

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.533.2

**КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ТВЕРДЫХ ТЕЛ<sup>\*)</sup>***Д. Медвед, Й. Штрауссер***I. ВВЕДЕНИЕ****А. Классификация вторичных процессов**

При взаимодействии пучков быстрых ионов, атомов и молекул с твердыми телами происходит ряд вторичных процессов. Этот обзор посвящен одному из них — вторичной эмиссии электронов и главным образом тому ее типу, когда определяющим параметром является кинетическая энергия частицы.

Пусть падающие частицы являются ионами, поток которых равен  $J_i$ . Каждый из вторичных процессов может быть количественно охарактеризован соответствующим коэффициентом. Обычно эти коэффициенты определяются следующим образом:

1. Коэффициент отражения  $K$ . Уходящую с поверхности часть потока, состоящую из первичных частиц в различных состояниях, условно назовем отраженными частицами  $J_r$ . Тогда

$$K = \frac{J_r}{J_i} . \quad (1)$$

Этими «отраженными» частицами могут быть нейтральные атомы как в основном, так и в метастабильном состоянии, положительные или отрицательные ионы.

2. Коэффициент распыления  $S$ . Распыленный поток  $J_s$  составляют эмиттированные твердым телом частицы материала мишени  $J_s^m$ , адсорбированных остаточных газов или загрязнений мишени. Коэффициент распыления определяется как

$$S = \frac{J_s^m}{J_i} , \quad (2)$$

где  $J_s^m$  — поток распыленных атомов мишени.

3. Коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\gamma$ . Коэффициент вторичной электронной эмиссии определяется как отношение потока эмиттированных электронов  $J_e$  к потоку падающих ионов:

$$\gamma = \frac{J_e}{J_i} . \quad (3)$$

В этом определении не отражено различие механизмов, приводящих к эмиссии электронов. Возможен и другой подход к макроскопической классификации вторичных процессов, вызываемых столкновениями атом-

<sup>\*)</sup> D. B. Medved, Y. E. Strausser, Kinetic Ejection of Electrons from Solids, Advanc. Electron. Electron Phys. 21, 101 (1965). Перевод с сокращениями Е. С. Машковой под редакцией акад. Л. А. Арцимовича.

ных частиц с твердыми телами. При этом подходе различие между эмиттированными с поверхности атомными частицами и электронами производится только по их зарядам. Тогда вторичные процессы могут быть классифицированы как вторичная эмиссия положительных ионов, вторичная эмиссия отрицательных частиц и распыление в виде нейтральных атомов. Важно различать эти два подхода, так как при определенных условиях измеряемые значения так называемых токов вторичной электронной эмиссии содержат заметную долю вторичных отрицательных ионов (см. главы II, III).

### Б. Макроскопические характеристики потенциальной и кинетической эмиссий

Имеются два различных типа вторичной электронной эмиссии с твердых тел, вызываемой ионами и атомами: потенциальная и кинетическая эмиссии. На языке атомных столкновений кинетическую и потенциальную эмиссию можно рассматривать как аналогию «соударениям первого рода» и «соударениям второго рода» соответственно. Потенциальная эмиссия является следствием относительного расположения энергетических уровней взаимодействующих систем. В случае кинетической эмиссии электрон появляется в результате неупругого столкновения падающей частицы с атомом твердого тела. Понятия «потенциальная эмиссия» и «кинетическая эмиссия» могут быть использованы как для различия соответствующих энергетических интервалов, так и для фундаментального различия механизмов. На рис. 1 приведены согласно данным Петрова<sup>1</sup> типичные зависимости коэффициентов вторичной электронной эмиссии от энергии падающих ионов в случае облучения поликристаллического вольфрама ионами аргона и калия. Рис. 1 полезен и тем, что на нем изображены интересующие нас области. Оказывается, что для нейтральных атомов инертных газов и щелочных ионов возможна только кинетическая эмиссия, в то время как для ионов инертных газов возможны оба процесса. За последние 15 лет ряд исследований механизма потенциальной эмиссии под действием ионов инертных газов провел Хэгструм<sup>2-4</sup>. Некоторые типичные зависимости приведены на рис. 2. Большое количество зависимостей, характеризующих кинетическую эмиссию, приведено на рис. 3 (даны Ларджа<sup>5</sup>).

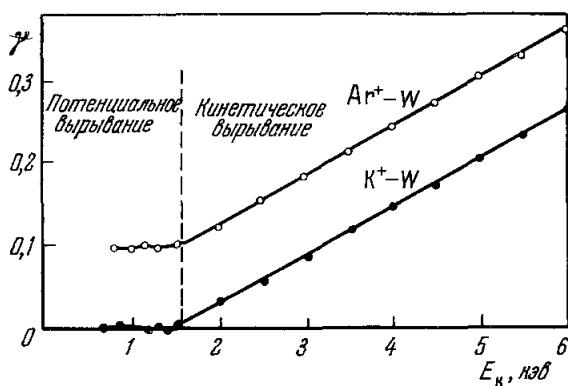


Рис. 1. Данные Петрова<sup>1</sup>, иллюстрирующие поведение  $\gamma$  при изменении энергии как в области потенциального, так и кинетического вырывания.

В приведенных выше типичных результатах отчетливо проявляются основные особенности обоих процессов, дающих вклад в эмиссию электронов. Было обнаружено, что для потенциальной эмиссии обычно:

- 1) коэффициент  $\gamma$  постоянен и почти не зависит от кинетической энергии  $E_k$  падающей частицы,
- 2)  $\gamma$  возрастает при увеличении потенциала ионизации  $E_i$  падающей частицы,
- 3) по-видимому, отсутствует низкоэнергетический порог процесса.

Для кинетической эмиссии было обнаружено, что

1) по-видимому, существует хорошо определенный порог (см. на рис. 1 результаты для случая облучения вольфрама ионами калия),

2) при увеличении  $E_k$   $\gamma$  возрастает, пока при достаточно больших значениях энергии не будет достигнуто насыщение. Затем может наблюдаться спад (см. кривые для водорода на рис. 3),

3) в тех случаях, когда могут иметь место оба процесса (таких, как  $\text{Ar}^+ - \text{W}$ ; рис. 1), потенциальную и кинетическую эмиссии можно считать в первом приближении независимыми и аддитивными:

$$\gamma = \gamma_p + \gamma_k, \quad (4)$$

где  $\gamma_p$  — вклад в полный коэффициент вторичной эмиссии потенциальной, а  $\gamma_k$  — кинетической эмиссии.

Рис. 4 иллюстрирует процесс потенциальной эмиссии. Электрон металла 1 может испытать туннельный переход на незанятый основной уровень подлетающего атома. Если выполняется условие

$$E_i > 2q\varphi, \quad (5)$$

второй электрон 2 будет иметь вероятность выйти из твердого тела. На рис. 4 показано, что туннельные переходы могут иметь место при любом из двух эквивалентных механизмов. Одноступенчатый процесс

(A), называемый обычно оже-нейтрализацией, фактически эквивалентен (поскольку это касается энергии) двухступенчатому процессу (B + C), состоящему из резонансной нейтрализации (B) и оже-релаксации (C). Коэффициенты эмиссии и распределения по скоростям эмиттированных вторичных электронов почти не зависят от кинетической энергии падающих частиц. Из этой модели следует также, что значения  $\gamma$  должны возрастать при увеличении потенциала ионизации ионов, что и наблюдается (см. кривые, приведенные на рис. 2). Следует заметить, что при потенциальной эмиссии процессы взаимодействия и образования электронов в основном локализованы на поверхности твердого тела. На рис. 5 приведена эвристическая модель, которую можно применять для интерпретации результатов экспериментов по кинетической эмиссии. Имеются два способа рассмотрения этого взаимодействия. На рис. 5, б твердое тело представлено как совокупность атомов, в которую проникают падающие частицы. Средняя глубина проникновения определяется относительным попечеренным сечением образования электронов внутри твердого тела в результате неупругого соударения атомов. Электроны, возникающие при таком соударении, могут иметь энергию, достаточную для выхода из твердого тела. Количество вышедших из твердого тела электронов зависит от начального распределения по скоростям электронов, возникших в результате неупругого соударения, и от условий выхода этих «быст-

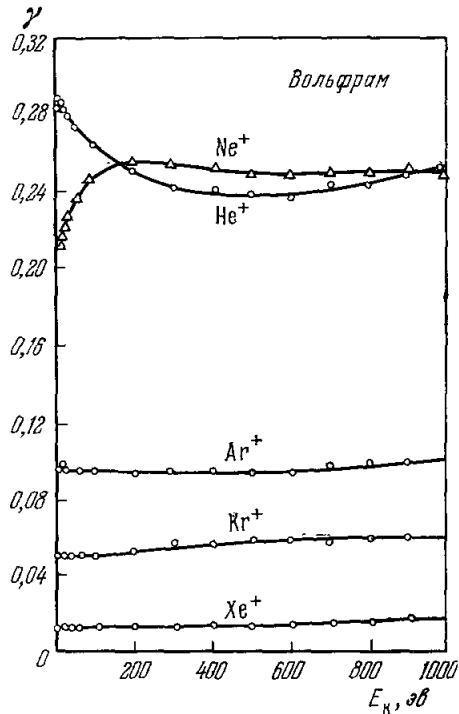


Рис. 2. Типичные результаты Хэгструма, иллюстрирующие потенциальную эмиссию <sup>2</sup>.

рых» электронов. При такой схеме кинетической эмиссии взаимодействие, приводящее к передаче энергии и последующему движению электрона, характеризуется процессами, происходящими в объеме твердого тела. Можно ожидать, что по сравнению с потенциальной эмиссией условия

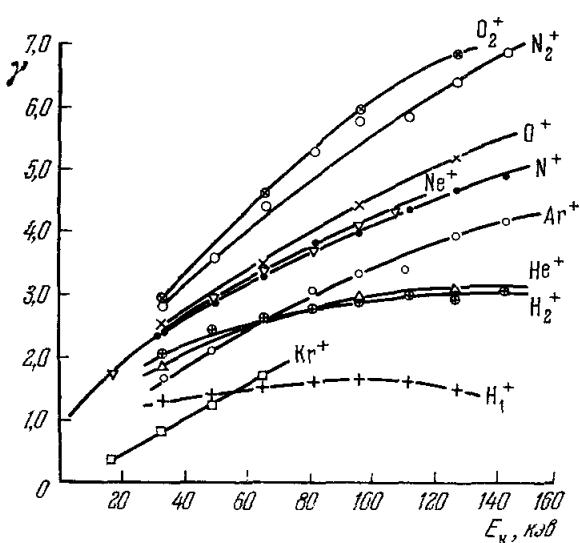


Рис. 3. Зависимости  $\gamma$  от энергии и массы иона при облучении вольфрама различными ионами<sup>5</sup>

точки зрения зонной теории. Электрон переводится из одной из заполненных зон либо прямо, либо (может быть) при помощи фононов возбужденных первичным атомом отдачи. Если потеря энергии меньше чем  $\Delta E$ , электрон может быть эмиттирован из твердого тела.

### В. Исторический обзор

Достаточно полный исторический обзор как теоретических, так и экспериментальных работ по вторичной ионно-электронной эмиссии вплоть до 1961 г. имеется в монографии Арифова<sup>6</sup>. Подробное рассмотрение ряда последних исследований будет дано в гл. III. Экспериментальные методы, применяемые для изучения вторичной электронной эмиссии, будут рассмотрены в гл. II. Кроме обстоятельного обзора в монографии Арифова, недавно появились еще небольшие обзоры. Наиболее интересными являются обзоры Хоймана<sup>7</sup> и Хопмана<sup>8</sup>. Хойман пытался дать общее сравнительное рассмотрение вторичных ионно-электронной и электрон-электронной эмиссии. Значительный интерес представляют также труды советских всесоюзных конференций по катодной электронике<sup>9</sup>.

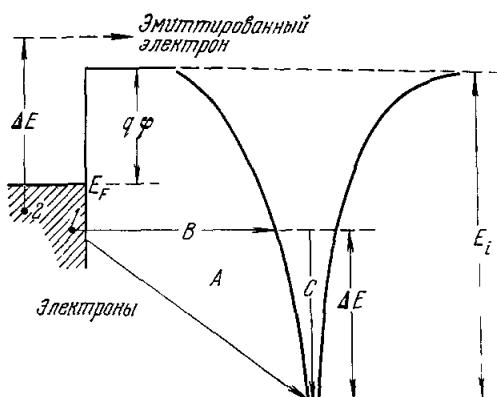


Рис. 4. Механизмы потенциальной эмиссии

Обстоятельный обзор ранних работ (до 1952 г.) можно найти в монографии Месси и Бархопа <sup>10</sup>.

В настоящее время исследования в этой области сконцентрированы в Советском Союзе. Имеется несколько лабораторий, в которых интенсивно изучается кинетическая эмиссия, три из них находятся в СССР. Это — лаборатория Арифова в Академии наук УзССР (Ташкент), лаборатория НИИЯФ МГУ (моноокристаллы) и лаборатория Ленинградского

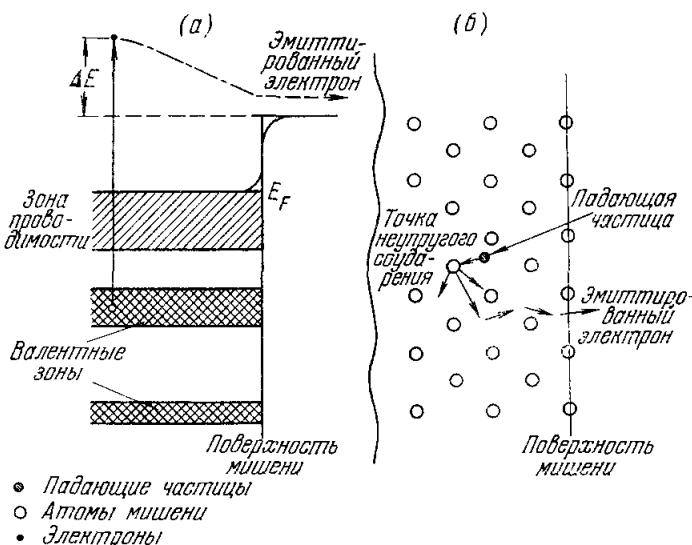


Рис. 5. Схематические изображения кинетической эмиссии.

политехнического ин-та им. М. И. Калинина (полупроводники и диэлектрики). Во Франции М. Девинье возглавляет группу в Средиземноморской лаборатории термодинамических исследований (Ницца), проводящую исследования с использованием пучков быстрых нейтральных частиц. Работы с моноокристаллами ведутся также Фером с сотрудниками в Тулузском университете. В США нет сравнимой с этими группами. Группа физики твердого тела в Конвейре больше не работает в этой области.

## II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

### А. Типы ионов, источники и детекторы

1. Ионы щелочных металлов. Использование ионов щелочных металлов представляет особый интерес, поскольку для большинства комбинаций щелочной ион — мишень отсутствует потенциальная эмиссия. Для получения ионов щелочных металлов используются обычно либо метод поверхностной ионизации, примененный впервые Лэнгмюром <sup>11</sup>, либо метод ионизации электронным ударом <sup>12</sup>. Преимуществом использования первого метода является получение достаточно чистого ионного пучка. Подробное описание источников с поверхностной ионизацией приведено в монографии Арифова <sup>6</sup>.

2. Ионы инертных газов. Для получения ионов инертных газов наиболее часто используются источники с ионизацией электронным ударом. Основными частями таких источников являются: 1) система подачи

газа, 2) разрядная камера, 3) магнитное поле и 4) система, вытягивающая пучок.

При использовании пучков ионов инертных газов возникают специфические проблемы:

1. Образование многозарядных и метастабильных ионов и атомов. Эта проблема особенно важна при измерениях потенциальной эмиссии. Многозарядные и метастабильные ионы и атомы можно либо устраниć, либо свести к минимуму, применяя электростатическое или магнитное отклонение, а также используя низкие напряжения и давления внутри ионного источника.

2. Присутствие в пучке быстрых нейтральных частиц, возникающих при перезарядке ионов из-за наличия остаточного газа в ионном источнике или вакуумной камере.

3. Фотоэлектронная эмиссия из мишени, вызываемая фотонами из источника, когда мишень и выходное отверстие источника находятся на одной линии.

Для устранения причин упомянутых выше ошибок весьма желательны отклонение и масс-анализ пучка первичных ионов между источником и мишенью, хотя при этом уменьшается плотность используемого тока.

3. Нейтральные и метастабильные атомы. Грин<sup>13</sup>, Олифант<sup>14, 15</sup> и другие использовали для получения метастабильных атомов классический метод — резонансную нейтрализацию иона при скользящем столкновении с поверхностью. Если источник и мишень расположены на одной прямой, то образующиеся в источнике метастабильные атомы могут попадать на мишень (см. работы<sup>16, 17</sup>). Первые грубые оценки метастабильных потоков были выполнены Доррестейном<sup>18</sup> в 1938 г. Затем многие исследователи, работавшие в области газовой электроники и атомных столкновений, использовали эмиссию оже-электронов для детектирования метастабильных атомов, Доррестайн<sup>19</sup>, Шульц и Фокс<sup>20</sup>, Лэмб и Резерфорд<sup>21</sup>, Новик и Комминз<sup>22</sup> использовали для измерения потоков нейтральных частиц вызываемую ими эмиссию вторичных электронов. В 1957 г. Стеббингз<sup>23</sup> измерял поток метастабильных атомов Не по ионизационному эффекту в аргоне в зависимости от давления. В работах<sup>16, 17</sup> поток метастабильных атомов определялся путем измерения ослабления пучка и ионизационного тока при прохождении через камеру столкновения, в которой имел место ионизационный процесс Пенninga.Mono-энергетические пучки нейтральных атомов инертных газов получаются при резонансной перезарядке пучка ионов, ускоренных до требуемой энергии (см.<sup>24-29</sup>).

4. Ионы других типов. Ионы других типов обычно получают либо в источнике с ионизацией электронным ударом, либо в радиочастотном источнике. Подробное описание радиочастотного источника дано в<sup>30</sup>.

5. Приготовление мишени в контроль («атомночистые» поверхности). Коэффициенты вторичной электронной эмиссии весьма чувствительны к степени и типу поверхностных покрытий. В области кинетической эмиссии влияние поверхностных загрязнений, по-видимому, уменьшается при увеличении энергии. Количественное изучение этой проблемы проводилось Арифовым и его коллегами<sup>33</sup>. Результаты приведены на рис. 6.

