

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

339 0

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ
СРАВНИТЕЛЬНО МЕДЛЕННЫМИ АТОМНЫМИ ЧАСТИЦАМИ****И. А. Аброян, М. А. Еремеев, Н. Н. Петров**

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	105.
II. Возбуждение электронов за счет внутренней энергии системы атомная частица — твердое тело и потенциальное вырывание электронов	106
III. Кинетическое вырывание электронов в вакуум	121
IV. Радиационная (индуцированная) проводимость полупроводников при бомбардировке ионами	138
V. Возбуждение свечения при ионной бомбардировке твердых тел и ионно-люминесценция	145
VI. Заключение	150
Цитированная литература	154

I. ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии с твердым телом сравнительно медленные атомные частицы (под таковыми в общем случае мы будем понимать ионы и атомы с энергиями от нескольких эв до десятков кэв) растративают свою кинетическую энергию и переходят в стационарное зарядовое состояние путем целого ряда различных процессов. Эти процессы принято схематически разбивать на два класса: процессы, связанные с увеличением кинетической энергии атомов твердого тела (так называемые «упругие взаимодействия»), и процессы, связанные с возбуждением электронов твердого тела как путем внутривольных, так и междувольных переходов («неупругие взаимодействия»). До последнего времени при теоретическом рассмотрении торможения атомных частиц в твердом теле полагали, следуя Бору¹, что роль неупругих взаимодействий при энергиях частиц порядка кэв и менее мала, и возбуждение электронов не учитывалось (см., например, ²). Между тем экспериментальные данные показывают, что значительное число возбужденных электронов обнаруживается в твердом теле даже при энергиях частиц менее кэв. Они обуславливают появление ионно-электронной эмиссии, радиационной (индуцированной) проводимости, ионнолюминесценции и др.

К сожалению, в настоящее время отсутствует систематизированное изложение результатов работ, в котором были бы собраны сведения о возбуждении электронов твердого тела при бомбардировке атомными частицами. В монографиях³⁻⁶ рассмотрена лишь ионно-электронная эмиссия поликристаллических металлических образцов. Между тем ныне имеются сведения об этом виде эмиссии для полупроводников и диэлектриков, а также для монокристаллических мишеней, существенно дополняющие имеющиеся представления об этом явлении *). Кроме того, получены

*) Вторичные явления при ионной бомбардировке твердых тел рассмотрены в книге¹⁸³. Некоторые данные о кинетическом вырывании электронов приводятся в опубликованном недавно обзоре¹⁸⁴.

данные о радиационной проводимости германия и ионolumинесценции, представляющие с нашей точки зрения большой интерес для рассматриваемой проблемы, поскольку они дают возможность оценить полное число возбужденных электронов. В настоящем обзоре мы попытались собрать опубликованные в последние годы данные по возбуждению электронов в твердых телах сравнительно медленными атомными частицами.

II. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЗА СЧЕТ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ АТОМНАЯ ЧАСТИЦА — ТВЕРДОЕ ТЕЛО И ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ВЫРЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

§ 1. Основные представления о механизме явления

Приближаясь к твердому телу, атомная частица вступает с ним во взаимодействие, приводящее к различным электронным переходам. Если ограничиться тем случаем, когда к поверхности тела приближаются ион или возбужденный атом, обладающие достаточно большой внутренней

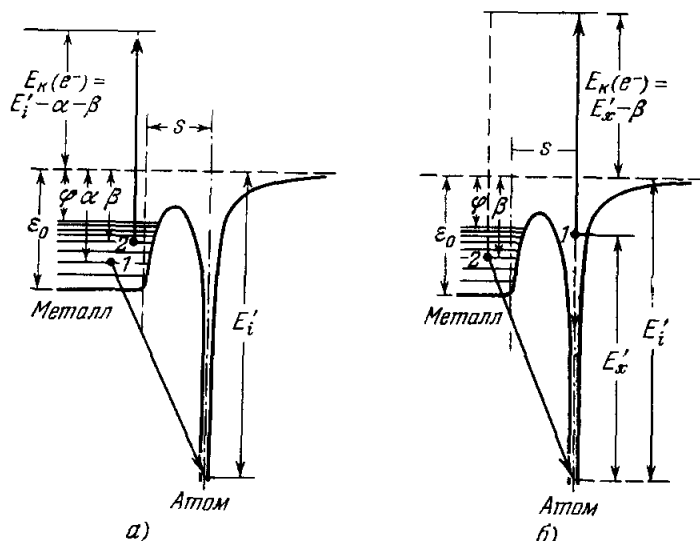


Рис. 1, а. Оже-нейтрализация положительного иона на металлической поверхности. Электрон (1) нейтрализует бомбардирующую частицу, а выделенная при этом энергии $E_i' - \alpha$ передается электрону (2). E_i' — энергия ионизации атома, находящегося на расстоянии s от поверхности; $E_K(e^-)$ — кинетическая энергия электрона (2) в вакууме; ϕ — работа выхода металла; ϵ_0 — энергия дна зоны проводимости относительно вакуумного уровня.

б. Оже-деактивация возбужденного атома на металлической поверхности. Процесс с обменом электронами показан сплошными линиями, процесс без обмена — пунктирными. E_x' — энергия возбуждения атома, находящегося на расстоянии s от поверхности.

энергией и движущиеся со скоростью, превышающей тепловую (например, $E_0 \gtrsim 5 - 10$ эв), то основными должны быть резонансные и оже-переходы. (Вероятность излучательных переходов, протекающих за времена $\sim 10^{-8}$ сек, для указанного случая мала, поскольку время взаимодействия частицы с поверхностью на несколько порядков меньше ⁷.) При наличии у бомбардирующей частицы незанятого энергетического уровня, лежащего ниже уровня Ферми в металле, можно рассматривать систему частица — металл как возбужденную, причем возбуждение может быть снято эффектом Оже (рис. 1). При этом на вакантный основной уровень частицы перейдет один из электронов, а освобождающаяся энергия будет передана дру-

тому электрону. Это может быть либо второй электрон металла, либо электрон, находившийся ранее на возбужденном уровне частицы. Последнее возможно в том случае, когда к поверхности приближался возбужденный атом, а также тогда, когда бомбардирующей частицей был ион, который мог сначала резонансно нейтрализоваться (резонансные переходы при наличии соответствующих уровней более вероятны).

Таким образом, за возникновение возбужденных электронов в данном случае ответственны оже-процессы ⁷⁻⁸. При прямой нейтрализации иона электроном металла говорят об оже-нейтрализации. Если же ион сначала резонансно нейтрализуется, а затем его электрон получает энергию в результате оже-перехода другого электрона на основной уровень частицы, говорят о двухэтапном механизме, второй этап которого — оже-деактивация*). Часть возбужденных электронов при наличии благоприятных условий может выйти в вакуум. Это явление называется потенциальной ионно-электронной эмиссией. Заметим, что рассматриваемые электронные переходы качественно одинаковы для любых твердых тел (металлы, диэлектрики и полупроводники).

§ 2. Экспериментальные данные по потенциальному вырыванию электронов из металлов

В соответствии с указанными выше представлениями при нейтрализации однозарядного иона или деактивации метастабильного атома эффектом Оже возникает по крайней мере один быстрый электрон. Разумеется, что он может далее растрчивать свою энергию при взаимодействии с другими электронами металла, в результате чего полное число возбужденных электронов, приходящееся на одну бомбардирующую частицу, может значительно возрасти. Исследование возбуждения электронов велось лишь путем изучения эмиссии электронов в вакуум.

2.1. Характерные особенности эмиссии. Потенциальное вырывание электронов принято характеризовать коэффициентом γ_p , представляющим среднее число выходящих в вакуум электронов, приходящихся на одну падающую частицу с заданной энергией E_0 , и распределением $N_0(E_k)$ этих электронов по кинетическим энергиям E_k вне твердого тела. Обе эти характеристики зависят от свойств бомбардируемого объекта и направляемых на него частиц, а также от их кинетической энергии. Существование отметить, что электроны, получающие энергию в результате оже-переходов, являются, как правило, довольно быстрыми. Нетрудно понять (см. рис. 1), что максимальная энергия электронов, получающих энергию в результате оже-нейтрализации иона или оже-деактивации возбужденного атома, будет равна внутри металла $E_i - \phi$ или E_x соответственно, где E_i — энергия ионизации, а E_x — энергия возбуждения атомов, поток которых направляется на металл, обладающий работой выхода ϕ . (Для простоты полагаем, что электронов на уровнях выше уровня Ферми нет.) Следовательно, вне твердого тела максимальная энергия электронов должна быть $E_i - 2\phi$ и $E_x - \phi$ для ионов и атомов соответственно.

Наибольшее внимание уделялось изучению потенциального вырывания электронов ионами инертных газов. Атомы этих элементов обладают большими потенциалами ионизации V_i (от 24,6 э у гелия до 12,1 э у ксено-

*) Более детально указанные электронные процессы описаны Хэгстромом в ⁸. Эта и более ранние его работы рассмотрены в обзоре ⁹, в котором последний процесс именовался, как нам кажется менее удачно, оже-релаксацией.

на), что обеспечивает выход в вакуум значительной доли от полного числа возбужденных электронов. На рис. 2 изображена зависимость коэффициента γ^* от энергии однозарядных ионов всех инертных газов, бомбардирующих чистые поликристаллические мишени из вольфрама и молибдена¹⁰.

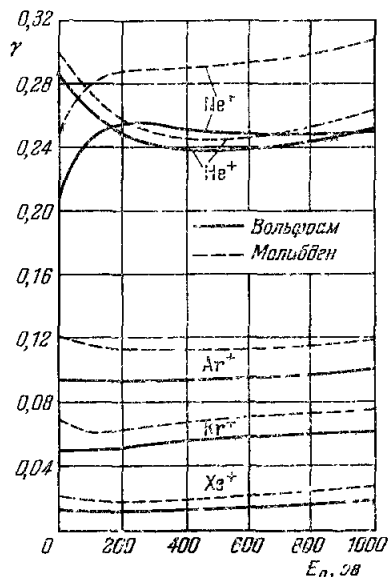


Рис. 2. Вырывание электронов из вольфрама и молибдена ионами инертных газов¹⁰.

Сплошные линии — W, пунктирные — Mo.

Видно, что в первом приближении эмиссия не зависит от кинетической

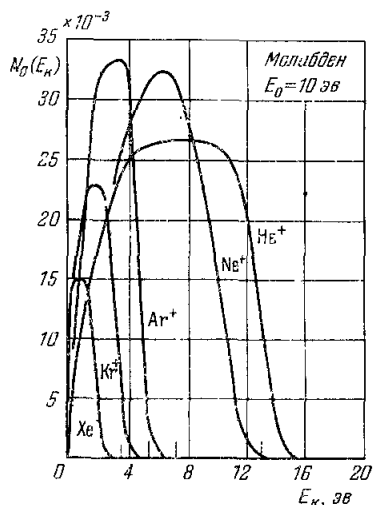


Рис. 3. Распределения по энергиям электронов, вырванных из молибдена ионами инертных газов с энергией $E_0 = 10$ эВ¹⁰.

Вертикальные линии у оси абсцисс указывают значение $E_t = 2\phi$.

энергии ионов. На рис. 3 показаны кривые распределения выбитых электронов по энергиям для случая бомбардировки молибденовой мишени различными ионами с $E_0 = 10$ эВ¹⁰. Видно, что абсолютные значения электронной эмиссии в вакуум весьма велики, достигая в пределе трех электронов на каждые десять бомбардирующих ионов гелия, причем энергия некоторых из этих электронов достигает 12–15 эВ. При переходе к многозарядным ионам число возбужденных электронов и их энергии еще более возрастают^{9, 11}.

2.2. Влияние природы бомбардирующих частиц. Поскольку максимальная (а следовательно, и средняя) энергия возбужденных электронов определяется внутренней энергией системы частица — твердое тело, явление потенциального вырывания электронов с данного металла определяется в первую очередь потенциалами ионизации и возбуждения атомов, поток которых направляется на мишень. В настоящее время получены данные о вырывании электронов с тугоплавких металлов ионами H_2^+ , N_2^+ , O_2^+ ¹², He^+ , Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ , Xe^+ (см., например,¹⁰), Zn^+ , Cd^+ ¹³, Hg^+ (см., например,¹⁴ **). На рис. 4 приводится свод-

* Характеризуемая коэффициентом γ ионно-электронная эмиссия может быть обусловлена как потенциальной энергией, так и кинетической, так что экспериментальные значения $\gamma = \gamma_n + \gamma_k$. Анализ данных показывает, что в условиях работ Хэгструма $\gamma \approx \gamma_n$, так как $\gamma_k = 0$ лишь при бомбардировке мишеней ионами He^+ с $E_0 > 400$ эВ.

** Сравнивая вырывание электронов ионами и атомами натрия с молибденовой мишенью в процессе образования на ней катодного покрытия, авторы работы¹⁵ объяснили наблюдавшиеся различия потенциальным вырыванием электронов ионами Na⁺ с пленки, обладающей минимальной работой выхода ($\gamma_n \approx 2\%$).

ка этих данных, взятая из ¹⁶ и дополненная результатами последних работ. В первом приближении коэффициент γ_n линейно увеличивается с ростом $eV_i - 2\varphi$. Из этой закономерности выпадают данные для молекулярных ионов H_2^+ , N_2^+ , O_2^+ , несущих примерно такую же энергию, как и ион Ar^+ . Авторы ¹² полагают, что это обусловлено передачей части энергии, выделяющейся при нейтрализации, на возбуждение колебаний частиц в молекуле.

Рост γ_n при изменении сорта бомбардирующих частиц однозначно связан с характером кривой распределения электронов по энергиям (см. рис. 3). Максимальная кинетическая энергия электронов, выражаемых медленными ионами ($E_0 < 10 \text{ эВ}$), обычно не превышает ($eV_i - 2\varphi$), согласуясь с предсказаниями для процесса оже-нейтрализации.

Опытами с изотопами неона ¹¹ показано, что масса бомбардирующей частицы практически не влияет на значения γ_n .

Естественно, что увеличение кратности заряда бомбардирующей частицы приводит к росту значений коэффициента γ_n . Анализ экспериментальных данных ¹¹ показывает, что среднее число электронов, приходящихся на один многозарядный ион, может значительно превышать единицу (например для He^{5+} с энергией $E_0 = 200 \text{ эВ}$ $\gamma_n \approx 2,8$). Очевидно, что число возбужденных ионом электронов еще больше, т. е. в этом случае нейтрализация иона происходит в несколько этапов, каждый из которых поставяет быстрый электрон. Эти сведения подтверждаются видом кривых распределения электронов по энергиям: несмотря на большой рост значений γ_n при переходе от одно- к многозарядным ионам, максимальная энергия электронов увеличивается сравнительно мало и никогда не достигает значений, близких к энергии, выделяющейся при полной нейтрализации частицы.

2.3. Влияние природы бомбардируемого объекта, состояния его поверхности и температуры. Потенциальное вырывание электронов зависит от свойств бомбардируемого ионами металла. Имеющиеся в настоящее время данные еще не позволяют судить о различиях в вырывании электронов этим механизмом с разных граней металлического монокристалла (опубликована лишь одна работа, в которой описана эмиссия с грани (111) кристалла Ni ¹⁷). Различия в эмиссии для разных металлов связываются в первую очередь с изменением значений их работ выхода. Примером могут служить кривые, показанные на рис. 2 для вольфрамовой и молибденовой мишеней. Проведение опытов с различными металлическими мишенями позволило установить, что γ_n линейно возрастает при уменьшении работы выхода металла ¹⁸.

При адсорбции на чистом металле молекул азота, кислорода или водорода ¹⁹ происходит уменьшение потенциального вырывания электронов

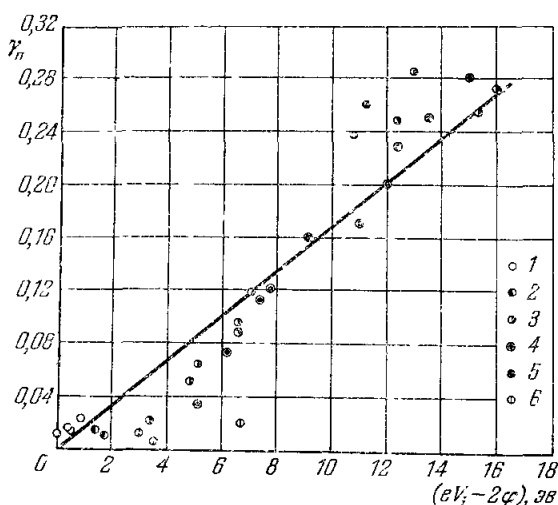


Рис. 4. Зависимость коэффициента γ_n от значений $(eV_i - 2\varphi)$ по данным разных авторов. 1 — 11, 2 — 14, 3 — 10, 4 — 60, 5 — 18, 6 — 12

(рис. 5). Показано¹⁹, что снижение эмиссии не может быть обусловлено только изменениями в работе выхода образца из-за образования адсорбционного покрытия. В спектре вторичных электронов резко уменьшается число быстрых частиц.

Изменение температуры мишени в широких пределах не влияет на величину тока эмиссии, вызываемой ионами инертных газов, если при этом не происходит изменений состояния поверхностного слоя металла из-за

адсорбции или десорбции⁴. В¹⁴ показано, что для ионов Ar^+ , бомбардирующих мишени из вольфрама и молибдена, $\gamma_{\text{п}}$ не зависят от температуры

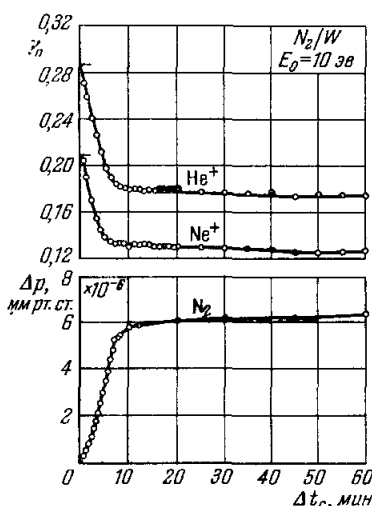


Рис. 5. Зависимость коэффициента $\gamma_{\text{п}}$ для ионов He^+ и Ne^+ с $E_0 = 10 \text{ эв}$, бомбардирующих вольфрам, и возрастание давления Δp в приборе после вспышки мишени как функция времени выдержки металла в азоте Δt_c ¹⁹. Давление газа таково, что мономолекулярное покрытие вольфрама азотом достигается за время около 10 мин.

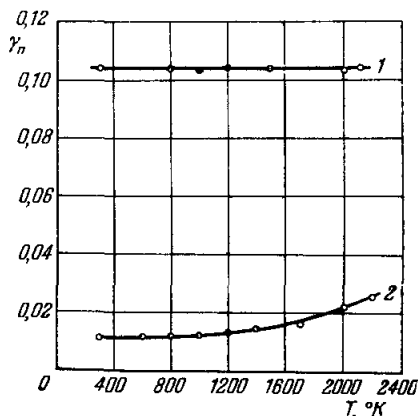


Рис. 6. Зависимость коэффициента $\gamma_{\text{п}}$ вольфрама от температуры мишени¹⁴.

Бомбардировка производилась ионами Ar^+ (кривая 1) и ионами Hg^+ (кривая 2) с $E_0 = 1 \text{ кэв}$.

металла T вплоть до 2000°K (рис. 6). В то же время $\gamma_{\text{п}}$ существенно возрастает при увеличении T , если бомбардировка ведется ионами Hg^+ . При возрастании температуры вольфрамовой мишени от 1000°K до 2100°K значения $\gamma_{\text{п}}$ увеличивались более чем в два раза. Несомненно, когда eV_i близко к удвоенной работе выхода металла и вероятность возбуждения электронов на уровни выше вакуумного невелика, наличие теплового размытия электронов над уровнем Ферми играет существенную роль¹⁴.

2.4. Зависимость от кинетической энергии ионов E_0 . В нулевом приближении можно считать, что $\gamma_{\text{п}}$ не зависит от кинетической энергии ионов^{4, 11, 14, 16}. Однако более тщательные измерения, проведенные пока лишь с ионами инертных газов^{10, 11}, устанавливают ряд закономерностей, которые требуют объяснения. Как видно из рис. 2, при возрастании энергии ионов He^+ наблюдается падение значений γ , сменяющееся ростом γ при $E_0 > 400 \text{ эв}$. Имеются основания считать^{10, 11}, что этот рост обусловлен появлением кинетического вырывания электронов ионами He^+ (экспериментальные значения $\gamma = \gamma_{\text{п}} + \gamma_{\text{к}}$) и что коэффициент потенциального вырывания электронов $\gamma_{\text{п}}$ будет для He^+ спадать во всем изученном в этих работах интервале энергий E_0 . В то же время для ионов Ne^+ наблюдается рост значений $\gamma_{\text{п}}$ с увеличением E_0 . Для тяжелых ионов инертных газов изменения $\gamma(E_0)$ малы.

Изменения энергии первичных частиц сказываются и на форме кривой распределения электронов по энергиям. Для всех ионов, кроме Ne^+ , наблюдается монотонное расширение кривой распределения с удлинением «хвоста» (рис. 7), и лишь для He^+ с $E_0 > 400$ эв резко возрастает группа медленных электронов за счет кинетического вырывания. При бомбардировке мишеней ионами неона наблюдается значительно более резкое увеличение «хвоста» распределения, так что предельные энергии электронов уже при относительно небольших E_0 могут заметно превышать предел $eV_i - 2\phi$.

При энергиях первичных ионов порядка кэВ (для ионов водорода и гелия даже раньше) появляются электроны, выбиваемые непосредственно за счет кинетической

энергии ионов. Это затрудняет изучение потенциального вырывания электронов при $E_0 \gtrsim 1$ кэВ. Тем не менее предпринимаются попытки оценить вклад электронов, получающих энергию в результате нейтрализации ионов, в полную ионно-электронную эмиссию. С этой целью производится сравнение эмиссии электронов, вызываемой одноименными ионами и нейтральными атомами. Согласно работе ²⁰

кривые γ для пар $\text{He}^+ - \text{He}$, $\text{Ne}^+ - \text{Ne}$, $\text{Ag}^+ - \text{Ag}$ просто смещены друг относительно друга на величину γ_n , которая не зависит от энергии E_0 , не пре-

вышавшей в этих опытах 5 кэВ. В то же время, согласно работе ²¹, кривая $\gamma(E_0)$ для ионов Ag^+ идет круче, чем кривая для Ag , казалось бы, указывая тем самым на рост потенциального вырывания электронов ионами при увеличении E_0 . Однако возможно, что этот результат связан с несовершенством способа регистрации первичного пучка нейтральных атомов (см. ^{22, 23}).

При энергиях ионов свыше нескольких кэВ потенциальное вырывание электронов ионами, если оно и имеет место, как правило, намного меньше кинетического, и обнаружение его затруднительно. В работах ²⁴ наблюдалось изменение значений γ при изменении кратности заряда бомбардирующих частиц, связываемое автором с потенциальным вырыванием электронов, тогда как в ²⁵ и ²⁶ полная эмиссия электронов, вызываемая ионами данного элемента с одинаковой энергией E_0 , не зависела от кратности их заряда. К обсуждению вопроса о зависимости γ_n от энергии ионов мы вернемся ниже, в § 4 данного раздела.

§ 3. Эмиссия электронов с полупроводников и диэлектриков, бомбардируемых медленными ионами

Изучение потенциального вырывания с полупроводников (бомбардировке ионами инертных газов были подвергнуты грани (111) и (100) монокристаллов кремния и германия ^{27, 28}, а также грани (111), $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ и (110)

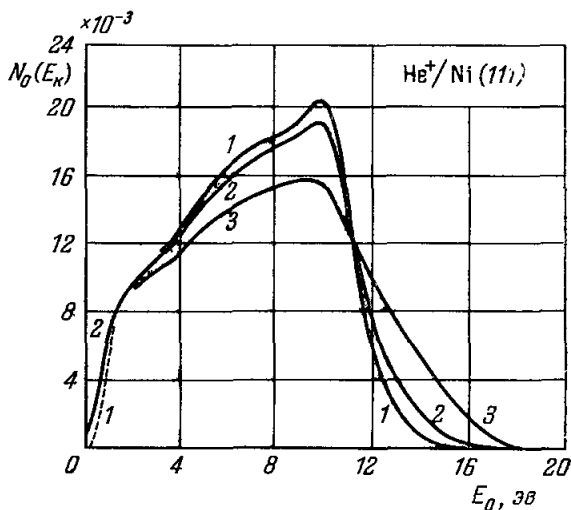


Рис. 7. Распределения по энергиям электронов, выбиваемых с грани (111) никеля ионами гелия ¹⁷. Энергии ионов составляют: 1 — 4 эВ; 2 — 10 эВ; 3 — 100 эВ.

