Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 1

ФИЗИКА

А. Р. ШУЛЬМАН и И. И. ФАРБШТЕЙН

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В НИКЕЛЕВЫХ И МОЛИБДЕНОВЫХ МИШЕНЯХ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 29 III 1955)

Недавно было обнаружено ([1]), что спектр электронов, испущенных щелочно-галоидными кристаллами при обстреле их электронами малых скоростей (30—60 в), представляет собою совокупность четко разделенных друг от друга максимумов, отвечающих упруго отраженным, неупруго рассеянным и вторичным электронам. Положение максимумов неупругого рассеяния не зависело от энергии падающих на кристалл электронов и хорошо согласовалось с теоретической формулой для потерь энергии движущимся в кристалле электроном А. Я. Вятскина ([2]):

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{2\pi}{a}\right)^2 \nu^2, \qquad (1)$$

где a — постоянная решетки; $\nu^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$ — целочисленный индекс, характеризующий индексы плоскости n_1, n_2, n_3.

Наличие дискретного спектра неупруго отраженных электронов в щелочно-галоидных кристаллах может быть объяснено в духе теории ([2]) тем, что при взаимодействии падающего на кристалл электрона с электроном решетки диэлектрика имеют место определенные квантованные переходы электронов из заполненной зоны в вышележащие зоны — междузонные переходы, регулируемые правилом отбора для импульсов, при которых в среднем передается энергия E.

В случае металлов при взаимодействии движущегося электрона с электронами решетки могут иметь место как междузонные, так и внутризонные переходы последних. Поэтому спектр неупруго рассеянных электронов в металлах, в отличие от диэлектриков, повидимому, должен представлять собою наложение сплошного и дискретного спектров. Это предположение нуждается в экспериментальной проверке; в частности, существенно установить наличие междузонных переходов электронов в металлах.

При изучении распределения вторичных электронов по энергиям рядом исследователей ([3-5]) и др.) было обнаружено, что на фоне беспорядочно рассеянных электронов имеются небольшие максимумы, положение которых относительно пика упруго отраженных электронов не зависело от энергии первичных электронов. Однако данные о положении этих максимумов не давали возможности однозначно интерпретировать это явление, в связи с чем в различных работах предлагались разные объяснения происхождения указанных максимумов. Вопрос осложнялся еще тем, что положение, а также появление и исчезновение этих максимумов в сильной степени зависели от чистоты поверхности. В последних работах ([6, 7]) были получены данные, соответствующие формуле (1).

Как показали предварительные опыты, при бомбардировке металлических мишеней медленными электронами решающее значение имеет чистота поверхности. В связи с этим был принят ряд мер, обеспечивающих это требование. Для получения стабильных результатов с никелем потребовалась прокалка мишеней в течение 4—5 дней, из них 20—30 час. непрерывного прокаливания при 1000°. В конце процесса вакуум достигал $5 \cdot 10^{-6}$ тор при раскаленной мишени. Мишень из молибдена прогревалась при 1800° в вакууме $2 \cdot 10^{-6}$ тор в течение 50 час. Как будет видно далее, этот режим оказался недостаточным для полной очистки поверхности мишени.

Измерения производились с нагретых мишеней. Вакуум при этом был не хуже чем $5 \cdot 10^{-7}$ тор. Перед измерением каждая из мишеней прогревалась до максимальной температуры. В момент измерения накал мишени снимался. В связи с этим было весьма существенно произвести измерения достаточно быстро, чтобы мишень не успела заметно изменить свои свойства, поэтому снятие кривой по точкам не могло применяться.

Для анализа распределения электронов по энергиям был использован метод сферического конденсатора П. И. Лукирского. Была предложена и осуществлена схема, позволяющая получить кривую распределения электронов по энергиям непосредственно на экране осциллографа и сфотографировать это изображение. В этих условиях снятие кривой занимало 5 сек.