Имеются три метода, которые применяются для получения «чистых» поверхностей, используемых при изучении вторичной эмиссии. Это — обезгаживание и «тепловая вспышка» в условиях сверхвысокого вакуума (см., например,<sup>31</sup>), очистка ионной бомбардировкой, а также метод «прокаливания», довольно успешно применяемый советской школой. Последний метод заключается в поддержании мишени при высокой температуре в высоком вакууме в течение длительного периода времени.

Метод «прокаливания» применяют вместе с импульсным или другими методами, такими как метод двойной модуляции (см. <sup>6</sup>), чтобы избежать ошибок из-за большого количества термоэлектронов.

Впервые очистку ионной бомбардировкой использовали Фарнсворт <sup>32</sup> и его коллеги при изучении поверхностных загрязнений металлов и полупроводников. Для контроля за степенью поверхностных загрязнений они использовали дифракцию электронов низких энергий и провели непосредственное сравнение между очисткой поверхности полупроводников распылением и методом тепловой вспышки. Хэгструм嘗试ался использовать в качестве контроля за относительной эффективностью этих методов изменение зависимости коэффициента вторичной эмиссии от степени загрязнения поверхности <sup>31</sup>.

По существу, есть два пути контроля степени поверхностных загрязнений при помощи коэффициента вторичной электронной эмиссии. Первый путь — рассмотрение зависимостей  $\gamma$  от кинетической энергии иона при различных степенях поверхностных загрязнений. Второй путь — контроль тока вторичных электронов при заданных условиях облучения (при постоянных энергии иона и плотности тока) после тепловой вспышки в зависимости от времени.

Основная идея способа очистки ионной бомбардировкой состоит в том, что скорость распыления материала мишени должна превышать скорость поступления на мишень остаточных газов. Элементарная количественная формулировка этой проблемы, связывающая плотность тока и давление остаточных газов, дана Ионтсоном и Гаррисоном <sup>34</sup>, хотя экспериментаторы, работающие в этой области, хорошо знали о существовании такого критерия задолго до этой публикации (ср. <sup>35</sup>). Очистка бомбардировкой мишеней, поддерживаемых приблизительно при комнатной температуре, применялась Магнусоном и Карлстоном при изучении  $\gamma$  поликристаллических и монокристаллических мишеней <sup>36</sup>.

Аналогичную методику применяли Кузинье и его коллеги <sup>37</sup>. Во всех работах такого типа рабочие давления в окрестности мишени обычно более чем на порядок превышают приводимые значения остаточных давлений. Однако при установлении критерия очистки при бомбардировке экспериментаторы игнорируют это обстоятельство и используют остаточное давление. По нашему мнению, все же требуется еще убедительно показать, что время образования монослоя остаточных газов действительно является существенным параметром при изучении кинетической эмиссии. Кроме того, возникают сомнения относительно характера (топо-

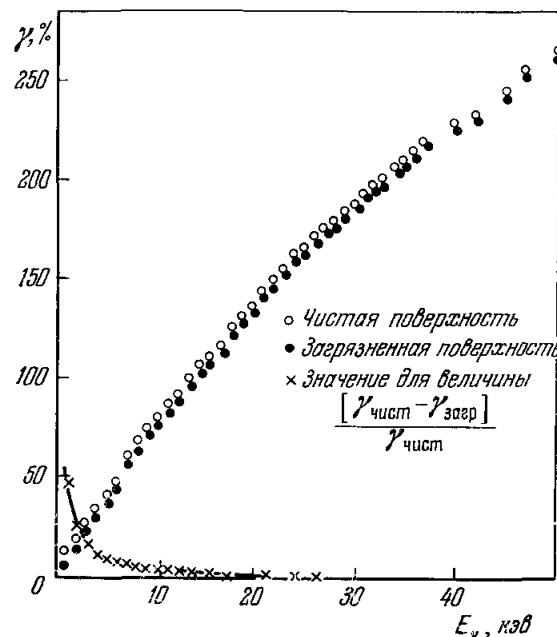


Рис. 6. Зависимость коэффициента кинетической электронной эмиссии  $\gamma$  от энергии ионов  $\text{Ar}^+$  при различных степенях загрязнения поверхности <sup>33</sup>.

графии) поверхности, получающегося в результате очистки ионной бомбардировкой. Используя дифракцию при малых энергиях, Фарнсворт и его коллеги<sup>38</sup> показали, что при интенсивном распылении в структуре поверхности происходят значительные изменения\*). По-видимому, для решения многих вопросов, оставшихся при обсуждении без ответа, необходима комбинация методов, таких как метод двойной модуляции в применении к очень чистым монокристаллическим мишениям, поддерживаемым

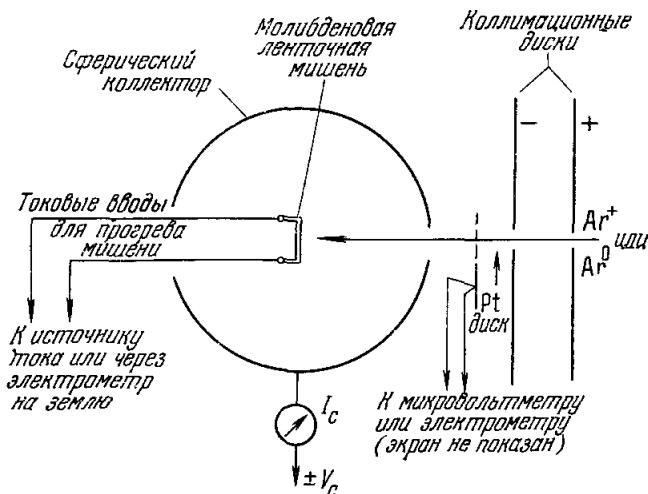


Рис. 7 Коллекторное устройство, использованное в работах  
Медведя и др.<sup>28, 29</sup>

при достаточно высоких температурах в сверхвысоком вакууме, и контролирующий метод, такой как дифракция медленных электронов. С другой стороны, если довольствоваться точностью результата для поликристаллических мишеней порядка 10—20%, то окажется, что данные современных авторов достаточно хорошо согласуются между собой (см. гл. III).

### Б. Коллекторные методы

В литературе описано по крайней мере шесть различных типов коллекторов, использовавшихся для измерения коэффициентов вторичной эмиссии и распределений по энергиям. Самым первым и самым простым коллектором является простая металлическая сфера, окружающая мишень, с отверстиями для ввода ионного пучка и для крепления мишеней. Такой тип коллектора был использован примерно в 70% экспериментальных работ, опубликованных к настоящему времени. При измерениях с коллекторным устройством такого типа возможными источниками ошибок являются:

- 1) попадание ионов первичного пучка, которые либо прошли мимо мишени, либо ударяли в край входного отверстия;
- 2) третичные электроны, выбиваемые из коллектора вторичными электронами, вторичными ионами либо отраженными ионами и метастабильными нейтральными атомами;
- 3) попадание ионов, огражденных от мишени;
- 4) попадание вторичных ионов, эмиттированных мишенью;

\* ) Изменение структуры монокристаллических мишеней при облучении ионами инертных газов средних энергий изучали Флюйт и Датц, Physica 30, 345 (1964) (Прим. ред.)

5) потеря тех вторичных электронов, которые движутся в направлении ионного пучка и выходят через отверстие для ввода пучка.

На рис. 7 изображено коллекторное устройство<sup>28, 39</sup>, в котором сведены к минимуму первый и второй источники ошибок. Расположенные перед коллектором диски с отверстиями, во-первых, ограничивают размеры пучка таким образом, что он не ударяет в коллектор, когда проходит через входное отверстие. Во-вторых, этим обеспечивается задержка электронов, выходящих из мишени в направлении пучка ионов, и в-третьих, эти диски собирают вторичные электроны, образующиеся вне коллектора. Прикладывая к коллектору достаточно высокий положительный потенциал относительно мишени, можно побороть и остальные источники ошибок. Однако это невозможно, когда проводятся измерения энергетических распределений путем изменения напряжения между мишенью и коллектором. Ватерс использовал сферическую сетку внутри сферического коллектора, на которую подавалось положительное напряжение, так что электроны улавливались сеткой, а вторичные и отраженные ионы — коллектором<sup>40</sup>. Такое устройство решает проблемы (3) и (4), но не позволяет устраниить третичные электроны. Вариант такого же устройства описан Аброяном<sup>41</sup> и Батановым<sup>42</sup>. Они подавали на сетку отрицательное относительно коллектора напряжение. Сетка возвращала третичные электроны на коллектор и, возможно, улавливала часть вторичных и отраженных ионов. Некоторые авторы использовали полусферический коллектор<sup>43</sup>. Фогель, Слабоспицкий и Растрепин<sup>44</sup> изменили коэффициенты вторичной положительной ионной эмиссии, вторичной отрицательной ионной эмиссии, отражения, вторичной электронной эмиссии при помощи устройства, состоящего из двух электродов, сетки и магнитного поля, параллельного поверхности мишени. Ток вторичных электронов определялся как разность токов на мишень с магнитным полем и без него.

Коллекторные устройства, применявшиеся при измерении угловых распределений, описаны в<sup>45, 46</sup>.

## В. Метод двойной модуляции

В разделе II, A рассматривались и обсуждались методы, наиболее часто употребляемые для получения «атомночистых» поверхностей в экспериментах по изучению вторичной электронной эмиссии. Следует отметить, что поддержание мишени при высокой температуре может вызвать больше поверхностных загрязнений, чем удалить их. Это может произойти в результате диффузии загрязнений из объема мишени к поверхности, если скорость диффузии будет превышать скорость испарения. Например, отжиг вольфрамовой ленты при температуре, близкой к температуре плавления, является признанным методом получения «атомночистых» поверхностей.

Однако в настоящее время существует мнение, что такая процедура приводит к загрязнению поверхности углеродом, диффундирующими из объема мишени. Углерод аккумулируется на поверхности, пока запас в объеме не станет таким, что испарение с поверхности будет, наконец, превышать диффузию из объема. С другой стороны, можно обеспечить достаточно высокое парциальное давление кислорода в остаточном газе, при котором будет образовываться окись углерода, которая будет испаряться с мишени.

Дополнительной проблемой при поддержании чистоты поверхности мишени (особенно для ионов щелочных металлов) является загрязнение поверхности ионами первичного пучка. Для того чтобы загрязнения

пучком были минимальны, необходимо уменьшать плотность тока первичных ионов и время облучения.

Для решения этих проблем Арифовым и его сотрудниками был разработан метод двойной модуляции. Подробное его описание дано в монографии Арифова<sup>6</sup>.

### III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### A. ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ

1. Ионы щелочных металлов. Многочисленные данные, полученные при облучении металлических поликристаллических мишней ионами щелочных металлов, в основном подтверждают макроскопические закономерности кинетической эмиссии, рассмотренные в главе I, Б. В табл. I

Таблица I

	$\text{Li}^+$	$\text{Na}^+$	$\text{K}^+$	$\text{Cs}^+$	$\text{Rb}^+$
Пятов и Вальхер <sup>51</sup> Кох <sup>144</sup> Еремеев, Шестухина <sup>47</sup> Коче <sup>145</sup>	W Муметал дюралюминий Mo Be Cu Pt			W Ni	
Плох <sup>48</sup>			Mo		
Мороз и Аюханов <sup>92</sup> Брюнне <sup>43</sup> Арифов и Рахимов <sup>53</sup> Ватерс <sup>40</sup> Аброян <sup>41</sup> Петров <sup>50</sup> Баташов <sup>42</sup> Акишин и Васильев <sup>146</sup> Арифов и Аюханов <sup>54</sup> Бош и Кускевич <sup>52</sup>	NaCl Mo Mo	Mo Mo	NaCl Mo Ge Ta KCl	NaCl Mo W Ge Mo Ta W	

указанны комбинации ион — мишень, взятые из тех работ по изучению эмиссии электронов под действием ионов щелочных металлов, которые были использованы при написании данного обзора.

Некоторые результаты этих работ (для молибденовых и вольфрамовых мишней) подробно обсуждаются и сравниваются в последующих параграфах для того, чтобы наглядно продемонстрировать основные закономерности.

а) Ионы лития. Комбинация  $\text{Li}^+ - \text{W}$  изучалась Еремеевым и Шестухиной<sup>47</sup> и Ватерсом<sup>40</sup>. Поскольку изученные ими области энергий различались (рис. 8), прямое сравнение результатов невозможно. Однако если кривые плавно экстраполировать, то они не совпадут. Значения коэффициентов, полученные Еремеевым и Шестухиной, выше экстра-

полированных данных Ватерса. К завышению значений  $\gamma$  обычно приводят измерения на не вполне чистых мишнях.

Поскольку потенциальная эмиссия тут невозможна, коэффициент эмиссии при энергиях ниже 1 кэв так мал, что его трудно измерить. Выше порога возрастание коэффициента эмиссии с энергией происходит практически линейно.

Плох<sup>48</sup> и Брюнне<sup>43</sup> изучали эмиссию при облучении молибдена ионами  $\text{Li}^+$ . Результаты приведены на рис. 9. Эти измерения охватывают примерно один и тот же интервал энергий, однако хотя наклоны кривых одинаковы, Плохом получены более высокие значения  $\gamma$ .

б) Ионы натрия. Брюнне<sup>43</sup> и Арифов и Рахимов<sup>49</sup> изучали эмиссию при облучении молибдена ионами  $\text{Na}^+$ , кривые воспроизведены на рис. 10. Соответствие в перекрывающейся области энергий достаточно хорошее.

в) Ионы калия. Петров<sup>50</sup> изучал эмиссию при облучении вольфрама ионами  $\text{K}^+$ . Результаты приведены на рис. 11. На том же рисунке приведены данные Брюнне<sup>43</sup> и Арифова и Рахимова<sup>49</sup> для системы  $\text{K}^+ - \text{Mo}$ . В то же время результаты, сообщенные Плохом, характерны для не вполне чистой мишени; наблюдается завышение, типичное для покрытой газом мишени. При изменении энергии от 1 до 6 кэв  $\gamma$  возрастает от 0,4 до 2,5.

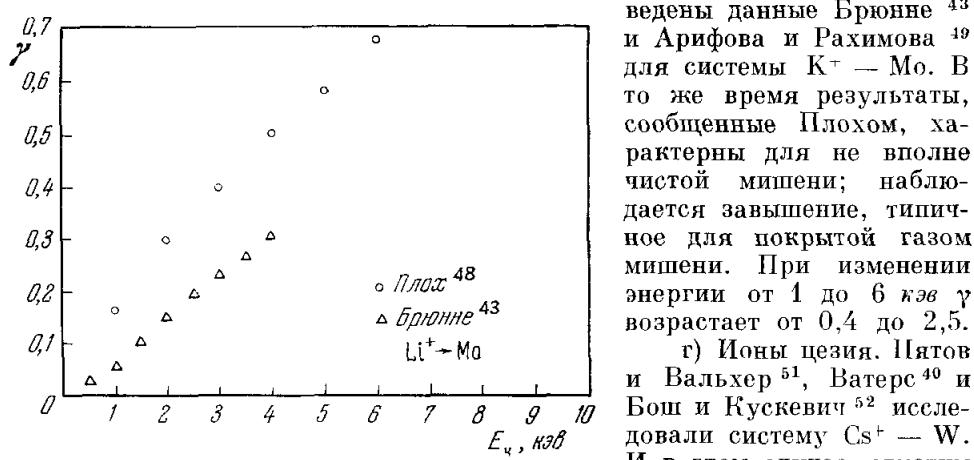


Рис. 8. Сравнительные данные для системы  $\text{Li}^+ - \text{W}$ .

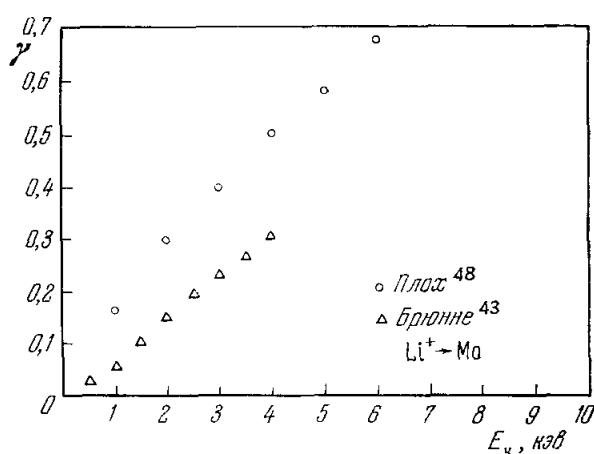
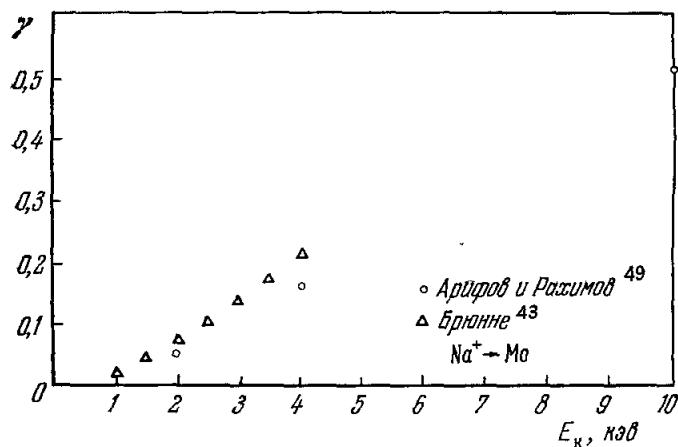
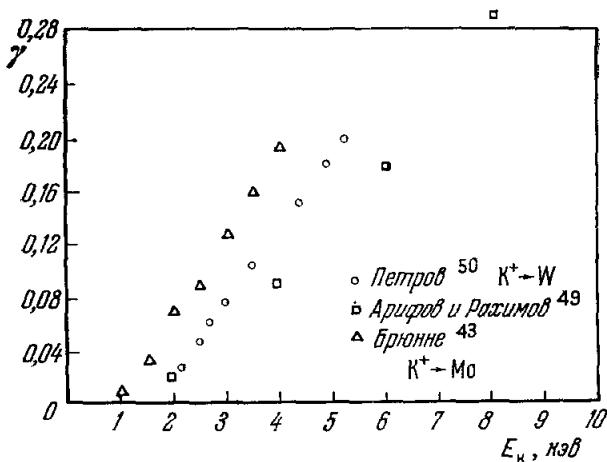
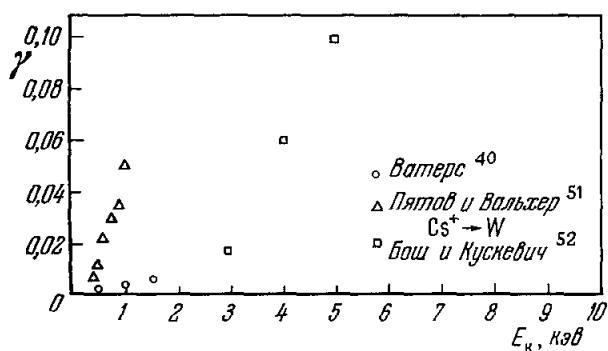


Рис. 9. Данные Плоха и Брюнне для  $\gamma$  ( $E_k$ ) для системы  $\text{Li}^+ - \text{Mo}$ .

