

ИОНИЗАЦИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ИОНОВ С АТОМАМИ

Н. В. Федоренко

ВВЕДЕНИЕ

Столкновения ионов с атомами газа могут сопровождаться освобождением и захватом электронов. Сечения процессов ионизации и захвата зависят от скорости относительного движения и структуры сталкивающихся атомных частиц.

В области высоких скоростей, отвечающей $M_{\text{эв}}\text{-диапазону}$ энергий *), основы теории ионизации атомов ионами даны Бором¹. При высоких скоростях сечения ионизации и захвата быстро уменьшаются с увеличением скорости. В оболочке быстрой частицы удерживаются лишь те электроны, для которых орбитальная скорость превышает скорость относительного движения сталкивающихся атомных частиц. Орбитальная скорость электрона в атоме водорода по Бору $v_{\text{H}} = e^2/h$ ($2.2 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$). Согласно общим теоретическим представлениям при высоких скоростях ($v \gg v_{\text{H}}$) ионизация атомов электронами и тяжелыми атомными частицами носит характер ударного взаимодействия.

Теоретические представления о ионизации при атомных столкновениях в области скоростей $v \leq v_{\text{H}}$ мало разработаны. Распространение применимых при высоких скоростях представлений на эту область не согласуется с опытными фактами. Так, например, согласно классической теории ударной ионизации Томсона² пороговое значение скорости для ионизации водорода тяжелыми частицами

$$v_{\min} \cong \frac{1}{2} v_{\text{H}}.$$

Для ионов различных масс это соответствует энергии в несколько десятков или сотен кэв. Между тем известно, что ионизация атомов ионами наблюдается даже в эв-диапазоне энергий именно при кинетических энергиях T_0 , несколько превышающих энергетический порог T_{\min} , устанавливаемый законами сохранения энергии и импульса:

$$T_{\min} = \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) E_i,$$

где m_1 и m_2 — соответственно масса ударяющей и ударяемой атомных частиц, а E_i — первый ионизационный потенциал атома. В эв-диапазоне энергий сечение ионизации возрастает с увеличением T_0 ^{2,3}. В настоящее время имеется достаточно оснований полагать, что сечения ионизации атомов ионами достигают максимальных значений в кэв-диапазоне. Эта область энергий представляет особый интерес еще и потому, что пучки ионов

*) Ниже принято следующее деление энергетических диапазонов: эв-диапазон — до 1000 эв, кэв-диапазон — от 1 до 1000 кэв, $M_{\text{эв}}\text{-диапазон} — свыше 1 M_{\text{эв}}$.

с энергиями, измеряемыми кээ, широко используются в различных аппаратах и приборах, в частности для инъекции в ускорители, в масс-спектрометрах и т. д. В верхние слои атмосферы также вторгаются потоки быстрых атомных частиц, идущих от Солнца. Между тем вопрос об ионизации при энергиях кээ-диапазона до последнего времени был мало изучен и поэтому почти не освещен в монографиях и обзорах по столкновениям в газе, вышедших до 1953 г.¹⁻⁷. Первые систематические исследования ионизации водорода и гелия различными ионами с энергией до 35 кээ были произведены Шервином⁸ и Кином⁹. В течение последних десяти лет в нашей лаборатории проводились систематические исследования ионизации при атомных столкновениях в интервале энергии от 5 до 180 кээ¹⁰⁻²³. Несколько позднее этим вопросом начали заниматься в США Эверхарт с сотрудниками²⁴⁻²⁷ (интервал энергии 25-150 кээ) и Хастед в Англии²⁸ (энергии до 40 кээ). В работах последних лет, кроме гелия и водорода, исследовалась ионизация и других газов. Были обнаружены однократные процессы ионизации с освобождением нескольких электронов. Исследование рассеяния атомных частиц при столкновениях позволило получить сведения об условиях осуществления различных неупругих процессов. Фирсовым²⁹ и Ращеком³⁰ недавно были выдвинуты новые идеи в области теории атомных столкновений, опирающиеся на последние экспериментальные данные. Все это позволяет в настоящее время дать более подробное освещение вопроса об ионизации при ионно-атомных столкновениях.

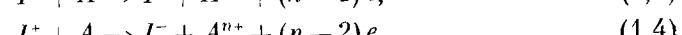
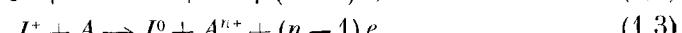
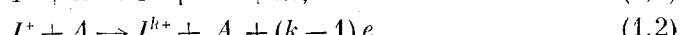
Настоящая статья написана с целью дать обзор экспериментальных данных по ионизации атомов ионами в кээ- и ээ-диапазонах энергий, полученных в последние годы. Вопрос о захвате электронов затрагивается лишь постольку, поскольку более сложные процессы ионизации и захвата трудно четко разграничить. Обычная одноэлектронная перезарядка, как известно, подробно рассмотрена в восьмой главе монографии Месси и Бархопа³.

В первой части настоящей статьи проводится некоторое обобщение данных о полных сечениях ионизации и сопоставление эмпирических выводов с существующими теоретическими представлениями. Во второй части описывается ионизация с удалением нескольких электронов. В третьей—излагаются результаты исследований рассеяния при столкновениях с ионизацией. Рассматривается только один вид ионно-атомных столкновений, а именно, парные однократные столкновения однозарядных ионов с атомами и молекулами газа. Этот вид столкновений практически интересен и поэтому наиболее разносторонне исследован в работах последних лет. Ион мы называем ударяющей частицей, а атом газа—ударяемой. Ударяющую частицу и все образующиеся из нее быстрые атомные частицы в различных зарядовых состояниях мы называем также первичными частицами или ионами, а ионы, образующиеся из атома или молекулы газа—вторичными ионами.

I. ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ

§ 1. Определение полного сечения ионизации

Столкновения ионов (I^+) с атомами (A) могут приводить к освобождению электронов из оболочек обеих сталкивающихся частиц в результате следующих процессов:



где n и k —зарядовые состояния атомных частиц после столкновения. Будем называть процессы группы (1,1) чистой ионизацией, обозначая их сечения как σ_{0n}^i , где нижние индексы $0n$ указывают на образование из атома вторичного иона с зарядом n . Первым процессом этой группы является обычная одноэлектронная ионизация.

Процессы группы (1,2), связанные с удалением электронов из оболочки первичного иона, получили наименование «обдирики». Соответствующие сечения обозначаются как σ_{1n}^l . Следует предполагать, что процессы чистой ионизации атома и обдирики иона могут осуществляться одновременно в одном и том же столкновении.

Процессы группы (1,3) называются ионизацией с захватом и соответствующие сечения обозначаются, как σ_{0n}^{ic} . При осуществлении этих процессов образуются вторичные ионы с зарядом n , освобождается $n-1$ электронов и один электрон захватывается в оболочку первичного иона. Первым процессом этой группы согласно принятой нами классификации является обычная одноэлектронная перезарядка



Группа процессов (1,4) связана с захватом первичным ионом двух электронов и переходом его в отрицательный ион. Сечения этих процессов обозначим как σ_{0n}^{icc} .

Экспериментальное определение полного сечения ионизации, отнесенное к единичному заряду, основано на регистрации свободных электронов, появляющихся в газе при прохождении ионного пучка. Это сечение, обозначаемое ниже как σ_- , иногда именуется глобальным²⁸, или кажущимся³. Предполагая, что все указанные выше типы ионизационных процессов реально осуществляются, можно выразить σ_- через соответствующие сечения следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_- = & \sigma_{01}^i + 2\sigma_{02}^i + 3\sigma_{03}^i + \dots + \sigma_{12}^l + 2\sigma_{13}^l + 3\sigma_{14}^l + \dots \\ & \dots + \sigma_{02}^{ic} + 2\sigma_{03}^{ic} + 3\sigma_{04}^{ic} + \dots + \sigma_{03}^{icc} + 2\sigma_{04}^{icc} + 3\sigma_{05}^{icc} + \dots \end{aligned} \quad (1,5)$$

Роль отдельных членов в выражении (1,5) зависит от скорости относительного движения сталкивающихся частиц и их структуры. В большинстве случаев основной вклад в полное сечение ионизации вносит сечение чистой одноэлектронной ионизации. При этом

$$\sigma_- \approx \sigma_{01}^i. \quad (1,6)$$

Полное сечение ионизации обычно измеряется известным методом конденсатора^{9,16,28}. При измерениях должны быть приняты тщательные меры предосторожности для устранения маскирующих эффектов, способных сильно исказить результат. В частности, существует опасность проникновения в измерительный объем электронов вторичной эмиссии, выбитых ионами пучка из краев диафрагм. Поэтому в измерительном устройстве недопустимы продольные электрические поля, которые легко перемещают электроны по первичному ионному пучку. Может иметь место также вторичная электронная эмиссия с самих пластин измерительного конденсатора при попадании на них вторичных ионов, ускоренных полем конденсатора, или рассеянных первичных ионов, вследствие разрядки метастабильных атомов на их поверхности и других причин. Для борьбы с маскирующими эффектами в последних работах^{16,22,23} пластины конденсатора секционируются, причем центральные секции представляют собой измерительные электроды, а крайние используются как охранные. Перед

пластинами помещаются защитные сетки, удерживающие вторичные электроны, образующиеся на поверхности пластин.

Измерительный конденсатор располагают в так называемой камере столкновений, где с помощью узких щелей и дифференциальной откачки поддерживается несколько более высокое давление газа, чем в остальных частях установки. Для соблюдения условий однократности столкновений, приводящих к ионизации, давление в камере столкновений должно быть достаточно мало ($1 \div 3 \cdot 10^{-4}$ tor).

Метод конденсатора позволяет также приблизительно оценить энергию электронов, освобождающихся при ионизации. По данным работ⁸ и⁹ подавляющее число электронов обладает энергиями не выше нескольких электрон-вольт.

§ 2. Экспериментальные данные о полном сечении ионизации

Достаточно полный перечень оригинальных работ, вышедших до 1950 г., в которых определялось полное сечение ионизации атомов ионами, содержится в монографии Месси и Бархопа³. Следует заметить, что данные, полученные в наиболее ранних работах, в особенности для эв -диапазона энергий, сильно расходятся между собою. Результаты исследований последних лет находятся в лучшем взаимном соответствии, нежели результаты ранних работ. В таблице I приводится перечень пар ион-атом, исследованных в работах, опубликованных с 1950 по 1958 г. включительно.

Имеющиеся данные о полных сечениях ионизации относятся в основном к четырем инертным газам—гелию, неону, аргону и криптону, и к двум молекулярным газам—водороду и азоту. Наибольшее число измерений выполнено для аргона и водорода. В качестве ионизующих частиц использовались главным образом ионы He^+ , Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ , ионы водорода H^+ , H_2^+ , H_3^+ и ионы щелочных металлов. Данные для ионов щелочных металлов относятся преимущественно к эв -диапазону энергий.

Накопленные к настоящему времени экспериментальные данные для различных пар ион-атом позволяют сделать некоторые эмпирические выводы о влиянии на величину полного сечения ионизации структуры атома и иона и общем характере зависимости сечения от скорости при ионно-атомных столкновениях.

Влияние структуры атома можно выявить из данных об ионизации различных газов одним и тем же ионом. На рисунке 1 приведены кривые зависимости сечения σ от энергии для ионов He^+ в четырех инертных газах, полученные в работе¹⁶. Легко видеть, что при одинаковой энергии ионов сечение возрастает по мере увеличения атомного номера атома-мишени. Кривые на рис. 1 дают также представление о типичной в эв -диапазоне энергий зависимости сечения σ от энергии. С увеличением энергии вначале наблюдается быстрое возрастание сечения, а затем на кривой $\sigma(T_0)$ намечается тенденция к переходу на плоский максимум. Для пары $\text{He}^+ - \text{Kr}$ при $T_0 = 60 \text{ кэв}$ сечение σ достигает величины $\sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

Влияние структуры первичного иона и общий характер зависимости σ от скорости могут быть выявлены из рассмотрения данных об ионизации аргона и водорода различными ионами, приведенных соответственно на рис. 2 и 3. Чтобы иметь возможность сравнивать ионы, сильно отличающиеся по массе, полное сечение представлено в виде зависимости от логарифма скорости ионизующих частиц. Интервал скоростей $10^6 \div 10^7 \text{ см/сек}$ отвечает энергии от 0,1 до нескольких кэв для ионов различных масс, интервал $10^7 \div 10^8 \text{ см/сек}$ —десяткам кэв для наиболее легких ионов (H^+ , H_2^+ ,

Таблица I

Измерения полного сечения ионизации (σ_-), выполненные с 1950 по 1958 г.

