

Аналитическая аппроксимация сечений столкновений электронов с атомами инертных газов

Р. И. Голятина, С. А. Майоров

В работе представлен анализ данных по сечениям упругих и неупругих столкновений электронов с атомами благородных газов. Рассмотрены транспортное (диффузионное) сечение, сечения возбуждения и ионизации. Для выбранных наборов экспериментальных и теоретических данных найдены оптимальные аналитические формулы и для них подобраны аппроксимационные коэффициенты. Полученные полуэмпирические формулы позволяют воспроизводить значения сечений для них в широком диапазоне энергий столкновения от 0.001 до 10000 эВ с точностью нескольких процентов.

Ключевые слова: электрон атомные столкновения, транспортное сечение, сечение возбуждения, сечение ионизации, аппроксимация сечений, благородные газы.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-4-298-309

Введение

Значения сечений электрон-атомных столкновений важны в большом количестве приложений и областей газоразрядной плазмы (см., например, [1–3]). В низкотемпературной плазме электроны приобретают энергию от электромагнитных полей и затрачивают ее в столкновениях с атомами. Для численного моделирования многообразных явлений в газоразрядной плазме методом частиц в гидродинамическом приближении или на

основе решения кинетического уравнения Больцмана необходимо знание сечений электрон-атомных столкновений [1–3]. Поскольку степень ионизации низкотемпературной плазмы невысока, то концентрация атомов значительно выше концентрации электронов и ионов. Поэтому диффузия и дрейф электронов в газе в основном определяются упругими столкновениями электронов с атомами, так как их частота на два-три порядка выше частоты неупругих столкновений. Но на энергетические характеристики газового разряда определяющее влияние оказывают именно неупругие процессы ионизации, возбуждения и т. д.

Мы не будем приводить обзор теоретических и экспериментальных работ по упругим и полным сечениям, с которыми мы сравниваем наши результаты. Для этого отсылаем читателя к обзорным статьям [4–6]. Здесь мы ограничимся случаем благородных газов и рассмотрением наиболее

Голятина Русудан Игоревна¹, н.с.

Майоров Сергей Алексеевич^{1,2}, в.н.с., д.ф.-м.н.

E-mail: mayorov_sa@mail.ru

¹ Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук.

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

² Объединенный институт высоких температур РАН. Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13.

Статья поступила в редакцию 23 апреля 2021 г.

© Голятина Р. И., Майоров С. А., 2021

существенных при моделировании задач газоразрядной плазмы характеристик электрон-атомных столкновений. Это транспортное сечение, определяющее темп потери импульса и скорость дрейфа электронов, суммарное сечение возбуждения, которое определяет энергетические затраты на возбуждение атомов, и сечение ионизации из основного состояния, которое определяет частоту появления новых электронов при ионизации и их энергетический спектр [7–10].

Таким образом, целью данной работы является аналитическая аппроксимация сечений столкновений электронов с атомами инертных газов.

Постановка работы

Библиография по сечениям электрон-атомных столкновений насчитывает многие тысячи работ, и, наверное, исчерпывающе полный обзор и подбор данных содержится в работах [1–6]. Но следует иметь в виду, что критический анализ результатов экспериментальных данных в обзорной работе весьма затруднителен из-за того, что необходимые для этого исходные данные могут быть только у авторов работ. Приводимые же в оригинальных работах погрешности порядка 1–3 % удивительным образом контрастируют друг с другом, отличаясь между собой иногда на 50 %. Поэтому в обзорной работе реально возможен только сравнительный анализ полученных результатов, который показывает, что в лучшем случае относительные погрешности измерения сечений имеют порядок 5–10 %, а чаще 20–50 %. Сравнение наборов электрон-атомных сечений рассеяния и характеристик дрейфа роя электронов в благородных газах выполнено в [11–13].

Наиболее удобной формой представления экспериментальных и расчетно-теоретических данных является подбор для них аналитических аппроксимаций.

В работе [14] подобраны такие аппроксимации для сечений столкновений электронов с атомами инертных газов, упругих и неупругих. Полное сечение для аргона подобрано для диапазона примерно начиная с 10–20 эВ. Полные сечения радикально отличаются в области меньших энергий от транспортных (диффузионных) сечений, которые и представляют наибольший интерес для прикладных задач физики газового разряда. Отличие в области малых энергий (<10–20 эВ) составляет порядка 100 раз, в области больших энергий (> 10–20 эВ) полное сечение превосходит транспортное примерно в два раза.

Хотя упругое столкновение электрона с атомом и определяется простым кулоновским взаимодействием, его результат носит довольно сложный характер. Угловое распределение электронов, определяющее дифференциальное сечение, обычно сильно неизотропно и в распределении рассеянных электронов по углам часто имеются острые пики. Кроме того, сечение упругого рассеивания обычно сильно зависит и от энергии столкновения. Даже в случае благородных одноатомных газов сечение упругих столкновений может иметь немонотонную зависимость от энергии столкновения (эффект Рамзауэра для тяжелых газов – аргона, криптона и ксенона). Но для практических целей при численном моделировании прикладных задач физики газового разряда можно свести все это многообразие характеристик упругого рассеяния к одной – транспортному сечению рассеяния, зависящему от энергии столкновения [1–4].

