

ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2003 г. В. П. Журенко, С. И. Кононенко, В. И. Карась, В. И. Муратов

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

**ННЦ “Харьковский физико-технический институт”*

Поступила в редакцию 21.02.2002 г.

Окончательный вариант получен 23.09.2002 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований механизмов диссипации энергии легкими ионами в плазме металлов методом вторичной электронной эмиссии. Получено, что коэффициент анизотропии энергетических потерь быстрых легких ионов составляет около 1.7. Кроме того, показано, что возбужденные ионом плазменные колебания вносят существенный вклад в образование и эмиссию низкоэнергетичных электронов. С наибольшей эффективностью это происходит в случае молекулярных ионов.

ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование в науке и технике источников высокоэнергетичных частиц привлекает внимание к процессам взаимодействия потоков заряженных частиц с веществом, в частности к механизмам передачи их энергии среде. Эти механизмы можно исследовать по вторичным эффектам, происходящим при прохождении частицы через твердое тело. Движение быстрой нерелятивистской частицы в твердотельной плазме сопровождается возбуждением медленно затухающих коллективных колебаний электронной (кильватерной) плотности заряда, так называемых плазмонов [1]. При скоростях движущейся частицы $v \gg v_0$ (где v_0 – скорость электрона в основном состоянии атома водорода по Бору) основная часть энергии, переданной веществу, перераспределяется в электронную подсистему [2, 3]. Она передается электронам среды двумя путями: часть энергии расходуется на возбуждение плазмонов, а другая часть передается отдельным электронам при столкновениях (в частности, с атомами, что приводит к ионизации последних). При наличии достаточно большой энергии, переданной электрону атома, также может иметь место ионизация лавиной (каскадом столкновений) [2]. В свою очередь, распространяющиеся в веществе плазмоны могут приводить к ионизации атомов в полях плазменных колебаний и созданию “новых свободных” электронов. Образовавшиеся таким образом электроны имеют среднюю энергию выше тепловой (некоторые значительно выше). Эти неравновесные электроны имеют возможность преодолеть потенциальный барьер и покинуть вещество. Эмитированные из вещества электроны несут информацию о процессах, происходящих в треке иона. Следовательно, изучение элект-

ронных эффектов в твердом теле при прохождении заряженной частицы может позволить оценить распределение диссипации энергии по различным каналам.

Основные особенности, связанные с механизмом образования электронов ионизации через плазменные колебания, определяются относительно большим временем жизни колебаний кильватерной плотности заряда и непрерывностью возбуждения их вдоль всего трека. Большое время жизни кильватерного заряда приводит к тому, что вторичная ионизация происходит в течение длительного периода после прохождения частицы. Значительное число медленных электронов при каскадной ионизации образуется в том случае, если каскад начинается с электрона большой энергии. Из-за большого полного пробега в веществе такого электрона при каскадной ионизации основное число медленных электронов образуется на расстояниях порядка его пробега. Поэтому ионизация кильватерным потенциалом является основным процессом, определяющим распределение электронов ионизации вблизи оси трека частицы, а каскадная ионизация определяет распределение электронов ионизации на расстояниях от оси трека порядка пробега быстрого электрона [2]. Так как ударная ионизация имеет место только в моменты времени, соответствующие пролету частицы, а кильватерные колебания плотности заряда играют роль линейного источника вторичных электронов, существующего долгое время после прохождения заряженной частицы, то последние в полной мере определяют временное поведение ионизационной картины.

Теоретически оценивается, что на возбуждение коллективных колебаний расходуется отно-

сительно большая часть энергии, потерянной быстрой частицей со скоростью v [2]:

$$\Delta E_k / \Delta E = \ln(v/10v_0) / 2 \ln(v/v_0), \quad (1)$$

где ΔE_k – потери энергии на возбуждение коллективных колебаний, ΔE – полные потери энергии быстрой заряженной частицы в твердотельной плазме, v_0 – скорость электрона в основном состоянии атома водорода. Энергия колебаний кильватерной плотности заряда по порядку величины сравнима с полной энергией, передаваемой частицей веществу, что позволяет рассматривать потери на колебания кильватерной плотности заряда как существенную ступень в процессе диссипации энергии быстрой частицей.