Пара	Интервал энергии (кэв)	Лите- ратура	Пара	Интервал энергии (кэв)	Лите- ратура	Пара	Интервал энергии (кэв)	Лите- ратура
$H^+ - H_2$	$0,4 \div 2,5; 4,6 \div 42,0$	28	$H^+ - Ne$	$0,9 \div 2,5; 5,2 \div 38,0$	28	$Na^+ - Ar$	$10 \div 20$	42
»	$12,3 \div 36,7$	31	$H_2^+ - Ne$	$0,4 \div 2,5; 5,0 \div 38,0$	28	$Ar^+ - Ar$	$0,025 \div 2,0; 3,6 \div 39,0$	28
»	$5 \div 180$	21	$He^+ - Ne$	$0,1 \div 2,0; 5,0 \div 38,0$	28	»	$5 \div 25$	12
$H_2^+ - H_2$	$0,4 \div 2,5$	28	»	$12 \div 177$	16	»	$12 \div 175$	16
»	$10 \div 177$	21	$N^+ - Ne$	$5 \div 30$	12	$K^+ - Ar$	$0,15 \div 0,25$	33
$H_3^+ - H_2$	$10 \div 177$	21	$Ne^+ - Ne$	$0,05 \div 2,0; 5,2 \div 40,0$	28	»	$0,2 \div 0,9$	34
$He^+ - H_2$	$0,05 \div 2,5; 5,2 \div 40,0$	28	$Ar^+ - Ne$	$0,9 \div 2,5; 5,0 \div 36,0$	28	$Ba^+ - Ar$	$5 \div 25$	12
$Be^+ - H_2$	$5 \div 30$	12	»	$5 \div 30$	12	$Pb^+ - Ar$	$10 \div 20$	12
$N^+ - H_2$	$2,5 \div 23,0$	32	$K^+ - Ne$	$0,15 \div 0,25$	33	$He^+ - Kr$	$3 \div 177$	16
$Ne^+ - H_2$	$0,4 \div 2,5; 5,2 \div 29,0$	28	»	$0,20 \div 0,90$	34	$N^+ - Kr$	$5 \div 30$	12
$Ar^+ - H_2$	$0,1 \div 2,4; 5,2 \div 34,0$	28	$Pb^+ - Ne$	$10 \div 20$	12	$Ar^+ - Kr$	$0,025 \div 2,3; 5,2 \div 40,0$	28
»	$2,4 \div 23,0$	32	$H^+ - Ar$	$0,4 \div 2,5; 5,2 \div 40,0$	28	»	$5 \div 30$	12
$Kr^+ - H_2$	$5 \div 25$	32	»	$5 \div 180$	22	»	$12 \div 173$	16
$H^+ - He$	$0,4 \div 2,5; 5,2 \div 40,0$	28	$H_2^+ - Ar$	$0,1 \div 2,4; 5,2 \div 38,0$	28	$K^+ - Kr$	$0,075 \div 0,250$	33
$H_2^+ - He$	$0,4 \div 2,5; 7,0 \div 40,0$	28	»	$5 \div 177$	22	»	$0,2 \div 0,6$	34
$He^+ - He$	$0,05 \div 3,3; 8,4 \div 42,0$	28	$H_3^+ - Ar$	$15 \div 177$	22	$Kr^+ - Kr$	$0,15 \div 2,4; 5,2 \div 18,0$	28
»	$5 \div 30$	12	$He^+ - Ar$	$0,025 \div 3,6; 5,2 \div 38,0$	28	$Ba^+ - Kr$	$10 \div 20$	12
»	$12 \div 175$	16	»	$5 \div 30$	12	$K^+ - Xe$	$0,1 \div 0,25$	33
$Be^+ - He$	$10 \div 30$	12	»	$3 \div 175$	16	$Ar^+ - N_2$	$0,1 \div 3,6; 3,6 \div 36$	28
$N^+ - He$	$5 \div 30$	12	$Be^+ - Ar$	$5 \div 30$	12	$Ba^+ - N_2$	$5 \div 30$	12
$Ne^+ - He$	$0,4 \div 2,4; 5,2 \div 38,0$	28	$N^+ - Ar$	$5 \div 30$	12	$H^+ - воздух$	$5 \div 180$	23
$Ar_2^+ - He$	$0,4 \div 2,4; 5,2 \div 38,0$	28	$Ne^+ - Ar$	$0,05 \div 2,5; 4,5 \div 40,0$	28	$H_2^+ - воздух$	$5 \div 180$	23
»	$5 \div 30$	12	»	$5 \div 30$	12			
			»	$10 \div 178$	16			

и H_3^+) и сотням кэв для более тяжелых ионов*). В интервале 10^8 — 10^{10} см/сек располагаются приведенные для сравнения кривые ионизации электронным ударом по данным Смита³⁸. На графиках приведены кривые $\sigma_i(v)$, полученные главным образом в последних работах^{12, 22, 28}, а также в некоторых наиболее известных ранних работах^{35, 36, 37}.

Отобраны преимущественно такие пары ион—атом, для которых совокупность данных различных исследований охватывает наиболее широкий интервал скоростей. Рассматривая кривые на рис. 2 и 3, полученные различными авторами в различных интервалах скоростей, но для одного и того же иона (H^+ , H_2^+ , He^+ , Ne^+ , Ar^+), можно убедиться в том, что они более или

друг друга.

Рис. 1. Полное сечение ионизации для ионов He^+ в гелии, неоне, аргоне и криптоне в зависимости от энергии ионов. [Данные Федоренко, Афросимова, Камиллера¹⁶.]

менее удовлетворительно продолжают

Переход сечения σ_i через максимум найден только для ионов H^+ , H_2^+ и H_3^+ в водороде и ионов H^+ и Ar^+ в аргоне и воздухе в работах^{21, 22, 23}. Величины сечения, скорость и энергия ионов в этих случаях указаны в табл. II.

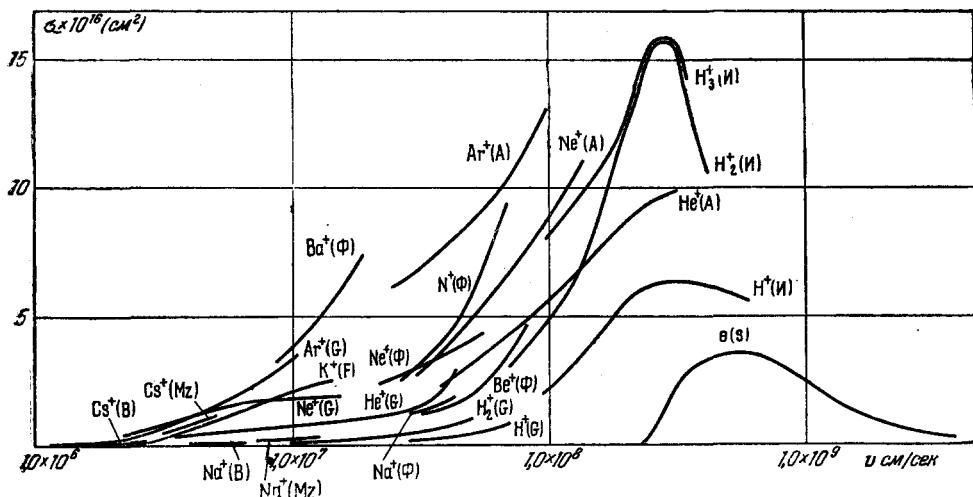


Рис. 2. Полное сечение ионизации аргона различными ионами в зависимости от скорости. [G—Джилбоди и Хастед²⁸, И—Афросимов, Ильин, Федоренко²², А—Федоренко, Афросимов, Камиллера¹⁶, Φ—Федоренко¹², Mz—Маузон³⁶, B—Бек и Маузон³⁵, F—Фриш³⁷, S—Смит³⁸ (ионизация электронным ударом).]

В табл. II дано отношение v_{max}/v_H . Для сравнения приведены также соответствующие данные для электронного удара^{38, 39}. Максимум на кривых $\sigma_i(v)$ для ионов водорода лежит при $v \sim 1,5 v_H$. Большая часть имеющихся кривых $\sigma_i(v)$ для других, более тяжелых ионов относится к области скоростей $v < 1,5 v_H$. Все эти кривые являются возрастающими. Если пред-

*). Энергия ионов может быть найдена по кривым $\sigma_i(v)$ на рис. 2 и 3 с помощью формулы: $T_0 = 2,28 \cdot 10^{-13} v^2 A$ кэв, где v —скорость соответствующего иона в см/сек и A —его масса в атомных единицах.

Таблица II

Данные о максимальном значении полного сечения ионизации

Пара	σ_{\max} (см^2)	$T_{0\max}$ (кэв)	v_{\max} (см/сек)	v_{\max}/v_{II}	Литература
$\text{H}^+ - \text{Ar}$	$6,7 \times 10^{-15}$	~ 60	$3,4 \times 10^8$	$\sim 1,5$	22
$\text{H}_2^+ - \text{Ar}$	$16,0 \times 10^{-16}$	~ 90	$2,9 \times 10^8$	$\sim 1,3$	22
$\text{H}_3^+ - \text{Ar}$	$16,2 \times 10^{-16}$	~ 105	$2,6 \times 10^8$	$\sim 1,2$	22
$e - \text{Ar}$	$3,7 \times 10^{-16}$	0,09	$5,6 \times 10^8$	$\sim 2,6$	38
$\text{H}^+ - \text{H}_2$	$2,6 \times 10^{-16}$	~ 55	$3,2 \times 10^8$	$\sim 1,5$	21
$\text{H}_2^+ - \text{H}_2$	$3,8 \times 10^{-16}$	~ 105	$3,2 \times 10^8$	$\sim 1,5$	21
$e - \text{H}_2$	$1,0 \times 10^{-16}$	0,07	$4,9 \times 10^8$	$\sim 2,3$	39
$\text{H}^+ - \text{воздух}$	$6,3 \times 10^{-16}$	~ 60	$3,4 \times 10^8$	$\sim 1,5$	23
$\text{H}_2^+ - \text{воздух}$	$12,0 \times 10^{-16}$	~ 140	$3,6 \times 10^8$	$\sim 1,7$	23

положить, что для более тяжелых ионов кривая $\sigma_{\max}(v)$ переходит через максимум также вблизи $v \sim 1,5 v_{\text{II}}$, то энергия, которой отвечает положение максимума, должна составлять для различных ионов от нескольких сотен кэв до нескольких Мэв.

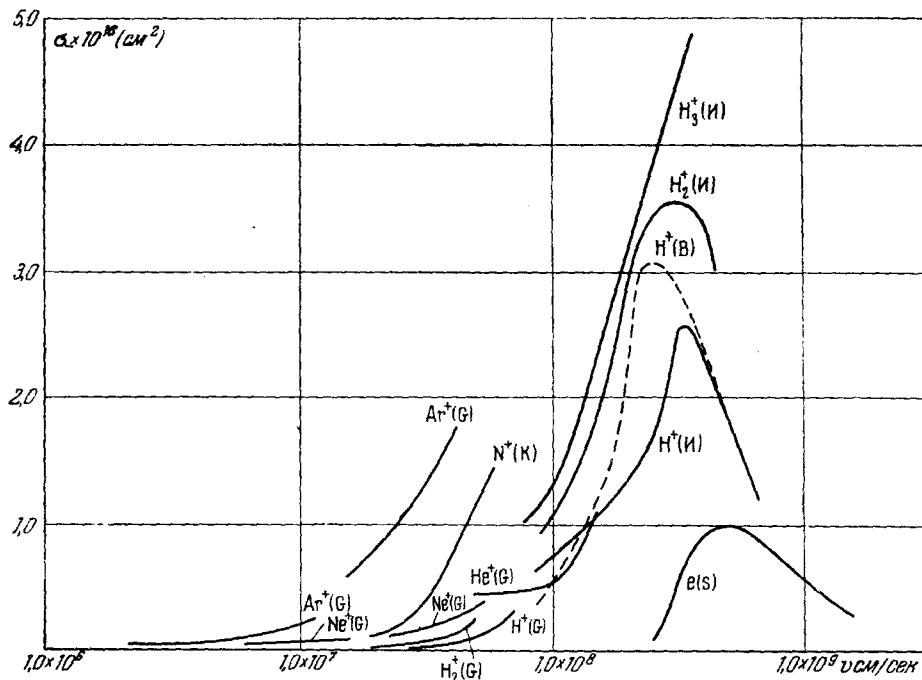


Рис. 3. Полное сечение ионизации водорода различными ионами в зависимости от скорости. [G—Джилбоди и Хастед ²⁸, II—Афросимов, Ильин, Федоренко ²¹, K—Геэр, Хайзенга, Кистемакер ³², B—Бейтс и Гриффинг ⁴⁰ (теоретическая кривая), S—Тейт и Смит ³⁹ (ионизация электронным ударом).]

Имеющиеся данные позволяют обсуждать вопрос о влиянии структуры первичного иона только на основании сравнения величины сечения σ_{\max} для различных ионов в одном газе (аргоне или водороде) на участке до перехода кривых $\sigma_{\max}(v)$ через максимум. Сравнивая сначала данные для атомных ионов, можно проследить существование следующей общей

закономерности: при одинаковой скорости сечение возрастает с увеличением заряда ядра первичного иона. Тем не менее как на рис. 2, так и на рис. 3 легко найти ряд исключений из этого общего правила. В работе Хастеда ²⁸ высказывается несколько иное предположение. Хастед отмечает, что особенно эффективными по отношению к ионизации должны быть «симметричные пары», т. е. $\text{Ne}^+ - \text{Ne}$, $\text{Ar}^+ - \text{Ar}$ и т. д. Однако из рис. 2 видно, что, например, сечение σ для пары $\text{Ba}^+ - \text{Ar}$ больше, чем для пары $\text{Ar}^+ - \text{Ar}$. Кроме того, следует учесть, что для тяжелых ионов в сечение σ более значительный вклад всегда вносить обтирка¹².

Влияние молекулярной структуры первичного иона можно выявить на основании сравнения сечений для ионов водорода между собою. Из рис. 2 и 3 видно, что сечение ионизации для молекулярных ионов водорода H_2^+ и H_3^+ значительно больше, чем для протонов. При ионизации молекулярного водорода сечение σ в максимуме приблизительно пропорционально числу протонов, которое содержит первичный ион.

§ 3. Интерпретация данных о полных сечениях ионизации

В двух простейших случаях, а именно, для пар $\text{H}^+ - \text{H}$ и $\text{H}^+ - \text{He}$, сечения ионизации атомов водорода и гелия в keV -диапазоне энергий были вычислены Бейтсом и сотрудниками^{40,41} с использованием метода Борна. На основании данных для пары $\text{H}^+ - \text{H}$ Бейтс и Гриффинг получили кривую $\sigma(v)$ для пары $\text{H}^+ - \text{H}_2$, которая приведена на рис. 3. Теоретическая кривая обладает максимумом, который отвечает меньшему значению скорости, чем максимум на экспериментальной кривой из работы²¹. Выше значения скорости $v \sim 1,5 v_H$ теоретические и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются между собою. Ниже $v \sim 1,5 v_H$ теория дает более высокие значения для сечения ионизации. Это расхождение не является неожиданным, так как распространение метода Борна на область скоростей $v < v_H$ вообще является смелой попыткой.