Критический анализ и оценка полных сечений рассеивания электронов на атомах благородных газов в большом диапазоне энергий были начаты в работах [14, 15]. Из большого числа экспериментальных и расчетных данных по сечениям мы выбрали данные, которые на основе выполненного анализа рекомендованы в этих работах с незначительными дополнениями из

более поздних работ. Это позволило существенно расширить область применимости подобранных аналитических зависимостей по сравнению с приведенными в [14, 15].

Одним из факторов, приводящим к значительным погрешностям при определении характеристик диффузии и дрейфа электронов в газах, являются примеси в рабочем газе. Хорошо известно, что даже малые примеси могут значительно менять характеристики дрейфа. Так, например, вопрос влияния малых долей примеси водорода и азота на дрейф электронов в неоне исследовался в работе [17]. В работе [18] представлена численная модель, разработанная для исследования барьерных разрядов гелия в присутствии примесей сухого воздуха. Модель использована для численного исследования влияния следов воздуха на эволюцию диэлектрического барьерного разряда в гелии. Концентрация сухого воздуха, используемого в качестве примеси, находилась в диапазоне от 0 до 1500 ppm (частей на миллион), что соответствует наиболее часто встречающемуся диапазону в экспериментах по разряду при атмосферном давлении. Результаты, представленные в этом исследовании, ясно показывают, что на химический состав плазмы и, следовательно, на развитие разряда, сильно влияет уровень концентрации примесей в смеси. В частности, было замечено, что следы воздуха способствуют зажиганию разряда при низких уровнях концентрации (~ 55 ppm), но, с другой стороны, они увеличивают напряжение горения при более высоких уровнях концентрации (~ 1000 ppm).

Так же, как и упругие столкновения, возбуждение атомных уровней электронным ударом является одним из основных процессов, определяющих характеристики газового разряда. Появление возбужденных атомов за счет ступенчатой ионизации может приводить к значительному увеличению частоты ионизации, метастабильные атомы могут играть значительную

роль в формировании газового разряда, иногда перенос резонансного излучения является основным механизмом передачи энергии, а иногда важную роль играют свёрхупругие столкновения. Но для целей математического моделирования процессов в газоразрядной плазме практически всегда без потери точности моделирования достаточно учета суммарного сечения возбуждения атомных уровней. Поэтому здесь мы ограничились аппроксимацией суммарного сечения возбуждения из основного уровня.

Ионизация электронным ударом из основного состояния атома является, пожалуй, наиболее частым способом образования и поддержания газоразрядной плазмы. При большом превышении энергии электрона над порогом ионизации хорошую точность дают как экспериментальные методы, так и теория. Но для малых энергий экспериментальных данных практически нет, а точность теоретических расчетов тоже невысока. При выборе данных для аппроксимации сечений мы ограничились рассмотрением сечений ионизации атомов благородных газов электронным ударом из основного состояния, что является достаточным для целей моделирования прикладных задач газоразрядной плазмы.

Аналитическое выражение для транспортного сечения

Рассмотрим вначале задачу аппроксимации транспортного сечения при упругих столкновениях электрона с атомом. Естественным масштабom энергии столкновения может служить потенциал ионизации атома. В зависимости сечения упругого столкновения от энергии можно выделить три характерных участка: столкновения с маленькой энергией, столкновения со средней энергией, столкновения с большой энергией.

Аппроксимацию зависимости транспортных сечений упругих столкновений

электронов с атомами благородных газов от энергии соударения будем искать в виде суммы ряда слагаемых вида: $(A + B\varepsilon^C) / (1 + D\varepsilon^E)$. Естественным масштабом энергии при столкновении электрона с атомом может служить первый потенциал ионизации I , поэтому удобно перейти к безразмерной энергии $x = \varepsilon / I$. Соответственно, будем аппроксимировать зависимость сечения $\sigma(x)$ от энергии столкновения в виде суммы ряда:

$$\sigma_{elastic}(x) = \sum_i \frac{A_i + B_i x^{C_i}}{1 + D_i x^{E_i}}. \quad (1)$$

Здесь параметры A_i , B_i имеют, как и сечение, размерность площади, а остальные являются безразмерными величинами. Значение сечения столкновения электрона с нулевой энергией σ_0 определяется равенством $\sigma_0 = \sum_i A_i$, которое находится путем решения соответствующей квантовомеханической задачи.

Параметры в (1) были получены с помощью метода покоординатного спуска для задачи минимизации среднеквадрати-

ческого отклонения сечений от их экспериментальных значений

$$\Delta^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{fit}(x_i) - \sigma_{exp}(x_i)}{\sigma_{exp}(x_i)} \right]^2 \quad (2)$$

где $\sigma_{exp}(x_i)$ экспериментальные значения, а $\sigma_{fit}(x_i)$ вычисленные значения в точках $x_i: i = 1, \dots, N$.

Минимизация среднеквадратического отклонения вместо минимизации простого отклонения имеет то преимущество, что учитывает правильный статистический вес сечений при низкой и высокой энергиях электронов. Уже при использовании всего лишь двух слагаемых в формуле (1) получается удовлетворительное решение задачи о минимизации погрешности аппроксимации (2 % – среднеквадратическая относительная погрешность для гелия и неона, 6–9 % – для аргона, криптона и ксенона). При использовании трех слагаемых точность аппроксимации удается повысить в два – три раза, но поскольку погрешности исходных данных составляют величину 10–20 %, то в этом нет смысла.

