

01;03

©1994 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ЗАРЯДОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ ($2s^2$)¹S-, ($2s2p$)¹P- И ($2p^2$)¹D-СОСТОЯНИЙ АТОМА ГЕЛИЯ

Н.В.Новиков, В.С.Сенашенко

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН,
113191, Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 19 января 1994 г.)

На основе теории, учитывающей три возможных механизма двухэлектронного возбуждения (встряска, корреляционное возбуждение через непрерывный спектр и двухступенчатое возбуждение), проводится исследование зависимости сечения возбуждения низших автоионизационных состояний гелия от энергии из заряда налетающего бесструктурного иона. Определены соотношения между различными механизмами возбуждения и получены количественные оценки их вклада в полное сечение двухэлектронного возбуждения. Для каждого из исследуемых резонансов выделена область энергий и зарядов налетающих ионов, где для описания двухэлектронного возбуждения достаточно первого порядка теории возмущений.

Исследования автоионизационных резонансов в атомах имеют фундаментальное значение для понимания структуры атомных систем, динамики их взаимодействия с заряженными частицами [1,2], роли межэлектронных корреляций [3-5]. Особый интерес представляют состояния двухэлектронного возбуждения, образующиеся при взаимодействии заряженных частиц с атомами [6-10]. Теоретическое описание таких процессов включает изучение роли различных механизмов образования автоионизационных резонансов, соотношение которых зависит от энергии и заряда сталкивающихся частиц [11,12], влияние взаимодействия в конечном состоянии на интенсивности и профиль автоионизационных резонансов [10,13], расчеты сечений двухэлектронных переходов с учетом [14] и без учета [15-18] интерференции с непрерывным спектром.

Экспериментальные исследования возбуждения автоионизационных состояний атома гелия заряженными частицами в последние годы значительно расширились [19-21]. Для атома гелия, взаимодействующего с быстрыми протонами, ионами гелия, лития, углерода и фтора, были получены новые данные не только об энергетической и зарядовой зависимости параметров асимметрии и выхода резонансов [1,7-9,19,20], но и выходах автоионизационных резонансов проинтегрированных по углам эжекции электрона [1,6-9]. В общем случае для адекватного сравнения экспериментальных выходов автоионизационных резонансов проинтегрированных по углу эжекции электрона с результатами теоретических расчетов необходимо не только правильное описание механизма возбуждения автоионизационных состояний, но и корректный учет интерференции резонанса с фоном, а также взаимодействия частиц в конечном состоянии [14]. Однако поскольку возбуждение и распад низших автоионизационных состояний гелия происходят независимо друг от друга [13], то задача описания механизма возбуждения представляет самостоятельный интерес. В широкой области энергий сталкивающихся частиц была теоретически исследована зарядовая и знакозарядовая зависимость сечений возбуждения [15,16,22,23], получены оценки вклада известных механизмов возбуждения, оказывающих влияние на соотношение интенсивностей автоионизационных резонансов различной мультиполярности [12,16,23,24]. Последовательный теоретический анализ [14] позволил выявить физические условия, при которых имеется прямое соответствие между теоретическими сечениями возбуждения автоионизационных уровней, рассматриваемых как стационарные состояния [12,15-18], и измеряемыми выходами резонансов [1,6-9].

Дальнейшее развитие исследований двухэлектронного возбуждения атома гелия сталкивается с необходимостью систематического рассмотрения возможностей различных теоретических моделей [15,16,25], используемых для описания возбуждения автоионизационных резонансов в широкой области энергий и зарядов сталкивающихся частиц. Особенно остро стоит проблема применимости первого борновского приближения [11,12,20,26-29] в области промежуточных энергий сталкивающихся частиц, к которой относится значительная часть имеющихся экспериментальных данных, нуждающихся в теоретической интерпретации. Интересным представляется то, что ряд экспериментальных данных, относящихся к указанной области энергий, качественно правильно описываются расчетами, выполненными в простейших приближениях.

Целью настоящей работы являются теоретическое описание энергетической и зарядовой зависимости сечений возбуждения автоионизационных $(2s^2)^1S$ -, $(2s2p)^1P$ - и $(2p^2)^1D$ -состояний атома гелия тяжелыми заряженными частицами и определение границ применимости (по энергии и заряду налетающей частицы) первого порядка теории возмущений, используемого в расчетах сечений возбуждения перечисленных автоионизационных состояний. В работе используются атомные единицы.