При интерпретации данных о ионизации естественно попытаться использовать тот же путь, который был успешно применен при интерпретации данных об одноэлектронной перезарядке на основании квазиадиабатической гипотезы Месси³. Согласно этой гипотезе для неупругих процессов, связанных с изменением внутренней энергии на величину ΔE (дефект резонанса), сечение достигает максимума при условии

$$\frac{|\Delta E| a}{hv} \simeq 1, \quad (3,1)$$

где v —скорость первичной частицы и a —величина порядка газокинетического диаметра, характеризующая размеры области взаимодействия. Экспериментальные исследования Хастеда⁴²⁻⁴⁵ подтвердили, что для одноэлектронной перезарядки квазиадиабатическая гипотеза объясняет увеличение скорости, отвечающей положению максимума, при возрастании дефекта резонанса. Провести систематизацию данных о ионизации, опираясь на условие (3,1), пока невозможно, так как сведений о переходе кривых $\sigma(v)$ через максимум еще недостаточно⁴⁶.

Другое утверждение квазиадиабатической гипотезы заключается в том, что сечение неупругих процессов должно быть очень мало по сравнению с газокинетическим при условии

$$\frac{|\Delta E| a}{hv} \gg 1. \quad (3,2)$$

Как справедливо отмечает Хастед²⁸, ионизация, по-видимому, относится к числу неупругих процессов, для которых условие (3,2) не выполняется.

В этом легко убедиться также из данных, приведенных на рис. 2 для ионизации аргона ионами Ne^+ , K^+ , Ar^+ , Ba^+ . Поэтому для интерпретации данных о ионизации следует искать и другие пути, кроме квазиадиабатической гипотезы.

Уже давно была выдвинута гипотеза о существовании при атомных столкновениях в области низких энергий механизма «сильного взаимодействия»^{47,48}. Она основана на предположении о том, что столкновения с ионизацией связаны с пространственным проникновением оболочек и возмущением многих электронов. Образующаяся система рассматривается как возбужденная квазимолекула, время жизни которой τ составляет 10^{-10} — 10^{-14} сек, т. е. значительно больше, чем периоды колебаний внешних атомных электронов (10^{-16} сек). Предполагается, что энергия возбуждения квазимолекулы расходуется главным образом на автоионизацию, а не на излучение. Это связано с тем, что время жизни возбужденных состояний по отношению к излучению (10^{-10} — 10^{-8} сек) много больше, чем τ , а время жизни по отношению к автоионизации—такого же порядка, как и время τ . Квантовомеханическая разработка идеи о квазимолекуле, с целью определения сечений ионизации, сопряжена с огромными математическими трудностями.

Недавно Рашек³⁰ выдвинул новую гипотезу о механизме ионно-атомных столкновений, связанных с ионизацией, аналогичную гипотезе о квазимолекуле, и применил для ее математической разработки квазиклассические представления. Согласно Рашеку ионизационный механизм аналогичен испарению молекул с поверхности нагретой жидкости. Столкновение рассматривается как двухступенчатый процесс. На первой стадии часть кинетической энергии относительного движения частиц, за счет своеобразного «трения» при пересечении оболочек, переходит в энергию возбуждения. На второй стадии эта энергия, аналогичная энергии «нагрева», статистически распределяется между электронами, что приводит к частичному «испарению» электронов. Вероятность образования различных зарядовых состояний сталкивающихся атомных частиц вычисляется в функции от прицельного расстояния. Теория Рашека была применена для интерпретации рассеяния первичных ионов, испытавших обтирку нескольких электронов. Выбор некоторых основных параметров теории произведен несколько произвольным образом, исходя из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными Эверхарта²⁶. Поэтому теория Рашека, как указывает ее автор, является феноменологической.

Другая попытка математической разработки гипотезы о квазимолекуле квазиклассическими методами была недавно предпринята Фирсовым²⁹. Теория Фирсова, в отличие от теории Рашека, позволяет произвести вычисления сечений ионизации без использования произвольных параметров. Фирсов исходит из предположения о том, что расстояния между уровнями квазимолекулы малы по сравнению с полной энергией ее возбуждения и условия адиабатичности столкновения сильно нарушаются уже при малых скоростях. Переход кинетической энергии относительного движения сталкивающихся атомных частиц в энергию возбуждения трактуется как результат переноса импульса электронами от одной частицы к другой в области перекрытия оболочек. Величина энергии возбуждения зависит от прицельного расстояния и определяет вероятность ионизации. Фирсов вычислил сечение ионизации как функцию скорости относительного движения и зарядов ядер иона (Z_1) и атома (Z_2). Сечение ионизации выражено универсальной приближенной формулой:

$$\sigma = \sigma_z [(v/v_z)^{1/5} - 1]^2. \quad (3,3)$$

В формуле (3,3) σ_z и v_z —соответственно характерное сечение и скорость

для каждой пары сталкивающихся частиц:

$$\sigma_z = \frac{32,7}{(Z_1 + Z_2)^{2/3}} \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad (3,4)$$

$$v_z = \frac{23,3 E_i}{(Z_1 + Z_2)^{2/3}} \cdot 10^6 \text{ см/сек.} \quad (3,5)$$

В формуле (3,5) E_i — первый потенциал ионизации атома газа, выраженный в эв. При этом формула (3,3) должна давать сумму сечений всех ионизационных процессов (с удалением электронов из оболочек обеих

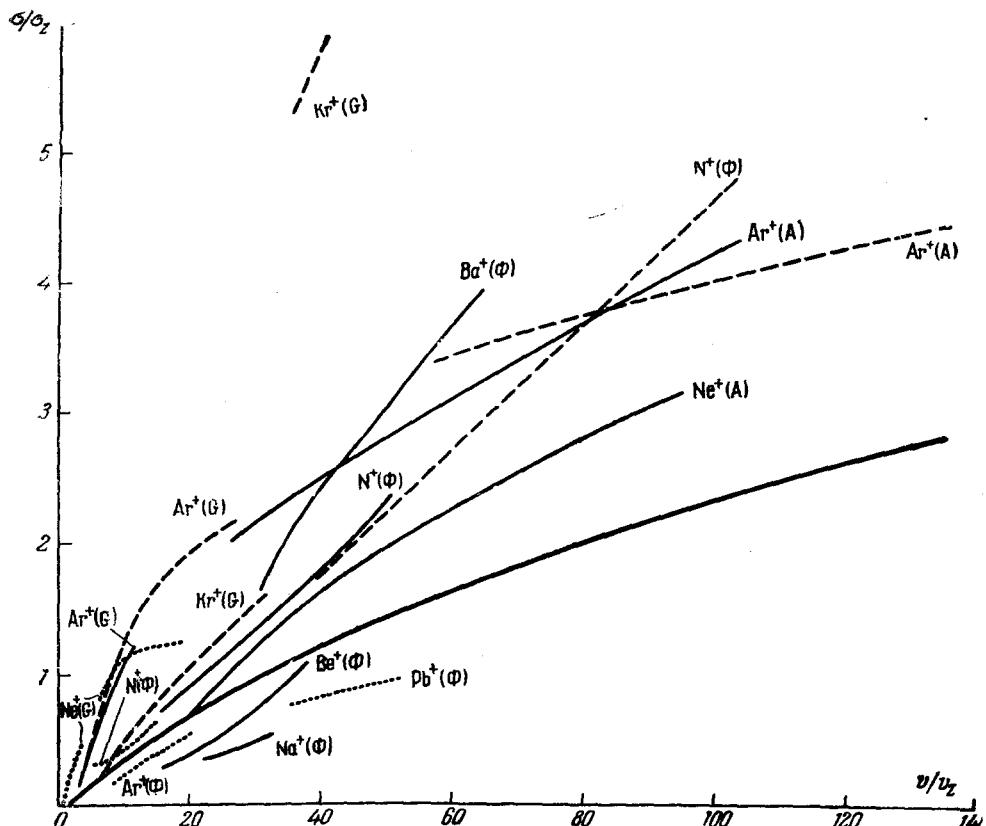


Рис. 4. Универсальная зависимость полного сечения ионизации от скорости по Фирсову²⁹ (толстая сплошная линия). Экспериментальные данные: G—²⁸, Φ—¹², A—¹⁶. Экспериментальные кривые для ионизации аргона давы сплошными линиями, криптона — прерывистыми линиями, иона — пунктиром. Названия первичных ионов указаны на графике.

частиц), для которых затрата энергии равна или больше затраты энергии на одноэлектронную ионизацию атома газа. Полное сечение ионизации σ_z не вполне строго соответствует сечению, определяемому из формулы Фирсова, вследствие того, что в выражение для σ_z (см. формулу (1,5)) сечение элементарных процессов входит с коэффициентами, равными числу освобождающихся электронов.

На рисунке 4 приведена теоретическая кривая, полученная Фирсовым, и экспериментальные кривые для полного сечения ионизации неона, аргона и криптона различными ионами, нормированные согласно фор-

мулам (3,4) и (3,5). Экспериментальные данные для σ_{\perp} взяты из работ ^{12,16,28}. Приведены данные только для таких ионов, в оболочках которых содержится не менее пяти электронов. Этому дополнительному условию, принятому из соображений обоснованности применения статистических представлений, удовлетворяют 12 пар ион—атом, исследованных в упомянутых работах. Из рисунка 4 видно, что при изменении параметра v/v_z от 20 до 140 экспериментальные и теоретические данные согласуются приблизительно в пределах фактора два. Указанные пределы изменения параметра v/v_z отвечают интервалу скоростей для различных ионов $7 \cdot 10^6$ — $9 \cdot 10^7$ см/сек. Исключение представляет только пара $\text{Kr}^+—\text{Kr}$, для которой σ_{\perp} , измеренное в работе ²⁸, очень велико (при энергии 40 кэв $\sigma_{\perp} \sim 1,7 \cdot 10^{-15}$ см²). Этот конкретный случай, по-видимому, еще нуждается в проверке, так как σ_{\perp} испытывает странный скачок в промежутке между двумя интервалами скоростей, для которых производились измерения в работе ²⁸.

Интересно отметить, что даже экспериментальные кривые $\sigma_{\perp}(v)$ для пар $\text{H}^+—\text{Ar}$ и $\text{He}^+—\text{Ar}$ из работ ¹⁶ и ²², нормированные согласно формулам (3,4) и (3,5), также согласуются с теорией Фирсова в пределах фактора два (на рис. 4 не приведены). Отличие заключается лишь в том, что эти кривые располагаются ниже кривой Фирсова, а кривые для других ионов преимущественно располагаются выше. Таким образом, в интервале скоростей ионов $1 \cdot 10^7$ — $1 \cdot 10^8$ см/сек приближенная теория Фирсова дает правильный порядок величины полного сечения ионизации и выражает характер его изменения в зависимости от скорости. В области более высоких скоростей статистические представления могут быть неприменимы и поэтому трудно ожидать согласия теории и эксперимента. Для значения параметра $\frac{v}{v_z} < 20$, т. е. в области низких скоростей, теория и эксперимент расходятся больше, чем в пределах фактора два. Причина этого расхождения неясна.

Нельзя, конечно, утверждать, что полное сечение ионизации должно зависеть только от скорости и зарядов ядер сталкивающихся частиц. Вероятно, на величину сечения влияют и «индивидуальные» особенности системы уровней иона и атома.

Для выявления отступлений от универсальной зависимости, предложенной Фирсовым, и дальнейшей проверки теории, требуется больше данных для различных пар ион—атом и большая точность измерений. Точность измерений σ_{\perp} экспериментаторы обычно оценивают как 10—15 %. Однако в действительности данные различных авторов также еще расходятся в пределах фактора два. Причиной таких расхождений являются, вероятно, неучтенные систематические погрешности измерений.

II. ИОНИЗАЦИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

§ 4. Экспериментальное определение сечений

В Мэв-диапазоне энергий атомные столкновения связаны с интенсивным разрушением оболочек и образованием многозарядных ионов. Это явление в последние годы изучалось, в частности, в работах советских физиков—Николаева, Тепловой и др. ^{49,50}.

В настоящее время установлено, что образование многозарядных ионов происходит и в кэв-диапазоне энергий. При исследовании образования многозарядных ионов большее значение имеет тщательный контроль условий однократности столкновений. «Метод равновесного зарядового состава»⁵³ для таких измерений пригоден мало. Однократное

неупругое столкновение атомов или молекул может сопровождаться осуществлением нескольких элементарных процессов, связанных с удалением или захватом электронов, диссоциацией и оптическим возбуждением. Точное описание неупругого столкновения должно содержать квантовое состояние частиц, вступающих во взаимодействие, и частиц—продуктов столкновения. Существующие экспериментальные методы не позволяют определить сечения различных элементарных процессов с полным учетом этих требований. Они сводятся к измерению сечения образования первичной или вторичной частицы в определенном зарядовом состоянии. При этом вопрос о зарядовом состоянии другой атомной частицы, участвующей в столкновении, обычно остается невыясненным.

Так, например, вторичные ионы с зарядом n могут появиться в газе в результате чистой ионизации атомов газа или в результате ионизации с захватом одного или двух электронов в оболочку первичного иона (см. § 1). Соответствующее сечение образования вторичных ионов выражается следующим образом:

$$\sigma_{0n} = \sigma_{0n}^i + \sigma_{0n}^{ic} + \sigma_{0n}^{icc}. \quad (4,1)$$

Быстрые нейтральные атомы могут, например, появиться в первичном пучке, в результате обычной одноэлектронной перезарядки или в результате процессов ионизации с захватом одного электрона и образованием в газе различных по заряду вторичных ионов. Соответствующее сечение образования быстрых атомов σ_{10} выражается следующим образом:

$$\sigma_{10} = \sigma_{01}^{ic} + \sigma_{02}^{ic} + \sigma_{03}^{ic} + \dots \quad (4,2)$$

Сечения преобразования первичных частиц обычно определяются посредством масс-спектрометрического анализа первичного пучка после его прохождения через газ. В опытах этого рода чрезвычайно важно учитывать влияние рассеяния, сопровождающего неупругие процессы. Минимальные меры предосторожности заключаются в том, что выходное отверстие камеры столкновений должно быть существенно больше входного. Наиболее правильным приемом является исследование углового распределения частиц соответствующего заряда с последующим интегрированием для определения полного эффективного сечения¹⁴.