При прохождении частицы через среду часть освобожденных электронов, имея соответствующие величины и направления импульсов, может покинуть вещество, т.е. происходит вторичная электронная эмиссия (ВЭЭ). В настоящее время считается теоретически и экспериментально доказанным, что для легких ионов коэффициент ВЭЭ прямо пропорционален средним удельным ионизационным потерям иона в веществе dE/dx [4, 5]. Следовательно, исследование эмиссии вторичных электронов позволяет получить информацию о потере энергии движущимся ионом в твердотельной плазме и распределении этой энергии среди различных групп электронов. Средние удельные ионизационные потери иона в веществе dE/dx в каждой точке можно представить в виде суммы потерь, связанных с передачей энергии электронам, движущимся в направлении движения первичного иона $(dE/dx)_F$ и в противоположном направлении $(dE/dx)_B$: $dE/dx = (dE/dx)_F + (dE/dx)_B$. Нам представляется вполне естественным, что эти величины $(dE/dx)_F$ и $(dE/dx)_B$ пропорциональны, соответственно, коэффициентам ВЭЭ в направлении движения быстрого легкого иона (на прострел) γ_F и в обратном направлении (на отражение) γ_B . Таким образом, исследование кинетической ионно-электронной эмиссии из тонких пленок на прострел и на отражение дает возможность изучить анизотропию потерь иона.

При прохождении высокоэнергетического иона через вещество возникает большое число неравновесных электронов (см. выше), энергетическое распределение которых может быть аппроксимировано степенным законом [6]. Оба механизма передачи энергии от первичной частицы электронам среды (столкновительный и плазмонный) вносят свой вклад в энергетические распределения электронов. Изучение энергетических спектров электронов вторичной эмиссии, индуцированной быстрыми ионами, позволит получить новые данные об энергетическом вкладе кильватерного потенциала в формирование функции распределения неравновесных электронов.

Более интенсивное возбуждение плазменных колебаний происходит в случае, когда в вещество входит молекулярный ион [7–9]. Следовательно, изучение кинетической эмиссии электронов, индуцированной атомарными и молекулярными ионами, также является весьма перспективным путем выяснения влияния плазменных колебаний в веществе на функцию распределения электронов.

В данной работе приведены результаты измерения коэффициентов ВЭЭ и энергетических распределений на прострел и на отражение для различных материалов, проведенные в трех различных экспериментах, обобщение которых позволяет определить механизмы потерь энергии быстрого иона в твердотельной плазме.

1. АНИЗОТРОПИЯ ПОТЕРЬ ИОНА

При непосредственных (лобовых) столкновениях быстрой частицы образуются так называемые δ -электроны. Скорость δ -электронов, соответствующая максимальной передаче импульса, может быть определена как $v_\delta = 2v_p \cos \theta$, где v_p – скорость бомбардирующего иона, θ – угол, отсчитываемый от направления движения налетающих частиц [10]. Эти быстрые электроны при дальнейших столкновениях производят медленные электроны в результате каскадного процесса [4]. Медленные электроны, рожденные как за счет лавины, так и в результате ионизации кильватерным потенциалом, движутся в веществе изотропно, в то время как быстрые δ -электроны движутся преимущественно в направлении движения иона. Кроме того, движущийся в веществе ион увлекает за собой некоторую часть свободных или освобожденных электронов, которые носят название “электронов сопровождения” либо “конвойных” электронов [11]. Скорость этих электронов равна скорости иона $v_e = v_p$ и имеет то же направление [12]. Следовательно, в энергетическом спектре электронов ВЭЭ, индуцированной быстрыми ионами, можно выделить три группы электронов:

- 1) медленные с энергией $E < E_p$ электроны (E_p – энергия плазменных колебаний), рожденные за счет как плазменных колебаний, так и непосредственных столкновений с малыми переданными импульсами (большие параметры удара);
- 2) электроны средних энергий, рожденные только в результате непосредственных столкновений с малыми переданными импульсами;
- 3) быстрые электроны, движущиеся преимущественно в направлении движения иона, к которым можно отнести конвойные электроны и образовавшиеся при столкновениях с большими переданными импульсами (малые параметры удара) δ -электроны.