кристалла арсенида галлия²⁹⁾ показало, что основные черты явления одинаковы для полупроводников и металлов. Тем не менее значения $\gamma_{\text{п}}$ для полупроводников, как правило, несколько меньше: если для W и Mo, бомбардируемых ионами He^+ с $E_0 = 10$ эв, $\gamma_{\text{п}}$ составляет соответственно 0,29 и 0,30, то для граней (111) Ge и Si $\gamma_{\text{п}} \approx 0,19$. Это различие в абсолютных значениях увеличивается при переходе к более тяжелым ионам и для Xe^+ значения $\gamma_{\text{п}}$ отличаются от указанных выше на целый порядок. Автор связывает это с резонансной нейтрализацией тяжелых ионов инертных газов прямо в основное состояние.

Несколько иной вид имеют и кривые распределения электронов по энергиям (рис. 8). При бомбардировке кристаллов Ge и Si ионами He^- и He^+ кривая имеет два максимума, обязанных своим происхождением

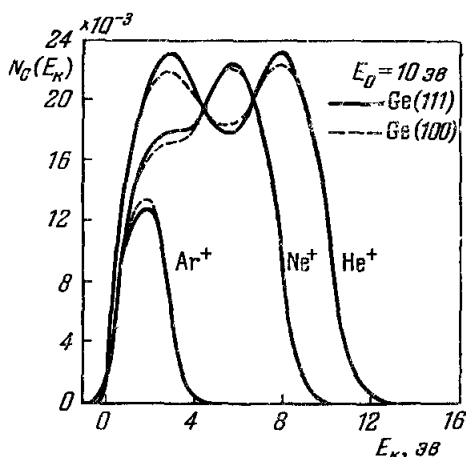


Рис. 8. Распределения по энергиям электронов, вырываемых с граней (111) и (100) германия ионами He^+ , Ne^+ и Ar^+ с $E_0 = 10$ эв²⁸.

характеру распределения электронов по энергиям в валентной зоне полупроводников с решеткой типа алмаза³⁰. При увеличении энергии ионов наблюдается расширение кривой распределения и сглаживание особенностей ее структуры (аналогичное поведение имеет место и для металлов).

Не наблюдается качественных различий в распределении электронов по энергиям для разных граней монокристалла, хотя небольшие количественные изменения происходят. Интересно, что нарушения кристаллической структуры поверхностного слоя полупроводника также не приводят к существенным изменениям кривой распределения электронов по энергиям, хотя картина дифракции медленных электронов от бомбардируемого участка поверхности полностью размывается³¹. Зато адсорб-

ция инородных атомов сильно влияет на характер кривой распределения: если при адсорбции CO происходит лишь некоторое снижение второго максимума кривой, то адсорбция O_2 совсем его уничтожает³¹.

В работах^{32, 33} были проанализированы изменения в спектре быстрых электронов, выбиваемых из указанных полупроводниковых, а также металлических (Ni (111), Cu (110)) мишеней ионами инертных газов. Было показано, что расширение высокоэнергетической части спектра (аналогичное показанному на рис. 7 для Ni) пропорционально скорости бомбардирующих частиц³² и при одинаковых скоростях совпадает для He_3^+ и для He_4^+ ³³.

Сведения о вырывании электронов медленными ионами инертных газов с окиси бария сообщаются в³⁴.

Существование потенциального вырывания с диэлектриков было показано в опыте³⁵, где стеклянная мишень бомбардировалась ионами He^+ . В дальнейшем изучалась лишь ионно-электронная эмиссия щелочно-галогидных соединений, нагретых до появления проводимости, достаточной для протекания тока через образец^{36-38, 185, 186}. На рис. 9 представлены данные³⁷ для монокристаллов KBr, NaCl и LiF, бомбардируемых ионами гелия He^+ . Несомненно, наблюдается вырывание электронов, связанное с выделением энергии при нейтрализации бомбардирующих частиц. Однако, в отличие от металлических мишеней, нет широкого участка исключительно потенциального вырывания электронов. Можно думать, что в этом

случае затруднительно провести простое расчленение эмиссии на потенциальную и кинетическую ³⁹.

В работе ⁴⁰ приводятся сведения о спектре энергий электронов, покидающих грань (100) монокристалла KCl, бомбардируемого ионами He⁺

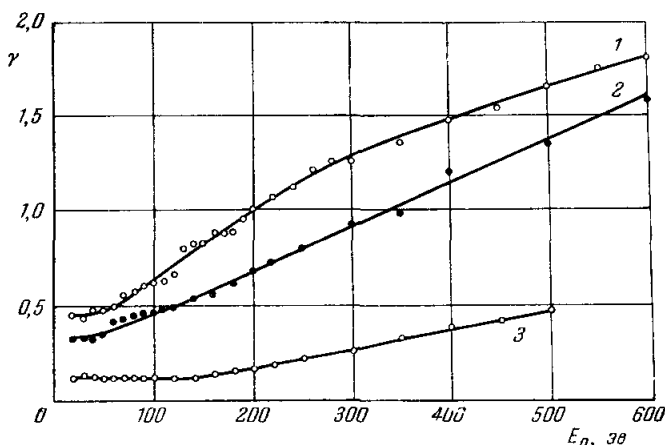


Рис. 9. Зависимость коэффициента γ щелочно-галогидных монокристаллов от энергии ионов гелия ³⁷.

1 — KBr, 2 — NaCl, 3 — LiF

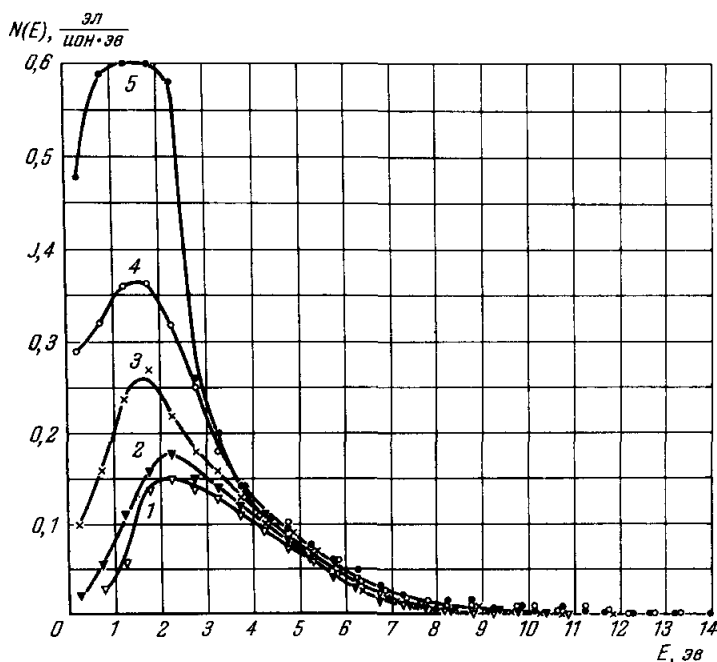


Рис. 10. Распределения по энергиям электронов, вырываемых с грани (100) монокристалла KCl ионами гелия ³⁸.

1 — $E_0 = 20$ эв; 2 — 40 эв; 3 — 100 эв; 4 — 200 эв; 5 — 400 эв

(рис. 10). Наличие электронов, возбуждение которых осуществляется с передачей им потенциальной энергии ион-кристалл, не вызывает сомнений. Вместе с тем форма кривой распределения даже при минимальных E_0

существенно отличается от ожидаемой на основе простых соображений, привлекаемых для объяснения энергетических спектров электронов с металлов и полупроводников. Результаты опытов ^{37, 38} показывают, что с увеличением ширины запрещенного промежутка ΔE кристаллов значения γ при минимальных энергиях ионов уменьшаются. Следует иметь в виду, что существенную роль может играть также величина сродства кристалла к электрону: при неизменном числе возбуждаемых электронов выход будет тем больше, чем меньше сродство. Вероятно, большие значения коэффициента γ для кристаллов щелочно-галогидных соединений отчасти обусловлены их малым сродством к электрону (в отличие от Ge и Si, у которых оно велико). Ионы Ne^+ и Ar^+ вызывают меньшую ионно-электронную эмиссию ³⁸ при малых E_0 , чем He^+ . С LiF , бомбардируемого ионами Ar^+ с $E_0 < 100$ эв, эмиссия электронов вообще не наблюдается. Следует иметь в виду, что для этого случая $eV_i < 2\Delta E$, так что нейтрализация иона обычным оже-процессом вообще не может происходить.

§ 4. Нейтрализация ионов на поверхности и потенциальное вырывание электронов (теоретические представления)

Не вызывает сомнений, что потенциальное вырывание электронов непосредственно связано либо с прямой оже-нейтрализацией иона, либо с оже-деактивацией возбужденного атома, которым могут предшествовать резонансные процессы. Можно попытаться, следуя Олифанту и Муну ⁴¹, рассмотреть процесс как туннельную эмиссию электрона в бомбардирующую частицу (см., например, ⁴²). Однако более перспективным, хотя и более сложным, является путь квантовомеханического рассмотрения, использованного Ш. Ш. Шехтером ⁷ и развитого Хэгстремом ^{8, 43}. Для проведения последовательного расчета необходимо знать матричные элементы переходов электронов, принимающих участие в рассматриваемом акте, из начального состояния в конечное. Эта задача в настоящее время еще не решена полностью, и автор ^{8, 43} аппроксимирует матричный элемент произведением функций, которые вводят явную зависимость его от угла, образуемого вектором скорости возбужденного электрона с нормалью к поверхности твердого тела, и от энергии электронов в начальном состоянии внутри зоны (для полупроводников последняя функция $q(\epsilon)$, где ϵ — энергия электронов, отсчитываемая от дна зоны, выбирается на основе некоторых соображений о характере волновых функций электронов в зоне; для металлов $q(\epsilon)$ считается константой).

Тогда полная вероятность электронного перехода при фиксированном расстоянии s частицы от поверхности металла в единицу времени дается следующим выражением:

$$R_i(s) = C \int \int \int \int N_c(\epsilon_K) I(\Delta\epsilon_K, s) N'_v(\epsilon') N'_v(\epsilon'') \times \\ \times \delta(\epsilon' + \epsilon'' + E_i - \epsilon_0 - \epsilon_K - \Delta\epsilon_K) P_\Omega(\theta, \epsilon_K, s_m) d\Omega d\epsilon' d\epsilon'' d(\Delta\epsilon_K) d\epsilon_K. \quad (1)$$

В этом выражении C — константа, $N_c(\epsilon_K)$ — плотность конечных состояний для возбужденного электрона с энергией ϵ_K (в зоне проводимости); $N'_v(\epsilon) = q(\epsilon) N_v(\epsilon)$, где $N_v(\epsilon)$ — плотность начальных состояний электронов (для полупроводника — в валентной зоне); δ -функция Дирака обеспечивает выполнение закона сохранения энергии; $I(\Delta\epsilon_K, s) d(\Delta\epsilon_K)$ — вероятность того, что энергия возбужденного электрона, образовавшегося в результате процесса, происшедшего, когда частица находилась на расстоянии s от поверхности, будет неопределенна на величину $\Delta\epsilon_K$ в соот-

ветствии с принципом Гейзенберга; $P_{\Omega}(\theta, \varepsilon_k, s_m) d\Omega$ — вероятность, что возбужденный электрон с энергией ε_k , образовавшийся во время перехода, совершившегося на расстоянии $s = s_m$, будет иметь скорость в интервале углов $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, где θ — угол с нормалью к поверхности (вообще говоря, P_{Ω} зависит от s ; в расчете для упрощения используется вероятность P_{Ω} для $s = s_m$, где s_m соответствует такому расстоянию частицы от поверхности, на котором совершается максимальное число оже-переходов; см. ниже); E_i' — энергия ионизации атома, находящегося на расстоянии s от поверхности ($s = \infty$, $E_i' = E_i$). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

Используя выражение (1) и вводя в дальнейший расчет некоторые параметры, можно получить качественные результаты, которые довольно хорошо описывают экспериментальные данные. Это позволяет считать теорию в принципе верной. Далее можно воспользоваться экспериментальными результатами для того, чтобы путем подгонки теории к этим данным уточнить введенные ранее параметры и тем самым получить дополнительные сведения о некоторых свойствах электронов в твердом теле, в частности об энергетической структуре валентной зоны полупроводника. Обсуждение ⁴³ показывает, что выбор параметров, обеспечивающий подгонку теории к экспериментальным данным, является в достаточной степени однозначным.

Рассмотрим основные элементы расчета. Для этой цели удобно воспользоваться диаграммой, показанной на рис. 11 ⁴³. В левом нижнем углу этой диаграммы изображена схема энергетической структуры полупроводника типа германия или кремния.

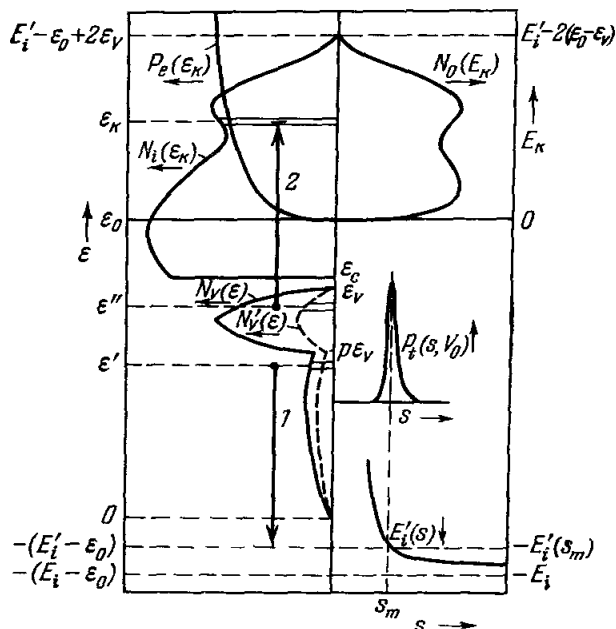


Рис. 11. Энергетическая диаграмма, показывающая важнейшие функции и параметры, используемые в теории ⁴³. Энергии, обозначаемые ε , отсчитываются от дна валентной зоны, тогда как обозначенные E — от вакуумного уровня. Расшифровка обозначений дана в тексте.

Дну валентной зоны соответствует энергия $\varepsilon = 0$; у верха валентной зоны $\varepsilon = \varepsilon_D$; у дна зоны проводимости $\varepsilon = \varepsilon_C$; для перевода электрона с дна валентной зоны на вакуумный уровень с нулевой кинетической энергией надо затратить работу $\varepsilon = \varepsilon_D$. Энергии электронов в вакууме отсчитываются от этого уровня и обозначаются E_k .

(см. верхний правый угол диаграммы). Валентная зона полупроводника со структурой алмаза, подобного Ge и Si, образуется из четырех перекрывающихся зон, плотность энергетических состояний в каждой из которых описывается автором⁴³ с помощью кусков парабол. Таким образом, реальная плотность состояний (точно не известная) аппроксимируется кривой $N_v(\epsilon)$, показанной на рис. 11. При этом вводятся два параметра: полная ширина валентной зоны ϵ_v и ширина более узких двух вырожденных зон $(1-p)\epsilon_v$, где $p < 1$. Площадь под кривой определяется из условия нормировки. Поскольку вероятность оже-процесса зависит от характера волновых функций (s - и p -), то полагается, что вероятность процесса с участием p -электронов меньше, чем с участием s -электронов, и отличается от нее в r раз (где $r < 1$). Это — третий параметр. Введение его позволяет сконструировать $q(\epsilon)$ для различных зон, составляющих валентную зону, и ввести вместо нормальной плотности электронных состояний в зоне $N_v(\epsilon)$ эффективную плотность $N'_v(\epsilon) = q(\epsilon)N_v(\epsilon)$, в которой учитывается зависимость вероятности взаимодействия от характера волновой функции электронов. Одновременно вводится параметр σ , который позволяет учесть размытие распределения из-за соотношения неопределенности Гейзенберга (в первом приближении можно положить $\sigma = 0$ и это размытие не учитывать).

Большое значение имеет следующий параметр E'_i , который уже упоминался. Взаимодействие приближающейся атомной частицы с поверхностью сказывается на положении ее энергетических уровней. Анализ, проведенный в⁸, показывает, что при приближении к поверхности металла атомов инертных газов их энергия ионизации будет уменьшаться [$E'_i(s) < E_i(s = \infty)$], причем величину этого снижения можно оценить. Зависимость $E'_i(s)$ можно видеть на рис. 11 в правом нижнем углу. Именно E'_i определяет максимальную кинетическую энергию возбужденных электронов (если считать $\sigma = 0$).

Зная $N'_v(\epsilon)$, взяв $N_c(\epsilon) = \text{const}$ и учитывая отличие E'_i от E_i , уже можно рассчитать вероятность того, что оже-процесс совершится, когда частица находится на расстоянии s от поверхности. Однако нас интересует непосредственно распределение по энергиям электронов, возникающих в результате большого числа индивидуальных процессов, совершающихся, вообще говоря, на различных расстояниях от поверхности твердого тела. Для этой цели можно получить из $R_t(s)$ функцию $P_t(s, v_0)$ такую, что $P_t(s, v_0)ds$ представляет собой вероятность того, что процесс совершается, когда частица находится в интервале расстояний $(s, s + ds)$ от поверхности. Действительно, легко найти вероятность P_0 того, что частица, двигаясь из бесконечности со скоростью v_0 , достигает точки, находящейся от поверхности на расстоянии s , не испытав оже-перехода:

$$P_0(s, v_0) = \exp \left(- \int_s^{\infty} R_t(s) \frac{ds}{v_0} \right). \quad (2)$$

Тогда

$$P_t(s, v_0) ds = R_t(s) P_0(s, v_0) \frac{ds}{v_0}. \quad (3)$$

Если аппроксимировать $R_t(s)$ экспоненциальной функцией

$$R_t(s) = A \exp(-as), \quad (4)$$

то получаем

$$P_t(s, v_0) = \frac{A}{v_0} \exp \left[- \left(\frac{A}{av_0} \right) \exp(-as) - as \right], \quad (5)$$

которая проходит через максимум при

$$s = s_m = - \frac{1}{a} \ln \frac{A}{av_0} \quad (6)$$

и показана в правом нижнем углу рис. 11. Она представляет собой довольно резкий пик, не зависящий от v_0 (положение максимального значения P_t зависит от скорости приближающейся частицы и смещается при ее увеличении ближе к поверхности тела согласно (6)). Таким образом, если $R_t(s)$ может быть аппроксимировано экспоненциальной функцией, то $P_t(s, v_0)$ изображается кривой, подобной изображенной на рис. 11, и можно показать, что среднее расстояние частиц от поверхности, на котором они испытывают оже-переходы, мало отличается от s_m . Поскольку $P_Q(\theta, \epsilon_K, s)$ не должна сильно меняться при небольших вариациях s , автор полагает, что она может быть заменена на $P_Q(\theta, \epsilon_K, s_m)$; это и было уже использовано при написании полного выражения для $R_t(s)$.

Распределение по энергиям возбужденных электронов внутри твердого тела определяется так:

$$N_i(\epsilon_K) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_t(s, r_0) P_K(\epsilon_K, s) P_\Omega(\theta, \epsilon_K, s) \sin \theta d\theta d\varphi ds. \quad (7)$$

Здесь $P_K(\epsilon_K, s)ds$ — вероятность того, что электрон, получающий энергию в результате оже-процесса, происходящего, когда ион находился на расстоянии s , будет обладать энергией в пределах от ϵ_K до $\epsilon_K + d\epsilon_K$. Она может быть определена через уже известные функции и так называемое оже-преобразование (см. формулу (73) в [43]). Учитывая сказанное выше о функции $P_\Omega(\theta, \epsilon_K, s)$ и пользуясь условием нормировки

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_\Omega(\theta, \epsilon_K, s) \sin \theta d\theta d\varphi = 1, \quad (8)$$

это выражение можно переписать как

$$N_i(\epsilon_K) = \int_0^\infty P_t(s, r_0) P_K(\epsilon_K, s) ds. \quad (9)$$

Это распределение по энергиям возбужденных электронов внутри твердого тела показано на рис. 11. В вакуум смогут выйти лишь те электроны, которые, двигаясь к поверхности, направляются на нее под углом, меньшим угла полного внутреннего отражения θ_c , который равен

$$\theta_c = \arccos \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_K} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Распределение таких электронов по энергиям внутри твердого тела дается выражением

$$N_0(\epsilon_K) = N_i(\epsilon_K) \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} P_\Omega(\theta, \epsilon_K, s_m) \sin \theta d\theta d\varphi = N_i(\epsilon_K) P_e(\epsilon_K), \quad (11)$$

где $P_e(\epsilon_K)$ — вероятность того, что возбужденный электрон с энергией $\epsilon_K = \epsilon_0 + E_K$ выйдет в вакуум.

Относительно $P_e(\epsilon_K)$ можно сделать различные предположения. Простейшее состоит в том, что возбужденные электроны распределены изотропно, барьер на поверхности твердого тела плоский, и те электроны, которые начали двигаться от поверхности, не смогут изменить направление движения и выйти в вакуум. Оно приводит к

$$P_e(\epsilon_K) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{ll} 1 - \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_K} \right)^{1/2} & \text{для } \epsilon_K > \epsilon_0, \\ 0 & \text{для } \epsilon_K < \epsilon_0, \end{array} \right\} \quad (12)$$

Однако использование подобного выражения приводит к слишком низким расчетным значениям γ_n

$$\gamma_n = \int_{\epsilon_0}^\infty N_0(\epsilon_K) d\epsilon_K = \int_0^\infty N_0(E_K) dE_K. \quad (13)$$

Поэтому автор пользуется видоизмененным выражением для $P_e(\epsilon_K)$, содержащим еще два параметра (шестой и седьмой):

$$P_e(\epsilon_K) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{ll} 1 - \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_K} \right)^\beta \right]^\alpha & \text{для } \epsilon_K > \epsilon_0, \\ 0 & \text{для } \epsilon_K < \epsilon_0. \end{array} \right\} \quad (14)$$

(В работе [8] использовалось иное выражение для $P_e(\epsilon_K)$, содержащее один неизвестный параметр.) Оправданием подобного выбора $P_e(\epsilon_K)$ автору служит предполагаемая довольно резкая угловая анизотропность распределения возбужденных электронов и искажение формы барьера у поверхности твердого тела первичной частицей. Общий вид кривой $P_e(\epsilon_K)$ показан на рис. 11, и там же показано распределение вторичных

электронов в вакууме $N_0(E_k)$, получаемое из $N_i(\epsilon_k)$ при $\epsilon_k > \epsilon_0$ уменьшением его на P_e .

Описанные расчеты справедливы, вообще говоря, лишь если $R_i(s)$ действительно экспоненциально зависит от s , причем каждый ион испытывает оже-нейтрализацию еще приближаясь к поверхности и нет других механизмов возбуждения электронов в вакуум.

Теория Хэгструма для оже-нейтрализации дает объяснение большинству экспериментальных фактов. Не вдаваясь в детали, отметим лишь основное:

1) Коэффициент γ_n существенно зависит от природы бомбардирующих ионов, в первую очередь E_i , поскольку чем больше E_i , тем больше передаваемая электронам энергия и тем больше выход их в вакуум.

2) Максимальная энергия электронов, возбуждаемых медленными ионами, зависит от E_i (точнее E'_i); в том случае, когда тепловым возбуждением электронов на уровни выше уровня Ферми можно пренебречь, она определяется величиной $E'_i - 2\phi$ для металла и $E'_i - 2(\epsilon_0 - \epsilon_b)$ для полупроводника.

3) Вид спектра вторичных электронов, возбуждаемых медленными ионами, бомбардирующими полупроводниковые материалы, определяется в первую очередь плотностью состояний в валентной зоне полупроводника. Используя расчеты Хэгструма⁴³, можно уточнить некоторые детали, в частности оценить ширину отдельных зон, образующих валентную зону.

4) При увеличении кинетической энергии ионов происходит размытие распределения электронов по энергиям и, в частности, увеличение их максимальных энергий. Это расширение спектра, обнаруживающееся даже при минимальных энергиях ионов, использованных в опытах (4 эв), связывается^{32, 33} с неадиабатическим возбуждением электронов в твердом теле движущимся ионом. В рамках теории неадиабатического возбуждения электронов является одной из возможных причин расширения распределения, описываемого функцией I в выражении (1). При энергиях E_0 порядка 400 эв для Ne^+ и более высоких для ионов других инертных газов может происходить кинетическое вырывание электронов. Оно существенно зависит от E_0 и характеризуется совсем иным распределением электронов по энергиям (см. раздел III). Его нельзя описать в рамках рассмотренной выше теории.