но чистыми. Однако сравнение данных Ватерса и Буша с Кускевичем до некоторой степени еще больше сбивает с толку. Возможно, что кривая Буша и Кускевича представляет собой лишь линейную часть зависимости, а данные Ватерса представляют только начальную часть всей кривой. По-видимому, в обеих этих работах поверхности были тщательно очищены. Причиной расхождения может являться различная преимущественная ориентация поликристаллических мишней. На рис. 13 приведены данные Брюнне и Петрова для системы  $\text{Cs}^+ - \text{Mo}$ . Эти данные очень

Рис. 10. Сравнительные данные для системы  $\text{Na}^+ - \text{Mo}$ .Рис. 11. Сравнительные данные для систем  $\text{K}^+ - \text{W}$  и  $\text{K}^+ - \text{Mo}$ .Рис. 12. Сравнительные данные для системы  $\text{Cs}^+ - \text{W}$ .

хорошо согласуются между собой и могут служить образцом того, что можно получить при хорошем измерении коэффициентов в исследованном энергетическом интервале.

д) Ионы рубидия. Результаты, полученные при облучении ионами  $Rb^+$  поверхностей металлов, были сообщены только Брюнне<sup>43</sup>, Арифовым и Рахимовым<sup>53</sup> (молибденовые мишени в обеих случаях) и Арифовым и Аюхановым<sup>54</sup> (покрытая натрием танталовая мишень). Как

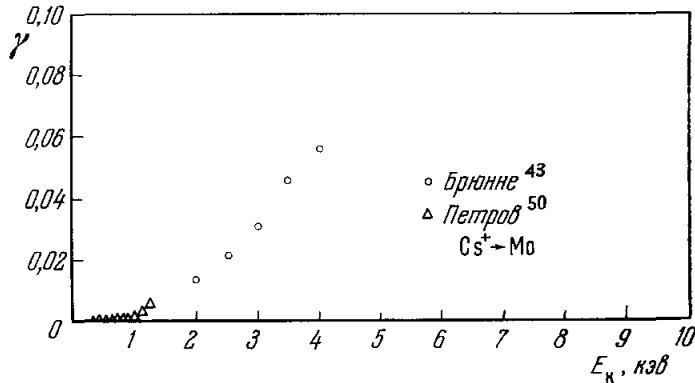


Рис. 13. Сравнительные данные для системы  $Cs^+—Mo$ .

видно из рис. 14, результаты двух первых работ превосходно соглашаются.

Исследования Арифова и Аюханова фактически являлись исследованиями эмиссии отрицательно заряженных вторичных частиц с поверхностью Та и W в зависимости от плотности, покрывающей пленки щелочного металла. Их измерения показали, что токи вторичных отрицатель-

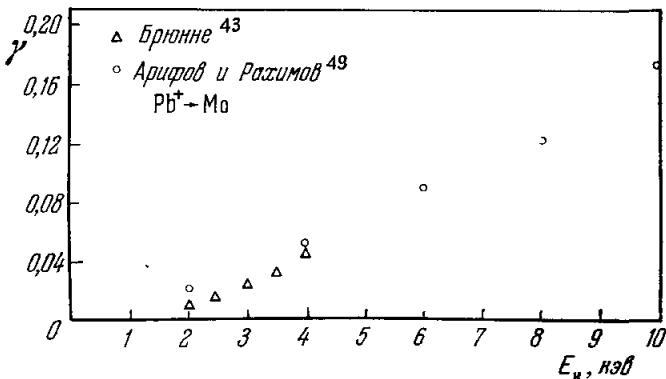


Рис. 14. Сравнительные данные для системы  $Pb^+—Mo$ .

ных частиц, эмиттированных с мишней, проходят через максимум при некоторой малой плотности пленки щелочного металла, а затем уменьшаются при дальнейшем увеличении плотности пленки до некоторого стационарного значения. Они установили, что эти токи определяются главным образом вторичными отрицательными ионами и небольшим количеством электронов, зависящим от плотности пленки (около 10% от общего тока). Арифов и Аюханов приняли, что пленка щелочного металла приводит только к понижению работы выхода мишени до того момента, когда работа выхода становится меньше электронного средства для остаточных газов (они работали при давлениях  $\sim 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ ),

таких как кислород, обладающий довольно большим сродством к электрону. Таким образом, при распылении кислорода, кроме нейтрального кислорода, образуется большое количество ионов  $O^-$ . Максимум тока отрицательной ионной эмиссии при небольших покрытиях указывает на то, что при этом работа выхода минимальна. Измерения работы выхода

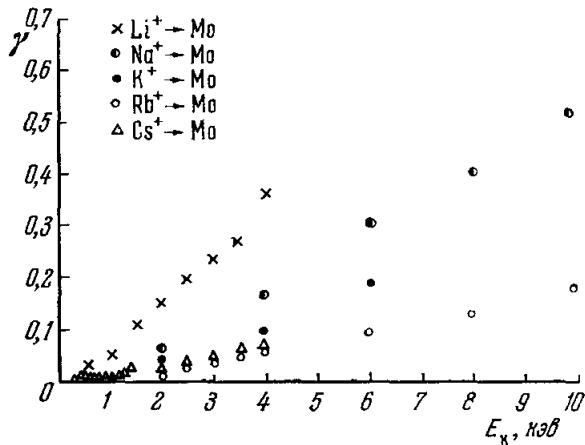


Рис. 15. Сравнительные данные для зависимостей  $\gamma$  от энергии падающих ионов при облучении Mo ионами различных щелочных металлов.

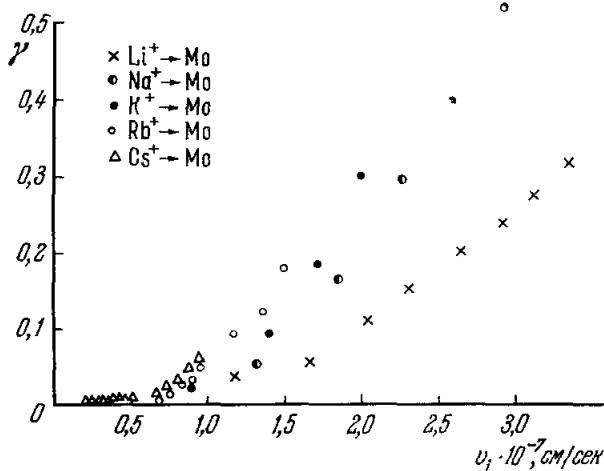


Рис. 16. Сравнительные данные для зависимостей  $\gamma$  от скорости падающих ионов при облучении Mo ионами различных щелочных металлов.

вольфрамовых поверхностей, покрытых щелочными металлами, показали, что для Cs работа выхода постепенно падает при увеличении покрытия от 0 до 0,7monoатомного слоя, затем возрастает при увеличении покрытия до одного monoатомного слоя и, наконец, остается примерно постоянной при дальнейшем увеличении плотности покрытия. Как раз это и предсказывается результатами Арифова и Алюханова.

е) Сопоставление результатов. На рис. 15 приведены зависимости  $\gamma$  от энергии падающего иона для всех пяти щелочных ионов при облучении поверхности молибдена. На рис. 16 те же самые зависимости построены как функции скорости иона.

Таблица II

Литература	Ar <sup>+</sup>	Ne <sup>+</sup>	He <sup>+</sup>	Kr <sup>+</sup>	Xe <sup>+</sup>
Кузинье и др. <sup>37</sup>	Be Al Zr Zn Mn Co Pb Fe Ni Cu Au W Pt Mo Ag				
Коломби и Ван Гонг <sup>138</sup>		Co Ni Cu Mg	Mg		
Гюнтершульце и Бетц <sup>139</sup>			Fe		
Гюнтершульце и Бар <sup>136</sup>			Ag Cu K Be Pt		
Плох <sup>48</sup>					
Машкова и др. <sup>75</sup>	Cu				
Магнусон и Карлстон <sup>36</sup>	Cu	Mo		Mo	Mo
Махедеван и др. <sup>56</sup>	Mo	Mo	Mo		
Паркер <sup>140</sup>	Ta Pt				
Такеши <sup>93</sup>	BaO	BaO	BaO		BaO
Тимошенко <sup>141</sup>	Al				
Хили <sup>72</sup>	Ni	Ni			
Хигатесбергер и др. <sup>126</sup>	CuBe AgMg Ни- хром V	AgMg	AgMg	AgMg	AgMg
Лардж <sup>5</sup>	W	W	W		
Берри <sup>24</sup>	Ta	W	W		
Бредли <sup>142</sup>	Ла- тунь	Ла- тунь	Ла- тунь	Ла- тунь	Ла- тунь
Гош и Шеридан <sup>129</sup>	Mo	Mo			
Арифов и Рахимов <sup>53</sup>	Ta	Ta			
Арифов и др. <sup>70</sup>	W	W			
Батанов <sup>87</sup>	Mo	Mo	Стек- ло		
Батанов и Петров <sup>143</sup>	Стек- ло »	Mo	»	Mo	
Фогель и др. <sup>44</sup>	Mo	Mo	Mo		
Петров <sup>55</sup>	Ta	Ta	Ta		
Хилл и др. <sup>118</sup>			Ni		
Борн и др. <sup>128</sup>			Mo		
			Al		
			Au		
			Pb		
			Mg		

Продолжение табл. II

Литература	$\text{Ar}^+$	$\text{Ne}^+$	$\text{He}^+$	$\text{Kr}^+$	$\text{Xe}^+$
Петров и Дорожкин <sup>132</sup> Арифов и др. <sup>33</sup>	W Mo	W Mo	Cu Сталь W W Mo Ni		

2. Ионы инертных газов. Имеются многочисленные данные по зависимостям  $\gamma$  от  $E_k$  в области кинетической эмиссии при облучении ионами инертных газов поликристаллических металлических мишней. По нашему мнению, детально сравнивать эти данные неподобнообразно. В настоящее время, как отмечалось в разделе I, Б, наблюдается достаточно хорошее соответствие между экспериментальными данными и основными теоретическими представлениями. Любая попытка превратить эти рабочие модели в более количественную теорию должна основываться не на согласии с существующими результатами для поликристаллических мишней, а на согласии с результатами тщательных измерений с очень чистыми ориентированными монокристаллами (см. III, Б). Согласно опубликованным данным, имеется, по-видимому, несколько сотен исследований зависимости  $\gamma$  от  $E_k$  для различных комбинаций мишень — ион инертного газа (см. краткую сводку в табл. II).

Переход от потенциальной эмиссии к кинетической подробно изучался Петровым<sup>55</sup> и Махедеваном и др.<sup>56</sup>. Результаты для систем  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ar}^+ - \text{W}$  и  $\text{He}^+, \text{Ar}^+ - \text{Mo}$  приведены на рис. 17 и 18. Отметим, что значение пороговой энергии кинетической эмиссии для  $\text{He}^+$  примерно 500 эв ( $1,5 \times 10^7 \text{ см/сек}$ ), а для  $\text{Ar}^+$  примерно 1000 эв. Наклон  $d\gamma/dE$  для  $\text{He}^+$  больше, чем для  $\text{Ar}^+$ . Рассмотрим теперь данные Магнусона и Карлстона<sup>36</sup> в области энергий  $1 \text{ кэв} < E_k < 10 \text{ кэв}$  для случая облучения ионами  $\text{Ne}^+, \text{Ar}^+, \text{Kr}^+$  и  $\text{Xe}^+$  поликристаллического молибдена (рис. 19). И в этом случае наклон  $d\gamma/dE$  возрастает при уменьшении массы иона. Эти данные совершенно подобны результатам Арифова и Рахиимова, и работа эта является мостиком между данными Арифова и Рахиимова и данными Ларджа. Данные Ларджа<sup>5</sup> для зависимости  $\gamma$  от  $E_k$  для вольфрамовой мишени приводились ранее на рис. 3, как типичный пример кинетической эмиссии. Обратимся к кривым для  $\text{He}^+, \text{Ne}^+, \text{Ar}^+$  (см. рис. 3) и отметим, что приблизительно при энергии 60 кэв кривые пересекаются, т. е.  $d\gamma/dE$  не постоянен, как это имело место в более узкой области энергий, исследованной Петровым и Махедеваном и др. Оказалось, что коэффициент  $\gamma$  линеен, если построить его как функцию скорости иона (рис. 20—22). На рис. 21 приведены данные Тельковского<sup>57,58</sup> для случая облучения молибденовой мишени ионами  $\text{Ar}^+, \text{Ne}^+$  и  $\text{He}^+$ . На рис. 20 приведены зависимости  $\gamma$  от скорости по данным Ларджа. На рис. 22 приведены результаты Арифова и др.<sup>33</sup>.

Рис. 23 иллюстрирует влияние сорта мишени на зависимость  $\gamma$  от энергии; кривые для Mo и W близки друг к другу. Приведенные выше данные согласуются между собой в пределах 20%, за исключением результатов Тельковского для  $\text{Ar}^+$  (значение  $\gamma$  при 50 кэв выше примерно на 70—90%). Арифов предположил, что такая большая разница может быть за счет использования Тельковским «не атомно чистых» мишней. Однако, по-видимому, этот аргумент недостаточно обоснован, особенно

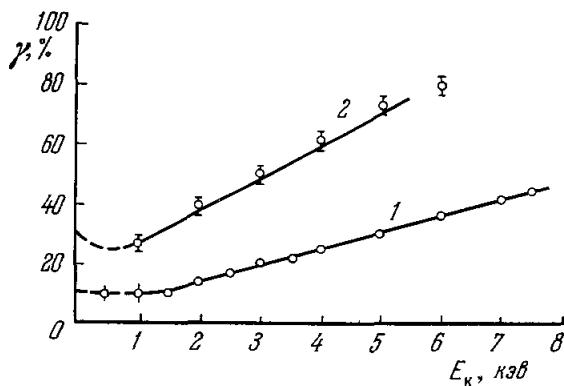


Рис. 17. Данные Петрова <sup>55</sup> для облучения W ионами Ar<sup>+</sup> (1) и He<sup>+</sup> (2), иллюстрирующие переход от потенциальной эмиссии к кинетической.

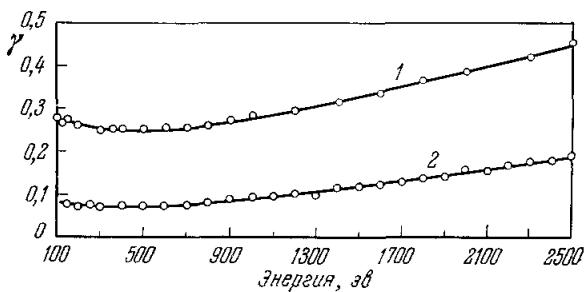


Рис. 18. Данные Махедевана и др. <sup>56</sup> для облучения Mo ионами He<sup>+</sup> (1) и A<sup>+</sup> (2), показывающие переход от потенциальной к кинетической эмиссии.

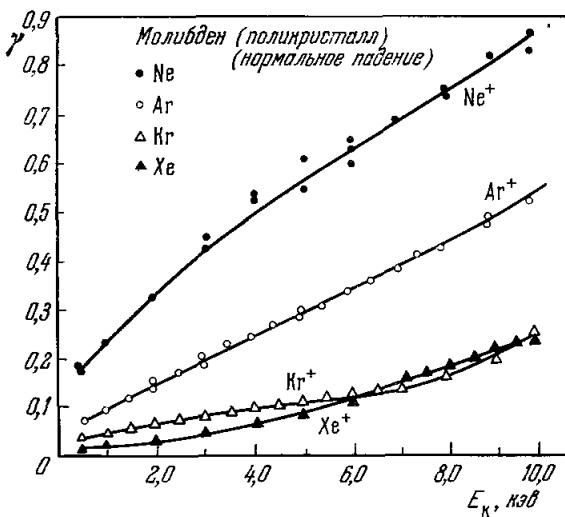


Рис. 19. Результаты Магнусона и Карлстона для облучения Mo ионами инертных газов <sup>36</sup>.

если рассмотреть данные, приведенные на рис. 6, согласно которым при 50 кэв влияние поверхностных загрязнений должно уменьшаться. Кроме

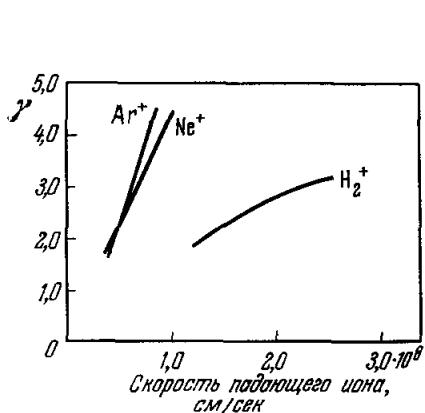


Рис. 20. Данные Ларджа<sup>5</sup> для зависимостей  $\gamma_i$  от скорости ионов инертных газов.

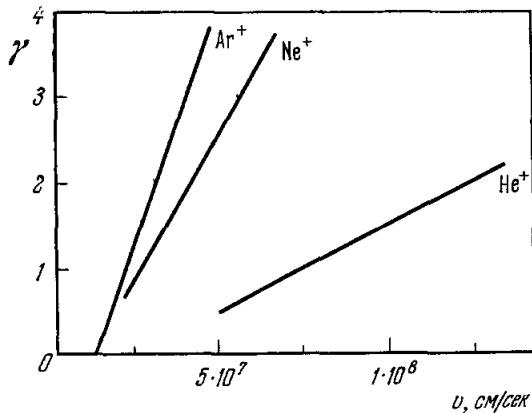


Рис. 21. Данные Тельковского<sup>57</sup> для зависимостей  $\gamma$  от скорости ионов инертных газов.

