

01

Анализ эффективностей процессов захвата электронов ионами в ридберговские состояния и неупругих переходов $n \rightarrow n'$ в плазме смесей инертных газов

© К.С. Кислов, А.А. Наризц, В.С. Лебедев

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: kislov93@mail.ru; narits@sci.lebedev.ru; vlebedev@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 28.11.2019 г.

В окончательной редакции 28.11.2019 г.

Принята к публикации 23.12.2019 г.

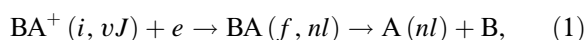
Проведен сравнительный анализ эффективностей резонансного и нерезонансных механизмов захвата электронов ионами в ридберговские состояния атомов $Xe(n)$ и неупругих переходов $n \rightarrow n'$ между высоковозбужденными уровнями в плазме смесей инертных газов Rg/Xe, содержащей атомарные, Xe^+ , и молекулярные, $RgXe^+$ и Xe_2^+ , ионы ($Rg=Ne, Ar$ и $Kr, [Xe] \ll [Rg]$). Расчеты констант скоростей резонансного захвата электронов ионами Xe^+ в тройных столкновениях с атомами $Rg(^1S_0)$ инертного газа и диссоциативной рекомбинации гетероядерных, $RgXe^+$, и гомоядерных, Xe_2^+ , ионов выполнены на основе разработанного нами подхода в рамках теории неадиабатических переходов между электронными термами системы $RgXe^+ + e$. Для альтернативного механизма трехчастичного захвата электронов ионами Xe^+ в столкновениях с атомами Ne, Ar и Kr расчеты констант скоростей проведены в импульсном приближении с учетом короткодействующего и поляризаационного электрон-атомного взаимодействий. Константы скорости трехчастичного захвата электронов ионами и переходов $n \rightarrow n'$ при столкновениях с электронами вычислены с использованием известных теоретических моделей. Установлены диапазоны степеней ионизации плазмы, ее электронных и газовых температур, а также главного квантового числа атома Xe, в которых резонансные свободно-связанные и связанно-связанные переходы электрона играют ключевую роль.

Ключевые слова: ридберговские атомы, трехчастичная и диссоциативная рекомбинации, переходы между высоковозбужденными уровнями, резонансные и нерезонансные процессы.

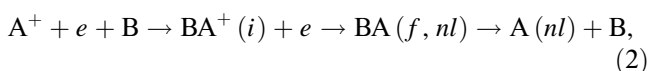
DOI: 10.21883/OS.2020.04.49195.319-19

1. Введение

Решение ряда актуальных фундаментальных и прикладных задач спектроскопии, диагностики и кинетики низкотемпературной плазмы требует детальной информации об элементарных столкновительных и радиационных процессах, происходящих с участием атомов в возбужденных и высоковозбужденных состояниях [1–4]. К ним, в частности, относятся разнообразные процессы электрон-ионной рекомбинации, включая диссоциативную рекомбинацию (ДР) молекулярных ионов с электронами [5] и трехчастичную рекомбинацию электронов с атомарными ионами при столкновениях со свободными электронами или нейтральными частицами плазмы [6]. В плазме смесей инертных газов, содержащей атомарные и молекулярные ионы, в образовании атомов в ридберговских состояниях важную роль могут играть как процессы диссоциативного захвата электронов:

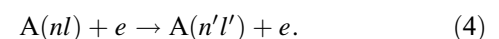
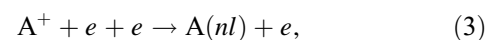


так и резонансный захват электронов атомарными ионами в тройных столкновениях с атомами буферного газа:



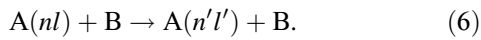
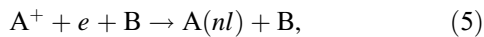
учтенный недавно в кинетической модели [7] наряду с другими рекомбинационными и релаксационными процессами при оценке результирующего коэффициента рекомбинации такой плазмы. Здесь n и l – главное и орбитальное квантовые числа ридберговского атома $A(nl)$, v и J – колебательное и вращательное квантовые числа иона BA^+ в начальном электронном состоянии i .

При достаточно высоких степенях ионизации плазмы ключевую роль в заселении ридберговских состояний атома наряду с процессами (1) и (2) играет традиционный механизм трехчастичного захвата электронов атомарными ионами при столкновениях со свободными электронами и неупругие переходы $n \rightarrow n'$ между высоковозбужденными уровнями:

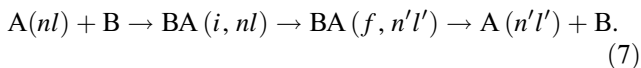


В противоположность этому в плотной слабоионизованной плазме электрон-ионная рекомбинация происходит в результате захвата электрона в высоковозбужденные состояния и релаксации энергии электронного возбуждения по атомным уровням при столкновениях с ней-

тральными атомными частицами:



Наиболее эффективное влияние на результирующие скорости рекомбинации оказывают неупругие переходы между ридберговскими уровнями атомов при столкновениях с нейтральными частицами в случае [7,8], когда реализуется канал резонансного девозбуждения энергии „рекомбинирующего“ электрона:



Исследованиям рекомбинационных процессов в плазме чистых инертных газов и их смесей посвящено большое количество работ. Большинство из них было выполнено для процессов диссоциативной рекомбинации гомоядерных ионов инертных газов Xe_2^+ , Kr_2^+ , Ar_2^+ , Ne_2^+ и He_2^+ [9–14]. В ряде статей [15–18] проводилось сравнение эффективностей процессов диссоциативной и тройной рекомбинации при столкновениях со свободными электронами плазмы. В отличие от гомоядерных ионов надежных экспериментальных данных по константам скоростей рекомбинационных процессов с участием гетероядерных ионов инертных газов имеется крайне мало, а их теоретическое описание весьма фрагментарно. Детальные экспериментальные исследования выполнены здесь недавно [19–22] лишь для процесса ДР сильно-связанных ионов HeNe^+ . Имеются также оценки [23,24] констант скоростей диссоциативной рекомбинации (1) слабосвязанных, NeXe^+ , и умеренносвязанных, ArXe^+ , ионов, выполненные с использованием упрощенных теоретических подходов из работ [25,26]. В большинстве современных работ при анализе кинетики диссоциативной рекомбинации используются полуэмпирические формулы, полученные на основе простейших физических моделей [23,24,27,28]. Однако соответствующие результаты заметно отличаются от имеющихся экспериментальных данных в области высоких температур [12], не описывают заселение отдельных атомных уровней и дают лишь общее представление о характере процесса рекомбинации.

Актуальность исследования процессов (1)–(7) для смесей инертных газов связана с тем, что они играют важную роль при рекомбинационном заселении возбужденных уровней атомов в плазме послесвечения импульсных разрядов. В ряде работ отмечалось, что ДР ионов инертных газов (HeXe^+ и NeXe^+) вносит ключевой вклад в кинетику диэлектрических барьерных разрядов, используемых для создания эксимерных ламп и газовых лазеров [27–31]. Многочисленные исследования [24,32–38] указывают на то, что ДР молекулярных ионов инертных газов необходимо учитывать при анализе механизма формирования инверсной заселенности в активной среде мощного ксенонового лазера ИК диапазона, функционирующего на переходе

$5d \rightarrow 6p$. Согласно результатам [24,37,38], заселение верхних состояний рабочих переходов происходит преимущественно не прямым способом, а в результате захватов электронов (1) на высокие уровни и серии столкновительных переходов (7), сопровождающихся девозбуждением атома ксенона. К этому следует добавить, что в соответствии с нашими расчетами [7] резонансный механизм захвата электронов атомарными ионами (2) и неупругих переходов $n \rightarrow n'$ (7) может существенно увеличивать скорости электрон-ионной рекомбинации в плазме смесей инертных газов.

Это указывает на необходимость проведения надежных расчетов констант скоростей процессов (1)–(7), происходящих с участием атомов инертных газов в возбужденных и высоковозбужденных состояниях. Наряду с разработкой кинетических моделей это позволит создать в перспективе целостную физическую картину рекомбинационных и релаксационных процессов в плазмах смесей инертных газов. Цель работы состоит в расчете констант скоростей процессов (1) и (2) резонансного захвата электронов гетероядерными молекулярными ($E < 0$) и квазимолекулярными ($E > 0$) ионами, RgXe^+ , на ридберговские уровни атома ксенона, а также неупругих переходов $n \rightarrow n'$ между ними (7). Будут сопоставлены эффективности резонансного и традиционного нерезонансного механизма переходов (2) и (7), обусловленного рассеянием квазисвободного электрона на атоме В. Для выяснения относительной роли столкновений с электронами и нейтральными частицами мы также проведем сравнение эффективностей процессов (2), (7) и (3), (4). Анализ будет проведен для систем $\text{Kr} + \text{Xe}^+ + e$, $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ в условиях, характерных для низкотемпературной плазмы инертных газов. Выбор систем обусловлен тем, что они обладают сильно различающимися значениями энергии диссоциации D_0 ионов RgXe^+ . Ионы NeXe^+ являются чрезвычайно слабосвязанными системами с $D_0 = 33$ meV, ионы KrXe^+ относятся к умеренно-сильно связанным системам ($D_0 = 400$ meV), а ионы ArXe^+ представляют собой промежуточный случай ($D_0 = 171$ meV). В подобных системах абсолютная и относительная эффективности процессов (1)–(7) будут кардинально различаться из-за разницы в вероятности образования ионов RgXe^+ . Выбор исследуемых систем обусловлен также их использованием при реализации ИК лазеров [24,32–36] и эксимерных ламп [27–30].

Еще одной целью работы является сравнительный анализ эффективности диссоциативного захвата электронов гомоядерными, Xe_2^+ , и гетероядерными, RgXe^+ , ионами на высоковозбужденные уровни. Относительная роль этих процессов обсуждалась ранее в ряде работ, посвященных выяснению механизмов функционирования различных светоизлучающих устройств на смесях инертных газов [24,31–34,36]. Сравнение будет осуществлено в результате прямого численного расчета констант скоростей диссоциативного захвата электронов ионами Xe_2^+ и ArXe^+ на ридберговские уровни и позволит оценить

абсолютную эффективность сравниваемых процессов при заданных концентрациях указанных ионов, значения которых определяются условиями экспериментов.

2. Нерезонансный захват электронов ионами и переходы $n \rightarrow n'$ при столкновениях с атомами инертного газа

Рассмотрим процесс нерезонансного захвата (5) электрона ионом A^+ в тройных столкновениях с атомом В в случае, когда он обусловлен рассеянием электрона на этой частице. В отличие от механизма резонансного захвата (2) в процессе нерезонансного захвата (5) кинетическая энергия электрона $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ вместе с энергией связи ридберговского электрона $|\varepsilon_{nl}| = Ry / n_*^2$ непосредственно передается в энергию относительного движения частиц $A(nl)$ и В. Для описания этого процесса воспользуемся соотношением детального баланса:

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{cap}}(E) = 2\pi^2 \hbar (2l+1) \frac{(q')^2}{q^2 k^2} \frac{d\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}(E')}{d\varepsilon},$$

$$E' = E + \varepsilon + |\varepsilon_{nl}|, \quad (8)$$

связывающего эффективное сечение, $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{cap}}$ [см⁴с], трехчастичного захвата (5) в процессе свободно-связанного перехода электрона $\varepsilon \rightarrow nl$ с дифференциальным сечением, $d\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}(E')/d\varepsilon$ [см² эрг⁻¹], обратного процесса прямой ионизации атома $A(nl)$ при столкновении с атомом В. Здесь $E = \hbar^2 q^2 / 2\mu$ и $E' = \hbar^2 (q')^2 / 2\mu$ — кинетические энергии относительного движения частиц A^+ и В в начальном и конечном каналах реакции (5), μ — их приведенная масса, $\varepsilon_{nl} = -Ry / (n - \delta_l)^2$ — энергия ридберговского электрона, δ_l — квантовый дефект nl -уровня.

В рамках модели квазисвободного электрона и импульсного приближения [4] $d\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}(E')/d\varepsilon$ имеет вид [39]

$$\frac{d\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}(E')}{d\varepsilon} = \frac{\pi v_0^2}{2Ry(V')^2} \int_{Q_1}^{Q_2} dQ$$

$$\times \int_{|\kappa_0(Q)|}^{\infty} \kappa d\kappa |g_{nl}(\kappa)|^2 [f_{eB}(\kappa, Q)]^2, \quad (9)$$

$$|\kappa_0(Q)| = |Q^2/2 - m_e(\varepsilon + |\varepsilon_{nl}|)/\hbar^2|/Q,$$

$$Q_{1,2}(E) = \sqrt{2\mu} \left| \sqrt{E + (\varepsilon + |\varepsilon_{nl}|)} \mp \sqrt{E} \right| / \hbar. \quad (10)$$

Здесь f_{eB} — амплитуда рассеяния ультрамедленного электрона на атоме В, $\hbar\kappa$ — импульс электрона, $\hbar Q$ — переданный импульс, $|g_{nl}(\kappa)|^2$ — функция распределения импульсов электрона в состоянии nl , $V' = \hbar q' / \mu$ — относительная скорость атомов $A(nl)$ и В, v_0 — атомная

единица скорости. Таким образом, описание столкновения атома В с высоковозбужденным атомом $A(nl)$ сводится к задаче о рассеянии квазисвободного электрона e на атоме В. При этом величина $|g_{nl}(\kappa)|^2$ определяется кулоновским полем ионного остова A^+ ридберговского атома $A(nl)$.