Таблица 1

Значения параметров аппроксимации транспортных сечений упругих столкновений электронов с атомами благородных газов

Gas, I, eV	A_1 \AA^2	B_1 \AA^2	C_1	D_1	E_1	A_2 \AA^2	B_2 \AA^2	C_2	D_2	E_2	Δ , %
He, 24,584	0	7,19	1	3,67	2,79	5,16	6,09	0,41	15,0	1,91	1,7
Ne, 21,564	0	38,7	1	267	1,64	0,31	2,99	0,50	0,20	1,93	1,7
Ar, 15,759	0	24,1	1	1,03	2,83	7,76	-65,5	0,455	1961	1,37	8,0
Kr, 13,996	0,17	115	1,82	9,52	3,58	40,5	-101,	0,28	1275	1,40	6,1
Xe, 12,127	-3,1	182	1,53	10,1	2,80	136,	-143,	0,169	1453	1,37	9,0

Коэффициенты аппроксимации транспортных сечений электронов в инертных газах приведены в табл. 1, энергия столкновения должна быть выражена в безразмерных единицах $x = \varepsilon / I$, а сечение получается в единицах $\text{\AA}^2 = 10^{-16} \text{ см}^2 = 10^{-20} \text{ м}^2$. Отметим важный момент, на который следует обратить внимание при анализе экспериментальных данных для транспортно-

го сечения. При неупругих столкновениях импульс налетающего электрона тоже меняется и, соответственно, неупругие столкновения дают вклад в торможение потока электронов при их дрейфе в газе. А поскольку сечения возбуждения и ионизации для благородных газов могут превышать сечение упругого столкновения при энергиях порядка 2–4 потенциалов

ионизации, то вклад неупругих столкновений в транспортное сечение для энергичных электронов может быть основным. Для розыгрыша упругих столкновений в процедуре Монте Карло необходимо знание сечения именно упругих столкновений, поскольку столкновения с возбуждением и ионизацией разыгрываются отдельно. Поэтому надо учитывать различные типы столкновений – «упругие», «передача импульса» (momentum), «возбуждение», «ионизация», где сечение с передачей импульса (momentum) представляет собой сумму упругого и неупругого сечений (это сечение используется для решения уравнения Больцмана в двухчленном приближении).

Аппроксимация сечения возбуждения

Возбуждение атомных уровней во многих случаях является основным каналом энергопотери для электронов в плазме газового разряда, и их корректный учет очень важен. У благородных газов первые уровни располагаются довольно высоко, и

для сечения возбуждения вблизи порога возбуждения E_1 иногда используется линейная аппроксимация зависимости сечения от энергии:

$$\sigma_{excitation}(\varepsilon) = C_{ex}(\varepsilon - E_1), \quad \varepsilon > E_1. \quad (3)$$

Для аппроксимации сечения возбуждения в более широком диапазоне энергий выберем формулу

$$\sigma_{excitation}(\varepsilon) = \frac{A(\varepsilon / E_1 - 1)}{(\varepsilon / E_1 + B)^C}, \quad (4)$$

где E_1 потенциал возбуждения, а A , B , C – аппроксимационные параметры.

Коэффициенты этой аппроксимации приведены в табл. 2, энергия столкновения должна быть выражена в эВ, а сечение получается в единицах \AA^2 . Там же приведена и среднеквадратическая относительная погрешность, которая для рассмотренных газов составляет величину порядка 2–6%. Кроме того, в этой же таблице приведена и полученная из формулы (4) константа линейной аппроксимации начального участка $C_{ex} = A / (E_1(1 + B)^C)$.

Таблица 2

Значения параметров аппроксимации сечений возбуждения при столкновениях электронов с атомами благородных газов

Gas, E_1 , eV	$\varepsilon_{\min}-\varepsilon_{\max}$	$A, \text{\AA}^2$	B	C	$\Delta, \%$	ε_m , eV	$\sigma(\varepsilon_m) \text{\AA}^2$	$C_{ex}, (3) \text{\AA}^2/\text{eV}$	$C_{ex}, [27] \text{\AA}^2/\text{eV}$
He, 19,8	30–4000	0,99	0,63	1,75	5,9	63	0,21	0,021	0,046
Ne, 16,619	30–4000	1,50	1,98	1,85	1,9	75	0,17	0,012	0,015
Ar, 11,50	20–4000	6,48	1,83	1,81	3,8	52	0,80	0,086	0,070
Kr, 9,915	20–4000	8,95	2,09	1,82	2,8	47	1,01	0,116	–
Xe, 8,315	20–4000	15,8	3,08	1,87	3,8	47	1,28	0,137	–

Аппроксимация сечения ионизации

Томсоном в 1912 г. предложена зависимость сечения ионизации от энергии электрона следующего вида:

$$\sigma_{ionization}(\varepsilon) = \frac{\pi e^4}{\varepsilon} \left(\frac{1}{I} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \equiv 4\pi a_0^2 \frac{I_H^2(\varepsilon - I)}{I\varepsilon^2}, \quad (5)$$

которая получена для случая покоящегося валентного электрона при энергии падающего электрона $\varepsilon > I$. Она дает линейный рост сечения ионизации при малом превышении энергии столкновения над потенциалом ионизации и достигает максимального значения $\sigma_{\max} = \pi e^4 / 4I^2$ при энергии налетающего электрона $\varepsilon = 2I$.

