямого фотоперехода в открытый канал* и процесса ионизации через закрытый канал в определенных частях спектра были рассмотрены в нашей предыдущей работе^[27]. В области энергии $E > 0,5$ а.е. взаимодействие этих ветвей обуславливает известный минимум^[5, 20] в сечении прямой фотоионизации, и этот эффект особенно сильно наблюдается в процессах с малыми сечениями прямого фотоперехода в открытый канал. При этом вклад закрытого канала в сечение ионизации с увеличением энергии фотоэлектрона в некоторых случаях доминирует над вкладом прямого фотоперехода в открытый канал. Такое сильное проявление эффекта "хвоста" резонанса под порогом канала вдали от резонансной области приводит к особому поведению резонанса и в самой точке

* Каналом реакции, или рассеяния, будем называть совокупность квантовых чисел подсистем. Каналы разные, если совокупности квантовых чисел отличаются хотя бы одним числом. Канал закрыт, если функция канала затухает на бесконечности по всем радиальным переменным. Если то же по одной радиальной переменной функция канала отлична от нуля на бесконечности, канал открыт. Например, в гелии при энергии фотонов $E_\gamma = 24,6$ эВ канал $1sEd$ открыт, а канал $2sEd$ $1d$ закрыт. Он откроется только при $E_\gamma = 60,05$ эВ.

максимума сечения. В частности, этот эффект приводит к известным уширению и смещению^[5, 30] АИР. Также было отмечено, что влияние закрытого канала на формирование структуры сечений может сильнее проявиться в безразмерных величинах, таких как коэффициенты угловой анизотропии фотоэлектрона, вторичного фотона^[28] γ_2 при диэлектронной рекомбинации $He^+ + e \rightarrow He^{**} \rightarrow \gamma_1 + (He(2^1P) \rightarrow He(1^1s) + \gamma_2)$.

В работе^[27] также показано, что решение уравнения Шредингера с эффективным центральным потенциалом^[25] вместе со слагаемым, описывающим закрытый канал, в сочетании с функцией, полученной многоконфигурационным методом Хартри-Фока (МCHF), достаточно хорошо описывает прямую фотоионизацию возбужденного гелия в широкой области спектра.

В данной работе нами рассчитаны спектроскопические характеристики серий синглетных и триплетных s, p и d АИС, лежащих ниже порога $n=2$ иона He^+ , возбуждаемых из $2, 3s$ - и $2, 3p$ -состояний гелия. Структура атома в континууме описывалась в диагонализационном приближении с функцией для фотоэлектрона, являющейся решением уравнения Шредингера с центральным параметрическим потенциалом^[25]. Волновые функции исходных состояний получены одно- и многоконфигурационным методом Хартри-Фока^[6].

Во втором разделе изложен теоретический формализм. В третьем и четвертом разделах рассматриваются процедура расчетов, результаты и проводится обсуждение.

2. Формализм задачи резонансной фотоионизации возбужденного гелия

а. Волновая функция континуума атома

Для описания резонансной фотоионизации атома мы используем диагонализационный метод Балашова^[13] в виде, который был изложен в нашей предыдущей работе^[27], с той лишь разницей, что здесь энергия фотона достаточна для возбуждения АИС.

Волновая функция континуума атома представляется^[13, 27] в виде линейной суперпозиции функции для прямого фотоперехода и L^2 -функции ϕ_μ для ветви резонансного фотопроцесса. Подставив эту функцию континуума в уравнение Шредингера для гелия, проведя некоторые упрощения и пренебрегая связью разных автоионизационных уровней через канал прямого фотоперехода, можно записать волновую функцию континуума приближенно в следующей форме^[27]:

$$\psi(E, r_1, r_2) = a(E)\phi_c(r_1, r_2) + \sum_{\mu} b_{\mu}(E)\phi_{\mu}(r_1, r_2), \quad (1)$$

где
$$a(E) = \sum_{\mu} \frac{E - E_{\mu}}{E - E_{\mu} - i/2\Gamma_{\mu}(E)}, \quad (2)$$

$$b_{\mu}(E) = \frac{\langle \Phi_{\mu} | V_{12} | \Phi_E \rangle}{E - E_{\mu} - i/2\Gamma_{\mu}(E)}. \quad (3)$$

Здесь
$$\Gamma_{\mu}(E) = 2\pi \langle \Phi_{\mu}(E) | V_{12} | \Phi_{\mu} \rangle^2 \quad (4)$$

— вероятность ухода электрона из канала μ за счет кулоновского межэлектронного взаимодействия V_{12} .

$$V_{12} = 1/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|, \quad (5)$$

$$\Phi_c(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Phi_0(\mathbf{r}_1) f_0(E, \mathbf{r}_2) + (-1)^s (1 \leftrightarrow 2). \quad (6)$$

Здесь $\Phi_0(\mathbf{r}_1)$ — волновая функция иона He^+ в основном состоянии. Функция $f_0(E, \mathbf{r}_2)$ удовлетворяет следующему уравнению Шредингера

$$[-1/2 \nabla_2^2 + U_0^s(\mathbf{r}_2) - E_0] f_0(E, \mathbf{r}_2) = 0, \quad (7)$$

где E_0 — энергия — отсчитывается от первого порога иона, s — спин атомной системы. При этом мы ввели эффективный центральный^[27] потенциал $U_0^s(\mathbf{r}_2)$, аппроксимирующий локальный и нелокальный потенциалы в уравнении Шредингера.

В формуле (1) функция $\Phi_{\mu}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ является собственной функцией гамильтониана системы^[13] в подпространстве закрытых каналов с собственным значением E_{μ} . Она построена как суперпозиция произведений одночастичных кулоновских орбиталей $\Phi_{\mu}(\mathbf{r})$ в поле с зарядом $Z=2$. Следовательно, функции Φ_0 и Φ_{μ} в выражении (1) удовлетворяют следующему условию

$$\langle \Phi_{\mu} | \Phi_0 \rangle = 0. \quad (8)$$

В волновой функции (1) коэффициенты a и b_{μ} определяют вклады прямой и резонансной ветвей фотопроцесса. Вероятность пребывания электрона в резонансном канале определяется квадратом модуля коэффициента b_{μ} , т.е.

$$|b_{\mu}(E)|^2 = \langle \Phi_c | V_{12} | \Phi_{\mu} \rangle \frac{1}{(E - E_{\mu})^2 + 1/4\Gamma_{\mu}^2(E)} \langle \Phi_{\mu} | V_{12} | \Phi_c \rangle. \quad (9)$$