Подстановка (9) в (8) дает выражение для сечения нерезонансного захвата на уровень nl . Сечение захвата на все водородоподобные lm -подуровни уровня n требует суммирования по l :

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{cap}}(E) = \sum_{l=0}^{n-1} \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{cap}}(E) = \frac{\mu}{m_e} \frac{\pi^3 n^2 \hbar^3 v_0^2}{2\varepsilon E 2Ry} \int_{Q_1(E)}^{Q_2(E)} dQ$$

$$\times \int_{|\kappa_0(Q)|}^{\infty} \kappa d\kappa |g_n(\kappa)|^2 |f_{eB}(\kappa, Q)|^2, \int_0^{\infty} |g_n(\kappa)|^2 \kappa^2 d\kappa = 1. \quad (11)$$

Здесь функция распределения импульсов электрона $|g_n(\kappa)|^2$ определяется формулой Фока [4]:

$$|g_n(\kappa)|^2 = \sum_{l=0}^{n-1} \frac{2l+1}{n^2} |g_{nl}(\kappa)|^2 = \frac{2^5 (na_0)^3}{\pi [1 + (n\kappa a_0)^2]^4}, \quad (12)$$

где a_0 — боровский радиус. Расчеты сечений нерезонансного захвата электронов проводились для ридберговских состояний с $n \gg 1$. Высоковозбужденные n -уровни произвольного атома с $l \gtrsim 2$ практически вырождены. Вклад состояний $l \lesssim 2$ обычно пренебрежимо мал для $n \gg 1$. Для единого учета как водородоподобных состояний, так и состояний $A(nl)$ с существенным квантовым дефектом, можно вместо (11) использовать формулу

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{cap}}(E) = \sum_l \xi_{l_0 n} \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{cap}}(E), \quad \xi_{l_0 n} = 1 - l_0^2/n^2, \quad (13)$$

дающую хорошее приближение к точному результату. Здесь l_0 — минимальное значение орбитального квантового числа атома $A(nl)$, для которого nl -состояния с $l \geq l_0$ можно считать вырожденными ($\delta_l \approx 0$). Фактор $\xi_{l_0 n}$ описывает долю неводородоподобных состояний с данным n и выражается через отношение статистических весов, $(g_n - g_0)/g_n$, а $g_0 = l_0^2$ — сумма статистических весов состояний с $l < l_0$. Для состояний с $n \gg 1$, представляющих основной интерес в случае нерезонансного механизма захвата, имеем $l_0 \ll n$, так что $\xi_{l_0 n} \approx 1$.

Амплитуда упругого рассеяния электрона на атоме В и дифференциальное сечение, $d\sigma_{eB}/d\Omega$, усредненное по возможным значениям, $S_+ = s_B + 1/2$ и $S_- = |s_B - 1/2|$, полного спина, S , системы В+е, равны [40]:

$$f_{eB}^{(S)}(\kappa, \theta) = \sum_{\ell} (2\ell + 1) f_{\ell}^{(S)}(\kappa) P_{\ell}(\cos \theta),$$

$$f_{\ell}^{(S)} = \left[\kappa \cot \eta_{\ell}^{(S)} - i\kappa \right]^{-1},$$

$$\frac{d\sigma_{eB}}{d\Omega} = \sum_S C(S) \left| f_{eB}^{(S)}(\kappa, \theta) \right|^2. \quad (14)$$

Здесь $f_\ell^{(S)}(\kappa)$ и $\eta_\ell^{(S)}(\kappa)$ — амплитуда и сдвиг фазы парциальной волны с орбитальным моментом ℓ , θ — угол рассеяния, $C(S) = (2S+1)/[2(2s_B+1)]$ — спиновый фактор, s_B — спин атома В. Для атомов инертного газа в основном состоянии $s_B=0$, так что имеется единственный член с $S=S_+=S_-=1/2$ и $C(S)=1$, тогда как для атомов щелочных металлов имеются триплетные ($S_+=1$, $C(S_+)=3/4$) и синглетные ($S_-=0$, $C(S_-)=1/4$) волны в рассеянии электрона.

При относительно невысокой поляризуемости α атомов В (как у инертных газов) применима модифицированная теория эффективного радиуса [41]

$$\begin{aligned} \kappa^{-1} \tan(\eta_0) &= -L - \pi\alpha\kappa / (3a_0) \\ &- 4\alpha L\kappa^2 \ln(\kappa a_0) / (3a_0) + D_0\kappa^2 + F_0\kappa^3 + O(\kappa^4), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \kappa^{-1} \tan(\eta_\ell) &= \pi\alpha\kappa [a_0(2\ell+3)(2\ell+1)(2\ell-1)]^{-1} \\ &+ D_\ell\kappa^2 + O(\kappa^3), \ell \geq 1, \end{aligned} \quad (16)$$

где L — длина рассеяния электрона на атоме В. Величины η_ℓ быстро падают с ростом ℓ .

Для расчета константы скорости $\beta_{nl}^{\text{cap}}(T_e, T)$ [см⁶с⁻¹] нерезонансного захвата электронов (5) на все подуровни заданного ридберговского уровня n необходимо провести усреднение величины $v_\varepsilon V_E \sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{cap}}(E)$ по распределениям скоростей электронов v_ε и относительного движения ядер V_E при заданных температурах T_e и T :

$$\beta_n^{\text{cap}}(T_e, T) = \int_0^\infty d\varepsilon f_{T_e}(\varepsilon) v_\varepsilon \int_0^\infty dE f_T(E) V_E \sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{cap}}(E). \quad (17)$$

Наряду с процессами захвата электрона эффективности рекомбинационных процессов в плазме могут в значительной степени определяться различными механизмами неупругих переходов между высоковозбужденными состояниями атомов, вызванных столкновениями с атомами буферного газа. Рассмотрим нерезонансный механизм таких переходов (6). Согласно [42], сечение процесса (6) связано с выражением (9) соотношением

$$\sigma_{n \rightarrow n'} \rightarrow \frac{d\sigma_{n \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}}{d\varepsilon} \left| \frac{d\varepsilon_{n'}}{dn'} \right| = \frac{d\sigma_{n \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}}{d\varepsilon} \frac{2Ry}{(n')^3}, \quad (18)$$

что позволяет рассчитать сечение нерезонансного перехода $n \rightarrow n'$ с помощью выражений (12) и (14)–(16):

$$\sigma_{n \rightarrow n'} = \frac{\pi v_0^2}{(n')^3 V^2} \int_{Q_1}^{Q_2} dQ \int_{|k_0(Q)|}^\infty \kappa d\kappa |g_n(\kappa)|^2 [f_{eB}(\kappa, Q)]^2, \quad (19)$$

где $V = (2E/\mu)^{1/2}$ — относительная скорость атомов. Пределы интегрирования в (19) определяются выражениями (10), где величина $\Delta\varepsilon = \varepsilon + |\varepsilon_n|$ заменяется на

$\Delta\varepsilon_{n'n} = \varepsilon_{n'} - \varepsilon_n \approx 2Ry\Delta n/n^3$. Константы скорости девозбуждения, $K_{n \rightarrow n'}$, и возбуждения, $K_{n' \rightarrow n}$ (переход $n' \rightarrow n$, $n > n'$), связаны соотношением детального баланса:

$$\begin{aligned} K_{n \rightarrow n'}(T) &= \int_0^\infty dE f_T(E) V \sigma_{n \rightarrow n'}(E), \\ K_{n' \rightarrow n} &= \frac{n^2}{(n')^2} K_{n \rightarrow n'} \exp\left(-\frac{|\Delta\varepsilon_{n'n}|}{k_B T}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

3. Резонансный захват электронов ионами и девозбуждение ридберговских состояний

Для расчета эффективных сечений и констант скоростей резонансного захвата электронов ионами (1) и (2) нами развита теоретическая модель, опирающаяся на разработанный ранее в рамках квазиклассического приближения подход к описанию процессов прямой и ассоциативной ионизации ридберговских атомов ксенона [43] и переходов между его высоковозбужденными уровнями $nl \rightarrow n'l'$ [8] при столкновениях с атомами буферного инертного газа Не и Кг. Для случая симметричных столкновений аналогичное описание рекомбинации электронов с атомарными и молекулярными ионами водорода и гелия проводилось в [44,45], где изучалась роль этих процессов в звездных атмосферах ($T \sim 5000-10000$ К). Обобщение подхода [43] было дано в [46] при квантовом рассмотрении неадиабатических переходов в задаче о фотодиссоциации молекулярных ионов и свободно-свободных фотопереходах в системе $H_2^+ + \hbar\omega$. Процессы (1) и (2) обусловлены переходами между нижним и первым возбужденным электронными термами, $U_i(R)$ и $U_f(R)$, гетероядерного иона инертного газа $RgXe^+$ и сопровождаются обменом энергии внешнего электрона системы $RgXe^+ + e$ с ее внутренними электронами (рис. 1). Переходы (1) и (2) происходят в окрестности точки R_ω пересечения кривых потенциальной энергии, определяемой условием $\Delta U_{fi}(R_\omega) = \hbar\omega$, где $\hbar\omega = \varepsilon + |\varepsilon_n|$. Описание процессов (1) и (2) отличается друг от друга лишь тем, что при ДР (1) ион $RgXe^+$ находится в связанном колебательно-вращательном состоянии с энергией $E_{vJ} < 0$, а при трехчастичном захвате (2) — в непрерывном спектре с энергией $E > 0$.

Выражение для сечения $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{tr}}(E)$ [см⁴с] резонансного захвата (2) электрона ионом A^+ на уровень nl в тройных столкновениях с атомами выводится с помощью выражения для сечения обратного процесса прямой резонансной ионизации $\sigma_{nl \rightarrow \varepsilon}^{\text{di}}$ [см²] из работы [43] и соотношения детального баланса:

$$\begin{aligned} \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{\text{tr}}(E) &= \tilde{g}_{\text{tr}} \frac{8\pi^5 \hbar}{q^2 k^2} \sum_J (2J+1) \\ &\times \sum_{l', m'} \left| \left\langle \chi_{EJ}^{(i)}(R) \left| \mathbf{V}_{i, \ell' m'}^{f, nlm}(R) \right| \chi_{E'J}^{(f)}(R) \right\rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (21)$$

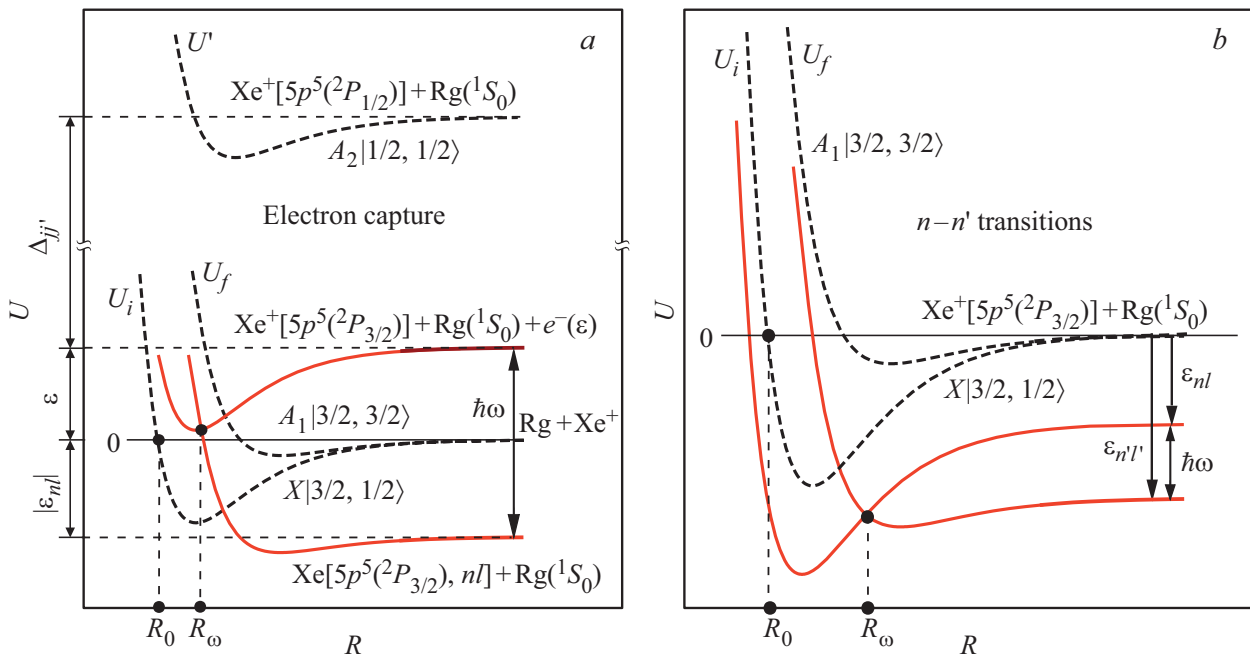


Рис. 1. Кривые потенциальной энергии $U_i(R)$, $U_f(R)$ и $U'(R)$ двух нижних электронных термов $X|j_i=3/2, \Omega_i=1/2\rangle$, $A_1|j_f=3/2, \Omega_f=3/2\rangle$ гетероядерного иона инертного газа $RgXe^+$ и не участвующего в исследуемых процессах (из-за большой величины энергии спин-орбитального расщепления $\Delta_{j=3/2, j'=1/2}=1.3$ eV) термина $A_2|j'=1/2, \Omega'=1/2\rangle$ (штриховые линии). Сплошные линии — кривые потенциальной энергии квазимолекулы $RgXe^+ + e^-$ в начальном и конечном каналах реакций (1), (2) резонансного захвата электронов: $U_i(R) + \varepsilon$ и $U_f(R) - Ry/n_*^2$. (a) и неупругих переходов (7) между ридберговскими уровнями: $U_i(R) - Ry/n_*^2$ и $U_f(R) - Ry/(n_*')^2$. (b). Точка R_ω , в окрестности которой происходит неадиабатический переход, определяется условием $\Delta U_{fi}(R_\omega) = \hbar\omega$, ($\Delta U_{fi} = U_f - U_i$), а точка R_0 находится из уравнения $U_i(R_0) = 0$.