Амплитуда двухэлектронного возбуждения атома бесструктурной заряженной частицей с точностью до второго порядка теории возмущений по взаимодействию налетающей частицы с атомом определяется следующим образом [25]:

$$t_{\text{ex},\mu}(Q) = t_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q) + t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q) + \bar{t}_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q), \quad (1)$$

где

$$t_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q) = \langle \psi_{\mu, \bar{k}_f} | \hat{V} | \psi_{0, \bar{k}_i} \rangle \quad (2)$$

— амплитуда возбуждения автоионизационного состояния в первом борновском приближении; $\psi_{0, \bar{k}_i} = \varphi_0 \exp\{i\bar{k}_i \bar{r}_p\}$ — волновая функция начального состояния системы, когда атом находится в основном состоянии φ_0 , а налетающая частица имеет импульс \bar{k}_i ; $\psi_{\mu, \bar{k}_f} = \Phi_\mu \exp\{i\bar{k}_f \bar{r}_p\}$ — волновая функция, описывающая атом мишени в автоионизационном состоянии Φ_μ и рассеянную частицу с импульсом \bar{k}_f ; \hat{V} — оператор взаимодействия налетающей частицы с атомом; $Q = \bar{k}_i - \bar{k}_f$ — передаваемый импульс;

$$t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q) = \langle \psi_{\mu, \bar{k}_f} | \hat{V} \frac{1}{E - \hat{T}_p - \hat{H}_A + i\delta} \hat{V} | \psi_{0, \bar{k}_i} \rangle \quad (3)$$

— амплитуда возбуждения автоионизационного состояния во втором борновском приближении; \hat{T}_p — оператор кинетической энергии; \hat{H}_A — гамильтониан атома мишени; E — полная энергия системы.

В амплитудах (2) и (3) автоионизационные уровни рассматриваются как обычные стационарные состояния, тогда как амплитуда

$$\bar{t}_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q) = \int \frac{d\bar{k}' d\bar{k}_1}{(2\pi)^3} \frac{\langle \psi_{\mu, \bar{k}_f} | \hat{V}_{12} | \psi_{\bar{k}_1, n_2, \bar{k}'} \rangle \langle \psi_{\bar{k}_1, n_2, \bar{k}'} | \hat{V} | \psi_{0, \bar{k}_i} \rangle}{E - k'^2 / (2M_p) - k_1^2 / 2 - \varepsilon_{n_2} + i\delta} \quad (4)$$

учитывает возбуждение автоионизационных уровней через непрерывный спектр, связь с которым описывается в диагонализационном приближении. Здесь $\psi_{\bar{k}_1, n_2, \bar{k}'}$ — волновая функция (нормированная по шкале энергий) промежуточного состояния, в котором рассеянная частица с массой M_p имеет импульс \bar{k}' , один из электронов атома мишени находится в непрерывном спектре с импульсом \bar{k}_1 , а второй электрон в связанном состоянии с набором квантовых чисел n_2 и энергией ε_{n_2} ; \hat{V}_{12} — оператор межэлектронного взаимодействия.

Если предположить, что кулоновское поле рассеянного иона приводит лишь к перераспределению электронов по энергии и углу эжекции, то его влиянием в промежуточном состоянии можно пренебречь $\psi_{\bar{k}_1, n_2, \bar{k}'} = \varphi_{\bar{k}_1, n_2} \exp\{i\bar{k}' \bar{r}_p\}$ и тогда после интегрирования по \bar{k}' амплитуда (4) принимает вид

$$\bar{t}_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q) = \int d\bar{k}_1 \frac{\langle \Phi_\mu | \hat{V}_{12} | \varphi_{\bar{k}_1, n_2} \rangle \langle \varphi_{\bar{k}_1, n_2} \exp\{i\bar{k}_f \bar{r}_p\} | \hat{V} | \psi_{0, \bar{k}_i} \rangle}{E - k_f^2 / (2M_p) - k_1^2 / 2 - \varepsilon_{n_2} + i\delta}. \quad (5)$$

Учитывая, что амплитуда распада автоионизационного состояния пропорциональна сферической функции L -го порядка с L , равным орбитальному моменту данного резонанса L_μ

$$\langle \varphi_{k_1, n_2} | V_{12} | \Phi_\mu \rangle = \tau_{\text{dec}, \mu}^0(k_1) Y_{L_\mu, 0}(\hat{k}_1), \quad (6)$$

интегрируя по \hat{k} , получаем

$$\tilde{t}_{\text{ex}, \mu}^{(1)}(Q) = -i\pi\tau_{\text{dec}, \mu}^0(p_e) t_{\text{dir}}^{(L_\mu)}(Q, p_e) + P \int dk_1 k_1 \frac{\tau_{\text{dec}, \mu}^0(k_1) t_{\text{dir}}^{(L_\mu)}(Q, k_1)}{p_e^2/2 - k_1^2/2}, \quad (7)$$

где $p_e = [2(E - k_f^2/2 - \varepsilon_{n_2})]^{1/2}$ — импульс электрона, соответствующий энергии резонанса; $t_{\text{dir}}^{(L)}(Q, k_1)$ — L -парциальная часть амплитуды прямых ионизационных переходов

$$t_{\text{dir}}(\bar{Q}, \bar{k}_1) = \sum_{L=0}^{\infty} \left[\frac{2L+1}{4\pi} \right]^{1/2} t_{\text{dir}}^{(L)}(Q, k_1) P_L(\hat{Q}\hat{k}_1). \quad (8)$$