5) При увеличении кинетической энергии ионов изменяется не только вид спектра вторичных электронов, но и меняются значения γ_n (даже при отсутствии кинетического вырывания). В случае металлов это можно объяснить теоретически^{8, 9}. Монотонный спад $\gamma(E_0)$ при увеличении энергии ионов Ne^+ и очень слабое увеличение $\gamma(E_0)$ при возрастании E_0 для Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ связываются с зависимостью E'_i от скорости ионов, поскольку среднее расстояние частицы от поверхности, на котором происходит нейтрализация, уменьшается при увеличении ее скорости. В случае Ne^+ , для которого $\gamma(E_0)$ в интервале энергий ионов $10 \div 100$ эв быстро возрастает, считают, что с ростом E_0 появляется возможность резонансной нейтрализации бомбардирующих частиц, в силу чего они далее подвергаются оже-деактивации, а этот процесс более эффективен с точки зрения вырывания электронов. Для полупроводниковых мишеней попытки рассчитать зависимость $\gamma(E_0)$ в литературе не описаны. Исключением является работа³⁴, где сделан очень упрощенный расчет вырывания электронов с BaO на основе теории⁸.

К сожалению, обстоятельное теоретическое рассмотрение потенциального вырывания электронов с диэлектриков вообще не проведено. В работе⁴⁴ предсказываются малые значения γ_n диэлектриков, что не согласуется с данными опытов^{35-39, 185, 186}.

Говоря о теории возбуждения электронов в твердом теле за счет внутренней энергии бомбардирующих частиц, следует отметить, что она еще очень далека от завершенности, несмотря на то, что основной механизм явления давно известен. Имеются, с нашей точки зрения, два вопроса, которые уже сейчас требуют ответа.

Во-первых, это необходимость учета в теории того, что во время проведения опытов $T \neq 0$ и на уровнях выше уровня Ферми имеются электроны. Проведение измерений при повышенных температурах¹⁴ показало, что при некоторых условиях (выбор определенных сортов ионов и мишеней) наблюдаются существенные температурные изменения $\gamma(T)$, возможно, связанные с резонансными явлениями, предшествующими оже-процессам (отметим, что указание на зависимость $\gamma(T)$ для полупроводниковых мишеней имеется и в статье²⁷). Несомненно, что более тщательное изучение температурной зависимости $\gamma_n(T)$ и распределения электронов по энергиям даст ценные сведения о роли резонансных процессов, предшествующих акту возбуждения электронов.

Во-вторых, в существующих теориях считается, что каждая частица нейтрализуется в свое основное состояние еще подлетая к поверхности, т. е. до того, как она начнет резко тормозиться силами отталкивания при сильном сближении атомов. Это, с одной стороны, дает возможность нормировки, поскольку полная вероятность нейтрализации равна единице и каждый ион составляет один оже-электрон (резонансная нейтрализация в основное состояние в теории не рассматривается). С другой стороны, это в какой-то мере оправдывает допущение, что потенциальный барьер между бомбардирующей частицей и твердым телом не уничтожается полностью, и $R_t(s)$ может быть представлено обычной экспонентой (что в свою очередь приводит к тому, что $P_t(s)$ имеет максимум в области $s > 0$). Если это так при бомбардировке медленными ионами, то с ростом E_0 справедливость этого положения будет все более и более сомнительной (даже в существующем варианте теории при увеличении E_0 величина s_m , характеризующая положение максимума $P_t(s)$, уменьшается и может стать слишком малой для того, чтобы иметь физический смысл; кроме того, из-за изменения барьера, вероятно, будет происходить «размывание» пика $P_t(s)$). Поэтому следует полагать, что при достаточно больших энергиях ионов E_0 они смогут вступать в тесное взаимодействие с частицами решетки, не испытав оже-нейтрализации. Как указывалось выше, получить экспериментальные данные о потенциальном вырывании электронов при больших E_0 весьма трудно, так как при этом наблюдается интенсивное кинетическое вырывание электронов, которое с увеличением E_0 резко возрастает²⁴⁻²⁶ и не дает возможности судить о том, наблюдается ли некоторое снижение значений γ_n . Имеющиеся сведения (см., например,²⁰), казалось бы, позволяют считать, что большие изменения γ_n вплоть до энергий ионов порядка 2-3 кэВ отсутствуют.

Говоря о природе электронов, образующих вторичную эмиссию, мы до сих пор, следуя авторам рассматриваемых работ, полагали, что это — те возбужденные электроны, которые получили необходимые для выхода в вакуум энергии и импульсы в результате первичного оже-процесса и ничего не потеряли на пути к поверхности. Между тем это совсем не очевидно. Прежде всего¹⁶, представляется необходимым учесть потери энергии быстрыми оже-электронами («электрон-электронные взаимодействия»). Это должно привести к тому, что распределение выходящих в вакуум электронов по сравнению с распределением возбужденных оже-электронов будет обеднено быстрыми частицами. Зато может несколько возрасти число уходящих в вакуум медленных электронов. Это, в частности, вызывается тем, что такие электроны могут появиться в результате

растрачивания энергии теми быстрыми оже-электронами, которые имели импульс, направленный так, что они не могли покинуть металл. Попытки оценить вклад этих электронов («третичных» по отношению к бомбардирующим ионам и «вторичных» по отношению к оже-электронам) были предприняты в работах ⁴⁵ и ⁴⁶. Согласно первой работе вклад этих электронов в потенциальную эмиссию, вызываемую ионами He^+ с металлической мишени, достигает 50 %, тогда как, согласно второй, их количество не превышает нескольких процентов. Однако, несмотря на обстоятельность анализа, проведенного в ⁴⁶, большое число допущений, которые приходится сделать при обсуждении экспериментальных данных, не позволяет, с нашей точки зрения, считать полученный результат совершенно достоверным.

Думается, что есть еще одно обстоятельство, которое необходимо внимательно проанализировать. Дело в том, что в результате резонансного или оже-перехода электрона из твердого тела на уровень иона в валентной зоне полупроводника (или в заполненной части зоны проводимости металла) образуется дырка (или две дырки). При заполнении дырки электроном, находившимся на высоком энергетическом уровне, освобождающаяся избыточная энергия может быть передана еще одному электрону. Подобный эффект Оже внутри зоны, если он имеет не равную нулю вероятность, может оказаться поставщиком дополнительных вторичных электронов, вероятно, в основном относительно медленных.

Соображения об оже-эффекте в зоне проводимости уже привлекались для объяснения вида спектров фотоэлектронов, возбуждаемых квантами света в вакуумной части ультрафиолета (см., например, ⁴⁷). Что же касается полупроводников, то для них надежно установлено, что быстрые дырки (так же как и электроны), если их энергии заметно превышают ширину запрещенной зоны, могут производить ударную ионизацию, создавая вторичные электроны и дырки. Таким образом, полное число возбужденных в твердом теле электронов, обладающих энергией, значительно превышающей тепловую, может оказаться большим, чем обычно считается. Не исключено, что учет указанных выше механизмов диссипации энергии, остающейся в твердом теле после нейтрализации бомбардирующей частицы (заметим, что в ряде случаев возможна резонансная нейтрализация сразу в основное состояние!), позволит понять, почему теоретические значения γ ⁸, ⁴³ оказываются заниженными, а теоретическая кривая распределения $N_0(E_K)$ (особенно в случае полупроводниковых мишеней) обеднена медленными электронами, если распределение $N_i(\epsilon_K)$ считается изотропным. (Несмотря на остроумное качественное обоснование применяемой Хэгстремом ⁴³ функции $P_e(\epsilon_K)$ специального вида, ее использование все же вряд ли можно считать до конца оправданным.)

Таким образом, мы заключаем, что в случае бомбардировки твердых тел относительно медленными частицами, когда не происходит возбуждения электронов непосредственно за счет кинетической энергии частиц, возможно возбуждение электронов за счет внутренней энергии системы (если она не очень мала). Эти электроны получают, как правило, значительную часть полной энергии нейтрализации частицы, а их количество, по-видимому, не менее одного электрона на каждый бомбардирующий однозарядный ион или метастабильный атом. Количество возбужденных электронов увеличивается при переходе к многозарядным и возбужденным ионам. Можно полагать, что из-за электрон-электронных взаимодействий и из-за релаксации энергии в зоне, возникающей вследствие резонансных или оже-переходов, связанных с нейтрализацией иона, полное число возбужденных электронов в твердом теле (в частности, в зоне проводимости полупроводника) может значительно превысить число «первичных» оже-электронов.

III. КИНЕТИЧЕСКОЕ ВЫРЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМ

О возбуждении электронов твердого тела за счет кинетической энергии бомбардирующих атомных частиц (главным образом ионов) до последнего времени можно было судить лишь по эмиссии части этих электронов в вакуум (так называемая кинетическая ионно-электронная эмиссия, или кинетическое вырывание). Это явление изучается уже более пятидесяти лет. Однако его исследование затруднено многими обстоятельствами: бомбардируемая поверхность должна быть атомно-чистой или иметь контролируемое адсорбционное покрытие; наряду с эмиссией электронов происходит отражение первичных частиц и выбивание отрицательных ионов и т. д. Ныне разработаны методы, позволяющие проводить измерения в чистых условиях, выделяя именно электронную составляющую вторичного тока в широком интервале температур мишени^{4, 48-54}. Поскольку имеется довольно подробный обзор данных для поликристаллических металлов⁶, мы ограничимся здесь лишь кратким резюме основных итогов этих работ. Более детально будут рассмотрены результаты для монокристаллических металлов, а также для диэлектриков и полупроводников.

§ 1. Ионно-электронная эмиссия металлов.

Поликристаллические мишени

1.1. Абсолютные значения коэффициента γ_k и его зависимость от энергии ионов. Установлено, что вырывание электронов медленными ионами, бомбардирующими чисто металлические мишени, очень невелико. При энергиях $E_0 \leq 1$ кэв значения γ_k , как правило, много меньше единицы. Выполненные в 1951 г. опыты^{55, 56} со щелочными ионами (эти ионы не вызывают потенциального вырывания электронов с чистых металлов ($\gamma_n = 0$, $\gamma = \gamma_k$)) показали, что кинетическая эмиссия отсутствует при энергиях ионов E_0 порядка сотен эв и даже нескольких кэв. В последующие годы на очень малые значения γ при E_0 порядка сотен эв указывали также другие исследователи⁵⁷⁻⁵⁹ (ср. с опытами¹¹, где электронная эмиссия с металлов, бомбардируемых ионами Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ и He^+ с $E_0 < 1$ кэв, объясняется исключительно потенциальным вырыванием электронов).

При энергиях ионов порядка кэв наблюдается рост коэффициента γ_k с энергией ионов, являющийся, как правило, линейным^{4, 16, 49, 55, 60-63}. Характерные данные для некоторых ионов приводятся на рис. 12. Это дало основание говорить о пороге кинетического вырывания электронов ионами^{16, 61}, а само явление характеризовать в этой области энергий

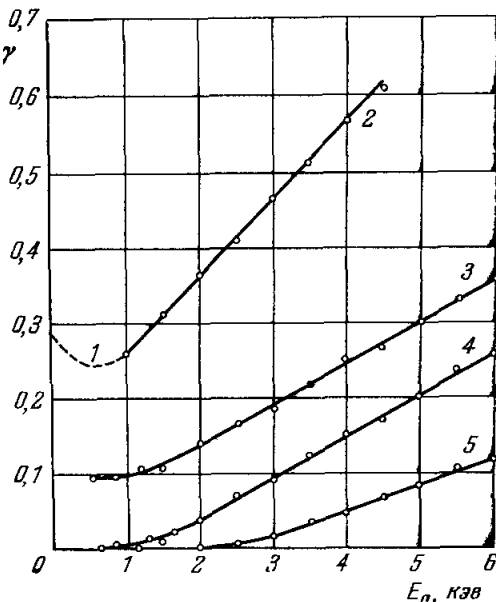


Рис. 12. Зависимость коэффициента γ вольфрамовой мишени от энергии ионов.

1 — He^+ ¹¹; 2 — Ne^+ ¹³; 3 — Ar^+ ⁶²; 4 — K^+ ⁶²; 5 — Cs^+ ⁶⁴.

с помощью двух параметров: пороговой энергии E'_0 и наклона $C = \frac{d\gamma}{dE_0}$ линейного участка кривой $\gamma(E_0)$:

$$\gamma(E_0) = \gamma_{\text{п}} + \gamma_{\text{н}} = \gamma_{\text{п}} + C(E_0 - E'_0). \quad (15)$$

Константа C для чистых металлов не превышает 0,2 электрон/ион на 1 кэв.

При дальнейшем увеличении энергии ионов (интервал десятков кэв) рост $\gamma_{\text{н}}$ с E_0 постепенно замедляется и обычно наблюдается линейное увели-

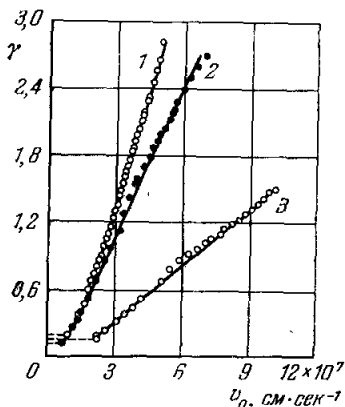


Рис. 13. Зависимость коэффициента γ молибденовой мишени от скорости бомбардирующих ионов⁶⁶.

1 — Ag⁺; 2 — Ne⁺; 3 — He⁺.

чение коэффициента $\gamma_{\text{н}}$ со скоростью бомбардирующих частиц v_0 ^{25, 51, 65, 66}. Экстраполяция линейных участков $\gamma(v_0)$ к значениям $\gamma = 0$ дает значение $v'_0 = 0,6 \div 2 \cdot 10^7$ см/сек, иногда называемое пороговой скоростью²⁵. Характерные данные для нескольких видов бомбардирующих частиц, направляемых на молибден, приведены на рис. 13. К сожалению, систематические измерения с чистыми мишенями при энергиях в десятки кэв и более почти не проведены. Известно лишь, что для легких ионов типа водорода и гелия, для которых пороговая энергия минимальна и переход к линейной зависимости $\gamma(v_0)$ наблюдается уже при нескольких кэв, при $E_0 \sim 150$ кэв кривая $\gamma_{\text{н}}(E_0)$ достигает максимума и при дальнейшем увеличении энергии первичных частиц $\gamma_{\text{н}}$ уменьшается.

Максимальные значения коэффициента γ чистых металлических мишеней относитель-

но невелики. В случае водорода они не превышают 1—2 электрон/ион⁶⁷. Для более тяжелых ионов они достигают больших значений, но не выше 10—15.

1.2. Зависимость коэффициента γ от природы мишени и состояния ее поверхности. Ионно-электронная эмиссия чрезвычайно чувствительна к состоянию поверхности мишени. Образование на ней тончайших пленок из-за сорбции остаточных газов или частиц бомбардирующего пучка резко меняет эмиссию⁵⁵. Как правило, при этом происходит увеличение кинетического вырывания электронов^{4, 55}. К сожалению, систематическое изучение зависимости эмиссии от характера и степени адсорбционного покрытия не проведено, хотя и ясно, что она не определяется исключительно работой выхода — эмиссия возрастает обычно как при цезировании мишени, так и при ее окислении, по-разному меняющих работу выхода. По-видимому, это обусловлено тем, что при образовании на поверхности пленки меняется не только вероятность выхода электронов, зависящая от работы выхода, но и вероятность возбуждения электронов. В этой связи представляются

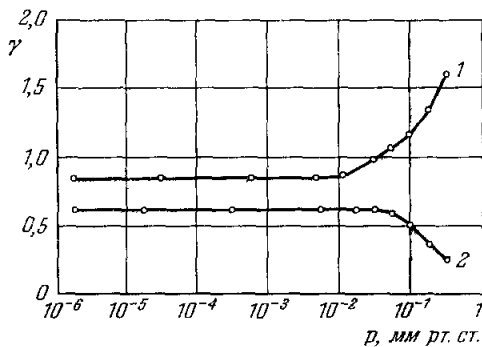


Рис. 14. Зависимость коэффициента γ медной мишени от давления водорода в измерительной камере^{68, 69}. На мишень направлялись ионы H_2^+ с $E_0 = 8,4$ кэв.

1 — $T \approx 300^\circ \text{K}$; 2 — $T \approx 1200^\circ \text{K}$.

весьма перспективными наблюдения за ионно-электронной эмиссией некоторых металлов в присутствии водорода^{68, 69}: оказалось, что при увеличении давления водорода вблизи мишени значения γ_k в зависимости от температуры бомбардируемого объекта могут либо возрастать, либо уменьшаться (рис. 14). Можно думать, что характер изменений γ_k с ростом давления газа определяется типом адсорбции газа, который может меняться при варьировании температуры мишени.

В настоящее время не установлена взаимосвязь коэффициента γ_k с теми или иными свойствами бомбардируемых металлов. Опыты с монокристаллами показали (см. ниже), что значения γ_k существенно зависят от ориентации ионного пучка относительно главных осей кристалла. Это дает основание полагать, что вряд ли имеет смысл пытаться однозначно связать значения γ_k с теми или иными свойствами металла, используя поликристаллические мишени с неизвестной ориентацией и размерами микроструктур. В то же время интересно отметить, что плавление чистого металла (Sn, Pb) обычно не сопровождается существенным изменением его ионно-электронной эмиссии^{56, 70}.

1.3. Влияние температуры мишени на значения коэффициента γ . В работе⁵⁵ было показано, что собственно температурная зависимость коэффициента γ_k отсутствует, а наблюдаемые иногда изменения значений γ_k связаны с изменениями покрытия поверхности мишени ионными частицами. В настоящее время опытами со щелочными ионами^{4, 49} и ионами аргона¹⁴ независимость γ_k от температуры прослежена для тугоплавких металлов вплоть до 2000° К.

1.4. Зависимость коэффициента γ_k от напряженности электрического поля у поверхности мишени. При увеличении электрического поля у поверхности мишени может происходить некоторое возрастание ионно-электронной эмиссии (но не более чем в 2—3 раза при увеличении напряженности электрического поля до $\mathcal{E} = 2\text{--}2,5 \cdot 10^5$ в/см⁷¹). Согласно опытам, в которых изучалась эмиссия электронов, выбиваемых из пленки проходящими через нее α -частицами⁷², логарифм вторичного тока растет пропорционально $\mathcal{E}^{1/2}$. Измерения, проведенные Н. Н. Петровым и Н. С. Темкиной (в этих опытах вольфрамовая нить бомбардировалась атомами и молекулами водорода с энергией в несколько кэв), также показали, что увеличение эмиссии может быть объяснено ростом вероятности выхода возбужденных электронов из-за снижения поверхностного барьера по Шоттки.

1.5. Влияние природы ионов на кинетическое вырывание электронов. Эмиссия электронов существенно зависит от вида первичных частиц, но характер этой зависимости выяснен еще далеко недостаточно. Если при энергиях ионов порядка десятков кэв можно полагать, что эмиссия электронов пропорциональна заряду ядра бомбардирующей частицы (см., например, данные работы²⁵), то при меньших энергиях картина является значительно более сложной. Возможность потенциального вырывания электронов, сравнимого с кинетическим, наличие пороговой энергии для возбуждения этой эмиссии (разной для разных ионов) и другие обстоятельства приводят к тому, что, как отмечено в⁷³, простое сравнение значений γ при заданной энергии E_0 или скорости v_0 ионов не является исчерпывающей характеристикой явления. В то же время исследованный набор бомбардирующих частиц не настолько велик, чтобы можно было однозначно связать пороговую энергию и наклон прямой $\gamma(E_0)$ в области небольших энергий ионов с теми или иными свойствами иона.

Определенно известно, что в пределах одной группы элементов таблицы Менделеева при переходе к бомбардирующим частицам с большим зарядом ядра возрастает пороговая энергия для возбуждения электронов в вакуум и уменьшается наклон прямой $\gamma(E_0)$ ^{4, 16, 58, 64}. Опыты, выполненные с ионами инертных газов и щелочных металлов^{4, 16}, показали также, что кинетическая электронная эмиссия, вызываемая ионами соседних элементов этих двух групп, почти одинакова (ср., например,

данные для K^+ и Ag^+ на рис. 12). Авторы⁶⁰ полагают, что это обусловлено близостью масс бомбардирующих частиц. Однако, как было отмечено в⁶⁵, может сказаться также то, что помимо близости масс у этих пар ионов подобная структура электронных оболочек: по-видимому, ионы инертных газов нейтрализуются еще до достижения тесного контакта с частицами мишени, в то время как захват электрона щелочным ионом маловероятен. Имеются указания на то, что структура электронных оболочек также оказывает влияние на величину эмиссии при малых энергиях ионов⁶⁵. Не вызывает сомнений, что исследование кинетического вырывания электронов различными ионами вблизи пороговой энергии даст ценные сведения о механизме явления.

К сожалению, до сих пор не выполнено тщательное изучение вырывания электронов ионами изотопов. Попытки такого рода предпринимались неоднократно, но ни в одной из работ не использовались атомно-чистые поверхности. Наиболее интересной является, пожалуй, работа¹⁸⁷, где проведены измерения с несколькими изотопами одного и того же элемента.

Предпринимался ряд попыток изучить влияние заряда бомбардирующей частицы на ионно-электронную эмиссию. Как указывалось выше, потенциальное вырывание электронов при увеличении заряда иона увеличивается. Данные о кинетическом вырывании противоречивы. При бомбардировке загрязненных металлов или мишеней, изготовленных из сплавов, используемых в качестве эффективных вторично-электронных эмиттеров, нейтральные атомы вырывают больше электронов, чем положительные ионы^{74, 75}, а отрицательные ионы — больше, чем атомы или положительные ионы⁵⁹. Очистка металлических мишеней прокаливанием приводила к уменьшению различий в электронной эмиссии для ионов с разными зарядами⁵⁹. Для относительно чистых металлов имеются сведения, что кинетическое вырывание не зависит от заряда бомбардирующей частицы^{4, 25, 76}. Можно полагать, что в тех случаях, когда скорость налетающего иона не слишком велика, его зарядовое состояние устанавливается еще до первых сильных столкновений с частицами решетки, и тогда заряд иона действительно должен сказаться лишь на потенциальном вырывании электронов. Появление на металле диэлектрических пленок может затруднить электронный обмен между налетающей частицей и твердым телом*); этим, возможно, и объясняется отмеченная выше зависимость коэффициента γ_k от заряда частиц**).

Значительное внимание уделялось также вырыванию электронов молекулярными ионами, в первую очередь ионами водорода^{25, 65, 77-79}. При этом оказалось, что для обезгаженных металлов коэффициент γ_k при $v_0 = \text{const}$ пропорционален массе молекулы, что служит подтверждением «самостоятельности» поведения каждого из ее осколков. Работа со сложными молекулярными ионами типа C_nH_m приводит авторов^{80, 81} к выводу, что при $E_0 = \text{const}$ тем больше электронов возбуждается в вакуум, чем больше частиц входит в состав молекулы. Механизм вырывания электронов подобными ионами не обсуждался.

1.6. Зависимость коэффициента γ_k от угла падения ионов на мишень. Коэффициент γ_k для поликристаллических мишеней увеличивается с ростом угла падения ионов θ и удваивается⁷¹ при увеличении θ от нуля (падение по нормали) до 60° , изменяясь приблизительно как $\sec \theta$. Аналогичные данные были получены для поликристаллической меди⁸². Более детальные исследования выполнены с монокристаллическими мишенями (см. ниже).

*) Напомним в связи с этим, что потенциальное вырывание электронов из металлов и полупроводников в результате адсорбции уменьшается.

**) В последнее время ряд исследований с пучками быстрых атомов выполнен во Франции^{188, 189}.

В работе⁵⁵ показано, что уменьшение энергии бомбардирующих ионов K^+ и Li^+ приводит к ослаблению зависимости кинетического вырывания от угла падения ионов, и при $E_0 \ll 1$ кэв эмиссия электронов почти не зависит от θ . Для монокристаллических металлических мишеней подобные исследования еще не проведены.

1.7. Распределение вторичных электронов по углам вылета. Сведения о распределении вторичных электронов по углам вылета имеются лишь для не атомно-чистых металлических мишеней^{83, 84}. В первом приближении оно описывается законом косинуса.