того, результаты для  $\text{He}^+$ , по-видимому, прекрасно согласуются. С другой стороны, из данных Ларджа<sup>59</sup> видно, что при облучении титана ионами водорода загрязнение мишени утраивает коэффициент эмиссии при энергиях ионов, выше 100 кэв. Однако для этой системы может сильно сказываться абсорбция газов мишенью. Почти нет количественных данных и не

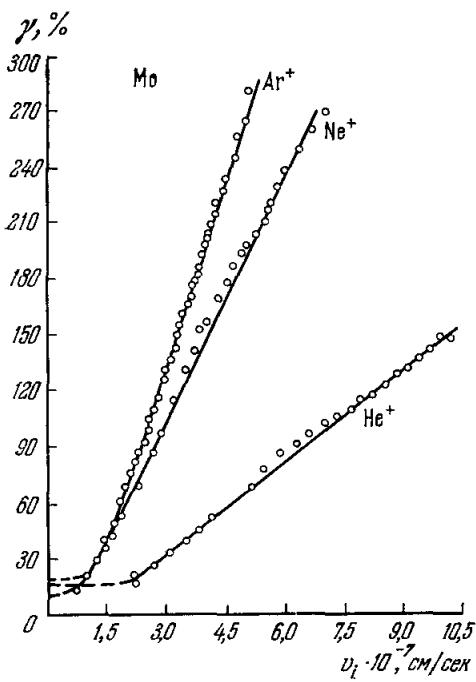


Рис. 22. Данные Арифова и др.<sup>33</sup> для зависимостей  $\gamma_i$  от скорости ионов инертных газов.

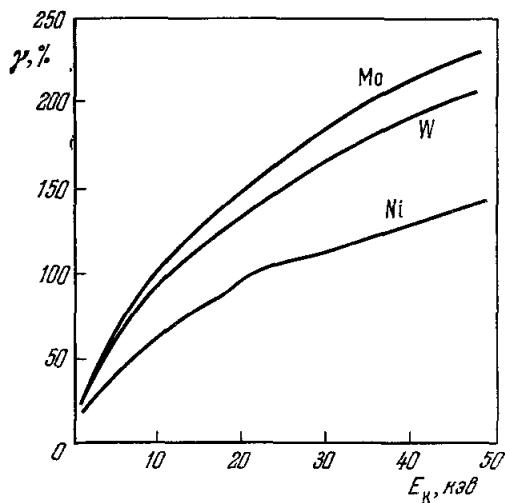


Рис. 23. Зависимости  $\gamma$  от  $E_k$  для случаев облучения Ni, W, Mo ионами  $\text{He}^+$ <sup>33</sup>.

ясен механизм влияния абсорбции и адсорбции различных веществ, слоев окисей и т. д. на  $\gamma$  в области кинетической эмиссии (см. раздел II). Поэтому не следует пренебрегать разницей в экспериментальных данных

путем неопределенных ссылок на плохие поверхностные условия в экспериментах коллег.

3. Нейтральные атомы. Самые ранние работы по изучению эмиссии медных мишеней под действием нейтральных атомов  $\text{Ar}^0$ ,  $\text{Ne}^0$  и  $\text{He}^0$  в основном состоянии в интервале энергий от 20 до 600 эв принадлежат Калману и Ростаны<sup>60</sup>. Ростаны провел ряд выдающихся исследований и получил результаты для  $\gamma_n$  и  $\gamma_i$  (рис. 24). Здесь  $\gamma_n$  определяется количеством вышедших вторичных электронов на один нейтральный атом,  $\gamma_i$  — на один ион. Хотя вакуумные условия были лишь удовлетворительными ( $\sim 10^{-6}$  мм), Ростаны<sup>25</sup> смог наблюдать характер квазипотенциальной эмиссии для  $\gamma_i$  и правильно объяснил предельные значения при  $E_k \rightarrow 0$ , на что указывает отчетливая зависимость от ионизационных потенциалов  $E_i$  инертных газов. Результаты для  $\gamma$  являются совершенно поразительными, так как Ростаны наблюдал кинетическую эмиссию при энергиях, значительно меньших принятых в настоящее время значений пороговых энергий для этого процесса. Однако, поскольку «измерения были сделаны с использованием медных и латунных коллекторов без особых предосторожностей по устранению окружающих газов», можно предполагать, что поверхностные загрязнения влияли довольно сильно. В связи с этим упомянем неопубликованную работу Медведева и Комо, в которой наблюдалась вполне измеримая эмиссия электронов с загрязненных молибденовых поверхностей при энергиях, меньших 100 эв; с той же аппаратурой для «чистой поверхности» порог кинетической эмиссии для нейтральных атомов инертных газов был выше 500 эв. Ростаны ссылается на работу Калмана с сотрудниками<sup>61</sup>, в которой не наблюдалось уменьшения  $\gamma$  вплоть до 30 эв. Эта работа, по его мнению, «ошибочна, возможно, из-за диффузии частиц». Ростаны измеряя потоки нейтральных частиц разностным методом, похожим в принципе на метод Арифова с сотрудниками<sup>6</sup>. Чадри и Кан в 1948 г., исследовали эмиссию вторичных электронов при облучении нейтральными атомами ртути и калия никелевых и молибденовых мишеней<sup>62</sup>. Атомы  $\text{Hg}^0$  получались при скользящем падении ионов  $\text{Hg}^+$  на стенки канала, атомы  $\text{K}^0$  путем перезарядки. Ничего не сообщалось о попытках измерения абсолютных потоков нейтральных частиц. Кривые для обезгаженной никелевой мишени (рис. 25) были получены при использовании постоянного потока падающих ионов при всех энергиях. Вторичная эмиссия с загрязненной мишени всегда была больше эмиссии с чистой мишени.

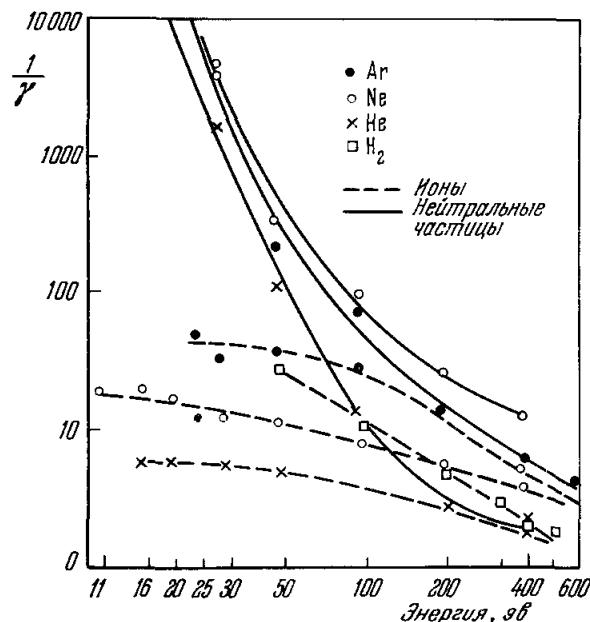


Рис. 24. Данные Ростаны<sup>25</sup> для  $\gamma_i$  и  $\gamma_n$  при облучении атомами и ионами инертных газов и молекулами водорода.

Распределение электронов по энергиям измерялось методом задерживающего потенциала. Распределение оказалось максвелловским, причем для загрязненных поверхностей с большей эффективной температурой. Было также обнаружено, что грязные поверхности рассеивают больше атомов  $Hg^0$ , чем чистая поверхность, тогда как для атомов  $K^0$  справедливо обратное. Повышенная способность к рассеянию или отражению от чистых поверхностей атомов инертных газов и щелочных ионов недавно обсуждалась в<sup>63</sup>.

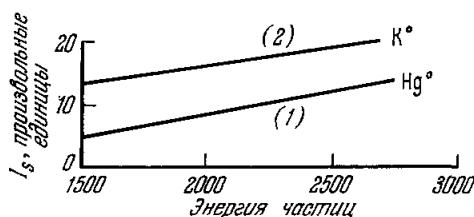


Рис. 25. Результаты Чадри и Кана<sup>62</sup> для облучения обезгаженной Ni мишени атомами  $K^0$  и  $Hg^0$  (энергия частиц в эв).

стиц, что необходимо для получения измерял энергетические распределения эмиттированных электронов. Эти результаты согласуются с результатами Олифанта для  $He^*$ , т. е. с потенциальным вырыванием.

Грин обнаружил также, что «соотношение высокочастотных электронов, освобождаемых метастабильными атомами аргона, возрастает при увеличении кинетической энергии этих атомов». Для ионов  $Ne^*$  и  $He^*$  вклад кинетического вырывания электронов был пренебрежимо мал, что противоречит современным представлениям. По-видимому, он маскируется многою большей потенциальной эмиссией для этих атомов.

Берри получал путем перезарядки нейтральные атомы с энергиями от 500 до 4000 эв. Он исследовал кинетическую эмиссию электронов с tantalа под действием ионов и атомов  $Ne$ ,  $He$  и  $Ag$  при угле падения  $30^\circ$ <sup>24</sup>. Впоследствии он сообщил результаты, полученные при облучении  $He^+$  и  $He^0$  обезгаженных и загрязненных вольфрамовых мишней<sup>26</sup>. На рис. 26 приведены зависимости  $\gamma$  от  $E_k$  для ионов и нейтральных атомов гелия. Порог для кинетической эмиссии с обезгаженной поверхности под действием атомов  $He^0$ , определенный довольно плохо, наблюдается примерно при 300 эв. Как отмечалось выше, как  $\gamma_n$ , так и  $\gamma_i$  значительно возрастают для загрязненной поверхности, причем оба эти коэффициента обнаруживают поведение, характерное для кинетической эмиссии. При низких энергиях влияние поверхностных загрязнений оказывается более сильно. Значение  $d\gamma_n/dE \approx 0,14/\text{кэв}$  можно сравнить со значением

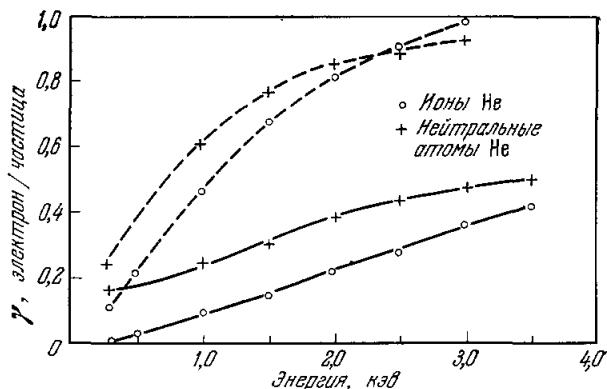


Рис. 26. Данные Берри<sup>26</sup> для  $\gamma$  и  $\gamma_i$  при облучении обезгаженной и необезгаженной вольфрамовых мишней ионами  $He^+$  и атомами  $He^0$ .

0,11 / кэв, полученным Комо и Медведом<sup>28</sup> (предполагая линейное изменение  $\gamma_n$  с  $E$  в ограниченной области энергий). Данные относительно облучения tantalовой мишени  $\text{He}^+$  и  $\text{He}^0$ ,  $\text{N}_2^+$  и  $\text{N}_2^0$  в области энергий от 15 до 30 кэв сообщены Тельковским<sup>57</sup>. В этой области  $\gamma$  изменяется примерно от 3 до 5 и, таким образом, вклад за счет потенциального вырывания для этих ионов пренебрежимо мал. Кривые, полученные Тельковским для ионов и нейтральных атомов, в сущности, подобны и отличаются на небольшую постоянную величину. Девинье и его сотрудники провели серию предварительных исследований, используя пучки атомов аргона

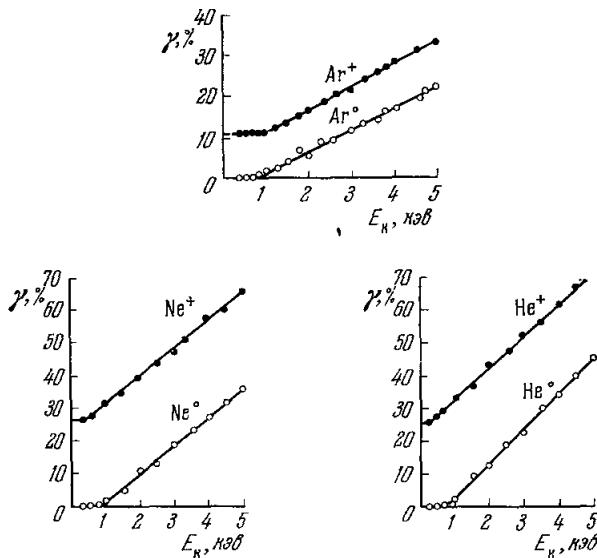


Рис. 27. Данные Арифова и др.<sup>69</sup> для  $\gamma_n$  и  $\gamma_i$  при облучении прокаленных Mo мишенью ионами и атомами инертных газов.

с энергиями от 500 до 3000 эв и различные мишени<sup>64-67</sup>. Особое внимание уделялось влиянию на  $\gamma_n$  угла падения и адсорбированных газов. Недавно они сообщили, что при облучении поликристаллических алюминиевых мишней атомами аргона  $\gamma_n$  линейно возрастает от 0,15 при 500 эв до 0,91 при 2850 эв<sup>68</sup>. В последующей работе были измерены  $\gamma_n$  при использовании пучков быстрых нейтральных атомов  $\text{H}^0$  и  $\text{H}_2^0$  с энергиями 2000—4000 эв.

Наиболее обстоятельные исследования эмиссии электронов под действием нейтральных атомов проведены Арифовым и его сотрудниками<sup>69,70</sup>. Для определения потоков нейтральных частиц они использовали разностный метод. Результаты для случая облучения молибдена атомами  $\text{Ar}^0$ ,  $\text{Ne}^0$  и  $\text{He}^0$  показаны на рис. 27. Если согласно этой работе написать

$$\gamma_i = \gamma_\pi + \gamma_k, \quad (6)$$

тогда  $\gamma_k$  для ионов и  $\gamma_n$  можно считать идентичными, т. е. кинетическая эмиссия может быть прямо сложена с потенциальной, и вплоть до 3500 эв не наблюдается влияния скорости на  $\gamma_n$ . С другой стороны, Медвед и др.<sup>28,39</sup>, используя термопарный зонд, пробовали прямо измерить нейтральный поток  $i_n$ , чтобы определить  $\gamma_n$  для отожженных молибденовых лент. Эти авторы провели тщательное сравнение  $\gamma_i$  и  $\gamma_n$ , которое

показало, что в области кинетической эмиссии между ними есть небольшое расхождение (рис. 28). Здесь  $d\gamma_i/dE = 0,06/\text{кэв}$ , в то время как  $d\gamma_n/dE = 0,04/\text{кэв}$ . Было рассмотрено несколько гипотез с целью попытаться объяснить явное расхождение между  $\gamma_k$  для ионов и  $\gamma_n$  для нейтральных атомов аргона. В последующей работе этой группы было показано, что имеется различие в передаче энергии нейтральными атомами и ионами инертных газов, которое было объяснено преимущественным отражением нейтральных атомов. Качественное объяснение наблюдающегося несоответствия между  $\gamma_n$  и  $\gamma_k$  может быть тогда дано следующим образом: пусть  $i_i$  и  $i_n$  представляют собой потоки ионов и нейтральных частиц соответственно;  $\rho_i$  и  $\rho_n$  — доли этих пучков, «отраженные» от

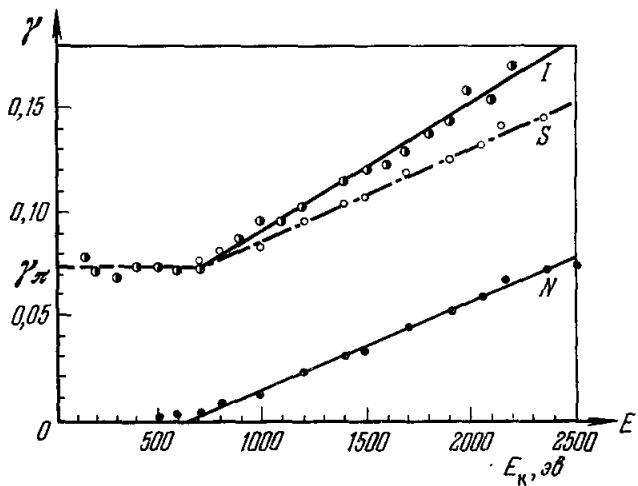


Рис. 28. Данные Медведя и др.<sup>39</sup>, иллюстрирующие различие между  $\gamma_i$  и  $\gamma_n$  при падении  $\text{Ar}^+$  и  $\text{Ar}^0$  на прогретые Mo мишени.

I —  $\gamma_i$  для  $\text{Ar}^+$ , N —  $\gamma_n$  для  $\text{Ar}^0$ , S —  $\gamma_n + \gamma_\pi$  ( $\gamma_\pi = 0,074$ ).

мишени, которые затем не в состоянии участвовать в близких столкновениях или взаимодействиях в объеме, приводящих к кинетической эмиссии. Таким образом, потоки частиц, пригодные для близких взаимодействий,

$$i'_i = i_i (1 - \rho_i), \quad (7a)$$

$$i'_n = i_n (1 - \rho_n), \quad (7b)$$

и отношение измеряемых значений коэффициентов будет иметь вид

$$\frac{\gamma_n}{\gamma_k} = \frac{1 - \rho_n}{1 - \rho_i}. \quad (8)$$

Для случая отожженных молибденовых поверхностей было получено  $\rho_n > \rho_i$  (для аргона) и, следовательно,  $\gamma_n < \gamma_k = \gamma_i - \gamma_\pi$ . Более строгое количественное отношение для результатов рис. 28 нельзя вывести, так как оказалось, что условие предпочтительного отражения  $\rho_n > \rho_i$  справедливо и для неотожженных платиновых дисков термопарных зондов, использованных в этой работе \*), так что калибровка нейтральных потоков была не совсем правильной. Величина ошибки при изме-

\*) Однако расхождение, по-видимому, более резко выражено для чистых поверхностей. (Прим. автора.)

