

УДК 539.196.5; 539.196.6; 539.186.2

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ В СИСТЕМАХ $\text{Ar}+\text{Xe}^+$ И $\text{Kr}+\text{Xe}^+$, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

К. С. Кислов

Исследован резонансный процесс переноса заряда в системах инертных газов $\text{Ar}+\text{Xe}^+$ и $\text{Kr}+\text{Xe}^+$ под действием электронного удара. Наряду с этим изучена реакция образования перезарядочных ионов XeRg^+ в тройных столкновениях $\text{Rg}+\text{Xe}^++e$, происходящая вследствие неадиабатических переходов. Проведено сопоставление этих процессов с эффективностью диссоциативного возбуждения ионов ArXe^+ и KrXe^+ электронным ударом, сопровождающегося образованием ионов Ar^+ и Kr^+ , в условиях равновесия плазмы по ядерному движению.

Ключевые слова: смеси благородных газов, гетероядерные ионы, диссоциативное возбуждение, перенос заряда, столкновительная ассоциация.

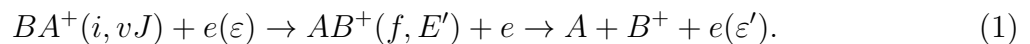
Введение. Исследование столкновительных и радиационных процессов в плазме, содержащей атомарные и молекулярные ионы инертных газов, представляет интерес для различных задач молекулярной спектроскопии [1] и кинетики и диагностики низкотемпературной плазмы [2], а также для прикладных работ, связанных с разработкой и оптимизацией лазеров с оптической накачкой на инертных газах [3, 4], мощных ИК лазеров на переходах Хе I [5, 6], эксимерных ламп ВУФ-диапазона [7, 8], а также источников света, возбуждаемых ионизирующим излучением [9, 10]. В настоящее время активно изучаются резонансные неадиабатические процессы обмена энергии внутренних электронов квазимолекулярных ионов инертных газов с внешними электронами и фотонами. В частности, такие процессы включают фотодиссоциацию [11, 12] и диссоциативную рекомбинацию (см. [13, 14] и приведенные там ссылки) гомоядерных ионов инертных газов He_2^+ , Ne_2^+ , Ar_2^+ , Kr_2^+ и Xe_2^+ , а также диссоциативную рекомбинацию гетероядерных ионов HeNe^+ [15].

ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kislovks@lebedev.ru.

В работах [16–18] развит теоретический метод, основанный на использовании приближения квазинепрерывного спектра для колебательно-вращательных состояний молекулярных ионов инертных газов. Особенность метода состоит в том, что он позволяет единым образом рассматривать резонансные неадиабатические процессы, при которых квазимолекулярный ион находится в свободном состоянии в начальном канале реакции. В настоящей работе указанный метод будет использоваться для теоретического анализа резонансных столкновительных процессов в плазме смесей Ar/Xe и Kr/Xe, протекающих в результате свободно-свободных и свободно-связанных переходов и сопровождающихся переносом заряда.

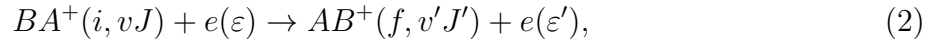
Постановка задачи. Данная работа посвящена исследованию неадиабатических процессов с участием гетероядерных ионов инертных газов VA^+ , сопровождающихся переносом заряда. В рамках данных процессов заселяются электронные состояния молекулы, распадающейся в пределе диссоциации на атом A и ион B^+ . К данным переходам относятся в первую очередь дипольно разрешенные переходы из основного электронного состояния квазимолекулярного иона VA^+ : $|X1/2\rangle \rightarrow |C1/2\rangle$ и $|X1/2\rangle \rightarrow |B1/2\rangle$. Здесь $X1/2$ – терм основного состояния иона, а $C1/2$ и $B1/2$ – термы с модулем проекции полного электронного момента $\Omega = 1/2$ на ось иона (случай связи “с” по Гунду [19]), соответствующие пределам диссоциации $A + B^+(^2P_{1/2})$ и $A + B^+(^2P_{3/2})$. Согласно численным расчетам, в случае ионов $ArXe^+$ и $KrXe^+$ данные неадиабатические переходы имеют самые высокие значения сил осцилляторов среди всех переходов с участием основного и первых десяти возбужденных термов [20]. Здесь и далее переходы VA^+ : $|X1/2\rangle \rightarrow |C1/2\rangle$ и $|X1/2\rangle \rightarrow |B1/2\rangle$ будут обозначаться как переходы типа А и В, соответственно, по аналогии с принятыми обозначениями для обратных излучательных переходов.