При $E < E_{\mu}$ выражение (9) описывает связь открытых каналов через закрытые, когда из-за двухэлектронных корреляций электрон уходит из прямого канала в закрытый канал, из него опять же из-за корреляции переходит обратно в прямой канал. В дальнейшем в расчетах мы не будем учитывать спин-орбитального взаимодействия. Следовательно, удобно записывать волновую функцию континуума (1) в

L-S-представлении, в котором вылетающий электрон определяется угловым моментом L и четностью, т.е. в виде

$$\Psi_E^{(-)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{LM} Y_{LM}^*(\hat{\mathbf{k}}_1) |1sEL:LSM\rangle, \quad (10)$$

где $Y_{LM}^*(\hat{\mathbf{k}}_1)$ — сферическая функция от угла импульса вылетающего электрона \mathbf{k}_1 . Функция $|1sEL:LSM\rangle$ представляется в следующей форме:

$$|1sEL:LSM\rangle = a(E) |1sELS:LSM\rangle + \sum_{\mu} b_{\mu}(E) |\mu LSM\rangle. \quad (11)$$

Введем обозначения с учетом (6):

$$|1sEL:LSM\rangle = \Phi_{ELM}^s(E, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^{-i\delta_L} (\Phi_{1s}(\mathbf{r}_1) f_{EL}(\mathbf{r}_2) Y_{LM}(\hat{\mathbf{r}}_2) + (-1)^s (1 \leftrightarrow 2)). \quad (12)$$

$$|\mu LSM\rangle = \Phi_{\mu LSM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (13)$$

Согласно вышесказанному волновая функция изолированного автоионизационного уровня в (13) представляется в виде:

$$\Phi_{\mu LSM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{n_1 l_1 n_2 l_2} \beta_{\mu}(n_1 l_1, n_2 l_2) \Phi_{n_1 l_1 n_2 l_2}^{LSM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (14)$$

$$\Phi_{n_1 l_1 n_2 l_2}^{LSM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{m_1 m_2} \langle 1, m_1, l_2, m_2 | LM \rangle \left[\Phi_{n_1 l_1 m_1}(\mathbf{r}_1) \Phi_{n_2 l_2 m_2}(\mathbf{r}_2) + (-1)^s (1 \leftrightarrow 2) \right], \quad (15)$$

$\beta_{\mu}, \langle \alpha \beta | \gamma \rangle$ — коэффициенты конфигурационного смешивания и Клебша-Гордона. Здесь $\Phi_{nl}(\mathbf{r})$ — кулоновская водородоподобная функция с главным и орбитальным квантовыми числами n и l соответственно. Радиальная функция фотозлектрона $f_{EL}(\mathbf{r})$ является решением радиального уравнения Шредингера в потенциале $U_0^s(\mathbf{r}_2)$ (см. (7)) и удовлетворяет следующему условию на асимптотике

$$f_{E1}(\mathbf{r}) \sim \sin(k_1 r - \frac{1\pi}{2} - \frac{1}{k_1} \ln(2k_1 r) + \delta_1), \quad r \rightarrow \infty, \quad (16)$$

а условия нормировки для нее

$$\langle f_{E1} | f_{E'1} \rangle = \delta(E - E') \delta_{11}$$

где фаза рассеяния

$$\delta_1 = \eta_1 + \sigma_1, \quad \eta_1 = \arg(1 + i/k_1), \quad (17)$$

дополнительная фаза σ_1 обусловлена отклонением поля иона от чисто кулоновского поля.

б. Формулы для характеристик фотоионизации

Приведем рабочие расчетные формулы для характеристик прямой фотоионизации возбужденного гелия. Они получены, например, в работах^[5]. Дифференциальное сечение фотопроцесса $\text{He}(1s n_1 S_1 L_1 : L_1 S_1) + \gamma \rightarrow \text{He}(1s) + e$ можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma_{1s}}{d\Omega} = \frac{\sigma_{1s}}{4\pi} \left[1 + \beta_2(1s, L_1) P_2(\cos\theta_b) \right], \quad (18)$$

где $P_2(\cos\theta_b)$ - полином Лежандра, θ_b - угол вылета фотоэлектрона - выбирается в зависимости от состояния поляризации падающего фотона, $\beta_2(1s)$ - коэффициент угловой анизотропии фотоэлектрона. Полное сечение прямой фотоионизации атома, оставляющей ион в основном ($1s$)-состоянии, записывается как

$$\sigma(E) = \sum_L \sigma_L^{(0)}(E), \quad (19)$$

а парциальное сечение прямого фотоперехода $\sigma_L^{(0)}(E)$ определяется формулой

$$\sigma_L^{(0)}(E) = \frac{4\pi^2 \alpha \omega a_0^2}{3(2L_1+1)} |R_L|^2 \quad (20)$$

Здесь α , ω и a_0 - постоянная тонкой структуры, частота фотона и боровский радиус, R_L - приведенный матричный элемент дипольного перехода:

$$R_L = \langle 1s \text{ ELS} : \text{LS} \| \hat{D} \| n_1 L_1 \rangle, \quad (21)$$

где $\hat{D} = \sum_k r_k$ - оператор дипольного перехода. (21a)

Подставляя функцию (11) в формулу (20), принимая во внимание соотношение (21), можно записать парциальное сечение ионизации с учетом изолированного уровня E_μ в следующей форме:

$$\sigma_{\mu LS}(E) = \sigma_L^{(0)}(E) + \sigma_L^{(0)}(E) \left[\frac{(\alpha_{\mu L}^1 + \varepsilon_{\mu L})^2}{1 + \varepsilon_{\mu L}^2} - 1 \right], \quad (22)$$

где

$$\alpha_{\mu L}^1(E) = \frac{\langle \mu SL \| \hat{D} \| 1s n_1 L_1 : L_1 S \rangle}{\pi \langle \mu SL | V_{12} | 1s \text{ ELS} : \text{LS} \rangle \langle 1s \text{ ELS} : \text{LS} \| \hat{D} \| 1s n_1 L_1 S : L_1 S \rangle} \quad (23)$$

- параметр, определяющий профиль сечения фотоионизации атома из исходного состояния i . Отметим, что в резонансном приближении ширина распада АИС и его профильный индекс определяются значениями функций $\Gamma_\mu(E)$ и $\alpha_{\mu L}^1(E)$ при $E=E_\mu$.

$$\varepsilon_{\mu L} = 2 \frac{E - E_{\mu L}}{\Gamma_{\mu L}(E)} \quad (24)$$

характеризует расстройку резонанса в единицах полуширины.