Сечения образования вторичных ионов также могут определяться посредством масс-спектрометрических методов. Большая часть этих ионов обладает малыми начальными скоростями. Поэтому они обычно вытягиваются из газа, наполняющего камеру столкновений, электрическим полем и дополнительно ускоряются перед входом в анализатор. Ранее такой метод применялся в работах Кина⁹ и Линдхольма^{51, 52} только для определения отношения различных сечений образования вторичных ионов. Объединение этого метода с методом конденсатора в наших работах позволило осуществить измерение абсолютной величины сечений^{17, 21-23}. Исследования энергетического состава вторичных ионов (см. ниже) показали, что он меняется в зависимости от заряда иона и соотношения масс сталкивающихся частиц. Это обстоятельство может приводить к занижению в оценке сечений образования вторичных ионов с высоким зарядом¹⁹.

§ 5. Образование атомных вторичных ионов

Сводка имеющихся сведений об образовании вторичных атомных ионов (в том числе осколочных) в кэв-диапазоне энергий дана в табл. III. Наименования вторичных ионов, для которых абсолютная величина сечений образования оценена по ее нижнему пределу или вообще не была измерена, взяты в скобки.

Таблица III

Данные о вторичных ионах, наблюдавшихся при ионизации атомов и молекул газа однозарядными ионами кэв-диапазона энергий

Пара	Вторичные ионы	Литература
$H^+ - He$	(He^+)	9
$H_2^+ - He$	(He^+)	9
$He^+ - He$	He^+, He^{2+}	17
$He^+ - Ne$	Ne^+, Ne^{2+}, Ne^{3+}	17
$Ar^+ - Ne$	$(Ne^+), (Ne^{2+}), (Ne^{3+})$	18
$H^+ - Ar$	$Ar^+, Ar^{2+}, Ar^{3+}, Ar^{4+}$	22
$H_2^+ - Ar$	$Ar^+, Ar^{2+}, Ar^{3+}, Ar^{4+}$	22
$H_3^+ - Ar$	$Ar^+, Ar^{2+}, Ar^{3+}, Ar^{4+}$	22
$He^+ - Ar$	$Ar^+, Ar^{2+}, Ar^{3+}, Ar^{4+}, Ar^{5+}$	17
$Ne^+ - Ar$	$Ar^+, Ar^{2+}, Ar^{3+}, Ar^{4+}, Ar^{5+}$	17
$Ar^+ - Ar$	$Ar^+, Ar^{2+}, (Ar^{3+}), (Ar^{4+}), (Ar^{5+}), (Ar^{6+})$	17, 48
$He^+ - Kr$	$Kr^+, Kr^{2+}, Kr^{3+}, Kr^{4+}, Kr^{5+}$	17
$Ar^+ - Kr$	$Kr^+, Kr^{2+}, Kr^{3+}, Kr^{4+}$	17
$H^+ - H_2$	H_2^+, H^+	21
$H_2^+ - H_2$	H_2^+, H^+	21
$H_3^+ - H_2$	H_2^+, H^+	21
$He^+ - H_2$	(H_2^+)	9
$H^+ - N_2$	N_2^+, N^+, N^{2+}	23
$H_2^+ - N_2$	N_2^+, N^+, N^{2+}	23
$H^+ - O_2$	$O_3^+, O^+, O^{2+}, (O^-)$	23
$H_2^+ - O_2$	$O_2^+, O^+, O^{2+}, (O^-)$	23

Измерения сечений образования ионов с различным зарядом при электронно-атомных столкновениях были проведены в работах Бликни⁵⁴.

Сравнение данных об аналогичных сечениях образования вторичных ионов при одинаковой скорости первичных ионов и электронов позволяет выявить резкие качественные отличия. На рисунке 5 представлены зависимости $\sigma_{0n}(v)$ в аргоне при ионизации ионами He^+ и электронами. Образование ионов аргона с зарядом от двух до пяти в случае ионизации ионами He^+ наблюдается в области скоростей, которые значительно меньше, чем пороговая скорость при электронном ударе ($\sim 2,4 \cdot 10^8$ см/сек). Кроме того, максимальные сечения образования двухзарядных ионов приблизительно в десять раз, а для трехзарядных ионов

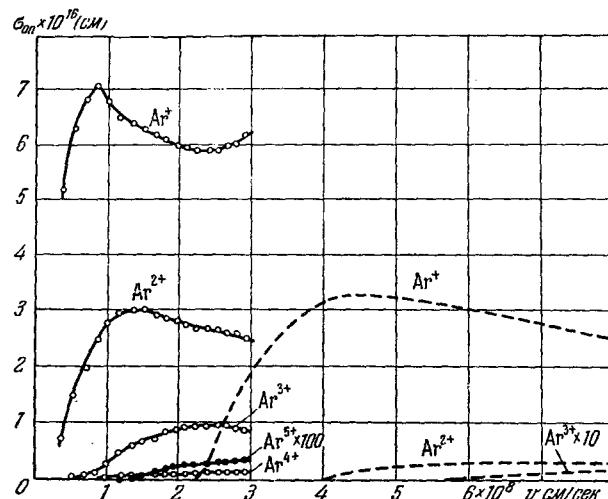


Рис. 5. Образование вторичных ионов аргона с зарядом 1, 2, 3, 4, 5 при ионизации аргона ионами He^+ по данным Федоренко и Афросимова¹⁷ (сплошные линии) и ионов аргона с зарядом 1, 2, 3 при электронном ударе по данным Бликни⁵⁴ (пунктир). По вертикальной оси отложено сечение в единицах 10^{-16} см², а по горизонтальной — скорость ионизующих частиц в см/сек.

приблизительно в сто раз больше чем при электронном ударе. Сечения σ_{01} и σ_{05} в работе Бликни вообще не могли быть надежно измерены.

Отмеченные особенности качественно согласуются с гипотезой о механизме сильного взаимодействия, ответственного за ионизацию при атомных столкновениях в области скоростей $v < v_H$.

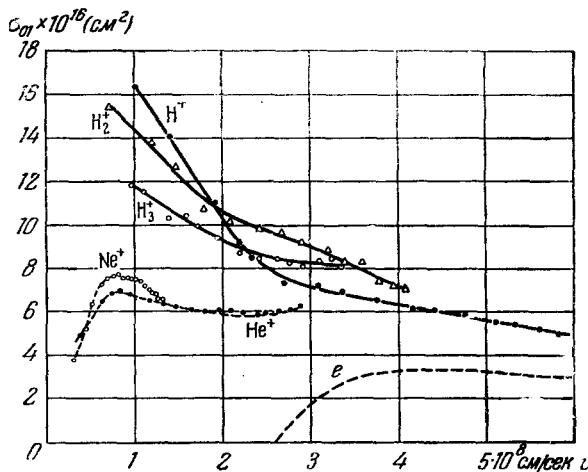


Рис. 6. Зависимость сечения образования однозарядных вторичных ионов аргона от скорости первичных ионов H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ и Ne^+ по данным Афросимова, Ильина и Федоренко^{17,22} и электронов по данным Бликки⁵⁴. Названия первичных частиц указаны на графике.

$\sigma_{0n}^{ic}(v)$ (так как вклад ионизации с захватом значительно мал^{55, 56}). Так, например, сечение σ_{01}^{ic} есть сумма сечения одноэлектронной перезарядки σ_{01}^i и сечения одноэлектронной ионизации σ_{01}^i . При этом максимум на результирующей кривой $\sigma_{01}(v)$, по-видимому, связан с переходом через максимум сечения одноэлектронной перезарядки. Это подтверждается данными работы¹⁶, в которой измерялось полное сечение захвата. Максимумы на кривых $\sigma_{02}(v)$ и $\sigma_{03}(v)$ на рис. 5, лежащие в интервале скоростей $v < v_H$, аналогично предыдущему случаю могут быть приписаны переходу через максимум кривых $\sigma_{02}^{ic}(v)$ и $\sigma_{03}^{ic}(v)$. Переход через максимум кривых для чистой ионизации $\sigma_{02}^i(v)$ и $\sigma_{03}^i(v)$, вероятно, имеет место при более высоких скоростях, так же как и для процессов обтирки (см. ниже § 7).

Некоторые выводы о влиянии на величину сечений образования вторичных ионов структуры первичных ионов могут быть сделаны из рассмотрения графиков на рис. 6 и 7, на которых приведены кри-

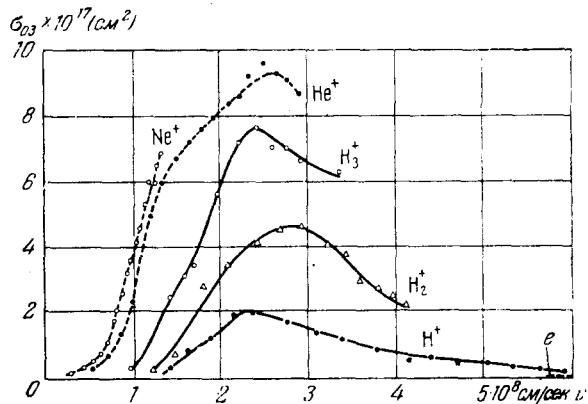


Рис. 7. Зависимость сечения образования трехзарядных вторичных ионов аргона от скорости первичных ионов H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ и Ne^+ по данным Афросимова, Ильина и Федоренко^{17,22} и электронов по данным Бликки⁵⁴. Названия первичных частиц указаны на графике.

Согласно классической теории ударной ионизации Томсона² порог и максимум для ионизации при ионно-атомных столкновениях также должны лежать ниже, чем при электронном ударе. Однако наблюдающиеся на опыте различия значительно больше, чем можно было бы ожидать на основании этой теории.

Следует иметь в виду, что каждая кривая $\sigma_{0n}(v)$ для сечения образования вторичных ионов с зарядом n согласно (4,1) должна представлять собой результат наложения

двух кривых $\sigma_{0n}^i(v)$ и двух электронов относительно

вые $\sigma_{01}(v)$ и $\sigma_{03}(v)$ для ионизации аргона различными ионами H^+ , H_2^+ , H_3^+ , He^+ и Ne^+ по данным работ ¹⁷ и ²². Из рисунка 7 видно, что при одинаковой скорости сечение σ_{03} возрастает с увеличением заряда первичного иона, если он является атомным (H^+ , He^+ , Ne^+), или числа ядер, если он является молекулярным. Та же последовательность, но в менее резко выраженной форме, наблюдалась и для полного сечения ионизации (§ 2). Эта последовательность, по-видимому, характеризует все процессы с относительно более высокой затратой энергии.

Для сечения σ_{01} (см. рис. 6) аналогичной последовательности не наблюдается. Это, по-видимому, связано с тем, что основной вклад в сечение σ_{01} вносит одноэлектронная перезарядка, которая сильно зависит от строения внешних уровней.

§ 6. Образование осколочных вторичных ионов

Вторичные ионы, образующиеся в результате диссоциации молекул газа при ионно-молекулярных столкновениях, принято называть осколочными. Диссоциация молекул под действием электронов и быстрых атомных частиц осуществляется в результате перехода молекулы в неустойчивое электронное состояние с соблюдением принципа Франка—Кондона. Для образования вторичных ионов это состояние должно быть ионизованным. Удаление электронов из оболочки молекулы при электронном ударе возможно только за счет процессов чистой ионизации. При ионно-молекулярных столкновениях диссоциация может проходить также и в результате захвата первичным ионом электронов из оболочки молекулы.

Захват электронов, сопровождающийся диссоциацией молекул с образованием осколочных ионов, изучался Линдхольмом ^{51, 52}. Линдхольм показал, что вероятность образования осколочных вторичных ионов в результате захвата с диссоциацией, так же как и вероятность обычной одноэлектронной перезарядки ионов и атомов, зависит от величины дефекта резонанса (см. (3,1)). За величину дефекта резонанса в данном случае следует принять разность энергии рекомбинации первичного иона и так называемой «вертикальной энергии» диссоциации. Вертикальной энергией диссоциации называется ³ энергия, необходимая для франк-кондоновского перехода из основного электронного состояния в возбужденное состояние, в котором возможна диссоциация. Энергия первичных ионов в опытах Линдхольма составляла 500 эв. Линдхольм считает, что в эв-диапазоне энергий диссоциация практически связана только с процессами захвата электронов.

Из теоретической работы Сальпетера ⁶⁷, с другой стороны, следует, что в Мэв-диапазоне энергий диссоциация при столкновениях

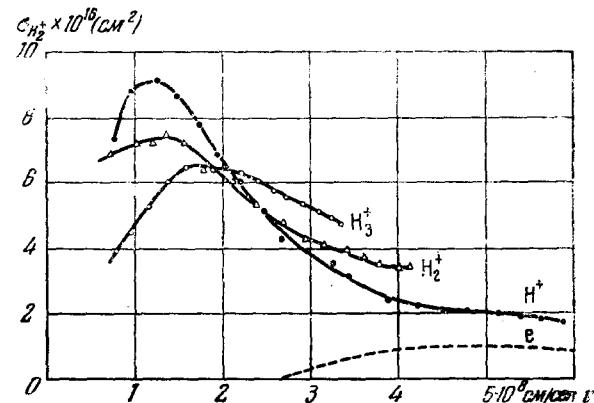


Рис. 8. Зависимость сечения образования вторичных ионов H_2^+ в молекулярном водороде от скорости первичных ионов H^+ , H_2^+ и H_3^+ по данным Ильина, Афросимова и Федоренко ²¹ и электронов по данным Ньюхэла ⁵⁷. Названия первичных частиц указаны на графике.