Одним из ключевых столкновительных каналов, сопровождающихся переносом заряда молекулярного иона VA^+ , является процесс диссоциативного возбуждения



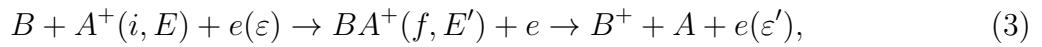
Здесь индекс i обозначает начальное состояние иона VA^+ ($X1/2$), а индекс f – конечное, т. н. перезарядочное состояние ($B1/2$ или $C1/2$), соответствующее на бесконечности системе, состоящей из атома A и атомарного иона B^+ ; vJ – колебательно-вращательное состояние иона в начальном канале реакции, E' – энергия относительного движения ядер в конечном канале; ε и ε' – энергии свободных электронов в начальном и конечном каналах, соответственно. При наличии у терма конечного состояния ямы оказывается

доступным также альтернативный канал связанно-связанных переходов:

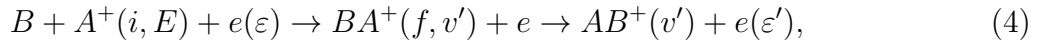


где $v'J'$ – колебательно-вращательное состояние иона AB^+ после столкновения со свободным электроном.

Процессы (1) и (2) подробно исследовались в работе [21]. В данной работе рассматриваются альтернативные процессы свободно-свободных переходов, сопровождающихся переносом заряда



и столкновительной ассоциации молекулярных ионов в перезарядочном состоянии AB^+ :



где E – энергия относительного движения ядер до столкновения.

Процессы (1)–(4) протекают за счет резонансного неадиабатического обмена энергии внешних электронов с внутренними электронами квазимолекулярного иона BA^+ преимущественно вблизи резонансной точки R_ω :

$$\Delta U_{fi}(R_\omega) = U_f(R_\omega) - U_i(R_\omega) = \varepsilon - \varepsilon'. \quad (5)$$

Здесь $U_i(R_\omega)$ и $U_f(R_\omega)$ – потенциальные кривые начального ($X1/2$) и конечного ($B1/2$ или $C1/2$) состояний иона BA^+ , соответственно.

В данной работе проведено теоретическое исследование свободно-свободных (3) и свободно-связанных (4) переходов, сопровождающихся переносом заряда, в условиях, характерных для лабораторной низкотемпературной плазмы смесей Rg/Xe (Rg = Ar, Kr). С этой целью были осуществлены расчеты усредненных по распределению Максвелла для относительного движения ядер констант скорости процессов (3) и (4) при газовой температуре T , которая изменялась в диапазоне $T = 400 - 1500$ К. Были сопоставлены эффективности каналов (3) и (4), а также выполнено сравнение эффективности процесса (3) с ранее хорошо изученным процессом диссоциативного возбуждения (1) и определены условия, при которых процесс (3) начинает вносить существенный вклад в образование атомарных ионов B^+ .

Основные формулы. При теоретическом рассмотрении процессов (3) и (4) применялся теоретический подход, аналогичный подходу из работы [21]. В рамках данного

подхода итоговая формула для константы скорости реакции приобретает вид:

$$K_T^{(\text{ch})}(\varepsilon) = \frac{g_{\text{BA}^+(f)}}{g_{\text{B}(i)}g_{\text{A}^+(i)}^s} \frac{8\pi^3}{k^2} \int_{R_{\min}(\varepsilon)}^{R_{\max}(\varepsilon)} \Gamma_{\varepsilon \rightarrow \varepsilon'}(R_\omega) \exp\left(-\frac{U_i(R_\omega)}{k_B T}\right) \Theta_T^{(\text{ch})}(R_\omega) R_\omega^2 dR_\omega. \quad (6)$$

Здесь индекс (ch) обозначает канал переноса заряда в тройных столкновениях (3) (charge exchange, ce) и столкновительной ассоциации с переносом заряда (4) (charge transfer association, cta). Величины $g_{\text{B}(i)}$ и $g_{\text{A}^+(i)}$ – статистические веса атома В и иона A^+ в начальном канале реакции, $g_{\text{BA}^+(f)}$ – статистический вес электронного терма в конечном состоянии квазимолекулярного иона BA^+ , а s – фактор симметрии, равный 2 для гомоядерных систем $\text{A} + \text{A}^+$ и 1 в иных случаях. Нижний предел интегрирования $R_{\min}(\varepsilon)$ определяется из условия $\Delta U_{fi}(R_{\min}(\varepsilon)) = \varepsilon \equiv \hbar^2 k^2 / 2m_e$, где k – волновое число падающего электрона и m_e – масса электрона. Верхний предел $R_{\max}(\varepsilon)$ определяется из различных условий в зависимости от ε . При $\varepsilon \geq \Delta_\infty \equiv \Delta U_{fi}(R \rightarrow \infty)$ верхний предел $R_{\max}(\varepsilon) \rightarrow \infty$. При $\min[\Delta U_{fi}] \leq \varepsilon < \Delta_\infty$ уравнение $\Delta U_{fi}(R) = \varepsilon$ имеет два решения, меньшее из которых равно $R_{\min}(\varepsilon)$, а большее $R_{\max}(\varepsilon)$. Если $\varepsilon = \varepsilon_{\min} \equiv \min[\Delta U_{fi}(R)]$, выполняется условие $R_{\min}(\varepsilon) = R_{\max}(\varepsilon)$, так что $K_T^{(\text{ch})}(\varepsilon_{\min}) = 0$.