1.8. Распределение вторичных электронов по энергиям. Уже в первых работах по ионно-электронной эмиссии было показано, что энергии электронов обычно невелики и даже при

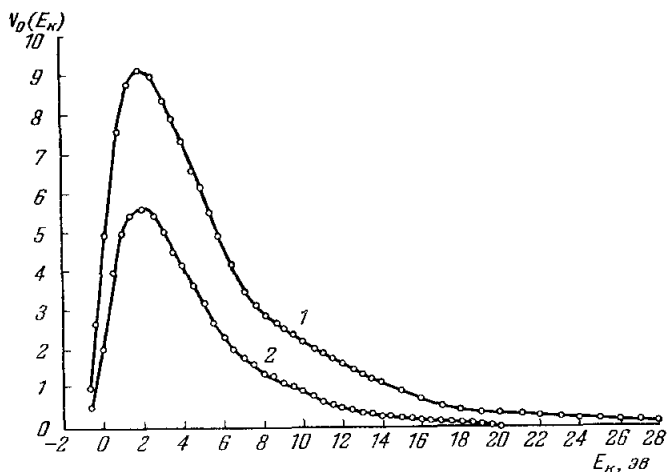


Рис. 15. Распределения по энергиям электронов, вырывающихся из молибдена ионами (1) и атомами (2) неона с $E_0 = 1,5$ кэв⁸⁶.

$E_0 \approx 10$ кэв не превышают 20—30 эв. В работах, выполненных в последние годы, было выяснено, что кривая распределения электронов по энергиям близка к максвелловской, что дало некоторым авторам право ввести понятие «температуры» возбужденного электронного газа, обычно составляющей тысячи — десятки тысяч градусов (см., например,⁸⁵). Никаких особенностей на кривой распределения электронов по энергиям не обнаруживается.

На рис. 15 показаны типичные кривые распределения по энергиям электронов, выбитых нейтральными атомами и ионами неона, бомбардирующими мишень из молибдена⁸⁶. Видно, что основная доля вторичных электронов, выбитых атомами с $E_0 = 1,5$ кэв, обладает относительно небольшими энергиями, не превышающими 10 эв. Это согласуется с данными¹¹ о кинетическом вырывании электронов ионами Ne^+ с $E_0 > 0,4$ кэв. Несомненно, что более тщательное и целеустремленное исследование распределения электронов по энергиям должно дать важные сведения для понимания механизма явления.

1.9. Статистика отдельных актов ионно-электронной эмиссии. В ряде работ, выполненных в основном немецкими учеными, изучалась «кратность» ионно-электронной эмиссии, т. е. определялось число электронов, освобождаемых отдельными бомбардирующими частицами. Согласно последним опубликованным данным^{87, 88} кривая распределения электронов несколько отличается от распределения Пуассона.

§ 2. Ионно-электронная эмиссия металлов. Монокристаллические мишени

В последние годы выполнено несколько работ с монокристаллическими металлическими мишенями.

2.1. Ионно-электронная эмиссия с разных граней монокристалла. Показано^{89, 90}, что ионно-электронная эмиссия с отдельных граней металлических монокристаллов может существенно различаться. На рис. 16 приведены кривые $\gamma(E_0)$ для монокристалла меди (ранецентрированная кубическая решетка), бомбардируемого ионами Ag^+ . Видно, что эмиссия с граней (111) и (110) при падении ионов с $E_0 > 3$ кэВ по нормали к поверхности различается более чем вдвое.

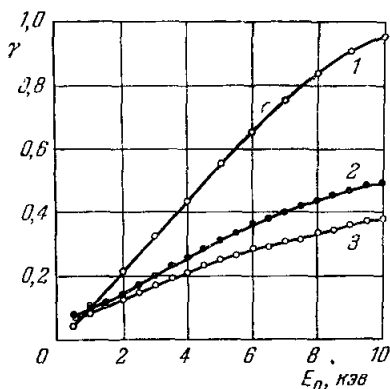


Рис. 16. Зависимость коэффициента γ монокристаллической медной мишени от энергии ионов Ag^+ ⁹⁰.

Бомбардировке подвергались грани:
1 — (111); 2 — (100); 3 — (110).

Качественно аналогичные данные были получены и при бомбардировке кристаллов Al, Mg и Ni ионами Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ и Xe^+ . Для монокристалла молибдена (объемноцентрированная кубическая решетка) различия коэффициента γ для разных граней были много меньше. Полученные результаты авторы связывают с различной «прозрачностью» кристаллической решетки в разных направлениях^{89, 91}: чем менее «прозрачна» решетка, тем больше вероятность столкновения иона с частицами тела в верхних слоях и тем больше коэффициент γ .

Тот факт, что при переходе от грани к грани значения γ могут изменяться столь сильно, представляется весьма важным. Оказывается, что упорядоченность расположения частиц в кристаллической решетке существенно влияет не только на распыление кристаллов и отражение частиц^{92, 93}, но и на ионно-электронную эмиссию и что учет этой упорядоченности и ее воздействия на характер движения первичной частицы в твердом теле является совершенно необходимым.

К сожалению, работы^{89, 90} не свободны от методических недостатков. Основной из них заключается в том, что для поддержания мишени в чистом состоянии на нее направлялся весьма интенсивный ионный пучок. Несомненно, что в процессе бомбардировки структура поверхностного слоя тела могла быть существенно искажена, и это не могло не повлиять на результаты измерений.

2.2. Зависимость коэффициента γ_k от угла падения ионов на грань монокристалла. Влияние упорядоченного расположения частиц в кристаллической решетке на движение ионов и потери ими энергии хорошо иллюстрируется также зависимостью ионно-электронной эмиссии от угла падения бомбардирующих частиц на грань монокристалла.

Впервые на немонотонный характер зависимости ионно-электронной эмиссии с металлических кристаллов от угла падения ионов было указано в работе⁹⁴. Изучение угловой зависимости эмиссии с грани (100) монокристалла меди⁸² позволило связать минимумы на кривой $\gamma(\theta)$ с направлениями, в которых кристаллическая решетка обладает наибольшей прозрачностью (направления с малыми значениями индексов Миллера). В качестве примера на рис. 17 изображена кривая $\gamma(\theta)$.

(Грань (100) монокристалла меди бомбардировалась ионами Ar^+ с $E_0 = 20$ и 30 кэв.) В дальнейшем качественно аналогичные данные были получены⁹⁵⁻¹⁰³ и для других металлических мишеней, бомбардируемых ионами различных газов.

Оказалось^{99, 103}, что немонокотность угловой зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии тем более резко выражена, чем тяжелее бомбардирующие ионы. На рис. 18 приведены экспериментальные данные¹⁰³, полученные при бомбардировке грани (111) монокристалла меди ионами инертных газов с энергиями 26 кэв. Кривые рис. 18, а, были сняты при изменении угла падения ионов θ , ионный пучок всегда находился в плоскости (110); кривые рис. 18, б были сняты при постоянном угле падения ионов на мишень $\theta = 35^\circ$ путем вращения мишени вокруг оси [111] (в этом случае изменяется лишь азимут φ).

Изучалось также влияние температуры мишени на зависимость $\gamma(\theta)$ ^{98, 190}. Как и следовало ожидать¹⁰⁰, из-за увеличения тепловых колебаний решетки при повышении температуры кривая $\gamma(\theta)$ сглаживается, однако немонокотность сохраняется вплоть до $T = 900^\circ \text{C}$. (Измерения при более высокой температуре пока не производились.)

§ 3. Ионно-электронная эмиссия диэлектриков и полупроводников

Очевидно, что для выяснения природы кинетического вырывания электронов необходимо исследовать ионно-электронную эмиссию всех трех классов твердых тел — металлов, диэлектриков и полупроводников.

Эксперименты по изучению ионно-электронной эмиссии диэлектриков имели в связи с этим принципиальное значение, поскольку они должны были ответить на вопрос, необходимы ли «свободные» электроны для появления кинетического вырывания электронов.

3.1. Возможность кинетического возбуждения связанных электронов; абсолютные значения γ_k для диэлектриков. Первые опыты в этом направлении были проведены еще в 1937 г.¹⁰⁴. Бомбардируя различные вещества ионами с энергией до 1 кэв, авторы обнаружили, что эмиссия электронов при бомбардировке кристалла NaCl вообще отсутствует, а коэффициенты ионно-электронной эмиссии γ_k для ZnO , Cu_2O и CuO при прочих равных условиях всегда меньше, чем для цинка и меди. Это привело авторов¹⁰⁴ к выводу, что ионно-электронная эмиссия обусловлена возбуждением электронов проводимости. Однако последующие исследования кинетического вырывания электронов ионами щелочных металлов из напыленных в вакууме пленок щелочно-галогенидных соединений¹⁰⁵⁻¹⁰⁹ и из оксидных пленок вольфрама и тантала¹¹⁰ поставили под сомнение правильность этого заключения. Согласно данным работ¹⁰⁵⁻¹¹⁰ коэффициенты γ_k для диэлектрических пленок оказались значительно большими, чем для чистых металлов. Было установлено^{105, 106, 110} также, что величина коэффициента γ_k монотонно растет при повышении энергии первичных ионов. К сожалению, состав и структура пленок, исследовавшихся в работах¹⁰⁵⁻¹¹⁰, не были хорошо известны и могли изменяться в процессе измерений. Поэтому количественные результаты, полученные, например, для пленок щелочно-галогенидных соединений, вряд ли можно считать характерными для самих этих соединений.

Наиболее серьезные успехи в исследовании кинетического вырывания электронов из диэлектриков были достигнуты в работах Г. М. Батано-

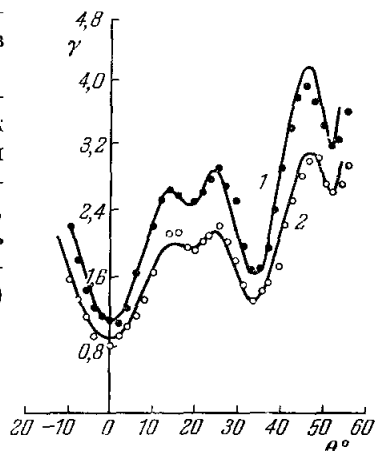


Рис. 17. Зависимость коэффициента γ грани (100) монокристалла меди от угла падения ионов Ar^+ с $E_0 = 30$ кэв (1) и 20 кэв (2)⁸².

ва ^{35, 52, 111-115}, разработавшего импульсную методику измерений ^{52, 111, 115}, а также в работах ^{36-40, 116-118}. Применение импульсной методики позволило исключить зарядку поверхности мишенной пучком положительных ионов и перейти к исследованию массивных диэлектриков, обладающих определенным составом и структурой, в частности, щелочно-галогидных монокристаллов. Кроме этого, при использовании методики коротких

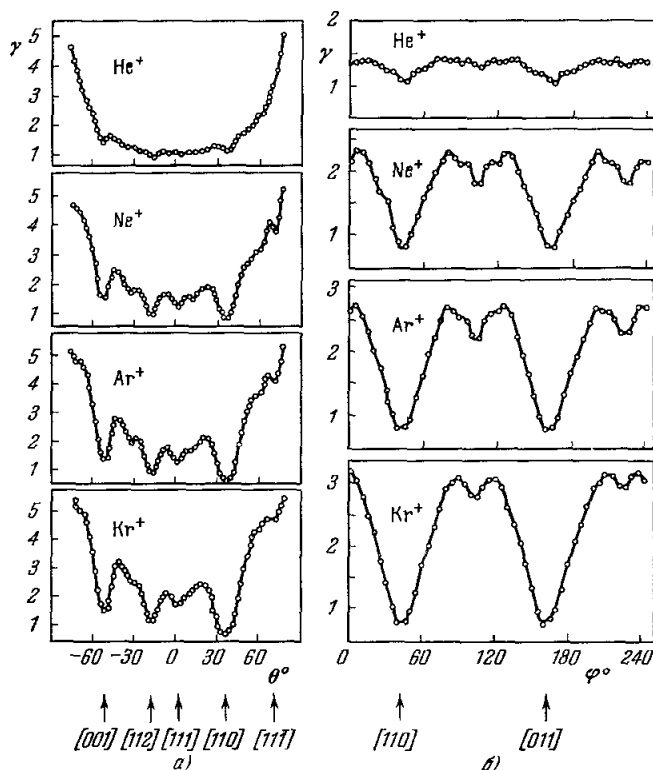


Рис. 18. Зависимость коэффициента γ грани (111) монокристалла меди, бомбардируемого ионами с $E_0 = 26$ кэв, от ориентации направления первичного пучка относительно кристаллографических осей мишени ¹⁰³. Подробности в тексте.

прямоугольных импульсов удалось свести к минимуму изменение свойств исследуемых объектов в процессе измерений, а также определить природу эмиттируемых диэлектриком частиц с отрицательным зарядом (см., например, ^{52, 113}).

В результате выполненных Батановым исследований было установлено, что коэффициенты ионно-электронной эмиссии γ_k для стекла ¹¹¹ примерно равны значениям γ_k для загрязненных металлов. Вместе с тем оказалось, что величины γ_k для сколотых на воздухе щелочно-галогидных монокристаллов, а также для алунда, керамики и мусковита значительно превышают ^{52, 112-115} соответствующие значения γ_k для загрязненных металлов. Так, например, при бомбардировке монокристалла NaCl ионами лития с $E_0 = 6$ кэв было зарегистрировано ¹¹³ значение $\gamma_k = 12$ электрон/ион. После работ Батанова существование кинетического вырывания электронов из диэлектриков, а следовательно, и возможность возбуждения связанных электронов ионами уже не могли вызывать сомнений.

3.2. Зависимость кинетического вырывания от энергии ионов. Экспериментально было установлено, что кинетическое вырывание электронов из диэлектриков, как и в случае металлов, практически отсутствует, если энергия бомбардирующих частиц не превышает некоторой пороговой энергии E'_0 ; при энергиях $E_0 > E'_0$ начинается быстрый рост γ_K с увеличением E_0 . Полученные Батановым¹¹⁴ значения E'_0 приведены в табл. I. Видно, что для всех исследованных

Таблица I

Пороговые энергии ионов E'_0 кэв

Материал	Бомбардирующие ионы					
	ионы водорода	He ⁺	Ar ⁺	Li ⁺	K ⁺	Cs ⁺
Стекло № 46	<0,1	<0,1	0,16	—	0,17	—
Мусковит	—	—	—	—	0,30	—
LiF	—	—	—	—	—	0,42
NaF	—	—	—	—	0,33	0,43
NaCl	—	—	—	0,16	0,2	0,33
KCl	—	—	—	—	0,2	—
KBr	—	—	—	—	0,14	0,3

комбинаций ион — диэлектрик величины E'_0 колеблются в пределах от 0,1 до 0,5 кэв, т. е. более чем на порядок превышают энергии связи электронов в кристаллах. Близкие к приведенным в табл. I значения E'_0 были получены и в¹¹⁸ для монокристаллов KCl, KBr и LiF, бомбардируемых ионами калия. Интересно, что величины E'_0 оказались для диэлектриков примерно на порядок меньшими, чем для тугоплавких металлов. Но как и при бомбардировке тугоплавких металлов наблюдается увеличение E'_0 с ростом массы первичного иона *). Значения E'_0 для полупроводников (германий, кремний), обстреливаемых ионами калия и цезия, равны, согласно^{116, 119}, 0,5—1 кэв.

Как и для металлов, зависимость коэффициента γ_K полупроводников и диэлектриков от энергии первичных частиц линейна в некотором интервале энергий $E_0 > E'_0$, причем значения $\frac{d\gamma_K}{dE_0}$ для последних могут достигать 2—5 электрон/ион·кэв (см., например,¹¹⁴). Однако интервал энергий, в котором зависимость $\gamma_K(E_0)$ подчиняется линейному закону, оказался для диэлектриков более узким, чем для прогретых в вакууме тугоплавких металлов и полупроводников^{114, 118}. Типичные кривые $\gamma_K(E_0)$, полученные для монокристалла KCl¹¹⁸, бомбардируемого ионами калия, приведены на рис. 19 (кривые 1 и 2). Кривая 1 была снята при нормальном падении ионов на грань (100), а кривая 2 — при падении ионов на эту же грань монокристалла под углом $\theta = 62^\circ$ (угол θ отсчитывался от нормали к поверхности, пучок ионов лежал в плоскости (001)). На этом же рисунке кривой 3 (правый масштаб) изображена зависимость $\gamma_K(E_0)$, полученная при бомбардировке ионами калия поликристаллической ниобиевой мишени ($\theta = 0$). Следует отметить, что при обстреле ионами калия стекла № 46 и мусковита отступления зависимости $\gamma_K(E_0)$ от линейного закона

*) В работах^{114, 118} предпринимались также попытки установить зависимость E'_0 от сорта ионов, входивших в состав кристалла, и от минимальной энергии связи электронов в кристалле $e\chi + \Delta E$ ($e\chi$ — энергия электронного сподства, ΔE — ширина запрещенной зоны). Однако обнаруженные при этом зависимости нельзя считать окончательно установленными из-за сравнительно малого числа исследованных объектов и из-за отсутствия надежных данных о величинах $e\chi$ для большинства кристаллов.

также наблюдались уже при энергиях $E_0 \sim 1-1,5$ кэв, причем в области больших энергий линейной становилась зависимость $\gamma_K(v_0)$ ¹¹⁴. Линейная зависимость коэффициента кинетического вырывания электронов от скорости бомбардирующих частиц наблюдалась¹¹¹ для стекла № 46 также и при бомбардировке легкими ионами (водород, гелий). При этом опять-таки было установлено, что замедление роста γ_K с увеличением скорости падающих частиц наблюдается уже при $v_0 \sim 4-6 \cdot 10^7$ см/сек, т. е. значительно раньше, чем у металлов, для которых линейность функции $\gamma_K(v_0)$ сохраняется²⁵ по крайней мере до скоростей $v_0 \sim 2 \cdot 10^8$ см/сек.

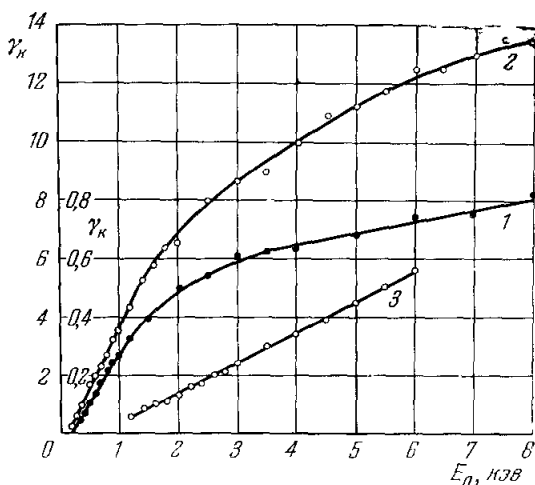


Рис. 19. Зависимость коэффициента γ грани (100) монокристалла KCl от энергии ионов K^+ , направляемых на поверхность по нормали $\theta = 0$ и под углом $\theta = 62^\circ$ (кривые 1 и 2 соответственно левый масштаб). Кривая 3 (правый масштаб) — то же для поликристаллического ниобия¹¹⁸.

обстреливаемого различными ионами с энергией 0,6 кэв. Видно, что наибольшее вырывание производят самые легкие ионы, а именно протоны. Значительное вырывание электронов наблюдается также и при бомбардировке ионами гелия. Но в этом случае возможно также заметное потенциальное вырывание электронов, поэтому значение γ_K , обусловленное только кинетической энергией иона гелия, должно быть несколько меньше, чем указанное на графике значение γ . Интересно, что коэффициенты ионно-электронной эмиссии γ при бомбардировке ионами калия и аргона приблизительно одинаковы и составляют $\sim 0,7$ электрон/ион. Так как ионы аргона не могут вызвать интенсивную потенциальную эмиссию, следует сделать вывод, что кинетическое вырывание электронов ионами K^+ и Ar^+ с NaCl одинаково, как и в случае металлов^{4, 16}. Это же наблюдается и для других кристаллов. Так, при бомбардировке ионами калия и аргона с энергией 0,6 кэв кристаллов КВг значения γ составляют примерно 1 эл/ион; для LiF они значительно меньше и равны $\sim 0,3$ электрон/ион³⁹.

3.4. Влияние температуры мишеней на значения γ_K . Разноречивыми оказались сведения, полученные о зависимости коэффициентов ионно-электронной эмиссии диэлектриков от тем-

пературы бомбардирующих частиц наблюдалась¹¹¹ для стекла № 46 также и при бомбардировке легкими ионами (водород, гелий). При этом опять-таки было установлено, что замедление роста γ_K с увеличением скорости падающих частиц наблюдается уже при $v_0 \sim 4-6 \cdot 10^7$ см/сек, т. е. значительно раньше, чем у металлов, для которых линейность функции $\gamma_K(v_0)$ сохраняется²⁵ по крайней мере до скоростей $v_0 \sim 2 \cdot 10^8$ см/сек.

3.3. Зависимость кинетического вырывания от сорта бомбардирующих частиц. На рис. 20 приведен график $\gamma(A)$, построенный по данным^{38, 39, 115} для монокристалла NaCl,

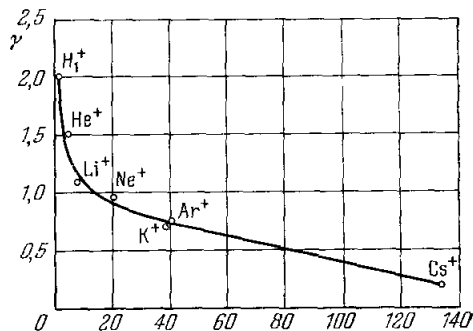


Рис. 20. Зависимость коэффициента γ грани (100) монокристалла NaCl от массы бомбардирующих частиц^{38, 39, 115}.

Ионы H_1^+ , He^+ , Li^+ , Ne^+ , K^+ , Ar^+ и Cs^+ с $E_0 = 0,6$ кэв направлялись по нормали к поверхности.

пературы. Согласно ¹¹³⁻¹¹⁵ изменение температуры щелочно-галогидных кристаллов от 20° С до 400° С не приводит к изменению величины γ_k . Однако в выполненных несколько позже исследованиях ^{39, 116, 191} было обнаружено, что повышение температуры щелочно-галогидных монокристаллов, бомбардируемых ионами калия и водорода, сопровождается уменьшением ионно-электронной эмиссии, которое тем существеннее, чем выше энергия бомбардирующих частиц.

Наличие температурной зависимости γ_k может быть вызвано как потерями энергии возбужденными электронами в электрон-фоонных столкновениях, так и изменением состояния поверхности обстреливаемого кристалла *). Наблюдавшаяся в ^{116, 191} неизменность коэффициентов положительной и отрицательной ионно-ионной эмиссии при увеличении температуры от 20° С до 400° С, а также тот факт, что уменьшение γ_k оказывается тем существеннее, чем больше энергия первичных ионов, свидетельствуют в пользу первого предположения. Наконец, в ¹⁹¹ было обнаружено, что зависимости $\gamma_k(T)$ являются обратимыми и что уменьшение γ_k при повышении температуры образцов зависит от ориентации векторов скоростей первичных частиц относительно главных осей кристалла. Согласно работе ¹⁹¹, чем ближе направление падения ионов к нормальному и чем прозрачнее соответствующее кристаллографическое направление (больше глубина проникновения ионов), тем сильнее уменьшаются величины γ_k при повышении температуры. Эти особенности также естественно объяснить изменением энергетических потерь при рассеянии возбужденных электронов на колебаниях решетки.

Наличие температурной зависимости коэффициента γ_k , обусловленной электрон-фоонным взаимодействием, имеет принципиальное значение, поскольку оно указывает на объемный характер явления кинетического вырывания электронов.

3.5. Распределение вторичных электронов по энергиям. Некоторые указания в пользу объемного характера явления дают также и исследования спектра вторичных электронов. В работах ^{52, 116} было установлено, что по мере увеличения энергии бомбардирующих частиц максимальные энергии вторичных электронов**) возрастают, но доля быстрых электронов по отношению к полному числу вторичных уменьшается. Такое изменение энергетического распределения естественно объяснить тем, что при увеличении энергии первичных частиц возрастает число электронов, возбуждаемых на все большей и большей глубине от поверхности. Зарожденные в объеме вторичные электроны при движении к поверхности теряют часть своей кинетической энергии и выходят в вакуум сравнительно медленными.

Анализ кривых распределения по энергиям электронов, выбитых из кристалла KCl ионами He⁺ (см. рис. 10), показывает, что в этом случае электроны, вырываемые в результате нейтрализации ионов, являются более быстрыми, чем электроны, возбуждаемые за счет их кинетической энергии ⁴⁰.

3.6. Зависимость γ_k от угла падения ионов.

а. Диэлектрики. Как и при бомбардировке металлических монокристаллов, кинетическое вырывание электронов из диэлектриков

*) Бомбардировка щелочно-галогидных монокристаллов ионами калия ¹¹⁶ и водорода ³⁹ производилась в направлении (100), и поэтому «температурное» изменение «прозрачности» монокристалла за счет тепловых колебаний атомов должно было бы привести к зависимости $\gamma_k(T)$, противоположной той, которая наблюдалась на опыте.