Суммируя амплитуды (2) и (7), полную амплитуду возбуждения автоионизационного состояния, полученную в первом порядке теории возмущений по взаимодействию \hat{V} , удобно представить в следующем виде:

$$t_{\text{ex}, \mu}^{(1)}(Q) + \tilde{t}_{\text{ex}, \mu}^{(1)}(Q) = \pi\tau_{\text{dec}, \mu}^0(p_e) t_{\text{dir}}^{(L_\mu)}(Q, p_e) \{q_\mu(Q) - 1\}, \quad (9)$$

где

$$q_\mu(Q) = \frac{T_{\text{ex}, \mu}^{(1)}(Q)}{\pi\tau_{\text{dec}, \mu}^0(p_e) t_{\text{dir}}^{(L_\mu)}(Q, p_e)} \quad (10)$$

— профильный индекс резонанса; $T_{\text{ex}, \mu}^{(1)}(Q)$ — часть амплитуды, учитывающая как прямые переходы (2), так и переходы через состояния непрерывного спектра вне энергетической поверхности (второе слагаемое в (7)).

Таким образом, первое борновское приближение описывает такие столкновения, при которых только один из электронов атома мишени взаимодействует с налетающей частицей, тогда как переход второго электрона в возбужденное состояние происходит за счет электронных корреляций. Такой механизм образования автоионизационных состояний превалирует в случае столкновений с быстрыми заряженными частицами. Однако по мере уменьшения энергии сталкивающихся частиц и увеличения заряда налетающего иона важную роль в возбуждении автоионизационных состояний могут играть столкновения, когда оба электрона мишени взаимодействуют с налетающей частицей. Такой механизм возбуждения автоионизационных состояний описывается амплитудой (3), которая после интегрирования по переменным рассеянной частицы принимает вид

$$t_{\text{ex}, \mu}^{(2)}(Q) = (4\pi Z_p)^2 \sum_{\xi} \int \frac{d\bar{p}}{(2\pi)^3} \frac{\langle \Phi_\mu(\bar{r}_1, \bar{r}_2) | \hat{W}(\bar{p} - \bar{k}_f) | \varphi_\xi(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \rangle}{E - p^2/(2M_p) - \varepsilon_\xi + i\delta} \times \\ \times \langle \varphi_\xi(\bar{r}_1, \bar{r}_2) | \hat{W}(\bar{k}_i - \bar{p}) | \varphi_0(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \rangle, \quad (11)$$

где $\dot{W}(\bar{S}) = \Sigma \exp\{i\bar{s}\bar{r}_j\}/s^2$ ($j = 1, 2$), $\varphi_\xi(\bar{r}_1, \bar{r}_2)$ — волновая функция, описывающая атом мишени в промежуточном состоянии ξ с энергией ε_ξ ; \bar{p} — импульс рассеянного иона в этом состоянии.

В ряде случаев, например, когда матричные элементы в (11) соответствуют переходам $1s \rightarrow ns$, $n \neq 1$ или $1s \rightarrow nd$, амплитуду (11) можно вычислить аналитически и показать, что при возбуждении резонансов тяжелыми заряженными частицами положение полюса в $t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q)$ соответствует $p = [2M_p(E - \varepsilon_\xi)]^{1/2} \gg 1$ и в отличие от амплитуды (7) в амплитуде (11) можно пренебречь интегралом в смысле главного значения по сравнению с полюсной частью амплитуды.

Упрощая амплитуду (11), сделаем замену переменных $\bar{q} = \bar{k}_i - \bar{p}$ и перейдем к цилиндрическим координатам, выбирая направление оси Z по \bar{k}_i . В дальнейшем, сохраняя только полюсную часть, получаем

$$t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q) = -2i \frac{Z_p^2}{V_i} \sum_{\xi} \int d\varphi dq_{\perp} q_{\perp} \langle \Phi_{\mu}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) | \dot{W}(\bar{Q} - \bar{q}) | \varphi_{\xi}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \rangle \times \\ \times \langle \varphi_{\xi}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) | \dot{W}(\bar{q}) | \varphi_0(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \rangle \quad (12)$$

при $q_{\parallel} = (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\xi})/V_i$. Здесь q_{\parallel} и q_{\perp} — продольная и поперечная составляющие импульса \bar{q} , φ — угол между поперечными составляющими Q_{\perp} и q_{\perp} .

Как видно из формулы (12), амплитуда $t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q)$ имеет более сильную зарядовую зависимость и быстрее убывает с ростом скорости налетающей частицы, чем амплитуда первого порядка (9). В пределе высоких скоростей столкновения V_i амплитудой (12) в формуле (1) можно пренебречь. Важно отметить, что при возбуждении автоионизационных резонансов бесструктурными ионами в рассматриваемых приближениях $t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q) \sim e^L \mu^{+1}$, $t_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q) \sim i^L \mu$, относительная фаза этих амплитуд равна $\pi/2$ и эти амплитуды между собой не интерферируют, а сложение амплитуд $t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q)$ и $t_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q)$ происходит когерентно.