Поскольку существенная часть энергии быстрого иона передается электронам, движущимся по ходу движения первичной частицы (конвойным и δ -электронам), то возникает анизотропия потерь энергии частицы.

Эксперименты по исследованию анизотропии потерь энергии быстрого иона проводились на установке, принципиальная схема которой представлена на рис. 1. В вакуумной камере 1 размещались источник первичных частиц 2, мишень 3 и коллектор 5. Давление остаточных газов в камере составляло не более 10^{-6} Торр. Поток α -частиц интенсивностью $I_{\alpha 0} = 4.64 \times 10^6$ част./с с энергией 5.15 МэВ излучался в полупространство радиоизотопным источником типа МИР3-А с изотопом Pu^{239} . Поток α -частиц пронизывал мишень 3 и попадал на массивный коллектор 5, изготовленный из того же материала, что и мишень. Эксперименты проводились для пар коллектор – мишень, изготовленных из алюминия, меди и никеля. Мишени представляли собой фольги толщиной 5.6 мкм (Al), 2.01 мкм (Cu) и 0.27 мкм (Ni). Их толщина выбиралась меньше длины пробега α -частиц с данной энергией в веществе мишени. После прохождения мишени α -частицы имели энергию, не превышающую E_{\max} (E_{\max} – энергия нормально прошедших мишень частиц). Радиоизотопный источник находился в электрическом контакте с мишенью. С помощью источника постоянного тока 6 типа Б5-50 между коллектором и мишенью прикладывалось напряжение до 300 В обеих полярностей. В случае положительного напряжения измерялся коэффициент ВЭЭ с коллектора γ_B (эмиссия на отражение), а в случае отрицательного – коэффициент ВЭЭ с наружной поверхности мишени γ_F (эмиссия на прострел). Ток ВЭЭ I_c измерялся в коллекторной цепи при помощи электрометрического вольтметра 7 типа ВК2-16. Для настройки аппаратуры между источником и мишенью размещалась подвижная заслонка 4, перекрывающая поток заряженных частиц.

Коэффициент γ определялся по формуле:

$$\gamma = 2 \frac{k_F I_{\alpha 0} + I_c}{k_F I_{\alpha 0}}, \quad (2)$$

где $I_{\alpha 0}$ – ток α -частиц радиоизотопного источника, k_F – доля α -частиц, прошедших мишень. По измеренным значениям коэффициентов ВЭЭ на прострел γ_F и на отражение γ_B определялось их отношение:

$$R = \gamma_F / \gamma_B. \quad (3)$$

Полученные таким образом значения коэффициента R для исследованных материалов составили: для алюминия – 1.57, для меди – 1.69 и для никеля – 1.82. Как видно из приведенных данных, коэффициенты R для различных материа-

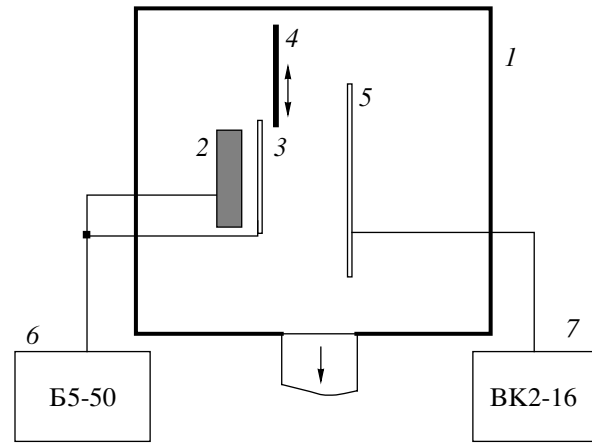


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера; 2 – радиоизотопный источник α -частиц с изотопом Pu^{239} ; 3 – мишень; 4 – подвижная заслонка; 5 – коллектор; 6 – источник постоянного тока типа Б5-50; 7 – электрометрический вольтметр.

лов различаются незначительно, не более чем на 10% от среднего значения.

Авторами работы [13] проведен цикл измерений коэффициентов вторичной ионно-электронной эмиссии γ , индуцированной целым рядом ионов с различной кратностью ионизации из тонкой углеродной пленки. Измерения, проведенные на обеих поверхностях мишени, продемонстрировали существенное различие коэффициентов ВЭЭ с входной (эмиссия на отражение) и выходной (эмиссия на прострел) поверхностей [13].