**) При бомбардировке щелочно-галогидных монокристаллов ионами калия с энергией от 0,4 до 3 кэв максимальные энергии вторичных электронов составляют ⁵² 7,5—10 эв.

оказалось зависящим от угла падения и от ориентации пучка бомбардирующих частиц относительно кристаллографических осей мишени^{39, 117, 118}. Типичные зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_k от угла падения ионов θ , полученные¹¹⁷ при бомбардировке монокристалла КВг ионами калия с энергиями 6, 4, 2 и 1 кэв, приведены на рис. 21. Угол $\theta = 0$ соответствует нормальному падению ионов на грань (100) монокристалла. Из графика видно, что зависимости $\gamma_k(\theta)$ немонокотонны: при углах падения, близких к $0, \pm 26$ и $\pm 45^\circ$, наблюдаются минимумы

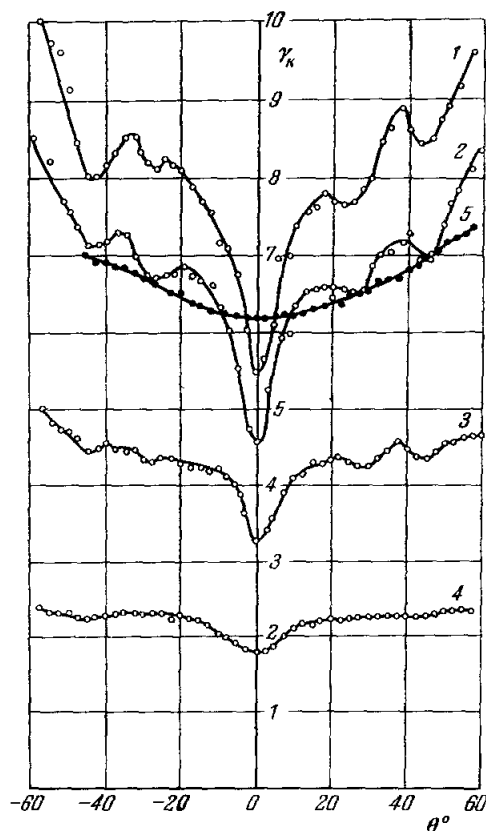


Рис. 21. Зависимость коэффициента γ_k грани (100) монокристалла КВг от угла падения ионов калия.

Энергия ионов: 1 — 6 кэв; 2 — 4 кэв; 3 — 2 кэв; 4 — 1 кэв. Кривая 5 — для напыленной пленки КВг и $E_0 = 4$ кэв^{117, 118}.

эмиссии электронов. При этих углах падения направления движения падающих частиц совпадают с кристаллографическими направлениями [100] ($\theta = 0^\circ$), [210] ($\theta = \pm 26^\circ$) и [110] ($\theta = \pm 45^\circ$). Самый глубокий минимум соответствует направлению [100], которое является наиболее «прозрачным» в решетке бромистого калия. На этом же рисунке кривой 5 изображена зависимость $\gamma_k(\theta)$ для поликристаллической пленки КВг¹¹⁸ (ионы K^+ , $E_0 = 4$ кэв). Аналогичные результаты были получены также и при обстреле ионами калия монокристаллов KCl и LiF^{39, 118}.

Из рис. 21 видно, что при увеличении угла падения первичных ионов на поверхность монокристалла имеется общая тенденция роста γ_k . Такой вид зависимости $\gamma_k(\theta)$ может быть легко объяснен¹¹⁸, если допустить, что распределение скоростей возбужденных электронов в пространстве изотропно и что толщина слоя, из которого электроны еще могут выйти в вакуум, меньше максимальной глубины их образования в кристалле. Действительно, в этом случае возрастание угла падения ионов должно сопровождаться также и увеличением числа неупругих столкновений,

происходящих в слое, ответственном за вторичную эмиссию, а значит, и увеличением γ_k . С понижением энергии бомбардирующих частиц уменьшается максимальная глубина образования вторичных электронов, и рост коэффициента γ_k с увеличением θ должен замедляться, что и наблюдается на опыте (см. рис. 21). Этими же причинами можно объяснить и несколько различный ход зависимостей $\gamma_k(E_0)$, полученных при разных углах падения ионов на мишень (см. рис. 19, кривые 1 и 2). Чем меньше угол θ , тем больше толщина приповерхностного слоя, в котором происходит торможение бомбардирующей частицы, и, следовательно, тем медленнее должно происходить увеличение числа эмиттируемых электронов с ростом энергии первичных ионов.

Следует отметить, что сам факт существования немонотонной угловой зависимости $\gamma_k(\theta)$ свидетельствует в пользу объемного механизма возбуждения электронов¹¹⁸. Действительно, если бы ионно-электронная эмиссия была обусловлена возбуждением электронов, локализованных на поверхностных уровнях, то функция $\gamma_k(\theta)$ могла бы быть немонотонной лишь в результате немонотонной зависимости коэффициентов катодного распыления и ионно-ионной эмиссии от ориентации пучка первичных частиц относительно кристаллографических осей (возбуждение электронов из поверхностных состояний рассеянными ионами и выбитыми из узлов частицами решетки, движущимися из объема кристалла в вакуум). Однако коэффициенты положительной ионно-ионной эмиссии K_+ и отрицательной ионно-ионной эмиссии K_- монокристалла КВг, бомбардируемого ионами калия с энергией 6 кэв, изменяются¹¹⁶ при увеличении угла падения от 0 до 20° лишь от 0,3 до 0,5 и от 0,075 до 0,14, а энергии вторичных ионов, как правило, не превосходят 20 эв¹¹⁵, т. е. значительно меньше пороговой энергии E_0 для кинетического вырывания электронов. Отсюда видно, что при варьировании угла падения первичных частиц изменения числа электронов, возбуждаемых из поверхностных состояний вторичными ионами, должны быть на несколько порядков ниже наблюдаемых на опыте. Аналогичным образом обстоит дело и с возбуждением электронов из поверхностных состояний распыленными атомами (по данным работы¹²⁰ при нормальном падении ионов аргона с энергией 6 кэв на грань (100) монокристалла КВг коэффициент катодного распыления равен $\sim 0,6-0,7$).

Таким образом, всю совокупность собранных к настоящему времени экспериментальных данных по кинетическому вырыванию электронов из диэлектриков можно объяснить лишь в том случае, если исходить из объемного характера явления. Иными словами, можно утверждать, что возбуждение электронов из валентной зоны диэлектрика дает, если не основной, то по крайней мере существенный вклад во вторичную электронную эмиссию.

Следует отметить, что в работах В. М. Ловцова, а затем в исследованиях, выполненных Л. П. Мороз и А. Х. Аюхановым¹²¹⁻¹²⁴, было показано, что ионно-электронная эмиссия напыленных в вакууме пленок щелочно-галогидных соединений также является объемным эффектом. В¹²⁴ удалось даже оценить эффективную глубину выхода возбужденных ионами вторичных электронов, которая оказалась в 1,3—1,4 раза меньше, чем глубина выхода электронов при вторичной электронной эмиссии¹²⁵.

б. Полупроводники. В¹²⁶ было обнаружено, что ионно-электронная эмиссия монокристалла германия также определяется ориентацией пучка бомбардирующих частиц относительно главных осей кристалла (см. рис. 25, а). При этом было установлено, что хотя кинетическое вырывание электронов из германия ионами калия и является объемным эффектом, в вакууме могут выходить лишь электроны, возбужденные в первых приповерхностных слоях мишени (для монокристалла германия, покрытого аморфным слоем окисла, $\gamma_k \sim \sec \theta$). Убывание коэффициента γ_k при приближении направления движения ионного пучка к прозрачным кристаллографическим направлениям [110], [111] и [112] не удается объяснить уменьшением полного числа возбужденных электронов, ибо в этом случае происходит как раз обратное (см. раздел IV). Уменьшение γ_k по мере приближения ионного пучка к кристаллографическим направлениям с малыми индексами Миллера¹²⁶, по-видимому, обусловлено уменьшением числа электронов, возбуждаемых в приповерхностном слое, из которого еще возможен их выход в вакуум. Это может быть вызвано как уменьшением числа электронов, возбуждаемых

первичной частицей на единице длины вдоль ее траектории, так и уменьшением длины пути, проходимого частицей в этом приповерхностном слое. Второй причиной, вызывающей убывание γ_k , по всей вероятности, может быть уменьшение числа быстрых возбужденных электронов в результате уменьшения числа «близких» соударений с атомами решетки (имеются в виду столкновения с малыми прицельными параметрами). Некоторые дополнительные сведения о возбуждении и кинетическом вырывании электронов ионами, которые удалось получить при совместном исследовании радиационной проводимости и ионно-электронной эмиссии, мы сообщим в разделе IV.

Проведенные к настоящему времени исследования кинетического вырывания электронов из монокристаллов позволяют утверждать^{117,128}, что зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_k от направления движения бомбардирующих частиц должна быть присуща всем без исключения монокристаллам независимо от их электропроводности и типа химической связи.

3.7. Основные различия ионно-электронной эмиссии металлов, диэлектриков и полупроводников и их качественное объяснение. Основные отличия в закономерностях кинетического вырывания электронов сводятся к тому, что величины коэффициентов γ_k при бомбардировке диэлектриков положительными ионами значительно больше, а величины пороговых энергий E_0' примерно в 10 раз меньше, чем для тугоплавких металлов. Очевидно, что эти отличия могут быть обусловлены как различиями в условиях возбуждения электронов, так и разными условиями их движения в твердом теле и выхода в вакуум. Согласно¹¹⁴ значения пороговых энергий ионов определяются лишь условиями возбуждения, поскольку энергетические потери электронов на пути к поверхности и величина потенциального порога на границе твердое тело — вакуум должны влиять лишь на изменение полного числа эмиттируемых электронов. Исходя из этого предположения, Г. М. Батанов объяснил^{114, 115} и существование пороговых энергий ионов, значительно превышающих энергии связи электронов в кристаллах, и десятикратное различие пороговых энергий для металлов и диэлектриков на основе теории электронных переходов в квазимолекуле, образующейся при столкновении бомбардирующего иона с одним ионом или атомом твердого тела.

Различия в величинах γ_k для металлов, полупроводников и диэлектриков в значительной степени обусловлены различиями в механизмах потерь энергии возбужденными электронами и в условиях выхода в вакуум^{113, 119}. Поскольку концентрация электронов в зоне проводимости диэлектрика и (как правило) полупроводника чрезвычайно низка, взаимодействием возбужденных электронов с ними можно пренебречь (исключается эффективный механизм потерь энергии, имеющий место в случае металлов). Поэтому основными механизмами потерь энергии в случае диэлектриков и полупроводников будут электрон-фоонные взаимодействия и возбуждение связанных (третичных) электронов. Очевидно, что чем меньше высота потенциального порога $e\chi$ на границе твердое тело — вакуум, тем большее число электронов, возбужденных ионами в зону проводимости, сможет выйти из кристалла. Кроме того, чем меньше $e\chi$ по сравнению с шириной запрещенной зоны ΔE , тем больше должна быть доля возбужденных электронов, имеющих кинетическую энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера на границе твердого тела, но недостаточную для возбуждения третичных электронов из валентной зоны (снижается роль второго эффективного механизма потерь энергии). Наконец, если $e\chi \ll \Delta E$, то энергии и вторичного (возбужден-

ного ионом), и третичного (возбужденного вторичным электроном) электронов могут после акта ударной ионизации оказаться больше $e\chi$; в результате этого может произойти даже увеличение числа эмиттируемых в вакуум электронов. Таким образом, чем лучше выполняется неравенство $e\chi < \Delta E$ и чем меньше абсолютная величина $e\chi$, тем больше должны быть наблюдаемые значения коэффициентов ионно-электронной эмиссии γ_K . Анализ имеющихся экспериментальных данных подтверждает правильность последнего заключения. Коэффициенты ионно-электронной эмиссии возрастают, согласно литературным данным, в следующей последовательности: германий¹¹⁹, кремний¹¹⁶, стекло № 46¹¹¹, щелочно-галогидные монокристаллы^{52, 116}. Именно такую последовательность и следовало бы ожидать согласно табл. II.

Представляет интерес^{116, 118} сопоставление значений коэффициентов γ_K для щелочно-галогидных монокристаллов с такой важнейшей

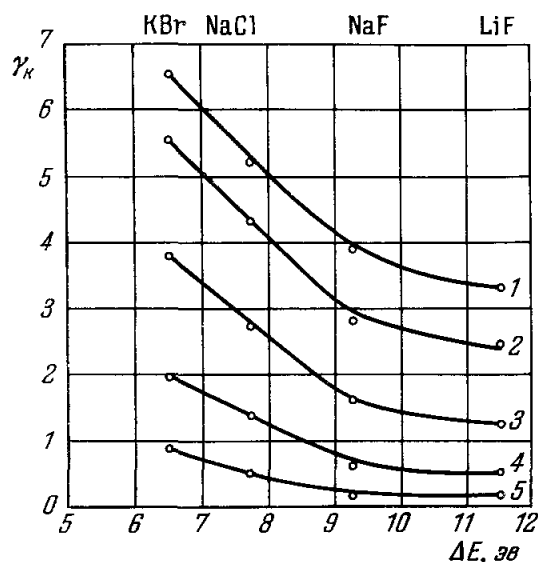


Рис. 22. Связь между значениями коэффициента γ_K и шириной запрещенной зоны ΔE для щелочно-галогидных кристаллов¹¹⁶.

Бомбардировка производилась ионами калия.
1 — $E_0 = 6$ кэВ; 2 — 4 кэВ; 3 — 2 кэВ; 4 — 1 кэВ;
5 — 0,5 кэВ.

симось $\sigma(\Delta E)$, причем значения σ для KCl опять-таки оказались аномально высокими.

Таблица II

Значения ΔE и $e\chi$ некоторых материалов

	ΔE (эВ)	$e\chi$ (эВ)
Германий . .	0,66	4
Кремний . . .	1,1	4
Стекло № 46	~4,5	3÷4
Щелочно-галогидные соединения	6,5÷11,5	0÷1

характеристикой их зонной структуры, как ширина запрещенной зоны ΔE . Оказалось (рис. 22), что увеличение ΔE при переходе от KBr к NaCl, NaF и LiF действительно сопровождается уменьшением коэффициентов γ_K . Поскольку величины γ_K в значительной степени определяются энергиями электронного сродства $e\chi$, в¹¹⁶ было сделано предположение, что значения $e\chi$ для указанных кристаллов, по-видимому, очень близки. Величины γ_K для монокристалла KCl не укладываются на кривую $\gamma_K(\Delta E)$, что по всей вероятности связано с малостью $e\chi$ у KCl по сравнению с остальными исследованными монокристаллами. В связи с этим следует отметить, что и для коэффициентов вторичной электронной эмиссии σ наблюдалась¹²⁷ аналогичная зави-

§ 4. Теория кинетического вырывания электронов

Единой общепринятой точки зрения на механизм кинетического вырывания электронов нет. Поскольку обзор довольно многочисленных исследований, выполненных ранее, можно найти в работах^{6, 128}, мы остановимся здесь лишь на двух основных гипотезах о механизме явления,

обсуждаемых в настоящее время. Одна из них объясняет ионноэлектронную эмиссию возбуждением ионом связанных электронов, тогда как другая — возникновением в твердом теле плазменных колебаний.

Следуя авторам работ ^{129, 130}, можно попытаться рассмотреть кинетическую эмиссию электронов как результат ударной ионизации атомов поверхностного слоя твердого тела. В этом случае процессы, происходящие при бомбардировке поверхности ионами, представляются следующим образом ¹⁶. Сближаясь с атомом (или ионом) мишени, бомбардирующая частица замедляется, в результате чего по крайней мере часть энергии ее поступательного движения переходит в потенциальную энергию деформированных электронных оболочек. Если последняя столь велика, что возмущенное состояние одного из электронов системы окажется на уровне, соответствующем квазинепрерывному спектру незанятых состояний в твердом теле, то этот электрон может уйти из области сталкивающихся частиц. Тем самым часть кинетической энергии иона будет затрачена на неупругий процесс. То обстоятельство, что для этого процесса необходимо достаточно сильное возмущение системы, объясняет существование энергетического порога ионно-электронной эмиссии. «Свободные» электроны участия в этом процессе не принимают, так как предполагается, что при взаимодействии с ионами, обладающими энергией порядка нескольких kT , им не может быть сообщена скорость, достаточная для ухода из твердого тела.

Относительно природы выходящих в вакуум электронов можно сделать два предположения. Это могут быть именно те электроны системы ион — «атом» мишени, которые при столкновении получили энергию, достаточную для ухода в вакуум (непосредственное возбуждение). Но кроме того, можно, вообще говоря, ожидать появления вторичной эмиссии и за счет двухэтапного механизма, уже с участием свободных электронов ^{16, 131}: непосредственно возбуждаемый электрон оказывается на уровне Ферми (или близком к нему), а уровень, освободившийся в результате его ухода, заполняется затем каким-либо электроном зоны проводимости с сообщением выделяющейся энергии эффектом Оже другому электрону, который и получает тем самым возможность покинуть твердое тело (процесс аналогичен рассмотренному ранее ¹³²). Очевидно, что второй механизм может иметь место далеко не всегда и, в частности, вряд ли будет происходить в диэлектриках и полупроводниках, бомбардируемых не очень быстрыми ионами.

Основной проблемой, не решенной по сей день, является способ расчета энергии, теряемой ионом в неупругом процессе. В современных теориях авторы ^{91, 131} пользуются методом, предложенным О. Б. Фирсовым ¹³³, рассматривавшим ионно-атомные столкновения. При этом энергия возбуждения системы δE связывается с своеобразным «разогреванием» электронных облаков сталкивающихся частиц за счет ассимиляции ими энергии поступательного движения ядер (статистическая модель).

В теории ¹³¹ рассматривается возбуждение связанных электронов твердого тела на уровень Ферми и выше. Переданная электронам энергия определяется формулой

$$\delta E(p, E) = \frac{\hbar v}{\pi a_H^2} (Z_1 + Z_2)^2 \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\left[1 - \frac{V(r)}{E} \right] dr}{\sqrt{1 - \frac{V(r)}{E} - \frac{p^2}{r^2}}} \int_{r/2}^{\infty} \frac{\Phi(\rho) d\rho}{\rho}, \quad (16)$$

где E и v — энергия иона в системе центра масс и его скорость; $a_H = \frac{\hbar^2}{me^2}$ — боровский радиус; Z_1 и Z_2 — заряды ядра иона и атома мишени соответственно; $r_{\min}$ — расстояние наибольшего сближения ядер в акте соударения; p — параметр столкно-

вения; $V(r)$ — потенциал отталкивания, действующий между атомами на малых расстояниях; $\varphi(\rho)$ — функция Томаса — Ферми.

Допустив возможность возбуждения в акте столкновения более чем одного электрона, можно оценить сечение σ такого процесса по формуле

$$\sigma(v_0) = 2\pi \int \frac{\delta E}{J} p dp, \quad (17)$$

где J — некоторый средний потенциал возбуждения.

Тогда с учетом глубины зарождения возбужденного электрона для коэффициента кинетической эмиссии можно написать следующее выражение:

$$\gamma_K = \int_0^{x_{\Pi}} \sigma(v) w N e^{-\frac{x}{\lambda}} dx, \quad (18)$$

где N — число атомов в 1 см³ металла; x_{Π} — глубина, на которой ион еще сохраняет способность ионизовать; λ — длина пробега электронов в твердом теле, а w — вероятность выхода возбужденного электрона из металла. Детальный расчет w практически невозможен, ибо неизвестно, в первую очередь, энергетическое распределение возбужденных электронов. Для его оценки приходится сделать ряд довольно произвольных допущений и воспользоваться сведениями о потенциальном вырывании электронов ионами инертных газов¹¹. Расчет по формуле (18) качественно передает вид зависимости $\gamma_K(E_0)$ и некоторые другие характерные черты явления.

Попытку учесть влияние упорядоченности структуры кристалла на ионно-электронную эмиссию предприняли авторы работы⁹¹. Чтобы избежать трудностей, связанных с учетом глубины зарождения вторичных электронов, их энергии, вероятности выхода и т. п., они использовали модель одиночного соударения, записывая

$$\gamma_K^{(hkl)}(E_0) = k \int_0^{r_{\max}^{(hkl)}} n_e(p, \delta E) R^{(hkl)}(p) dp, \quad (19)$$

где $\gamma_K^{(hkl)}$ — коэффициент вторичной эмиссии при бомбардировке грани (hkl) пучком ионов, направленных по нормали к поверхности; δE — энергия, идущая на неупругий процесс; n_e — число электронов, освобождаемых в результате столкновения с параметром удара p , в котором теряется энергия δE ; $R^{(hkl)}(p)/p$ — вероятность того, что столкновение на поверхности (hkl) произойдет с параметром удара p , который не может быть больше некоторой величины $p_{\max}$, определяемой геометрическими факторами и зависящей от вида грани. Коэффициент k является константой, не зависящей от структуры бомбардируемой поверхности.

Плотность вероятности столкновения с заданным параметром удара $R^{(hkl)}(p)$ может быть определена из геометрических представлений. Наилучшее соответствие теоретического расчета экспериментальным данным получается в том случае, когда учитываются лишь столкновения с наименьшими параметрами удара как с самыми поверхностными атомами, так и с атомами более глубокого слоя. Изменение направления движения первичной частицы после соударения в расчет не принимается, поскольку используется модель одиночного удара.

Основной задачей является расчет величины δE и связанной с ней n_e . Потеря энергии на неупругие процессы рассчитывается по формуле, подобной (16), но (в отличие от¹³¹) верхние пределы интегралов считаются ограниченными. Если второй интеграл («электронный») относительно слабо зависит от верхнего предела, так что его можно считать одинаковым для разных граней, то первый («динамический») интеграл оказывается очень резко зависящим от характера грани. Верхний предел этого интеграла $r_{\max}$ определяется как структурой грани, так и параметром удара. Авторы не смогли добиться соответствия расчетных кривых экспериментальным данным, используя тот же потенциал, что и в работе¹³¹. Для подгонки теории к эксперименту им потребовалось воспользоваться потенциалом типа Борна — Майера.

Рассчитав значения δE для основных плоскостей грани- и объемноцентрированных кубических решеток и воспользовавшись данными работы¹³⁴, можно оценить значение n_e . При этом считается, что возбуждаются электроны бомбардирующей частицы (расчеты выполнялись для ионов аргона). В итоге авторам удается получить данные, которые качественно передают ход экспериментальных кривых $\gamma_K(E_0)$ для разных граней металлических монокристаллов⁹⁰.

В теории⁹¹ большая роль отводится заряду частицы в момент соударения с «атомом» мишени, ибо он влияет на характер взаимодействия и, следовательно, вид потенциала отталкивания. Неясно, однако, насколько это обстоятельство существенно в действительности. Судить о заряде атомной частицы, движущейся в твердом теле с энергией в несколько кэв, вообще очень трудно. Кроме того, потенциал взаимодей-

ствия при тесном сближении частиц явно определяется не только самой внешней оболочкой и зарядом частицы. С точки зрения данной теории вырывание электронов ионами Ag^+ и K^+ должно быть разным, тогда как во всяком случае для поликристаллических мишеней эти ионы обеспечивают одинаковую кинетическую эмиссию ^{4,16}. Кроме того, ввиду перехода к модели одиночного соударения данную теорию вряд ли можно считать прогрессивной.

Попытки объяснить немонотонность угловой зависимости ионно-электронной эмиссии предпринимались и ранее ⁸². Обратив внимание на аналогию между соответствующими кривыми для ионно-электронной эмиссии и катодного распыления, авторы использовали теоретическую работу ¹³⁵ для вычисления ионно-электронной эмиссии, а затем и ее температурной зависимости ¹⁰⁰, что позволило получить кривую, весьма близкую к экспериментальной.

Совсем недавно опубликована работа ¹³⁶, в которой предлагается вариант теории ¹³¹ с учетом влияния анизотропии кристалла на кинетическое вырывание электронов ионами. Автор ¹³⁶ показал, что экранирование нижних (глубоких) атомных слоев вышележащими действительно должно привести к наблюдавшимся на опыте ⁸² немонотонным зависимостям $\gamma_k(\theta)$. В этой работе теоретически оценено также происходящее при увеличении температуры монокристалла «сглаживание» функции $\gamma_k(\theta)$ за счет тепловых колебаний атомов.

Пужно отметить, что ни в одной из теоретических работ ^{91, 131, 136}, развивающих гипотезу о возбуждении связанных электронов, не анализируется детально сам механизм возбуждения. Попытки понять процесс возбуждения электронов при тесном соударении атомных частиц с энергией в сотни эв — десятки кэв предпринимаются в некоторых работах по изучению атомных столкновений, но окончательное решение задачи является делом будущего.