Полное сечение возбуждения автоионизационных состояний атома через амплитуду (1) определяется следующим образом:

$$\sigma_{\text{ex},\mu}(E_i, Z_p) = \frac{1}{4\pi(2L_i + 1)} \sum_{M_{\mu} = -L_{\mu}}^{L_{\mu}} \int_{Q_{\min}^2(E_i)}^{Q_{\max}^2} dQ^2 \left| \frac{t_{\text{ex},\mu}(Q)}{V_i} \right|^2, \quad (13)$$

где $Q_{\min}^2(E_i)$ и Q_{\max}^2 определяются из законов сохранения; L_i — орбитальный момент начального состояния атома мишени; M_{μ} — проекция момента L_{μ} на ось, параллельную падающему пучку.

Если амплитуда возбуждения (1) обладает свойством $t_{\text{ex},\mu}(Q) \rightarrow \text{const}$ при $Q \rightarrow 0$, тогда изменение области интегрирования по Q^2 в (13) слабо влияет на величину сечения и $\sigma_{\text{ex},\mu}(E_i, Z_p) \approx \sigma_{\text{ex},\mu}(Z_p/V_i)$.

В расчетах использовались волновые функции автоионизационных состояний из [30]. Основное состояние атома гелия описывалось для одноэлектронных переходов (8) волновой функцией из [31], а для двухэлектронных переходов (2), (13) — волновой функцией, полученной методом наложения конфигураций в заряде $Z_T = +2$. С включением низших состояний одно- и двухэлектронного возбуждения положительной четности. В сумме по ξ в (12) учитывались все состояния $(1snlm)$ с $n \leq 5$; энергии промежуточных состояний ϵ_ξ , а также волновые функции для $(1s2s)^1S$ - и $(1s2p)^1P$ -состояний брались из [32]. Для остальных промежуточных состояний использовались водородоподобные волновые функции в зарядах $+2$ для $1s$ -электрона и $+1$ для возбужденного электрона.

Столкновения с протонами. Были проведены расчеты сечений возбуждения автоионизационных $(2s^2)^1S$ -, $(2s2p)^1P$ - и $(2p^2)^1D$ -состояний атома гелия в зависимости от энергии протонов. Сечения возбуждения протонами низших автоионизационных состояний атома гелия различной мультипольности в области энергий от 0.1 до 10 МэВ представлены на рис. 1–3 и демонстрируют вклад встряски, корреляционного механизма возбуждения, учитывающего переходы через состояния непрерывного спектра, а также двухступенчатого механизма в полное сечение возбуждения. Как показывают расчеты, в области малых энергий налетающих частиц основной вклад в сечения дают двухступенчатые переходы, что согласуется с результатами [24]. При высоких энергиях доминирует сумма вкладов, соответствующая корреляционным механизмам возбуждения. Сечения возбуждения, вычисленные с амплитудами (2) и (7), имеют одинаковую энергетическую зависимость при больших энергиях $\sigma_{ex,\mu} \sim 1/E_i$ для $(2s^2)^1S$ - и $(2p^2)^1D$ -резонансов и $\sigma_{ex,\mu} \sim Ln(E_i)/E_i$ для $(2s2p)^1P$ -резонанса. Соотношение между сечениями, соответствующими различным корреляционным механизмам, зависит от мультипольности перехода. При встряске возбуждение $(2s2p)^1P$ определяется разрешенным переходом $1s \rightarrow 2p$. Это приводит к тому, что сечение возбуждения $(2s2p)^1P$ -резонанса при фиксированной энергии E_i больше, чем для $(2s^2)^1S$ -резонанса. Сечение возбуждения $(2p^2)^1D$ -резонанса с учетом встряски еще меньше, чем $(2s^2)^1S$, так как амплитуда возбуждения (2) пропорциональна интегралу перекрытия волновых функций одного из электронов атома мишени. Для $(2p^2)^1D$ -резонанса эта амплитуда отлична от нуля только при учете угловых корреляций электронов мишени, которые не являются превалирующими для основного состояния атома гелия.

Амплитуда возбуждения автоионизационных состояний через непрерывный спектр (7), кроме мультипольности перехода, зависит от ширины резонанса. Как и при встряске, сечение возбуждения через непрерывный спектр для $(2s2p)^1P$ -резонанса определяется дипольным переходом. Однако поскольку Γ_μ для $(2s2p)^1P$ -резонанса в несколько раз меньше Γ_μ для $(2s2s)^1S$ - и $(2p2p)^2D$ -резонансов, то сечение возбуждения с амплитудой (7) для всех трех резонансов имеют близкие значения.

Рис. 1. Сечение возбуждения $(2s^2)^1S$ -резонанса гелия, образующегося в столкновении с протонами.