Здесь E и E' — кинетические энергии, а $\chi_{EJ}^{(i)}(R)$ и $\chi_{E'J}^{(f)}(R)$ — радиальные волновые функции относительного движения частиц A^+ и B в начальном и конечном каналах реакции (2), $\hbar J$ — угловой момент иона BA^+ . Величина $\tilde{g}_{tr} = g_{tr}/s$ определяется отношением статистических весов $g_{BA^+(f)}/(g_{B(i)}g_{A^+(i)}) \equiv g_{tr}$ и фактором симметрии s , равным 2 для гомоядерных систем, когда U_i или U_f является Σ -термом, или 1 в противном случае; $V_{i,\varepsilon l' m'}^{f, nlm}(\mathbf{R}) = \langle \psi_{\varepsilon l' m'} | \langle \phi_i | \mathbf{V}(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R}) | \phi_f \rangle | \psi_{nlm} \rangle$ — электронный матричный элемент перехода, $\phi_i(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})$ и $\phi_f(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})$ — электронные волновые функции иона BA^+ , соответствующие термам $U_i(R)$ и $U_f(R)$; $\psi_{nlm}(\mathbf{r})$ — волновая функция ридберговского атома, $\psi_{\varepsilon l' m'}(\mathbf{r}) = \mathcal{R}_{\varepsilon l'}(r) Y_{l' m'}(\mathbf{n}_r)$, а $\mathcal{R}_{\varepsilon l'}(r)$ нормирована на $\delta(\varepsilon - \varepsilon')$. Потенциал взаимодействия $\mathbf{V}(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})$ определяется кулоновским взаимодействием внешнего электрона (\mathbf{r}) со всеми внутренними электронами ($\mathbf{r}_\kappa, \kappa = 1, \dots, N$) и ядрами молекулярного (квазимолекулярного) иона BA^+ (см. формулу (6) в [43]). Квадрат модуля матричного элемента взаимодействия рассчитывается в приближении линейного пересечения термов по формуле (90.22) из [46]. Подстановка этой формулы в (21) и замена суммирования по J на интегрирование [46] приводит к следующему выражению для сечения про-

цесса (2):

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) = \tilde{g}_{tr} (2l + 1) \frac{4\pi^4 \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega) \sqrt{2\mu}}{q^2 k^2 \Delta F_{fi}(R_\omega)} \times \int_0^\infty d(J^2) \sqrt{\xi_J(R_\omega)} \text{Ai}^2[-\xi_J(R_\omega) (E - U_i^J(R_\omega))], \quad (22)$$

$$\xi_J(R_\omega) = \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left| \frac{\Delta F_{fi}(R_\omega)}{F_f^J(R_\omega) F_i^J(R_\omega)} \right|^{2/3},$$

$$\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega) = \frac{2\pi}{2l + 1} \sum_{m, m'} \left| V_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(R_\omega) \right|^2. \quad (23)$$

Здесь $\text{Ai}(x)$ — функция Эйри, $\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega)$ — ширина автоионизации квазимолекулы $BA(f, nl) \rightarrow BA^+(i) + e$, $\Delta F_{fi}(R_\omega)$ — разность наклонов и наклоны $F_i^J(R_\omega)$ и $F_f^J(R_\omega)$ кривых потенциальной энергии $U_i^J(R_\omega)$ и $U_f^J(R_\omega)$ иона BA^+ в начальном и конечном состояниях с учетом центробежной энергии в точке их пересечения R_ω .

Константа скорости, $\beta_{nl}^{tr} = \langle v_\varepsilon \langle V_E \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E) \rangle \rangle$ [$\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$], резонансного трехчастичного захвата (2) рассчитывается путем усреднения величины $v_\varepsilon V_E \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{tr}(E)$ по функциям распределения скоростей электронов v_ε и ядер

V_E при электронной температуре T_e и газовой T . Вычисление интегралов с максвелловскими функциями распределения $f_T(E)$ и $f_{T_e}(\epsilon)$ приводит к следующему результату:

$$\beta_{nl}^{tr}(T_e, T) = (2l + 1) \tilde{g}_{tr} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{|\epsilon_{nl}|}{k_B T_e} \right) \times \int_0^{R_{nl}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \epsilon}(R)}{\hbar} \exp \left(-\frac{\Delta U_{fi}}{k_B T_e} - \frac{U_i(R)}{k_B T} \right) \Theta_T^{tr}(R) 4\pi R^2 dR. \quad (24)$$

Здесь R_{nl} задается условием $\Delta U_{fi}(R_{nl}) = |\epsilon_{nl}|$, а безразмерный фактор $\Theta_T^{tr}(R)$ определяется выражением

$$\Theta_T(R_\omega) = 2\sqrt{\pi} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon \exp(-\epsilon) \times \int_0^{v_{\max}} dv \sqrt{\Lambda_\nu(R_\omega)} \text{Ai}^2[-\Lambda_\nu(R_\omega)(\epsilon - \nu)], \quad (25)$$

где введены безразмерные переменные ν , ϵ и функция Λ_ν с помощью соотношений

$$\nu = \frac{\hbar^2 J^2}{2\mu R_\omega^2 k_B T}, \quad \epsilon = \frac{E - U_i(R_\omega)}{k_B T}, \quad \Lambda_\nu = k_B T \xi_{J(\nu)}(R_\omega), \quad (26)$$

а пределы интегрирования для процесса (2) имеют вид $\epsilon_{\min}^{tr} = -U_i(R_\omega)/k_B T$, $\epsilon_{\max}^{tr} = \infty$ и $v_{\max}^{tr} = \infty$.

Формула для сечения $\sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ)$ [см²] диссоциативного захвата (1) электрона на уровень nl ионом VA^+ выводится по аналогии с формулой (21) с помощью выражения [43] для сечения $\sigma_{nl \rightarrow \epsilon}^{ai}(E'J)$ обратного процесса ассоциативной ионизации и соотношения детального баланса

$$\sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ) = g_{dr} \frac{4\pi^3}{k^2} \sum_{l'm', m} \left| \left\langle \chi_{vJ}^{(i)}(R) \left| \mathbf{V}_{i, \epsilon l' m'}^f(R) \right| \chi_{E'J}^{(f)}(R) \right\rangle \right|^2, \quad (27)$$

где $g_{dr} = g_{\text{VA}^+(f)}/g_{\text{VA}^+(i)}$. При больцмановском распределении по уровням vJ усредненное сечение $\sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(T)$ при заданной газовой температуре T имеет вид

$$\sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(T) = (sZ_{vr})^{-1} \exp(-D_0/k_B T) \times \sum_{vJ} (2J + 1) \sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(vJ) \exp(-E_{vJ}/k_B T), \quad (28)$$

$$Z_{vr} = s^{-1} \sum_{vJ} (2J + 1) \exp(-E_{vJ}/k_B T), \quad E_{vJ} = E_{vJ} + D_0. \quad (29)$$

Расчет матричного элемента $\langle \chi_{vJ}^{(i)}(R) | \mathbf{V}_{i, \epsilon l' m'}^f(R) | \chi_{E'J}^{(f)}(R) \rangle$ связанно-свободного перехода ядер в формуле (27) осуществляется аналогично (22) на основе квантовой

версии теории неадиабатических переходов [40], учитывая лишь иную нормировку волновой функции $\chi_{vJ}^{(i)}(R)$. Далее мы принимаем во внимание, что для рассматриваемых в работе систем при газовых температурах $T=300-1000$ К вследствие выполнения соотношения $k_B T \gtrsim \hbar\omega_e$ ($\hbar\omega_e$ — нижний колебательный квант иона $\text{VA}^+(i)$) оказывается одновременно возбуждено большое количество колебательно-вращательных уровней. Это позволяет заменить суммирование по ν и J в (28) интегрированием по dv и dJ . При выполнении этого интегрирования используем теоретический подход [46], разработанный при вычислении интегрального вклада всех колебательно-вращательных уровней молекулярного иона VA^+ в усредненное по больцмановскому распределению сечение фотодиссоциации. Константа скорости $\alpha_{nl}^{dr}(T_e, T) = \langle v_\epsilon \sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(T) \rangle_{T_e}$ [см³с⁻¹] процесса (1) ДР в двухтемпературной плазме, определяемая путем усреднения $v_\epsilon \sigma_{\epsilon \rightarrow nl}^{dr}(T)$ по максвелловскому распределению скоростей электронов, приобретает вид:

$$\alpha_{nl}^{dr}(T_e, T) = (2l + 1) \tilde{g}_{dr} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T_e} \right)^{3/2} \times \frac{e^{-D_0/k_B T}}{Z_{vr}(T)} \left(\frac{\mu k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{|\epsilon_{nl}|}{k_B T_e} \right) \times \int_{R_0}^{R_{nl}} \frac{\Gamma_{nl \rightarrow \epsilon}(R)}{\hbar} \exp \left(-\frac{\Delta U_{fi}(R)}{k_B T_e} \right) \times \exp \left(-\frac{U_i(R)}{k_B T} \right) \Theta_T^{dr}(R_\omega) 4\pi R^2 dR, \quad (30)$$

где R_{nl} и R_0 находятся из уравнений $\Delta U_{fi}(R_{nl}) = |\epsilon_{nl}|$ и $U_i(R_0) = 0$ (рис. 1), а $\tilde{g}_{dr} = g_{dr}/s$. Для процесса (1) безразмерный фактор Θ_T^{dr} определяется той же формулой (25), что и в случае тройной рекомбинации (2), но с другими пределами интегрирования: $\epsilon_{\min}^{dr} = -U_f(R_\omega)/(k_B T)$, $\epsilon_{\max}^{dr} = -U_i(R_\omega)/(k_B T)$ ($U_f(R) > U_i(R)$), $v_{\max} = \hbar^2 J_{\max}^2 / [2\mu R_\omega^2 k_B T]$. Величина $J_{\max}(E)$ находится из условия $|U_i^J(R_e^J)| \geq |E|$, где R_e^J — равновесное межъядерное расстояние в потенциальной яме U_i^J основного электронного терма иона с учетом центробежного члена.

Наибольший интерес для нас представляют здесь суммарные по всем значениям lm уровня n константы скоростей процессов резонансной рекомбинации (1) и (2):

$$\alpha_n^{dr}(T_e, T) = \sum_{l=0}^{n-1} \alpha_{nl}^{dr}(T_e, T), \quad \beta_n^{tr}(T_e, T) = \sum_{l=0}^{n-1} \beta_{nl}^{tr}(T_e, T) \quad (31)$$

и соответствующие числа актов рекомбинации, \mathfrak{W}_n [см⁻³с⁻¹], в единице объема в единицу времени:

$$\mathfrak{W}_n^{dr} = \alpha_n^{dr} N_e N_{\text{VA}^+}, \quad \mathfrak{W}_n^{tr} = \beta_n^{tr} N_e N_{\text{A}^+} N_{\text{B}}, \quad (32)$$

которые получаются домножением величин (31) на соответствующие концентрации свободных электронов N_e , ионов N_{A^+} и N_{B^+} и нейтральных атомов N_B . При вычислении констант скоростей α_n^{dr} и β_n^{tr} следует заменить $(2l+1)\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}$ в формулах (24) и (30) на эффективный параметр связи

$$\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n} = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}(R_\omega) = 2\pi \sum_{ml, m'l'} \left| \mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(R_\omega) \right|^2, \quad (33)$$

который определяет суммарный вклад отдельных nl -уровней в захват электронов во все nlm -состояния с заданным n . Для неводородоподобных состояний атомов значения R_ω для каждого члена суммы по l отличаются друг от друга из-за зависимости квантового дефекта δ_l от орбитального момента. Поэтому суммарные константы скорости захвата электрона (32) при фиксированном значении n должны вычисляться в результате суммирования вкладов от различных значений l .

Сечение резонансного девозбуждения $n \rightarrow n'$ (7) ридберговских уровней атомов $\text{Xe}(n)$ в столкновениях с атомами буферного инертного газа, происходящего в результате неадиабатического перехода между термами квазимолекулярного иона, имеет вид [8]:

$$\sigma_{n \rightarrow n'} = \frac{\tilde{g}_q 4\pi^3}{n^2 q^2} \sum_J (2J+1) \times \sum_{ll'} \sum_{mm'} \left| \langle \chi_{EJ}^{(i)}(\mathbf{R}) \left| \mathbf{V}_{i, nlm}^{f, n'l'm'}(\mathbf{R}) \right| \chi_{E'J}^{(f)}(\mathbf{R}) \rangle \right|^2, \quad (34)$$

где $\tilde{g}_q = \tilde{g}_{tr}$ – отношение статистических весов. Используя по аналогии с выводом формулы (22) подход, основанный на квантовой формуле для ядерного матричного элемента неадиабатического перехода, получаем

$$\sigma_{n \rightarrow n'} = \frac{\tilde{g}_q 2\pi^2 \sqrt{2\mu}}{q^2 \hbar \Delta F_{fi}(R_\omega)} \sum_{ll'} \frac{2l+1}{n^2} \Gamma_{nl \rightarrow n'l'}(R_\omega) \times \int_0^\infty d(J^2) \sqrt{\xi_J(R_\omega)} \text{Ai}^2[-\xi_J(R_\omega)(E - U_i^J(R_\omega))]. \quad (35)$$

Здесь R_ω определяется из условия $\Delta U_{fi}(R_\omega) = \hbar\omega = Ry/(n'_*)^2 - Ry/(n_*)^2$ и зависит как от n и n' , так и от l и l' ; $\Gamma_{nl \rightarrow n'l'}(R_\omega) \equiv \frac{2\pi}{2l+1} \sum_{mm'} \left| \mathbf{V}_{i, nlm}^{f, n'l'm'} \right|^2$ – эффективный параметр связи для перехода $nl \rightarrow n'l'$.

Константа скорости $K_{n \rightarrow n'} = \langle V \sigma_{n \rightarrow n'} \rangle_T$ неупругого перехода рассчитывается с помощью усреднения по максвелловскому распределению скоростей, приводящего к

$$K_{n \rightarrow n'} = \frac{\tilde{g}_q}{\hbar n^2} \sum_{ll'} \frac{(2l+1)4\pi R_\omega^2}{\Delta F_{fi}(R_\omega)} \Gamma_{nl \rightarrow n'l'}(R_\omega) \times (2/\sqrt{\pi}) \exp[-U_i(R_\omega)/(k_B T)] \Theta_T^q(R_\omega), \quad (36)$$

где безразмерный фактор $\Theta_T^q(R_\omega)$ имеет тот же вид, как и в случае трехчастичного резонансного захвата.

Для оценки эффективности процесса резонансного девозбуждения ридберговского n -уровня (7) в сравнении с альтернативным механизмом нерезонансного девозбуждения электронами мы проведем в разд. 4 сравнение соответствующих констант скоростей тушения, $K_n^q(T) = \sum_{n' < n} K_{n \rightarrow n'}(T)$, заданного уровня n , просуммированных по всем уровням $n' < n$. Практический интерес представляет также сравнительный анализ скорости резонансного захвата электронов на уровень n атома Xe^* из непрерывного спектра, $W_n^{\text{res}} = \beta_n^{\text{res}} N_B N_e$ [s^{-1}], и скорости $W_n^q = \sum_{n' > n} K_{n' \rightarrow n}^q N_{n'}$ [s^{-1}] заселения этого уровня n в результате неупругих переходов $n' \rightarrow n$, сопровождаемых девозбуждением энергии ридберговского электрона, где $N_{n'}$ – концентрация атомов $\text{Xe}(n')$. Поскольку указанные величины зависят от абсолютных концентраций реагентов, в разд. 5.3 будут сопоставлены константы скорости резонансного захвата, β_n^{res} , и эффективные константы скорости девозбуждения

$$\beta_n^q = W_n^q / (N_B N_e) = \sum_{n' > n} K_{n' \rightarrow n}^q N_{n'} / (N_B N_e), \quad (37)$$

имеющие размерность [$\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$]. Отношение концентраций $N_{n'}/N_B N_e$ можно при этом определить по формуле Саха-Больцмана, если допустить, что квазиконтинуум высоковозбужденных уровней атома в рекомбинирующей плазме находится в равновесии с непрерывным спектром [2].

