

01;02;03;12

ТРАНСПОРТНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗООБРАЗНОМ КСЕНОНЕ

© З.М.Утешев, И.В.Чернышева

Московский инженерно-физический институт,
115409 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 23 февраля 1995 г.)

Приведены методика и результаты расчета транспортных сечений рассеяния электронов в газообразном ксеноне для диапазона плотностей до $7.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в области энергий электронов до 10 эВ. Расчет проводился путем анализа экспериментальных данных по скоростям дрейфа, полученных в работе [1] для напряженности электрического поля до 10 кВ/см. Полученные сечения позволили рассчитать коэффициенты переноса для вышеуказанного диапазона плотностей. Приведено сравнение рассчитанных сечений и коэффициентов переноса с данными других работ.

Процессы рассеяния медленных электронов (с энергией $< 10 \text{ эВ}$) в тяжелых инертных газах, в частности в ксеноне, на протяжении длительного времени являются объектом значительного количества теоретических и экспериментальных исследований. Интерес к этим процессам объясняется необходимостью получения точных энергетических зависимостей сечений рассеяния электронов в этих газах с целью создания детекторов гамма- и бета-излучения, а также при попытках установить связь между процессами рассеяния электронов в разреженных газах и аналогичными процессами в газах при высоком давлении и в жидкостях.

Известно, что зависимости полного и транспортного сечений рассеяния электронов от энергии на атомах Ag, Kt и Xe обладают глубоким минимумом (минимумом Рамзауэра-Таунсенда) на низких энергиях ($< 1 \text{ эВ}$). Данный факт был обнаружен в работе [2] в экспериментах, проведенных с использованием метода однократных столкновений и в работе [3] в микроволновых экспериментах с электронным облаком. Ранние оценки транспортного сечения рассеяния электронов в атомарных газах (в том числе в ксеноне) были проведены в работе [4] при анализе экспериментальных данных по скоростям дрейфа с помощью уравнения Больцмана. В работе [5] были получены транспортные сечения при анализе данных по отношению коэффициента поперечной диффузии к подвижности электронов D_T/μ (характеристической энергии электронов) в ксеноне. Однако значения D_T/μ , рассчитанные с использованием этих сечений, отличались от экспериментальных на

15%, а предсказанные ими скорости дрейфа электронов отличались от экспериментальных скоростей из работы [6] более чем на 20%. В работе [7] транспортное сечение рассеяния электронов в ксеноне было рассчитано с использованием экспериментальных данных по проводимостям слабоионизированного газа в присутствии высококачественного электрического поля. В работе [8] для извлечения транспортных сечений в ксеноне из экспериментальных данных по скоростям дрейфа использовалась модифицированная теория эффективного радиуса [9], что привело к результату, отличающемуся от работ [4,5,7,10] на 20–50%.

Тем не менее, несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию процессов переноса электронов в инертных газах малых плотностей и, в частности, расчету транспортных сечений рассеяния, остаются значительные расхождения в форме, положении и глубине минимума Рамзауэра–Таунсенда. Кроме того, на сегодняшний день отсутствуют данные по транспортным сечениям в инертных газах больших плотностей, наличие которых позволит ближе подойти к пониманию процессов переноса электронов в жидкостях.

Данная работа посвящена расчету транспортного сечения рассеяния электронов в газообразном ксеноне для диапазона плотностей до $7.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в области энергий до 10 эВ с использованием экспериментальных данных по скоростям дрейфа, полученных в работе [1] при напряженности электрического поля до 10 кВ/см.

Ниже приводятся методика расчета, результаты и их анализ, а также сравнение полученных сечений с данными других работ.

Расчет транспортных сечений рассеяния электронов в ксеноне

Процесс движения электронов в атомарном инертном газе в присутствии однородного электрического поля описывается уравнением Больцмана, которое без учета неупругих столкновений электронов и в предположении отсутствия временной и пространственной зависимостей записывается следующим образом [11]:

$$\left\{ \frac{(eE)^2 \varepsilon}{N q_m(\varepsilon)} + 6kT \frac{N m q_m(\varepsilon)}{M} \right\} \frac{d^2 f(\varepsilon)}{d\varepsilon^2} + 6\varepsilon^2 \frac{N m q_m(\varepsilon)}{M} \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon} = 0, \quad (1)$$

где $q_m(\varepsilon)$ — транспортное сечение упругого рассеяния электронов в атомах газа, ε — энергия электрона, E — напряженность электрического поля, m — масса электрона, e — заряд электрона, M — масса атома газа, N — концентрация атомов газа, k — постоянная Больцмана, T — температура газа, $f(\varepsilon)$ — изотропная часть функции распределения электронов по энергиям.

Уравнение записано в предположении, что в разложении $f(\varepsilon)$ по полиномам Лежандра остаются первые два члена. Уравнение легко разрешимо относительно $f(\varepsilon)$

$$f(\varepsilon) = A \exp \left\{ - \int_0^\varepsilon dx \left[kT + \frac{(eE)^2 M}{6mx(Nq_m(x))^2} \right]^{-1} \right\}, \quad (2)$$

где A — нормирующая константа ($A = 1 / \int_0^\infty (\varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon)$).