Анализ вышеприведенных результатов наших экспериментов, а также данных экспериментов Росара с сотрудниками [13], которые использовали близкие по массе, энергии ($0.86 \leq E \leq 1.15$ МэВ/а.е.м.) и зарядовому состоянию ионы Li^{2+} и мишени из углерода, позволяют предположить, что отношение энергии, потерянной легким ионом и переносимой электронами по направлению его движения и в противоположном, достаточно близко в различных веществах. В нашем случае для легких ионов (He^{2+} , Li^{2+}) потери энергии по ходу движения частицы примерно в 1.7 раза превышают таковые для противоположного направления.

Вышеупомянутая разница в коэффициентах ВЭЭ на прострел и отражение при одной и той же энергии бомбардирующих ионов обусловлена, по-видимому, наличием конвойных и δ -электронов, которые эмитированы преимущественно по ходу движения иона. Значение энергии E_{\max} α -частиц для исследуемых мишеней составляло от 0.8 до 1 МэВ/а.е.м., следовательно максимальные энергии образовавшихся в результате эмиссии конвойных и δ -электронов составляли ~ 0.5 КэВ и 2 КэВ соответственно. Количество этих электронов γ_δ можно определить как разницу коэффици-

ентов ВЭЭ на прострел и отражение: $\gamma_\delta = \gamma_F - \gamma_B$. Как уже было отмечено выше, для легких ионов коэффициент ВЭЭ пропорционален средним удельным ионизационным потерям иона в веществе dE/dx . Тогда отношение потерь энергии, которые связаны с возникновением конвойных и δ -электронов, к суммарным потерям иона в веществе R_δ определяется как $R_\delta = \gamma_\delta/\gamma$, где $\gamma = \gamma_F + \gamma_B$ – суммарный коэффициент ВЭЭ на прострел и на отражение. В нашем случае с учетом экспериментально измеренных значений R отношение R_δ составляет от 0.22 до 0.29. Таким образом, δ -электроны и конвойные электроны уносят примерно 22–29% энергии, переданной ионом в электронную подсистему различных веществ.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СРЕДИ РАЗЛИЧНЫХ ГРУПП ЭЛЕКТРОНОВ

В ряде работ теоретически и экспериментально было показано, что в случае вторичной ионно-электронной эмиссии благодаря наличию потока в импульсном пространстве, создаваемого источником (ионизация) и стоком (эмиссия электронов), в твердотельной плазме формируется неравновесная стационарная степенная функция распределения электронов вида

$$N(E) = AE^{-s}, \quad (4)$$

где s – показатель степени, A – константа [6, 14]. Здесь E – полная энергия электронов в твердом теле: $E = \phi + E_F + eU$, где ϕ – работа выхода, E_F – энергия Ферми, eU – энергия, отсчитываемая от вакуумного уровня. Экспериментально измеренные энергетические распределения ионно-электронной эмиссии имеют кусочно-степенной характер с различными показателями степени s для различных энергетических интервалов [6, 15].

Существенный вклад в создание свободных электронов (следовательно, и в эмиссию) вносят колебания кильватерной плотности потенциала. Доля потерь энергии, приходящаяся на колебания кильватерной плотности заряда, может быть оценена по формуле (1). Энергия плазменных колебаний $E_p = \hbar\omega_p$, которая обычно не превышает 25 эВ, достаточно велика по сравнению с энергией, необходимой для перевода электрона из связанного состояния в состояние непрерывного спектра в зоне проводимости. Энергия электронов, рожденных в результате ионизации колебаниями кильватерного потенциала, не может превышать E_p . Поэтому возникшим в результате данного процесса медленным электронам соответствует низкоэнергетичная часть эмиссионного спектра, верхняя граница которой определяется энергией плазмона.