Отметим также, что для рассматриваемых в работе гетероядерных систем $\text{RgXe}^+ + e$ расчеты автоионизационных ширин $\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon}$, параметра связи $\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n}$ и эффективного параметра взаимодействия $\Gamma_{nl \rightarrow n'l'}$ осуществлялись нами на основе вакансионной модели, предложенной в работах [8,43]. В первом приближении это дает

$$\Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon} = \sum_{l'} \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon l'}, \quad \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon l'} = \frac{4\pi}{25(2l+1)} \frac{\gamma_{ll'}}{n_*^3},$$

$$\Gamma_{nl \rightarrow n'l'} = \frac{1}{(n'_*)^3} \Gamma_{nl \rightarrow \varepsilon l'}. \quad (38)$$

Усовершенствование модели состояло в том, что волновые функции ридберговских состояний со значительным квантовым дефектом вычислялись здесь методом [47].

В случае гомоядерных систем $A_2^+ + e$ при вычислении электронных матричных элементов можно ограничиться дипольным членом в потенциале взаимодействия $\mathbf{V} = -e\mathbf{r} \cdot \mathbf{d}(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R})/\mathbf{r}^3$ и применить формулу [48,49]

$$\sum_{l'm', m} \left| \mathbf{V}_{i, \varepsilon l' m'}^{f, nlm}(\mathbf{R}) \right|^2 = \frac{m_e^2 \omega^4}{3e^2} |d_{fi}(R_\omega)|^2 \times \left\{ l |\mathcal{R}_{n, l}^{\varepsilon, l-1}|^2 + (l+1) |\mathcal{R}_{n, l}^{\varepsilon, l+1}|^2 \right\}. \quad (39)$$

Здесь $\mathbf{d}_{fi}(\mathbf{R}) = \langle \phi_f^{\text{BA}^+} | \mathbf{d}(\mathbf{r}_\kappa, \mathbf{R}) | \phi_i^{\text{BA}^+} \rangle$ – дипольный матричный элемент электронного перехода $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$

между терминами молекулярного иона A_2^+ , а $\mathcal{R}_{n,l}^{\varepsilon,l\pm 1} = \langle \varepsilon, l \pm 1 | r | nl \rangle$ — матричный элемент перехода электронной координаты по кулоновским волновым функциям, имеющий в квазиклассическом приближении вид [50]

$$\mathcal{R}_{n,l}^{\varepsilon,l\pm 1} = -\frac{(l+1/2)^2}{\pi\sqrt{3m_e n_*^3} \omega} [K_{2/3}(u) \mp K_{1/3}(u)],$$

$$u = \frac{\hbar\omega(l+1/2)^3}{6Ry}, \quad \hbar\omega = \frac{Ry}{n_*^2} + \varepsilon. \quad (40)$$

где $K_\nu(z)$ — функции Макдональда. Подставляя выражение (40) в (23), имеем

$$\Gamma_{n \rightarrow \varepsilon}(R_\omega) = \frac{\hbar\omega(l+1/2)^4}{3\pi n_*^3} f_{fi}(R_\omega) [K_{2/3}^2(u) + K_{1/3}^2(u)],$$

$$f_{fi}(R_\omega) = \frac{2m_e\omega |d_{fi}(R_\omega)|^2}{3\hbar e^2}, \quad (41)$$

где $f_{fi}(R_\omega)$ — сила осциллятора перехода. В случае водородоподобных атомов, когда $n_* = n$ и R_ω не зависит от l , окончательное квазиклассическое выражение для $\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n}(R_\omega)$ приобретает вид

$$\tilde{\Gamma}_{\varepsilon \rightarrow n}(R_\omega) = \frac{8Ry G_{n \rightarrow \varepsilon}}{3\sqrt{3} n^3} \left| \frac{d_{fi}(R_\omega)}{ea_0} \right|^2. \quad (42)$$

Здесь $G_{n \rightarrow \varepsilon}$ — фактор Гаунта, определяющий отличие точного результата от квазиклассического приближения Крамерса $G_{n \rightarrow \varepsilon}^{Kr} = 1$ [4]. Использование выражения (42) оправдано при захвате на уровни с $n \gg 1$, когда вкладом членов $(2l+1)\Gamma_{n \rightarrow \varepsilon}(R_\omega)$ с низкими l и большими квантовыми дефектами δ_l можно пренебречь. В остальных случаях необходимо провести прямое суммирование в (33) с помощью формул (39) и (40).

4. Захват электрона ионом и переходы $n \rightarrow n'$ в столкновениях с электронами

Для установления роли резонансного механизма захвата электронов в ридберговские состояния в плазме смесей инертных газов Rg/Xe ($[Xe] \ll [Rg]$) следует сравнить скорость W_n^{tr} трехчастичного процесса (2), обусловленного столкновениями с атомами Rg, со скоростью W_n^{ee} захвата электронов ионами при столкновениях с электронами (3). Скорость W_n^{tr} [с⁻¹] резонансного трехчастичного захвата электронов ионами в плазме с газовой, T , и электронной, T_e , температурами выражается через константу скорости β_n^{tr} [см⁶с⁻¹] с помощью соотношения $W_n^{tr} = \beta_n^{tr}(T, T_e) N_e N_B$. Скорость захвата электронов ионами при столкновениях с электронами равна $W_n^{ee} = \beta_n^{ee}(T_e) N_e^2$, где β_n^{ee} [см⁶с⁻¹] — константа скорости реакции (3). Тогда отношение скоростей

$$\frac{W_n^{ee}}{W_n^{tr}} = \chi \frac{\beta_n^{ee}(T_e)}{\beta_n^{tr}(T, T_e)} = \frac{\tilde{\beta}_n^{ee}(T_e)}{\beta_n^{tr}(T, T_e)}, \quad (43)$$

т.е. относительная эффективность сравниваемых механизмов оказывается пропорциональной степени ионизации плазмы $\chi = N_e/N_B$. Далее при сравнении с константой скорости $\beta_n^{tr}(T, T_e)$ мы будем использовать величину $\tilde{\beta}_n^{ee} = \chi \beta_n^{ee}(T_e)$ при различных значениях χ . Для оценки константы скорости β_n^{ee} процесса (3) можно использовать полученную на основе классического подхода Томсона формулу (см. (6.88) в [51]):

$$\beta_n^{ee} = 2^6 \pi^2 v_0 a_0^5 n^8 x_n^3 e^{x_n} \left[\frac{e^{-x_n}}{x_n} - E_1(x_n) \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow \begin{cases} \propto n^4/T_e^2, & x_n \sim 1, \\ \propto n^6/T_e, & x_n \gg 1, \end{cases} \quad x_n = Ry/(n^2 k_B T_e). \quad (44)$$

Здесь $E_1(x) = \int_x^\infty e^{-t}/t dt$. Ее применимость ограничена областью $n \gtrsim 15$. Более точное выражение для сечения трехчастичного захвата электрона $\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{ee}$ [см⁴с⁻¹] следует из соотношения детального баланса:

$$\sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{ee}(\varepsilon_2) = 2\pi^2 \hbar^3 (2l+1) \varepsilon_2' (2m_e \varepsilon_2 \varepsilon)^{-1} d\sigma_{n \rightarrow \varepsilon}(\varepsilon_2')/d\varepsilon, \quad (45)$$

и результата [52] для дифференциального сечения обратного процесса ионизации атома электронным ударом:

$$d\sigma_{n \rightarrow \varepsilon}(\varepsilon_2')/d\varepsilon = \pi e^4 (\varepsilon_2' + 3|\varepsilon_{nl}|)^{-1}$$

$$\times [(\varepsilon + |\varepsilon_{nl}|)^{-2} + 4|\varepsilon_{nl}|/(3(\varepsilon + |\varepsilon_{nl}|)^3)], \quad (46)$$

где ε_2 и ε_2' — начальная и конечная энергии второго электрона. Константа скорости, β_n^{ee} , захвата электронов ионами в тройных столкновениях с электронами рассчитывается по формуле

$$\beta_n^{ee}(T_e) = \sum_{l=0}^{n-1} \langle v_\varepsilon \langle v_{\varepsilon_2} \sigma_{\varepsilon \rightarrow nl}^{ee}(\varepsilon_2) \rangle_{T_e} \rangle_{T_e}.$$

Отношение эффективностей девозбуждения ридберговских n -уровней в результате неупругих переходов $n \rightarrow n'$ в столкновениях со свободными электронами (4) в сравнении с их резонансным тушением (7) зависит от χ :

$$\frac{W_n^e}{W_n^B} = \chi \frac{K_n^e(T_e)}{K_n^B(T)} = \frac{\tilde{K}_n^e(T_e)}{K_n^B(T)}, \quad (47)$$

где $\tilde{K}_n^e(T_e) = \chi K_n^e(T_e)$ — относительная константа скорости неупругого тушения (6). Для константы скорости, $K_{n \rightarrow n'}^e(T_e)$, перехода $n \rightarrow n'$ ($n > n'$), будем использовать квазиклассическую формулу (см. (8.30) в [4])

$$K_{n \rightarrow n'}^e(T_e) = \langle v_\varepsilon \sigma_{n \rightarrow n'}^e \rangle = \langle v_\varepsilon \sigma_{n \rightarrow n'}^{Born} \rangle f_\vartheta(\Delta n, n'), \langle v_\varepsilon \sigma_{n \rightarrow n'}^{Born} \rangle$$

$$= \frac{16\pi a_0^2 v_0}{n^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Ry}{k_B T_e}} \left\{ \left(1 - \frac{0.25}{\Delta n} \right) \frac{|\varepsilon_n \varepsilon_{n'}|^{3/2} Ry}{(\Delta\varepsilon)^4} \varphi \left(\frac{|\varepsilon_{n'}|}{k_B T_e} \right) \right.$$

$$+ \left(1 - \frac{0.6}{\Delta n} \right) \frac{|\varepsilon_n|^{3/2} \sqrt{Ry}}{(\Delta\varepsilon)^2} \left(\frac{4}{3\Delta n} + (n')^2 \right)$$

$$\left. \times \left[1 - \frac{|\varepsilon_{n'}|}{k_B T_e} \varphi \left(\frac{|\varepsilon_{n'}|}{k_B T_e} \right) \right] \right\}, \quad (48)$$

записанную в виде борновского выражения, умноженно-го на фактор:

$$f_{\vartheta}(\Delta n, n) = \ln \left(1 + (n\sqrt{\vartheta}/\Delta n) / \left[1 + c / \left(\Delta n\sqrt{\vartheta} \right) \right] \right) / \ln \left(1 + n\sqrt{\vartheta}/\Delta n \right). \quad (49)$$

Здесь $\Delta\varepsilon = |\varepsilon_n - \varepsilon_{n'}|$, $\Delta n > 0$, $\varphi(x) = -e^x \text{Ei}(-x)$, $c = 2.5$ и $\vartheta = k_B T_e / R\gamma$.

5. Результаты и обсуждение

5.1. Сравнение эффективностей механизмов трехчастичного захвата электронов

Зависимости констант скорости резонансного, $\beta_n^{\text{tr}}(T, T_e)$, и нерезонансного, $\beta_n^{\text{cap}}(T, T_e)$, захватов электронов в тройных столкновениях с атомами Rg от главного квантового числа n атома Хе в конечном канале приведены на рис. 2 для систем Ar+Xe⁺+e и Ne+Xe⁺+e. Расчеты константы скорости $\beta_n^{\text{tr}}(T, T_e)$ проводились на основе формул, представленных в разд. 3. Константа скорости $\beta_n^{\text{cap}}(T, T_e)$ вычислялась по формуле (17) с использованием выражений (11) и (13) для эффективного сечения нерезонансного захвата электрона и соотношений (12)–(16). Это позволяет учесть эффекты короткодействующего и поляризационного взаимодействий слабосвязанного электрона с атомами инертных газов, что особенно важно для неупругих переходов с достаточно большими передачами энергии [53,54]. Данные по фазам рассеяния ультрамедленных электронов на атомах Ar и Ne взяты из работ [55,56]. Интегрирование проводилось по максвелловским функциям распределения $f_{T_e}(\varepsilon)$ и $f_T(E)$. Электронная и газовая температуры полагались равными $T_e = 2000$ К и $T = 300$ К.

Из рис. 2, *a, b* видно, что у рассматриваемых систем близкие значения констант скоростей резонансного трехчастичного захвата на высоковозбужденные уровни n . Заселение таких уровней происходит при больших межъядерных расстояниях $R \gg R_e$ и потому слабо зависит от параметров ионов RgXe⁺ (R_e — их положение равновесия). Для обеих систем механизм резонансного трехчастичного захвата преобладает в заселении низколежащих ридберговских уровней и сравнивается по эффективности с нерезонансным механизмом при $n \sim 60$ (для $T = 300$ К). Поэтому при построении кинетики рекомбинации в плазмах, содержащих слабосвязанные молекулярные ионы, часто можно пренебречь влиянием нерезонансного захвата при столкновениях с атомами. Этот механизм может играть важную роль при достаточно больших значениях длины рассеяния электрона на возмущающем атоме, а также для ионов с очень низкими D_0 и малой приведенной массой (например, NeXe⁺).

На рис. 3 сравниваются эффективности резонансного трехчастичного захвата электронов на уровни n и захвата в тройных столкновениях со свободными электронами плазмы в случае систем Xe⁺+e+Kr, Xe⁺+e+Ar и Xe⁺+e+Ne. Расчеты проведены для температур $T = 300$ К и $T_e = 3000$ К. Вклад этих процессов в заселение n -уровня характеризуется величинами $\beta_n^{\text{tr}} N_B N_e$ и $\beta_n^{\text{ee}} N_e^2$. Согласно (43), их относительная эффективность зависит от степени ионизации плазмы χ . Поэтому на рис. 3 вместе с константой скорости β_n^{tr} процесса (2) приведены результаты для относительной константы скорости $\tilde{\beta}_n^{\text{ee}} = \beta_n^{\text{ee}} \chi$ захвата на уровень n при столкновениях с электронами. Величина β_n^{ee} рассчитана по формулам (45) и (46). Видно, что в случае систем с существенной энергией диссоциации (KrXe⁺ и ArXe⁺) процесс (3) вносит доминирующий вклад в заселение n -уровней при достаточно больших степенях ионизации: $\chi \gtrsim 10^{-5}$ для KrXe⁺ и $\chi \gtrsim 10^{-6}$ для ArXe⁺. С уменьшением χ начинается конкуренция представленных механизмов. При этом столкновения Хе+e+e вносят доминирующий вклад в заселение уровней с $n \gg 1$, тогда как резонансный механизм вносит вклад в заселение ограниченной области низколежащих уровней, определяемой параметрами ионов RgXe⁺. Границы этой области расширяются с уменьшением χ , и при $\chi \lesssim 10^{-8}$ заселение уровней с $n \lesssim 15$ обусловлено резонансными процессами.