Безразмерная величина $\Gamma_{\varepsilon \rightarrow \varepsilon'}(R_\omega)$ в формуле (6) – это эффективный параметр связи,

$$\Gamma_{\varepsilon \rightarrow \varepsilon'}(R) = \sum_{lm, l'm'} \Gamma_{\varepsilon' l' m', \varepsilon l m}(R) \rightarrow 2\pi \sum_{lm, l'm'} \left| V_{i, \varepsilon l m}^{f, \varepsilon' l' m'}(R) \right|^2, \quad (7)$$

выражаемый через матричный элемент перехода

$$V_{i, \varepsilon l m}^{f, \varepsilon' l' m'}(R) = \langle \psi_{\varepsilon' l' m'}(r) | \langle \varphi_f(r_k, R) | V | \varphi_i(r_k, R) \rangle | \psi_{\varepsilon l m}(r) \rangle. \quad (8)$$

$\psi_{\varepsilon l m}(r)$ и $\psi_{\varepsilon' l' m'}(r)$ обозначают волновые функции внешнего электрона в системе $\text{BA}^+ + e$ в начальном и конечном каналах реакций, а l , m и $l'm'$ – соответствующие орбитальные и магнитные квантовые числа; $\varphi_i(r_k, R)$ и $\varphi_f(r_k, R)$ – волновые функции электронной оболочки квазимолекулярного иона BA^+ в начальном и конечном состояниях, описываемых термами $U_i(R)$ и $U_f(R)$, соответственно. Величина V описывает возмущающее взаимодействие между налетающим электроном и всеми внутренними электронами квазимолекулярного иона. Рассматриваемые в данной работе переходы $X1/2 \rightarrow B1/2$ и $X1/2 \rightarrow C1/2$ дипольно разрешены, так что эффективный параметр связи (8) может быть рассчитан в рамках дипольного приближения. Дипольные матричные элементы переходов между термами ионов ArXe^+ и KrXe^+ , а также их кривые потенциальных энергий взяты из результатов *ab initio* расчетов [18, 20].

Безразмерный множитель $\Theta_T^{(\text{ch})}(R_\omega)$, (ch) = ce, cta, в формуле (6) описывает относительный вклад процессов столкновительного переноса заряда (3) и столкновительной ассоциации молекулярных ионов в перезарядочном состоянии (4). В рамках квазиклассического приближения выражения для функций $\Theta_T^{\text{ce}}(R_\omega)$ и $\Theta_T^{\text{cta}}(R_\omega)$ совпадают с формулами из [22] для аналогичных радиационно-индуцированных процессов свободно-свободных и свободно-связанных переходов с перезарядкой, соответственно,

$$\Theta_T^{\text{ce}}(R_\omega) = \begin{cases} 1, & R_\omega < R_0^{(i)}, \\ \frac{\Gamma(3/2, |U_i(R_\omega)|/k_B T)}{\Gamma(3/2)}, & R_0^{(i)} \leq R_\omega \leq R_x^{(f)}, \\ \frac{\Gamma(3/2, |\tilde{U}_f(R_\omega)|/k_B T)}{\Gamma(3/2)}, & R_\omega \geq R_x^{(f)}. \end{cases} \quad (9)$$

$$\Theta_T^{\text{cta}}(R_\omega) = \begin{cases} 0, & R_\omega < R_x^{(f)}, \\ \frac{\gamma(3/2, |\tilde{U}_f(R_\omega)|/k_B T)}{\Gamma(3/2)} - \frac{\gamma(3/2, |U_i(R_\omega)|/k_B T)}{\Gamma(3/2)}, & R_\omega \geq R_x^{(f)}. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь $\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt$ – гамма-функция, а $\Gamma(z, a) = \int_a^\infty t^{z-1} e^{-t} dt$ и $\gamma(z, a) = \int_0^a t^{z-1} e^{-t} dt$ – неполная верхняя и нижняя гамма-функция, соответственно. Для эффективного верхнего терма введено обозначение $\tilde{U}_f(R_\omega) \equiv U_f(R_\omega) - \Delta U_{fi}(R \rightarrow \infty)$, так что термы $U_i(R_\omega)$ и $\tilde{U}_f(R_\omega)$ имеют общий предел диссоциации. Межъядерные расстояния $R_0^{(i)}$ и $R_x^{(f)}$ определяются из условий $U_i(R_0^{(i)}) = 0$ и $U_i(R_x^{(f)}) = \tilde{U}_f(R_x^{(f)})$, соответственно.