Коэффициенты переноса электронов связаны с функцией распределения $f(\varepsilon)$ и транспортным сечением $q_m(\varepsilon)$ следующим образом [11]:

$$W = -\frac{eE}{3N} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{q_m(\varepsilon)} \left(\frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon}\right) d\varepsilon, \quad (3)$$

$$\mu N = -\frac{e}{3} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{q_m(\varepsilon)} \left(\frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon}\right) d\varepsilon, \quad (4)$$

$$D_T/\mu = -e^{-1} \frac{\int_0^{\infty} \frac{\varepsilon f(\varepsilon)}{q_m(\varepsilon)} d\varepsilon}{\int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{q_m(\varepsilon)} \left(\frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon}\right) d\varepsilon}, \quad (5)$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

где W — скорость дрейфа, μ — подвижность, D_T — коэффициент поперечной диффузии, $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия электронов.

Используя выражения (2) и (3), можно определить транспортное сечение рассеяния $q_m(\varepsilon)$ путем сравнения вычисленных и экспериментальных коэффициентов переноса для различных плотностей ксенона. Для этого производилась минимизация среднеквадратичного отклонения вычисленных по формуле (3) скоростей дрейфа $W_i^{\text{теор}}$ от экспериментальных $W_i^{\text{эксп}}$ [12,13]

$$dW = \sum_i \left(\frac{W_i^{\text{эксп}} - W_i^{\text{теор}}}{\Delta W_i^{\text{эксп}}} \right)^2, \quad (7)$$

где $\Delta W_i^{\text{эксп}}$ — относительная точность экспериментальных значений; Σ — сумма по экспериментальным значениям для данной плотности.

Сечение ищется в виде

$$q_m(\varepsilon) = \left\{ A_j \left(\frac{b_j}{\varepsilon} \right)^{x_j}, \quad j = 0, 1, \dots, 9 \right\}. \quad (8)$$

Степени x_j вычисляются сшиванием сплайнов на границах отрезков

$$x_j = \frac{\ln(A_{j+1}/A_j)}{\ln(b_j/b_{j+1})}. \quad (9)$$

В качестве первого приближения берется зависимость $q_{m0}(\varepsilon)$, аппроксимируемая набором степенных сплайнов [14] (табл. 1), причем

Таблица 1. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах Хе [14]

Энергия электрона ϵ , эВ	Сечение столкновения $q_m(\epsilon) \cdot 10^{-16}$ см ²
$0.0001 \leq \epsilon < 0.01$	$100(0.01/\epsilon)^{0.176}$
$0.01 \leq \epsilon < 0.035$	$100(0.01/\epsilon)^{0.308}$
$0.035 \leq \epsilon < 0.1$	$68(0.035/\epsilon)^{1.166}$
$0.1 \leq \epsilon < 0.18$	$20(0.1/\epsilon)^{1.179}$
$0.18 \leq \epsilon < 0.5$	$10(0.18/\epsilon)^{1.997}$
$0.5 \leq \epsilon < 0.7$	$1.3(0.5/\epsilon)^{0.238}$
$0.7 \leq \epsilon < 2$	$1.2(\epsilon/0.7)^{2.019}$
$2 \leq \epsilon < 4.1$	$10(\epsilon/2)^{1.823}$
$4.1 \leq \epsilon < 10$	$37(\epsilon/4.1)^{0.059}$
$10 \leq \epsilon < 20$	$37(10/\epsilon)^{0.69}$

границы отрезков выбраны так, чтобы результирующая кривая оптимальным образом описывала форму сечения вблизи минимума Рамзауэра. Минимизация dW по формуле (7) производится путем варьирования коэффициентов A_j . Погрешности ΔA_j и Δx_j для A_j и x_j соответственно рассчитываются с помощью следующих формул [15]:

$$\Delta A_j = 2.36 \sqrt{C_j},$$

$$\Delta x_j = 2.36 \left(C_j \left(\frac{\partial x_j}{\partial A_j} \right) + C_{j+1} \left(\frac{\partial x_j}{\partial A_{j+1}} \right) \right)^{1/2} = 2.36 \left(\frac{C_{j+1}/A_{j+1} - C_j/A_j}{\ln(b_j/b_{j+1})} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где $C_j = 2(\partial^2 W / \partial A_j^2)^{-1}$.

Таким образом, была определена зависимость транспортного сечения от энергии электрона $q_m(\epsilon)$ для каждой плотности N_k в форме степенных сплайнов с коэффициентами A_j , x_j и b_j . При этом для следующей плотности $N_{k+1} > N_k$ в качестве начального приближения использовалась зависимость $q_m(\epsilon)$ для предыдущей N_k .

Обсуждение результатов

В результате расчетов были получены зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии электрона $q_m(\epsilon)$ в чистом ксеноне, которые для плотностей от $9 \cdot 10^{20}$ до $7.7 \cdot 10^{21}$ см⁻³ представлены на рис. 1 и 2 и для плотности $1.89 \cdot 10^{20}$ см⁻³ — на рис. 6,а-в в сравнении с данными других работ. В табл. 2 приведены численные значения сплайновых коэффициентов A_j и показателя степени x_j . Погрешности величин A_j рассчитывались по формулам (10) и, как видно из табл. 2, в области минимума имеют значения от 2 до 6% (относительная погрешность измерения скоростей дрейфа в работе [1], определяющаяся чистотой газа, диффузией, ошибками, связанными с калибровкой аппаратуры и конечными временами формирования и др., не превышала $\pm 2\%$ во всем диапазоне напряженностей электрического поля).