Сравнение рис. 3, *a–c* показывает, что скорости процесса (2) кардинально различаются для рассматриваемых систем. В случае ионов с высокими энергиями диссоциации (KrXe⁺, рис. 3, *a*) резонансный захват приводит к преимущественному заселению наиболее низких ридберговских уровней $n \approx 8$, играя значимую роль даже при степенях ионизации $\chi \sim 10^{-5} - 10^{-4}$. Для систем с умеренными энергиями диссоциации (ArXe⁺, рис. 3, *b*) также происходит преимущественное резонансное заселение низколежащих уровней ($n \lesssim 15$), причем процесс (2) вносит существенный вклад даже при степенях ионизации $\chi \sim 10^{-5}$. Напротив, для систем с малыми D_0 (NeXe⁺, рис. 3, *b*) резонансный трехчастичный захват вносит существенный вклад лишь в заселение уровней с $n \gtrsim 15$. При малых D_0 величина β_n^{tr} мала по сравнению с $\tilde{\beta}_n^{\text{ee}}$, за исключением случаев низкой степени ионизации $\chi \lesssim 10^{-8}$. Большие различия в максимумах эффективностей резонансного трехчастичного захвата в системах Kr+Xe⁺+e, Ar+Xe⁺+e и Ne+Xe⁺+e определяются тем, что сечения захвата на уровни n растут с уменьшением n .

5.2. Диссоциативный захват электронов гетероядерными и гомоядерными ионами

Результаты расчетов констант скоростей диссоциативного захвата (1) ионами KrXe⁺, ArXe⁺, NeXe⁺ и Хе₂⁺ в ридберговские состояния представлены на рис. 4. Расчеты проведены с помощью формул разд. 3 при температурах $T_e = 1000$ и 3000 К и $T = 300, 700$ и 1000 К и учитывали сложную структуру уровней атома

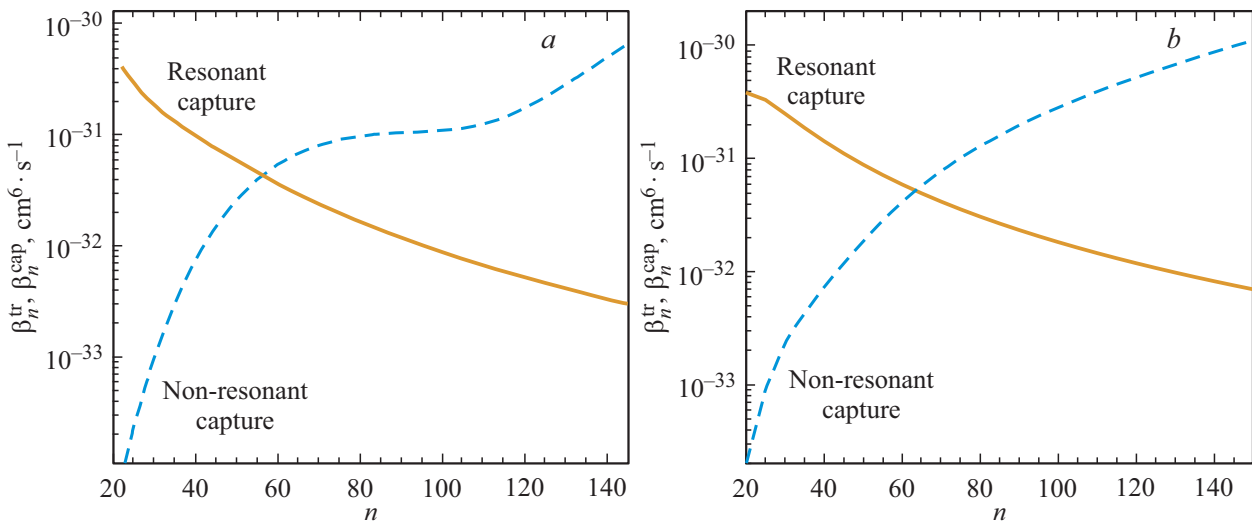


Рис. 2. Константы скорости β_n^{tr} и β_n^{cap} трехчастичного резонансного (2), сплошная линия, и нерезонансного (5), штриховая линия, захвата электронов на все lm -подуровни уровня n атома Xe^* в столкновениях с атомами Ar (а) и Ne (б) при $T_e=2000$ К и $T=300$ К.

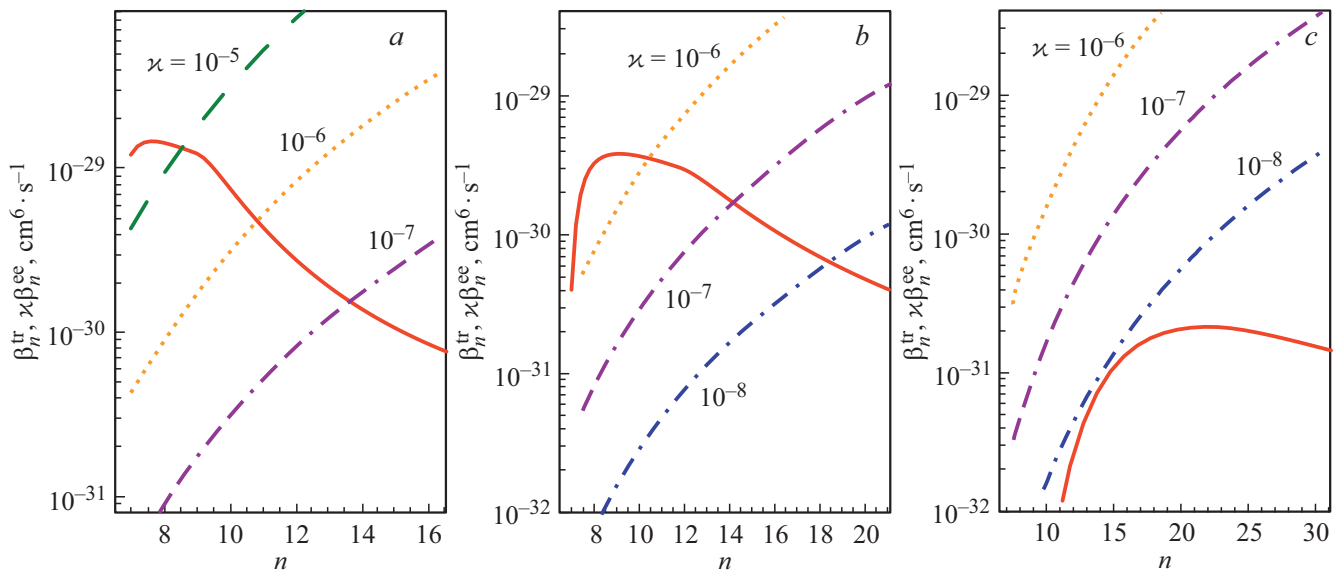


Рис. 3. Сравнение эффективностей трехчастичного захвата электронов на ридберговские уровни атома $\text{Xe}(n)$ в резонансных реакциях (2): $\text{Xe}^+ + e + \text{Kr}$ (а), $\text{Xe}^+ + e + \text{Ar}$ (б) и $\text{Xe}^+ + e + \text{Ne}$ (с), и в столкновениях с электронами (3) при различных степенях ионизации χ ($T=300$ К, $T_e=3000$ К). Сплошные кривые — константы скорости β_n^{tr} процесса (2). Штриховые кривые — относительная эффективность $\tilde{\beta}_n^{\text{ee}} = \beta_n^{\text{ee}} \chi$ процесса (3).

$\text{Xe}[5p^5(2P_j)nl[K]_g]$, связанную с наличием квантовых дефектов при $l < 3$ (см. рис. 3 в [43]). Электронные матричные элементы перехода для гетероядерных ионов вычислялись методом [8] по формуле (38), а для иона Xe_2^+ с помощью формул (33), (39) и (40). Сравнение рис. 4, а-d указывает на существенные различия в поведении констант скоростей реакции (1) в рассматриваемых системах в зависимости от n .

В случае иона Xe_2^+ из-за большой энергии диссоциации $D_0=0.97$ eV в процессе рекомбинации преобладает заселение низколежащих уровней атома Xe с $n \lesssim 8$ [10]. Наиболее точные расчеты констант скоростей захвата

на эти уровни следует проводить методами, описанными в [5]. Для ионов ArXe^+ и KrXe^+ наиболее существенная область диссоциативного захвата, приводящего к заселению ридберговских уровней, сдвинута в область $8 \lesssim n \lesssim 15$ и имеет максимум при $n \approx 12$ для ArXe^+ и $n \approx 9$ для KrXe^+ (рис. 4, а и 4, d). Константы скорости захвата, α_n^{dr} , превосходят соответствующие величины для иона Xe_2^+ на 2–3 порядка при $T_e=1000$ К и на порядок величины при $T_e=3000$ К. Для иона NeXe^+ основная область ДР сдвинута в область $n \sim 20$, ввиду малого значения D_0 , так что суммарная эффективность этого

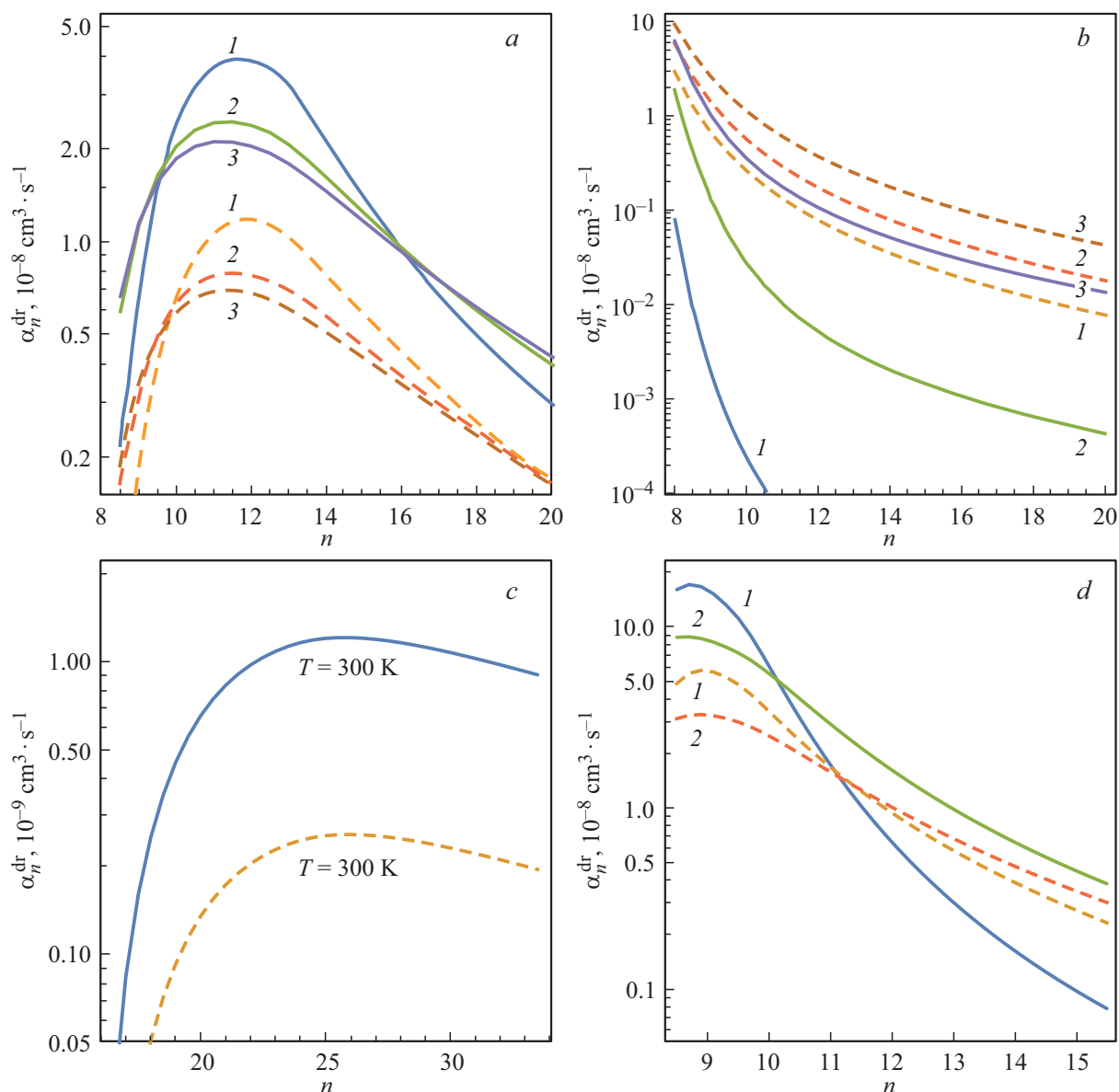


Рис. 4. Константы скорости, $\alpha_n^{\text{dr}}(T, T_e)$, диссоциативного захвата электронов (1) на все lm -подуровни атома $\text{Xe}(n)$ для систем $\text{ArXe}^+ + e$ (a), $\text{Xe}_2^+ + e$ (b), $\text{NeXe}^+ + e$ (c) и $\text{KrXe}^+ + e$ (d) при температурах электронов $T_e=1000$ (сплошные кривые) и 3000 K (штриховые кривые) и газа $T=300$ (1), 700 (2), и 1000 K (3).

процесса оказывается крайне малой в сравнении с ДР ионов ArXe^+ , KrXe^+ и Xe_2^+ .

При заселении уровней вблизи максимумов в системах $\text{KrXe}^+ + e$ и $\text{ArXe}^+ + e$ эффективность ДР традиционно растет с уменьшением газовой, T , и электронной, T_e , температур. Как следует из рис. 4, b, в системе $\text{Xe}_2^+ + e$ при заселении тех же уровней наблюдается обратная зависимость константы скорости $\alpha_n^{\text{dr}}(T_e, T)$ от температур – вероятность захвата падает при понижении T и T_e . Нетипичная зависимость от T обусловлена тем, что при заселении возбужденных уровней n наибольший вклад в переходы вносят колебательно-вращательные состояния ядер с энергией $E_{v,J} \approx U_i(R_\omega)$, а их населенность при низких T мала. Низкая эффективность диссоциативного

захвата гомоядерных ионов на высокие уровни n при малых T_e указывает на пороговый характер процесса: энергия электронов должна быть достаточно высокой, чтобы скомпенсировать различие между дном потенциальной ямы основного терма и областью резонансных переходов, т.е. $k_B T_e \sim D_0 - |U_i(R_\omega)|$. Таким образом, механизм ДР гетероядерных ионов гораздо эффективнее заселяет уровни атома Xe с $n \gtrsim 10$, чем в случае гомоядерного иона Xe_2^+ . При этом относительный вклад ионов RgXe^+ резко возрастает при снижении T и T_e .