Коэффициент угловой анизотропии $\beta_2(1s)$ представляется в виде

$$\beta_2(1s) = f \frac{\sum_{LL'} S(L'LL'') R_L \cdot R_{L'} \cdot \cos(\delta_L - \delta_{L'})}{\sum |R_L|^2}, \quad (25)$$

$$S(L'LL'') = (-1)^{L+L'} [LL'] \langle L_0 L' 0 | 20 \rangle \times \begin{Bmatrix} 1 & L L_1 \\ L' & 12 \end{Bmatrix} \rho_{20}^{(Y)}, \quad (26)$$

$$f = 3(-1)^{L_1}$$

$[ab] = \sqrt{(2a+1)(2b+1)}$; $\begin{Bmatrix} a, b, c \\ d, e, f \end{Bmatrix}$ - $6j$ - символ Вигнера.

ρ_{20} - статистический тензор для неполяризованного и поляризованного фотонов соответственно. Он представляется в виде:

$$\rho_{20}^{(Y)} = \begin{cases} 1/2 \langle 1010 | 20 \rangle & \text{- для неполяризованного фотона,} \\ - \langle 1010 | 20 \rangle & \text{- для линейно поляризованного фотона.} \end{cases} \quad (27)$$

В наших исследованиях также понадобится сечение дизлектронной рекомбинации, являющейся обратным процессом прямой фотоионизации. Полное сечение дизлектронной рекомбинации $\sigma_\mu^r(E)$ можно получить из сечения резонансной фотоионизации (19), используя теорему "обращения времени":

$$\sigma^r(E) = q^2/k^2 \sigma(E), \quad (28)$$

где q и k - волновые числа фотона и электрона.

3. Модель расчета

Введем сокращенное обозначение $F|I$ для структурной модели атома, которое является комбинацией волновых функций исходного связанного I и конечного в континууме F состояний. Для волновых функций основного и дискретных возбужденных состояний в ходе расчета использованы функции, полученные одно- и многоконфигурационными методами Хартри-Фока^[6]. Обозначим эти функции как $SCHF$ и $MSCHF$ соответственно. В расчетах функций $MSCHF$ учитывалось взаимодействие следующих конфигураций:

$$\begin{array}{ll} 1s^2, 2s^2, 2p^2, 3s^2, 3p^2, 3d^2 & \text{- для } 1^1S\text{- терма,} \\ 1s2s, 1s^2, 2s^2, 2p^2 & \text{- для } 2^1S\text{- терма,} \\ 1s2s, 2s3s, 2p3p, 3d4d & \text{- для } 2^3S\text{- терма,} \\ 1s2p, 2s2p, 2s3p, 2p3s, 2p3d & \text{- для } 2^1P\text{- и } 2^3P\text{- термов.} \end{array} \quad (29)$$

Волновая функция континуума (формулы (1) и (11)) представляется в виде суперпозиции функций, характеризующих состояние электрона в прямой (PS) и резонансной (Φ_μ) ветвях процесса. Эту функцию конечного состояния для краткости назовем PS . Следовательно, наши расчеты проведены в моделях структуры $PS|MSCHF$ и $PS|SCHF$. Волновая функция прямого фотоперехода $f_{EL}(r)$ (формула (12)) взята как решение радиального уравнения Шредингера со

следующим центральным параметрическим потенциалом^[25]:

$$V(\alpha, r) = -\frac{1}{r} \left[e^{-\alpha_1 r} + \alpha_2 r e^{-\alpha_3 r} + 1 \right] \quad (30)$$

В потенциале (30) параметры $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ в случае синглетного состояния принимают значения 8,90663, 16,38067 и 9,82222, для триплетного состояния 33,46494, 7,91893 и 3,27399 соответственно. Наши расчеты и анализы, проведенные в предыдущей работе^[27], показали, что последняя функция (PS) и решение уравнения Шредингера со статическим потенциалом с учетом обмена в сочетании с функциями SCHF и MCHF приводят к весьма близким между собой результатам в достаточно большом интервале энергии. С другой стороны, функция PS является весьма простой и согласно расчетам^[25] и нашим тестам оказывается достаточно надежной в отношении описания фотопроцессов. Компонента волновой функции конечного состояния, соответствующая резонансной ветви (формула (14)), получена^[27] диагонализацией полного гамильтониана атома в подпространстве закрытых каналов на кулоновском базисе с зарядом $Z=2$. При этом для $1,3S$ - состояний в континууме брались конфигурации $2sns, 2pnp, 3sns, 3pnp, 3dnd; 2snp, 2pns, 2pnd$ для $1,3P, 2pnp, 2snd, 2pnf$ конфигурации для $1,3D$ -состояния ($n \leq 5$). При диагонализации матриц сходимость проверялась включением базисов до размерности 20, и наши цифры, полученные с кулоновской функцией в континууме, воспроизвели оценки по q -индексам и ширинам резонансов^[13,14] до трех значащих цифр. Волновая функция PS была ортогонализирована к одночастичным кулоновским орбиталам с $Z=2$ с помощью процедуры Шмидта.

Наши предыдущие исследования^[27] показали, что функция PS в сочетании с функцией MCHF в широкой области энергии может описать процессы прямой фотоионизации возбужденного гелия с такой же степенью точности, как и комбинации многоканального и других сложных методов с вариационными функциями для исходного состояния. Вследствие этого в настоящей работе мы приводим результаты расчетов в основном в модели PS|MCHF.

Введем также сокращенные обозначения для моделей, использованных в расчетах других авторов. Вариационную функцию для исходного состояния атома типа Хиллерааса, содержащую n параметров, обозначим как nH (например, функции с параметрами $n=20$ и 56 пишутся как $20H$ и $56H$ соответственно), а вариационную функцию Твида^[29] для основного состояния как TWD .

4. Результаты и обсуждения

Прежде чем перейти к рассмотрению наших результатов по

характеристикам АИС, остановимся на особенностях формирования резонансной структуры в сечениях (рис.1-6). Рис.1 иллюстрирует поведение сечений в достаточно широкой области энергии вокруг $1D$ -резонанса, возбуждаемого из 2^1P -состояния гелия, рассчитанных в резонансном приближении (рис.1а), а также с функциями $q(E)$ и $\Gamma(E)$ (рис.1б). Видно, что эти сечения доходят до минимума на расстояниях ≈ 19 эВ и ≈ 9 эВ от положения E_{μ} соответственно.