1 — учитывается только амплитуда встряски (2), 2 — учитывается только амплитуда корреляционных переходов через непрерывный спектр (3), 3 — учитывается только амплитуда двухступенчатых переходов (12), 4 — полный расчет с амплитудой (1). Экспериментальные значения для выхода резонанса проинтегрированного по углам ожекции: 5 — [1], 6 — [6], 7 — [9]. Результаты теоретических расчетов сечения возбуждения 8 — [15], 9 — [18].

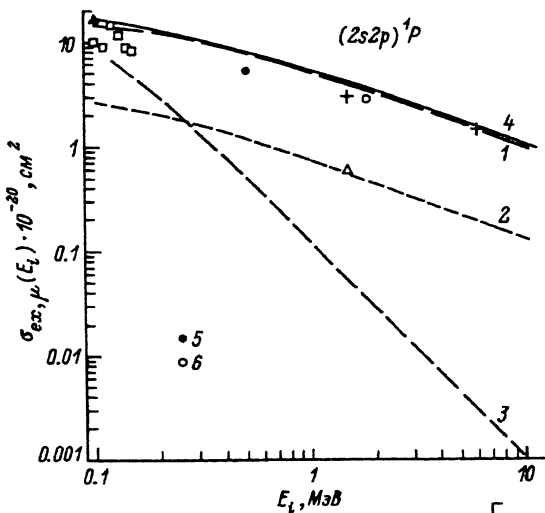
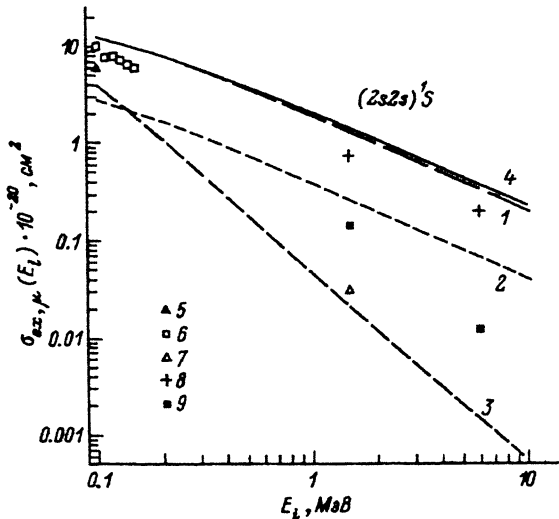


Рис. 2. Сечение возбуждения $(2s2p)^1P$ -резонанса гелия, образующегося в столкновении с протонами.

Экспериментальные значения для выхода резонанса проинтегрированного по углам ожекции 5 — [1], 6 — [6]. Остальные обозначения те же, что на рис. 1.

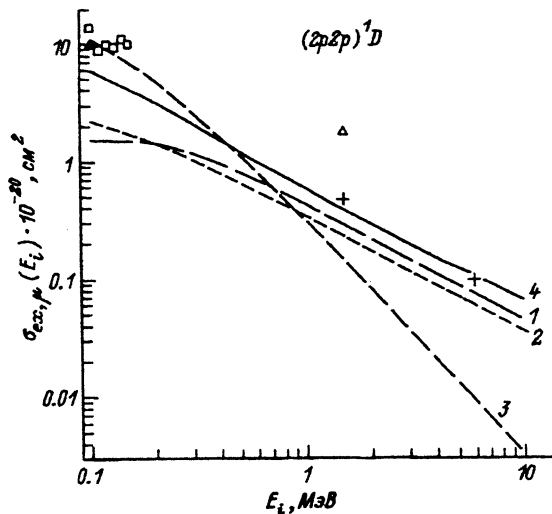


Рис. 3. Сечение возбуждения $(2p^2)^1D$ -резонанса гелия, образующегося в столкновении с протонами (обозначения те же, что на рис. 1,2).

Сечения двухступенчатого возбуждения при фиксированной энергии столкновения для всех трех резонансов имеют различные значения. Наибольшей величины сечение возбуждения достигает для $(2p^2)^1D$ -резонанса, так как определяется двумя разрешенными переходами $1s \rightarrow 2p$. Затем следует $(2s2p)^1P$ -резонанс, возбуждение которого, кроме разрешенного перехода $1s \rightarrow 1p$, включает и монополярный переход $1s \rightarrow 2s$. Наименьшее сечение при фиксированной энергии столкновения, соответствующей двухступенчатым переходам в $(2s^2)^1S$ -состояние. Отличие полученных сечений двухступенчатого возбуждения $(2s^2)^1S$ -резонанса от расчетов [12,27] связаны с использованием более точных волновых функций начального и автоионизационного состояний.