Иная точка зрения на механизм возбуждения электронов при ионной бомбардировке твердых тел была высказана в 1962 г. М. М. Бредовым. Он предположил, что ионно-электронная эмиссия появляется в результате плазменных колебаний, возникающих в твердом теле вследствие проникновения иона в его поверхностный слой. Аналогичную точку зрения высказали авторы работы ²⁶. На то, что эмиссия электронов может быть обусловлена выходом на поверхность плазменных волн, указывается также в работе ^{100, 137}. Однако математическая разработка вопроса пока отсутствует, и трудно судить, сколь плодотворной является эта гипотеза.

Резюмируя сказанное выше, можно отметить, что при бомбардировке поверхностей атомными частицами с энергией порядка кэв, как правило, происходит возбуждение электронов и наблюдается эмиссия их в вакуум. Количество вторичных электронов (достигающее в отдельных случаях десятков электронов на каждую бомбардируемую частицу с энергией $E_0 \lesssim 10$ кэв) существенно зависит от свойств бомбардируемого вещества, природы и энергии ионов, а также угла их падения на мишень. Наблюдается порог ионно-электронной эмиссии, который составляет ~ 1 кэв и выше для металлов, бомбардируемых любыми ионами, кроме легчайших (водород, гелий), и намного меньше для диэлектриков типа щелочно-галогидных солей. Явление носит объемный характер, о чем убедительно свидетельствуют зависимость коэффициента γ_k от угла падения ионов на монокристаллические образцы и другие опыты. Несомненно, что электроны, эмиттируемые в вакуум, составляют лишь небольшую часть всех возбужденных электронов. До настоящего времени нет теории, которая объяснила бы явление, исходя из детальной физической модели основного механизма возбуждения электронов.

IV. РАДИАЦИОННАЯ (ИНДУЦИРОВАННАЯ) ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ

Исследование ионно-электронной эмиссии не может дать достаточно полных и точных сведений о возбуждении электронов, поскольку в этом случае регистрируются лишь те из них, которые сумели преодолеть потенциальный порог на границе твердое тело — вакуум. Вероятность же выхода электрона в вакуум определяется многими параметрами (глубина

возбуждения, первоначальное направление вектора скорости, начальная энергия, рассеяние и потери энергии на пути к поверхности, величина энергетического порога) и поэтому не может быть точно вычислена. В связи с этим для изучения возбуждения электронов в твердом теле тяжелыми атомными частицами было целесообразно привлечь другие вторичные явления, исследование которых позволяло бы определять полное число электронов, возбуждаемых в веществе тормозящимися ионами и атомами. К таким явлениям можно отнести, в частности, радиационную (индуцированную) проводимость, возникающую при бомбардировке полупроводников ионами или атомами, которая впервые была обнаружена¹³⁸ для германия и затем исследовалась в работах^{139-143, 39}.

§ 1. Электропроводность твердых тел при облучении потоками атомных частиц

В общем случае электропроводность полупроводника, бомбардируемого атомными частицами, может изменяться вследствие целого ряда причин. Во-первых, быстрая движущаяся частица может, передав часть своей кинетической энергии связанному электрону полупроводника, перевести его в зону проводимости. Мы будем считать, что в каждом акте возбуждения образуется два избыточных носителя тока: электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне, и предположим, что концентрация примесных центров в полупроводнике мала, а потому они не участвуют в процессе возбуждения. Во-вторых, избыточные носители тока могут создаваться в полупроводнике за счет потенциальной энергии системы ион — твердое тело¹⁴⁰ аналогично тому, как это происходит при потенциальном вырывании электронов. Увеличение электропроводности кристалла вследствие кинетического или потенциального возбуждения связанных электронов мы и будем называть радиационной (индуцированной) проводимостью.

Кроме этого, электропроводность твердых тел, бомбардируемых атомными частицами, может изменяться вследствие теплового разогрева решетки, а также в результате образования и накопления в кристалле радиационных дефектов (например, дефектов Френкеля) и дефектов внедрения (внедлившиеся в объем частицы первичного пучка).

Для того чтобы регистрировать радиационную проводимость, а не изменения электропроводности вследствие разогрева или образования дефектов, в работах^{138-143, 39} использовалась импульсная методика измерений. Поток первичных ионов модулировался прямоугольными импульсами с длительностью, в 3—4 раза превышающей время жизни неравновесных носителей, и с малой частотой следования. Анализ полученных результатов, в частности сопоставление осциллограмм токов радиационной проводимости при бомбардировке ионами и электронами (подробнее см. в^{139,140}), показал, что наблюдавшиеся в работах^{138-143, 39} изменения электропроводности во всех случаях были обусловлены возбуждением электронно-дырочных пар.

§ 2. Зависимость радиационной проводимости от энергии бомбардирующих частиц

До настоящего времени изучалась радиационная проводимость в основном только одного полупроводникового материала — германия — при бомбардировке ионами водорода¹⁴¹, дейтерия³⁹, лития¹⁴³, натрия¹⁴³ и калия^{138-140, 142, 39} с энергиями от 100 до 10 000 эв. При этом было обнаружено, что падение пучка ионов на поверхность полупроводни-

кового образца всегда приводит к временному увеличению его электропроводности, причем это увеличение тем существеннее, чем больше кинетическая энергия падающих частиц. Типичная зависимость отношения тока радиационной проводимости ΔI к силе первичного ионного тока I_1 от энергии падающих ионов калия изображена на рис. 23. Из графика видно, что величина коэффициента $\kappa = \Delta I/I_1$, которая пропорциональна

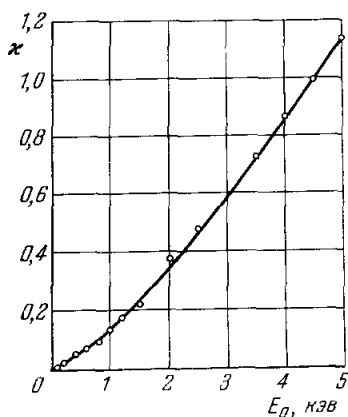


Рис. 23. Зависимость коэффициента κ от энергии ионов K^+ , бомбардирующих германиевую мишень³⁹.

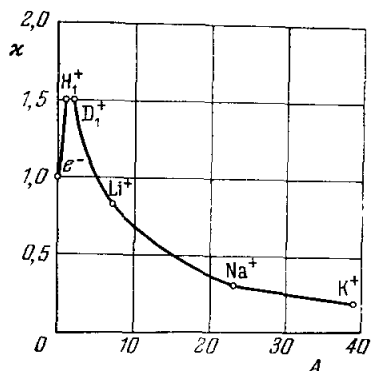


Рис. 24. Зависимость коэффициента κ монокристалла германия от массы бомбардирующих частиц³⁹. Электроны e^- и ионы H^+ , D^+ , Li^+ , Na^+ , K^+ направлялись по нормали к поверхности.

полному числу носителей тока, возбужденных в полупроводнике первичной частицей и смещенными ею атомами решетки, монотонно возрастает при увеличении энергии ионов E_0 . Отметим, что рост κ с изменением энергии E_0 происходит быстрее, чем по линейному закону.

§ 3. Зависимость радиационной проводимости от сорта бомбардирующих частиц. Число возбуждаемых электронно-дырочных пар

Использование^{138-143, 39} сравнительно широкого набора бомбардирующих ионов позволило установить также зависимость эффективности возбуждения электронов от массы бомбардирующих частиц. Сводный график данных для германия при бомбардировке ионами и электронами с энергиями $E_0 = 3$ кэВ представлен на рис. 24. Возбуждение носителей тока в германии электронами достаточно подробно изучалось, в частности, В. С. Вавиловым (см., например, ^{144,145}). При этом было установлено, что средняя энергия $\bar{\epsilon}$, расходуемая на образование электроном одной пары носителей, составляет примерно 3 эВ и при энергиях первичных частиц, значительно превышающих ширину запрещенной зоны, не зависит от их начальной энергии. Приняв для электронов $\bar{\epsilon} = 3$ эВ, можно, пользуясь графиком рис. 24, оценить полное число электронно-дырочных пар, возбуждаемых в германии при торможении любого иона с начальной энергией 3 кэВ. Для этого достаточно умножить взятую по данным рис. 24 соответствующую величину $\kappa = \Delta I/I$ на число пар, создаваемых в германии одним электроном, которое равно в данном случае $E_0/\bar{\epsilon} = 1000$.

Уменьшение κ при переходе от протонов и дейтронов к более тяжелым частицам хорошо согласуется с имеющимися представлениями о взаимодействии частиц с веществом. Действительно, возрастание массы бомбардирующих частиц должно привести к увеличению порций энергии, передаваемых атомам решетки (атомный вес германия $A = 72,6$), т. е. к более эффективному торможению. Кроме этого, рост A при $E_0 = \text{const}$ означает переход к более медленным частицам, а с уменьшением скорости должно, естественно, уменьшаться и сечение неупругих столкновений.

Из рис. 24 видно, что протоны и дейтроны возбуждают в германии больше электронно-дырочных пар, чем электроны с той же начальной энергией. Более высокие значения κ для протонов и дейтронов по сравнению с электронами также можно качественно объяснить¹⁴¹.

При торможении быстрого электрона в веществе образуются вторичные, третичные и т. д. электроны и дырки, имеющие кинетические энергии E_e , значительно превышающие ширину запрещенной зоны ΔE . Пока выполняется условие $E_e \gg \Delta E$, с большой степенью точности можно считать, что единственным механизмом энергетических потерь являются неупругие ионизационные столкновения. Когда в результате торможения энергии электронов и дырок уменьшатся, так что E_e будут лишь в несколько раз превышать ширину запрещенной зоны ΔE , основную роль начнут играть потери энергии в электрон-фононных столкновениях¹⁴⁶ (возбуждение оптических фононов электронами и дырками). Наконец, когда энергии E_e станут меньше ΔE , вероятность неупругого процесса с образованием электронно-дырочной пары вообще сделается равной нулю. Вследствие этих причин средняя энергия ε , расходуемая на образование электронно-дырочной пары при облучении полупроводников быстрыми электронами, γ -квантами, R -лучами, оказывается значительно больше ширины запрещенной зоны (для германия $\varepsilon \approx 3 \text{ эв}$). Очевидно, что для объяснения необычайно высоких значений κ при бомбардировке протонами и дейтронами, в связи с вышесказанным естественно предположить¹⁴¹, что, в отличие от электронов, γ -квантов, R -лучей, ионы водорода и дейтерия возбуждают в германии в основном лишь «медленные» электроны и дырки с энергиями $E_e < \Delta E$.

Для обеспечения высоких значений κ необходимо также, чтобы были малы потери энергии в упругих столкновениях бомбардирующих частиц с атомами решетки. Это требование хорошо выполняется при обстреле германии ионами водорода и дейтерия вследствие благоприятного соотношения масс сталкивающихся частиц и сравнительно высоких скоростей первичных ионов.

§ 4. О пороге радиационной проводимости

Выше уже отмечалось, что радиационная проводимость в полупроводниках, бомбардируемых ионами, может возникать как вследствие кинетического, так и вследствие потенциального возбуждения электронов. Однако характер зависимостей $\kappa(E_0)$, а также абсолютные количества возбуждаемых электронно-дырочных пар показывают, что в работах^{138-143, 39} всегда преобладало кинетическое возбуждение носителей тока. В связи с этим возникает вопрос, имеется ли порог для радиационной проводимости, аналогичный порогу для кинетического вырывания электронов в вакуум. В одной из первых работ¹³⁹ по исследованию радиационной проводимости германия пороговая энергия была оценена для ионов калия равной 300 - 400 эв. Однако в последующих экспериментах³⁹ было обнаружено возбуждение электронов в германии даже при бомбардировке ионами калия с энергией 100 эв*). Таким образом, пороговая энергия для радиационной проводимости при бомбардировке германия ионами калия, по-видимому, меньше 100 эв. Напомним в связи

*) Потенциальное возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости германия в данном случае невозможно, так как потенциал ионизации калия равен 4,34 эв, а ширина запрещенной зоны и расстояние от вакуумного уровня до дна зоны проводимости германия равны соответственно 0,66 эв и 4 эв.

с этим, что пороговая энергия для кинетического вырывания электронов ионами калия составляет для германия ~ 500 эв¹¹⁹. Большая величина пороговой энергии в случае ионно-электронной эмиссии может быть легко понята, так как для возбуждения электрона в зону проводимости необходима энергия, равная 0,66 эв, а для возбуждения электрона в вакуум требуется не менее 4,66 эв.

§ 5. Влияние кристаллической структуры на радиационную проводимость

Радиационная проводимость германия, так же как и кинетическое вырывание электронов, оказалась зависящей от ориентации пучка первичных частиц относительно кристаллографических осей¹⁴². На рис. 25, а изображена зависимость $\kappa = \Delta I/I$ от угла падения ионов

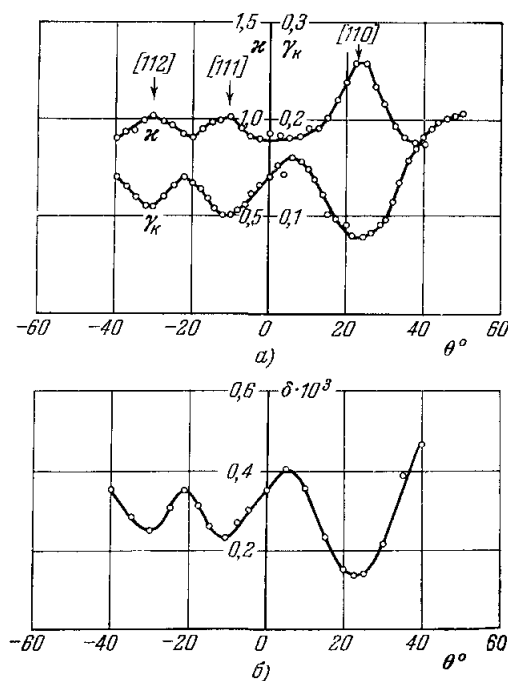


Рис. 25. Зависимость коэффициентов γ_k , κ и δ от угла падения θ ионов K^+ с $E_0 = 6$ кэв на поверхность монокристалла германия^{89, 126, 142}.

калия на мишень. В этом эксперименте пучок ионов с энергией 6 кэв всегда находился в плоскости (110), углы падения θ , равные -30° , -10° и $+22^\circ$, соответствуют кристаллографическим направлениям [112], [111] и [110]. Возрастание коэффициента κ по мере приближения вектора скорости падающих ионов к «прозрачному» кристаллографическим направлениям [110], [111] и [112] обусловлено тем¹⁴², что при этом должна уменьшаться вероятность упругих столкновений с атомами решетки. В то же время вероятность неупругих столкновений, по-видимому, существенно не изменяется. В результате этого полное число возбуждаемых электронов оказывается зависящим от того, в каком кристаллографическом направлении двигался ион; оно должно быть тем больше, чем «прозрачнее» направление*).

На рис. 25, а представлена также зависимость коэффициента кинетического вырывания электронов γ_k от угла падения бомбардирующих частиц, полученная¹²⁶ для той же мишени, что и кривая $\kappa(\theta)$. Сравнение кривых показывает, что полное число возбужденных электронов максимально как раз при таких углах θ , когда число электронов, эмиттируемых в вакуум, минимально. Объяснение уменьшения γ_k по мере при-

* В работе¹⁴² предполагалось, что немонотонная угловая зависимость радиационной проводимости может быть обусловлена также разным вкладом поверхностной рекомбинации носителей вследствие того, что глубины проникновения ионов в монокристаллы в разных кристаллографических направлениях могут отличаться в несколько раз. Однако специальные эксперименты, выполненные И. А. Аброяном, А. И. Титовым и Н. Т. Хвостиковой, а также расчеты, проведенные Л. А. Цехновичером, показали, что различия в глубинах проникновения ионов калия с энергией 1–10 кэв не могут привести в случае германия к наблюдавшимся зависимостям $\kappa(\theta)$.

ближения ионного пучка к направлениям с малыми индексами Миллера уже было приведено нами в § 3 раздела III.

Сопоставляя результаты исследования радиационной проводимости при бомбардировке ионами калия и электронами, можно определить полное число электронов, возбуждаемых в процессе торможения в веществе одного иона калия, а затем из данных рис. 25, *a* оценить долю выходящих в вакуум вторичных электронов δ . Результаты такой оценки, выполненной³⁹ для Ge, приведены на рис. 25, *b*. Функция $\delta(\theta)$ промодулирована глубже, чем зависимости $\kappa(\theta)$ и $\gamma_K(\theta)$; величины δ колеблются в пределах от $0,14 \cdot 10^{-3}$ до $0,5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, из 2000—7000 возбужденных электронов в вакуум выходит лишь один. Столь малая вероятность выхода в вакуум является, очевидно, следствием того, что подавляющее число возбуждаемых в зону проводимости электронов имеет кинетические энергии, недостаточные для преодоления потенциального порога на границе твердое тело — вакуум. Сравнение зависимостей коэффициентов ионно-электронной эмиссии γ_K и радиационной проводимости κ от энергии бомбардирующих частиц показывает¹³⁹, что в случае германия, обстреливаемого потоком ионов калия, доля выходящих в вакуум возбужденных электронов практически постоянна в интервале изменения энергий E_0 от 1 до 10 *кэв*. Одновременное изучение радиационной проводимости и кинетического вырывания электронов^{142, 126} позволило установить также, что радиационная проводимость (возбуждение электронов, ответственных за изменение электропроводности германия), как и следовало ожидать, является более объемным эффектом, чем кинетическое вырывание (возбуждение электронов, ответственных за ионно-электронную эмиссию).

§ 6. Возбуждение электронов в кремнии и сульфиде кадмия

Возбуждение электронно-дырочных пар исследовалось также в кремнии¹⁴⁷ при бомбардировке ионами водорода с энергиями от 18 до 225 *кэв*. К сожалению, в этой работе не определялось полное число электронов, возбуждаемых одним ионом водорода; было установлено лишь, что оно примерно линейно увеличивается с ростом энергии бомбардирующих частиц.

Недавно была обнаружена радиационная проводимость в кремнии и в сульфиде кадмия¹⁹² при бомбардировке ионами водорода с энергиями ~ 1 *кэв*. Согласно предварительным оценкам эффективности возбуждения связанных электронов ионами и электронами оказались одного порядка.

§ 7. Теоретические представления о возбуждении электронов атомными частицами

До недавнего времени теоретическое рассмотрение возбуждения электронов было выполнено только для быстрых атомных частиц, обладающих скоростями $v_0 \gg v_H$ (v_H — скорость электрона в атоме водорода) (см., например, 1). Что же касается малых скоростей, то при теоретическом рассмотрении торможения медленных атомных частиц в веществе обычно просто предполагали вслед за Н. Бором¹, что при $v_0 < 1/20 v_H$ возбуждение полностью прекращается. В 1949 г. Ф. Зейтцем был предложен¹⁴⁸ другой критерий, получивший широкое распространение в работах по теоретическому и экспериментальному изучению различных радиационных эффектов (см., например, 2). Согласно Зейтцу, считается, что при энергиях частицы $E_0 > E_i$ практически вся энергия расходуется в неупругих столкновениях, т. е. на возбуждение электронов. $E_i = \frac{1}{8} \frac{M}{m} \Delta E$, где M — масса налетающей частицы, m — масса электрона, ΔE — минимальная энергия, необходимая для возбуждения электрона, т. е. ширина запрещенной зоны. Одновременно с этим предполагается, что при $E_0 < E_i$ происходят лишь упругие столкновения частиц с атомами кристаллической решетки.

Выполненные исследования^{138-143, 39} радиационной проводимости германия позволили оценить возможные ошибки, связанные с применением критерия Зейтца. В табл. III, взятой из работы³⁹, приведены экспериментальные данные о возбуждении электронно-дырочных пар в германии различными ионами с начальной энергией, равной E_i . В этой же таблице приведены также минимальные энергии и минимальные доли энергии, расходуемой ионами в неупругих столкновениях, которые были вычислены для $\Delta E = 0,66$ эв. Интересно, что минимальная доля энергии, расходуемой ионами с начальной энергией E_i в неупругих столкновениях, оказалась зависящей от массы бомбардирующей частицы.

Таблица III

Сорт иона	Энергия E_i , эв	Число пар, возб. при $E_0 = E_i$	Минимальные энергии, расход в неупругих столкновениях	Минимальная доля энергии, расход в неупругих столкновениях
Водород	150	75	50 эв	0,3
Дейтерий	300	150	100 эв	0,3
Литий	1000	280	185 эв	0,18
Натрий	3500	350	230 эв	0,07
Калий	6000	440	290 эв	0,05

Наиболее серьезная попытка рассмотреть теоретически взаимодействие медленных атомных частиц ($v_0 < v_H$) с веществом была предпринята недавно Д. Линдхардом с сотрудниками^{149, 150}. Вследствие того, что при не слишком низких энергиях сталкивающихся частиц взаимное проникновение их электронных облаков должно быть значительным, в столкновении будут принимать участие многие электроны атомов (ионов). Это позволило авторам^{149, 150} использовать статистическую модель атома Томаса—Ферми *). Теоретическое рассмотрение показало, что в интервале $v_0 < v_H$ поперечное сечение торможения частицы в результате взаимодействия с электронами S_e линейно растет с увеличением скорости частицы:

$$S_e \approx 8\pi e^2 a_H \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{Z} \frac{v_0}{v_H}. \quad (20)$$

Здесь e — заряд электрона, a_H — радиус боровской орбиты в атоме водорода, Z_1 и Z_2 — атомные номера соответственно бомбардирующей частицы и атома мишени,

$$Z^{2/3} = Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}.$$

Движущаяся в веществе атомная частица расходует свою кинетическую энергию в упругих и неупругих (возбуждение электронов) столкновениях. Обозначим, как и в¹⁴⁹, ту часть кинетической энергии, которая передается электронам, через η .

Предполагая, что сечение торможения частицы в упругих столкновениях S_n не зависит от ее энергии E_0 в области $E_0 < E_{1c}$, E_{2c} , и рассматривая «электронное торможение» как непрерывный процесс, авторы¹⁴⁹ нашли, в частности, что

$$\eta = \frac{2}{3} \left\{ E_{1c}^{-1/2} + \frac{1}{2} E_{2c}^{-1/2} \right\} E_0^{3/2}, \quad (21)$$

где

$$E_{1c} \approx \frac{A_1^3}{(A_1 + A_2)^2} \frac{Z^{4/3}}{Z_1^{1/3}} 500 \text{ эв}, \quad (22)$$

$$E_{2c} \approx \frac{(A_1 + A_2)^2}{A_1} Z_2 125 \text{ эв}. \quad (23)$$

При выводе (21) предполагалось также, что энергия, передаваемая в упругих столкновениях атомам решетки, мала по сравнению с кинетической энергией движущейся частицы E_0 .

Вычисленные по формуле (21) значения энергии $\bar{\eta}$ для ионов калия, натрия и лития с энергией 3 кэв равны при их торможении в германии соответственно ~ 250 эв,

*) При очень низких энергиях сталкивающихся частиц, например при $E_0 < 100$ эв, взаимное проникновение их электронных облаков мало, и статистический подход к решению задачи становится неприменимым. Однако предполагается, что возбуждение электронов такими медленными частицами также пренебрежимо мало и поэтому не может дать существенный вклад в полную величину неупругих потерь энергий.

~ 500 эв и ~ 2000 эв. В то же время, согласно экспериментальным данным^{139, 143} при торможении в германии этих ионов с $E_0 = 3$ кэв возбуждается приблизительно 200 (K^+), 400 (Na^+) и 800 (Li^+) электронно-дырочных пар. Если предположить¹⁴³, что на образование одной пары расходуется энергия ~ 1 эв, то экспериментальные значения η получаются равными 200, 400 и 800 эв. Согласие теории и эксперимента оказывается вполне удовлетворительным.

V. ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕЧЕНИЯ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ИОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Бомбардировка поверхностей ионами сопровождается, помимо эмиссии электронов и атомных частиц, возникновением электромагнитного излучения, которое может быть обусловлено самыми разнообразными причинами. Поэтому, прежде чем использовать экспериментальные данные для получения сведений о возбуждении электронов, необходимо тщательно проанализировать природу этого излучения.

§ 1. Электромагнитное излучение, возникающее из-за высвечивания атомов, покидающих поверхность в результате катодного распыления

Давно известно, что подвергаемый бомбардировке ионами щелочных элементов участок поверхности начинает светиться, причем цвет излучения зависит от природы ионов. Опытами Майера¹⁵¹ было убедительно показано, что это излучение обусловлено высвечиванием щелочных атомов.