Перенос заряда ионов инертных газов в тройных столкновениях $Rg + Xe^+ + e$.

Kr + Xe⁺. На рис. 1(a),(b) приведены результаты расчетов величин $K_T^{\text{ce}}(\varepsilon)$ [см⁵] для переходов типа А и В, соответственно, в системе Kr + Xe⁺e. Как видно из рисунков, процесс (3) имеет явно выраженный пороговый характер. При минимально допустимой энергии перехода $\varepsilon = \varepsilon_{\min} \equiv \min[\Delta U_{fi}(R)]$ величина $K_T^{\text{ce}}(\varepsilon_{\min}) = 0$ (на рис. 1 и далее минимально допустимая энергия неадиабатических переходов демонстрируется сплошной вертикальной прямой). По мере дальнейшего увеличения ε на ~ 1 эВ значение $K_T^{\text{ce}}(\varepsilon)$ стремительно растет, так как точка резонансных неадиабатических переходов R_ω смещается в область малых межъядерных расстояний R ближе к положению равновесия $R_e^{(i)}$ квазимолекулярного иона KrXe⁺. Согласно расчетам положение максимума может быть оценено как $\varepsilon_{\max} \approx \Delta U_{fi}(R_e^{(i)}) + 0.5$ эВ.

По мере дальнейшего увеличения энергии $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_{\max}$ растет вероятность переходов на малых межъядерных расстояниях в отталкивающей части терма $R_\omega \lesssim R_0^{(i)}$ (энергия $\Delta U_{fi}(R_0^{(i)})$ отмечена на рисунках вертикальной пунктирной чертой). Вклад таких переходов в интегральную величину $K_T^{\text{ce}}(\varepsilon)$ очень мал, так что константа скорости медленно убывает. На рис. 1 выделены серым цветом области энергий ε , после которых значение