Отметим еще одну особенность результатов, представленных на рис. 1-3. При больших энергиях столкновения сечений возбуждения с амплитудой (9) превышает сечение с амплитудой (1), что связано с деструктивным характером интерференции амплитуд (12) и (7) в полной амплитуде (1) для налетающих ионов $Z_p \geq +1$. В этой области энергий двухступенчатые переходы можно рассматривать как поправку к корреляционным механизмам возбуждения. При энергиях налетающих протонов $E_i^* \approx 0.1$ МэВ для $(2s^2)^1S$; $E_i^* \approx 0.15$ МэВ для $(2s2p)^1P$ (что согласуется с результатами расчетов [29]) и $E_i^* \approx 0.3$ МэВ для $(2p^2)^1D$ -резонанса ситуация качественно меняется и сечение с амплитудой (1) становится больше сечения с амплитудой (9). Дальнейшее уменьшение энергии столкновения E_i приводит к быстрому увеличению отличий между сечениями в этих двух вариантах расчета. В области $E_i < E_i^*$ двухступенчатые переходы становятся доминирующими по отношению к корреляционным механизмам возбуждения и не могут уже рассматриваться как поправка к ним.

Столкновения с бесструктурными ионами с $Z_p \geq 1$. На рис. 4-6 приводятся результаты расчетов сечений возбуждения бесструктурными ионами автоионизационных $(2s^2)^1S$ -, $(2s2p)^1P$ - и $(2p^2)^1D$ -состояний атома гелия в зависимости от параметра Z_p/V_i . Там же показаны имеющиеся экспериментальные данные о выходе автоионизационных резонансов, проинтегрированных по углам эжекции электрона для столкновения атома гелия с бесструктурными ионами H^+ , He^{2+} , Li^{3+} , C^{6+} и F^{9+} , а также расчеты методом сильной связи каналов при двух энергиях $E_i = 1.5$ и 6 МэВ/нуклон. Для $(2s^2)^1S$ - и $(2p^2)^1D$ -состояний для обеих точек по энергии расчеты методом сильной связи каналов ложатся практически на одну прямую, что свидетельствует о возможности использования параметра Z_p/V_i для сравнения сечений возбуждения рассматриваемых состояний ионами различных зарядов и скоростей.

Чтобы выяснить влияние двухступенчатых переходов на зарядовую зависимость сечений возбуждения, проводились расчеты для различных бесструктурных ионов с зарядами $Z_p = 1-20$ и фиксированной скорости, соответствующей энергии 6 МэВ/нуклон, в двух вариантах: с учетом и без учета двухступенчатых переходов. В зависимости от параметра Z_p/V_i зарядовая зависимость

$$\sigma_{ex,\mu} \sim (Z_p/V_i)^n \quad (14)$$

Рис. 4. Сечение возбуждения $(2p^2)^1S$ -резонанса гелия, образующегося в столкновении с ионами различных зарядов и энергией $E_i = 6$ МэВ/нуклон.

Настоящие расчеты выполнены с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая) двухступенчатых переходов. Расчеты методом сильной связи каналов при энергии налетающей частицы $E_i = 6$ (5) и 1.5 МэВ/нуклон из [15] (6). Экспериментальные значения для выхода резонанса проинтегрированного по углам эжекции 1 — [1], 2 — [5], 3 — [7], 4 — [9].

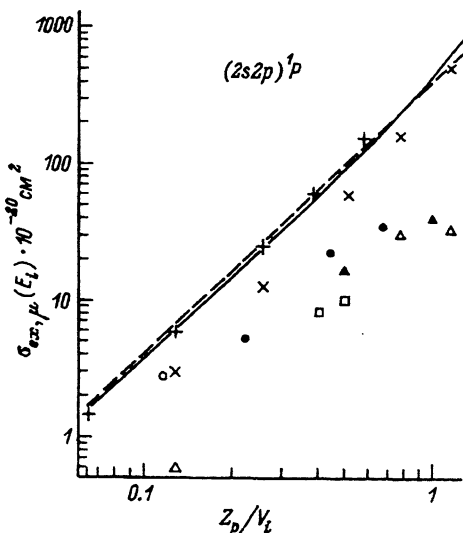
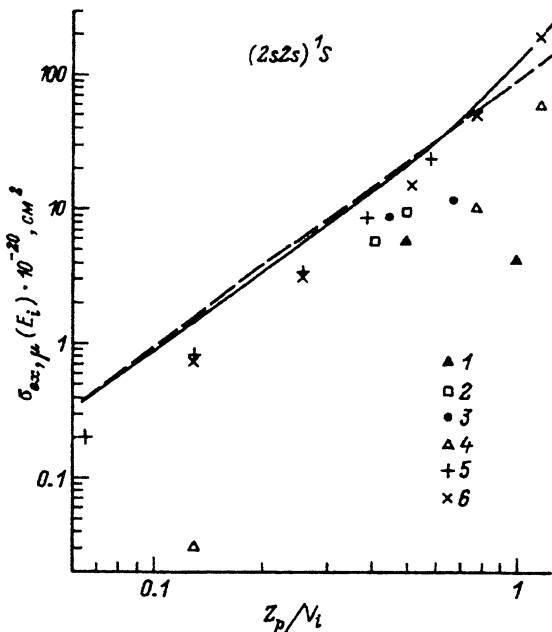


Рис. 5. Сечение возбуждения $(2s2p)^1P$ -резонанса гелия, образующегося в столкновении с ионами различных зарядов и энергией $E_i = 6$ МэВ/нуклон.

a. — эксперимент из [9]. Остальные обозначения те же, что на рис. 4.