Таблица 2. Сплайновые коэффициенты для транспортных сечений рассеяния электронов на атомах Хе для различных плотностей

Энергия электрона ϵ , эВ	$1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$		$9.10 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$		$4.24 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$	
	A	x	A	x	A	x
$0.01 \leq \epsilon < 0.035$	108 ± 28	0.136	113 ± 25	0.0598	182 ± 108	-0.478
$0.035 \leq \epsilon < 0.1$	91 ± 5	1.20	105 ± 6	1.64	332 ± 35	2.16
$0.1 \leq \epsilon < 0.18$	25.8 ± 0.7	1.08	23.3 ± 0.6	1.95	11.2 ± 0.2	1.18
$0.18 \leq \epsilon < 0.5$	13.7 ± 0.3	3.17	8.9 ± 0.2	1.95	3.14 ± 0.03	1.18
$0.5 \leq \epsilon < 0.7$	0.55 ± 0.04	2.08	1.21 ± 0.06	4.31	0.94 ± 0.02	1.0
$0.7 \leq \epsilon < 2$	0.27 ± 0.05	-2.72	0.28 ± 0.07	-2.53	0.66 ± 0.02	0.496
$2 \leq \epsilon < 4.1$	4.7 ± 0.3	-2.38	4.1 ± 0.3	-2.38	0.39 ± 0.02	-3.0
$4.1 \leq \epsilon < 10$	26 ± 3	0.809	22 ± 5	0.480	3.4 ± 0.4	-3.43

Таблица 2 (продолжение).

	$2.74 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$		$5.88 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$		$6.30 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$		$7.39 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$		$7.75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$	
$0.01 \leq \epsilon < 0.035$	2361 ± 1000	0.369	31 ± 11	0.464	49 ± 22	1.48	13 ± 9	1.41	13 ± 11	1.50
$0.035 \leq \epsilon < 0.1$	1488 ± 530	3.58	17.4 ± 0.9	1.68	7.7 ± 0.3	1.15	2.3 ± 0.2	0.967	1.9 ± 0.2	1.35
$0.1 \leq \epsilon < 0.18$	34.6 ± 0.9	3.63	2.97 ± 0.07	1.11	2.29 ± 0.05	1.11	0.83 ± 0.04	0.489	0.47 ± 0.02	0.380
$0.18 \leq \epsilon < 0.5$	4.09 ± 0.05	1.15	1.55 ± 0.03	0.774	1.19 ± 0.03	0.689	0.62 ± 0.03	0.531	0.38 ± 0.02	0.277
$0.5 \leq \epsilon < 1.5$	1.26 ± 0.02	0.702	0.70 ± 0.01	1.09	0.59 ± 0.01	1.18	0.362 ± 0.009	1.33	0.286 ± 0.008	1.49
$1.5 \leq \epsilon < 2$	0.59 ± 0.02	0	0.21 ± 0.01	0	0.16 ± 0.01	0	0.084 ± 0.006	0	0.056 ± 0.005	0
$2 \leq \epsilon < 4.1$	0.59 ± 0.02	-4.40	0.21 ± 0.01	-2.48	0.16 ± 0.01	-2.32	0.08 ± 0.01	-1.29	0.056 ± 0.009	-1.51
$4.1 \leq \epsilon < 10$	14 ± 3	-3.28	1.2 ± 0.3	-4.65	0.9 ± 0.1	-5.57	0.21 ± 0.05	-6.69	0.16 ± 0.03	-6.96

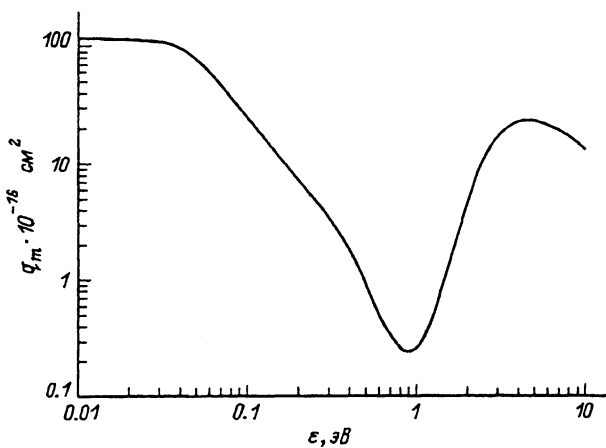


Рис. 1. Транспортное сечение рассеяния электронов $q_m(\epsilon)$ в ксеноне для плотности $9.1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($0.20 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$).

На рис. 3,4 представлены графики зависимостей скорости дрейфа W и нормализованной подвижности электронов μN .