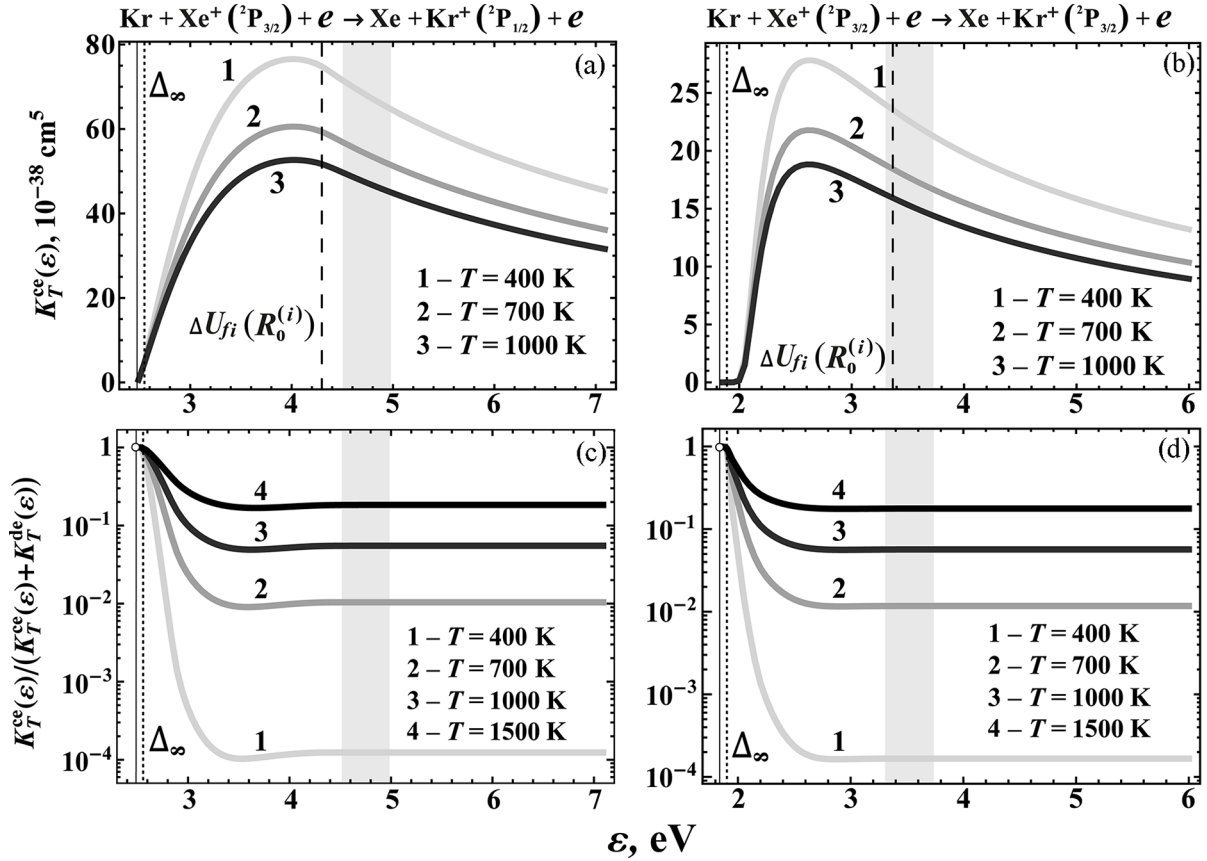


Рис. 1: (a), (b) константы скорости $K_T^{ce}(\epsilon)$ процессов передачи заряда в тройных столкновениях со свободными электронами: $[Kr + Xe^+](X1/2) + e \rightarrow KrXe^+(C1/2) + e \rightarrow Xe + Kr^+(^2P_{1/2}) + e$ ((a): переходы A) и $[Kr + Xe^+](X1/2) + e \rightarrow KrXe^+(B1/2) + e \rightarrow Xe + Kr^+(^2P_{3/2}) + e$ ((b): переходы B) при газовых температурах $T = 400, 700, \text{ и } 1000 \text{ K}$; (c), (d) относительный вклад $K_T^{ce}(\epsilon)/(K_T^{ce}(\epsilon) + K_T^{de}(\epsilon))$ передачи заряда в тройных столкновениях в полную константу скорости образования ионов Kr^+ в результате переходов A (панель (c)) и переходов B (панель (d)).

$K_T^{ce}(\epsilon)$ убывает с высокой степенью точности как $1/\epsilon$. Подобная зависимость указывает, что переходы, происходящие при высоких энергиях передачи $\Delta\epsilon \equiv \epsilon - \epsilon'$, вносят околонулевой вклад в интегральную величину (6) константы скорости процесса (3).

Из панелей 1(a) и 1(b) видно, что для системы $Kr + Xe^+$ более сильными оказываются переходы типа A: $X1/2 \rightarrow C1/2$ – сопровождающиеся образованием атомарных ионов $Kr^+(^2P_{1/2})$. Максимальные значения $K_T^{ce}(\epsilon)$ при $T = 400 \text{ K}$ составляют $\sim 7.5 \cdot 10^{-37} \text{ см}^5$ для переходов типа A и $2.8 \cdot 10^{-37} \text{ см}^5$ для переходов типа B. Для обоих типов переходов наблюдается убывание величины $K_T^{ce}(\epsilon)$ с ростом T .

На рис. 1(c) и 1(d) приведены результаты расчета величин $K_T^{ce}(\varepsilon)/(K_T^{ce}(\varepsilon) + K_T^{de}(\varepsilon))$ при различных T . Здесь $K_T^{de}(\varepsilon)$ – константа скорости диссоциативного возбуждения (1) молекулярных ионов KrXe^+ , нормированная на размерность $[\text{см}^5]$ при условиях равновесия плазмы по ядерному движению. Величина $K_T^{ce}(\varepsilon)/(K_T^{ce}(\varepsilon) + K_T^{de}(\varepsilon))$ характеризует относительный вклад канала (3) в динамику образования ионов Kr^+ в квазиравновесной плазме. Из рис. 1(c),(d) видно, что в диапазоне $(\varepsilon_{\min}, \Delta_\infty]$, где $\Delta_\infty \equiv \Delta U_{fi}(R \rightarrow \infty)$, процесс (3) вносит исключительный вклад в образование ионов Kr^+ , так как в указанной области энергий диссоциативное возбуждение (1) запрещено [21].

С ростом ε область неадиабатических переходов смещается к положению равновесия $R_e^{(i)}$ ионов KrXe^+ , что приводит к резкому падению вклада канала (3) в образование ионов Kr^+ : при $T = 400$ К он составляет $\sim 10^{-4}$ для обоих типов переходов А и В. Столь малая роль свободно-свободных переходов объясняется высокой энергией диссоциации ионов KrXe^+ ($D_0 = 0.396$ эВ [18]), однако с ростом T вклад процесса (3) быстро растет в диапазоне температур $T \lesssim D_e/k_B$, так что канал (3) становится значимым при $T \gtrsim 1000$ К.

Ar+Xe⁺. Аналогичные расчеты для констант скорости и относительной эффективности свободно-свободного канала переноса заряда (3) выполнены для системы $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$. Соответствующие данные приведены на рис. 2. В полной аналогии со случаем $\text{Kr} + \text{Xe}^+ + e$, результаты расчета констант скорости $K_T^{ce}(\varepsilon)$ демонстрируют явно выраженный пороговый характер процесса (3). Положение максимума также может быть грубо оценено из условия $\varepsilon_{\max} \approx \Delta U_{fi}(R_e^{(i)}) + 0.5$ эВ. Как и в случае $\text{Kr} + \text{Xe}^+ + e$, для столкновительной системы $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ более эффективным оказывается переход типа А: $\max[K_T^{ce}(\varepsilon)] \approx 10^{-37}$ см⁵ для перехода А и $\max[K_T^{ce}(\varepsilon)] \approx 5.5 \cdot 10^{-38}$ см⁵ для перехода В.