Отметим, что в случае описания $1D$ -канала автоматическое продолжение резонансного приближения в область энергии на расстоянии от положения резонанса E_{μ} , превышающие в сотни раз его ширины ($E_{\mu} - E > \Gamma(E_{\mu})$), противоречит закону сохранения энергии, так как в этом случае $1D$ -резонанс находится в закрытом канале. Таким образом, в формировании кривых сечений $1D$ -канала важную роль играют конкуренция и интерференция прямых фотопереходов в открытый канал и переходов в открытый канал через закрытые каналы, или, что то же, прямой и резонансной ветвей вблизи положения АИС (рис.1).

Наши расчеты показывают, что подобная картина заметно слабее проявляется в поведении сечений других резонансных процессов. Например, на рис.2 приведено сечение ионизации $He(2^1P)$ атома с возбуждением $1s$ АИС. В случае процессов одинакового порядка величины $\Gamma_{\mu}(E)$ (рис.4, 1 и 2) чем меньше сечение прямого фотоперехода (рис.3, 2), тем больше профильный индекс возбуждаемого при этом АИС (рис.5, 2).

Влияние закрытого канала на формирование кривой сечений в $1D$ -канале было исследовано^[28] на примере поведения коэффициента угловой анизотропии для вторичного γ_2 -фотона при дизлектронной рекомбинации $He^+ + e \rightarrow He^{**} \rightarrow \gamma_1 + (He^*(2^1P) \rightarrow He(1^1s) + \gamma_2)$ в резонансном приближении. Мы полагаем, что особенности формирования структуры первого $1D$ АИС можно изучить экспериментально измерением угловой анизотропии вторичного γ_2 -фотона в широком интервале энергии вблизи его положения. Подобная особенность, вероятно, присутствует и в поведении коэффициента угловой анизотропии фотоэлектрона.

Основные результаты расчетов характеристик АИР приведены в табл. 1-14. Оценки ширин для $1s$ АИС, рассчитанные в модели PS|MCHF, дают неплохое приближение к экспериментальным данным^[19] и теоретическим результатам^[7,15] (табл.1). Однако ширина четвертого резонанса из^[15] оказывается примерно на порядок меньше по сравнению с результатами настоящего и других^[7,14] расчетов. В случае $3s$ АИС оценки, полученные в модели PS|MCHF, также находятся в хорошем согласии с оценками работ^[7,11]. Отметим, что оценки

ширин^[14] для $1,3s$ - резонансов, рассчитанных с кулоновской функцией^[14], заметно отличаются от результатов настоящего и других расчетов^[7,11,15]. Особенно это имеет место в случае узких резонансов (табл.1 и 2). Это, видимо, показывает, что ширины $1,3s$ - резонансов чувствительны к учету экранирования и обмена электронов в континууме. Ширины $1p$ АИС, сосчитанные в модели PS|МСНФ для $1(+), 2(-), 3(+), 4(+), 6(+)$ -уровней, согласуются с оценками работ^[8,11,13]. В случае $1(+)$ и $3(+)$ АИС эти данные дают хорошее приближение к эксперименту^[17] в пределах ошибок (табл.3). Некоторое отклонение наших расчетов от оценок^[11,13] наблюдается для $5(a)$ АИС. На известную сложность описания структуры $5(a)-1p$ - резонанса было указано в работе^[14]. Наши оценки ширины $3p$ АИС, полученные в комбинации PS|МСНФ, находятся в хорошем согласии с оценками работ^[11], сосчитанными методом сильной связи каналов, а также согласуются с оценками^[7] для первых трех и пятого ($5(+)$) АИР, но они примерно на порядок расходятся с результатами для $4(a)$ и $6(-)$ АИС из работы^[7] (табл.4). Отличия наших результатов для $3p$ -серии от оценок^[14], очевидно, указывают на то, что экранирование и обменная корреляция электронов играют важную роль в этой области континуума.

Ширины $1d$ АИС, сосчитанные нами в модели PS|МСНФ, находятся в неплохом согласии с экспериментальными^[19] и теоретическими^[8,12,14] данными (табл.5). В случае $3d$ АИР наши результаты (табл.6) хорошо согласуются с теоретическими оценками^[12], также они весьма близки к значениям ширины для второго и третьего резонансов, полученным в работах^[7,8]. А оценки^[7,8] для узких $1(-)$ - и $3(-)$ - резонансов отличаются на порядок величины от нашего расчета и других оценок^[12,14]. Достаточная близость наших результатов и оценок для ширины (табл.1-6), полученных сложными методами^[7-12], демонстрирует, что использование функции PS для континуума в диагонализационном приближении приводит к хорошему описанию резонансной структуры ниже второго порога.

В табл.7 приведены результаты наших расчетов профильных индексов для нижайших $1p$ АИС, возбуждаемых из основного состояния гелия, в сравнении с экспериментальными данными^[16-18] и теоретическими оценками^[11-13,21]. Значения профильных индексов, сосчитанные в моделях PS|МСНФ и PS|ТВД, согласуются с экспериментальными данными в пределах ошибок, они также близки к теоретическим оценкам других авторов^[11-13]. Таким образом, таблица 7 показывает, что модель PS|МСНФ может описать резонансную структуру серии $1p$ АИС примерно с такой же степенью точности, как и

более сложные расчеты, выполненные методом сильной связи каналов в сочетании с многопараметрической вариационной функцией^[5,12]. Сильное различие q -индексов в моделях PS|СНФ и PS|МСНФ указывает на важность корреляций, учитываемых конфигурациями $2s^2, 2p^2, 3s^2, 3p^2, 3d^2$ в функции МСНФ для основного состояния гелия.

Профильные индексы серий нижайших синглетных и триплетных s, p и d АИС, возбуждаемых из $2^1,3s$ - и $2^1,3p$ - состояний, имеют, в основном, большие значения и заметно меняются в зависимости от выбора моделей структуры атома в исходных состояниях (табл.8-13). Оценки профильного индекса $1p$ АИС, сосчитанные в модели PS|МСНФ, неплохо согласуются с результатами работ^[5,21,23], за исключением резонанса $5(a)$ (табл.8). Видно, что наши результаты в модели PS|СНФ сильно отличаются от оценок, полученных в модели PS|МСНФ. Такого рода отклонение наблюдалось и в случае сечений прямого фотопроцесса^[27]. Результаты работ^[21,23] для третьего и шестого $1p$ -резонанса несколько отличаются от наших оценок в модели PS|МСНФ. Это, скорее всего, обусловлено тем, что в них волновые функции для исходного состояния по качеству уступают функции МСНФ, так как в этой ситуации волновая функция континуума (PS) обеспечивает описание резонансной структуры с такой же степенью точности, как и функция в приближении сильной связи каналов (табл.3). В случае $3p$ АИС профильные индексы, полученные в комбинациях PS|СНФ и PS|МСНФ, имеют близкие между собой значения, они находятся в достаточном согласии с оценками из работ^[5,21-23]. Вспомним, что в расчетах^[5,21-23] для функции исходного состояния использованы 56-параметрическая вариационная функция Хиллерааса^[5], также теория возмущения с функцией Хартри-Фока с замороженным остовом в нулевом приближении^[21] и хартри-фовская функция с замороженным остовом^[22]. Следовательно, профиль $3p$ - резонанса слабо чувствителен к выбору модели структуры для 2^3s - состояния. В этой ситуации отличия оценок^[14] от нашего и других расчетов, как уже было отмечено выше (табл.4), обусловлены различиями описания структуры континуума с использованием кулоновской функции и функции PS в рамках диагонализационного приближения.