Более точное выражение для сечения ионизации, учитывающее сферически симметричное движение валентного электрона в кулоновском поле атомного остатка, имеет вид:

$$\sigma_{ionization}(\varepsilon) = \frac{\pi e^4}{\varepsilon} \left(\frac{5}{3I} - \frac{1}{\varepsilon} - \frac{2I}{3\varepsilon^2} \right). \quad (6)$$

В этом случае максимальное значение $\sigma_{max} \approx \pi e^4 / 2I^2$ при энергии налетающего электрона $\varepsilon = 1,85I$. Первые эксперименты по измерению зависимости сечения ионизации показали, что начальный участок кривой достаточно хорошо описывается линейной функцией вплоть до энергий налетающего электрона $\varepsilon < 2I$, а максимум сечения ионизации для инертных газов лежит в диапазоне энергий $\varepsilon \in (3I, 5I)$. Впервые полуэмпирическая формула для аппроксимации начального участка зависимости сечения ионизации от энергии падающего электрона была предложена Комптоном и ван Вурхисом еще в 1925 году [21]

$$\sigma_{ionization}(\varepsilon) = C_i(\varepsilon - I), \quad I < \varepsilon < 2I. \quad (7)$$

Ванье предложил для аппроксимации начального участка степенную зависимость с показателем степени, равным 1,127:

$$\sigma_{ionization}(\varepsilon) = C_i(\varepsilon - I)^{1,127}, \quad \varepsilon > I, \quad (8)$$

которая учитывает взаимодействие падающего и связанного электронов [22].

Лотц в работах [23, 24] провел анализ существующих на тот момент экспериментальных и теоретических данных и предложил основанную на приближении Бете-Борна формулу, которая имеет вид

$$\sigma_{ionization}(x) = [A \ln x + \sum_{k=1}^N B_k (\Delta x / x)^k] / xI^2, \quad (9)$$

$$x = \varepsilon / I, \quad \Delta x = x - 1, \quad x > 1.$$

Здесь энергия нормирована на потенциал ионизации: $x = \varepsilon / I$, $\Delta x = x - 1$, $x > 1$,

A, B_k – подгоночные константы. Формула Лотца (9) учитывает универсальную зависимость сечения от потенциала ионизации и согласуется с асимптотическим поведением формулы Бете $\sigma_{ionization}(\varepsilon) = (A \ln \varepsilon + B) / \varepsilon I$ [25].

В работе [26] обсуждается проблема получения аналитических аппроксимаций сечений ионизации электронным ударом, а также рассматривается ряд подходов к этому вопросу на примере неона. Ранее известные аппроксимации пересмотрены с использованием более полных экспериментальных и теоретических данных, причем с предпочтением эксперимента, чтобы избежать систематических сдвигов, вносимых численными методами расчета. Подробно исследована возможность использования стандартной формулы (9) и предложен ряд других аналитических выражений, аппроксимирующих сечения однократной ионизации во всем диапазоне энергий. Обсуждаются факторы, влияющие на точность подгонки и физический смысл полученных параметров. Для неона формула (9) с числом слагаемых $N = 3$ дает $A = 2767$, $B_1 = 2196$, $B_2 = 3124$, $B_3 = 1840 \text{ \AA}^2 \text{ eV}^2$.

Нами сделана попытка аппроксимации зависимости сечения ионизации от энергии двумя зависимостями, имеющими следующий вид:

$$\sigma_{ionization}(x) = \frac{A(x-1)}{(x+B)^C}, \quad (10a)$$

$$\sigma_{ionization}(x) = \frac{A(x-1)^{1,127}}{(x+B)^C} \quad (10b)$$

где $x = \varepsilon / I$, A, B, C – аппроксимационные константы. Зависимость (10b) соответствует аппроксимации начального участка, предложенной Ванье в работе [22].

Поиск оптимальных параметров аппроксимации экспериментальных данных формулами (10a) и (10b) показал, что погрешности аппроксимаций (10a) и (10b)

имеют одинаковый порядок, что не позволяет определить, насколько справедлива формула Ванье (8). В свое время этот вопрос вызвал весьма оживленную дискуссию [27, 28], но точность экспериментальных данных не позволяла ни подтвердить, ни отвергнуть предложенную Ванье аппроксимацию начального участка кривой зависимости сечения ионизации от энергии.

В табл. 3 приведены значения потенциалов ионизации, энергетический диапазон использованных экспериментальных данных и коэффициенты аппроксимаций сечения ионизации по формуле (10a), энергия столкновения должна быть выра-

жена в эВ, а сечение – в Å^2 . Там же приведена и среднеквадратическая относительная погрешность, которая для рассмотренных газов составляет величину порядка 2–6 %, положение максимума сечения и максимальное сечение согласно аппроксимирующей формуле. Кроме того, в этой же таблице приведена и полученная из формулы (4) константа линейной аппроксимации начального участка $C_{ion} = A / (I(1+B)^C)$. Коэффициенты аппроксимаций по формуле (10b) дают близкое значение погрешности, поэтому они не приводятся в таблице.