Как следует из рис. 2(c),(d), у системы $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ асимптотические значения вклада $K_T^{ce}(\varepsilon)/(K_T^{ce}(\varepsilon) + K_T^{de}(\varepsilon))$ при $T = 400$ К на 2 порядка превосходят аналогичные значения для системы $\text{Kr} + \text{Xe}^+ + e$ при тех же условиях. Такая разница связана с тем, что у ионов ArXe^+ гораздо более низкая энергия диссоциации по сравнению с KrXe^+ ($D_0(\text{ArXe}^+) = 0.184$ эВ [18]). При увеличении газовой температуры относительная эффективность канала (3) быстро растет, так что он играет значительную роль в образовании ионов Ar^+ во всем допустимом диапазоне энергий ε уже при $T \gtrsim 700$ К.

Столкновительная ассоциация молекулярных ионов XeRg^+ . На рис. 3 представлены данные по величинам $K_T^{cta}(\varepsilon)$ для случаев $\text{Rg} = \text{Ar}$ (рис. 3(a),(b)) и $\text{Rg} = \text{Kr}$ (рис. 3(c)). Из рис. 3 следует, что процесс (4) имеет пороговый характер: константа

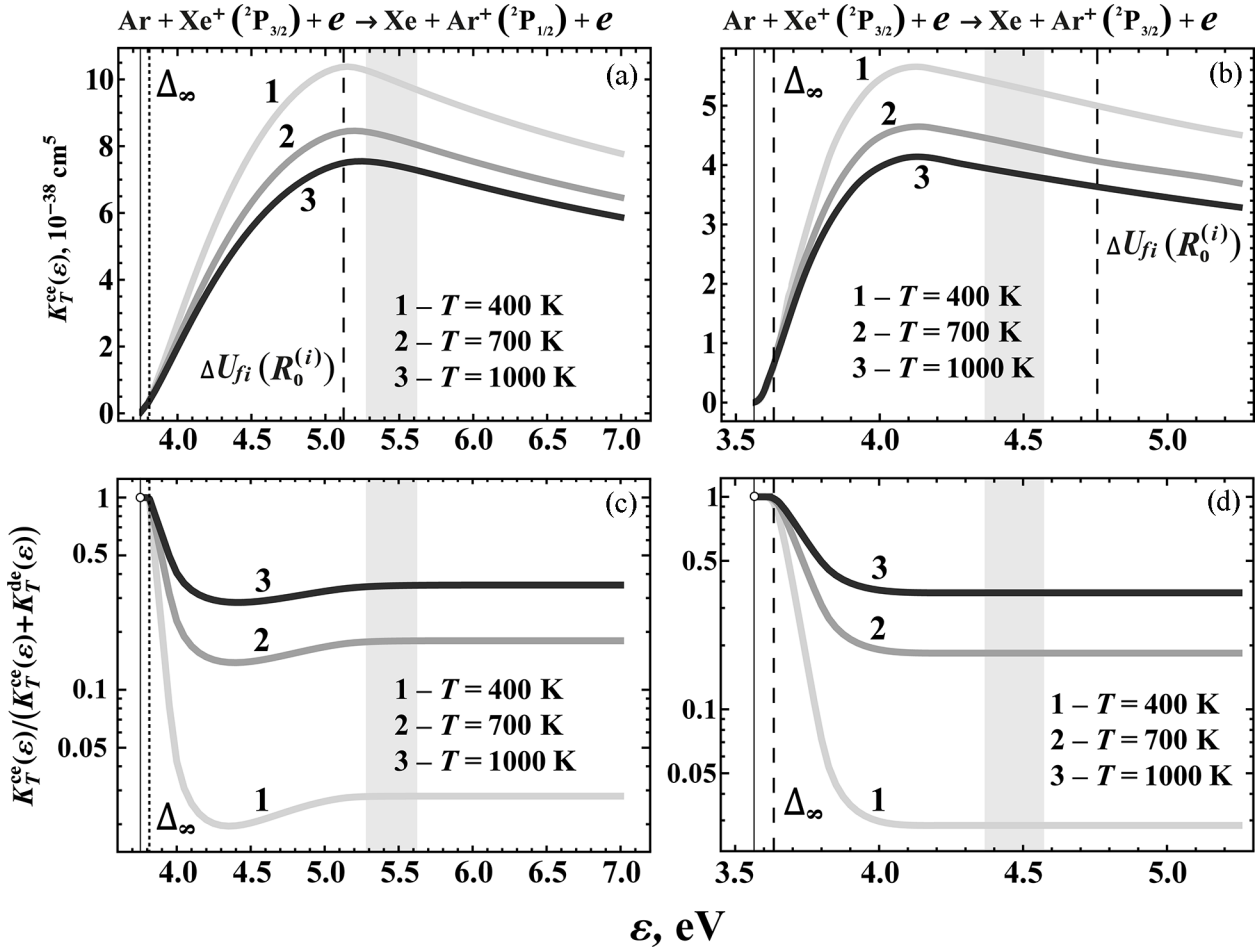


Рис. 2: То же, что и на рис. 1, для системы $Ar + Xe^+$.

скорости $K_T^{cta}(\epsilon) = 0$ при $\epsilon \leq \epsilon_{\min}$ (вертикальная черта), после чего резко возрастает в узком интервале энергий $\epsilon_{\min} < \epsilon \leq \Delta_\infty$. Это единственная область $\Delta\epsilon$, в которой разрешены свободно-связанные переходы (4). При увеличении ϵ величина R_ϵ смещается в