молекулярных ионов и атомов связана, главным образом, с освобождением электронов. В кэв-диапазоне энергий, по-видимому, осуществляются как те, так и другие процессы.

В работе ²¹ были измерены сечения образования вторичных ионов H_2^+ и H^+ при прохождении ионов водорода H^+ , H_2^+ , H_3^+ с энергией 5–180 кэв через молекулярный водород. На рисунках 8 и 9 приведены сечения $\sigma_{H_2^+}$ и σ_{H^+} в зависимости от скорости первичных ионов и аналогичные сечения при электронном ударе по данным работы ⁵⁷. Легко видеть, что переход кривых $\sigma_{H_2^+}(v)$ и $\sigma_{H^+}(v)$ через максимум имеет место

ниже порога образования соответствующих ионов при электронном ударе. По данным работы ⁵⁷ сечение образования осколочных протонов достигает в максимуме величины $\sim 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, в то время как при ионизации молекулярного водорода ионами H^+ и H_2^+ оно оказывается на два порядка больше ($\sim 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$). Эти экспериментальные факты свидетельствуют также в пользу гипотезы о существовании механизма сильного взаимодействия и при ионно-молекулярных столкновениях.

В работе ²¹ высказывается предположение

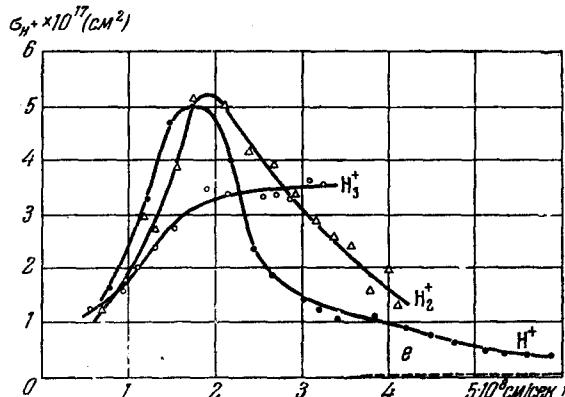
Рис. 9. Зависимость сечения образования вторичных осколочных протонов в молекулярном водороде от скорости первичных ионов H^+ , H_2^+ и H_3^+ по данным Ильина, Афросимова и Федоренко ²¹ и электронов по данным Ньюхелла ⁵⁷. Названия первичных частиц указаны на графике.

о том, что максимум на кривой $\sigma_{H_2^+}(v)$ связан с перезарядкой, а максимум на кривой $\sigma_{H^+}(v)$ — с процессом захвата с диссоциацией. После перехода сечения через максимум в образовании вторичных ионов H_2^+ и H^+ более существенную роль начинает играть процесс одноэлектронной ионизации. Экспериментально установлено также, что большая часть осколочных протонов обладает энергией, не превышающей 7 эв. Энергия вторичных ионов H_2^+ меньше.

В работе ²³ исследовалось образование осколочных ионов O^+ , O^{2+} , N^+ , N^{2+} при прохождении ионов водорода H^+ и H_2^+ через воздух. Существенно отметить, что в этом случае выход атомных осколочных ионов O^+ и N^+ по отношению к недиссоциировавшим вторичным ионам O_2^+ и N_2^+ может достигать приблизительно 50%.

§ 7. Обтирка первичных ионов

В масс-спектрах часто наблюдаются линии, отвечающие нецелочисленным массам. Это явление, связанное с обтиркой первичных ионов в остаточном газе, впервые правильно объяснил Маттаух ⁵⁸. Первые сведения о сечениях σ_{12} для различных ионов с энергией 10 и 20 кэв были получены в работе ¹⁰. Для тяжелых ионов Ba^+ , Bi^+ , J^+ это сечение при 20 кэв может составлять несколько единиц 10^{-17} см^2 . При дальнейшем увеличении энергии вступают в строй процессы обтирки с удалением нескольких электронов ^{13, 14, 59}, сечения которых быстро возрастают. В таблице IV приведены данные из работы ¹⁴ для сечений обтирки иона Ag^+ с энергией 75 кэв в аргоне. Из таблицы видно, что по мере увеличения



числа удаляемых электронов соответствующие сечения убывают. Удаление каждого следующего электрона связано с уменьшением сечения в 4—5 раз.

Переход сечения σ_{12}^l через максимум наблюдался пока только для одного случая ($N^+ \rightarrow N^{2+}$) в работе⁵⁹ приблизительно при 900 кэв. Для процессов обтирки с удалением нескольких электронов максимум, вероятно, отвечает более высоким энергиям первичных ионов.

Зависимость сечений обтирки первичного иона от структуры атома мишени еще недостаточно выяснена. По-видимому, сечения обтирки иона возрастают с увеличением заряда ядра атома подобно тому как сечения образования многозарядных ионов возрастают с увеличением заряда ядра первичного иона¹³.

Сведения об обтирке атомов водорода и гелия для широкого интервала энергии содержатся в недавно вышедшем обзоре Аллисона⁶⁸.

Если первичный ион является молекулярным, то в результате его диссоциации может иметь место образование осколочных первичных ионов. Диссоциация молекулярных ионов H_2^+ в интервале энергии 100—200 кэв исследовалась в работе⁶⁰, а в интервале 5—180 кэв — в работе⁶¹. Диссоциация ионов H_3^+ и N_2^+ с энергией 5—30 кэв исследовалась в работе¹⁰.

III. РАССЕЯНИЕ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С ИОНИЗАЦИЕЙ

§ 8. Общие замечания

Исследование рассеяния атомных частиц представляет двоякий интерес. Во-первых, анализ данных об угловом распределении позволяет определить потенциальную энергию взаимодействия частиц в функции расстояния между их ядрами: $U(r)$. Во-вторых, могут быть получены сведения об условиях, в которых осуществляются различные неупругие процессы, например, о глубинах проникновения оболочек и неупругой потере энергии.

Анализ данных об упругом рассеянии первичных ионов на атомах газа возможен на основании теоретических представлений классической механики. Это связано с тем, что для ионов уже в эв-диапазоне энергий длина волны де-Бройля мала по сравнению с размерами атома, и квантовые дифракционные эффекты могут играть заметную роль только при очень малых углах (менее 1°)⁶². В эв-диапазоне преобладает упругое рассеяние, поэтому как постановка эксперимента, так и анализ данных сравнительно просты. В эв-диапазоне энергий произведено много исследований, имевших целью определение вида функции $U(r)$ для различных пар ион—атом. Они показали, что на расстояниях $2-3 \cdot 10^{-8}$ см преобладают поляризационные силы притяжения, а на меньших расстояниях — кулоновское отталкивание ядер, экранированных электронами. Результаты этих исследований подробно рассмотрены в монографии Месси и Бархопа³¹.

Заметное рассеяние атомных частиц с энергиями кэв-диапазона может быть связано только с силами отталкивания, которые значительно больше, чем силы притяжения. Однако анализ экспериментальных данных, относящихся к кэв-диапазону, осложняется тем, что вклад неупругого рассеяния (в частности, рассеяния с обтиркой первичных ионов) сильно возрастает по мере увеличения угла отклонения. Этот экспериментальный

Таблица IV
Сечения обтирки
ионов Ar^+ в аргоне
по данным Каминкера
и Федоренка¹⁴

Переход	$\sigma_{1k}^l (см^2)$
$Ar^+ \rightarrow Ar^{2+}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$
$Ar^+ \rightarrow Ar^{3+}$	$2,5 \cdot 10^{-17}$
$Ar^+ \rightarrow Ar^{4+}$	$6,0 \cdot 10^{-18}$
$Ar^+ \rightarrow Ar^{5+}$	$1,8 \cdot 10^{-18}$

факт впервые был установлен в нашей работе¹¹ и подтвержден последующими исследованиями^{14, 15, 26}. Тем не менее, как указал Фирсов⁶², при анализе данных о неупругом рассеянии первичных ионов с энергиями keV -диапазона также применимы классические представления, если неупругая потеря энергии мала по сравнению с кинетической энергией относительного движения частиц. В таких случаях кинематика неупругого рассеяния первичных частиц не отличается от кинематики упругого рассеяния.

Исходя из этого, Эверхарт с сотрудниками²⁴⁻²⁷, анализируя полученные ими данные о рассеянии ионов He^+ , Ne^+ и Ar^+ в аргоне, нашли, что взаимодействие атомных частиц keV -диапазона энергий может быть представлено экранированным кулоновским потенциалом:

$$U(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 e^2}{r} e^{-r/a}, \quad (8.1)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды ядер сталкивающихся частиц и a — радиус экранирования. При этом

$$a = a_0 / (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}, \quad (8.2)$$

где a_0 — радиус первой боровской орбиты.

Фирсов⁶³ чисто теоретическим путем вычислил функцию $U(r)$ для расстояний $r < 1 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Согласно Фирсову

$$U(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 e^2}{r} \chi \left([Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}]^{2/3} \frac{r}{a} \right), \quad (8.3)$$

где χ — функция экранирования по Томасу — Ферми.

Все вычислительные операции по определению функции $U(r)$ обычно производятся для системы координат, связанной с центром инерции. Определение дифференциальных сечений в системе центра инерции, по данным о рассеянии первичных частиц, просто осуществляется при условии $m_1 \ll m_2$ (m_1 — масса первичного иона, m_2 — масса атома). При $m_1 > m_2$ в лабораторной системе координат для частицы с массой m_1 существует предельный угол рассеяния (θ_{\max}) и неоднозначная связь между углом отклонения и величиной скорости⁶. В этом случае переход к системе центра инерции сильно осложняется. В настоящей статье рассматриваются только случаи $m_1 \ll m_2$, для которых неоднозначность такого рода отсутствует.

Столкновение первичных ионов с атомами газа сопровождается изменением направления и величины скорости обеих сталкивающихся частиц. Поэтому наблюдается не только рассеяние первичных частиц, но и рассеяние атомов отдачи или вторичных ионов, обладающее в лабораторной системе координат особой неоднозначностью, возникающей только при неупругих столкновениях. Эта неоднозначность, так же как и упомянутая неоднозначность для первичных частиц, связанная с соотношением масс, вытекает из законов сохранения энергии и импульса. Законы сохранения энергии и импульса дают связь между восемью величинами: m_1 , m_2 , v_0 , v_1 , v_2 , θ , φ и E , где v_0 — начальная скорость первичной частицы (или скорость относительного движения, если вторая частица, атом газа, до столкновения может считаться неподвижной), v_1 и θ — скорость и угол отклонения первичной частицы после столкновения, v_2 и φ — скорость и угол вылета второй частицы, и E — неупругая потеря энергии. На рисунке 10 приведена диаграмма скоростей для неупругого столкновения частиц с одинаковой массой ($m_1 = m_2$). При неупругом столкновении скорость относительного движения (v_0) уменьшается. Поэтому отклонение второй

частицы ограничено предельным углом вылета

$$\varphi_{\max} = \arccos \sqrt{\frac{(m_1 + m_2)}{m_2} \frac{E}{T_0}} \quad (8.4)$$

(T_0 —начальная кинетическая энергия первичной частицы). Из рисунка 10 видно, что предельному углу вылета отвечает только одно значение скорости второй частицы. Для всех же углов $\varphi < \varphi_{\max}$ одному и тому же значению φ отвечают два значения скорости второй частицы v_2' и v_2'' , каждое из которых соответствует определенной величине скорости (v_1' и v_1'') и углу отклонения (ϑ' и ϑ'') первичной частицы. В дальнейшем мы называем такой случай, когда при данном угле вылета скорость второй частицы имеет меньшее значение, — «мягким» рассеянием (v_2' , v_1' , ϑ'), а когда скорость имеет большее значение, — «жестким» рассеянием (v_2'' , v_1'' , ϑ''). Таким образом, в угловом распределении вторичных ионов, образование которых связано с неупругими столкновениями, можно ожидать существования двух энергетических групп. Различие в энергии для этих групп должно увеличиваться по мере уменьшения угла вылета φ и исчезать при $\varphi \rightarrow \varphi_{\max}$. Описанная неоднозначность, как будет ясно из дальнейшего, облегчает выявление угловой корреляции неупругих процессов при изучении рассеяния в лабораторной системе координат.

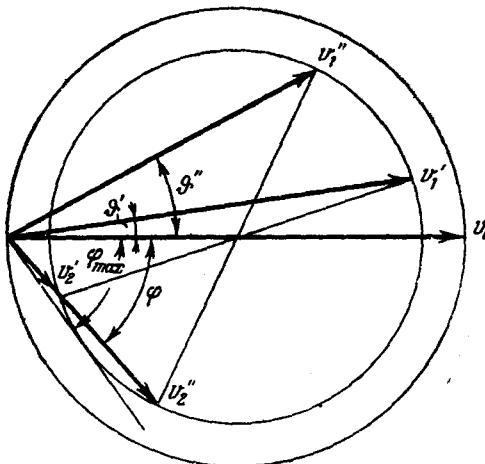


Рис. 10. Диаграмма скоростей для неупругого столкновения двух частиц с одинаковой массой.

§ 9. Экспериментальное исследование углового распределения

Определение абсолютной величины дифференциальных сечений рассеяния в единичный телесный угол является сложным экспериментом, требующим хорошей угловой разрешающей силы прибора и тщательного анализа геометрических условий опыта. Выбор и анализ геометрии при исследовании рассеяния на газовой мишени впервые описан Иорданом и Броде⁶⁴ и более подробно рассмотрен в работах^{14, 65}. При упругом рассеянии первичных частиц на малые углы практически невозможно отличить рассеянные и нерассеянные частицы. В тех же случаях, когда первичные ионы в результате неупругого столкновения изменяют e/m (т. е. заряд или массу), они могут быть выделены из первичного пучка отклонением в магнитном поле. Это позволяет исследовать рассеяние с изменением e/m вплоть до очень малых углов¹⁴. В кэв-диапазоне энергий первичные частицы рассеиваются главным образом в пределах нескольких градусов от направления начального движения, а вторичные ионы — в пределах нескольких градусов от направления, перпендикулярного к первичному пучку. Это обстоятельство несколько облегчает задачу раздельного исследования рассеяния первичных и вторичных ионов.