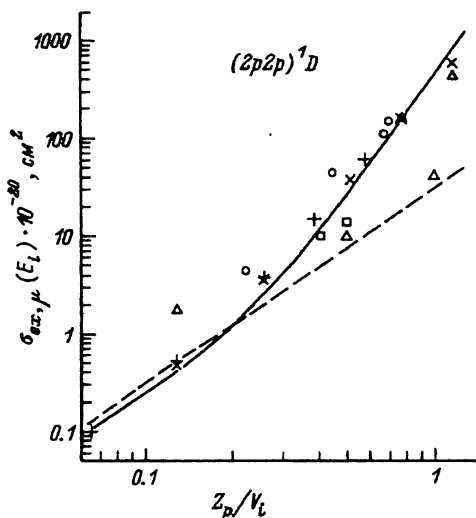


Рис. 6. Сечение возбуждения $(2p^2)^1D$ -резонанса гелия, образующегося в столкновении с ионами различных зарядов и энергией $E_i = 6$ МэВ/нуклон (обозначения те же, что на рис. 4, 5).

изменяется. При малых Z_p/V_i зависимость (14) почти не отличается от зависимости, полученной в первом борновском приближении ($n = 2$), и для описания сечения двухэлектронного возбуждения достаточно использовать амплитуду (9). В этой кинематической области учет двухступенчатых переходов уменьшает показатель n в выражении (14). Однако с увеличением Z_p/V_i в полном сечении слагаемые с более сильной зависимостью $|t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q)|^2 \sim Z_p^4/V_i^2$ и $t_{\text{ex},\mu}^{(2)}(Q)t_{\text{ex},\mu}^{(1)}(Q) \sim Z_p^3/V_i$ начинают доминировать. Это приводит к тому, что начиная с $Z_p/V_i \approx 0.5$ для $(2s^2)^1S$ -, $Z_p/V_i \approx 0.8$ для $(2s2p)^1P$ - и $Z_p/V_i \approx 0.2$ для $(2p^2)^1D$ -резонансов зарядовая зависимость сечений возбуждения становится более сильной, чем в первом порядке теории возмущения, $n > 2$. Для $(2p^2)^1D$ -резонанса такая зависимость приводит к хорошему количественному и качественному согласию с экспериментальными данными и расчетами методом сильной связи каналов [15]. Однако с увеличением Z_p/V_i эксперимент обнаруживает замедление роста сечений возбуждения $(2s^2)^1S$ - и $(2s2p)^1P$ -состояний. Такое "насыщение" приводит к более слабой зарядовой зависимости сечений $n < 2$. Эту особенность сечений возбуждения при достаточно больших Z_p/V_i не воспроизводят ни приводимые здесь результаты расчетов, ни расчеты методом сильной связи каналов [15]. Возможные причины отсутствия "насыщения" зарядовой зависимости сечений в наших расчетах заключается в том, что при увеличении заряда налетающего иона, начиная с определенного Z_p/V_i , взаимодействие с налетающим ионом уже нельзя рассматривать как возмущение и вместо теории возмущений необходимо использовать более общие методы.

Заключение

Проведенные исследования установили, что учет двухступенчатых переходов модифицирует как энергетическую, так и зарядовую зависимости сечения двухэлектронного возбуждения. Описание сечения возбуждения с помощью только корреляционных механизмов оказывается справедливым только для достаточно быстрых ионов ($V_i/Z_p \gg 1$). С уменьшением скорости столкновения V_i , а также с увеличением заряда налетающего иона Z_p вклад двухступенчатых переходов в полное сечение возрастает и, начиная с определенного Z_p/V_i , становится доминирующим. Для автоионизационных $(2s^2)^1S$ -, $(2s2p)^1P$ - и $(2p^2)^1D$ -состояний атома гелия были определены соотношения между различными механизмами возбуждения и получены количественные оценки их вклада в полное сечение возбуждения. Результаты показывают, что вклад различных механизмов двухэлектронного возбуждения в полное сечение зависит от мультипольности электронных переходов. Используемая в работе теория позволила определить область значений энергии и заряда налетающего иона, в которой для описания возбуждения автоионизационных резонансов можно ограничиться только первым порядком теории возмущений по взаимодействию с налетающим ионом. Сложнее обстоит дело с определением области применимости теории, включающей наряду с корреляционными и двухступенчатый механизм возбуждения. Теория возмущения предполагает, что каждый последующий член ряда должен вносить лишь небольшую