запрещенную область $R < R_x^{(f)}$, так что соответствующие неадиабатические переходы не вносят вклад в интегральную величину $K_T^{cta}(\epsilon)$. За счет этого при энергиях $\epsilon > \Delta_\infty$ константа скорости $K_T^{cta}(\epsilon)$ убывает как $1/\epsilon$.

В результате канал свободно-связанных переходов (4) вносит существенный вклад в динамику столкновительных процессов с перезарядкой лишь в ограниченном диапазоне энергий $\epsilon_{\min} < \epsilon \leq \Delta_\infty$.

Максимальное значение величины $K_T^{cta}(\epsilon)$ определяется главным образом значениями матричного элемента дипольного момента перехода в области $R \geq R_x$. Из рис. 3 видно, что для $Ar + Xe^+$ в диапазоне $T = 400 - 1000$ К величина $\max[K_T^{cta}(\epsilon)] \sim 10^{-39}$ см⁵,

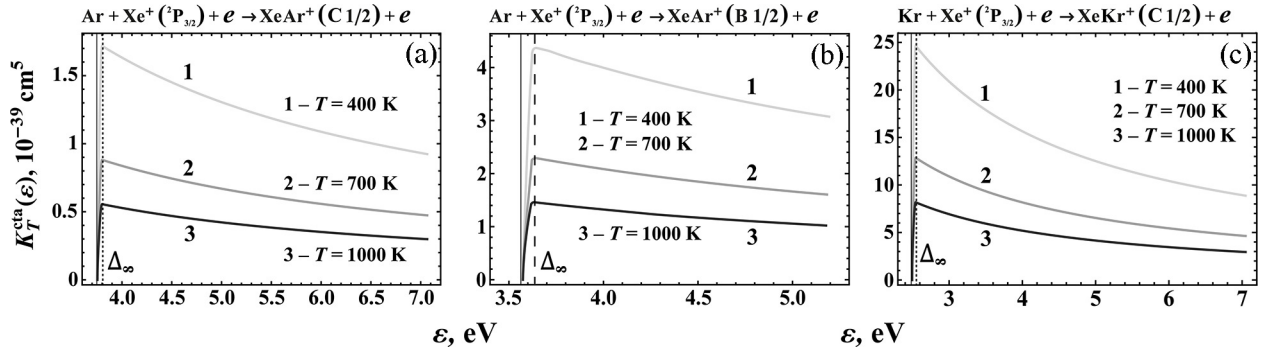


Рис. 3: Константы скорости $K_T^{cta}(\epsilon)$ столкновительной ассоциации атомов Xe и ионов Rg^+ при тройных столкновениях с электронами: $[Rg + Xe^+] (X1/2) + e \rightarrow RgXe^+(C1/2) + e \rightarrow ((a), (c): \text{переходы A})$ и $[Rg + Xe^+] (X1/2) + e \rightarrow RgXe^+(B1/2) + e$ ((b): переходы B) при газовых температурах $T = 400, 700$ и 1000 K для $Rg = Ar$ ((a), (b)) и $Rg = Kr$ (c).

причем переходы типа B оказываются более эффективными. Для системы $Kr + Xe^+$ в области $R > R_x^f$ активны только переходы типа A, и $\max[K_T^{cta}(\epsilon)] \sim 10^{-38} \text{ см}^5$.