Тогда же было выяснено, что основным излучателем является не сама поверхность металла. Светящийся слой, толщина которого может достигать нескольких миллиметров и зависит от энергии первичных частиц, формируется, как правило, над поверхностью. Это показывает, что явление обусловлено не свечением твердого тела, а высвечиванием частиц, покидающих его либо в результате катодного распыления, либо просто из-за рассеяния ионов с нейтрализацией в возбужденное состояние. Зная время жизни атомов в возбужденном состоянии и измерив зависимость интенсивности излучения в светящейся зоне как функцию расстояния от поверхности, можно получить сведения об энергии этих частиц. Выполненные в последние годы исследования^{152, 153} позволяют считать, что основным поставщиком возбужденных атомов (по крайней мере при бомбардировке молибдена ионами цезия с энергией $0,5 \div 2,5$ кэв) являются абсорбированные ранее в приповерхностном слое металла частицы первичного пучка, которым бомбардирующими ионами передается энергия, достаточная для выхода в вакуум (катодное распыление). Из анализа размеров и формы светящегося слоя были определены энергии выбитых возбужденных атомов и распределение их по углам вылета.

Испускание квантов света возбужденными атомами и ионами меди, покидающими поверхность медного образца в результате катодного распыления его ионами Ne^+ и Ar^+ с энергией в интервале десятков кэв, изучалось в работах^{154, 155}. Помимо линий CuI и $CuII$, в спектре излучения наблюдались линии, обусловленные высвечиванием однозарядных ионов инертного газа. (Интересно отметить, что линий, связанных с высвечиванием атомов инертного газа, не было обнаружено.) Зависимость интенсивности излучения, обусловленного высвечиванием указанных выше частиц, от угла падения ионов Ne^+ и Ar^+ на монокристаллическую мишень была немонотонной и одинаковой для всех частиц (одинаковой для всех длин волн). В работе¹⁵⁵ была проанализирована форма спектральной линии CuI $\lambda = 3247 \text{ \AA}$ и получены более детальные сведения о зависимости ее интенсивности от угла падения ионов на мишень и об угловом распределении излучения с этой длиной волны. По-разному ориентируя приемник излучения (монокроматор с умножителем в качестве детектора) относительно мишени, авторы показали, что излучение бомбардируемого участка мишени не является направленным (т. е. изотропно) и происходит из светящегося слоя над поверхностью толщиной $0,25 \div 0,35$ мм. По доплеровскому уширению спектральной линии можно было оценить энергию покидающих мишень частиц, которая оказалась сравнительно большой (свыше 1 кэв) и увеличивалась с ростом угла падения ионов на мишень.

Таким образом, из данных о подобном свечении можно судить об энергиях атомов, покидающих мишень в результате катодного распыления, а также, возможно, и об энергиях рассеянных первичных частиц. Однако высвечивание атомов и ионов

способно полностью замаскировать излучение, возникающее в его объеме, если такое имеется. Поэтому, пытаясь использовать данные о свечении твердых тел для получения сведений о возбуждении в нем электронов при ионной бомбардировке, необходимо учесть и по возможности свести к минимуму излучение, связанное с высвечиванием возбужденных частиц над его поверхностью.

§ 2. Излучение, возникающее при ионной бомбардировке металлов

Попытки обнаружить свечение металлов под действием положительных ионов предпринимались неоднократно, однако убедительных данных, доказывающих существование этого излучения, до сих пор нет.

М. А. Еремеевым совместно с Л. Х. Литмановичем и А. Д. Волковой было показано, что при бомбардировке достаточно чистых металлов ионами щелочных элементов с энергией менее 10 *кэв* эмиссия фотонов с энергией выше нескольких *эв* (если она и имеет место) мала, и для количественных измерений необходим тщательный контроль условий эксперимента, исключающий возможность искажения результатов из-за побочных эффектов (в частности, из-за рентгеновского излучения при торможении вторичных электронов).

Излучение с никелевой мишени, бомбардируемой ионами водорода, гелия и неона с энергией 0,3—3 *кэв*, наблюдали авторы работ ^{156, 157}. По их оценкам один фотон приходится в среднем на 10⁵ бомбардирующих ионов (регистрация фотонов производилась умножителем со стеклянным окном, так что жесткие кванты, если таковые имелись, могли в условиях этих опытов оказаться незафиксированными). Наибольшее число фотонов наблюдалось при бомбардировке мишени ионами водорода, наименьшее — для неона. Авторы указывают, что обезгаживание мишени путем прогрева уменьшало интенсивность свечения. В работе ¹⁵⁸ было обнаружено сплошное излучение в интервале длин волн 3300—5200 Å при бомбардировке никеля ионами водорода с энергией 200 *кэв*. Проводя опыты с другими металлами, бомбардируемыми как быстрыми ионами водорода, так и ионами калия с энергией в несколько *кэв* ^{159, 160}, авторы наблюдали в отдельных случаях (например, для серебряной мишени) пики в оптической части спектра, появление которых они связывают с возбуждением плазменных колебаний в металле при ионной бомбардировке. Однако ясно, сколь свободны полученные авторами данные от эффектов, обусловленных высвечиванием возбужденных атомов, тем более, что характер углового распределения свечения, наблюдавшегося ими для серебряной мишени, несколько напоминает полученный ранее ^{152, 153, 154}. Электромагнитное излучение с длинами волн 2000—6000 Å, возникающее при бомбардировке металлов быстрыми газовыми ионами, изучалось в работах ^{154, 155}. Как указывалось, подавляющая часть излучения была обусловлена высвечиванием возбужденных частиц, покидающих поверхность. Непрерывный спектр не был обнаружен, что также дает основания считать, что эмиссия фотонов с самих металлов мала. К сожалению, в этих работах не указана пороговая чувствительность аппаратуры, что не дает возможности оценить верхний предел числа эмиттируемых квантов.

Рассмотрим кратко основные процессы, которые могут обусловить практически безынерционную эмиссию фотонов при ионной бомбардировке.

Прежде всего можно ожидать появления излучения в результате нейтрализации бомбардирующих частиц у поверхности. Однако, как указывалось выше (см. раздел II), вероятность излучательной нейтрализации должна быть очень малой. Подтверждением этому являются опыты ¹⁵⁴, в которых не обнаружено высвечивание атомов инертных газов.

Нейтрализация с излучением может оказаться заметной, вероятно, лишь при очень малых энергиях бомбардирующих ионов.

В принципе возможно появление тормозного излучения из-за быстрого замедления частицы. В имеющихся работах в рассматриваемом интервале энергий ионов подобное излучение не обнаружено. По-видимому, это в значительной мере связано с особенностями торможения атомных частиц в поверхностном слое вещества.

Наконец, возможно излучение в результате перехода твердого тела из возбужденного состояния, возникающего в результате поглощения

им кинетической энергии первичной частицы, в основное состояние, которое и представляет наибольший интерес для целей данного обзора. Эти переходы могут происходить как путем испускания характеристического излучения (междузонные переходы), обнаруживающегося при бомбардировке металлов весьма быстрыми ионами (см., например, данные для ионов ртути с $E_0 \sim 2 \text{ Мэв}^{161}$) и дающего сведения о «затронутых» электронных оболочках, так и путем испускания излучения с непрерывным спектром, связанного с внутризонными переходами. (Отметим попытку теоретически рассчитать возбуждение K -оболочки α -частицами¹⁶².) Указывалось также^{159, 160} на возможность излучения, связанного с плазменными колебаниями электронного газа в металле, если таковые возбуждаются в нем в результате ионной бомбардировки. Спектр этого излучения, вероятно, не будет сплошным.

К сожалению, несмотря на то, что проблема генерации света в результате облучения металлов ионами весьма интересна не только для понимания механизма взаимодействия атомных частиц с поверхностью, но и для ряда других областей физики твердого тела, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные слишком скудны, чтобы, пользуясь ими, делать какие-либо заключения.

§ 3. Люминесцентное излучение, возникающее при бомбардировке ионами полупроводников и диэлектриков (ионолюминесценция)

Свечение некоторых полупроводников и диэлектриков при ионной бомбардировке оказалось настолько интенсивным, что стало широко применяться на практике. Однако, как правило, используется радиолюминесценция, т. е. свечение под действием очень быстрых частиц, возникающих главным образом в результате ядерных превращений (счетчики ядерных излучений, «самосветящиеся» краски и т. п.). И лишь при получении изображения в ионном проекторе¹⁶³, а также в некоторых других устройствах неизменно используется свечение люминофоров под действием ионов с энергией порядка десятков кэв и менее (ионолюминесценция).

Не вызывает сомнений то, что основной механизм возникновения излучения при ионолюминесценции таков же, как и при возбуждении люминесценции другими способами: свечение обуславливается излучательными переходами системы из возбужденного состояния в основное, вероятность которых по сравнению с вероятностью безызлучательных переходов для некоторых веществ может быть весьма велика. Однако механизм возбуждения системы, механизм передачи энергии бомбардирующих частиц электронам твердого тела должен существенно зависеть от их природы и энергий. В частности, очень быстрые заряженные частицы растрачивают свою энергию в основном в неупругих столкновениях, передавая ее электронам, которые могут приводить к дальнейшей последовательной ионизации в кристалле и возбуждению все новых и новых электронов. В то же время ионы и атомы с энергией порядка кэв должны испытывать в основном упругие столкновения с атомными частицами решетки и вряд ли будут производить быстрые электроны. Мы не будем здесь рассматривать работы по радиолюминесценции, а обратимся непосредственно к исследованиям ионолюминесценции, к сожалению, очень немногочисленным. Последнее объясняется, вероятно, двумя причинами: 1) резким уменьшением светоотдачи образца в процессе бомбардировки — «разрушение» фосфора, или его «старение»:

2) несовершенством поверхностного слоя образцов и наличием инородных пленок на их поверхностях, которые не позволяют отождествить электронные свойства слоя полупроводника, в котором происходит основное торможение атомных частиц, с его объемными свойствами.

Разрушение фосфоров изучалось практически во всех работах, в которых исследовалась ионoluminesценция¹⁶⁴⁻¹⁷⁰. Было показано, что степень разрушения однозначно определяется потоком ионов. Как правило, при числе посланных на образец частиц $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ происходит снижение светоотдачи при $E_0 = \text{const}$ по крайней мере вдвое. Очевидно, что эти изменения люминесцентных свойств вещества обусловлены тем, что проникающие в его поверхностный слой атомные частицы образуют в нем различные структурные нарушения. Это дает возможность исследовать характер изменений, возникающих в поверхностном слое вещества (см., например, ^{171, 172}), и определять глубину проникновения ионов^{165, 167}, изучая катодoluminesцентные свойства вещества до и после ионной бомбардировки. Подобные исследования были выполнены для ряда люминофоров (см. ¹⁶⁹), а также для монокристаллов SiC, бомбардируемых ионами лития¹⁷³. На рис. 26 показаны кривые выхода катодoluminesценции в зависимости от энергии электронов для разных энергий ионов, воздействию которых подвергался кристалл. Не вызывает сомнений, что возбуждение электронов и свечение при их рекомбинации происходит в поверхностном слое кристалла, толщина которого того же порядка, что и глубина проникновения

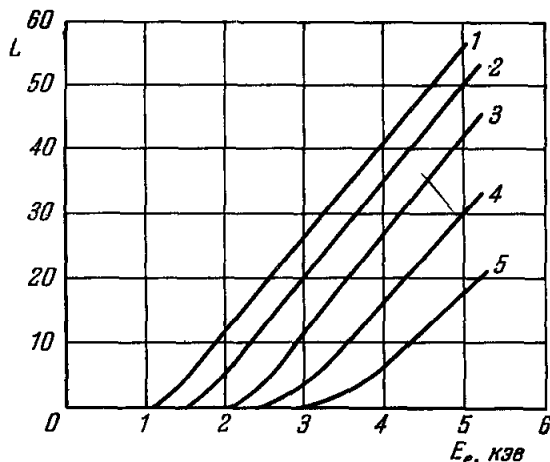


Рис. 26. Зависимость выхода катодoluminesценции L монокристалла SiC от энергии возбуждающих ее электронов E_e ¹⁷³.

Предварительно кристалл облучался ионами лития с различными значениями E_0 : 1 — 2 кэВ; 2 — 3 кэВ; 3 — 4,8 кэВ; 4 — 7 кэВ; 5 — 11 кэВ.

ионов.

Сведений об ионoluminesценции кристаллов, еще не разрушенных ионной бомбардировкой, очень немного.

Обычно в подобных опытах, чтобы уменьшить разрушение образца, ионный пучок сканировал по поверхности мишени, в результате чего доза облучения каждого участка поверхности не превышала $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Считается, что ионoluminesценция возрастает при увеличении энергии ионов E_0 по закону

$$L \sim (E_0 - E'_0)^n.$$

В качестве примера на рис. 27 приводятся данные¹⁷⁰ об ионoluminesценции ZnS — Ag, вызываемой ионами Na^+ , K^+ , Rb^+ и Ag^+ с энергией до 25 кэВ.

В пределах погрешности измерений $\ln L$ линейно зависит от $E_0 - E'_0$, а E'_0 и n для ZnS — Ag приведены в табл. IV.

Таблица IV

Сорт иона	E'_0 , кэВ	n	Сорт иона	E'_0 , кэВ	n
H_2^+	$3,5 \pm 0,5$	$1,11 \pm 0,06$	K^+	$4,0 \pm 0,5$	$2,35 \pm 0,13$
Li^+	$4,0 \pm 0,5$	$1,67 \pm 0,10$	Ar^+	$2,0 \pm 1,0$	$3,11 \pm 0,27$
Na^+	$3,5 \pm 0,5$	$3,36 \pm 0,20$	Rb^+	$1,8 \pm 1,0$	$3,89 \pm 0,60$

В соответствии с данными ¹⁶⁴ для ионов H_2^+ значение n близко к единице. В опытах ¹⁷⁴, в которых бомбардировке протонами и дейтонами подвергались кристаллы CsJ(Tl), было показано, что выход излучения при возрастании энергии частиц от 25 до 100 кэв увеличивается линейно, и получаемое экстраполяцией значение $E'_0 = 10$ кэв. Выход от дейтонов был в 1,3 раза больше, чем от протонов той же энергии. Однако при $E_0 < 25$ кэв наблюдалось некоторое отклонение от линейной зависимости в сторону большей светоотдачи, так что полученные экстраполяцией значения E'_0 как указанные в этой работе, так и приведенные в табл. IV, в значительной мере условны *).

Измерения, выполненные другими авторами при меньших энергиях ионов ^{168, 169, 175}, показывают, что энергия E'_0 для разных фосфоров не превышает 1,5 кэв и, как правило, больше для веществ, у которых для возбуждения катодолюминесценции необходима относительно большая энергия электронов (большой «мертвый потенциал»). Это указывает, что возбуждение электронов в принципе возможно даже при еще меньших энергиях ионов, однако оно не сопровождается излучательной рекомбинацией, поскольку основные процессы совершаются в самом поверхностном, обычно разрушенном и сложном по составу слое фосфора.

В первом приближении яркость свечения при ионolumинесценции линейно возрастает при увеличении плотности тока бомбардирующих ионов ¹⁶⁸⁻¹⁷⁰, хотя можно ожидать, что в отдельных случаях, особенно при больших интенсивностях облучения, это не будет иметь места.

Измерения спектрального состава излучения почти не производились. По данным ¹⁷⁶ спектральный состав свечения вилемита при фото-, катодо- и ионolumинесценции, по крайней мере в основной полосе, одинаков и не меняется в процессе «старения». Соответственно не было замечено различий в ходе кривых $L(E_0)$ при регистрации полного потока света с люминофора и потока, вырезанного с помощью интерференционных фильтров ¹⁷⁰. Пока еще почти не изучена инерционность ионolumинесценции и скорость спада свечения после прекращения ионной бомбардировки.

Наблюдения за уменьшением интенсивности излучения различных веществ, описанные в ^{177, 178}, показывают, что спад свечения после прекращения бомбардировки является экспоненциальным, не зависит от длины волны исследуемого излучения и энергии бомбардирующих ионов (H_2^+ , Ne^+ , Ar^+ и некоторые другие). В то же время он оказался зависящим от природы ионов: для более легких частиц скорость спада была меньше, чем для тяжелых.

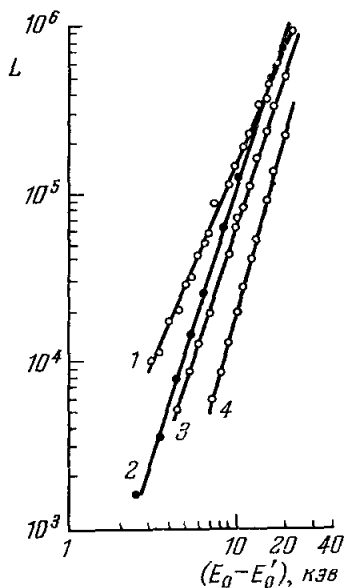


Рис. 27. Зависимость выхода ионolumинесценции L фосфора $ZnS : Ag$ от энергии ионов E_0 ¹⁷⁰.

1 — K^+ ; 2 — Na^+ ; 3 — Ag^+ ; 4 — Rb^+ . Значения E'_0 приведены в табл. IV.

*) Ионolumинесценция MgO и Zn_2SiO_4-Mn изучалась недавно в работах ^{193, 194}. В ¹⁹⁶ приводятся сведения об ионо- и катодолюминесценции монокристаллов SiC .

Непосредственное определение числа возбуждаемых электронов по данным люминесценции возможно, но требует знания вероятности излучательных переходов. Поэтому проще попытаться получить сведения о количестве возбуждаемых электронов, сравнивая ионо- и катодолюминесценцию¹⁷⁹. Если ионы растрачивают свою энергию в основном путем упругих столкновений с частицами решетки, то можно было ожидать, что число электронов, возбуждаемых в люминофоре ионами и электронами равной энергии, будет существенно различаться.

Опыты показали, что яркость свечения люминофоров при ионной бомбардировке меньше, чем при бомбардировке электронами. В табл. V

Таблица V

$$\text{Значения } B = \frac{L_{\text{и}}}{L_{\text{эл}}} \text{ в } \%$$

Фосфор Ион	ZnS : Ag	ZnS : CdS : Ag	ZnS : ZnSe : Ag	ZnS : CdS : Cu	ZnO : Zn	Zn ₂ SiO ₄ : Mn	CaWO ₄	CaSO ₄ : Mn
Li ⁺	2,2	5	3,1	3	5,8	—	6,4	6,7
Na ⁺	—	1	—	—	5	2,9	2,5	—
K ⁺	1,0	1	0,8	2,3	4,5	2,0	1,8	1,8
Rb ⁺	0,7	0,35	0,1	—	—	1,3	1,1	1,4
Cs ⁺	0,15	0,35	0,1	0,95	4,0	0,8	0,7	0,8

представлены сведения об отношении B яркостей ионо- и катодолюминесценции при одинаковых условиях возбуждения (энергия частиц, плотность тока¹⁶⁹ для $E_0 = 6$ кэв). Эти наблюдения свидетельствуют, что энергия, расходуемая ионом на возбуждение электронов, весьма велика. Как правило, различие в передаче энергии на возбуждение электронов твердого тела различными ионами и электронами не превышает 0,01, а для легких ионов близко к 0,1 *). На это же указывают и оценки энергетического выхода¹⁶⁴, которые свидетельствуют, что уносимая в виде света энергия при бомбардировке фосфора ионами H_2^+ достигает десятков процентов от энергии бомбардирующих ионов (в опытах¹⁶⁴ $E_0 = 20 - 30$ кэв).

Таким образом, несмотря на совершенно недостаточную изученность явления ионолюминесценции, уже в настоящее время можно сделать вывод, что число электронов, возбужденных в кристаллах типа фосфоров ионами сравнительно малых энергий, является весьма значительным и лишь в десятки раз меньше, чем число электронов, возбужденных в идентичных условиях при катодолюминесценции. Несомненно, что дальнейшее изучение ионолюминесценции, а также теоретический анализ получаемых результатов, который пока не проведен (исключением является небольшая работа¹⁸⁰, в которой сделана попытка объяснить данные опыта¹⁸¹), дадут очень важные сведения для понимания механизма возбуждения электронов в твердом теле сравнительно медленными атомными частицами.

*) Для монокристаллов SiC, бомбардируемых электронами и ионами водорода, это отношение еще больше, достигая $0,3 \div 0,5$ ¹⁸⁰.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность рассмотренных данных убедительно показывает, что даже при энергиях бомбардирующих атомных частиц менее 1 кэв, как правило, значительная часть их кинетической энергии расходуется на возбуждение электронов твердого тела. Особенно отчетливо это подтверждается опытами по радиационной проводимости и ионolumинесценции, описанными в разделах IV и V. В частности, при бомбардировке германия ионами водорода с $E_0 = 1$ кэв в нем генерируется около 600 электронно-дырочных пар 141 , т. е. подавляющая часть энергии бомбардирующих частиц трансформируется в энергию возбуждения электронов, а не идет на образование стабильных структурных нарушений. Характерно, что и пороговая энергия для возбуждения электронно-дырочных пар очень мала: по имеющимся оценкам ³⁹ она меньше 100 эв (при бомбардировке германия ионами калия). Точно так же опыты по ионolumинесценции свидетельствуют о большой эффективности преобразования энергии бомбардирующей частицы в энергию электромагнитного излучения, которое вряд ли возможно без предварительного возбуждения тем или иным способом электронов твердого тела. Хотя абсолютные значения коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии γ_k в большинстве случаев и не являются очень большими (γ_k не превышают, как отмечалось выше, 10—20 электронов на каждую бомбардирующую частицу), они тем не менее также свидетельствуют о передаче значительной части энергии первичной частицы электронам твердого тела. Действительно, для ухода в вакуум электроны должны преодолеть имеющийся на границе твердого тела потенциальный барьер, так что число выходящих в вакуум частиц будет определено меньше, чем полное число возбужденных электронов. Это подтверждается опытом ³⁹. Если учесть, что с большой глубины электроны не могут выйти из-за потерь энергии на пути к поверхности, и что в среднем половина возбужденных электронов движется от поверхности в глубь мишени, то заключение о большом числе возбужденных электронов представляется достаточно правдоподобным. Следует отметить также, что, как показывают опыты, энергия вторичных электронов в общем не является малой: она порядка нескольких эв, а для некоторых из них достигает 10—15 эв ^{58, 56}.

Механизмы возбуждения электронов в твердом теле при торможении сравнительно медленных атомных частиц в общем неизвестны. В ряде работ обсуждался общий вопрос о величине удельных потерь энергии самими первичными частицами. Авторы этих работ, как правило, опирались на опыты по замедлению атомных частиц при их прохождении через тонкие пленки и на опыты по изучению глубин проникновения частиц в твердые тела. При этом нередко производилось разделение полных потерь энергии первичной частицей на потери в упругих и в неупругих столкновениях. Однако, помимо того, что уже сама эта терминология в применении к взаимодействию атомных частиц с твердым телом является, на наш взгляд, довольно неудачной вследствие ее неоднозначности, подобное разграничение на основе таких экспериментов вообще весьма трудно сделать, особенно для рассматриваемого интервала энергий ионов.

В настоящее время получение из подобных опытов надежных сведений о доле энергии, передаваемой электронам, и тем более о механизме их возбуждения вряд ли возможно, и потому в данном обзоре они не рассматривались.

Попытки представить конкретную модель возбуждения электронов при столкновениях первичных частиц с твердым телом предприняты лишь

при объяснении кинетического вырывания электронов^{16, 128, 131, 136}. Как отмечалось, имеется два подхода, в одном из которых рассматривается возбуждение связанных электронов при близких парных столкновениях двух частиц, когда им неким механизмом передается энергия δE , а в другом для объяснения явления привлекается возникновение плазменных колебаний без обсуждения механизма их генерации.

Однако, принимая во внимание указанные процессы, которые безусловно могут быть ответственны за определенное число возбужденных электронов, необходимо вместе с тем проанализировать также возможность возбуждения электронов не только самой первичной частицей, но и теми структурными нарушениями, которые она может вызвать, и в том числе «атомами» отдачи. Мысль о роли атомов отдачи в ионно-электронной эмиссии высказывалась и ранее, например в работах^{105, 123} («релейный механизм»), однако серьезный анализ этой гипотезы не проводился. Возбуждение электронов атомами отдачи пытались учесть также в работе¹⁴⁹.