Дифференциальное сечение рассеяния для первичных и вторичных ионов определяется по общей формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_0} = \frac{i_2(\vartheta)}{i_1} \frac{1}{n} S(\vartheta) \text{ см}^2/\text{стераидиан} \quad (9,1)$$

где i_1 —ток первичного ионного пучка, поступающего в камеру столкновений, $i_2(\vartheta)$ —ток частиц, рассеянных на угол ϑ и выделенных коллиматором, n —концентрация атомов газовой мишени, $S(\vartheta)$ —геометрический фактор, учитывающий изменение эффективных размеров рассеивающего объема газа и телесного угла, определяемого диафрагмами коллиматора

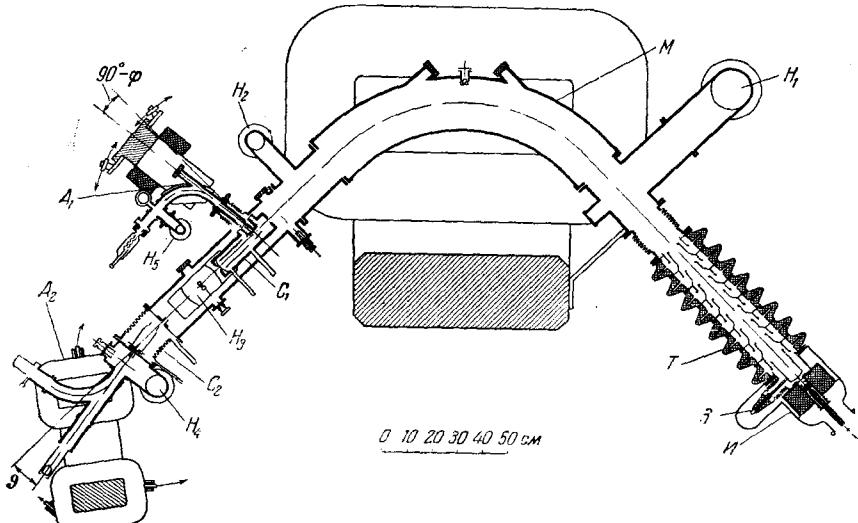


Рис. 11. Схематический чертеж установки, на которой производились исследования рассеяния первичных и вторичных ионов в работах Федоренко, Афросимова, Каминкера, ^{11, 14, 18, 19}. [И—ионный источник, З—вытягивающий электрод, Т—ускорительная трубка, С₁—первая камера столкновений, А₁—анализатор вторичных ионов, С₂—вторая камера столкновений, А₂—анализатор первичных ионов, Н₁, Н₂, Н₃, Н₄, Н₅—высоковакуумные насосы.]

при установке его оси под данным углом ϑ к направлению первичного пучка. Все экспериментальные данные об угловом распределении первичных и вторичных ионов в настоящей статье рассматриваются в лабораторной системе координат.

На рисунке 11 дан схематический чертеж установки, на которой произведена большая часть наших опытов по исследованию рассеяния первичных и вторичных ионов. Монохроматор (M) служит для получения первичного пучка определенного состава и энергии с малой начальной расходностью ($\pm 0,25^\circ$). Первая камера столкновений и присоединенный к ней подвижный анализатор предназначены для исследования рассеяния вторичных ионов. Коллимация пучка вторичных ионов, имеющих угол вылета φ относительно направления первичного пучка, производится в эквипотенциальном объеме камеры столкновений. Далее вторичные ионы проходят систему сеток, с помощью которых методом задерживающего электрического поля производится анализ их энергетического состава. Вторичные ионы, прошедшие сетки, дополнительно ускоряются и анализируются по зарядовому составу в магнитном анализаторе. Детектирование ионов производится электронным умножителем открытого типа, выход которого включен на вход электрометрического усилителя. Чув-

ствительность регистрирующей системы достигает $5 \cdot 10^{-18}$ а/деление. Конструкция прибора позволяет обследовать интервал углов ϕ от 77 до 92° . Разрешающая способность измерительного устройства $\Delta\phi \simeq \pm 1,25^\circ$. Подробное описание прибора для исследования углового и энергетического распределения вторичных ионов дано в работе¹⁸.

Вторая камера столкновений и анализатор предназначены для исследования рассеяния первичных ионов с анализом их зарядового состава.

Анализатор (A_2) может поворачиваться относительно центра камеры столкновений на углы $\vartheta = \pm 17^\circ$ от направления первичного пучка. Разрешающая способность устройства $\Delta\vartheta \simeq \pm 0,5^\circ$. Детектирование ионов производится с помощью фарадеева приемника или электронного умножителя, включенного на вход лампового электрометра. Подробное описание анализатора первичных ионов дано в работе¹⁴.

В наших опытах ток первичного пучка составлял $0,1 \div 4,0 \cdot 10^{-6}$ а. Обе камеры столкновений обычно наполнялись исследуемым газом до давления $1 \div 1,5 \cdot 10^{-4}$ тор. В остальных частях установки с помощью дифференциальной откачки поддерживалось давление не выше $5 \cdot 10^{-6}$ тор.

§ 10. Рассеяние первичных ионов с изменением e/m

Первые сведения о рассеянии первичных ионов, сопровождающемся изменением e/m в результате таких процессов, как обтирка ионов, захват электронов двухзарядными первичными ионами, диссоциация молекулярных ионов, — были получены в наших работах^{10, 11}. В работе¹⁵ исследовалось рассеяние отрицательных ионов, сопровождающееся изменением заряда. Эти работы, относящиеся к интервалу энергии $5 \div 30$ кэв, показали, что осуществление ионизационно-обменных процессов неразрывно связано с рассеянием, которое весьма своеобразно для каждого неупругого процесса. В дальнейшем нами были проведены более подробные исследования рассеяния ионов Ar^+ в интервале энергии $50 \div 150$ кэв¹⁴. Эверхарт с сотрудниками^{26, 27} изучали рассеяние ионов He^+ , Ne^+ , Ar^+ с переходом в различные зарядовые состояния в том же интервале энергии. Исследования этих авторов охватывают более широкий интервал углов ($\pm 40^\circ$), за исключением зоны углов от 0 до $\pm 4^\circ$. Результаты перечисленных работ согласуются и взаимно дополняют друг друга.

На рисунке 12 представлены полученные в работе¹⁴ кривые углового распределения для рассеяния ионов Ar^+ в зарядовых состояниях $0, 1, 2, 3, 4, 5$. С зарядом нуль рассеиваются быстрые атомы аргона, возникшие в результате захвата электрона первичным ионом Ar^+ . Так как исследуется «симметричная» пара ($\text{Ar}^+ \text{— Ar}$), то образование быстрых атомов аргона следует приписать в основном резонансной перезарядке. С зарядом единица рассеиваются первичные ионы Ar^+ , испытавшие упругое столкновение (или столкновение с ионизацией атома газа). С зарядами $2, 3, 4, 5$ рассеиваются первичные ионы, испытавшие обтирку электронов. Из рассмотрения рис. 12 легко убедиться в том, что с увеличением заряда угловое распределение частиц становится все более «размытым». Естественно считать, что неупругая потеря энергии возрастает по мере увеличения заряда рассеиваемых первичных частиц. Отсюда следует, что при увеличении угла отклонения первичных ионов наблюдается рост относительной вероятности процессов, требующих относительно большей энергии возбуждения. Об этой основной особенности неупругого рассеяния первичных ионов упоминалось выше (§ 8).

Обращает на себя внимание также своеобразная форма кривых углового распределения для наиболее высокоионизованных состояний 4 и 5 . Эти

кривые обладают тремя максимумами: центральным при $\vartheta \rightarrow 0^\circ$ и двумя симметрично расположенными боковыми максимумами. Угловое распределение такого типа было впервые обнаружено в нашей работе¹⁴ и названо «нерегулярным», в отличие от «регулярного» углового распределения,

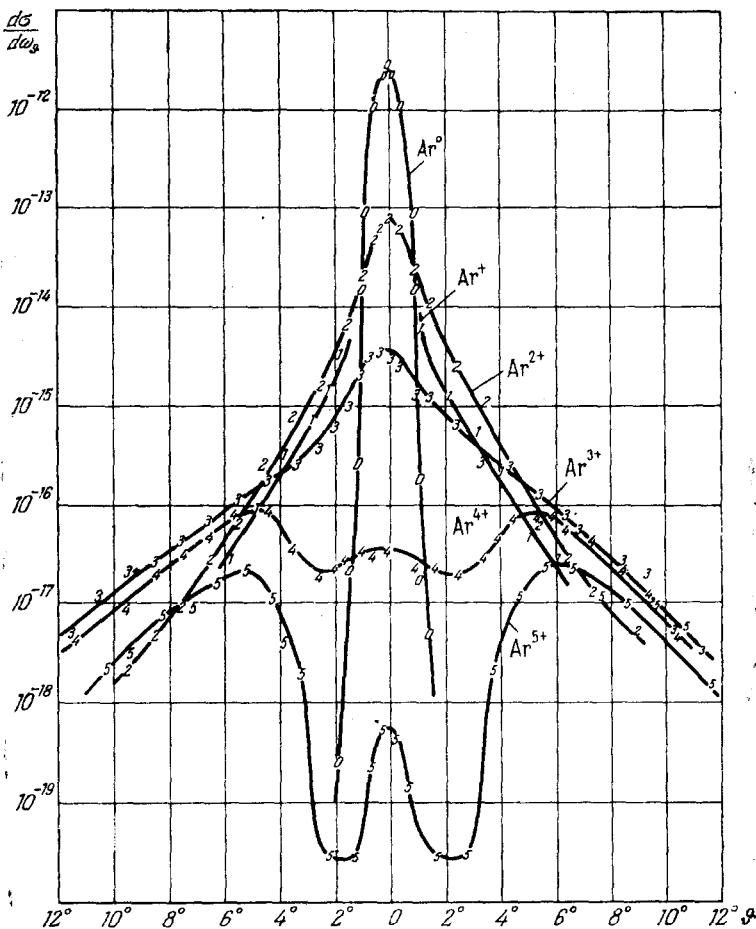


Рис. 12. Рассеяние первичных ионов Ar^+ в зарядовых состояниях 0, 1, 2, 3, 4 и 5. Начальная энергия первичных ионов $T_0 = 75$ кэв. Камера столкновений наполнена аргоном до давления $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ тор. По вертикальной оси в логарифмическом масштабе отложены абсолютное значение дифференциальных сечений рассеяния в единицах $\text{см}^2/\text{стераидиан}$, а на горизонтальной — угол отклонения (ϑ) в градусах. Экспериментальные точки обозначены номерами, соответствующими заряду первичной частицы после столкновения. [Данные Каминкера и Федоренко¹⁴.]

обладающего одним центральным максимумом (как, например, при рассеянии с зарядом 0 или 2).

Для того чтобы дать представление об изменении формы кривых углового распределения рассеяния с обтиркой с увеличением кинетической энергии, на рис. 13 приведены кривые для перехода $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{4+}$ для трех значений начальной энергии ионов Ar^+ . Легко видеть, что с увеличением энергии все максимумы возрастают, а боковые максимумы смещаются

в область меньших углов. Таким образом, с увеличением энергии угловое распределение становится более узким и имеет тенденцию к переходу в регулярное.

Выше (§ 3) указывалось, что Рашек³⁰ предложил феноменологическую теорию для интерпретации данных по рассеянию с обтиркой. Теоретические кривые Рашека в общих чертах передают форму кривых углового распределения, полученных Эверхартом²⁷, которые подобны кривым на рис. 12 и 13.

§ 11. Рассеяние вторичных ионов

До настоящего времени вторичные ионы, образующиеся в газе при ионно-атомных столкновениях, обычно называют медленными, полагая, что их скорости близки к тепловым. Результаты наших последних исследований^{18, 19} показали, что это предположение справедливо только по отношению к основной массе вторичных ионов. Некоторая часть вторичных ионов, в особенности многозарядных, может обладать энергией в несколько десятков и даже сотен электрон-вольт. Угловое распределение и энергетический состав вторичных ионов, как и угловое распределение первичных ионов, весьма своеобразны. В работе¹⁹ исследовались угловые распределения вторичных ионов аргона с зарядом от 1 до 5, возникающих при ионизации атомов аргона первичными ионами Ne^+ и Ar^+ , а также угловые распределения вторичных ионов неона с зарядом от 1 до 3, возникающих при ионизации атомов неона ионами Ar^+ . Начальная энергия первичных ионов менялась в пределах 10—150 кэв. Для получения сведений об энергетическом составе угловые распределения вторичных ионов измерялись при различных «уровнях задержки» (уровень дискриминации по энергии). Это давало возможность получить угловое распределение вторичных ионов, начальная энергия которых больше «уровня задержки».

На рисунке 14 представлены угловые распределения вторичных ионов аргона с зарядами 1, 2, 3, 4 и 5, полученные в работе¹⁹. Первичный пучок состоял также из ионов Ar^+ с энергией 75 кэв. На вертикальной оси графиков отложено дифференциальное сечение в относительных единицах (I_ϕ), а на горизонтальной — угол вылета ϕ . Во всех случаях значение I_ϕ в максимуме принято за 100%. Количественные выводы об энергетическом распределении вторичных ионов по данным работы¹⁹ затруднительны в связи с тем, что значительная часть ионов с энергией порядка 1 эв не достигала детектора вследствие неполного устранения слабых рассеянных магнитных полей. Имело место также искажение углового распределения наиболее медленных ионов с энергией до 10 эв. Об этом свидетельствует размытие углового распределения в область углов $\phi > 90^\circ$. Несмотря на эти неточности, из рассмотрения рис. 14 вполне очевидны две основные особенности кривых углового распределения вторичных

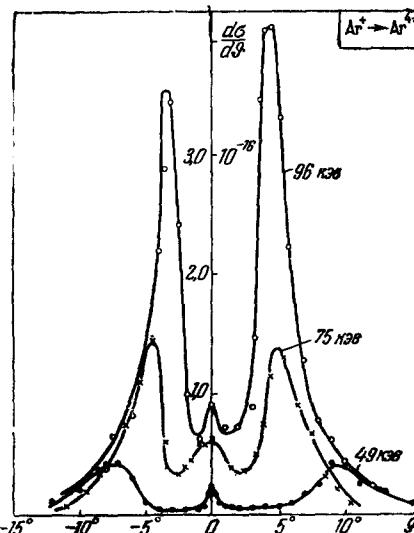


Рис. 13. Видоизменение углового распределения для рассеяния с обтиркой первичного иона ($\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^{4+}$) при увеличении энергии от 49 до 75 и 96 кэв.
[Данные Каминкера и Федоренко¹⁴.]