Заключение. Выполнено теоретическое исследование резонансных процессов (3) и (4) переноса заряда в тройных столкновениях со свободными электронами в низкотемпературной плазме смесей инертных газов Rg/Xe ($Rg = Ar, Kr$). Осуществлены расчеты их констант скоростей $K_T^{(ch)}(\epsilon)$ при газовых температурах $T = 300 - 1500$ K в диапазоне энергий свободных электронов $\epsilon = 2 - 7$ эВ. Показано, что максимальная эффективность процесса (3) тройных столкновений с переносом заряда на порядок выше максимальной эффективности процесса (4) столкновительной ассоциации с образованием ионов $XeRg^+$. Для обоих типов смесей показано преимущественное формирование атомарных ионов $Rg^+(^2P_{1/2})$ в результате процесса (3).

Выполнено сравнение эффективности резонансного процесса (3) тройных столкновений с эффективностью ранее изученного в [21] процесса (1) диссоциативного возбуждения ионов $RgXe^+$, сопровождаемого переносом заряда, в условиях равновесия плазмы по ядерному движению. Показано, что относительная эффективность канала свободно-свободных переходов экспоненциально быстро растет с ростом газовой температуры T в исследуемом интервале температур. Установлено, что при повышенных газовых температурах ($T > 700$ K для $ArXe^+$ и $T > 1000$ K для $KrXe^+$) канал свободно-свободных переходов вносит существенный вклад в скорость образования ионов Rg^+ во всем диапазоне энергий электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-79-30086).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. З. Девдариани, А. Л. Загребин, М. Г. Леднев, *Оптика и спектроскопия* **128**(2), 171 (2020). <https://doi.org/10.1134/S0030400X20020071>.
- [2] J. Loureiro, J. Amorim, *Kinetics and spectroscopy of low temperature plasmas* (Berlin, Springer, 2016). <https://doi.org/10.1007/978-3-319-09253-9>.
- [3] П. А. Михеев, *Квантовая электроника* **45**(8), 704 (2015). DOI: 10.1070/QE2015v045n08ABEH015750.
- [4] P. Lei, Zh. Zhang, X. Wang, D. Zuo, *Optics Communications* **513**, 128116 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2022.128116>.
- [5] А. П. Минеев, С. М. Нефедов, П. П. Пашинин и др., *Квантовая электроника* **50**(3), 277 (2020). DOI: 10.1070/QEL17175.
- [6] И. В. Холин, *Квантовая электроника* **33**, 129 (2003). <https://doi.org/10.1070/QE2003v033n02ABEH002374>.
- [7] J. E. Cooley, R. Urdahl, J. Xue, et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **24**, 065009 (2015). DOI: 10.1088/0963-0252/24/6/065009.
- [8] S. Saidi, H. Loukil, K. Khodja, et al., *IEEE Trans. Plasma. Sci.* **50**(7), 2147 (2022). DOI: 10.1109/TPS.2022.3176412.
- [9] Yu. N. Gordienko, M. U. Khasenov, E. G. Batyrbekov, et al., *Laser and Particle Beams* **37**, 18 (2019). DOI: 10.1017/S0263034619000120.
- [10] M. Khasenov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **482**, 45 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.09.004>.
- [11] W. R. Wadt, *J. Chem. Phys.* **73**, 3915 (1980). <https://doi.org/10.1063/1.440618>.
- [12] К. С. Кислов, А. А. Нариз, В. С. Лебедев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **47**(10), 24 (2020). <https://doi.org/10.3103/S1068335620100061>.
- [13] D. R. Bates, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24**(3), 703 (1991). DOI: 10.1088/0953-4075/24/3/025.
- [14] В. А. Иванов, *УФН* **162**(1), 35 (1992). DOI: 10.1070/PU1992v035n01ABEH002192.
- [15] В. А. Иванов, А. С. Петровская, Ю. Э. Скобло, *ЖЭТФ* **155**(5), 901 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1063776119030051>.
- [16] V. S. Lebedev, L. P. Presnyakov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35**, 4347 (2002). DOI: 10.1088/0953-4075/35/21/303.

- [17] V. S. Lebedev, K. S. Kislov, A. A. Narits, *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 025002 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab652f.
- [18] A. A. Narits, K. S. Kislov, V. S. Lebedev, *J. Chem. Phys.* **157**, 204307 (2022). <https://doi.org/10.1063/5.0118068>.
- [19] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М., Физматлит, 2004).
- [20] А. А. Наритц, К. С. Кислов, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **49**(11), 15 (2022). <https://doi.org/10.3103/S1068335622110069>.
- [21] A. A. Narits, K. S. Kislov, V. S. Lebedev, *Atoms* **11**(3), 60 (2023). <https://doi.org/10.3390/atoms11030060>.
- [22] K. S. Kislov, A. A. Narits, V. S. Lebedev, *J. Russ. Laser Res.* **43**, 556 (2022). <https://doi.org/10.1007/s10946-022-10081-y>.

Поступила в редакцию 1 ноября 2024 г.

После доработки 5 ноября 2024 г.

Принята к публикации 6 ноября 2024 г.