С нашей точки зрения, учет влияния динамических эффектов в решетке на возбуждение электронов в твердом теле совершенно необходим, особенно для объяснения появления весьма медленных электронов (например, ответственных за радиационную проводимость и ионolumинесценцию). Выполненные в последние годы исследования показали, что на глубину проникновения частиц в твердое тело, катодное распыление, ионно-ионную эмиссию и т. п. существенно влияет упорядоченность расположения частиц в кристаллической решетке (см. опубликованные в УФН обзоры^{92, 93, 182}). Ряд опытов, описанных в разделах III и IV, свидетельствует о том, что закономерности возбуждения электронов в монокристаллах напоминают те, которые характерны для перечисленных выше явлений, в частности наблюдается немонотонный вид угловых зависимостей и т. п. В связи с этим встает вопрос о тщательном рассмотрении возможностей возбуждения электронов в твердом теле, связанных с упорядоченным движением в нем как «атомов» отдачи, так и самой первичной частицы¹⁹⁵.

При «фокусированной» передаче импульса от атома к атому (как и в случае беспорядочных столкновений) степень сближения отдельных частиц кристалла может быть весьма значительной, ибо их энергии намного превышают среднюю энергию тепловых колебаний. Однако упорядоченность движения может сильно увеличить полное время нахождения атомных частиц в состоянии наибольшего сближения. Действительно, в случае центральных упругих соударений в изолированной бесконечной цепочке идентичных атомов время пребывания системы в состоянии наиболее тесного сближения двух соседних частиц, как и время любого другого состояния, бесконечно велико. Но увеличение времени сильного взаимопроникновения, несомненно, должно привести к увеличению роли неупругих процессов и, следовательно, к возрастанию числа возбуждаемых электронов по сравнению со случаем беспорядочных соударений частиц. Известно, что даже статическое повышение давления способно ощутимо изменить энергетическую структуру твердого тела. При движении же иона в кристалле кратковременно должны возникать огромные локальные давления, способные бы, скажется на энергетической структуре ограниченной области кристалла и обеспечить возбуждение части электронов в более высокие энергетические состояния.

Кроме того, не исключена возможность, что упорядоченное движение самих первичных частиц в кристалле по «каналу» способно привести

к появлению коллективных упорядоченных движений атомных частиц рядов «канала», а также и электронов, т.е., возможно, к образованию плазмонов. В связи с этим обращает на себя внимание тот факт, что по данным о радиационной проводимости число возбуждаемых в кристалле электронов максимально при бомбардировке его ионами в направлении наибольшей прозрачности. В этом случае полное число соударений с атомами кристалла и степень упорядоченности столкновений максимальны, что с указанной выше точки зрения действительно должно обеспечить наибольшее число возбужденных электронов. В то же время при таком характере движения первичной частицы (движение по «каналу») лобовых соударений внутри твердого тела она не испытывает, и число электронов, создаваемых такими соударениями, должно быть малым. Опыты показывают, что в подобных условиях наблюдается минимальная ионно-электронная эмиссия.

Поэтому возникает вопрос, действительно ли электроны, обуславливающие радиационную проводимость и ионoluminesценцию, и электроны, выходящие в вакуум при ионно-электронной эмиссии, возбуждаются одним механизмом. Последние экспериментальные данные ³⁹ указывают, что радиационная проводимость появляется у германия при значительно меньших энергиях бомбардирующих ионов, чем пороговая энергия E_0 для ионно-электронной эмиссии. Это объясняется тем, что для возбуждения валентного электрона в зону проводимости германия ему достаточно сообщить энергию всего 0,66 эв, тогда как для возбуждения его в вакуум требуется около 4,7 эв. Можно полагать, что столь сильная разница в величинах энергии, необходимой для осуществления каждого из этих процессов, обуславливает и различие способов возбуждения электронов. Упорядоченное движение частиц решетки и ионов по каналам приводит к эффективному возбуждению большого числа медленных электронов, причем пороговая энергия их возбуждения мала и зависит от свойств кристалла. Быстрые же электроны возникают другим механизмом, для которого необходимы достаточно сильные сближения взаимодействующих атомных частиц.

Необходимо также иметь в виду, что сообщение энергии электронам твердого тела приводит к запасанию в нем энергии, которая со временем должна выделяться путем оже-эффекта и электронных переходов с испусканием фононов. Поэтому известный вклад в появление в зоне проводимости медленных электронов могут дать и процессы диссипации энергии, запасенной в твердом теле во время образования «первичных» возбужденных электронов, в общем аналогичные рассмотренным выше в разделе II.

Сейчас еще невозможно сделать окончательное заключение о роли тех или иных путей возбуждения электронов в твердом теле при бомбардировке его атомными частицами, так как еще недостаточно экспериментальных данных и нет теоретических работ, в которых были бы рассмотрены электронные процессы в динамически возмущенной кристаллической решетке. Думается, что детальный анализ электронных процессов в кристаллической решетке, приходящей в нестационарное состояние в результате проникновения в нее бомбардирующей частицы (с учетом упорядоченности расположения атомов в кристалле и ее влияния на движение частицы), позволит не только понять механизм возбуждения электронов при ионной бомбардировке, но и даст сведения для решения многих более общих вопросов физики твердого тела.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Бор, Прохождение атомных частиц через вещество, М., ИЛ, 1950.
2. Д. Динс, Д. Вайнчард, Радиационные эффекты в твердых телах, М., ИЛ, 1960.
3. Г. Мессли, Е. Бархон, Электронные и ионные столкновения, М., ИЛ, 1958.
4. У. А. Арифов, Взаимодействие заряженных частиц с поверхностью металла, Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1961.
5. А. И. Акишин, Ионная бомбардировка в вакууме, М.—Л., 1963.
6. М. Каминский, Atomic and ionic impact phenomena on metal surfaces, Springer-Verlag, 1965 (готовится русский перевод).
7. Ш. Ш. Шехтер, ЖЭТФ **7**, 750 (1937).
8. Н. Д. Hagstrum, Phys. Rev. **96**, 336 (1954).
9. М. А. Еремеев, Н. Н. Петров, ПСФ **9**, 133 (1956).
10. Н. Д. Hagstrum, Phys. Rev. **104**, 672 (1956).
11. Н. Д. Hagstrum, Phys. Rev. **96**, 325 (1954); **104**, 317 (1956) (см. также *).
12. F. M. Propst, E. Lüscher, Phys. Rev. **132**, 1037 (1963).
13. Н. Н. Петров, ФТТ **2**, 940 (1960).
14. А. А. Дорожкин, Н. Н. Петров, ФТТ **7**, 118 (1965).
15. У. А. Арифов, Н. Н. Флянк, Р. Р. Рахимов, ДАН УзССР **10**, 18 (1964).
16. Н. Н. Петров, ФТТ **2**, 1300 (1960).
17. Y. Takeishi, H. D. Hagstrum, Phys. Rev. **137**, 641 (1965).
18. У. А. Арифов, Д. А. Ташханова, Р. Р. Рахимов, ДАН УзССР, **10**, 5 (1963).
19. Н. Д. Hagstrum, Phys. Rev. **104**, 1516 (1956).
20. У. А. Арифов, Р. Р. Рахимов, Х. Джуракулов, Радиотехника и электроника **8**, 299 (1963).
21. D. B. Medved, P. Mahadevan, J. K. Layton, Phys. Rev. **129**, 2086 (1963).
22. P. Mahadevan, J. K. Layton, A. R. Comeaux, D. B. Medved, J. Appl. Phys. **34**, 2810 (1963).
23. D. B. Medved, J. Appl. Phys. **34**, 3142 (1963).
24. П. П. Флакс, ЖТФ **25**, 2463, 2467 (1955).
25. В. Г. Тельковский, Изв. АН СССР, сер. физ., **20**, 1179 (1956).
26. B. L. Schram, A. J. H. Boerboom, W. Kleine, J. Kistemaker, Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, август 1965.
27. Н. Д. Hagstrum, Phys. Rev. **119**, 940 (1960).
28. Y. Takeishi, H. D. Hagstrum, Surf. Sci. **3**, 175 (1965).
29. D. D. Pretzer, H. D. Hagstrum, Surf. Sci. **4**, 3 (1966).
30. Н. Д. Hagstrum, J. Phys. Chem. Solids **8**, 211 (1959).
31. Н. Д. Hagstrum, J. Appl. Phys. **32**, 1015 (1961).
32. Н. Д. Hagstrum, Y. Takeishi, D. D. Pretzer, Phys. Rev. **139**, A526 (1965).
33. Н. Д. Hagstrum, D. D. Pretzer, Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, август 1965.
34. Y. Takeishi, J. Phys. Soc. Japan **17**, 326 (1962).
35. Г. М. Батанов, Н. Н. Петров, ФТТ **1**, 1856 (1959).
36. У. А. Арифов, С. Гаипов, М. Икрамова, Р. Р. Рахимов, Изв. АН СССР, сер. физ., **30**, 896 (1966).
37. А. И. Кондрашев, Н. Н. Петров, ФТТ **7**, 1559 (1965).
38. А. И. Кондрашев, Н. Н. Петров, Труды ЛПИ, № 277, «Физическая электроника», 108 (1967).
39. И. А. Аброян, М. А. Еремеев, Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ., **30**, 884 (1966).
40. А. И. Кондрашев, Н. Н. Петров, ДАН СССР **173**, 1 (1967).
41. M. L. E. Oliphant, P. B. Moon, Proc. Roy. Soc. **A127**, 388 (1930).
42. В. И. Рыдник, Б. М. Яворский, Радиотехника и электроника **8**, 639 (1963).
43. Н. Д. Hagstrum, Phys. Rev. **122**, 83 (1961).
44. Э. С. Парлис, Изв. АН УзССР, сер. физ., **6**, 78 (1961).
45. F. M. Propst, Phys. Rev. **129**, 7 (1963).
46. Н. Д. Hagstrum, Y. Takeishi, Phys. Rev. **137**, A304 (1965).
47. C. N. Berglund, W. E. Spicer, Phys. Rev. **136**, A1030, A1044 (1964).
48. Н. Н. Петров, Научно-техн. информ. бюллетень ЛПИ **3**, 63 (1960).
49. Н. Н. Петров, ФТТ **2**, 949 (1960).
50. Г. М. Батанов, Н. Н. Петров, Научно-техн. информ. бюллетень ЛПИ **9**, 101 (1960).

51. Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ., **26**, 1327 (1962).
52. Р. М. Батанов, ФТТ **4**, 1778 (1962).
53. H. D. Hagstrum, C. D. Amico, J. Appl. Phys. **31**, 715 (1960).
54. Я. М. Фогель, Р. П. Слабоспицкий, А. Б. Растрепин, ЖТФ **30**, 63 (1960).
55. М. А. Еремеев, Диссертация, ЛПИ им. М. Н. Калинина, Ленинград, 1952.
56. М. А. Еремеев, Т. Л. Мацкевич, ЖТФ **22**, 1296 (1952).
57. У. А. Арифов, А. Х. Аюханов, Изв. АН СССР, сер. физ., **20**, 1165 (1956).
58. K. Brunner, Z. Phys. **147**, 161 (1957).
59. Э. Я. Зандберг, ЖТФ **25**, 1386 (1955).
60. У. А. Арифов, Р. Р. Рахимов, Изв. АН СССР, сер. физ., **24**, 657 (1960).
61. Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ., **24**, 673 (1960).
62. S. H. Bosch, G. Kuskevics, Phys. Rev. **134**, A1356 (1964).
63. S. H. Bosch, Phys. Rev. **137**, A 255 (1965).
64. В. В. Макаров, Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ., **28**, 1416 (1964).
65. Н. Н. Петров, А. А. Дорожкин, ФТТ **3**, 53 (1961).
66. У. А. Арифов, Р. Р. Рахимов, О. В. Хозинский, Изв. АН СССР, сер. физ., **26**, 1398 (1962).
67. R. I. Ewing, Phys. Rev. **139**, A1840 (1965).
68. А. А. Дорожкин, Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ., **30**, 868 (1966).
69. А. А. Дорожкин, Н. Н. Петров, ЖТФ **37**, 5 (1967).
70. М. Е. Гуртовой, Б. К. Круликовский, Вестник Киевского университета **3**, 33 (1960).
71. H. C. Bourne, R. W. Cloud, J. G. Trump, J. Appl. Phys. **26**, 596 (1955).
72. J. N. Appo, J. Appl. Phys. **34**, 3495 (1963).
73. Н. Н. Петров, Диссертация, Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Ленинград, 1962.
74. C. F. Barnett, H. K. Reynolds, Phys. Rev. **109**, 355 (1958).
75. E. S. Chambers, Phys. Rev. **133**, A1202 (1964).
76. У. А. Арифов, Н. Н. Флянц, Р. Р. Рахимов, ДАН УзССР **10**, 15 (1964).
77. B. Aarset, R. W. Cloud, J. G. Trump, J. Appl. Phys. **25**, 1365 (1954).
78. А. А. Дорожкин, Н. Н. Петров, ЖТФ **33**, 350 (1963).
79. А. А. Дорожкин, Труды ЛПИ, № 277, «Физическая электроника», 105 (1967).
80. G. Philbert, Compt. Rend. **237**, 882 (1953).
81. K. H. Krebs, Ann. d. Phys. **13**, 97 (1964).
82. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, ДАН СССР **151**, 1074 (1963).
83. М. А. Еремеев, М. В. Зубчанинов, ЖЭТФ **12**, 358 (1942).
84. R. C. Abbott, H. W. Berry, J. Appl. Phys. **30**, 871 (1959).
85. F. Pradal, R. Simon, Compt. Rend. **247**, 438 (1958).
86. Р. Р. Рахимов, Х. Джуракулов, Радлотехника и электроника **9**, 333 (1964).
87. K. H. Krebs, Ann. d. Phys. **10**, 213 (1962).
88. K. H. Simon, M. Herrmann, P. Schackert, Z. Phys. **184**, 347 (1965).
89. G. D. Magnuson, C. E. Carlston, Phys. Rev. **129**, 2409 (1963).
90. C. E. Carlston, G. D. Magnuson, P. Mahadevan, D. E. Harrison, Phys. Rev. **139**, A729 (1965).
91. D. E. Harrison, C. E. Carlston, G. D. Magnuson, Phys. Rev. **139**, A737 (1965).
92. Р. И. Гарбер, А. И. Федоренко, УФН **83**, 385 (1964).
93. А. Ф. Тулинов, УФН **87**, 585 (1965).
94. В. А. Молчанов, В. Г. Тельковский, В. М. Чичеров, ДАН СССР **137**, 58 (1961).
95. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ФТТ **5**, 3426 (1963).
96. В. А. Квливидзе, Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, Изв. АН СССР, сер. физ., **28**, 1409 (1964).
97. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ФТТ **6**, 3486 (1964).
98. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ФТТ **6**, 3704 (1964).
99. Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, ЖТФ **35**, 575 (1965).
100. В. М. Агранович, Д. Д. Одинцов, ДАН СССР **162**, 778 (1965).
101. B. Fagot, C. Fert, Compt. Rend. **258**, 1180 (1964).
102. B. Fagot, N. Colombie, C. Fert, Compt. Rend. **258**, 4670 (1964).
103. H. Zscheile, Phys. Stat. Sol. **11**, 159 (1965).
104. В. И. Павлов, С. В. Стародубцев, ЖЭТФ **7**, 409 (1937).
105. В. М. Ловцов, С. В. Стародубцев, Труды ФТИ АН УзССР **3**, 45, 57 (1950).
106. В. М. Ловцов, Труды ФТИ АН УзССР **4**, 79 (1952).
107. В. М. Ловцов, А. С. Смирнов, Труды ФТИ АН УзССР **5**, 82 (1953).

108. В. М. Ловцов, А. С. Смирнов, ЖТФ 23, 1737 (1953).
109. В. М. Ловцов, А. С. Смирнов, Радиотехника и электроника 4, 1527 (1959).
110. М. А. Еремеев, В. Г. Юрьев, ЖТФ 22, 1290 (1952).
111. Г. М. Батанов, ФТТ 2, 2048 (1960).
112. Г. М. Батанов, Научно-техн. информ. бюллетень ЛПИ 9, 92 (1960).
113. Г. М. Батанов, ФТТ 3, 558 (1961).
114. Г. М. Батанов, РиЭ 8, 852 (1963).
115. Г. М. Батанов, Диссертация, ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва, 1963.
116. И. А. Аброян, В. П. Лавров, ФТТ 4, 3254 (1962).
117. И. А. Аброян, В. П. Лавров, И. Г. Федорова, ФТТ 7, 3660 (1965).
118. И. А. Аброян, В. П. Лавров, Труды ЛПИ, № 277, «Физическая электроника», 93 (1967).
119. И. А. Аброян, ФТТ 3, 588 (1961).
120. B. Navinšek, J. Appl. Phys. 36, 1678 (1965).
121. Л. П. Мороз, А. Х. Аюханов, Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 1322 (1962).
122. Л. П. Мороз, А. Х. Аюханов, Радиотехника и электроника 8, 322 (1963).
123. Л. П. Мороз, А. Х. Аюханов, ДАН УзССР 6, 15 (1964).
124. Л. П. Мороз, А. Х. Аюханов, Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1395 (1964).
125. М. В. Гомоюнова, ФТТ 1, 329 (1959).
126. И. А. Аброян, В. П. Лавров, А. П. Титов, ФТТ 7, 3159 (1965).
127. С. А. Фридрихов, А. Р. Шультман, ФТТ 1, 1268 (1959).
128. Э. С. Париллис, Радиотехника и электроника 7, 1979 (1962).
129. Н. Д. Моргулис, ЖЭТФ 9, 1484 (1939).
130. М. Е. Гуртовой, ЖЭТФ 10, 483 (1940).
131. Э. С. Париллис, Л. М. Кишиневский, ФТТ 3, 1219 (1961).
132. С. А. Нагговер, Phys. Rev. 102, 340 (1956). (Русский перевод в сб. «Характеристические потери энергии электронов» под ред. А. Р. Шульмана, М., ИЛ, 1959, стр. 196.)
133. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ 36, 1517 (1959).
134. A. Russek, Phys. Rev. 132, 246 (1963).
135. Д. Д. Одинцов, ФТТ 5, 114 (1963).
136. Ю. В. Мартыненко, ФТТ 8, 637 (1966).
137. В. М. Агранович, Атомная энергия 17, 152 (1964).
138. И. А. Аброян, В. А. Зборовский, ДАН СССР 144, 531 (1962).
139. И. А. Аброян, ФТТ 4, 2719 (1962).
140. И. А. Аброян, Диссертация, ЛПИ им. М. И. Калинина, Л-д, 1963.
141. И. А. Аброян, Л. А. Цехновичер, ФТТ 6, 1688 (1964).
142. И. А. Аброян, А. П. Титов, ФТТ 7, 2007 (1965).
143. И. А. Аброян, Т. Н. Макарова, А. Л. Пукшанский, А. И. Титов, ФТТ 8, 111 (1966).
144. В. С. Вавилов, Действие излучений на полупроводники, Москва, 1963.
145. Г. П. Голубев, В. С. Вавилов, В. Д. Егоров, ФТТ 7, 3702 (1965).
146. В. Шокли, УФН 77, 161 (1962).
147. R. I. Ewing, IEEE Trans. on Nucl. Sci. № 5—9, 207 (1962).
148. F. Seitz, Disc. Farad. Soc. 5, 271 (1949). (Русский перевод в сб. «Действие излучений на полупроводники и изоляторы», ред. С. М. Рывкин, 1954.)
149. J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, P. V. Thomsen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. selsk. 33, № 10 (1963).
150. J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schitt, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. selsk. 33, № 14 (1963).
151. H. Mayer, Phil. Mag. 16, 594 (1933).
152. В. П. Векслер, ФТТ 5, 2737 (1963).
153. В. И. Векслер, Б. А. Ципилюк, ФТТ 7, 3386 (1965).
154. J. Kistemaker, C. Snoek, в сб. «Le bombardement ionique», Paris, 1962, стр. 51.
155. C. Snoek, W. F. van der Weg, P. K. Rol, Physica 30, 341 (1964).
156. R. M. Chaudhri, M. Y. Khan, A. L. Taseer, Nature 177, 1226 (1956).
157. R. M. Chaudhri, M. Y. Khan, A. L. Taseer, Phys. Rev. 104, 1492 (1956).
158. R. M. Chaudhri, M. Y. Khan, Proc. V Intern. Conf. Ioniz. Phen. Gases, Munich; 1961, vol. 2, Amsterdam, 1962, p. 1195.
159. R. M. Chaudhri, A. Jehan, M. M. Chaudhri, Nature 201, 284 (1964).
160. R. M. Chaudhri, M. M. Chaudhri, S. M. Kabir, Доклад на VII Международной конференции по явлениям в пониженных газах, Белград, август 1965.
61. W. Coates, Phys. Rev. 46, 542 (1934).
62. W. Hennesberg, Z. Phys. 86, 592 (1933).
63. Э. В. Мюллер, УФН 77, 481 (1962).

164. W. Hanle, K. H. Rau, *Z. Phys.* **133**, 297 (1952).
 165. J. R. Young, *J. Appl. Phys.* **26**, 1302 (1955).
 166. В. Л. Вознесенский, Б. М. Носенко, М. Д. Ягудаев, ДАН УзССР **8**, 17 (1953).
 167. В. Л. Вознесенский, Б. М. Носенко, С. В. Стародубцев, ДАН УзССР **8**, 9 (1954).
 168. Б. М. Носенко, Н. А. Струков, М. Д. Ягудаев, *Оптика и спектроскопия* **3**, 351 (1957); Изв. АН СССР, сер. физ., **21**, 701 (1957).
 169. Б. М. Носенко, Н. А. Струков, Изв. АН СССР, сер. физ., **25**, 314 (1961).
 170. C. F. Eve, H. E. Duskworth, *Can. J. Phys.* **36**, 104 (1958).
 171. В. В. Макаров, Н. Н. Петров, ФТТ **8**, 1602 (1966).
 172. В. В. Макаров, Н. Н. Петров, Труды ЛПИ, № 277, «Физическая электроника», 124 (1967).
 173. В. В. Макаров, Н. Н. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ., **30**, 890 (1966).
 174. Ю. А. Цирли, П. Н. Залюбовский, Т. И. Соколовский, В. Г. Пезнамов, Р. А. Пикулина, ПТЭ **3**, 214 (1964).
 175. L. Morbitzer, A. Schargmann, *Z. Phys.* **177**, 174 (1964).
 176. В. Л. Вознесенский, Б. М. Носенко, Л. С. Ревзин, С. В. Стародубцев, М. Д. Ягудаев, ДАН УзССР **7**, 11 (1954).
 177. A. Schargmann, *Z. Phys.* **157**, 301 (1959).
 178. К. П. Härdtl, *Z. Phys.* **157**, 316 (1959).
 179. Б. М. Носенко, М. Д. Ягудаев, Труды Среднеазиатского гос. университета, 1955, вып. 65, кн. 12, стр. 19.
 180. G. Couchet, A. Paganì, M. Savelli, *Compt. Rend.* **254**, 4007 (1962).
 181. A. Paganì, *Compt. Rend.* **253**, 856 (1961).
 182. Д. Вайниард, УФН **74**, 435 (1961).
 183. Л. И. Добрецов, М. В. Гомоюнова, Эмиссионная электроника, М.—Л., Наука, 1966.
 184. D. B. Medved, Y. E. Strausser, *Advances in Electronics and Electron Physics* **21**, 101 (1965). (Русский перевод см. в журнале УФН **91**, 485 (1967).)
 185. У. А. Арифов, С. Гаипов, М. Икрамова, Р. Р. Рахимов, ДАН УзССР **11**, 19 (1965).
 186. У. А. Арифов, Р. Р. Рахимов, С. Гаипов, Н. А. Каретникова, ДАН УзССР **12**, 16 (1965).
 187. L. Debeves, E. Heldt, K. H. Krebs, J. Marsel, Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, август 1965.
 188. F. M. Devienne, J.-C. Roustan, J. Souquet, *Compt. Rend.* **258**, 140 (1964).
 189. F. M. Devienne, J.-C. Roustan, J. Souquet, *Compt. Rend.* **260**, 4701 (1965).
 190. Н. Н. Евдокимов, В. А. Молчанов, Д. Д. Одинцов, В. М. Чичеров, ФТТ **8**, 2939 (1966).
 191. Н. А. Аброян, И. С. Арефьева, В. П. Лавров, ФТТ **9**, 2 (1967).
 192. Н. А. Аброян, Л. А. Цехновичер, ФТТ **8**, 3701 (1966).
 193. A. van Wijngaarden, D. J. Bradley, N. M. A. Finney, *Canad. J. Phys.* **43**, 2180 (1965).
 194. A. van Wijngaarden, L. Hastings, E. S. Koteles, *Canad. J. Phys.* **44**, 789 (1966).
 195. Н. А. Аброян, М. А. Еремеев, Н. Н. Петров, Труды ЛПИ, № 277, «Физическая электроника», 84 (1966).
 196. В. В. Макаров, Н. Н. Петров, ФТТ **9**, 9 (1967).
-