ионов. С увеличением заряда вторичных ионов максимум их углового распределения смещается к меньшим углам вылета (т. е. к направлению первичного ионного пучка) и одновременно увеличивается средняя энергия вторичных ионов. Например, в угловом распределении ионов с зарядом 4 и 5 содержатся главным образом ионы с энергией более 200 эв. Анализ экспериментальных данных работ^{19,18} показал, что медленные вторичные ионы возникают преимущественно в результате мягкого рас-

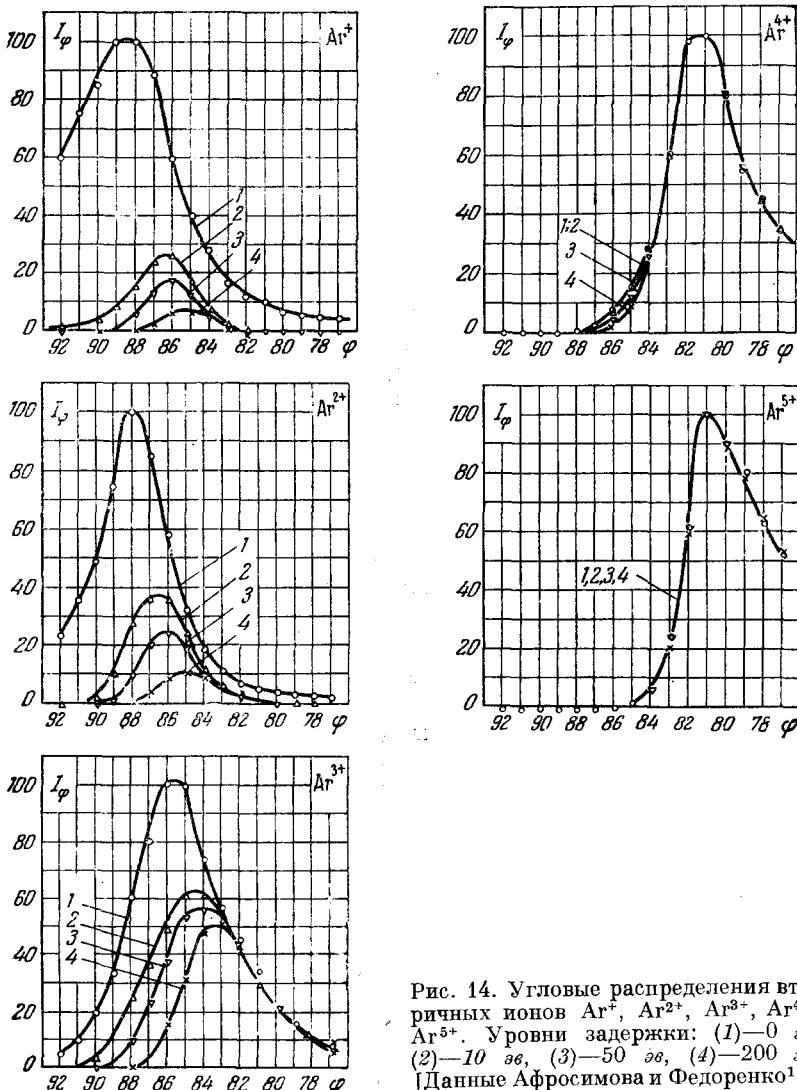


Рис. 14. Угловые распределения вторичных ионов Ar^+ , Ar^{2+} , Ar^{3+} , Ar^{4+} , Ar^{5+} . Уровни задержки: (1)—0 эв, (2)—10 эв, (3)—50 эв, (4)—200 эв. [Данные Афросимова и Федоренко¹⁸.]

сения, а ионы с более высокой энергией—в результате жесткого рассеяния.

Представление об изменении углового распределения вторичных ионов с увеличением энергии первичных ионов дает рис. 15, на котором приведены угловые распределения вторичных ионов Ar^{4+} , измеренные в работе¹⁹ при двух значениях энергии первичных ионов. Легко видеть, что

при увеличении энергии первичных ионов максимум углового распределения смещается к большим углам вылета и появляется больше вторичных ионов с малой энергией, т. е. относительная роль жесткого рассеяния падает.

В работе¹⁹ было показано также, что для вторичных ионов с одинаковым зарядом средняя энергия падает по мере увеличения отношения m_2/m_1 .

§ 12. Сближение ядер и неупругие процессы

Сопоставление данных о рассеянии первичных и вторичных ионов позволяет качественно объяснить своеобразные особенности кривых углового распределения. Естественно рассматривать приблизительно равноценные процессы для близких по структуре сталкивающихся атомных частиц, например, обтирку иона Ar^+ и ионизацию атома Ar , с удалением одинакового числа электронов. При сопоставлении соответствующих кривых углового распределения первичных и вторичных ионов, полученных в работах¹⁴ и¹⁹, обращает на себя внимание совпадение определенных особенностей. Наиболее характерно это выражается для процессов, требующих относительно большой энергии возбуждения, в результате которых из оболочки иона или атома удаляется от трех до пяти электронов. Для таких процессов в угловом распределении вторичных ионов преобладает группа ионов, испытавших жесткое рассеяние. При этом для первичных ионов наблюдается нерегулярное угловое распределение с большими боковыми максимумами. Очевидно, что боковые максимумы также следует приписать жесткому рассеянию первичных частиц. В работе¹⁹ для равноценных процессов ионизации и обтирки удалось установить, что найденные из опыта угол ϕ (соответствующий максимуму в угловом распределении вторичных ионов) и угол ϑ (соответствующий боковому максимуму на кривой углового распределения первичных ионов) находятся между собою приблизительно в таком соотношении, как и следует ожидать на основании законов сохранения энергии и импульса. Аналогичным образом положение минимума на кривых с нерегулярным угловым распределением согласуется с предельным углом вылета вторичных ионов (ϕ_{\max}).

Для процессов другого рода, требующих меньшей затраты энергии, например, для одноэлектронной перезарядки, в угловом распределении вторичных ионов преобладает мягкое рассеяние, а угловое распределение быстрых нейтральных атомов является регулярным.

В общем случае неупругое столкновение, связанное с осуществлением равноценных ионизационных процессов в оболочках обеих частиц, может сопровождаться как мягким, так и жестким рассеянием. Такой общий случай иллюстрирует наглядная схема в полярных координатах на рис. 16.

Согласно представлениям классической механики, если рассеяние связано только с силами отталкивания, увеличение угла отклонения первичной частицы должно отвечать уменьшению параметра удара и расстояния, до которого сближаются ядра сталкивающихся частиц. Отсюда

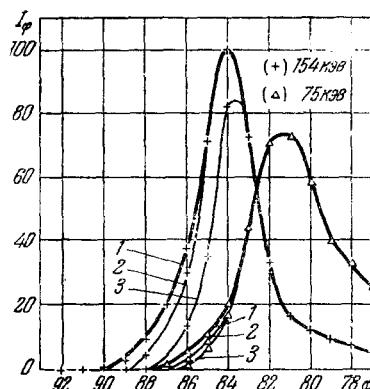


Рис. 15. Угловые распределения вторичных ионов Ar^{4+} , измеренные с одинаковыми уровнями задержки при двух энергиях первичных ионов—75 и 154 кэВ. Уровни задержки (1)—0, (2)—50, (3)—200 эв. [Данные Афросимова и Федоренко¹⁸.]

вытекает качественный вывод о том, что для данного неупругого процесса жесткое рассеяние всегда должно соответствовать более сильному сближению ядер, нежели мягкое рассеяние.

Для приближенной оценки расстояния наибольшего сближения (r_0) при не очень больших углах отклонения ($\vartheta \ll 15^\circ$) можно принять, что

$$r_0 \simeq p_0, \quad (12,1)$$

где p_0 — параметр удара, соответствующий отклонению на угол ϑ . Определение абсолютной величины параметра удара p_0 может быть произведено по экспериментальным данным об угловом распределении рассеяния первичных частиц на основании соотношения:

$$p_0^2 = 2 \int_{\vartheta_0}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\omega_\vartheta} \sin \vartheta d\vartheta. \quad (12,2)$$

В формуле (12,2) $\frac{d\sigma}{d\omega_\vartheta}$ — полное дифференциальное сечение рассеяния, которое получено суммированием дифференциальных сечений рассеяния во всех зарядовых состояниях при одинаковом угле отклонения. Такая операция (основанная на соображениях, изложенных в § 8) производилась в работах ^{11, 14} и ²⁶. При этом кривая полного углового распределения

$$\frac{d\sigma}{d\omega_\vartheta} = f(\vartheta), \quad (12,3)$$

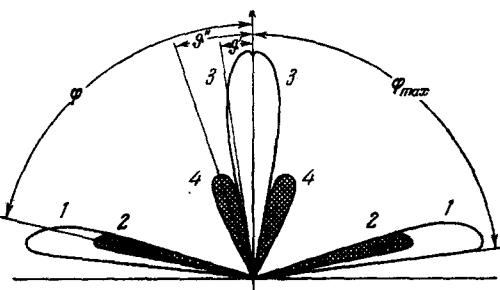


Рис. 16. Наглядная схема углового распределения при равнозначных ионизационных процессах в оболочках сталкивающихся атомных частиц. Вертикальная ось совпадает с направлением первичного пучка. Обозначения углов те же, что и на рис. 10. Мягкое рассеяние вторичных ионов изображают кривые (1), а первичных ионов — (3). Жесткое рассеяние вторичных ионов изображают кривые (2), а первичных ионов — (4).

величины r_0 показали, что все процессы обтирки осуществляются при сближении ядер до расстояний, меньших атомных размеров ($r_0 < 1 \cdot 10^{-8}$ см). Процессы, требующие относительно большей затраты энергии (например, обтирка с удалением нескольких электронов), разыгрываются при сильном перекрытии оболочек на расстояниях $1-5 \cdot 10^{-9}$ см.

Процессы ионизации атомов должны осуществляться в тех же условиях, что и процессы обтирки первичных ионов. Это подтверждается существованием описанной выше аналогии в угловом распределении первичных и вторичных ионов.

Процессы другого рода, связанные с малой неупругой потерей энергии (например, одноэлектронная перезарядка), преобладают на расстояниях, больших атомных размеров. Поэтому естественно, что для одноэлектронной перезарядки или оптического возбуждения величина сечения и зависимость его от скорости в основном определяется индивидуальными особенностями структуры энергетических уровней для внешних электронов ³ (см. рис. 6).

полученная наложением кривых углового распределения различной формы (регулярных и нерегулярных), оказалась монотонно падающей с увеличением угла ϑ , как это и следует ожидать для истинного упругого рассеяния ⁶².

Произведенные таким образом в работах ^{11, 14, 26} оценки ве-

Ионизационные процессы, осуществляющиеся при перекрытии оболочек, несомненно, должны быть связаны с возмущением многих электронов, как это и предполагается гипотезой о квазимолекуле. Естественно ожидать, что в этом случае на величину сечений ионизации должны оказывать влияние также более общие особенности сталкивающихся частиц: заряды ядер, число ядер (для молекулярных ионов), размеры частиц и т. д. Как указывалось выше (§ 2, 5, 6, 7), имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений ионизации и сечений образования многозарядных ионов действительно подтверждают существование общей тенденции к возрастанию сечений при увеличении зарядов ядер сталкивающихся атомных частиц. Это следует также и из теории Фирсова ²⁹.

Трансформация формы кривых углового распределения при увеличении скорости позволяет выяснить изменение условий, в которых осуществляются столкновения, связанные с обтиркой и ионизацией. Пользуясь упрощенными представлениями, можно считать, что сечение процессов ионизации пропорционально произведению двух величин: площади круга с радиусом, равным максимальному параметру удара, при котором становится достижимой необходимая глубина проникновения, и средней вероятности осуществления данного процесса для этого круга. Поэтому процессы должны вступать в строй, начиная с центральных (лобовых) столкновений, для которых при данной скорости достигается максимальная глубина проникновения. Это подтверждается тем, что при малых энергиях процессы обтирки обладают резко выраженным нерегулярным угловым распределением, в котором представлены только боковые максимумы. При увеличении скорости, по-видимому, с одной стороны, расширяется область эффективных параметров удара, а с другой, возрастает вероятность осуществления процессов при меньших параметрах. Об этом свидетельствует рост боковых максимумов, перемещение их в область малых углов, появление центрального максимума, связанного с мягким рассеянием и, наконец, переход нерегулярного распределения в регулярное (см. рис. 13 и 15). Процессы ионизации, по-видимому, вступают в строй с увеличением скорости один за другим, по мере возрастания неупругой потери энергии, необходимой для их осуществления. При этом наблюдается своеобразное вытеснение процессов с меньшей затратой энергии, а также упругого рассеяния из области сильного перекрытия оболочек в область ¹далекого взаимодействия ¹¹.