Таблица 3

Значения параметров аппроксимации сечений ионизации при столкновениях электронов с атомами благородных газов

Gas, I, eV	$\varepsilon_{\min} - \varepsilon_{\max}$, eV	A, Å^2	B	C	Δ , %	ε_m , eV	$\sigma(\varepsilon_m)$, Å^2	C_i , (10a), $\text{Å}^2/\text{eV}$	C_i , [27] $\text{Å}^2/\text{eV}$
He, 24,587	30–4000	3,95	2,48	1,91	2,8	119	0,34	0,015	0,013
Ne, 21,564	30–4000	20,11	6,34	2,00	6,3	180	0,68	0,017	0,016
Ar, 15,759	20–4000	30,10	2,51	1,86	2,7	80	2,83	0,185	0,20
Kr, 13,996	20–4000	37,39	2,72	1,80	2,9	79	3,80	0,251	–
Xe, 12,127	15–4000	46,38	2,86	1,76	6,2	74	4,99	0,355	–

Обсуждение и выводы

Экспериментальные данные и аппроксимирующие кривые показаны на рис. 1–5 для He, Ne, Ar, Kr и Xe, соответственно. На каждом графике экспериментальные значения сечений представлены маркерами, а сплошными кривыми – найденные аппроксимации, приведены также среднеквадратические значения погрешностей аппроксимации.

Гелий. Данные для сечений упругих столкновений взяты из BOLSIG+ и представляют собой компиляцию данных из A.V. Phelps (ftp://jila.colorado.edu/collision_data).

Неон. Данные для сечений упругих столкновений взяты из BOLSIG+. Они соответствуют данным siglo.sec за исключением экстраполированных данных для энергий до 1 кэВ.

Аргон. По аргону имеется большое количество данных в силу его популярности и дешевизны. Данные для сечений упругих столкновений взяты из базы данных Puech, www.lxcat.net.

Криптон. Данные для сечений упругих столкновений взяты из базы данных SIGLO, www.lxcat.net, для диапазона энергий от 0,01–0,1 эВ – из работы [29]. Значения экспериментальных данных для транспортного сечения, приведенные в базе данных SIGLO для криптона при высоких энергиях, имеют те же асимптотики, что и неупругие столкновения, преобладающие при высоких энергиях. Поэтому при аппроксимации неупругих столкновений транспортного сечения последние 3 точки из 50 не учитывались при расчете коэффициентов аппроксимации. Они сильно отличаются от правильной асимптотики и,

похоже, что для этих точек приведены полные сечения, т. е. учтен вклад неупругих столкновений в транспортное сечение.

Ксенон. Данные для сечений упругих столкновений взяты из базы данных Ruesch, www.lxcat.net. Как и в случае криптона, значения экспериментальных данных для транспортного сечения, приведенные в этой базе данных для ксенона при высоких

энергиях, имеют те же асимптоты, что и неупругие столкновения. Поэтому при аппроксимации неупругих столкновений транспортного сечения последние 6 точек из 86 не учитывались при расчете коэффициентов аппроксимации.

Данные сечений возбуждения и ионизации для He взяты из [15], для Ne, Ne, Ar, Kr и Xe из [16].

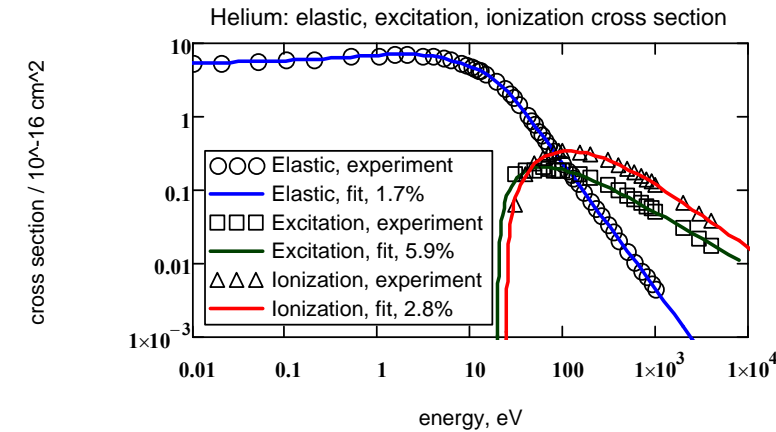


Рис. 1. Зависимости сечений столкновения электрона с атомом гелия от энергии.

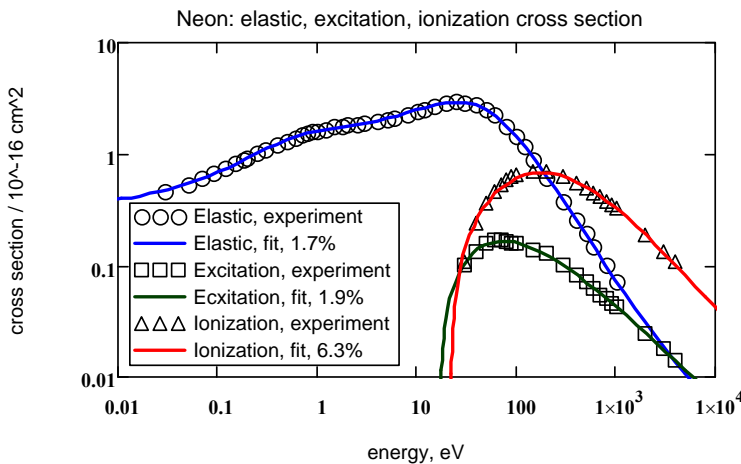


Рис. 2. Зависимости сечений столкновения электрона с атомом неона от энергии.