В экспериментах, проведенных нами в аналогичных вышеприведенным условиям, в интервале

от 0 до $E^* = 100$ эВ были измерены энергетические спектры электронов вторичной эмиссии, индуцированной α -частицами с энергией 4.9 МэВ из бериллиевой фольги на прострел [15]. Экспериментально измеренный энергетический спектр, который носит степенной характер, можно условно разделить на две области, граница между которыми определяется энергией объемного плазмона $E_p = 18.9$ эВ в бериллии. Одной области соответствуют медленные электроны первой группы (см. разд. 1), другой – электроны средних энергий второй группы. Поскольку число эмитированных электронов пропорционально удельным энергетическим потерям первичной частицы, то можно оценить энергетический вклад иона в медленные электроны первой группы и электроны второй группы. Проинтегрировав отдельно эти две области экспериментального эмиссионного спектра $N(E)$, для бериллия можно определить количество электронов первой N_1 и второй N_2 групп частиц:

$$N_1 = \int_{\phi + E_F + eU}^{\phi + E_F + E^*} N(E) \sqrt{E} dE, \quad (5)$$

$$N_2 = \int_{E_p}^{\phi + E_F + E^*} N(E) \sqrt{E} dE.$$

Части потерь энергии иона, связанные с образованием электронов первой и второй групп частиц, можно оценить, взяв отношение N_1 и N_2 к полному числу эмитированных частиц $N_0 = N_1 + N_2$:

$$K_1 = N_1/N_0 = 0.63 \quad \text{и} \quad K_2 = N_2/N_0 = 0.37, \quad (6)$$

т.е. энергия, переданная ионом медленным электронам, почти в 2 раза превышает таковую для электронов второй группы.

Из приведенных выше данных по анизотропии потерь следует, что примерно четвертая часть потерь энергии заряженной частицы непосредственно передается электронам среды при столкновениях с большими переданными импульсами (δ -электронам), а также конвойным электронам. Оставшаяся доля потерь распределяется между двумя механизмами диссипации энергии движущегося иона в твердотельной плазме: непосредственными столкновениями с малыми переданными импульсами и плазмонами. Долю потерь энергии, которая идет на образование медленных электронов ($E < \hbar\omega_p$), можно определить как $\Delta E_{\text{медл}}/\Delta E = K_1(1 - R_\delta)$. В нашем случае она составляет от 45 до 49% полных потерь иона в веществе и должна быть распределена между двумя вышеупомянутыми механизмами. Теоретическая же оценка доли потерь энергии, приходящейся на колебания кильватерной плотности заряда $\Delta E_\kappa/\Delta E$,

сделанная согласно формуле (1), дает несколько завышенное, по нашему мнению, значение этой величины $\Delta E_k/\Delta E \approx 40\%$.

Ранее было установлено, что экспериментально измеренные энергетические распределения электронов ион – электронной эмиссии имеют кусочно-степенной характер с различными показателями степени s для различных энергетических интервалов [16]. Такая зависимость функции распределения электронов, индуцированных ионами He^+ с энергией (1–3) МэВ из тонких пленок серебра, меди и никеля, была получена в экспериментах как на прострел, так и на отражение. Анализ экспериментальных эмиссионных спектров позволил выявить зависимость показателя степени на первом энергетическом интервале s_1 (данный интервал соответствует области медленных электронов $E < 35$ эВ) от удельных ионизационных потерь иона в веществе. Как следует из экспериментальных данных, показатель степени на этом энергетическом интервале уменьшается с ростом энергетических потерь быстрого иона [16].

Согласно формуле Бете-Блоха [3]

$$-dE/dx = (4\pi Z_1^2 e^4 / m v^2) Z_2 N \ln(2m v^2 / I), \quad (7)$$

где m – масса электрона, Z_1 – заряд падающей частицы, Z_2 – заряд атомов тормозящей среды, I – средний потенциал возбуждения атомов тормозящей среды, потери энергии быстрым ионом уменьшаются с ростом его скорости. Следовательно, с ростом скорости (энергии) быстрого иона относительная доля быстрых электронов с энергиями выше E_p возрастает. В [17] также отмечена такая тенденция. Другими словами, при увеличении скорости быстрого иона плазменный механизм образования медленных электронов становится менее эффективным, что не следует из формулы (1), которая указывает на слабую зависимость потерь энергии, приходящейся на колебания кильватерной плотности заряда $\Delta E_k/\Delta E$, от скорости.

3. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ИОНЫ

Мощным инструментом для изучения колебаний кильватерного потенциала в веществе при прохождении быстрого иона служит кинетическая эмиссия вторичных электронов с металлических поверхностей при бомбардировке молекулярными ионами. Такие эксперименты проводились рядом авторов [7–9]. В [7] были изучены энергетические спектры вторичных электронов, выбитых из массивной медной мишени ионами H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ с энергиями 200 КэВ/а.е.м. Из результатов, приведенных в ней, видно, что спектры вторичных электронов в измеренном энерге-

тическом интервале ($E \leq 35$ эВ) имеют степенной характер как для атомарных, так и для молекулярных ионов. Измеренный суммарный электронный выход γ для бомбардирующих ионов H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ соотносится как 1 : 2 : 3. Это соотношение нарушается для дифференциального электронного выхода $\gamma(E)$, где E – энергия вторичных электронов. Как показано в [8] коэффициент $R_\gamma(E)$, определяемый как

$$R_\gamma(E) = \gamma_{\text{H}_2}(E)/2\gamma_{\text{H}_1}(E), \quad (8)$$

существенно изменяется при изменении энергии вторичных электронов от 0 до 200 эВ. В приведенных данных для энергий первичных ионов, бомбардирующих мишень из золота с энергией от 75 до 300 КэВ/а.е.м., кривая, $R_\gamma(E)$ имеет два максимума. Для малых энергий вторичных электронов $R_\gamma(E) < 1$. Следует заметить, что точка пересечения с прямой $R_\gamma = 1$ и первый максимум сдвигаются с ростом энергий первичных ионов – в сторону малых энергий, а второй максимум в сторону больших энергий. Авторы отмечают, что скорость электронов в максимуме равна скорости бомбардирующих ионов [8].

При входе в среду происходит развал молекулярного иона на фрагменты, каждый из которых возбуждает плазменные колебания. В [9] авторами изучалась кинетическая эмиссия электронов, индуцированная ионами CO^+ и C^+ , O^+ и показано влияние интерференции плазменных колебаний от фрагментов молекулярного иона на полный электронный выход.

Если в вещество влетает не атом (ион), а двухатомная молекула, то, как и при пролете атома, при скоростях, близких к скоростям связанных электронов атомов среды, становятся существенными процессы захвата и потери электронов молекулой. В этом случае из-за ионизации возникает кулоновское отталкивание ионов, образовавшихся из входивших в состав молекулы атомов. Этот процесс происходит настолько быстро, что говорят о “кулоновском взрыве”. В результате в веществе молекула распадается на два иона [18]. При прохождении быстрого молекулярного иона водорода через вещество мишени происходят полная ионизация его и развал молекулы. Разлет фрагментов происходит на расстояния, незначительно превышающие расстояния кулоновской экранировки зарядов r образовавшихся атомарных ионов. Для металла $r \sim 10^{-8}$ см. Диаметр трека определяется длиной каскада столкновений и составляет 10^{-6} см, т.е. оба фрагмента молекулярного иона движутся в одном треке.

Для молекулы с энергией $E \geq 100$ кэВ на нуле электроны начинают обдираться уже на расстоянии в несколько монослоев, так что дей-

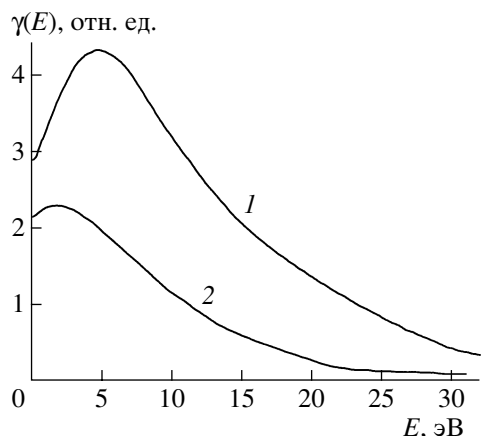


Рис. 2. Энергетические спектры вторичных электронов, индуцированных из серебряной мишени ионами H_2^+ с энергией 2 МэВ (1) и ионами H_1^+ с энергией 1 МэВ (2).

ствии сил отталкивания ионов начинается почти сразу при влете молекулы, и расстояние между ионами начинает увеличиваться со временем. Экспериментальный анализ результатов указал на существование асимметрии разлета ионов в системе центра масс [19]. Наблюдающаяся асимметрия указывает на существование дополнительного взаимодействия с веществом при разлете ионов, и ее можно объяснить учетом влияния плазменных колебаний, возбуждаемых ионами.