В случае $1,3s$ АИС, возбуждаемых из $2^1,3p$ - состояний, наши оценки в моделях PS|СНФ и PS|МСНФ находятся в прекрасном согласии с результатами работ^[15], в которой использован метод разложения L^2 -функции в гиперсферических координатах (табл.10,11), за исключением первого $3s$ - и четвертого $1s$ -резонансов. Различие оценок для q -индексов последних резонансов согласно вышесказанному связано с тем, что описание структуры континуума данных резонансов

в работе^[15] существенно отличается от используемого нами и авторами других расчетов^[7,14] (табл.1,2).

Для $1,3D$ АИС, возбуждаемых из $2^1,3P$ - состояний, значения q -индексов в моделях $PS|SCHF$ и $PS|MSHF$ достаточно близки (табл.12,13). Причина несогласия в значениях q -индексов для первого $1D$ - резонанса состоит в значительных расхождениях сечений перехода в открытый канал прямой фотоионизации в точке резонанса (табл.12), полученных в нашем расчете^[27] и в работе^[15] (табл.14).

Таким образом, наши расчеты и вышеприведенное обсуждение показывают, что структурная модель $PS|MSHF$, используемая в настоящей работе, допускает вполне надежное описание резонансной фотоионизации атома гелия из его возбужденных состояний.

Заключение

В работе исследовались проявления закрытого канала в фотоионизации возбужденного гелия и его конкуренция и интерференция с прямым фотопереходом в формировании профиля автоионизационного резонанса (АИР). Кроме того, мы рассчитали значения характеристических резонансов для серий $1,3S$, $1,3P$ и $1,3D$ АИС, возбуждаемых из $2^1,3S$ - и $2^1,3P$ - состояний гелия.

Для расчетов использовались структурная модель возбужденного гелия ($PS|MSHF$), оттестированная в нашей предыдущей работе^[27]. При этом волновая функция континуума бралась в виде суперпозиции решений уравнения Шредингера с центральным параметрическим потенциалом и L^2 - функции автоионизационного уровня в рамках диагонализационного подхода^[13] (PS). Функции исходных состояний вычислялись многоконфигурационным методом Хартри-Фока (MSHF).

Наши расчеты показывают, что для случая процесса с малым сечением прямого фотоперехода конкуренция и интерференция прямой и резонансной ветвей амплитуды приводят к формированию АИС с большим значением профильного индекса (табл. 1-13).

В этом случае резонанс со сравнительно большой шириной проявляется на широком интервале спектра довольно далеко за пределами ширин АИС. Эта особенность резонансной структуры весьма четко проявляется для первого $1D$ АИС, возбуждаемого из 2^1P - состояния гелия.

Описание таких резонансов в традиционном резонансном приближении^[13,26] не соответствует истинной картине формирования кривой сечений. Из наших результатов видно, что рассматриваемая особенность поведения резонансной структуры существенно сильно проявляется в безразмерных характеристиках фотопроцесса и диэлектронной рекомбинации^[28].

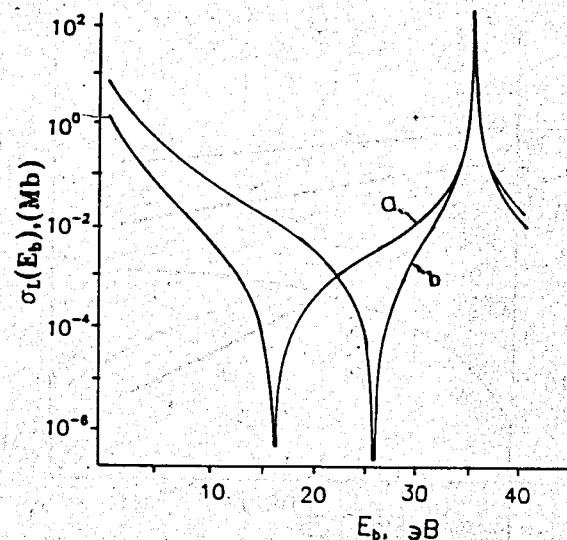


Рис.1. Сечения процесса $He(2^1P) + \gamma \Rightarrow He^{**}(1D) \Rightarrow He^+(1s) + e(d)$ как функции от энергии выбитого электрона E_b . а- расчет в резонансном приближении с $q_{1D}^1(E_R)$, б- настоящий расчет с функцией $q_{1D}^1(E_b)$

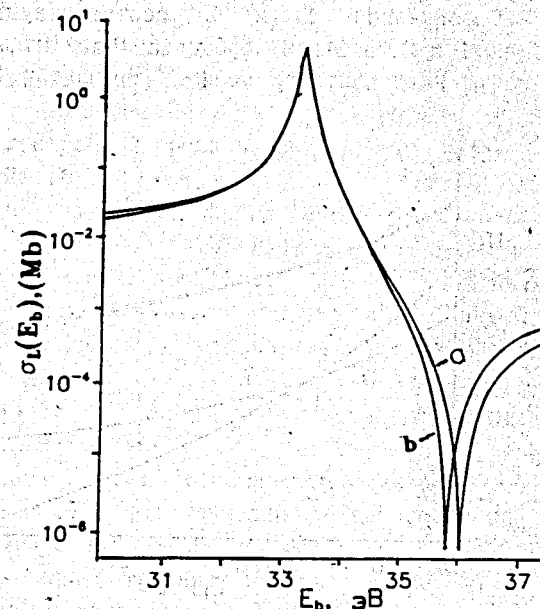


Рис.2. То же, что и на рис.1, для процесса $He(2^1P) + \gamma \Rightarrow He^{**}(1s) \Rightarrow He^+(1s) + e(s)$. Обозначения а и б те же, что и на рис.1