Таблица III

	H <sub>1</sub> <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	H <sub>3</sub> <sup>+</sup>	D <sup>+</sup>	D <sub>2</sub> <sup>+</sup>	DH <sup>+</sup>	D <sup>+</sup>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	Zn <sup>+</sup>	Cl <sup>-</sup>	Hg <sup>+</sup>	B <sup>+</sup>	Cd <sup>+</sup>	
Хигатебергер и др. 128 Хилл 72 Хилл и др. 118		AgMg Ni			Ni		AgMg	AgMg						AgMg		
Лардж 5 Лардж и Уитлок 127	Mo Cu Al Rb W Au Ag Ni Zr C Pt Cu Ti Mo Al Ni Au Mg Fe Pb Al Au	Mo Cu Al Pb Au Ag Ni Zr C Pt Cu Ti Mo Al Ni Au Mg Fe Pb Al Au		Au Ag Ni Zr C Pt Cu Ti				W		W						
Аарест и др. 98																
Берри 24 Борн и др. 128 Гоши и Шеридан 129 Аброни 41 Баташов 87 Фогель и др. 44 Мирдох и Миллер 130		Стекло Ge	Стекло				Mo		Ta	Al Au		Al Au				
Петров 55 Акишин и Васильев 131 Петров и Дорожкин 132 Шварц и Концеланд 133 Арифов и Хашимов 134 Арифов и др. 135 Чемберс 95 Кузинье и др. 37	Стекло Mo Cu Au C Mo								Стекло		Mo Ni			W W	Cd	
Гюнтершульце и Бар 136	Mo CuBe Al Pb Mo Cu Pt Fe Ag Cu K	Mo CuBe	CuBe	Mo	Mo	Mo		CuBe W	W				Hg	CuBe		
Миронов и Неменов 137	Al Ni															

рении нейтральных потоков при помощи термопарного зонда точно не определялась, но она действует так, что значения  $\gamma_n$ , определенные из рис. 28, являются верхним пределом этих величин, и любая коррекция этих данных может вести только к увеличению наблюдаемого расходления.

Дальнейшие попытки проанализировать расходжение должны проводиться с применением лучших методов определения потоков нейтральных частиц (таких, как в <sup>71</sup>) и с использованием определенных и контролируемых поверхностных условий для мишней (как в <sup>72</sup>). К тому же,

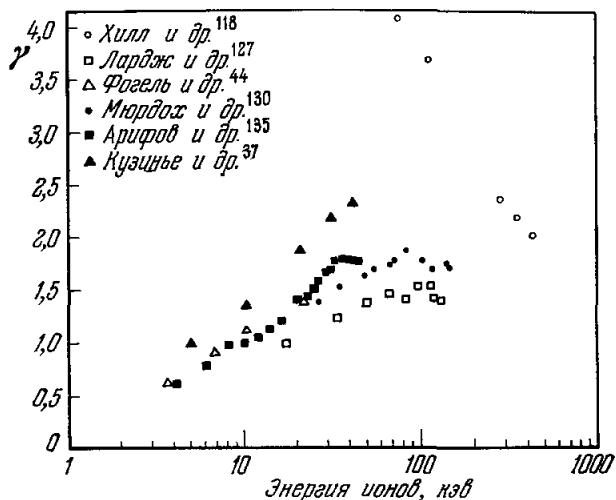


Рис. 29. Сравнение результатов при облучении Mo протонами  $H_1^+$ .

следует отметить, что тщательные измерения (по сравнению  $\gamma_n$  и  $\gamma_k$ ) смогли бы внести ясность в зависимость (если она вообще имеется)  $\gamma_n$  от кинетической энергии иона.

4. Ионы других типов. Среди разнообразных типов ионов, использовавшихся для изучения кинетической вторичной электронной эмиссии, наиболее часто использовались ионы  $H_1^+$  и  $H_2^+$ . Это можно видеть из табл. III. На рис. 29 приведены данные ряда авторов для случая облучения молибдена протонами  $H_1^+$ . Эта кривая представляет собой типичный образец данных, получаемых для коэффициентов кинетической эмиссии электронов. Видно, что можно получить широкий интервал значений коэффициентов, когда используются поликристаллические мишени и не обеспечивается чистота поверхности мишени. Тем не менее, эти данные показывают общую тенденцию зависимости коэффициента эмиссии от энергии ионов. В частности, вначале коэффициент линейно растет с энергией иона, затем проходит через максимум и падает при дальнейшем возрастании энергии.

#### Б. Монокристаллы металлов

Одним из последних и наиболее интересных аспектов развития в области кинетической эмиссии является изучение эмиссии электронов в зависимости от кристаллографической ориентации. Наиболее полное и ясное изучение было проведено сотрудниками Московского Государ-

ственного университета имени М. В. Ломоносова и Тулусского университета. Результаты первых наблюдений анизотропии вторичной электронной эмиссии меди в зависимости от ориентации кристалла относительно направления пучка падающих ионов были сообщены Молчановым и др. в 1961 г. в Докладах АН СССР<sup>73</sup> и Фаго и Сантолом<sup>74</sup>. В последующей публикации Машкова и др.<sup>75</sup> привели результаты измерений  $\gamma$  для случая падения ионов  $Ar^+$  на (100)-грань кристалла меди в зависимости от угла падения ионов  $\varphi$ . На рис. 30 показаны результаты для энергий ионов 20 и 30 кэв. Сплошными линиями приведены кривые, теоретически рассчитанные на основе метода Одинцова<sup>76</sup>, использующего несколько параметров, взятых из экспериментальных кривых в нескольких точках. Колебания  $\gamma$  в зависимости от угла падения  $\varphi$  наводят на мысль о модели прозрачности, предложенной Ролом и другими авторами для описания анизотропии распыления монокристаллов<sup>77-79</sup>. Согласно этой модели минимумы коэффициента распыления  $S$  наблюдаются в направлениях, соответствующих максимумам прозрачности кристалла, т. е. когда длина свободного пробега падающей частицы наибольшая. И наоборот, максимумы  $S(\varphi)$  наблюдаются для положений максимальной затененности, т. е. когда столкновения происходят вблизи поверхности. Хотя эти представления дают возможность качественно правильно объяснить угловые положения максимумов и минимумов коэффициентов распыления и вторичной электронной эмиссии, величина анизотропии распыления не может быть предсказана простым способом без введения значительного количества подгоночных параметров.

Недавно Машкова и др.<sup>80</sup> сообщили о результатах одновременного измерения  $\gamma$  и  $S$  на ориентированных кристаллах меди. Для того чтобы поверхностные загрязнения были минимальными, производилась очистка поверхностей ионной бомбардировкой. Зависимость  $\gamma$  от времени облучения полностью аналогична соответствующей кривой Магнусона и Карлстона<sup>36</sup>. На рис. 31 приведены результаты, полученные при облучении ионами  $Ar^+$  энергии 30 кэв гранью (110) кристалла меди при повороте вокруг оси (110). Отметим, что в обоих случаях взаимные положения максимумов и минимумов находятся в соответствии и могут быть качественно описаны при помощи простой «модели прозрачности».

Несоответствие между рассчитанными кривыми (сплошные линии) и экспериментальными точками (особенно для  $13^\circ < \varphi < 20^\circ$ ), по предположению авторов, происходит за счет вклада в коэффициенты из «глубоких» атомных слоев (т. е. более глубоких, чем 10-й слой), которые при больших углах падения «экранируются» вышележащими слоями. Влияние температуры кристалла на угловую зависимость  $\gamma$  отчетливо

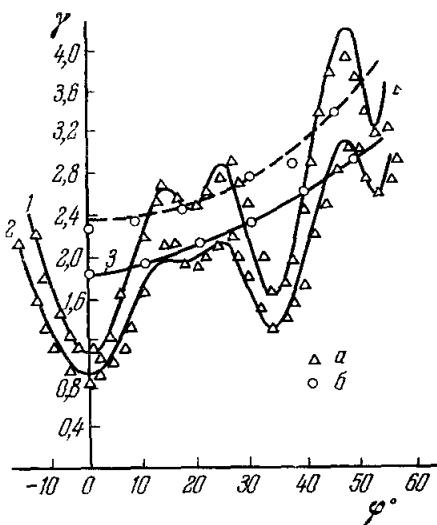


Рис. 30. Результаты Машковой и др.<sup>75</sup> для зависимости  $\gamma$  от угла падения ионов  $Ar^+$  на кристалле меди.

1 — Расчетная кривая для монокристалла при энергии 30 кэв; 2 — расчетная кривая для монокристалла при энергии 20 кэв; 3 — расчетная кривая для поликристаллической меди при энергии 20 кэв. а — экспериментальные точки для монокристалла, б — экспериментальные точки для поликристаллической меди. Пунктир — данные из диссертации Тельковского.

10 УФН. т. 91, вып. 3

показано в недавней работе Машковой и Молчанова<sup>81 \*).</sup> На рис. 32 приведены результаты при температурах мишени 100°, 450 и 900° С для случая падения ионов  $\text{Ar}^+$  энергии 30 кэв на (100)-грань кристалла меди при повороте вокруг оси (110). Отчетливо выраженный минимум при 55° фактически исчезает при 900° С, и в пределе поведение  $\gamma(\phi)$  приближается к случаю поликристалла. Фер и др.<sup>74, 82-83</sup> изучали качественную зависимость  $\gamma$  от ориентации кристалла. Используя ионно-эмиссионный микроскоп и монокристаллическую медную мишень, Фаго и Фер

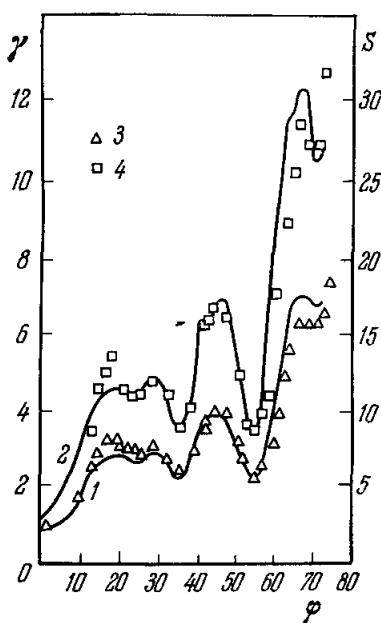


Рис. 31. Зависимости  $\gamma$  и  $S$  от угла падения ионов  $\text{Ar}^+$  энергии 30 кэв на кристалл меди 8.

- 1 — Теоретическая кривая для  $\gamma$ ;
- 2 — теоретическая кривая для  $S$ ;
- 3 — экспериментальные точки для  $\gamma$ ;
- 4 — экспериментальные точки для  $S$ .

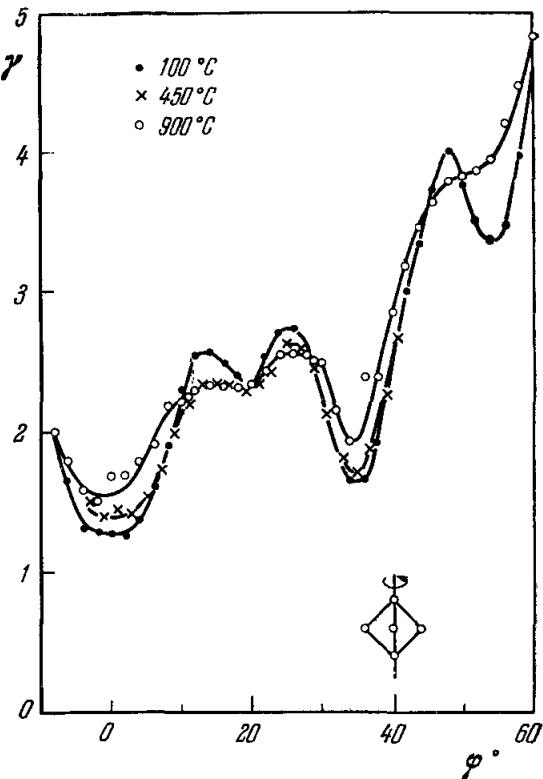


Рис. 32. Температурные зависимости анизотропии  $\gamma$  при падении ионов  $\text{Ar}^+$  энергии 30 кэв на кристалл меди 8.

измеряли относительные значения  $\gamma$  для трех низкоиндицированных плоскостей меди при различных углах падения, врачающая мишень по азимуту на 360°. Энергия пучка ионов обычно была равна 50 кэв. Фаго и Фером<sup>83</sup> было установлено соответствие между минимумами полученных кривых для  $\gamma$  на протяжении азимутальной развертки и стереографической проекцией гкц решетки. Недавно Фаго, Коломби и Фер<sup>84</sup> сообщили несколько интересных количественных результатов по абсолютным измерениям  $\gamma$  для случаев падения ионов энергии 40 кэв на различные плоскости кристалла меди. Они получили семейство кривых для  $\gamma$  в зависимости от угла падения для различных плоскостей падения. Положение максимумов и минимумов, когда плоскость падения была (110), по-видимому, превосходно согласуется с данными Машковой

\* Теоретическое рассмотрение этого эффекта проведено Аграновичем и Одинцовым, ДАН СССР 162, 778 (1965) и Одинцовым, ФТТ 8, 2934 (1966). (Прим. ред.)

и др.<sup>75</sup>. Абсолютные значения  $\gamma$  также близки, хотя измерения Машковой и др.<sup>75</sup> проводились при 30 кэв, а французских авторов при 40 кэв.

Магнусон и Карлстон изучали анизотропию вторичной электронной эмиссии в зависимости от ориентации кристалла в области энергий от 1 до 10 кэв при падении ионов инертных газов на кристаллы меди<sup>85</sup>. Они измеряли зависимости  $\gamma$  от энергии ионов аргона при нормальном падении на три низкоиндцированные плоскости: (110), (100) и (111). Результаты приведены на рис. 33. Чистота поверхности поддерживалась очисткой ионной бомбардировкой. Видно, что относительная анизотропия для трех плоскостей возрастает при увеличении кинетической энергии иона.

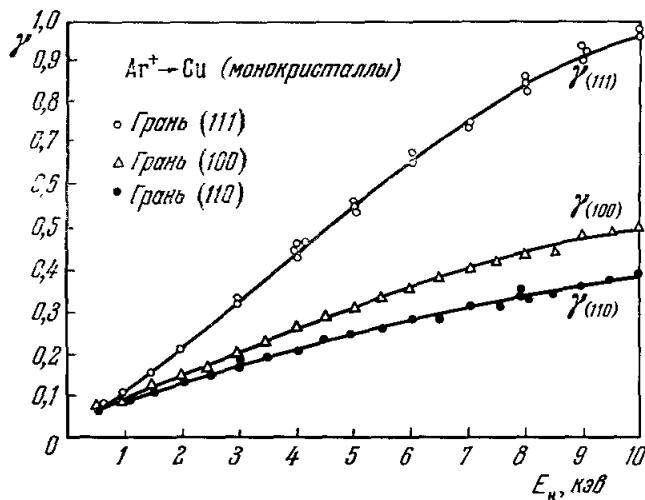


Рис. 33. Зависимости коэффициентов вторичной электронной эмиссии  $\gamma$  от энергии ионов при облучении при нормальном падении ионами  $\text{Ar}^+$  трех низкоиндцированных плоскостей кристалла меди.

Недавно Цшайле<sup>86</sup> сообщил результаты измерения  $\gamma$  и отражения ионов и нейтральных атомов для ориентированного монокристалла меди при облучении ионами  $\text{N}_2^+$  и нейтральными молекулами азота  $\text{N}_2^0$  при энергии 28 кэв. Во время измерений мишень поддерживалась при температуре «в несколько сотен градусов Цельсия» в вакууме порядка  $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  Плотность тока была  $10 \text{ мкА}/\text{см}^2$ , так что критерий чистоты в случае ионной бомбардировки был в лучшем случае на пределе. Цшайле представил диаграмму тока электронной эмиссии для полярных и азимутальных координат. Несмотря на сомнительные поверхностные условия, наблюдалась заметная анизотропия  $\gamma$  как при облучении ионами, так и нейтральными частицами. Структура анизотропии  $\gamma$  аналогична приведенной на рис. 30—32. Значения тока ионов, эмиттированных при облучении, обнаруживают такую же анизотропию, как и для эмиссии электронов. Для случая падения нейтральных частиц Цшайле интерпретировал положительную компоненту, измеряемую коллектором, как электроны, выбитые из коллектора отраженными нейтральными частицами (аналогичную интерпретацию применили Комо и Медвед<sup>28</sup> при измерениях отражения нейтральных атомов поликристаллами). И наконец, Цшайле отметил, что используя ионы  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{H}_1^+$  или  $\text{H}_2^+$  одинаковой энергии, можно увеличивать глубину или ширину минимумов, но их угловое положение не зависит от сорта использованных ионов \*).

\*.) См. также следующую работу этого же автора в Phys. Stat. Solidi 11, 159 (1965). (Прим. ред.)

### В. Диэлектрики и полупроводники

Большая часть исследований кинетической эмиссии диэлектриков и полупроводников выполнена в Советском Союзе, в частности, Батановым

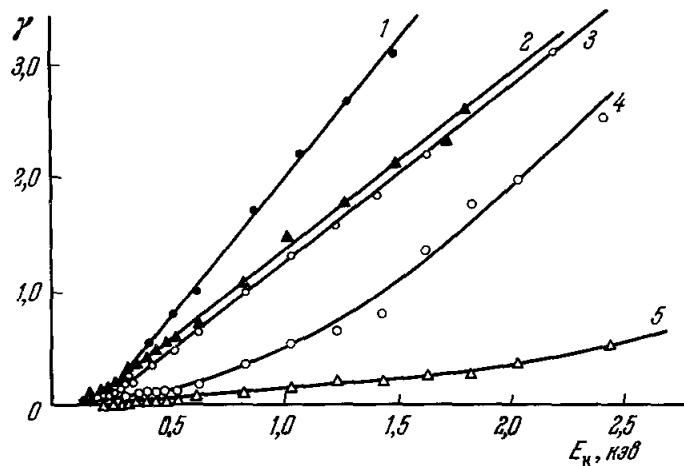


Рис. 34. Результаты Батанова<sup>89</sup> для облучения щелочно-галоидов ионами:  
1) KCl, 2) KBr, 3) NaCl, 4) NaF, 5) NaF (перед облучением).

и Аброяном и их коллегами в Ленинградском политехническом институте<sup>41, 42, 87-91</sup>. Были исследованы аморфные стекла и пленки, поликристаллы и мишени из щелочно-галоидных кристаллов и кристаллов полупроводников IV группы при бомбардировке щелочными ионами и ионами инертных газов.