Для того чтобы провести анализ полученных зависимостей транспортных сечений $q_m(\epsilon)$, рассмотрим поведение нормализованной подвижности электронов (μN) с ростом плотности (рис. 5). Как видно из графика, нормализованная подвижность тепловых электронов $(\mu N)_t$ с увеличением плотности остается постоянной, затем проходит через минимум и начинает возрастать, в то время как максимальная подвижность горячих электронов $(\mu N)_{\text{max}}$ является плавно возрастающей функцией плотности. Уменьшение величины $(\mu N)_t$ отражает факт захвата электронов в малоподвижные кластеры. В работах [1,9,16] показано, что в газах с большой поляризуемостью (Xe, Ag, Kг) возможно образование связанных состояний электронов со средой. Взаимодействие электронов с атомами таких газов складывается из двух частей: короткодействующего обменного отталкивания и дальнедействующего поляризованного притяжения. В газах с большой поляризуемостью полная длина рассеяния отрицательна и взаимодействие электрон-атом носит характер притяжения. Связанные состояния электрона со средой реализуются на сгущениях плотности, т. е. в кластерах. Образовавшийся кластер имеет большую массу и, следовательно, малую подвижность. За время дрейфа электроны много раз пребывают в связанном состоянии, поэтому подвижность уменьшается. Эффект локализации электронов в кластерах проявляется в росте сечений для тепловых электронов с ростом ϵ в диапазоне плотностей $2-4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2). С увеличением плотности взаимодействие атомов становится столь сильным, что их расталкивание препятствует кластеризации. При плотностях, больших $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, уменьшение сечений в области тепловых энергий (рис. 2) и соответствующее увеличение подвижности (рис. 5) связано с перекрытием поляризационных потенциалов соседних атомов, которое приводит к уменьшению вклада поляризационной составляющей потенциала взаимодействия. Кроме того, при движении электронов в очень плотных средах начинает играть роль ее структура. С ростом плотности увеличивается влия-

Рис. 2. Транспортные сечения рассеяния электронов $q_m(\epsilon)$ в ксеноне для плотностей от $2.74 \cdot 10^{21}$ ($0.60 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) до $7.75 \cdot 10^{21}$ ($1.70 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$).

- 1 — $2.74 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($0.60 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$),
- 2 — $4.24 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($0.93 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$),
- 3 — $5.88 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($1.30 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$),
- 4 — $6.30 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($1.38 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$),
- 5 — $7.39 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($1.62 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$),
- 6 — $7.75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($1.70 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$).

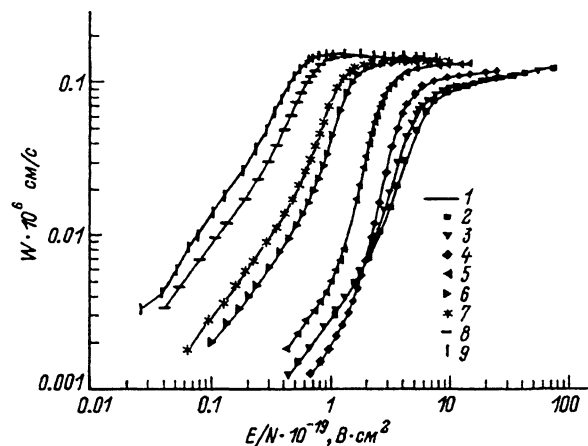
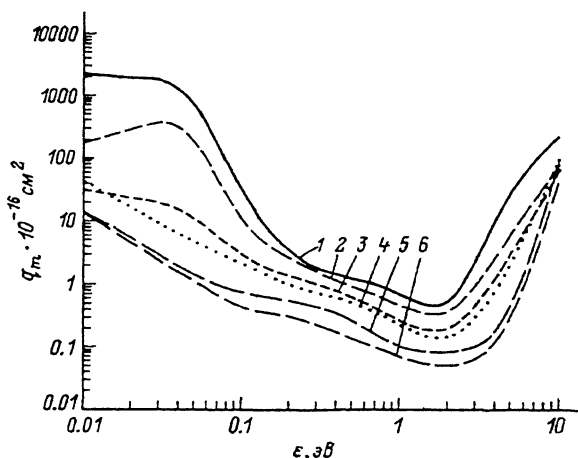
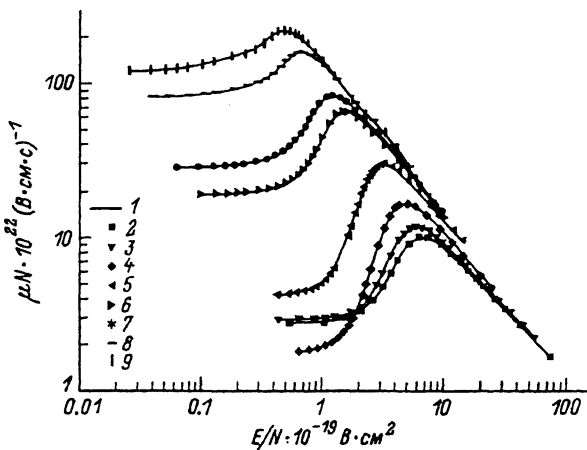


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа электронов в ксеноне W от E/N для плотностей от $1.89 \cdot 10^{20}$ до $7.75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