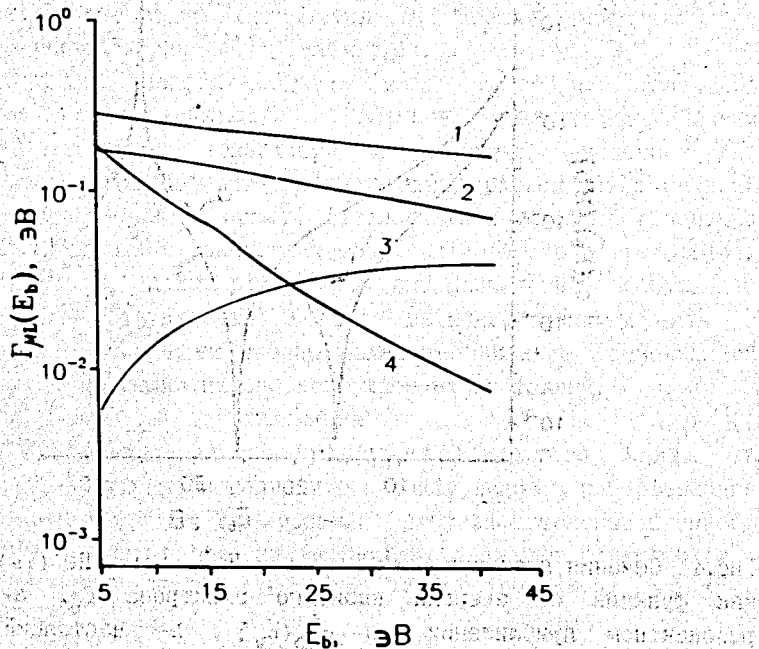


Рис.3. Энергетическая зависимость функции $\Gamma_{ML}(E_B)$ в сечениях фотоионизации. Обозначения 1 и 2 соответствуют процессам, приведенным на рис.1 и 2, а 3 и 4 - процессам $He(2^1S) + \gamma \Rightarrow He^{**}(^1P) \Rightarrow He^+(1s) + e(p)$ и $He(2^3S) + \gamma \Rightarrow He^{**}(^3P) \Rightarrow He^+(1s) + e(p)$ соответственно

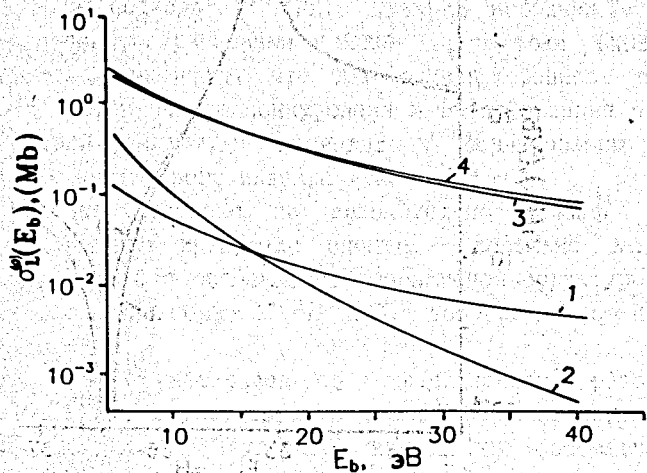


Рис.4. Сечение прямой фотоионизации σ_L как функция от энергии выбитого электрона. Обозначения 1, 2, 3 и 4 соответствуют тем же процессам, что и на рис.3

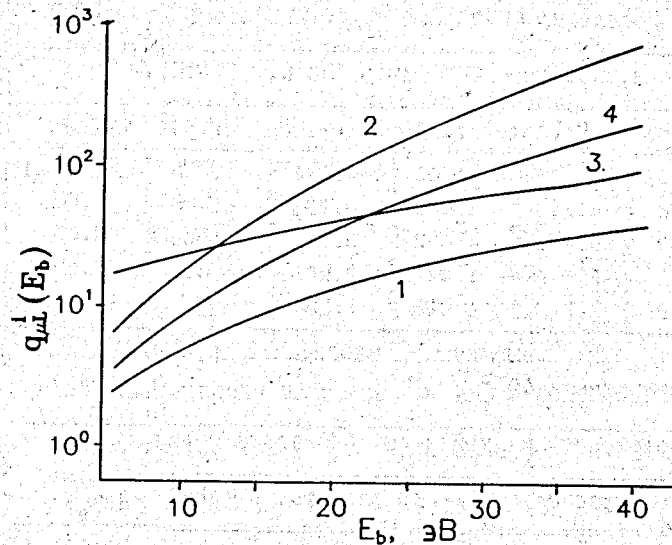


Рис.5. Энергетическая зависимость функции $q_{ML}^1(E_B)$ в сечениях фотоионизации. Обозначения те же, что и на рис.3. Кривые 1 и 3 соответствуют значениям $[-q_{ML}^1(E_B)]$

В этой связи нам представляется возможным выявить особенность резонансной структуры измерением коэффициентов угловой анизотропии фотоэлектрона в процессе $He(2^1P) + e \Rightarrow He^+(1s) + e$ и вторичного фотона в диэлектронной рекомбинации $He^+(1s) + e \Rightarrow He^{**} \Rightarrow \gamma_1 + He(2^1P) \Rightarrow He(1s^2 \ ^1S) + \gamma_2$.

Расчеты и анализы с привлечением имеющихся теоретических оценок также показывают, что PS|MSHF - модель может описывать резонансные $He(\gamma, e) He^+$ - процессы с такой же степенью точности, как и комбинация многоканального метода со сложной вариационной функцией. В работе мы рассчитали достаточно полный набор резонансных характеристик (ширины, положения и q- индексы) для серий $1,^3S, 1,^3P$ и $1,^3D$ АИС, возбуждаемых из $2,^1,^3S$ - и $2,^1,^3P$ - состояний гелия.

Рассмотренная нами особенность формирования резонансной структуры сечений фотоионизации возбужденного гелия и фоторекомбинации ионов гелия могут проявиться в более тяжелых атомах не только при фотоионизации и рекомбинации, но и в неупругих процессах. Поэтому дальнейшее изучение этой проблемы имеет важное значение для атомной физики.

Табл.1* Положения и ширины $1s$ АИС атома гелия

Клас-сификация	настоящ.расчеты		др.расчеты, Г (эВ)			
	E_R (эВ)	Γ (эВ)	[14]	[7]	[15]	[19]
1(+)	57.90	1.738^{-1}	1.403^{-1}	1.246^{-1}	1.243^{-1}	$1.38^{-1} \pm 1.5^{-2}$
2(-)	62.28	4.286^{-3}	1.096^{-3}	6.286^{-3}	6.419^{-3}	
3(+)	62.99	5.435^{-2}	4.422^{-2}	3.755^{-2}	3.835^{-2}	
4(-)	64.11	2.672^{-3}	1.247^{-3}	2.255^{-3}	1.436^{-4}	
5(+)	64.19	1.942^{-2}	1.615^{-2}	1.33^{-2}		

*) Здесь и в следующих таблицах принято обозначение a^{-b} , соответствующее $a \cdot 10^{-b}$.