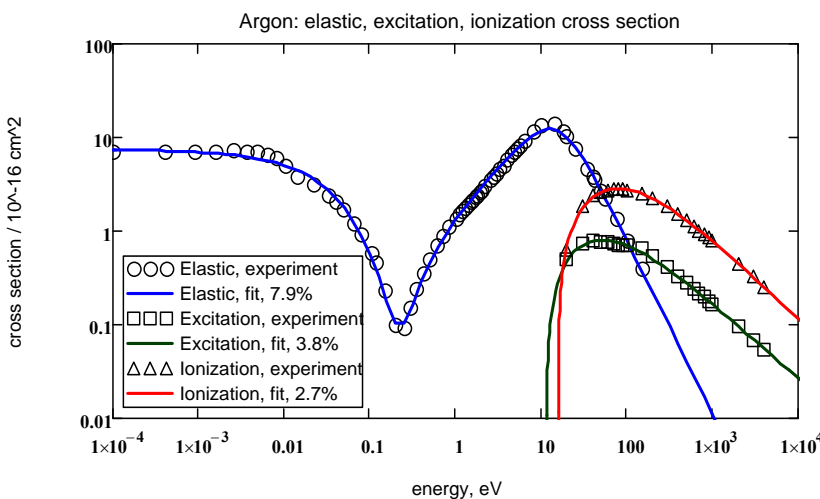


Рис. 3. Зависимости сечений столкновения электрона с атомом аргона от энергии.

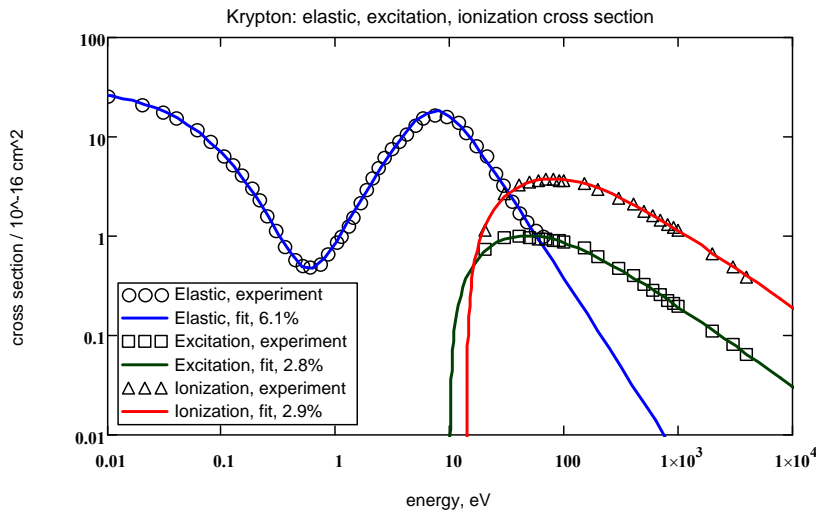


Рис. 4. Зависимости сечений столкновения электрона с атомом криптона от энергии.

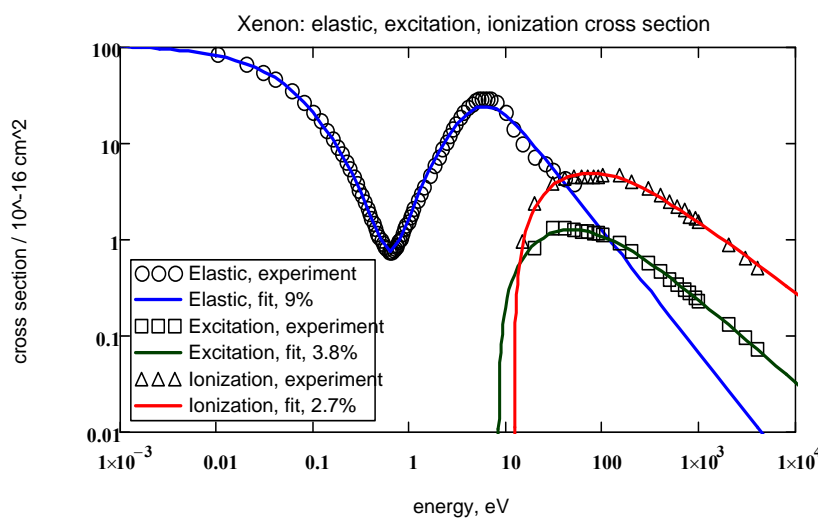


Рис. 5. Зависимости сечений столкновения электрона с атомом ксенона от энергии.

В наших предыдущих работах [30–33], которые публиковались, начиная с 2010 года, при вычислении частоты возбуждения и ионизации использовались линейные аппроксимации. Тестовые расчеты с новыми данными показали, что отличия в дрейфовых характеристиках для области данных, соответствующих физике низкотемпературной плазмы (газового разряда) незначительны. Но для импульсных разрядов, где важны столкновения с большой энергией и неупругое взаимодействие, отличия могут быть значительны.

Заключение

Итак, в настоящей работе на основе обзора имеющихся данных по сечениям столкновений электронов с атомами бла-

городных газов и их критического анализа выбраны наиболее надежные. Для них подобраны формулы аналитической аппроксимации сечений упругих (транспортных) и неупругих (возбуждения из основного состояния и ионизации) столкновений электронов с атомами благородных газов, которые имеют погрешность того же порядка, что и имеющиеся в литературе экспериментальные и теоретические данные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huxley G. H., Crompton R. W. The Diffusion and Drift of Electrons in Gases. — New York, N. Y., 1974.
2. Petrovic' Z., Dujko S., Maric' D., Malovic' G., Nikitovic' Z., Šašic' O., Jovanovic' J., Stojanovic' V., Radmilovic'-Radencovic' M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 194002.