- 1 — расчет; экспериментальные данные работы [1]:
- 2 — $1.89 \cdot 10^{20}$,
- 3 — $9.10 \cdot 10^{20}$, 4 — $2.74 \cdot 10^{21}$,
- 5 — $4.24 \cdot 10^{21}$, 6 — $5.88 \cdot 10^{21}$,
- 7 — $6.30 \cdot 10^{21}$, 8 — $7.39 \cdot 10^{21}$,
- 9 — $7.75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Рис. 4. Зависимость нормализованной подвижности электронов в ксеноне μN от E/N для плотностей от $1.89 \cdot 10^{20}$ до $7.75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

- 1 — расчет; экспериментальные данные работы [1]:
- 2 — $1.89 \cdot 10^{20}$,
- 3 — $9.10 \cdot 10^{20}$, 4 — $2.74 \cdot 10^{21}$,
- 5 — $4.24 \cdot 10^{21}$, 6 — $5.88 \cdot 10^{21}$,
- 7 — $6.30 \cdot 10^{21}$, 8 — $7.39 \cdot 10^{21}$,
- 9 — $7.75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.



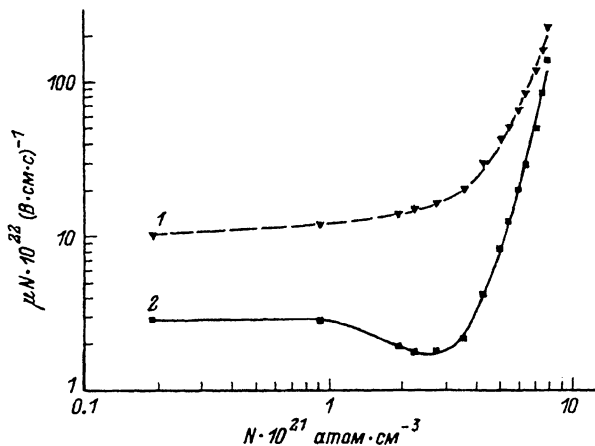


Рис. 5. Зависимость нормализованной подвижности тепловых $(\mu N)_i$ и горячих $(\mu N)_{\max}$ электронов от плотности ксенона N .

1 — $(\mu N)_{\max}$, 2 — $(\mu N)_i$.

ние корреляции в расположении атомов в результате сильного меж-атомного взаимодействия, которое можно учесть введением структурного фактора [17]. Транспортное сечение с учетом корреляции в этом случае можно записать следующим образом [17,18]:

$$q_L = 4\pi a_{\text{eff}}^2(N)S(\varepsilon) = q_{\text{eff}}(N)S(\varepsilon), \quad (11)$$

где $S(\varepsilon)$ — функция, содержащая структурный фактор; $a_{\text{eff}}(N)$ — эффективная длина рассеяния, включающая рассеяние на обменном и поляризационном потенциалах, а также экранирование средой поляризационного взаимодействия; $q_{\text{eff}}(N)$ — эффективное сечение рассеяния.

Эффект экранирования возникает в плотных газах с большой поляризуемостью в результате влияния на взаимодействие электрона с атомом окружения других атомов, обладающих наведенными дипольными моментами, и учитывается введением в поляризационную асимптотику диэлектрической проницаемости [17,18]. Это приводит к изменению длины рассеяния в среде, которая отличается от длины рассеяния на изолированном атоме a и зависит от плотности [17,18]

$$a_{\text{eff}}(N) = |a| \frac{N - N^*}{N^*} \left(1 + \frac{8\pi\alpha N}{3} \right)^{-1},$$

$$N^* = \frac{3|a|R_0 a_0}{8\pi\alpha R_0 a_0 + 2(\pi\alpha)^2}, \quad (12)$$

где α — поляризуемость атомов газа, a_0 — радиус Бора, R_0 — “размер” атома, $R_0 \sim a_0$.

Это выражение позволяет проследить изменение длины рассеяния при переходе от газовых плотностей к жидкостям, причем при плотности N^* (для Хе $N^* = 1.16 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [19]) $a_{\text{eff}}(N^*) = 0$ и подвижность тепловых электронов достигают максимума [18]. При плотностях $N > N^*$ $a_{\text{eff}}(N)$ меняет знак и становится положительной. Поскольку $a_{\text{eff}}(N)$ убывает по абсолютной величине с ростом N , то плотная среда “просветляется”. Для медленных электронов $S(\varepsilon) \approx S(0)$, где $S(0)$ —

длинноволновой предел структурного фактора, тогда $q_L = q_{\text{eff}}(N)S(0)$ и не зависит от энергии ε . При больших ε , как показано в [18], функция $S(\varepsilon) \rightarrow 1$, начиная возрастать при $\varepsilon \geq 2 \text{ эВ}$, при этом $q_{\text{eff}} \rightarrow q_m(\varepsilon)$, $q_L \rightarrow q_m(\varepsilon)$ и превращается в сечение рассеяния на отдельном атоме. Поскольку для плотностей, близких к жидкости $S(0) \ll 1$ [17], то пространственная корреляция ослабляет рассеяние медленных электронов. С ростом энергии этот эффект исчезает.