Поведение кривых на рис. 4, b вступает в кажущееся противоречие с экспериментальными данными, согласно которым коэффициент ДР ионов Xe_2^+ убывает с ростом T и T_e . Расхождение определяется тем, что

измеряемые коэффициенты $\alpha^{\text{dr}}(T_e, T)$ включают захват на все допустимые уровни n и могут быть приближенно описаны как $\alpha^{\text{dr}}(T_e, T) \approx \sum_n \alpha_n^{\text{dr}}(T_e, T)$. В случае Xe_2^+ наибольший вклад в сумму вносят низколежащие уровни атома Xe, которые нельзя точно описать в рамках нашего подхода, применимого при $n_* \gg 1$. Тем не менее качественные оценки с помощью нашей модели показывают, что константы скорости захвата на низкие уровни $\alpha_{\text{low}}^{\text{dr}}(T_e, T)$, а также $\sum_n \alpha_n^{\text{dr}}(T_e, T)$ убывают с ростом температур.

Рисунок 4 показывает, что для значительного влияния ДР гетероядерных ионов RgXe^+ на кинетику рекомбинации плазмы смеси Rg/Xe необходимо, чтобы их концентрация $[\text{RgXe}^+]$ более, чем на порядок, превосходила концентрацию $[\text{Xe}_2^+]$. При равновесном распределении молекулярных ионов в плазме смеси Rg/Xe такое условие практически недостижимо при $T = 300\text{--}500\text{ K}$ из-за большой величины D_0 иона Xe_2^+ . Однако в реальных экспериментах [8,24,28,31,32] при условии $[\text{Rg}] \gg [\text{Xe}]$ вследствие того, что конверсия атомарных ионов Xe^+ в ионы Xe_2^+ протекает намного медленнее, чем в гетероядерные RgXe^+ , реализуются неравновесные условия. При этом влияние ДР ионов Xe_2^+ на кинетику рекомбинации существенно снижается и роль резонансных процессов захвата электронов ионами RgXe^+ может оказаться значительной даже при $T \approx 300\text{--}500\text{ K}$.

5.3. Роль столкновительного девозбуждения ридберговских уровней

Помимо процессов захвата электрона в рекомбинирующей плазме происходят процессы столкновительного и радиационного тушения ридберговских уровней, что требует включения этих процессов в самосогласованное решение задачи об электрон-ионной рекомбинации [2]. Ниже будет исследована роль различных механизмов девозбуждения в плазме смесей Rg/Xe . Изучение влияния таких процессов на эффективность рекомбинации требует решения кинетических уравнений. В упрощенном виде это было сделано в [7] при расчете коэффициента рекомбинации. Однако ряд важных выводов о роли различных механизмов столкновительного тушения можно сделать путем анализа поведения констант скоростей соответствующих реакций.

5.3.1. Сравнение эффективности резонансных механизмов девозбуждения и захвата на ридберговские уровни Рассмотрим, как соотносятся между собой резонансные процессы тушения (7) и захвата электрона (1), (2) при столкновениях с атомами буферного газа. Реакции (2) и (7) отличаются тем, что в первом случае электрон исходно находится в непрерывном спектре, а во втором — в дискретном. Поэтому сечения этих реакций имеют разные размерности. На рис. 5, а представлены нормированные сечения $\sigma_{n \rightarrow n-\Delta n}^{\text{res}} / (\sigma_{n \rightarrow n-1}^{\text{res}})_{\text{max}}$ резонансных переходов $n \rightarrow n'$ между ридберговскими уровнями $\text{Xe}(n)$ в столкновениях

с атомами Ne при энергии относительного движения $E = k_B T / 2$, $T = 300\text{ K}$ в зависимости от n . Нормированные сечения $\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{tr}} / (\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{tr}})_{\text{max}}$ резонансного захвата в системе $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ для тех же значений E и различных значений $\varepsilon = k_B T_e / 2$ ($T_e = 500, 1000$ и 1500 K) приведены на рис. 5, б. Для каждого значения Δn сечение $\sigma_{n \rightarrow n-\Delta n}^{\text{res}}(E)$ имеет ярко выраженный максимум, при этом преобладают переходы $n \rightarrow n-1$ с $\Delta n = 1$. Максимумы сечений значительно сдвинуты в сторону низких n по сравнению с $\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{tr}}(E)$. Положения максимумов определяются условием, что переходы между термами происходят вблизи положения равновесия R_e , т.е. $\Delta U_{fi}(R_e) \approx \varepsilon + Ry/n^2$ и $\Delta U_{fi}(R_e) \approx 2Ry \Delta n/n^3$ для переходов $\varepsilon \rightarrow n$ и $n \rightarrow n-1$ соответственно. При заданном $\Delta U_{fi}(R_e)$ второе условие выполняется при меньших n , что приводит к смещению максимума. Заметим, что „рабочие“ области процессов пересекаются. Это указывает на необходимость одновременного учета этих процессов при построении кинетики рекомбинации.

Сравним скорости резонансного захвата $\varepsilon \rightarrow n$ и резонансных переходов $n' \rightarrow n$ в образовании ридберговского атома $\text{Xe}(n)$. Они описываются величинами $W_n^{\text{res}} = \beta_n^{\text{res}} N_B N_e$ [s^{-1}] и $W_n^{\text{q}} = \sum_{n' > n} K_{n' \rightarrow n}^{\text{q}} N_{n'}$ [s^{-1}], где $K_{n' \rightarrow n}^{\text{q}} = \langle V \sigma_{n' \rightarrow n}^{\text{q}} \rangle_T$ [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$]. При равновесном заселении высоковозбужденных уровней атома величина W_n^{q} может быть записана в виде $W_n^{\text{q}} = \beta_n^{\text{q}} N_B N_e$, где $\beta_n^{\text{q}} = \sum_{n' > n} K_{n' \rightarrow n}^{\text{q}} N_{n'} / (N_B N_e)$ [$\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$], а отношение $N_{n'} / (N_B N_e)$ рассчитано по формуле Саха. Это сводит анализ эффективности заселения уровня n за счет указанных процессов к сопоставлению величин β_n^{res} и β_n^{q} . Зависимости этих величин от n изображены на рис. 6 для систем $\text{Kr} + \text{Xe}^+ + e$, $\text{Ar} + \text{Xe}^+ + e$ и $\text{Ne} + \text{Xe}^+ + e$ при $T = 300$ и 500 K и $T_e = 2000\text{ K}$. Видно, что в системах с относительно высокими значениями энергии диссоциации молекулярных ионов (KrXe^+) механизмы резонансного захвата (1), (2) доминируют во всей области n , что главным образом связано с высокой эффективностью процессов ДР (1) ввиду большой вероятности образования катионов VA^+ . По той же причине резонансный захват гораздо эффективнее, чем механизм тушения (7), способствует заселению уровней n в случае ионов с умеренными значениями D_0 (ArXe^+). С ростом газовой температуры T концентрация VA^+ падает, и относительная эффективность резонансного захвата снижается. Иная ситуация наблюдается для систем с малыми значениями D_0 (NeXe^+). Вследствие низкой вероятности формирования ионов VA^+ влияние канала ДР мало, и динамика заселения ридберговских уровней n преимущественно определяется резонансными столкновительными процессами с участием частиц В. Резонансное тушение доминирует по причине большего статистического веса связанных состояний атома А, а эффективность обоих процессов слабо зависит от T .

Следует отметить, что приведенный выше анализ выполнен в предположении, что квазиконтинуум высоковозбужденных уровней атома Xe находится в равновесии с непрерывным спектром. В общем случае при учете

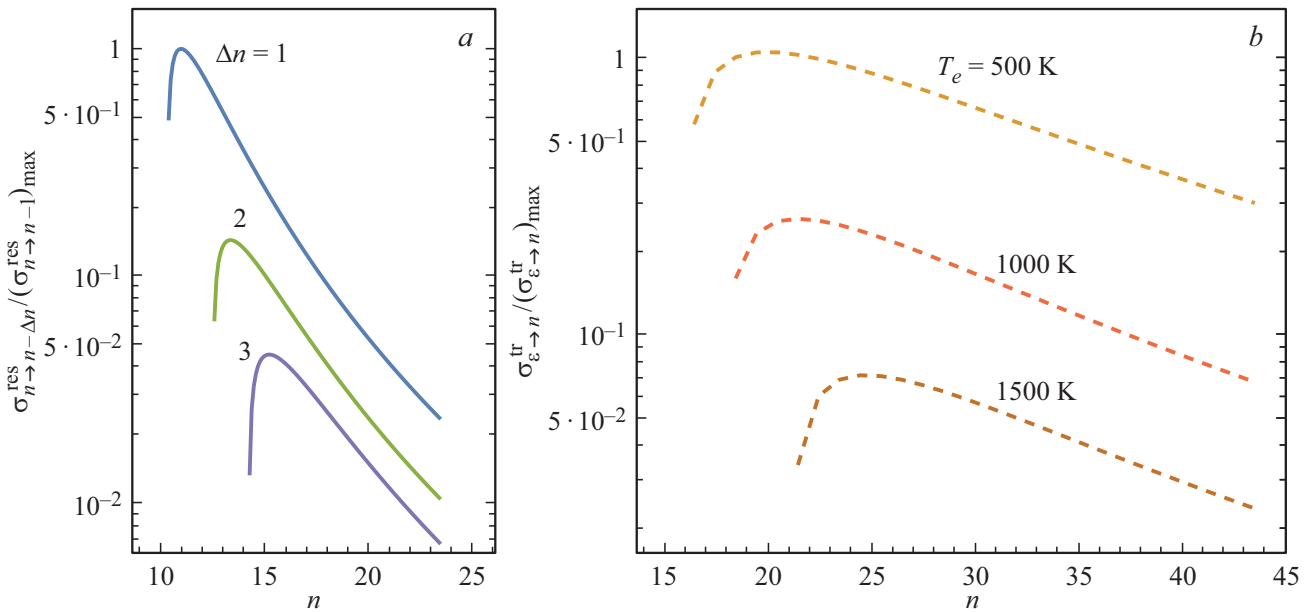


Рис. 5. (a) Нормированные сечения $\sigma_{n \rightarrow n-\Delta n}^{\text{res}} / (\sigma_{n \rightarrow n-1}^{\text{res}})_{\text{max}}$ резонансного тушения уровней Xe(n) атомами Ne при $\Delta n = 1-3$. (b) Нормированные сечения $\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{tr}} / (\sigma_{\varepsilon \rightarrow n}^{\text{tr}})_{\text{max}}$ резонансного захвата электронов в системе Ne+Xe⁺+e при энергии электронов $\varepsilon = k_B T_e / 2$ ($T_e = 500, 1000, 1500$ К). Энергия столкновения частиц Ne и Xe⁺ равна $E = k_B T / 2$, $T = 300$ К.

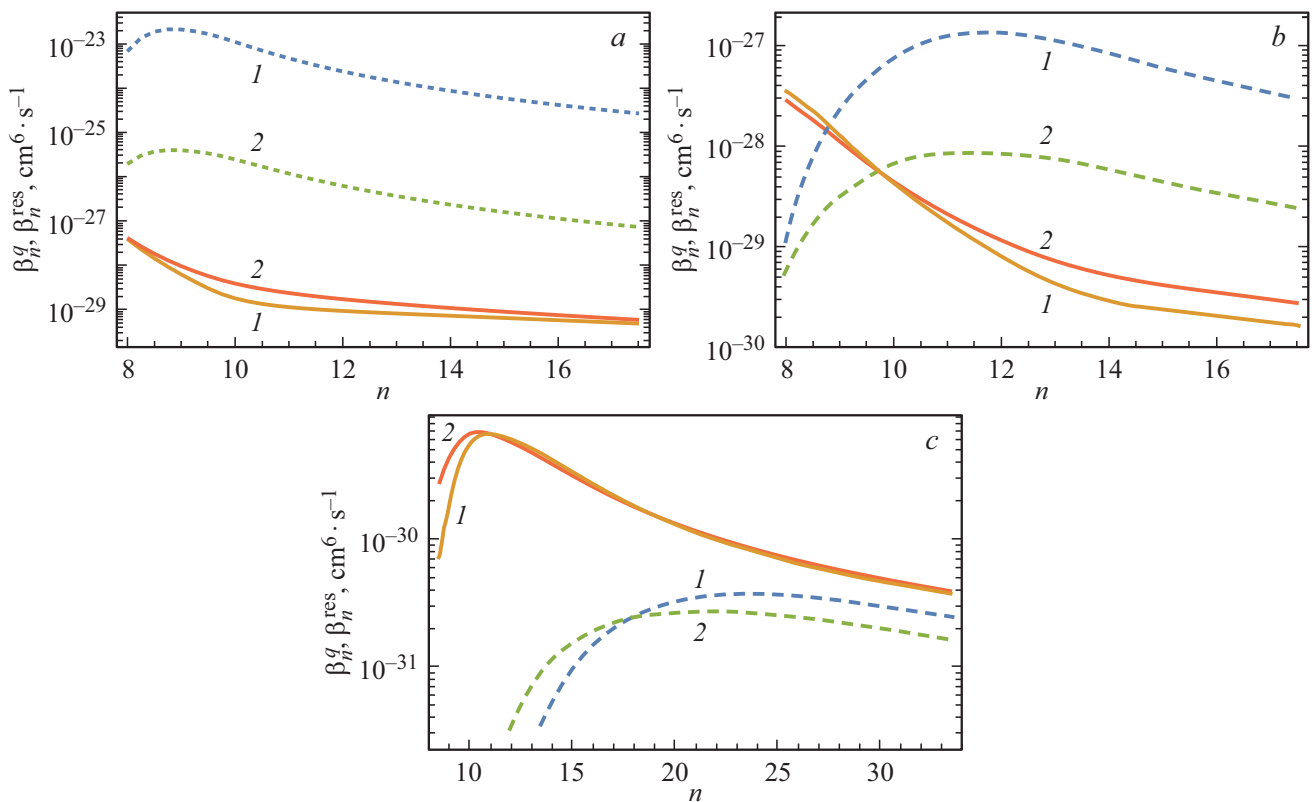


Рис. 6. Константа скорости β_n^{res} резонансного захвата электрона на уровень n (штриховые кривые) и эффективная константа скорости (37) резонансного тушения $\beta_n^q = \sum_{n' > n} K_{n' \rightarrow n}^q N_{n'} / (N_B N_e)$ (сплошные кривые) для систем Kr+Xe⁺+e (a), Ar+Xe⁺+e (b) и Ne+Xe⁺+e (c) при температурах $T = 300$ (1) и 500 К (2) и $T_e = 2000$ К.