Эксперименты по исследованию взаимодействия атомарных и молекулярных ионов проводились на установке, подробно описанной в [16]. Исследовалась вторичная электронная эмиссия по ходу движения иона из тонких фольг серебра, меди и никеля. Толщины мишеней выбирались как и в предыдущих экспериментах, меньше длины пробега ионов с данной энергией в веществе мишени. Эти величины составляли для серебра 2.0 мкм, меди – 2.1 мкм, никеля – 1.1 мкм. Мишени были изготовлены химическим способом. Плотность тока ионного пучка на мишени в большинстве экспериментов не превышала 0.1 мкА/см². Малоапертурный спектрометр с задерживающим потенциалом был расположен под углом 40° к ионному пучку. Ранее было показано, что функциональная зависимость эмиссионных спектров не чувствительна к углу измерения. В качестве оконечного устройства регистрации и накопления информации применялся анализатор импульсов АИ-1024-95, сопряженный с ЭВМ. Энергетическая ширина канала анализатора составляла 0.044 эВ, число каналов 1024. Полученные экспериментальные данные обрабатывались на ЭВМ.

На рис. 2 приведены типичные энергетические спектры вторичных электронов, индуцирован-

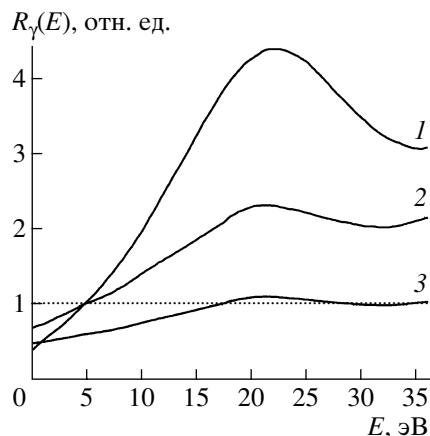


Рис. 3. Экспериментальные зависимости коэффициента $R_\gamma(E)$ от энергии вторичных электронов для Cu (1), Ni (2), Ag (3).

ных из серебряной мишени ионами H_1^+ с энергией 1 МэВ и ионами H_2^+ с энергией 2 МэВ. Из результатов проведенных экспериментов следует, что функции распределения неравновесных электронов для всех используемых мишеней имеют степенной характер с показателями степени, близкими к приведенным в [6]. Для определения различий в энергетических спектрах вторичных электронов, индуцированных молекулярными и атомарными ионами водорода, рассчитывался дифференциальный коэффициент $R_\gamma(E)$, определенный выше. На рис. 3 приведены графические зависимости коэффициента $R_\gamma(E)$ от энергии вторичных электронов для всех трех используемых в экспериментах мишеней. Из приведенного рисунка видно, что кривые для различных мишеней однотипны и отличаются амплитудами. Обращает на себя внимание тот факт, что положение максимума на кривых $R_\gamma(E)$ для всех трех мишеней не совпадает. Энергия вторичных электронов, соответствующая максимуму на кривой $R_\gamma(E)$, уменьшается, а амплитуда кривых возрастает с ростом удельных энергетических потерь dE/dx иона. Аналогичные кривые для коэффициента $R_\gamma(E)$ для массивной мишени из золота приведены в [8]. При более низких энергиях первичных ионов, используемых авторами в экспериментах, были получены аналогичные зависимости.

Особенности, на которые следует обратить внимание при изучении полученной экспериментальной зависимости (рис. 3), – это наличие максимума на кривой и участка с $R_\gamma(E) < 1$ для энергий вторичных электронов менее 10 эВ. Существование максимума, по-видимому, может быть объяснено из следующих соображений. При прохожде-

нии двухатомной молекулы через вещество ее потери выше, чем у двух атомарных ионов [2]. Причем наиболее существенно возрастают потери, связанные с возбуждением колебаний кильватерной плотности заряда. Энергия плазменных колебаний имеет фиксированную величину для данного вещества [1], и, следовательно, этим потерям соответствует определенная область электронного спектра, а именно электроны с энергиями не больше, чем энергия плазмонов. Максимум на кривой $R_{\gamma}(E)$, в свете вышеизложенного, может иметь плазмонную природу.