Таким образом, изменение энергетической зависимости транспортного сечения с ростом плотности, показанное на рис. 2, согласуется с результатами теоретических работ [17,18]. Смещение и увеличение крутизны наклона правого крыла сечений (при $\varepsilon > 1 \text{ эВ}$) для плотностей, больших $3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, отражают изменение характера зависимости $W(E/N)$ (эволюцию наклона кривых скоростей дрейфа для горячих электронов) и, по-видимому, могут быть объяснены поведением структурного фактора, а также тем, что полученные сечения описывают как рассеяние на атомах Хе, так и рассеяние на молекулах Хе₂, количество которых при плотностях, больших $3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, достигает 40% [1].

Сравнение полученных результатов с данными других работ

На рис. 6,а и б представлено транспортное сечение, рассчитанное в данной работе для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в сравнении с сечениями, полученными в следующих независимых экспериментах: в [4] при анализе экспериментальных данных по скоростям дрейфа с помощью уравнения Больцмана, в [5] при анализе экспериментальных данных по характеристической энергии электрона в облаке (D_T/μ), в [7] при анализе данных микроволновых экспериментов с электронным облаком, в [8] при анализе экспериментальных данных по скоростям дрейфа с использованием модифицированной теории эффективного радиуса, в [20] при анализе данных по подвижностям, в [21] из повторного анализа экспериментальных данных по скоростям дрейфа из работы [6]. На рис. 6,в показано сравнение полученного в нашей работе сечения для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ с сечениями, рассчитанными при помощи различных теоретических методов: в [10] с использованием точного метода адиабатического обмена, включающего только дипольную часть поляризаационного потенциала для ксенона, в [22] с использованием полурелятивистского метода с волновыми функциями Дирака-Фока для описания атомов. Как видно из этих рисунков, глубина и положение минимума сечения, полученного в данной работе, хорошо согласуются с результатами работ [5,22], но почти на 40% по величине сечения в минимуме отличаются от сечений из работ [2,4,8,10]. При низких энергиях электронов ($< 0.4 \text{ эВ}$) полученное нами сечение лежит выше, чем результаты упомянутых работ, а при энергиях, больших 0.8 эВ , несколько ниже.

Точность значения сечения в минимуме для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ была проверена изучением изменений в рассчитанных скоростях дрейфа при варьировании глубины минимума. Результаты представлены на рис. 7 и демонстрируют процентное отличие экспериментальных

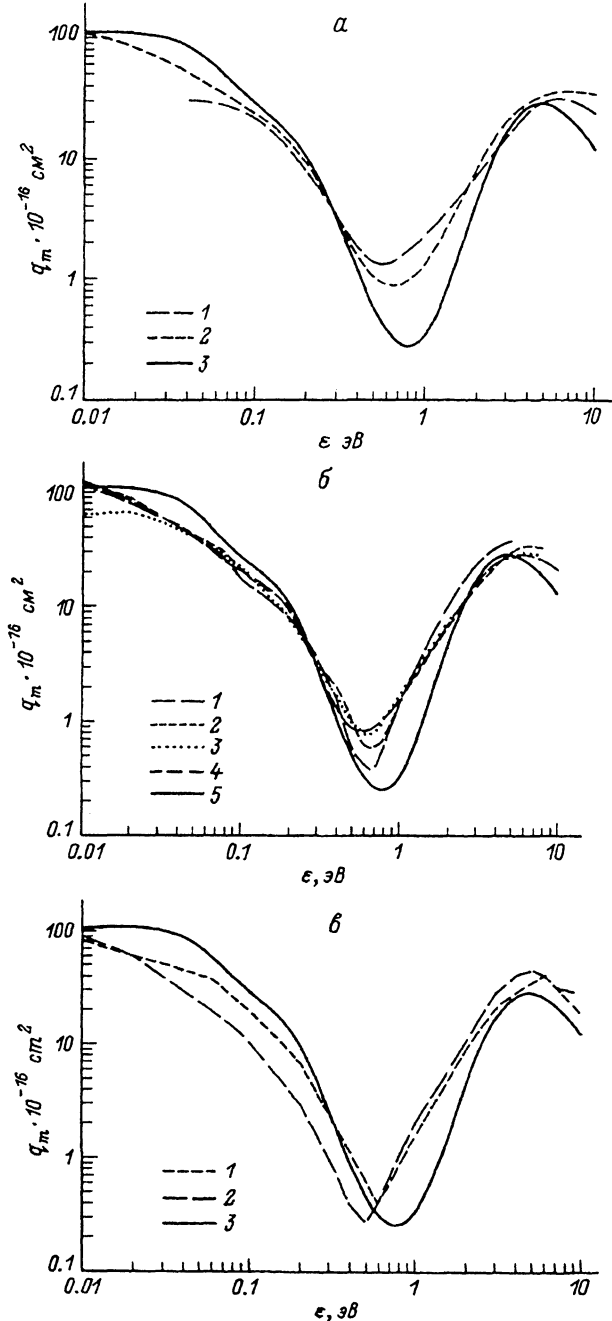


Рис. 6. Транспортное сечение рассеяния электронов в ксеноне для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($0.04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) в сравнении с данными других работ.
 а: 1 — [4], 2 — [20], 3 — расчет; б: 1 — [5], 2 — [7], 3 — [8], 4 — [21], 5 — расчет; в: 1 — [22], 2 — [10], 3 — расчет.