§ 13. Неупругая потеря энергии

Непосредственные экспериментальные определения неупругой потери энергии были произведены в работе ¹⁸ для столкновений первичных ионов Ar^+ и Ne^+ с атомами аргона, приводящих к образованию вторичных ионов аргона с зарядом от 1 до 6. Начальная энергия первичных ионов (T_0) составляла 75 кэв. В работе ¹⁸ приведено следующее соотношение, связывающее неупругую потерю энергии (E) с кинетической энергией (T_2) и углом вылета (φ) вторичных ионов:

$$E(\varphi) = 2 \sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1} T_2 \cdot T_0\right)} \cos \varphi - \frac{m_1 + m_2}{m_1} T_2. \quad (13,1)$$

Из (13,1) видно, что для определения $E(\varphi)$ достаточно произвести измерения $T_2(\varphi)$, так как остальные величины (m_1, m_2, T_0, φ) могут быть заданы условиями опыта.

При определении энергии вторичных ионов применялся метод задерживающего поля. Для ионов данной зарядности при различных углах вылета снимались так называемые кривые «задержки». На рисунке 17

приведены кривые задержки, полученные для вторичных ионов Ar^{3+} , образующихся при ионизации атомов аргона ионами Ne^+ с энергией 75 кэв. На вертикальной оси отложено отношение тока вторичных ионов (i_2), прошедших коллиматор и задерживающие сетки, к току первичного пучка (i_1), а на горизонтальной оси—уровень задержки в электрон-вольтах. Для более наглядного сравнения энергетического состава вторичных ионов при различных углах вылета все кривые совмещены в точке, где уровень задержки равен нулю. Из рассмотрения рис. 17 видно, что при больших углах вылета ($86^\circ, 88^\circ$) кривая задержки монотонно падает. При уменьшении угла вылета на ней появляется хорошо выраженная «ступенька», разделяющая мягкое и жесткое рассеяние. Средняя кинетическая энергия жесткой компоненты вторичных ионов при данном угле

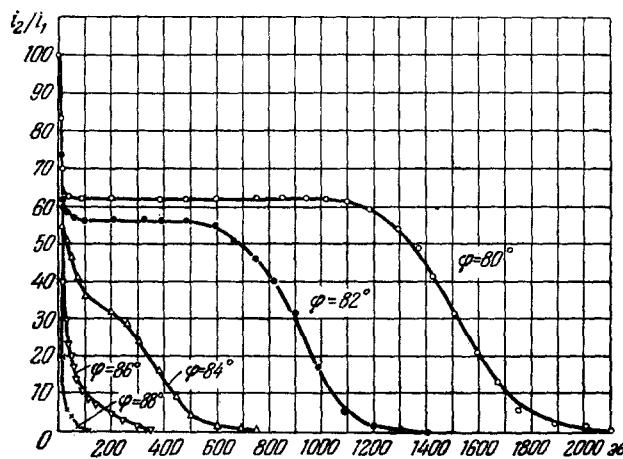


Рис. 17. Типичные кривые задержки.

вылета $\bar{T}_2(\varphi)$ принималась равной уровню задержки, отвечающему «половине высоты ступеньки» на соответствующей кривой задержки. Далее по формуле (13.1) определялась средняя величина неупругой потери энергии $\bar{E}(\varphi)$

Экспериментальные данные работы¹⁸ показали, что величина $\bar{E}(\varphi)$ возрастает с уменьшением угла φ , т. е. с уменьшением расстояния, до которого сближаются ядра сталкивающихся частиц.

Фирсов²⁹ произвел специальные вычисления неупругой потери энергии в зависимости от угла вылета (φ) для тех же самых пар ион—атом ($\text{Ar}^+—\text{Ar}$ и $\text{Ne}^+—\text{Ar}$). Теоретические значения $E_t(\varphi)$, полученные Фирсовым, и экспериментальные данные для $\bar{E}(\varphi)$ из работы¹⁸ (в эв) приведены в табл. V. Из рассмотрения этой таблицы видно, что теоретические значения $E_t(\varphi)$ возрастают с уменьшением угла φ медленнее, чем экспериментальные. При $\varphi=78^\circ$ теоретические и экспериментальные данные расходятся приблизительно вдвое. Однако этот результат следует признать удовлетворительным для приближенной теории. С другой стороны, требуется и повышение точности экспериментальных определений $\bar{E}(\varphi)$.

Интересно отметить, что в работе¹⁸ не было обнаружено заметной разницы для значений \bar{E} , определявшихся для вторичных ионов с различным зарядом, но при постоянном угле вылета ($\varphi=\text{const}$). При этом величина $\bar{E}(\varphi)$ во всем обследованном интервале углов вылета оказалась значительно больше, чем удвоенная энергия ионизации, вычисленная по потенциалам

ионизации для вторичного иона с наибольшим зарядом (Ar^{5+}). (В данном случае предполагается, что одновременно осуществляется обтирка первичного иона Ar^+ , требующая приблизительно одинаковой ионизационной

Таблица V

Неупругая потеря энергии. Теоретические данные Фирсова²⁹
и экспериментальные данные Афросимова и Федоренко¹⁸

φ	$\text{Ar}^+ - \text{Ar}$				$\text{Ne}^+ - \text{Ar}$			
	84°	82°	80°	78°	84°	82°	80°	78°
$E_t (\varphi)$	340	400	440	510	350	410	450	510
$\bar{E} (\varphi)$	380	640	890	990	490	560	750	940

энергии.) Эти экспериментальные факты свидетельствуют о применимости статистических представлений, развиваемых в работах Фирсова²⁹ и Рашека³⁰. Определенному расстоянию сближения ядер (r_0), по-видимому, действительно отвечает определенная величина энергии возбуждения, которая всегда больше минимальной энергии ионизации, необходимой для удаления из оболочек обеих сталкивающихся частиц некоторого среднего (наиболее вероятного) числа электронов. При этом $\bar{n} = \bar{n}_a + \bar{n}_i$, где \bar{n}_a и \bar{n}_i — соответственно средние числа электронов, удаляемых из оболочек иона и атома. Кроме того, должны быть также столкновения, для которых значения n , n_a и n_i отличаются от наиболее вероятных.

Естественным также является вопрос о том, каким образом расходуется избыточная энергия возбуждения? Выше указывалось (§ 3), что энергия возбуждения, по-видимому, затрачивается на автоионизацию, которая и приводит к образованию многозарядных вторичных и первичных ионов. Возможно, что при этом избыточная неупругая энергия частично переходит в кинетическую энергию освобождающихся электронов, которая в таком случае может быть довольно велика. В работе Блаута⁶⁶, действительно, было найдено, что небольшая часть электронов, возникающих при ионизации атомов газа протонами с энергией 50 кэв, обладает энергией до нескольких сотен эв. В работе Мо и Петша³⁴ исследовался энергетический спектр электронов, освобождающихся при ионизации неона, аргона и криптона ионами K^+ с энергией от 200 до 900 эв. При этом было найдено, что распределение электронов по энергии характеризуется кривой, обладающей несколькими максимумами и минимумами. Положение максимумов зависит от рода атомов газа, а их высота от энергии ионов K^+ . Средняя энергия электронов основного максимума составляет для неона около 25 эв, для аргона 12 эв и для криптона 8 эв. В работе³⁴, однако, упоминается, что это угловое распределение характерно, по-видимому, только для направления вылета электронов, перпендикулярного к первичному ионному пучку.

Новые экспериментальные данные по ионизации при столкновениях ионов с атомами, как нам кажется, способствовали формированию общих представлений о механизме взаимодействия атомных частиц, которые необходимы для дальнейшего развития теории атомных столкновений. Об этом свидетельствует появление теоретических работ Фирсова и Рашека, описывающих на новые факты, установленные в последних экспериментальных исследованиях.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

I. Монографии и обзорные статьи

1. Н. Бор, *Прохождение атомных частиц через вещество*, ИЛ, Москва, 1950.
2. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе*, т. 1, Гостехиздат, 1952.
3. Г. Месси и Е. Бархоп, *Электронные и ионные столкновения*, ИЛ, Москва, 1958 (Oxford. At. the Clarendon Press., 1952).
4. А. Энгель и М. Штейнбек, *Физика и техника электрического разряда в газах*, т. I и II, ОНТИ, 1935.
5. Л. Леб, *Основные процессы электрических разрядов в газах*, Гостехиздат, М.—Л., 1950.
6. Л. Сена, *Столкновения электронов и ионов с атомами газа*, ОГИЗ, Л.—М., 1948.
7. S. K. Allison a. S. D. Wershaw, *Passage of heavy particles through matter*, Rev. Modern. Phys. 25, 779 (1953).

II. Статьи

8. C. W. Sherwin, Phys. Rev. 57, 814 (1940).
9. J. R. Keene, Phil. Mag. 40, 369 (1949).
10. Н. В. Федоренко, ЖТФ 24, 769 (1954).
11. Н. В. Федоренко, ЖТФ 24, 784 (1954).
12. Н. В. Федоренко, ЖТФ 24, 2113 (1954).
13. Д. М. Каминкер, Н. В. Федоренко, ЖТФ 25, 1843 (1955).
14. Д. М. Каминкер, Н. В. Федоренко, ЖТФ 25, 2239 (1955).
15. Б. М. Дукельский, Н. В. Федоренко, ЖТФ 25, 2193 (1955).
16. Н. В. Федоренко, В. В. Афросимов, Д. М. Каминкер, ЖТФ 26, 1929 (1956).
17. Н. В. Федоренко, В. В. Афросимов, ЖТФ 26, 1941 (1956).
18. В. В. Афросимов, Н. В. Федоренко, ЖТФ 27, 2557 (1957).
19. В. В. Афросимов, Н. В. Федоренко, ЖТФ 27, 2573 (1957).
20. N. V. Fedorenko, Proceedings of the 3-rd international conference on ionization phenomena in gases. Venice, 1957.
21. В. В. Афросимов, Р. Н. Ильин, Н. В. Федоренко, ЖЭТФ 34, 1938 (1958).
22. В. В. Афросимов, Р. Н. Ильин, Н. В. Федоренко, ЖТФ 28, 2266 (1958).
23. Р. Н. Ильин, В. В. Афросимов, Н. В. Федоренко, ЖЭТФ, 36 141 (1959).
24. E. Everhart, R. J. Carbone, G. Stone, Phys. Rev. 98, 1045 (1955).
25. E. Everhart, G. Stone, R. J. Carbone, Phys. Rev. 99, 1287 (1955).
26. R. J. Carbone, E. N. Fuls, E. Everhart, Phys. Rev. 102, 1524 (1956).
27. E. N. Fuls, P. R. Jones, F. P. Ziembka, E. Everhart, Phys. Rev. 107, 704 (1957).
28. Н. В. Gilbody, J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. A240, 382 (1957).
29. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ (в печати).
30. A. Russel, M. Tom Thomas, Phys. Rev. 109, 2015 (1958).
31. Я. М. Фогель, Л. И. Крупник, Б. Г. Сафонов, ЖЭТФ 28, 589 (1955).
32. F. J. de Heeg, W. Huijzen, J. Kistemake, Physika 23, 181 (1957).
33. D. E. Moe, Phys. Rev. 104, 694 (1956).
34. D. E. Moe, O. H. Petsch, Phys. Rev. 110, 1358 (1958).
35. O. Beeck, J. Mouzon, Ann. d. Phys. 11, 737, 858 (1931).
36. J. Mouzon, Phys. Rev. 41, 605 (1932).
37. C. A. Frische, Phys. Rev. 43, 160 (1933).
38. P. T. Smith, Phys. Rev. 36, 1293 (1930).
39. J. T. Tate, P. T. Smith, Phys. Rev. 39, 270 (1932).
40. D. R. Bates, G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. A68, 90 (1955).
41. T. J. M. Boyd, B. L. Moiseiwitsch, A. L. Stewart, Proc. Phys. Soc. A70, 110 (1957).
42. J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. A205, 421 (1951).
43. J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. A212, 235 (1952).
44. J. B. H. Stedeford, J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. A227, 466 (1955).
45. H. B. Gilbody, J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. A238, 334 (1957).
46. H. B. Gilbody, J. B. Hasted, Proc. Phys. Soc. A72, 293 (1958).
47. A. Jablonski, Zeits. f. Phys. 70, 723 (1931).
48. W. Weizel, Zeits. f. Phys. 76, 258 (1932).
49. В. С. Николаев, ЖЭТФ 33, 534 (1957).
50. В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, И. С. Дмитриев, Я. Л. Теплов, ЖЭТФ 33, 306 (1957).

51. E. Lindholm, Proc. Phys. Soc. **A66**, 1068 (1953).
 52. E. Lindholm, Zeits. Naturforsch. **9a**, 535 (1954).
 53. E. Rüchard, Handbuch d. Physik **B XXII/2**, 75 (1933).
 54. W. Blakney, Phys. Rev. **36**, 1303 (1930).
 55. B. M. Дукельский, В. В. Афросимов, Н. В. Федоренко, ЖЭТФ **30**, 792 (1956).
 56. Я. М. Фогель, Р. В. Митин, ЖЭТФ **30**, 450 (1956).
 57. H. F. Newhall, Phys. Rev. **62**, 11 (1942).
 58. J. Mattauch, H. Lichtenblau, Phys. Zeits. **40**, 46 (1939).
 59. М. И. Корсунский, Л. И. Пивовар, А. М. Маркус, Х. Л. Левинант, ДАН СССР **103**, 399 (1955).
 60. K. K. Damodaran, Proc. Roy. Soc. **A239**, 382 (1957).
 61. Н. В. Федоренко, В. В. Афросимов, Р. Н. Ильин, Д. М. Каминкер, ЖЭТФ **36**, 385 (1959).
 62. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ **34**, 447 (1958).
 63. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ **33**, 696 (1957).
 64. E. B. Gordan, R. B. Wrode, Phys. Rev. **43**, 112 (1933).
 65. И. П. Скальская, ЖЭТФ **24**, 1912 (1924).
 66. E. Blauth, Zeits. f. Physik. **147**, 228 (1957).
 67. E. E. Salpeter, Proc. Phys. Soc. **A63**, 1295 (1950).
 68. S. K. Allison, Rev. Modern Phys. **30**, 1137 (1958).
-