поправку к предыдущему слагаемому. С другой стороны, вопрос о том, что считать "первым" порядком, зависит от характеристик описываемых физических процессов и особенностей рассматриваемых состояний. Так, если не учитывать угловые корреляции электронов при возбуждении $(2p^2)^1D$ -резонанса, то "первым" порядком в разложении амплитуды по Z_p/V_i остается амплитуда двухступенчатых переходов (12). Этот пример показывает, что область изменения энергии и заряда иона, в которой применима теория, включающая двухступенчатые переходы, может быть значительно шире области, в которой в амплитуде двухэлектронного возбуждения учитываются лишь корреляционные переходы. Хорошее количественное и качественное согласие с экспериментальными данными на рис. 3,6 подтверждает этот вывод. Однако для более точного определения области применимости теории, рассмотренной в этой работе, описания сечений возбуждения автоионизационных уровней атома гелия при $Z_p/V_i \geq 1$, объяснения наблюдаемого экспериментально "насыщения" зарядовой зависимости сечений возбуждения $(2s^2)^1S$ - и $(2s2p)^1P$ -резонансов требуются более общие теоретические подходы и качественно иные модели двухэлектронного возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 93-02-2569. Авторы выражают искреннюю благодарность А.Л. Годунову за тестирование полученных результатов.

Список литературы

- [1] *Stolterfoht N.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1991. Vol. B53. P. 477-492.
- [2] *Сенашенко В.С.* Физика электронных и атомных столкновений. 1991. Т. 12. С. 187-208.
- [3] *Липовецкий С.С., Павличенков А.В., Полюдов А.В., Сенашенко В.С.* // Вестн. МГУ. Сер. Физика и Астрономия. 1973. № 4. С. 452-459.
- [4] *Stolterfoht N.* // Phys. Scripta. 1990. Vol. 42. P. 192-204.
- [5] *Сидорович В.А.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. Вып. 3. С. 305-330.
- [6] *Gleizies A., Bordenave-Montesquieu A., Benoit-Cattin P. et al.* // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 4545-4575.
- [7] *Arcuni P.W., Scheider D.* // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 3059-3070.
- [8] *Pedersen J.O.P., Hvelplund P.* // Phys. Rev. Lett. 1989. P. 2773-2376.
- [9] *Giese J.P., Schulz M., Swenson J.H. et al.* // Phys. Rev. A. Vol. 42. P. 1231-1244.
- [10] *Arcuni P.W.* // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. P. 105-111.
- [11] *Липовецкий С.С., Сенашенко В.С.* // Опт. и спектр. 1973. Т. 34. С. 1046-1052.
- [12] *Годунов А.Л., Милеев В.Н., Сенашенко В.С.* // Корреляционные и релятивистские эффекты в атомах. М., 1986. С. 138-179.
- [13] *Годунов А.Л., Куникуев Ш.Д., Новиков Н.В., Сенашенко В.С.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 1638-1649.
- [14] *Godunov A.L., Novikov N.V., Senashenko V.S.* // J. Phys. B. 1992. Vol. 25. P. L43-L48.
- [15] *Fritsch W., Lin C.D.* // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. N 9. P. 4776-4782.
- [16] *McGuire J.H., Straton J.C.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 5184-5187.
- [17] *Сидорович В.А., Головизнин В.В.* // Автоионизационные явления в атомах. Тр. II науч. семинара. М., 1981. С. 182-187.
- [18] *Winter T.G.* // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 4727-4735.
- [19] *Giese J.P., Pedersen J.O.P.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1991. Vol. B56/57. P. 176-179.
- [20] *Bordenave-Montesquieu A. et al.* // J. Phys. B. 1992. Vol. 25. P. L367-L372.
- [21] *Wang H., Bruch R., Hoo F. et al.* // 12th ICIARI. The Book of Abstr. Denton, 1992.
- [22] *Годунов А.Л., Новиков Н.В., Сенашенко В.С.* // XI ВКФЭАС. Тез. докл. Чебоксары, 1991. С. 54.

- [23] *Новиков Н.В.* Дис. МГУ, 1991.
- [24] *McGuire J.H., Straton J.C.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1991. Vol. B56/57. P. 192-195.
- [25] *Godunov A.L., Novikov N.V., Senashenko V.S.* // J. Phys. B. 1991. Vol. 24. P. L173-L177.
- [26] *Bachau H., Bahri M., Martin F., Salin A.J.* // J. Phys. B. 1991. Vol. 24. P. 2015-2028.
- [27] *Годунов А.Л.* Дис. МГУ, 1984.
- [28] *Виноградов А.В.* // Тр. ФИАН. 1970. Т. 51. С. 44-54.
- [29] *Slin Y.A., Bransden B.H., Flower D.R.* // J. Phys. B. 1993. Vol. 26. P. L159-163.
- [30] *Балашов В.В., Липовецкий С.С., Павличенков А.В.* и др. // Вест. МГУ. Сер. Физика, Астрономия. 1971. Т. 12. С. 65-74.
- [31] *Green L.C., Mulder M.M., Lewis M.N., Woll J.W.Jr.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 93. P. 757-761.
- [32] *Бете Г., Солнтер Э.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960. С. 250-253.
-