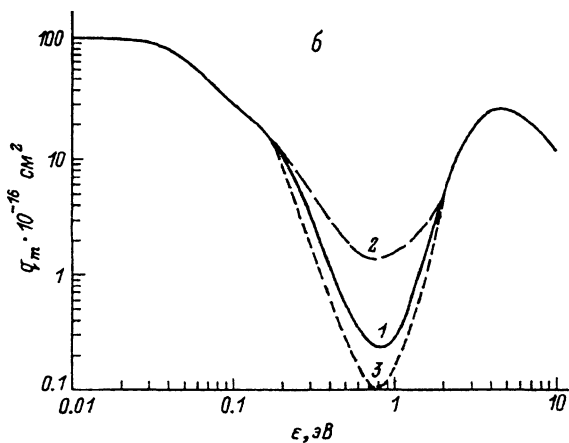
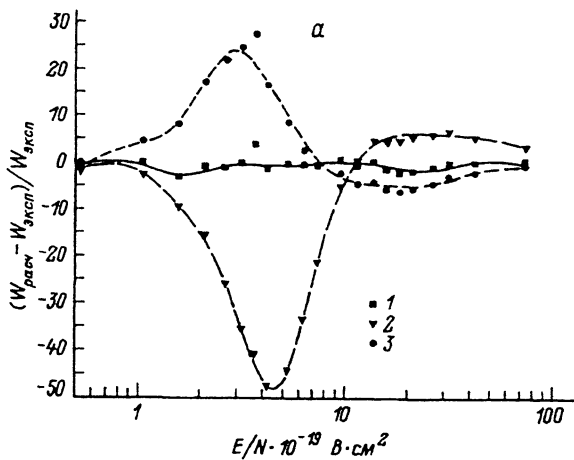


Рис. 7. Процентное отличие скоростей дрейфа, рассчитанных с использованием показанных сечений (б) от данных работы [1] (а).

1 — наилучший вариант подгонки, 2 — верхний вариант подгонки, 3 — нижний вариант подгонки.

данных от скоростей дрейфа, рассчитанных для верхнего и нижнего пределов глубины минимума Рамзауэра, а также для наилучшего варианта подгонки.

На рис. 8 представлено сравнение зависимости скорости дрейфа W от E/N , рассчитанной в данной работе для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, экспериментальных данных работы [1], а также данных работ [6,8,20].

Сравнение зависимости отношения коэффициента поперечной диффузии к подвижности D_T/μ от E/N , полученного в данной работе для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ с зависимостью, рассчитанной в [4] с использованием транспортного сечения, определенного из анализа данных по скоростям дрейфа, с экспериментальной и теоретической зависимостями [5] и с данными из работы [8] показано на рис. 9. Из рисунка видно хорошее согласие наших данных с экспериментальными данными работы [5]. Сильное отличие этих зависимостей от результатов,

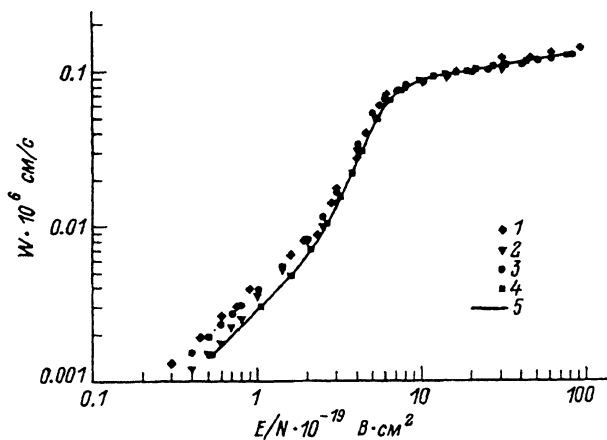


Рис. 8. Зависимость скорости дрейфа электронов в ксеноне W от E/N для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($0.04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) в сравнении с данными других работ. 1 — [6], 2 — [20], 3 — [8], 4 — [1], 5 — расчет.

Рис. 9. Зависимость отношения коэффициента поперечной диффузии к подвижности электронов D_T/μ от E/N для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($0.04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) в сравнении с данными других работ.

1 — [4], 2 — экспериментальные данные [5], 3 — теоретические данные [5], 4 — [8], 5 — расчет.

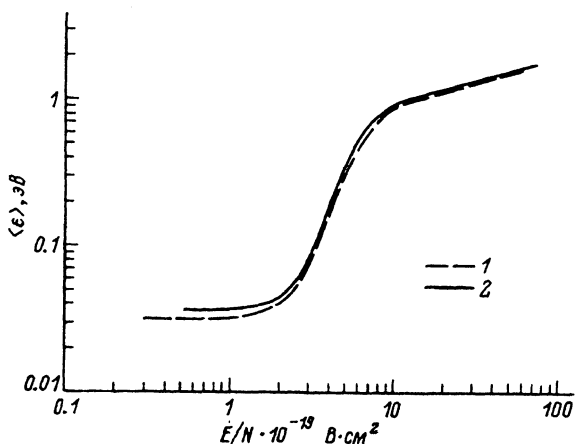
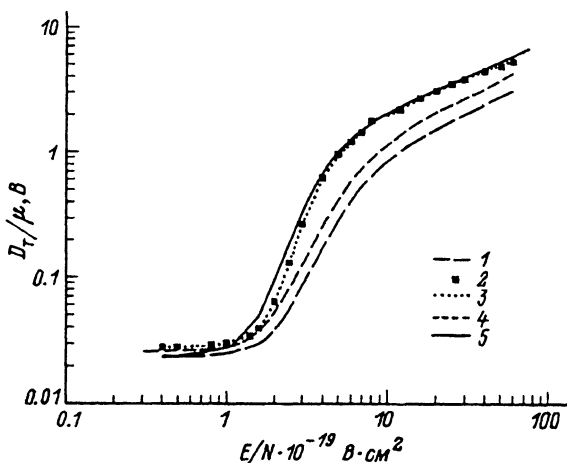