Чтобы свести к минимуму влияние зарядки мишени, повреждений и изменений в поверхности мишени вследствие продолжительной ионной бомбардировки, Батанов использовал импульсную методику.

На рис. 34 приведены результаты для случаев облучения щелочно-галоидных кристаллов щелочными ионами. Влияние температуры и предыстории мишени показано на рис. 35 для случая облучения ионами  $\text{Li}^+$  моноокристалла  $\text{NaCl}$ <sup>72</sup>. Кривые, обозначенные 2 и 1, представляют собой данные для свежесколотых кристаллов, кривая 2 соответствует области энергий от 200 эв до 1,4 кэВ, 1 — до 6 кэВ. Кривая 3 — это совокупность результатов, полученных при различных температурах подложки для кристалла, выдержанного в течение двух дней в атмосфере. Кривая 4 представляет собой результат частичной «активации» или «восстановления» под

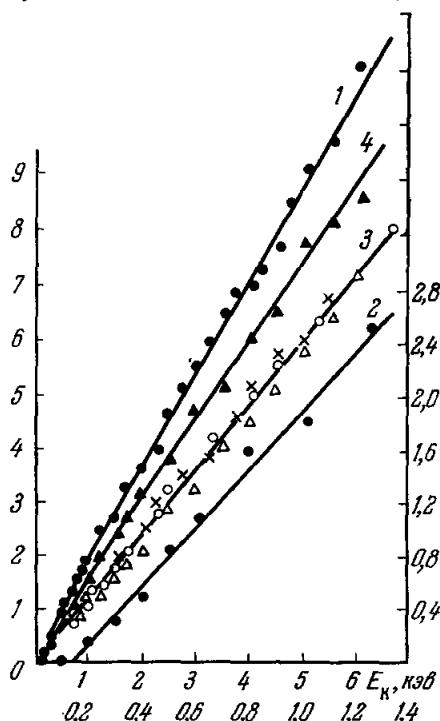


Рис. 35. Результаты Батанова<sup>42</sup>, показывающие влияние температуры мишени и ее предыстории при облучении  $\text{NaCl}$  ионами  $\text{Li}^+$ .

действием ионной бомбардировки при 2 кэв. Можно ясно разглядеть некоторые особенности, характерные для этих сжато изложенных данных для диэлектриков.

1) Значения  $\gamma$  почти на порядок выше значений для металлических мишеней, чистых или загрязненных. Например, для  $\text{Li}^+ - \text{NaCl}$  при 5,5 кэв  $\gamma \approx 9$ .

2) Пороговые энергии для  $\gamma_K$  значительно ниже ( $\sim 150$  эв), чем для металлов.

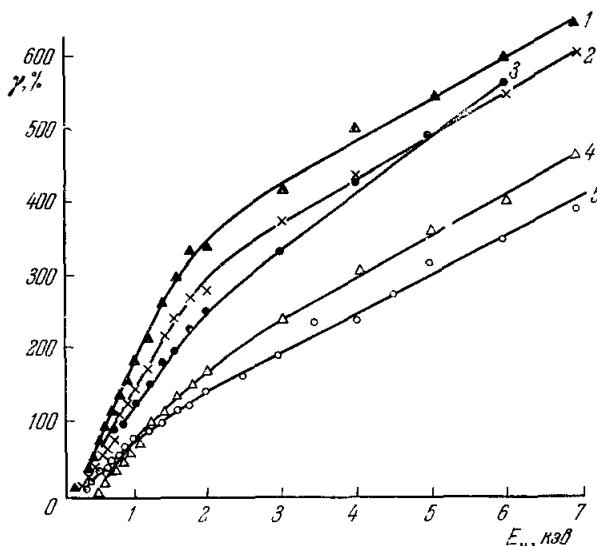


Рис. 36. Результаты Аброяна и Лаврова <sup>91</sup> для облучения щелочно-галоидов ионами  $\text{K}^+$ : 1)  $\text{KBr}$ , 2)  $\text{NaCl}$ , 3)  $\text{CsCl}$ , 4)  $\text{NaF}$ , 5)  $\text{LiF}$ .

3) Наклон  $d\gamma/dE \sim 2,0/\text{кэв}$ . И Батанов, и Аброян изучали эмиссию электронов при облучении щелочно-галоидных кристаллов ионами калия. Данные для  $\gamma$  приведены на рис. 34 и 36. При заданной энергии значения  $\gamma$  возрастают по мере уменьшения ширины запрещенной зоны (см. работу Аброяна и Лаврова <sup>91</sup>). Наблюдалась вторичная эмиссия отрицательных и положительных ионов, сопутствующая большим значениям  $\gamma$ . Пороговые значения ниже 10 эв и значения для  $K$  порядка 0,1 типичны для этих процессов. На рис. 37 и 38 представлены результаты для кремния и германия. Значения  $\gamma$  и пороговых энергий, по-видимому, более типичны для металлических мишеней, особенно для случая «чистого» кремния (кривая 4, рис. 37). Насколько мы можем судить, по-видимому, нет исследований, описывающих ориентационные эффекты для кристаллов диэлектриков, подобных исследованиям для монокристаллов металлов \*). Мороз и Аюханов <sup>92</sup> сообщили очень интересные результаты относительно влияния толщины мишени на  $\gamma$  и  $K_-$ . Производилось напыление пленок  $\text{NaCl}$  на Мо-подложки при номинальной скорости 20 монослоев в секунду; полученные результаты приведены на рис. 39. Значения  $\gamma$  и  $K_-$  даны для случая облучения ионами  $\text{Cs}^+$  энергии 1500 эв. Эти данные наглядно показывают объемный характер кинетической эмиссии по сравнению с поверхностным характером отрицательной ионной эмиссии. Авторы наблюдали также, что при низких энергиях ( $< 400$  эв)

\* ) Анизотропия  $\gamma$  полупроводников и диэлектриков была исследована Аброяном и др., ФТТ 7, 3159 (1965); 7, 3660 (1965); Фаго и др., Compt. Rend. 262, 173 (1966). (Прим. ред.)

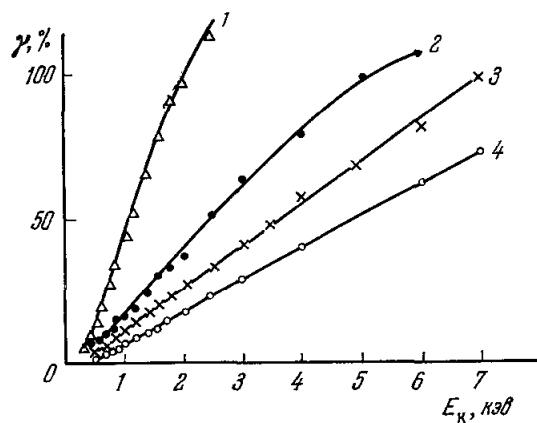


Рис. 37. Результаты Аброяна и Лаврова <sup>91</sup> для случая облучения ионами  $K^+$  поверхностей кремния, обработанных различными способами.

1 — Поверхность промыта дистиллированной водой после травления; 2 — мишень нагрета до  $800^\circ C$ ; 3 — мишень нагрета до  $1000^\circ C$ ; 4 — мишень нагрета до  $1300^\circ C$ .

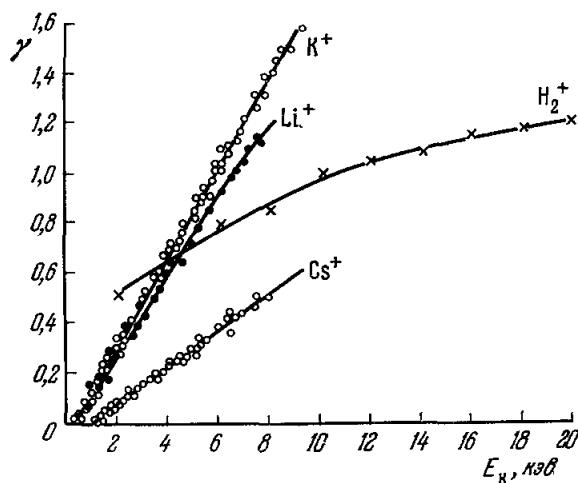


Рис. 38. Результаты Аброяна <sup>41</sup> для облучения германия ионами щелочных металлов и  $H_2^+$ .

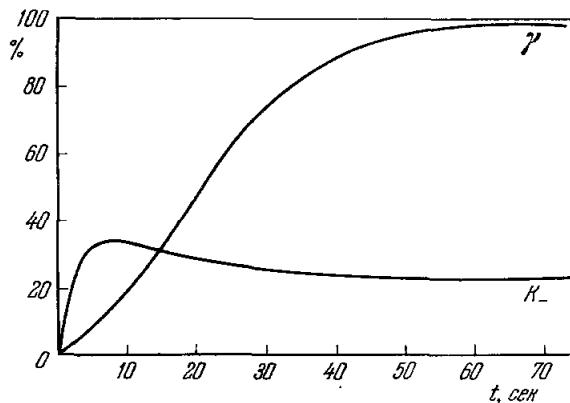


Рис. 39. Зависимости  $\gamma_i$  и  $K$  от времени панесения пленки  $NaCl$  на Mo-подложки (ионы  $Cs$  энергии 1500 эВ) <sup>95</sup>.

значение  $K$  при насыщении больше, чем значение  $\gamma$  при насыщении. При проведении эксперимента по разделению «глубины выхода» вторичных электронов и «глубины проникновения» входящих ионов Мороз и Аюханов измеряли зависимости  $\gamma$  и  $\sigma$  (коэффициент электрон-электронной эмиссии) от энергии первичных частиц. Оказалось, что толщина насыщения не зависит от  $E_k$  при энергиях, больших 1000 эв, при облучении ионами  $\text{Na}^+$ ,  $\text{NaCl}$ .

На рис. 40 приведены типичные результаты для электронов при энергии 680 эв и ионов  $\text{Na}^+$  при 1120 эв. Тот факт, что кривые  $\sigma/\sigma_s$  и  $\gamma/\gamma_s$  насыщаются при одинаковых толщинах пленок, приводит к выводу, что глубина выхода электронов не зависит от первичного процесса. Очень мало данных по окислам. Такеши<sup>93</sup> измерял  $\gamma_i$  при облучении ионами  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Xe}^+$  и  $\text{Ne}^+$  кристаллов  $\text{BaO}$  и нашел, что  $\gamma_i$  порядка 0,5 при 500 эв. Он, по-видимому, считал, основываясь на данных Брюнне по облучению металлов щелочными ионами, что механизм кинетического вырывания не дает вклада в его результаты. Очевидно, он не был осведомлен о работах Аброяна и Батанова.

#### Г. Энергетические и угловые распределения

Две области исследования кинетической эмиссии — определение энергетических и угловых распределений вторичных электронов — дают возможность получать очень ценные для теории результаты. Однако до сих пор проведено лишь небольшое количество исследований по изучению зависимостей такого рода.

Качественные измерения энергетических распределений вторичных электронов были проведены Брюнне<sup>43</sup>, Чадри и Каном<sup>62</sup>, Кроненбергом, Нильсоном и Бассо<sup>94</sup>. Количественные результаты получены Чемберсоном<sup>95</sup>, Филбертом<sup>96</sup> и Ватерсом<sup>147</sup>. На рис. 41 показаны результаты Ватерса для случая облучения вольфрама ионами  $\text{Li}^+$  энергии 1 кэв. Эти результаты являются типичными — большой пик при очень малых энергиях ( $\sim 2$  эв) и длинный хвост при более высоких энергиях. Для протонов энергии 1 Мэв хвост не падает

Рис. 41. Распределение по энергиям вторичных электронов при облучении чистого вольфрама ионами  $\text{Li}^+$  энергии 1000 эв<sup>147</sup>.

до нуля примерно до 2000 эв<sup>94</sup>. При еще более высоких энергиях бомбардирующих ионов пик сдвигается, несмотря на то, что он находится лишь при 6 эв для  $\text{H}_2^+$  энергии 10 кэв<sup>95</sup>.

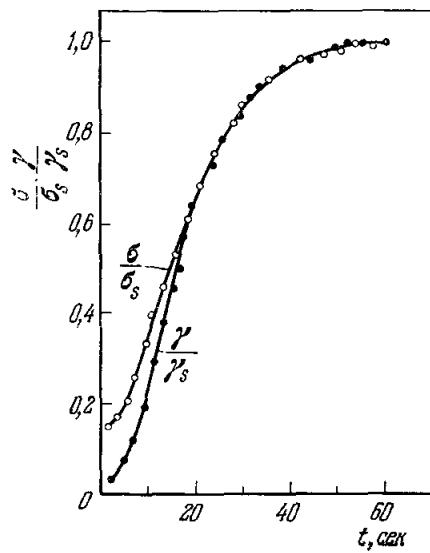


Рис. 40. Зависимости коэффициентов ионно-электронной и электрон-электронной эмиссий от времени поглощения  $n$   $\text{NaCl}$  пленок (ионы  $\text{Na}^+$  энергии 1120 эв)<sup>62</sup>.

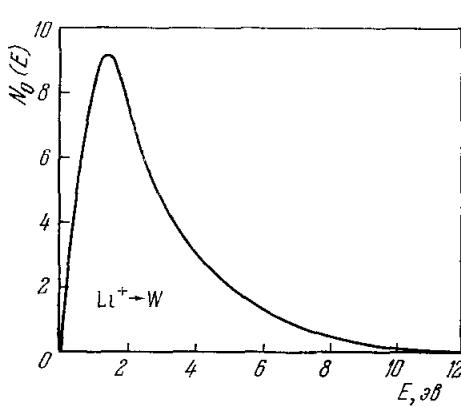


Рис. 41. Распределение по энергиям вторичных электронов при облучении чистого вольфрама ионами  $\text{Li}^+$  энергии 1000 эв<sup>147</sup>.

Прадаль и Симон<sup>97</sup> измеряли энергетическое распределение вторичных электронов и нашли, что полученные кривые могут быть описаны формулой

$$J = J_0 e^{-qV/kT}. \quad (9)$$

Тем самым авторы ввели «эквивалентную температуру эмиссии» (т. е. распределения являются, по существу, максвелловскими). Измерения проводились с ионами аргона энергии 35—46 кэв, мишениями служили десять различных поликристаллических образцов. «Эквивалентные температуры» изменялись от 31,500° до 89,400° К. Чадри и Кан<sup>62</sup> приводят энергетические распределения при облучении обезгаженных никелевых мишеней атомами Hg<sup>0</sup>. Эквивалентные температуры эмиссии были порядка 30 000° К. По-видимому, не наблюдалось значительного сдвига пика при изменении энергии падающего иона. Эквивалентные температуры для обезгаженных мишеней были обычно ниже, чем для загрязненных поверхностей.

Имеются два различных типа измерений угловых зависимостей. Первый — измерение изменения полного коэффициента в зависимости от угла падения ионного пучка. Об измерениях этого типа было сообщено Аарсетом, Клудом и Трампом<sup>98</sup>, Алленом<sup>99</sup> и Машковой, Молчановым и Одинцовыми<sup>75, 80</sup>. Результаты Аарсета и др. при облучении протонами энергии 1,6 Мэв поликристаллического Al хорошо следуют соотношению

$$\gamma = 0,825 \cdot \operatorname{cosec} \theta, \quad (10)$$

где  $\gamma$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии,  $\theta$  — угол между поверхностью мишени и направлением падения ионного пучка. Данные Аллена для случая облучения поликристаллической никелевой мишени протонами энергии 120 кэв описываются соотношением

$$\gamma = 3 \operatorname{cosec} \theta. \quad (11)$$

Результаты Машковой и др. получены при облучении монокристаллических медных мишеней ионами Ar энергии 30 кэв. Хотя эти зависимости с максимумами и минимумами убывают с  $\theta$  менее монотонно, чем для поликристаллов\*), кривая  $\gamma = K \operatorname{cosec} \theta$  грубо соответствует экспериментальным точкам (отметим, что  $\phi$  и  $\theta$  — дополнительные углы). Эти результаты более основательно рассматриваются в разделе III,Б. Другой тип угловых измерений — это зависимость числа вторичных электронов от угла их выхода.

Аббо и Берри<sup>100</sup> сообщили результаты измерения функции углового распределения в случае облучения ионами He<sup>+</sup> энергии 40—825 эв поликристаллических вольфрамовых мишеней при температурах 300° и 1100° К. Это распределение во всех случаях может быть представлено в виде

$$\gamma = K \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол между поверхностью мишени и прямой линией между местом падения ионного пучка и коллектором электронов.

Аналогичные измерения проводили Кроненберг и др.<sup>94</sup>. Они облучали мишени из Be, Al, Cu и Au протонами энергии 1 Мэв. Полученные

\*.) Измерение угловых зависимостей  $\gamma$  для ряда поликристаллических мишеней при облучении их ионами инертных газов энергии 30 кэв в широком диапазоне углов падения (0°—84°—86°) проведено в работе Евдокимова и др. (Phys. Stat. Solidi 19, № 1 (1967)). Обнаружено, что начиная с некоторого угла зависимость становится более слабой, чем  $\gamma = K \operatorname{cosec} \theta$ . (Прим. ред.)

результаты указывают на такой же общий характер угловых распределений \*).

Интересная аппаратура для измерения угловых распределений была сконструирована Пропстом и Люхером<sup>46</sup>. Однако, по-видимому, в настоящее время она используется для измерений потенциальной эмиссии.

## V. ТЕОРИИ

### A. Вводные замечания

Теоретическое рассмотрение проблемы вторичной электронной эмиссии проводилось многими авторами. Краткий обзор кинетической и ионно-ионной эмиссий можно найти в монографии Арифова<sup>6</sup>. Там же проведено детальное рассмотрение теоретических работ, выполненных в Институте ядерной физики Академии наук Узб. ССР.