Табл.2. Положения и ширины $3s$ АИС атома гелия

Клас-сификация	настоящ.расчеты		др.расчеты, Г (эВ)			
	E_R (эВ)	Γ (эВ)	[14]	[11]	[7]	
1(+)	62.62	2.795^{-4}	1.154^{-5}	1.812^{-4}	1.75^{-4}	
2(-)	63.78	7.601^{-6}	4.0^{-7}	7.516^{-6}	6.26^{-6}	
3(+)	64.07	1.344^{-4}	5.56^{-5}	8.513^{-5}	8.35^{-5}	
4(-)	64.57	6.206^{-6}	6.0^{-7}	4.20^{-6}	4.08^{-6}	

Табл.3. Положения и ширины $1p$ АИС атома гелия

Клас-сификация	настоящ.расчеты		др. данные, Г (эВ)			
	E_R (эВ)	Γ (эВ)	[13]	[11]	[8]	[17]
1(+)	60.32	3.713^{-2}	3.59^{-2}	4.375^{-2}	3.74^{-2}	$3.8^{-2} \pm 0.002$
2(-)	62.77	1.610^{-4}	1.58^{-4}	1.394^{-4}	1.05^{-4}	
3(+)	63.70	7.103^{-3}	6.86^{-3}	8.718^{-3}	8.19^{-3}	$8.3^{-3} \pm 0.002$
4(-)	64.13	5.742^{-5}	5.66^{-5}	5.032^{-5}	5.57^{-5}	
5(d)	64.16	5.634^{-6}	5.00^{-6}	1.539^{-6}		
6(+)	64.51	5.205^{-3}	5.03^{-3}	3.690^{-3}	3.51^{-3}	

Табл.4. Положения и ширины $3p$ АИС атома гелия

Клас-сификация	настоящ.расчеты		др.расчеты, Г (эВ)			
	E_R (эВ)	Γ (эВ)	[14]	[11]	[7]	
1(+)	58.39	1.162^{-2}	2.204^{-2}	1.064^{-2}	8.187^{-3}	
2(+)	63.15	3.382^{-3}	6.469^{-3}	3.101^{-3}	2.094^{-3}	
3(-)	63.26	7.705^{-5}	3.61^{-5}	7.76^{-5}	4.842^{-5}	
4(d)	64.11	2.791^{-6}	2.281^{-5}	4.53^{-6}	2.965^{-7}	
5(+)	64.24	1.398^{-3}	2.67^{-3}	1.231^{-3}	8.214^{-4}	
6(-)	64.32	3.270^{-5}	1.45^{-5}	3.16^{-5}	3.917^{-4}	

Табл.5. Положения и ширины $1d$ АИС атома гелия

Клас-сификация	настоящ.расчеты		др.расчеты, Г (эВ)			
	E_R (эВ)	Γ (эВ)	[14]	[12]	[8]	[19]
1(2p ²)	60.05	8.074^{-2}	8.071^{-2}	7.48^{-2}	6.425^{-2}	$7.2^{-2} \pm 1.8^{-2}$
2(-)	63.56	1.821^{-2}	1.821^{-2}	1.791^{-2}	1.510^{-2}	
3(+)	63.86	7.149^{-4}	7.501^{-4}	4.04^{-4}	5.467^{-4}	
4(-)	64.43	1.085^{-2}	1.076^{-2}	1.161^{-2}	6.338^{-3}	
5(+)	64.60	6.193^{-4}	6.273^{-4}	3.11^{-4}	2.992^{-4}	

Табл.6. Положения и ширины $3d$ АИС атома гелия

Клас-сификация	настоящ.расчеты		др.расчеты, Г (эВ)		
	E_R (эВ)	Γ (эВ),	[14]	[12]	[7,8]
1(-)	63.13	9.357^{-6}	1.40^{-5}	1.20^{-5}	7.779^{-7}н
2(+)	63.75	2.372^{-4}	2.344^{-4}	2.53^{-4}	2.041^{-4}н
3(-)	64.27	3.695^{-6}	5.61^{-6}	5.30^{-6}	3.128^{-7}о
4(+)	64.51	1.733^{-4}	1.734^{-4}	2.05^{-4}	1.039^{-4}о

н, о - означают, что цифры получены из [8] и [7] соответственно.

Табл. 7. q -индексы $1P$ АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He^+ при резонансной фотоионизации из основного состояния

Но- мер уров- ня	(±) клас- сифи- ка- ция	q-индексы							
		Эксперимент	настоящ. расч. ^с			Другие расчеты			
			1	2	3	[13]	[12]	[11]	[20]
1	(+) [16]	-2.8(±0.25)							
		-2.6(±0.3) [17]	-6.73	-3.42	-3.22	-2.85	-2.97	-2.59	-3.25
		-2.75(±0.5) [18]							
2	(-)	-	-4.61	-3.07	-1.93	-3.57	-3.70	-3.02	
3	(+)	-2.0(±1.0) [16]	-5.98	-3.13	-3.07	-2.74	-2.89	-2.44	
4	(-)	-2.5(±0.5) [17]	-4.68	-2.73	-1.37	-3.20	-4.17	-3.30	
5	(d)	-	12.12	-6.32	-7.29	-	-	-0.10	
6	(+)	-	-5.80	-3.09	-3.06	-2.73	-2.81	-2.42	

а) В табл. 7-13 цифры 1, 2 и 3 означают, что расчеты проведены в моделях $rs|scnr$, $rs|msnr$ и $rs|twr$ соответственно.