3. Carbone E., Graef W., Hagelaar G., Boer D., Hopkins M., Stephens J., Yee B., Pancheshnyi S., van Dijk J., Pitchford L., on behalf of the LXCat Team. Data Needs for Modeling Low-Temperature Non-Equilibrium Plasmas: The LXCat Project, History, Perspectives and a Tutorial – *Atoms* 2021, 9, 16.
4. Dutton J. // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. 1975. Vol. 4. P. 577.
5. Zecca A., Karwasz G. P., Brusa R. S. // *Riv. Nuovo. Cim.* 1996. Vol. 19. № 3. P. 1.
6. Pancheshnyi S., Biagi S., Bordage M. C., Hagelaar G. J. M., Morgan W. L., Phelps A. V., Pitchford L. C. // *Chemical Physics*. 2012. Vol. 398. P. 148.
7. Okhrimovskyy A., Bogaerts A., Gijbels R. // *Physical Review E*. 2002. Vol. 65. P. 037402.
8. Khrabrov A. V., Kaganovich I. D. // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19. P. 093511.
9. Janssen J. F. J., Pitchford L. C., Hagelaar G. J. M., van Dijk J. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2016. Vol. 25. P. 055026.
10. Vahedi V., Surendra M. // *Computer Physics Communications*. 1995. Vol. 871. P. 179.
11. Alves L., Bartschat K., Biagi S. F., Bordage M. C., Pitchford L. C., Ferreira C. M., Hagelaar G. J. M., Morgan W. L., Pancheshnyi S., Phelps A. V., Puech V., Zatsarinny O. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. Vol. 46. P. 334002.
12. Pitchford L. C., Alves L. L., Bartschat K., Biagi S. F., Bordage M. C., Phelps A. V., Ferreira C. M., Hagelaar G. J. M., Morgan W. L., Pancheshnyi S., Puech V., Stauffer A., Zatsarinny O. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2013. Vol. 46. P. 334001.
13. Bordage M. C., Biagi S. F., Alves L. L., Bartschat K., Chowdhury S., Pitchford L. C., Hagelaar G. J. M., Morgan W. L., Puech V., Zatsarinny O. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2013. Vol. 46. P. 334003.
14. Brusa R. S., Karwasz G. P., Zecca A. // *Zeitschrift für Physik D: Atoms Molecules and Clusters*. 1996. Vol. 38. № 4. P. 279.
15. de Heer F. J., Jansen R. H. J. // *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* 1977. Vol. 10. № 18. P. 3741.
16. de Heer F. J., Jansen R. H. J., van der Kaay W. // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1979. Vol. 12. № 6. P. 979.
17. Robertson A. G. // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 1972. Vol. 5. № 3. P. 648.
18. Lazarou C., Belmonte T., Chipper A., Georgiadiou G. // *Plasma Sources Science and Technology*. 2016. Vol. 25. P. 055023.
19. Gangwar R. K., Sharma L., Srivastava R., Stauffer A. D. // *Phys. Rev. A*. 2010. Vol. 81. P. 052707.
20. Trajmar S., Register D. F., Cartwright D. C., Csanak G. // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 1992. Vol. 25. P. 4889.
21. Compton K. T., Van Voorhis C. C. // *Phys. Rev.* 1926. Vol. 27. P. 724.
22. Wannier G. H. // *Phys. Rev.* 1953. Vol. 90. P. 817.
23. Lotz W. // *Z. Physik*. 1967. Vol. 206. P. 205.
24. Lotz W. // *Z. Physik*. 1970. Vol. 232. P. 101.
25. Sobel'man I. I., Vainshtein L. A., Yukov E. A. *Excitation of atoms and broadening of spectral lines* – Springer, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics 15, 1995.
26. Godunov A. L., Ivanov P. B. // *Physica Scripta*. 1999. Vol. 59. P. 277.
27. Hasted J. B. *Physics of atomic collisions*. – Washington, Butterworths, 1964.
28. Macek J. H., Ovchinnikov S. Y. // *Phys. Rev. A*. 1994. Vol. 50. P. 468.
29. Hunter S. R., Carter J. G., Christophorou L. G. // *Phys. Rev. A*. 1988. Vol. 38. № 11. P. 5539.
30. Майоров С. А. // *Кр. Сооб. Физ. ФИАН*. 2009. № 10. С. 29.
31. Kodanova S. K., Bastikova N. Kh., Ramazanova T. S., Maiorov S. A. // *Ukrainian Journal of Physics*. 2014. Vol. 59. № 4. P. 371.
32. Майоров С. А. // *Кр. Сооб. Физ. ФИАН*. 2014. № 10. С. 20.
33. Golyatina R. I., Maiorov S. A. // *Plasma Physics Reports*. 2018. Vol. 44. № 4. P. 453.

PACS: 34.80.Bm; 34.80.Dp, 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

Analytical approximation of cross sections of collisions of electrons with atoms of inert gases

R. I. Golyatina¹ and S. A. Maiorov^{1,2}

¹ Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
38 Vavilov st., Moscow, 119991, Russia
E-mail: mayorov_sa@mail.ru

² Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences
Bd. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia

Received April 23, 2021

The paper presents an analysis of data on the cross sections of elastic and inelastic collisions of electrons with noble gas atoms. The transport (diffusion) cross section, the excitation and ionization cross sections are considered. For the selected sets of experimental and theoretical data, optimal analytical formulas are found and approximation coefficients are selected for them. The obtained semi-empirical formulas allow us to reproduce the cross section values in a wide range of collision energies from 0.001 to 10000 eV with an accuracy of several percent.