Наличие энергетического интервала в спектрах вторичных электронов, на котором молекулярные ионы (двухатомные молекулы) действуют менее эффективно, чем составляющие ее компоненты, по-видимому, может быть объяснено из следующих соображений. В области малых энергий, соответствующей участку $R_{\gamma}(E) < 1$, электроны образуются не только плазмонным механизмом, но также и при непосредственном соударении движущегося в веществе иона с атомами мишени. В этом случае для двухатомной молекулы передний ион экранирует от столкновений второй (см. выше). Задний ион находится в тени переднего, что приводит к уменьшению выхода низкоэнергетичных электронов (область $R_{\gamma}(E) < 1$) для ионов H_2^+ по сравнению с двумя ионами H^+ . Кроме того, при движении молекулы водорода в веществе задний ион находится в кильватерном следе переднего. В этом случае может иметь место его дополнительное экранирование электронами среды. Поскольку медленные электроны рождаются в далеких соударениях, то в этом случае число их может оказаться значительно меньше, чем для двух независимых протонов. Следовательно, наличие участка $R_{\gamma}(E) < 1$ может быть объяснено также и дополнительным экранированием кильватерного иона в двухатомной молекуле электронами среды.

Из обеих приведенных возможных причин менее эффективной генерации низкоэнергетичных электронов молекулярными ионами следует, что реализация столкновительного механизма создания вторичных электронов (медленных) затруднена из-за скоррелированного движения молекул в веществе.

Проведенные эксперименты показывают, что в случае прохождения быстрой заряженной частицы через вещество механизм образования электронов ионизации через плазменные колебания, по-видимому, оказывается более эффективным для молекулярных ионов, чем для атомарных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ полученных в работе результатов показал, что наблюдается анизотропия вторичной ионно-электронной эмиссии, связанная, по-видимому, с долей энергии, выносимой конвойными и δ -электронами из вещества. Увеличение энергии (скорости) бомбардирующих ионов приводит к увеличению доли электронов с энергиями больше энергии плазмонов в веществе. Кроме того, отмечается, что возбуждаемые ионом плазменные колебания вносят существенный вклад в образование и эмиссию медленных электронов, особенно в случае молекулярных ионов.

В заключение авторы считают своим долгом отметить большой вклад в постановке задачи и обсуждении результатов экспериментов профессора [С.С. Моисеева], а также поблагодарить Украинский научно-технологический центр (проект № 1862), за частичную поддержку в проведении этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975.
2. Калашиников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980.
3. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
4. Sternglass E.J. // Phys. Rev. 1957. V. 108. № 1. P. 1.
5. Hasselkamp D., Hippler S., Scharmann A. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1987. V. 18. P. 561.
6. Батракин Е.Н., Залюбовский И.И., Карась В.И. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 9. Вып. 3. С. 848.
7. Hasselkamp D., Scharmann A. // Phys. Lett. 1983. V. 96A. № 5. P. 259.
8. Hasselkamp D., Hippler S. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1984. V. 2. № 2. P. 475.
9. Frischkorn H.J., Groeneveld K.O., Koschar P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. № 22. P. 1671.
10. Frischkorn H.J., Groeneveld K.O., Hofmann D. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 214. P. 123.
11. Yamazaki Y., Oda N. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1985. V. 10/11. P. 161.
12. Брусиловский Б.А. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. М.: Энергоатомиздат, 1990.
13. Clouvas A., Potiriadis C., Rothard H. et al. // Phys. Rev. 1997. V. 55. P. 12086.
14. Карась В.И., Моисеев С.С., Новиков В.Е. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 4. С. 1421.
15. Батракин Е.Н., Залюбовский И.И., Карась В.И. и др. // Поверхность. 1986. № 12. С. 82.
16. С.І. Кононенко // Доповіді НАНУ. 2001. № 1. С. 87.
17. Hasselkamp D., Hippler S., Scharmann A. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1987. V. 18. P. 561.
18. Brandt W., Ratkowski A., Ritchie R.H. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 1325.
19. Brandt W., Ritchie R.H. // Nucl. Instr. and Meth. 1976. V. 132. P. 43.