Рис. 10. Зависимость средней энергии электрона в облаке (ϵ) от E/N для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($0.04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$) в сравнении с данными работы [8].

1 — [8], 2 — расчет.

полученных в работах [4,8], объясняется различием в глубине и форме минимума Рамзауэра у соответствующих транспортных сечений.

На рис. 10 сравнение зависимости средней энергии электронов в облаке (ϵ) от E/N из работы [8] с результатами, полученными в нашей работе с использованием транспортного сечения для плотности $1.89 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ демонстрирует хорошее согласие данных.

Заключение

Таким образом, результатом нашей работы является расчет транспортного сечения рассеяния электронов в ксеноне в диапазоне плотностей до $7.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и энергий электронов до 10 эВ. Расчет проводился с использованием экспериментальных данных по скоростям дрейфа, полученных в работе [1] в широком диапазоне напряженностей электрического поля для вышеуказанных плотностей. Результаты расчета сечений в малых плотностях хорошо согласуются с результатами работ различных авторов. При больших плотностях изменение характера зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии электронов с ростом плотности помогает объяснить эффекты, возникающие при рассеянии медленных электронов в плотном ксеноне. В частности, рост сечения при тепловых энергиях в диапазоне плотностей $2-4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ связан с образованием кластеров, а уменьшение сечения при плотностях, больших $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, отражает влияние структурного фактора на процессы рассеяния (т. е. усиление пространственной корреляции в расположении атомов с ростом плотности), а также влияние эффекта экранирования средой поляризационного взаимодействия. Для горячих электронов ($\epsilon > 1 \text{ эВ}$) смещение правого крыла сечений, по-видимому, обусловлено характером зависимости структурного фактора от энергии, а кроме того, тем, что полученные сечения описывают как рассеяние на атомах Хе, так и рассеяние на молекулах Хе₂, концентрация которых растет с ростом плотности [1].

Авторы благодарят С.И. Сучкова и А.С. Романюка за предоставление результатов эксперимента по измерению скоростей дрейфа, Ю.Т. Юркина, В.В. Дмитренко и А.М. Гальпера за постоянную поддержку и помощь в работе.

Список литературы

- [1] Дмитренко В.В., Романюк А.С., Сучков С.И., Утешев З.М. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 12. С. 2343.
- [2] Ramsauer C., Kollath R. // Ann. d. Phys. 1929. Vol. 3. P. 536. Ann. d. Phys. 1932. Vol. 12. P. 837.
- [3] Townsend J.S.E., Bailey V.A. // Philos. Mag. 1922. Vol. 43. P. 593.
- [4] Frost L.S., Phelps A.V. // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 43. P. 1538.
- [5] Koizumi T., Shirakawa E., Ogawa I. // J. Phys. B. 1986. Vol. 19. P. 2331.
- [6] Pack J.L., Voshall R.E., Phelps A.V. // Phys. Rev. A. 1962. Vol. 127. P. 2084.
- [7] Hoffmann C.R., Skarsgard H.M. // Phys. Rev. A. 1969. Vol. 178. P. 178.
- [8] Hunter S.R., Carter J.G., Christofhorou L.G. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. P. 5539.
- [9] Храпак А.Г., Якубов И.Т. Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981.
- [10] McEachran P.R., Stauffer A.D. // J. Phys. B. 1984. Vol. 17. P. 2507.
- [11] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.

- [12] Троицкий В.А. и др. Инженерные расчеты на ЭВМ. Справочное пособие. Л.: Машиностроение, 1979.
- [13] Волков Н.Г., Пятков Ю.В. Математические методы обработки спектров. МИФИ, 1984.
- [14] Chatelus Y., Ramanantsizehena P., Cresser I., Schultz G. // NIM. 1980. Vol. 171. P. 127.
- [15] Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970.
- [16] Храпак А.Г., Якубов И.Т. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 2042.
- [17] Atrazhev V.P., Iakubov I.T. // J. Phys. C. 1981. Vol. 14. P. 5139.
- [18] Атражев В.П., Якубов И.Т. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 6. С. 1292.
- [19] Гуцин Е.М., Круглов А.А., Ободовский И.М. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1114.
- [20] Huang S.S., Freeman G.R. // J. Chem. Phys. 1978. Vol. 68. P. 1355.
- [21] Hayashi M. // J. Phys. D. 1983. Vol. 16. P. 581.
- [22] Sin Fai Lam L.T. // J. Phys. B. 1982. Vol. 15. P. 119.
-