Keywords: electron atomic collisions, transport crosssection, excitation crosssection, ionization crosssection, approximation of crosssections, noble gases.

DOI: 10.51368/2307-4469-2021-9-4-298-309

REFERENCES

1. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases* (New York, N. Y., 1974; Mir, Moscow, 1977).
2. Z. Petrovic', S. Dujko, D. Maric', G. Malovic', Z. Nikitovic', O. Šašic', J. Jovanovic', V. Stojanovic', and M. Radmilovic'-Radenovic', *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 194002 (2009).
3. Emile Carbone, Wouter Graef, Gerjan Hagehaar, Daan Boer, Matthew M. Hopkins, Jacob C. Stephens Benjamin T. Yee, Sergey Pancheshnyi, and Jan van Dijk, Leanne Pitchford and on behalf of the LXCat Team, *Data Needs for Modeling Low-Temperature Non-Equilibrium Plasmas: The LXCat Project, History, Perspectives and a Tutorial* (Atoms 2021, 9, 16).
4. J. Dutton, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **4**, 577 (1975).
5. A. Zecca, G.P. Karwasz, and R.S. Brusa, *Riv. Nuovo Cim.* **19** (3), 1 (1996).
6. S. Pancheshnyi, S. Biagi, M. C. Bordage, G. J. M. Hagelaar, W. L. Morgan, A. V. Phelps, and L. C. Pitchford, *Chemical Physics* **398**, 148 (2012).
7. A. Okhrimovskyy, A. Bogaerts, and R. Gijbels, *Physical Review E* **65**, 037402 (2002).
8. A. V. Khrabrov and I. D. Kaganovich, *Physics of Plasmas* **19**, 093511 (2012).
9. J. F. J. Janssen, L. C. Pitchford, G. J. M. Hagehaar, and J. van Dijk, *Plasma Sources Sci. Technol.* **25**, 055026 (2016).
10. V. Vahedi and M. Surendra, *Computer Physics Communications* **87**, 179 (1995).
11. L. Alves, K. Bartschat, S. F. Biagi, M. C. Bordage, L. C. Pitchford, C. M. Ferreira, G. J. M. Hagehaar, W. L. Morgan, S. Pancheshnyi, A. V. Phelps, V. Puech, and O. Zatsarinny, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 334002, (2013).
12. L. C. Pitchford, L. L. Alves, K. Bartschat, S. F. Biagi, M. C. Bordage, A. V. Phelps, C. M. Ferre-

- ira, G. J. M. Hagelaar, W. L. Morgan, S. Pancheshnyi, V. Puech, A. Stauffer, and O. Zatsarinny, *Journal of Physics D: Applied Physics* **46**, 334001, (2013).
13. M. C. Bordage, S. F. Biagi, L. L. Alves, K. Bartschat, S. Chowdhury, L. C. Pitchford, G. J. M. Hagelaar, W. L. Morgan, V. Puech, and O. Zatsarinny, *Journal of Physics D: Applied Physics* **46**, 334003 (2013).
14. Roberto S. Brusa, Grzegorz P. Karwasz, Alessandra Zecca, *Zeitschrift für Physik D: Atoms Molecules and Clusters* **38** (4), 279 (1996).
15. F. J. de Heer and R. H. J. Jansen, *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **10** (18), 3741 (1977).
16. F. J. de Heer, R. H. J. Jansen, and W. van der Kaay, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **12** (6), 979 (1979).
17. A. G. Robertson, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **5** (3), 648 (1972).
18. C. Lazarou, T. Belmonte, A. Chiper, and G. Georghiou, *Plasma Sources Science and Technology* **25**, 055023 (2016).
19. R. K. Gangwar, L. Sharma, R. Srivastava, and A. D. Stauffer, *Phys. Rev. A.* **81**, 052707 (2010).
20. S. Trajmar, D. F. Register, D. C. Cartwright, and G. Csanak, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **25**, 4889 (1992).
21. K. T. Compton and C. C. VanVoorhis. *Phys. Rev.* **27**, 724 (1926).
22. G. H. Wannier, *Phys. Rev.* **90**, 817 (1953).
23. W. Lotz, *Z. Physik* **206**, 205 (1967).
24. W. Lotz, *Z. Physik* **232**, 101 (1970).
25. I. I. Sobel'man, L. A. Vainshtein, and E. A. Yukov, *Excitation of atoms and broadening of spectral lines* (Springer, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics 15, 1995).
26. A. L. Godunov and P. B. Ivanov, *Physica Scripta* **59**, 277 (1999).
27. J. B. Hasted, *Physics of atomic collisions* (Washington, Butterworths, 1964).
28. J. H. Macek and S. Y. Ovchinnikov, *Phys. Rev. A.* **50**, 468 (1994).
29. S. R. Hunter, J. G. Carter, and L. G. Christophorou, *Phys. Rev. A.* **38** (11), 5539 (1988).
30. S. A. Mayorov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **36** (10), 299 (2009).
31. S. K. Kodanova, N. Kh. Bastikova, T. S. Ramazanov, and S. A. Maiorov, *Ukrainian Journal of Physics* **59** (4), 371 (2014).
32. S. A. Mayorov, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **41** (10), 285 (2014).
33. R. I. Golyatina and S. A. Maiorov, *Plasma Physics Reports* **44** (4), 453 (2018).