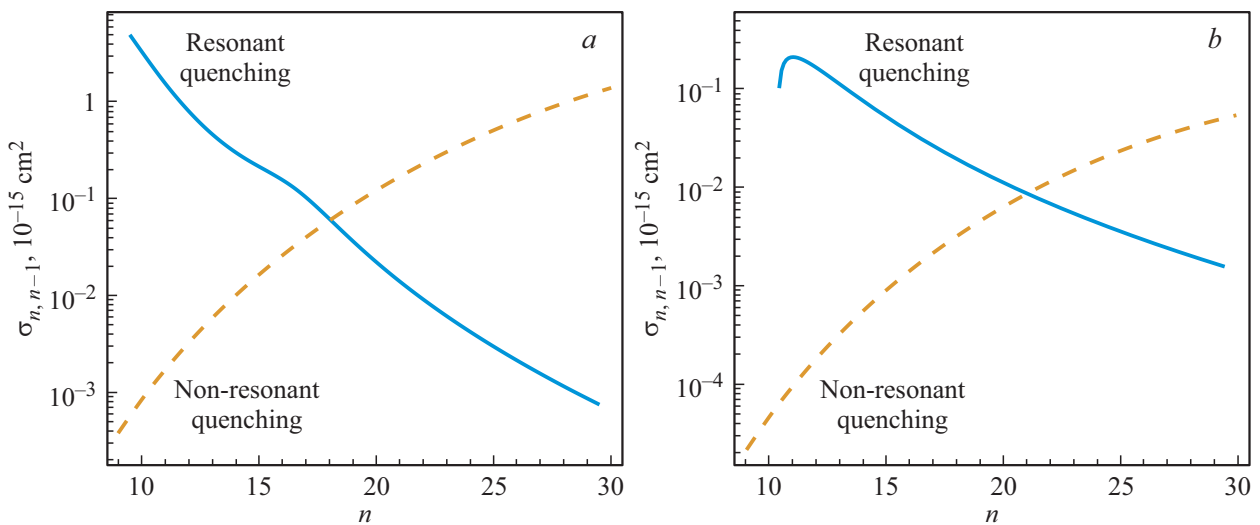


Рис. 7. Сечения тушения ридберговских уровней атома Xe(*n*) при столкновениях ($E=k_B T/2$, $T=300$ К) с атомами Ar (*a*) и Ne (*b*). Сплошные и штриховые кривые — резонансный и нерезонансный механизмы переходов $n \rightarrow n - 1$ соответственно.

различных механизмов захвата и дискретных переходов это предположение не всегда обосновано. Более точный анализ эффективности указанных резонансных процессов требует рассмотрения кинетики рекомбинации.

5.3.2. Сравнение эффективности резонансных и нерезонансных механизмов девозбуждения ридберговского атома

Проанализируем эффективность процесса (7) резонансного девозбуждения $n \rightarrow n'$ в сравнении с процессами нерезонансного тушения, обусловленными рассеянием слабосвязанного электрона на атоме и на свободном электроны. На рис. 7 представлены зависимости от *n* сечений резонансных и нерезонансных переходов $n \rightarrow n'$ для систем Ar + Xe(*n*) и Ne + Xe(*n*) при энергии столкновения $E=k_B T/2$, $T = 300$ К. Зависимости демонстрируют качественные различия. Вероятность нерезонансного тушения растет при уменьшении энергии перехода, и соответствующие сечения растут с увеличением *n*. Напротив, эффективность резонансного тушения ограничена областью низких уровней и быстро убывает с ростом *n* (рис. 5). Максимум сечения $\sigma_{n \rightarrow n-1}^{res}(E)$ сдвинут по *n* в сторону низких уровней и потому не изображен на рис. 7, *a*. Сечения процессов становятся близкими при $n \approx 20$. Для обеих систем Ar + Xe(*n*) и Ne + Xe(*n*) указанная область *n* далека от положения максимума $\sigma_{n \rightarrow n-1}^{res}(E)$, так что влиянием нерезонансного тушения (6) в рабочей области переходов $n \rightarrow n - 1$ можно пренебречь за исключением слабосвязанных ионов с малой приведенной массой и существенной длиной рассеяния атома В.

Сравним эффективности процессов столкновительно-го девозбуждения состояний Xe(*n*) свободными электронами и процессов резонансного и нерезонансного тушения атомов ксенона при столкновениях с атомами буферного газа ($B = Ne, Ar$). Скорости соответствующих реакций $W_n^e = K_n^e N_e$ [s^{-1}] и $W_n^B = K_n^B N_B$ [s^{-1}]

определяются полными константами скорости тушения $K_n^B = \sum_{n' < n} \langle V \sigma_{n \rightarrow n'}^B \rangle_T$ и $K_n^e = \sum_{n' < n} \langle v_e \sigma_{n \rightarrow n'}^e \rangle_{T_e}$ при столкновениях с нейтральными частицами и электронами, а также степенью ионизации плазмы $\chi = N_e / N_B$. Результаты расчетов величины K_n^B представлены на рис. 8. Кроме того, рис. 8 содержит относительные константы скорости $\tilde{K}_n^e = \chi \sum_{n' < n} \langle v_e \sigma_{n \rightarrow n'}^e \rangle$ тушения Xe(*n*) электронным ударом. Расчеты выполнены при $T=300$ К и $T_e=3000$ К. Резонансное тушение доминирует при низких *n* и для Ar + Xe(*n*), и для Ne + Xe(*n*). Следовательно, для самосогласованного описания кинетики рекомбинации в плазмах с низкой степенью ионизации ($\chi \lesssim 10^{-7}$) необходим корректный учет процессов резонансного тушения. При высоких *n* основной вклад в тушение дают процессы (4). Нерезонансное тушение (6) играет значительную роль лишь при больших *n* и $\chi \leq 10^{-8}$.

5.4. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

В данном разделе осуществлен оценочный расчет интегрального коэффициента ДР $\tilde{\alpha}^{dr}(T_e, T)$ гомоядерного иона Xe_2^+ при $T=300$ К и $T_e = 300-10000$ К. Важно отметить, что точный расчет величины $\tilde{\alpha}^{dr}(T_e, T)$ в случае Xe_2^+ ограничен критериями применимости разработанной модели. В широком диапазоне параметров плазмы определяющий вклад в коэффициент рекомбинации вносят захваты на низколежащие уровни квазимолекулы $Xe_2(n)$, в которых на динамику внешнего электрона оказывает значительное влияние электронная оболочка молекулярного иона. При этом используемый нами метод расчета автоионизационных ширин может приводить к значительным ошибкам. Выбор системы (Xe_2^+) для сравнения определяется тем, что надежных экспериментальных данных для гетероядерных ионов $RgXe^+$ в литературе мало. Для того, чтобы продемонстрировать

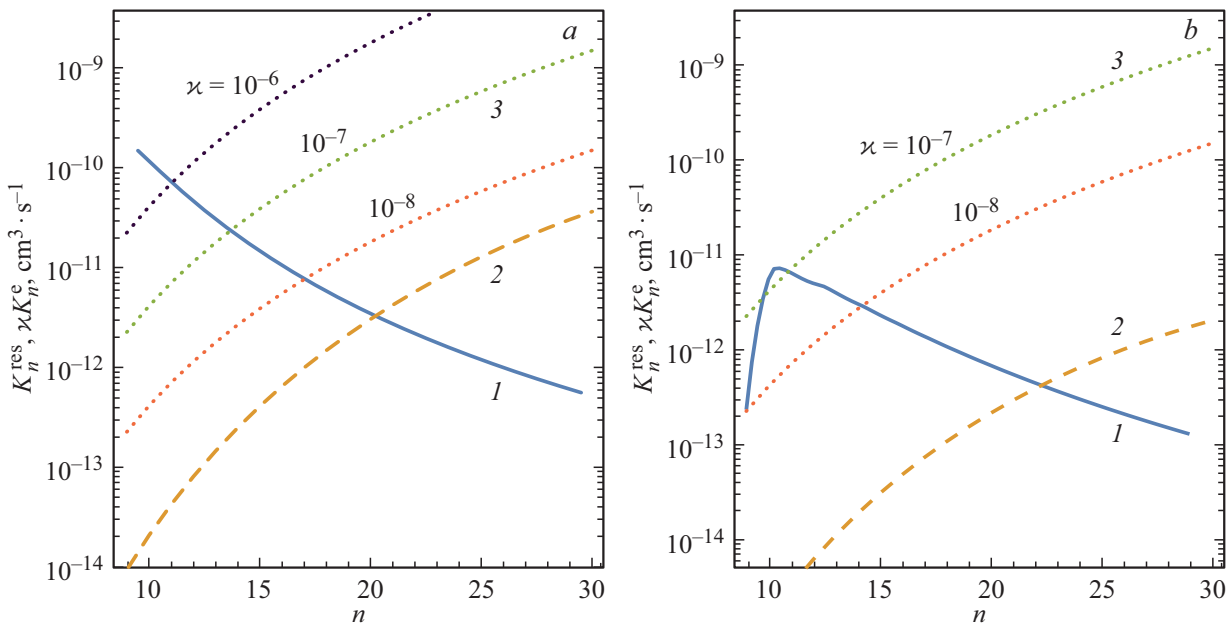


Рис. 8. Константы скорости тушения уровней $Xe(n)$ атомами Ag (a) и Ne (b) и электронами в плазме с $T=300$ К, $T_e=3000$ К и степенями ионизации $\chi=10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$. Сплошные кривые 1 — константы скорости $K_n^q(T)=\sum_{n'<n} K_{n\rightarrow n'}(T)$ резонансного тушения (7). Штриховые кривые 2 — константы скорости нерезонансного тушения (19). Пунктирные кривые 3 — относительные константы скорости $\tilde{K}_n^e=\sum_{n'<n} K_{n\rightarrow n'}^e(T_e)\chi$ тушения в столкновениях с электронами (48).

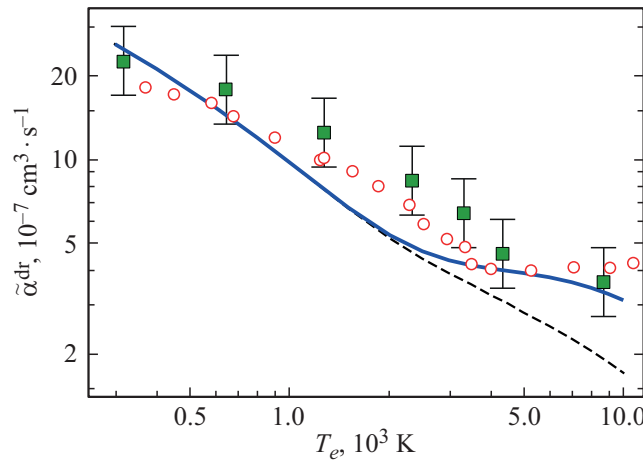


Рис. 9. Сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных по коэффициентам ДР иона Xe_2^+ при $T=300$ К и различных T_e . Сплошная линия — представленная теория + оценка вкладов малых n ; штрихи — оценка вкладов малых n ; квадраты — экспериментальные данные [57], круги — экспериментальные данные [58].

эффективность разработанного подхода в области его применимости, мы описывали величину $\tilde{\alpha}^{dr}(T_e, T)$ как сумму двух вкладов: $\tilde{\alpha}^{dr}(T_e, T)=\tilde{\alpha}_{low}^{dr}(T_e, T)+\alpha_{Ry}^{dr}(T_e, T)$, где $\alpha_{Ry}^{dr}(T_e, T)=\sum_{n\geq 8} \alpha_n^{dr}(T_e, T)$ описывает вклад захвата на ридберговские уровни и рассчитывается в рамках описанной в разд. 3 модели, а $\tilde{\alpha}_{low}^{dr}(T_e, T)$ характеризует захват на низколежащие уровни. Величина $\tilde{\alpha}_{low}^{dr}(T_e, T)$ вносит определяющий вклад в полный коэффициент ДР в области низких электронных температур T_e , так как эффективность диссоциативного захвата на высоковозбужденные уровни в этом случае крайне мала (рис. 4, b).

Величина $\tilde{\alpha}_{low}^{dr}(T_e, T)$ описывалась на оценочном уровне с помощью нашей модели как захват на эффективный низколежащий уровень, для которого эффективное главное квантовое число и автоионизационная ширина были получены с помощью интерполяции методом наименьших квадратов экспериментальных данных из работ [57,58] в области низких температур $T_e \leq 1000$ К. Данное приближение было успешно использовано в ряде известных работ (например, [25]).

На рис. 9 представлено сравнение результатов указанного расчета с экспериментальными данными из

работ [57,58]. Из рис. 9 видно, что в области $T_e \leq 1000$ К преобладает вклад $\tilde{\alpha}_{\text{low}}^{\text{dr}}(T_e, T)$ (штриховая линия). При этом приближение захвата на эффективный уровень дает хорошее согласие с экспериментальными данными в полном соответствии с разработанными ранее моделями, согласно которым ДР обусловлена преимущественно резонансными переходами вблизи положения равновесия иона VA^+ . С ростом T_e становится существенным вклад резонансного захвата на ридберговские уровни, описываемый в рамках развитого подхода. Отметим, что теория хорошо описывает как область температур, при которых в соответствии с экспериментальными данными начинается заселение высоковозбужденных состояний, так и величину соответствующего вклада. Таким образом, разработанная нами модель дает физическое описание наблюдаемого в экспериментах нетипичного поведения кривых ДР иона Xe_2^+ в области повышенных электронных температур. Согласно нашим расчетам, такое поведение кривой обусловлено тем фактом, что в указанной области определяющий вклад в ДР вносит захват на уровни с $n \gg 1$, который имеет явно выраженный пороговый характер.

6. Заключение

Проведено исследование резонансных и нерезонансных механизмов заселения и тушения ридберговских состояний в плазме смесей инертных газов. С использованием импульсного приближения развит способ расчета эффективного сечения и константы скорости нерезонансного захвата электрона в тройных столкновениях с атомами В. Интегральные вклады состояний непрерывного и дискретного спектров иона VA^+ в эффективные сечения и константы скоростей резонансного захвата (1) и (2) электронов в ридберговские состояния атомов и резонансных переходов $n \rightarrow n'$ в системе $V+A^++e$ рассчитаны в рамках оригинального теоретического подхода.