Теории потенциальной эмиссии были предложены Олифантом и Муном<sup>15</sup>, Шехтером<sup>101</sup>, Кобасом и Лэмбом<sup>102</sup>, Варнерином<sup>103</sup> и Хэгструмом<sup>104</sup>. Теории кинетической эмиссии были предложены Кашицей<sup>105</sup>, Зоммермайером<sup>106</sup>, Гошем и Каром<sup>107</sup>, Френкелем<sup>108</sup>, Моргулисом<sup>109</sup>, Гуртовым<sup>110</sup>, Измайловым<sup>111-112</sup>, Роосом<sup>113</sup>, Парилисом и Кишиневским<sup>114</sup> и Штернглассом<sup>115</sup>. В теории Кашицы образование вторичных электронов рассматривается как результат термоэмиссии из микрообластей, сильно разогретых при ударе падающей частицы. Аналогичные идеи были использованы Хиппелем при построении одной из ранних теорий распыления. Однако, как отметил сам Кашица, модель, предполагающая применимость условий термодинамического равновесия для объяснения взаимодействия быстрых частиц с твердыми телами, является очень сомнительной. Кроме того, не наблюдается какой-либо существенной зависимости  $\gamma_k$  ни от работы выхода, ни от термических констант мишени. Френкель предположил, что вторичные электроны возникают в результате «встряхивания» бомбардирующего иона при столкновении его с поверхностью металла. Моргулис и Гуртовой впервые указали на аналогию между кинетическим вырыванием и ионизационными процессами, происходящими при ионно-атомных и атомно-атомных столкновениях в веществе при высоких энергиях.

Теории Штернгласса и Гоша и Кара являются, по существу, теориями, применимыми при достаточно высоких энергиях ( $E_k > 100$  кэВ). Теории Рооса, Парилиса и Кишиневского построены для описания процесса кинетической эмиссии вблизи порога и в области средних энергий ( $1$  кэВ  $< E_k < 100$  кэВ).

### B. Теории для области «высоких энергий»

Имеются две теории кинетической эмиссии электронов, которые применимы только в области высоких энергий падающих ионов. Это теория Штернгласса<sup>115</sup> и Гоша и Кара<sup>107</sup>. Ограничение этих теорий областью высоких энергий произошло в результате некоторых упрощений, введенных авторами. В основном каждая теория рассматривает сначала число вторичных электронов, образующихся на единице длины пути иона в мишени, а затем долю этих электронов, способных выйти с той глубины, на которой они возникли. Упрощающими предположениями, ограничивающими применение теорий областью высоких энергий, являются, во-пер-

\*). Тщательные измерения угловых распределений при сравнительно низких энергиях (300—4000 эВ) ионов ионизирующих газов для вольфрамовой поверхности проведены Клейном, Z. Phys. 188, 78 (1965). (Прим. ред.)

вых, предположения о том, что потеря энергии на единицу длины пути постоянна в области вблизи поверхности (в области, откуда вторичные электроны в состоянии выйти), и во-вторых, в теории Штернгласса,— предположение о том, что выражение для потери энергии в мишени вблизи поверхности не учитывает эффектов захвата и потери электронов.

В области высоких энергий, где применимы эти теории, количество экспериментальных данных весьма ограничено. Имеющиеся данные относятся к случаям облучения пучками  $H^+$ ,  $H^0$ ,  $D^+$  и  $He^+$ . При построении теории Штернгласс учитывал, что взаимодействия ионов с мишенью, приводящие к образованию вторичных электронов, бывают двух типов. Первый тип, в результате которого непосредственно образуются вторичные электроны, — это далекое столкновение иона с атомом мишени, при котором ион вызывает только небольшое смещение атома, теряя при этом соответственно небольшие количества энергии. Второй тип — это близкое соударение падающего иона с электроном атома, при котором электрон получает относительно большое количество энергии и становится тем, что называют  $\delta$ -лучами. Затем эти  $\delta$ -лучи образуют при столкновениях те электроны, которые являются вторичными электронами, наблюдаемыми экспериментально. Образование внутренних электронов описывается теорией ионизации Бора — Бете<sup>116-117</sup> как

$$n(V_i, x) = \left(\frac{1}{E_0}\right) \frac{1}{2} \left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle [1 + f(v_i, x)],$$

где  $E_0$  — средняя потеря энергии, затрачиваемая на образование вторичного электрона и  $f(v_i, x)$  — функция, представляющая часть  $\langle dE_i/dx \rangle$ , которая расходуется на образование вторичных электронов в соударениях высших порядков на глубине  $X$ . Предполагается, что средняя потеря энергии на единицу длины

$$\left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle^{(1)} = \left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle^{(2)} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle, \quad (12)$$

где  $\langle dE_i/dx \rangle^{(1)}$  — средняя потеря энергии иона на единицу длины при далеких соударениях,  $\left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle^{(2)}$  — средняя потеря энергии иона на единицу длины, затрачиваемая на образование  $\delta$ -луча, и  $\left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle$  — полная потеря энергии на единицу длины пути. Это соотношение справедливо, когда

$$v_p > 2Z_i v_0,$$

где  $Z_i$  — заряд падающей частицы,  $v_0$  — орбитальная скорость на боровской орбите атома водорода,  $v_p$  — скорость падающей частицы. Для протонов это соответствует энергиям, большим 100 кэв. Диффузия этих внутренних вторичных электронов к поверхности вычисляется в предположении, что мишень — это совокупность атомов и поперечные сечения рассеяния на них электронов практически аналогичны сечениям для газа, и следовательно вероятность выхода с глубины  $x$

$$P(x) = \tau A e^{-x/L_\delta},$$

где  $\tau$  — вероятность того, что электрон из глубины достигнет поверхности с энергией, достаточной для выхода. Тогда коэффициент эмиссии будет:

$$\gamma = \int_0^\infty \frac{1}{2} \frac{1}{E_0} \left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle [1 + f(v_i, x)] \tau A e^{-x/L_\delta} dx,$$

где  $f(v_i, x) = 1 - e^{-x/L_\delta}$ , а  $L_\delta$  — эффективная глубина проникновения  $\delta$ -лучей. Интегрирование дает

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{1}{E_0} \left\langle \frac{dE_i}{dx} \right\rangle \tau A L_s \left[ 1 + \frac{1}{1 + \frac{L_\delta}{L_s}} \right]. \quad (13)$$

Используя приближение Бора для  $dE_i/dx$ , Штернгласс получил

$$\gamma = \frac{\tau A \pi e^4 Z_i^2 4 Z^{1/3}}{E_0 a' \sigma_g I_0^{1/2} E_{eq}^{1/2}}, \quad (13a)$$

где  $I_0$  — энергия Ридберга,

$$E_{eq} = \frac{1}{2} m_0 v_i^2 = \left( \frac{m_0}{M} \right) E_K,$$

$m_0$  — масса электрона,  $e$  — заряд электрона,  $M$  — масса иона,  $E_i$  — энергия иона,  $Z_i$  — заряд иона,  $\sigma_g$  — геометрическая площадь

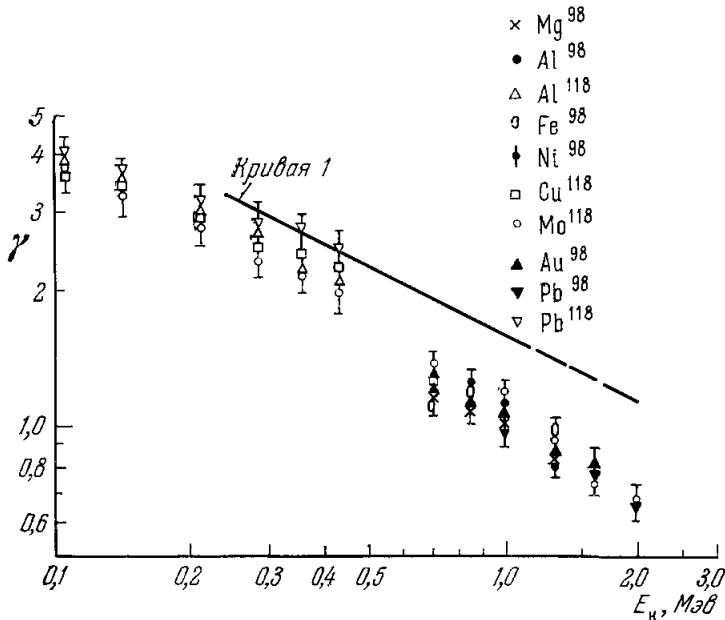


Рис. 42. Сравнение теоретической зависимости Штернгласса с экспериментальными данными.

последней заполненной оболочки атома мишени, определенная по ковалентному радиусу.

Путем дальнейших упрощений и подстановки численных значений выражение (13) может быть приведено к виду

$$\gamma = \frac{220}{E_0 a'} Z_i^2 E_{eq}^{-1/2} \quad (13b)$$

для случая  $\tau A = 0,5$ . Сравнение этого результата с экспериментальными данными Хилла и др. <sup>118</sup> и Аарсета показано на рис. 42. Метод Гоша и Кара аналогичен рассмотрению Штернгласса, за исключением того, что они использовали для определения скорости образования вторичных электронов не выражение для полной потери энергии, как Штернгласс, а сечение ионизации атома ионным ударом. Для случая облучения протонами

пучок рассматривался как многокомпонентная система, т. е. состоящая из  $H_1^+$  и  $H_1^0$  (Штернгласс пренебрегал процессами перезарядки).

Выражение для  $\gamma$ , использованное Гошем и Каром<sup>107</sup>,

$$\gamma = \left( \frac{0,5N}{\alpha} \right) \sum_{nl} Q_{nl}, \quad (14)$$

где  $N$  — число атомов металла в  $cm^3$ ,  $Q_{nl}$  — поперечное сечение ионизации атома металла для  $nl$  оболочки,  $\alpha$  — коэффициент абсорбции. Выражения

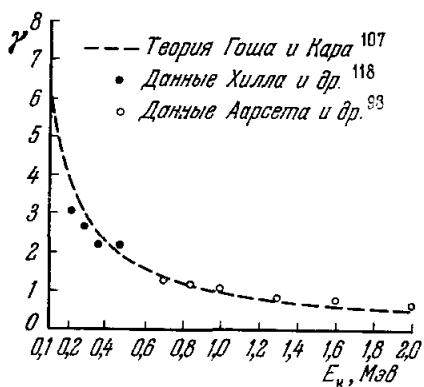


Рис. 43 Сравнение экспериментальных значений  $\gamma$  при облучении Al протонами  $H^+$  с вычисленными.

показало, что отклонение порядка лишь 10%, что находится в пределах ошибок экспериментов.

#### В. Теории для области средних энергий и порога

Парилис и Кипиневский провели детальную разработку теории кинетической эмиссии, используя подход, предложенный ранее Моргулисом и Гуртовым.

Механизм передачи энергии от ударяющей частицы к электрону состоит в возбуждении электронов внутренних оболочек — электронов валентных зон — в зону проводимости. В теории Парилиса и Кипиневского взаимодействие падающей частицы с решеткой рассматривается как столкновение свободных атомов. Для вычисления поперечного сечения ионизации  $\sigma(v)$  ( $v$  — относительная скорость сталкивающихся атомов) используется теория Фирсова<sup>119, 120</sup>. Главной особенностью теории Парилиса и Кипиневского является использование внутреннего оже-процесса для образования наблюдаемых вторичных электронов. Они обратили внимание на существование расхождения между максимумами энергетических спектров электронов  $E_m$ , наблюдавшихся при ионно-атомных столкновениях, и энергетических спектров электронов, эмиттируемых твердым телом. Условие  $E_m < 5 \text{ эв}$  приводится как достаточное для привлечения оже-механизма. Мы считаем, что этот момент является наиболее сомнительным в их доводах \*). Схема такой модели приведена на рис. 44. Процесс A приводит к образованию пары электрон — дырка в результате неупругого атом-атомного соударения, но энергия электрона 1 недоста-

\*) Согласно последующей оценке Парилиса (диссертация, Ташкент, 1963) непосредственный вылет электронов, образующихся при ионизации, и оже-процессы дают примерно одинаковый вклад в эмиссию. (Прим. ред.)

точна для преодоления поверхностного барьера. Оже-процесс соответствует передаче энергии рекомбинации электрона проводимости с образовавшейся дыркой (процесс *B*) электрону 2, который затем может быть эмиттирован (процесс *C*). Парилис и Кишиневский использовали эмпирическое соотношение Хэгструма для вероятности такой последовательности:

$$P(E_v) = 0,016 (E_v - q\varphi), \quad (15)$$

где  $E_v$  играет роль, аналогичную  $E_i$ . Выражение для  $\gamma$  дается затем в виде

$$\gamma = N \int_0^{x_n} \sigma(v) P(E_v) e^{-x/\lambda} dx, \quad (16)$$

где  $N$  — плотность атомов решетки,  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега «быстрого» электрона 2, и  $x_n$  — эффективная глубина проникновения, т. е. то расстояние, на котором скорость падает до минимальной величины, при которой еще возможно образование элек-

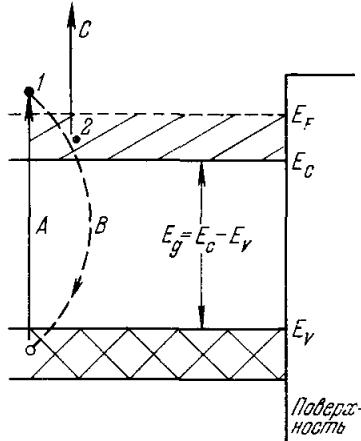


Рис. 44. Модель кинетической эмиссии по Париллису и Кишиневскому.

*A* — Ионизация внутренних оболочек падающим атомом, *B* — рекомбинация электрона с дыркой с передачей энергии электрону, *C* — возбуждение электрона 2 на эмиссионный уровень.

tronov. Очевидно, предполагается, что  $\lambda > x_n$  для низких скоростей. Наиболее трудоемкой частью этого рассмотрения является вычисление  $\sigma(v)$  и его изменения с  $x$ . Предполагая, что скорость уменьшается с глубиной проникновения согласно

$$v_h^2 - v^2 = kx$$

(где  $v_h$  — скорость падающей частицы), Париллис и Кишиневский получили

$$\gamma = NP(E_v) \lambda [\sigma(v_h) - \Delta\sigma(v_h)], \quad (17)$$

где

$$\Delta\sigma(v_h) = \exp\left(-\frac{v_h^2}{k\lambda}\right) \int_{v_{\min}}^{v_h} \exp\left(-\frac{v^2}{k\lambda}\right) \frac{d\sigma(v)}{dv} dv. \quad (18)$$

Влияние члена  $\Delta\sigma(v_h)$  наиболее существенно при низких энергиях, вблизи порога.

Для различных комбинаций ион — мишень были вычислены теоретические кривые и проведено сравнение с экспериментом. Результаты показаны на рис. 45. Согласно численным оценкам величина  $\gamma$  в припороговой

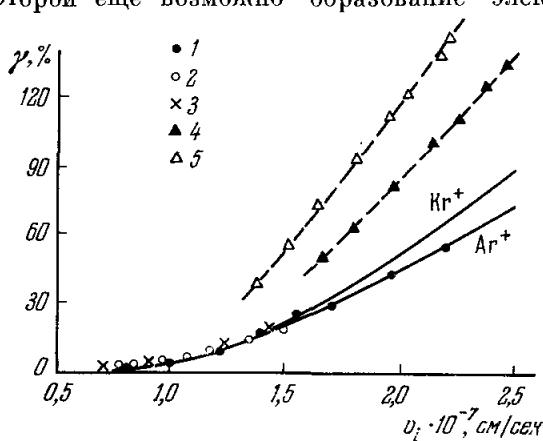


Рис. 45. Сравнение теории Париллиса и Кишиневского с экспериментальными данными при облучении Mo различными ионами.

Экспериментальные точки: 1 — Ar<sup>+</sup>; 2 — Kr<sup>+</sup>; 3 — K<sup>+</sup>; 4 — Ar<sup>+</sup>; 5 — Mo<sup>+</sup>.

области возрастает с  $v_h$  медленно, затем как  $v_h^3 - \frac{3}{2} v_{\min}^2$  и, наконец (там, где  $\Delta\sigma$  стремится к нулю), ход зависимости приближается к линейному, т. е.

$$\sigma(v_h) = v_h \arctg [0,6 \times 10^{-7} (v_h - v_{\min})].$$

Теория ограничена такими комбинациями мишень — ион ( $Z_1, Z_2$ ), для которых выполнено условие  $\frac{1}{4} < \frac{Z_2}{Z_1} < 4$ . Впоследствии Парилис и Кишиневский развили теорию и для легких ионов<sup>121</sup>.

Роос<sup>113, 122</sup>, работающий в Марбургском университете (там же, где и Брюнне), провел обстоятельное теоретическое рассмотрение кинетической эмиссии и «отражения» ионов, которое он применил, в частности, к системам, изученным Брюнне (ионы щелочных металлов с энергиями 1 — 4 кэв — чистые поверхности молибдена)<sup>43</sup>. Роос рассматривал эти процессы как соударения потока ионов с атомами решетки, исходя из уравнения Больцмана, аналогично рассмотрению диффузии нейтронов в твердых телах. Функция распределения первичных ионов,  $N(r, v)$ , определяется путем решения уравнения Больцмана. Считается, что поскольку поперечные сечения ионизации много меньше поперечных сечений рассеяния, на функцию распределения не влияют ионизационные эффекты. Результаты вычисления  $N(r, v)$ <sup>122</sup> Роос непосредственно использовал для определения количества образующихся вторичных электронов,  $dN_e$ ,

$$dN_e = [N(r, K_1 \theta) k dz dK d\theta] n^* dQ_i,$$

где  $dQ_i$  — дифференциальное поперечное сечение ионизации,  $K = MV/h$ ,  $n^*$  — число «рассеивающих центров» в твердом теле,  $z$  — направление нормали к поверхности металла,  $\theta$  — угол между вектором скорости и направлением  $z$ . На этой стадии Роос делает основное предположение, которое, по-видимому, составляет наиболее слабую часть его доводов. Он считает, что глубина проникновения падающих ионов порядка 10 Å или меньше, так что почти все электроны, возникающие при ионизационных столкновениях в этой области, будут эмиттированы (ссылаясь на работу Вольфа<sup>123</sup>). И как следствие этого, функция распределения вторичных электронов будет определяться спектром внутренних электронов следующим образом:

$$J_0 \delta(k) dk = n^* \int_0^\infty dz \int_{K_a}^{K_0} dk \int_{F_1(\varepsilon)}^{F_2} dQ_i \int_{4\pi} d(N),$$

где  $J_0$  — поток падающих ионов,  $k$  — волновое число образующихся электронов  $\frac{n^2 k^2}{2m} = G$ ,  $\varepsilon$  — энергия электронов,  $K_a$  — минимальная «скорость» иона, которая еще может привести к эмиссии электрона с энергией  $\varepsilon$  ( $MV_a = hK_a$ ),  $K_0$  — «скорость» падающего иона ( $MV_0 = hK_0$ ), а  $F_1(\varepsilon)$

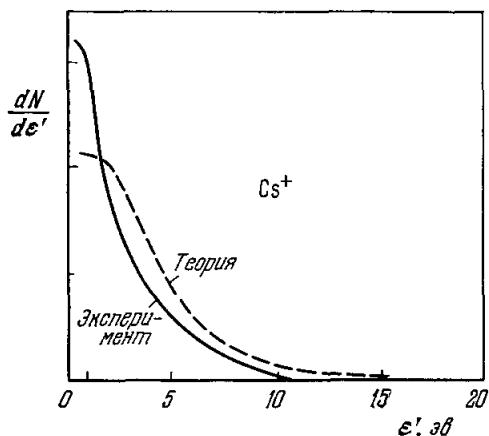


Рис. 46. Сравнение теоретических<sup>113</sup> и экспериментальных<sup>43</sup> данных для распределения вторичных электронов по скоростям (ионы  $Cs^+$  энергии 2 кэв — Mo).