Табл. 8. q -индексы $1P$ АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He^+ при резонансной фотоионизации из состояния 2^1s

Но- мер уров- ня	(±) клас- сифи- кация	q-индексы				
		Настоящие расчеты		Другие расчеты		
		1	2	[23]	[21]	[5]
1	(+)	135.9	75.27	75.13	64.73	76.2
2	(-)	1490	776.4	740.9	598.2	
3	(+)	-36.42	-22.26	-4.23	-11.4	
4	(-)	1075	538.2	455.3	587.4	
5	(d)	-429.8	-60.78	581.6	-546.5	
6	(+)	-16.51	-10.79	-3.36	-5.12	

Табл. 9. q -индексы $3P$ АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He^+ при резонансной фотоионизации из состояния 2^3s

номер уров- ня	(±) клас- сифи- кация	q-индексы					
		Настоящие расчеты			Другие расчеты		
		1	2	[23]	[22]	[5]	[21]
1	(+)	-124.9	-122.4	-80.58	-106.6	-122.4	-160.7
2	(+)	-9.593	-10.27	-7.83	-4.848		
3	(-)	-820.4	-839.3	-1032	-773.0		
4	(d)	-630.4	-343.6	-94.11	-561.2		
5	(+)	-25.92	-27.1	-17.47	-18.83		
6	(-)	-661.0	-663.7	-855.1	-646.1		

Табл. 10. q -индексы $1s$ АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He^+ при резонансной фотоионизации из состояния 2^1p

номер уров- ня	(±) клас- сифи- кация	q-индексы			
		Настоящие расчеты		Другие расчеты	
		2	3	[5]	[15]
1	(+)	-30.56	-28.83	-29.3	-29.7
2	(-)	-363.1	-329.3	-	-263.5
3	(+)	28.85	24.43	-	26.69
4	(-)	-15.44	-12.61	-	-61.52
5	(+)	5.99	3.382	-	-

Табл. 11. q -индексы $3s$ АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He^+ при резонансной фотоионизации из состояния 2^3p

номер уров- ня	(±) клас- сифи- кация	q-индексы		
		Настоящие расчеты		Расчет
		1	2	[15]
1	(+)	1172	1028	2195.1
2	(-)	1037	8888	11978.2
3	(+)	575.9	195.5	
4	(-)	7263	6113	

Табл 12. q -индексы 1D АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He^+ при резонансной фотоионизации из состояния 2^1P

номер уров- ня	(±) клас- сифи- кация	q - индексы		
		Настоящие расчеты		др.расчет [5]
		1	2	
1	(2p)	472.9	471.9	172.4
2	(-)	-86.91	-91.10	
3	(+)	-1459	-1477	
4	(-)	26.88	22.61	
5	(+)	-876.0	-872.5	

Табл 13. q -индексы 3D АИС, сходящихся к порогу $n=2$ иона He при резонансной фотоионизации из состояния 2^3P

номер уров- ня	(±) клас- сифи- кация	q -индексы	
		Настоящие расчеты	
		1	2
1	(-)	9276	8972
2	(+)	-1129	-1100
3	(-)	6578	6285
4	(+)	-720.2	-695.8

Табл.14. Характеристики первого 1D и четвертого 1S - резонансов, возбуждаемых фотонами 2^1P - состояния гелия

	расче- ты	Γ (эВ)	df/dE_0 (а.е.)	q
1. 1D	расч:	8.07^{-2}	2.12^{-4}	471.9
	[5]	7.32^{-2}	1.56^{-3}	172.4
4. 1S	расч:	2.67^{-3}	1.03^{-3}	-12.61
	[15]	1.44^{-4}	1.60^{-3}	-61.52

Авторы благодарят проф.В.В.Балашова за стимулирующие обсуждения и полезные советы, а также Л.Хэнмэдэха и Р.Олзийбаяра за постоянный интерес.

Литература

1. Wuilleumier F.J., Ederer D.L. and Picque J.L.: Adv. at. Phys.23, 1988 ,197
2. Stebbings R.F., Dunning F.B., Tittel F.K. and Rundel R.D.: Phys. Rev. Lett. 30(1973), 815, Phys. Rev. A8, 1973,665
3. Dunning F.B. and Stelbings R.F.: Phys. Rev. Lett. 32(1974),1286
4. Accad Y., Pekeris C.L and Schiff B.: Phys. Rev. A4, 1971 , 51
5. Jacobs V.L.: Phys. Rev. A9, 1974 , 1938
6. Froese Fischer C.: Comput. Phys. Commun.14, 1978 ,145-53
7. Oza D.H.: Phys. Rev. A33, 1986 ,824
8. Ho Y.K.: Z.Phys.D21, 1991 ,191, Phys. Rev. A23, 1981 ,2137
9. Ho Y.K. and Bhatia A.K. Phys.Rev.A44, 1991 ,2895
10. Bhatia A.K. and Temkin A.: a) Phys. Rev. A11, 1975 ,2018; b) ibid.29,1984 ,1895
11. Burke P.G. and McVicar D.: Proc. Phys. Soc., 86, 1965 ,989
12. Altick P.L. and Moore E.N.: Phys. Rev., 147, 1966 ,59,Proc. Phys. Soc. 92, 1967 ,853-856
13. Балашов В.В., Гришанова С.И., Круглова И.М., Сенашенко В.С.: Оптика и спектроскопия, 28, 1970 , 859;
14. Балашов В.В. и др. Вестник Московского Университета. N1, 1971 , 65
15. Dietmar Cordes and Altick P.,Phys.Rev.A40, 1989 ,20
16. Madden R.J., Codling K.: Phys. Rev. Lett. V10, 1963 , 516 Astrophys J.141, 1965 ,364
17. Morgan H.D. and Erderer D.L.: Phys.Rev.A29, 1984 ,1901
18. Kossmann H. and Krassig B. and Schmidt V.: J. Phys. B21, 1988 ,1489
19. a) Hicks P.J. and Comer J.J. Phys.B8, 1975 ,1866 b) Gelebart F., Tweed R.J and Peresse J.Phys.B9,1976 ,1739
20. Froesse Fischer C. and Idrees M.: J. Phys. B23, 1990 ,679
21. Stewart A.L.: J. Phys.B11, 1978 ,2449; J. Phys. B11,1978 ,L431
22. Norcross D.W.: J.Phys. B4, 1971 , 652
23. Wague A.: Z. Phys. D15, 1990 ,199
24. Senashenko V.S.and Wague A.J.Phys.B12, 1979 ,L269
25. Aymar M. and Crance M.: J. Phys. B13, 1980 , 2527
26. Fano U.: Phys. Rev.124, 1961 ,1866

27. Данзан С., Жадамба Б., Лхагва О., Страхова С.И., Сухбаатар Ц.: Сообщение ОИЯИ Р4-93-198, Дубна, 1993
28. Grum-Grzhimailo A.N., Danzan S., Lhagva O. and Strakhova S.I. Z. Phys.D18. 1991 ,147
29. Tweed, R.J.: J. Phys. B5. 1972 ,8124
30. Грум-Гржимайло А.Н., Жадамба Б.-Вестник МГУ, сер.3, Физ. Астрон., 1987, том 28, с.19

Рукопись поступила в издательский отдел

1 июня 1993 года.