На примере систем $Kr+Xe^++e$, $Ar+Xe^++e$ и $Ne+Xe^++e$ с различными энергиями диссоциации молекулярных ионов при температурах T и T_e и степени ионизации χ , характерных для плазмы послесвечения разрядов, найдены области доминирования резонансного механизма свободно-связанных (1), (2) и связанно-связанных (7) переходов электрона. Определены зависимости соответствующих сечений и констант скоростей переходов от главного квантового числа n атома Хе и температур T и T_e . Обнаружены большие количественные различия результатов для изучаемых систем. Установлено преобладание резонансного захвата электронов на уровни с $n \lesssim 15$ в системах с энергией диссоциации $D_0 \gtrsim 100$ meV ($KrXe^+$ и $ArXe^+$), за исключением плазмы с большими $\chi \gtrsim 10^{-4}$. Захват электронов на высокие уровни с $n \gtrsim 20$ происходит вследствие тройных столкновений со свободными электронами (3). Влиянием нерезонансного захвата (5) в тройных столкновениях

с атомами буферного газа можно пренебречь при не слишком больших газовых температурах, $T \lesssim 1000$ К, и степенях ионизации $\chi \gtrsim 10^{-8}$. В системе с малой энергией диссоциации, $D_0 \lesssim 50$ meV ($NeXe^+$), эффективность резонансного захвата снижается; он преобладает в захвате на уровни с $n \lesssim 15$ лишь при степенях ионизации $\chi \lesssim 10^{-8}$. При этом нерезонансный захват в столкновениях с электронами (3) следует учитывать при всех значениях n . В системах с малыми значениями D_0 при низких χ и высоких температурах T принципиален учет нерезонансного процесса (5). В промежуточных случаях, когда скорости различных процессов захвата электронов сопоставимы, следует ожидать эффективного взаимовлияния рассмотренных механизмов в кинетике рекомбинации.

Проведены расчеты и сравнительный анализ поведения констант скоростей захвата электронов в ридберговские состояния атомов Хе слабо- и умеренно-связанными, $NeXe^+$, умеренно-связанными, $ArXe^+$, и сильно-связанными, $KrXe^+$ и Xe_2^+ , молекулярными ионами. Полученные результаты имеют важное значение для работ по моделированию кинетики рекомбинационных и релаксационных процессов в неравновесной плазме смесей инертных газов и для выяснения механизма достижения инверсии заселенности мощного ксенонового лазера ИК диапазона.

Выполнен анализ эффективностей различных каналов (4), (6) и (7) столкновительного тушения состояний $Xe(n)$ в изучаемых плазмах. Установлено, что резонансное девозбуждение происходит в основном при изменении n на единицу. Сечения и константы скорости этого процесса имеют ярко выраженный максимум по n как для систем с малой энергией диссоциации иона, так и в случае умеренных значений D_0 . Максимум смещен в сторону меньших n по отношению к максимуму сечений процессов (1), (2), что указывает на то, что резонансное тушение может ускорять электрон-ионную рекомбинацию. В системах с малыми значениями D_0 скорости резонансного тушения могут значительно превосходить скорости резонансного захвата электрона. Учет влияния резонансных переходов $n \rightarrow n'$ принципиален для описания процессов заселения ридберговских уровней с $n \lesssim 15$. На заселение уровней с $n \gtrsim 20$, главным образом, влияют нерезонансные переходы $n \rightarrow n'$ при столкновениях со свободными электронами или нейтральными атомами. Соотношение между ними определяется величинами χ , T_e и T .

Результаты работы расширяют традиционные представления о роли столкновений с нейтральными и заряженными частицами в процессах электрон-ионной рекомбинации и релаксации энергии по атомным уровням в плазме. Они создают основу для разработки эффективных кинетических моделей плазм смесей инертных газов, а также могут оказаться полезными при моделировании работы устройств, основанных на барьерном разряде, плазменных панелей, микроплазменных ячеек, источников ВУФ излучения и газовых лазеров.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Griem H.R. Principles of Plasma Spectroscopy. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
- [2] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982; Biberman L.M., Vorob'ev V.S., Yakubov I.T. Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasmas. New York: Consultants Bureau, 1987.
- [3] Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982.
- [4] Lebedev V.S., Beigman I.L. Physics of Highly Excited Atoms and Ions. Berlin: Springer-Verlag, 1998.
- [5] Larsson M., Orel A.E. Dissociative Recombination of Molecular Ions. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- [6] Flannery M.R. in: Springer Handbooks of At. Mol. Opt. Phys. Ed. G.W.F. Drake. N.Y.: Springer-Verlag, Part D, Chapter 54, P. 799, 2006.
- [7] Лебедев В.С., Кислов К.С., Нарич А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 9. С. 618. doi 10.1134/S0370274X18210038; Lebedev V.S., Kislov K.S., Narits A.A. // JETP Lett. 2018. V. 108. N 9. P. 582. doi 10.1134/S0021364018210087
- [8] Иванов В.А., Лебедев В.С., Марченко В.С. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 86; Ivanov V.A., Lebedev V.S., Marchenko V.S. // Sov. Phys. JETP. 1988. V. 67. N 11. P. 2225.
- [9] Bates D.R. // J. Phys. B. 1991. V. 24. N 3. P. 703. doi 10.1088/0953-4075/24/3/025
- [10] Иванов В.А. // УФН 1992. Т. 162. № 1. С. 35. doi 10.3367/UFN.1992.0162.199201b.0035; Ivanov V.A. // Sov. Phys. Usp. 1992. V. 35. N 1. P. 17. doi 10.1070/PU1992v035n01ABEH002192
- [11] Dissociative Recombination of Molecular Ions with Electrons. Ed. by Guberman S.L., N.Y.: Springer, 2013.
- [12] Lukáč P., Mikuš O., Morva I., Zábudlá Z., Trnovec J., Morvová M., Hensel K. // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. V. 21. N 6. P. 065002. doi 10.1088/0963-0252/21/6/065002
- [13] Lukáč P., Mikuš O., Morva I., Zábudlá Z., Trnovec J., Morvová M. // Contrib. Plasma Phys. 2011. V. 51. N 7. P. 672. doi 10.1002/ctpp.201000084
- [14] Orel A.E., Ngassam V., Roos J.B., Royal J., Larson Å. // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 192. P. 012006. doi 10.1088/1742-6596/192/1/012006
- [15] Yan X., Lin Y., Huang R., Hang W., Harrison W.W. // J. Anal. At. Spectrom. 2010. V. 25. N 4. P. 534. doi 10.1039/B912558B
- [16] Rubovič P., Kotrík T., Dohnal P., Roučka Š., Oranasiuk S., Plašil R., Glosík J. // 39th EPS Conference and 16th Int. Congress on Plasma Physics. 2012. P. 4.167.
- [17] Khandelwal N., Pal U.N., Prakash R., Choyal Y. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 755. N 1. P. 012052. doi 10.1088/1742-6596/755/1/012052
- [18] Podolsky V., Khomenko A., Macheret S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. N 10. P. 10LT02. doi 10.1088/1361-6595/aae35e
- [19] Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э. // Опт. и спектр. 2013. Т. 114. № 5. С. 750. doi 10.7868/S0030403413040090; Ivanov V.A., Petrovskaya A.S., Skoblo Y.E. // Opt. Spectrosc. 2013. V. 114. N 5. P. 688. doi 10.1134/S0030400X13040097
- [20] Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э. // Опт. и спектр. 2014. Т. 117. № 6. С. 896. doi 10.7868/S0030403414120101; Ivanov V.A., Petrovskaya A.S., Skoblo Y.E. // Opt. Spectrosc. 2014. V. 117. N 6. P. 869. doi 10.1134/S0030400X14120108
- [21] Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э. // Опт. и спектр. 2017. Т. 123. № 5. С. 689. doi 10.7868/S0030403417110101; Ivanov V.A., Petrovskaya A.S., Skoblo Y.E. // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. N 5. P. 692. doi 10.1134/S0030400X17110091
- [22] Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э. // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. № 5. С. 901. doi 10.1134/S0044451019050146; Ivanov V.A., Petrovskaya A.S., Skoblo Y.E. // JETP. 2019. V. 128. N 5. P. 767. doi 10.1134/S1063776119030051
- [23] Levin L., Moody S., Klosterman E., Center R., Ewing J. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. 17. N 12. P. 2282. doi 10.1109/JQE.1981.1070708
- [24] Ohwa M., Moratz T.J., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 11. P. 5131. doi 10.1063/1.343747
- [25] O'Malley T.F. // J. Chem. Phys. 1969. V. 51. N 1. P. 330. doi 10.1063/1.1671726
- [26] Bardsley J.N. // Phys. Rev. A 1970. V. 2. N 4. P. 1359. doi 10.1103/PhysRevA.2.1359
- [27] Автаева С.В., Кулумбаев Э.Б. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 4. С. 366; Avtaeva S.V., Kulumbaev E.B. // Plasma Phys. Rep. 2009. V. 35. N 4. P. 329. doi 10.1134/S1063780X09040060
- [28] Belasri A., Harrache Z. // Plasma Chem. Plasma Process. 2011. V. 31. P. 787. doi 10.1007/s11090-011-9305-4
- [29] Belasri A., Harrache Z., Baba-Hamed T. // Physics of Plasmas 2003. V. 10. N 12. P. 4874. doi 10.1063/1.1625374
- [30] Bendella S., Belasri A. // Plasma Devices Oper. 2007. V. 15. N 2. P. 77. doi 10.1080/10519990601109049
- [31] Postel O.B., Cappelli M.A. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. N 5. P. 544. doi 10.1063/1.125813
- [32] Apruzese J.P., Giuliani J.L., Wolford M.F., Sethian J.D., Petrov G.M., Hinshelwood D.D., Myers M.C., Ponce D.M. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. N 11. P. 121120. doi 10.1063/1.2188038
- [33] Alford W.J., Hays G.N., Ohwa M., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 4. P. 1843. doi 10.1063/1.348752
- [34] Dasgupta A., Apruzese J.P., Zatsarinny O., Bartschat K., Fischer C.F. // Phys. Rev. A. 2006. V. 74. N 1. P. 012509. doi 10.1103/PhysRevA.74.012509
- [35] Apruzese J.P., Giuliani J.L., Wolford M.F., Sethian J.D., Petrov G.M., Hinshelwood D.D., Myers M.C., Dasgupta A., Hegeler F., Petrova Ts. // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. N 1. P. 013101. doi 10.1063/1.2948934
- [36] Минеев А.П., Дроздов А.П., Неведов С.М., Паушин П.П., Гончаров П.А., Киселев В.В. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 7. С. 575; Mineev A.P., Drozdov A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P., Goncharov P.A., Kiselev V.V. // Quantum Electron. 2012. V. 42. N 7. P. 575. doi 10.1070/QE2012v042n07ABEH014841

- [37] Карелин А.В., Сиянский А.А., Яковленко С.И. // Квант. электрон. 1997. Т. 24. № 5. С. 387; *Karelin A.V., Sinyanskii A.A., Yakovlenko S.I.* // Quantum Electron. 1997. V. 27. N 5. P. 377.
doi 10.1070/QE1997v027n05ABEH000952
- [38] Минеев А.П., Нефедов С.М., Пашинин П.П., Гончаров П.А., Киселев В.В. // Вестник Воздушно-Космической Обороны. 2018. № 1(17). С. 78.
- [39] *Lebedev V.S.* // J. Phys. B. 1991. V. 24. N 8. P. 1977.
doi 10.1088/0953-4075/24/8/015
- [40] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физматлит, 2004. 800 с.; *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory. Elsevier, 2013. 688 p.
- [41] *O'Malley T.F.* // Phys. Rev. A. 1963. V. 130. N 3. P. 1020.
doi 10.1103/PhysRev.130.1020
- [42] *Beigman I.L., Lebedev V.S.* // Phys. Rep. 1995. V. 250. N 3–5. P. 95. doi 10.1016/0370-1573(95)00074-Q
- [43] *Lebedev V.S.* // J. Phys. B. 1991. V. 24. N 8. P. 1993.
doi 10.1088/0953-4075/24/8/016
- [44] *Mihajlov A.A., Ignjatović L.M., Vasiljević M.M., Dimitrijević M.S.* // Astron. Astrophys. 1997. V. 324. P. 1206.
- [45] *Mihajlov A.A., Ignjatović Lj.M., Dimitrijević M.S., Djurić Z.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2003. V. 147. N 2. P. 369.
doi 10.1086/375621
- [46] *Lebedev V.S., Presnyakov L.P.* // J. Phys. B. 2002. V. 35, N 21. P. 4347. doi 10.1088/0953-4075/35/21/303
- [47] *Seaton M.J.* // Comput. Phys. Commun. 2002. V. 146. N 2. P. 225. doi 10.1016/S0010-4655(02)00275-8
- [48] Жданов В.П., Чибисов М.И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. N 1. С. 75; *Zhdanov V.P., Chibisov M.I.* // Sov. Phys. JETP. 1978. V. 47. N 1. P. 38.
- [49] Лебедев В.С., Марченко В.С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 5. P. 1623; *Lebedev V.S., Marchenko V.S.* // Sov. Phys. JETP. 1983. V. 57. N 5. P. 946.
- [50] Гореславский С.П., Крайнов В.П. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 6. С. 1789; *Goreslavskii S.P., Krainov V.P.* // Sov. Phys. JETP. 1982. V. 55. N 6. P. 1032.
- [51] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М: Наука, 1966. 688 с.; *Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P.* Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. New York: Dover Publications, 2012.
- [52] *Percival I.C., Richards D.* // Adv. At. Mol. Phys. 1976. V. 11. P. 1. doi 10.1016/S0065-2199(08)60028-7
- [53] *Lebedev V.S., Fabrikant I.I.* // Phys. Rev. A. 1996. V. 54, N 4. P. 2888. doi 10.1103/PhysRevA.54.2888
- [54] *Lebedev V.S., Fabrikant I.I.* // J. Phys. B. 1997. V. 30. N 11. P. 2649. doi 10.1088/0953-4075/30/11/016
- [55] *Weyhreter M., Barzick B., Mann A., Linder F.* // Z. Phys. D. 1988. V. 7. P. 333. doi 10.1007/BF01439803
- [56] *Gulley R.J., Alle D.T., Brennan M.J., Brunger M.J., Buckman S.J.* // J. Phys. B. 1994. V. 27. N 12. P. 2593.
doi 10.1088/0953-4075/27/12/018
- [57] *Shiu Y.J., Biondi M.A., Sipler D.P.* // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. P. 494
- [58] *Ivanov V.A., Prikhodjko A.S.* // J. Phys. B. 1991. V. 24 N 18. P. L459.