и  $F_2(\varepsilon)$  — функции энергии электронов, описывающие зависимость выхода электронов от угла.

Поперечное сечение ионизации вычисляется весьма подробным образом на основе метода стационарных возмущений<sup>10</sup>. Полученное выражение для функции распределения  $\delta(\varepsilon) d\varepsilon$  сравнивается с данными Брюнне для 2 кэв (рис. 46). Прямое сравнение полных коэффициентов с экспериментальными данными не приводится.

#### V. ВЫВОДЫ

Все теории кинетической эмиссии страдают одним общим недостатком. Они не учитывают структуру решетки твердого тела и поэтому очень существенные результаты исследователей, наблюдавших анизотропию  $\gamma$  для монокристаллических металлических мишней, не вписываются в рамки существующих теорий. Экспериментаторы пытаются объяснить свои результаты на основе простых геометрических моделей<sup>80, 85</sup>. Несомненно, требуется включить эти модели «прозрачности кристалла» в теоретические расчеты, типа рассмотренных в разделе IV \*).

Недавние экспериментальные и теоретические работы по процессам канализирования в твердых телах также могут иметь значение для всестороннего понимания процесса вторичной эмиссии<sup>124, 125</sup>. Было установлено, что атомы средних энергий проникают в каналы на расстояния, превышающие 1000 Å. Оказалось, что пробеги «быстрых» электронов в твердых телах (по измерениям в золоте) превышают 500 Å. Интересно отметить, что в последние несколько лет общепринятые значения средних глубин проникновения атомных частиц в твердые тела и средних свободных пробегов электронов с энергиями на несколько электронвольт выше уровня Ферми значительно возросли. Таким образом, значительная часть эмиттируемых вторичных электронов может возникать скорее глубоко в решетке, нежели лишь в нескольких приповерхностных атомных слоях.

В дополнение к тщательным измерениям анизотропии  $\gamma$  монокристаллов металлов, необходимо изучить энергетические и угловые распределения. Еще более непосредственный интерес представляет сравнение значений коэффициентов между различными классами монокристаллов: диэлектриками, полупроводниками и металлами. Значения  $\gamma$  для кремния в области энергий 1—10 кэв более типичны для металлов ( $\gamma \sim 1$ ), чем для щелочно-галоидной группы ( $\gamma \sim 10$ ). Существование кинетической эмиссии для тех случаев, когда нет электронов в зоне проводимости, по-видимому, исключает теорию Измайлова и подтверждает предположение, что во всех случаях внутренние вторичные электроны являются электронами валентной зоны. Следуя этим представлениям, можно ожидать, что зависимости угловых и энергетических распределений эмиттированных электронов от угла падения ионов (если ионизационный процесс не вполне изотропен) позволят выделить вклад оже-механизмов в процесс кинетической эмиссии.

Корпорация по изучению электрооптических систем,  
Пасадена, Калифорния.

Национальное управление по аeronautике  
и исследованию космического пространства,  
Льюисовский исследовательский центр,  
Кливленд, Огайо.

<sup>\*</sup>) Попытка такого рода произведена Ю. В. Мартыненко, Phys. Stat. Solidi 15, 767 (1966). (Прим. ред.)

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 1327 (1962).
2. H. D. Hagstrum, Phys. Rev. **104**, 347 (1956).
3. H. D. Hagstrum, J. Appl. Phys. **31**, 897 (1960).
4. H. D. Hagstrum, Phys. Rev. **122**, 83 (1961).
5. L. N. Large, Proc. Phys. Soc. (London) **81**, 1101 (1963).
6. У. Арифов, Взаимодействие атомных частиц с поверхностью металла, Ташкент, Изд-во АН Уз. ССР, 1961.
7. P. Haumann, J. Rech. CNRS **61**, 357 (1962).
8. H. J. Hopman, Literaturonderzoek over Secondaire Emissie door Positieve Ionen Internal Report of Lab., Massa-spectrografie, Amsterdam, 1961.
9. Материалы IX, X и XI Всесоюзных совещаний по катодной электронике, Изв. АН СССР **24**, № 6 (1960); **26**, № 11 (1962); **28**, № 8 (1964).
10. Месси и Бархопп, Электронные и ионные столкновения, ИЛ, 1958.
11. J. B. Taylor, I. Langmuir, Phys. Rev. **44**, 423 (1933).
12. R. C. Speiser, W. D. Kilpatrick, G. R. Reid, IAS Paper 63—75 (presented at IAS, New York, January 21—23, 1963).
13. D. Greene, Proc. Phys. Soc. (London) **B63**, 876 (1950).
14. M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. **A124**, 228 (1929).
15. M. L. E. Oliphant, P. B. Moon, Proc. Roy. Soc. **A127**, 388 (1930).
16. J. B. Hasted, J. Appl. Phys. **30**, 22 (1959).
17. J. B. Hasted, P. Mahadevan, Proc. Roy. Soc. **A249**, 42 (1959).
18. R. Dorrestein, J. A. Smith, Proc. Acad. Sci. (Amsterdam) **41**, 725 (1938).
19. R. Dorrestein, Physica **9**, 447 (1942).
20. G. J. Schulz, R. E. Fox, Phys. Rev. **106**, 1179 (1959).
21. W. E. Lamb, Jr., R. C.etherford, Phys. Rev. **79**, 546 (1950).
22. R. Novick, E. D. Commins, Phys. Rev. **111**, 322 (1958).
23. R. F. Stebbings, Proc. Roy. Soc. **A241**, 270 (1957).
24. H. W. Berry, Phys. Rev. **74**, 848 (1948).
25. A. Rostagni, Nuovo Cimento **8**, **11**, 99 (1934).
26. H. W. Berggård, J. Appl. Phys. **29**, 1219 (1958).
27. У. Арифов, Р. Р. Рахимов, Х. Джуракулев, Радиотехника и электроника **8**, 299 (1963).
28. A. Comeaux, D. B. Medved, Proc. 23rd. Phys. Electron Conf. MIT, 1963, p. 96.
29. F. M. Devienne, J. C. Roustan, J. Souquet, Compt. Rend. **258**, 140 (1964).
30. C. D. Moak, H. Reese, Jr., W. M. Good, Nucleonics **9**, N 3, 18 (сентябрь 1951).
31. H. D. Hagstrum, C. D. Amico, J. Appl. Phys. **31**, 715 (1960).
32. H. E. Farnsworth, R. E. Schlierer, T. H. George, R. M. Burger, J. Appl. Phys. **29**, 1150 (1958).
33. У. Арифов, Р. Р. Рахимов, О. В. Хозинский, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 1398 (1962).
34. O. C. Yonts, D. E. Harrison, Jr., J. Appl. Phys. **31**, 1583 (1960).
35. G. K. Wehner, Advanc. Electron. Electron Phys. **7**, 239 (1955).
36. G. D. Magnuson, C. E. Carlston, Phys. Rev. **129**, 2403 (1963).
37. P. Cousinie, N. Colombe, C. Fert, R. Simon, Compt. Rend. **249**, 387 (1959).
38. J. E. Boggio, H. E. Farnsworth, Surface Sci. **1**, 399 (1964).
39. D. B. Medved, P. Mahadevan, J. K. Layton, Phys. Rev. **129**, 2086 (1963).
40. P. M. Waters, Phys. Rev. **111**, 1053 (1058).
41. И. А. Аброян, ФТТ **3**, 588 (1961).
42. Г. М. Батанов, ФТТ **3**, 558 (1961).
43. С. Вгинне, Z. Phys. **147**, 161 (1957).
44. Я. М. Фогель, Р. Р. Слабосицкий, А. Б. Растрепин, ЖТФ **30**, 63 (1960).
45. R. C. Abbot, H. W. Berry, J. Appl. Phys. **30**, 871 (1959).
46. F. M. Propst, E. Luscher, Rev. Sci. Instr. **34**, 574 (1963).
47. М. А. Еремеев, В. В. Шестухина, ЖТФ **22**, 1268 (1952).
48. W. Ploch, Z. Phys. **130**, 174 (1954).
49. У. Арифов, Р. Р. Рахимов, Изв. АН Уз. ССР, сер. физ.-мат. **6**, 49 (1958).
50. Н. Н. Петров, ФТТ **2**, 940 (1960).
51. H. Raetow, W. Walcher, Z. Phys. **110**, 69 (1938).
52. S. H. Bosch, G. Kuskevics, Phys. Rev. **134**, A1356 (1964).
53. У. Арифов, Р. Р. Рахимов, Изв. АН СССР, сер. физ. **24**, 657 (1960).

54. У. А. Арифов, А. Х. Аюханов, Изв. АН Уз. ССР, сер. физ.-матем. наук, № 6, 34 (1961).

55. Н. Н. Петров, ФТТ 2, 940 (1960).

56. Р. Махадевон, J. K. Layton, D. B. Medved, Phys. Rev. 129, 79 (1963).

57. В. Г. Тельковский, ДАН СССР 20, 1079 (1956).

58. В. Г. Тельковский, Proc. 3rd. Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Venice, 1957, стр. 1079; Ital. Phys. Soc., Milan, 1958.

59. L. N. Large, Proc. Phys. Soc (London) 81, 175 (1963).

60. Н. Каллманн, A. Rostagni, Nature 132, 567 (1933).

61. Н. Каллманн, W. Lasareff, B. Hosse, Z. Phys. 76, 213 (1932).

62. R. M. Chaudhri, A. W. Khan, Proc. Phys. Soc. (London) 61, 526 (1948).

63. D. B. Medved, J. Appl. Phys. 34, 3142 (1963).

64. F. M. Devienne, Compt. Rend. 253, 1750 (1961).

65. F. M. Devienne, R. Clapier, J. C. Roustan, Compt. Rend. 254, 2733 (1962).

66. F. M. Devienne, J. Souquet, R. Clapier, Compt. Rend. 256, 2331 (1963).

67. F. M. Devienne, J. C. Roustan, J. Souquet, Compt. Rend. 258, 140 (1964).

68. F. M. Devienne, J. C. Roustan, J. Souquet, Compt. Rend. 260, 4701 (1965).

69. Н. Н. Фляциц, У. А. Арифов, А. Х. Аюханов, Радиотехника и электроника 8, 311 (1963).

70. У. А. Арифов, Р. Р. Рахимов, Х. Джуракулов, ДАН СССР А143, 309 (1962).

71. F. M. Devienne, Compt. Rend. 259, 1497 (1964).

72. M. Healea, Phys. Rev. 55, 984 (1939).

73. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, В. М. Чичеров, ДАН СССР 137, 57 (1961).

74. B. Fagot, R. Santouil, Compt. Rend. 254, 2147 (1962).

75. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, ДАН СССР 151, 1074 (1963).

76. Д. Д. Одинцов, ФТТ 5, 4114 (1963).

77. P. K. Rol, J. M. Fluit, J. Kistemakers, Physika 26, 1009 (1960).

78. J. M. Fluit, P. K. Rol, J. Kistemakers, J. Appl. Phys. 34, 690 (1963).

79. A. L. Southern, W. R. Willis, M. T. Robinson, J. Appl. Phys. 34, 153 (1963).

80. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, ФТТ 5, 3426 (1963).

81. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ФТТ 6, 3704 (1964).

82. C. Fert, N. Colombie, B. Fagot, Phan Van Chiong, «Le bombardement ionique», Colloq. Intern. CNRS, № 113/67, Paris, C.N.R.S., 1962.

83. B. Fagot, C. Fert, Compt. Rend. 258, 4180 (1964).

84. B. Fagot, N. Colombie, C. Fert, Compt. Rend. 258, 4670 (1964).

85. G. D. Magnuson, C. E. Carlton, Phys. Rev. 129, 2409 (1963).

86. H. Zschelle, Phys. Stat. Solidi 6, K87 (1964).

87. Г. М. Батанов, ФТТ 2, 2048 (1961).

88. Г. М. Батанов, ФТТ 3, 642 (1961).

89. Г. М. Батанов, ФТТ 4, 1778 (1962).

90. И. А. Аброян, С. М. Мовини, ФТТ 3, 567 (1961).

91. И. А. Аброян, В. П. Лавров, ФТТ 4, 3254 (1962).

92. Л. П. Мороз, А. Х. Аюханов, Радиотехника и электроника 8, 322 (1963).

93. Y. Takeishi, J. Phys. Soc. Japan 17, 326 (1962).

94. S. Kronenberg, K. Nilsson, M. Basso, Phys. Rev. 124, 1709 (1961).

95. E. S. Chambers, Phys. Rev. 133, A1202 (1964).

96. G. Philibert, Compt. Rend. 237, 882 (1953).

97. F. Pradal, R. Simon, Compt. Rend. 247, 438 (1958).

98. B. Aarset, R. W. Cloud, J. G. Trumpp, J. Appl. Phys. 25, 1365 (1954).

99. J. S. Allen, Phys. Rev. 55, 336 (1939).

100. R. C. Abbott, H. W. Berry, J. Appl. Phys. 30, 871 (1959).

101. III. III. Shexter, ЖЭТФ 7, 750 (1937).

102. A. Cobas, W. E. Lamb, Jr., Phys. Rev. 65, 327 (1944).

103. L. J. Varnerin, Jr., Phys. Rev. 91, 859 (1953).

104. H. D. Hagstrum, Phys. Rev. 96, 336 (1954).

105. П. Л. Капица, Phil. Mag. 6, 45, 989 (1923).

106. K. Sommermeyer, Ann. Phys. [5] 25, 481 (1936).

107. S. N. Ghosh, S. P. Khag, Phys. Rev. 125, 1254 (1962).

108. Я. П. Фрепкель, ЖЭТФ 11, 706 (1941).

109. П. П. Моргулис, ЖЭТФ 11, 449 (1941).

110. А. Е. Гуртовой, ЖЭТФ 11, 489 (1941).

111. С. В. Измайлов, ФТТ 1, 1546 (1959).

112. С. В. Измайлов, ФТТ **4**, 1557 (1959).
113. O. von Roos, Z. Phys. **147**, 210 (1957).
114. Э. С. Парилес, Л. М. Кипиленский, ФТТ **3**, 1219 (1960).
115. E. S. Stern glass, Phys. Rev. **108**, 1 (1957).
116. N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Math.-Fys. Medd. **18**, № 08 (1948).
117. H. Bethe, Ann. Phys. [5] **5**, 325 (1930).
118. A. G. Hill, W. W. Buechner, J. S. Clark, J. B. Fisk, Phys. Rev. **55**, 463 (1939).
119. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ **34**, 447 (1958).
120. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ **36**, 1517 (1959).
121. Л. М. Кипиленский, Э. С. Парилес, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 1409 (1962).
122. O. von Roos, Z. Phys. **147**, 184 (1957).
123. P. A. Wolff, Phys. Rev. **95**, 56 (1954).
124. C. Ergisoy, Phys. Rev. Letts **12**, 366 (1964).
125. E. S. Kognelsen, F. Bown, J. A. Davies, B. Domelij, G. R. Piercy, Phys. Rev. **136**, N 3A, 849 (1964); см. также Phys. Rev. Letts **12**, 363 (1964).
126. M. J. Higatbsurger, H. L. Demorest, A. O. Nieer, J. Appl. Phys. **25**, 883 (1954).
127. L. N. Large, W. S. Whitlock, Proc. Phys. Soc. (London) **79**, 148 (1962).
128. H. C. Bourgne, Jr., R. W. Cloud, J. G. Trumpp, J. Appl. Phys. **26**, 596 (1955).
129. S. N. Ghosh, W. F. Sheridan, J. Chem. Phys. **26**, 480 (1957).
130. J. W. Murdoch, G. H. Miller, USAEC Rept. N 3, ISC-652 (1955).
131. А. И. Акишин, С. С. Васильев, ФТТ **1**, 833 (1959).
132. Н. Н. Петров, А. А. Дорожкин, ФТТ **3**, 53 (1961).
133. M. Schwarzs, P. L. Soreland, Phys. Rev. **96**, 1466 (1954).
134. У. А. Арифов, Н. М. Халимов, Радиотехника и электроника **8**, 316 (1963).
135. У. А. Арифов, Р. Р. Рахимов, М. А. Абдуллаева, С. Гаппов, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 1403 (1962).
136. A. Guntherschulze, W. Baer, Z. Phys. **109**, 121 (1938).
137. Е. С. Миронов, Л. М. Неменов, ЖЭТФ **32**, 269 (1957).
138. N. Colombie, Phan Van Chuong, Compt. Rend. **253**, 1567 (1961).
139. A. Guntherschulze, H. Betz, Z. Phys. **108**, 780 (1938).
140. J. H. Parker, Jr., Phys. Rev. **93**, 1148 (1954).
141. G. Timoshenko, J. Appl. Phys. **12**, 69 (1941).
142. R. C. Bradley, Phys. Rev. **93**, 719 (1954).
143. Г. М. Батанов, Н. Н. Петров, ФТТ **1**, 1701 (1960).
144. J. Koch, Z. Phys. **100**, 685 (1936).
145. G. Couche, Compt. Rend. **235**, 944 (1952).
146. А. И. Акишин, С. С. Васильев, ФТТ **1**, 833 (1959).
147. P. M. Waters, Phys. Rev. **109**, 1466 (1958).