Блок-схема установки показана на рис. 1. Блок $\Delta V_к$, заимствованный из ([8]), служит для электрического дифференцирования кривой задержки; он подает малое синусоидальное напряжение $\Delta V_к$ на коллектор, которое вызывает появление переменной составляющей $\Delta i_к$ в коллекторном токе. При достаточно малом $\Delta V_к$ (в нашей установке $\Delta V_к = 0{,}5$в) $\Delta i_к$ пропорционально производной кривой задержки. Сигнал ($\Delta i_к$) усиливается и подается на осциллограф. Блок *БР* служит для развертки луча осциллографа и для подачи нарастающего напряжения на коллектор; таким образом, развертка синхронизована с подачей медленно нарастающего напряжения задержки на коллектор. Блок $V_{пост}$ служит для подачи начального напряжения на коллектор. *ПУ* — предусилитель (шум в пересчете на вход 1—2 μв, входное сопротивление 10 Мом). *ЭО* — электронный осциллограф ЭО-7, V_p — блок питания электронной пушки.

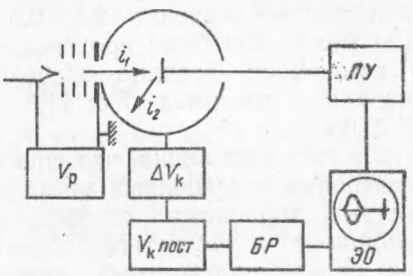


Рис. 1. Блок-схема установки

Для получения хорошо сфокусированного пучка с энергией 20—150 в нами была разработана конструкция электронной пушки, основанная на использовании одиночной линзы, образованной двумя открытыми цилиндрами. Фокусировка пучка проверялась так же как в ([6]).

Вид получаемых фотографий представлен на рис. 2. Следует отметить, что получается симметричная фигура, что весьма удобно для контроля возможности случайных отклонений нулевой линии. Огибающая фигуры (с одной стороны) представляет собою кривую распределения электронов по энергиям. На рисунке ясно виден максимум, соответствующий истинно вторичным электронам (слева), и значительно меньший максимум упруго отраженных электронов (справа). Было обнаружено, что как для никеля, так и для молибдена интенсивность максимума упруго отраженных электронов зависит от чистоты поверхности: чем чище поверхность, тем интенсивнее максимум упруго отраженных электронов. Ширина этого максимума зависит от материала мишени и колеблется от 1,5—2 до 6 в.

Вблизи максимума упруго отраженных электронов видны небольшие пики, отвечающие неупруго рассеянным электронам. Для более деталь-

ного изучения их масштаб развертки увеличивался одновременным усилением сигнала в 10 раз. Типичная фотография конца кривой распределения электронов по энергиям для никеля приведена на рис. 3. Ясно видны пик упруго отраженных электронов (справа) и пологий максимум, соответствующий неупруго рассеянным электронам с потерей энергии около 12,5 в. Для молибдена наблюдались три пика неупруго рассеянных электронов с потерей энергии около 5,5 11,5 и 17 в, как это видно из рис. 4. Положение пиков неупруго рассеянных электронов относительно максимума упруго отраженных электронов не зависело от энергии падающих на мишень электронов (в интервале энергий от 40 до 120 эв). В случае недостаточно очищенных мишеней из никеля пики либо совсем не наблюдались, либо они были слабы и носили случайный характер. Для молибдена на необезгаженных мишениях был виден один пик при 5,5 в.

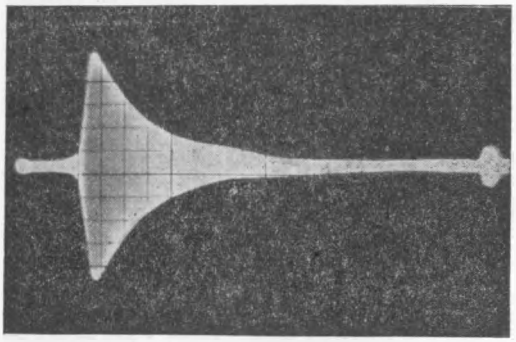


Рис. 2

Всего для никеля было произведено 18 измерений при различных энергиях падающих электронов. Положение максимума колебалось от 12 до 13 в, среднее значение $12{,}5 \pm 0{,}5$ в. Для молибдена было произведено 9 измерений; средние значения оказались равными 5,5; 11,6 и $17 \pm 0{,}8$ в.

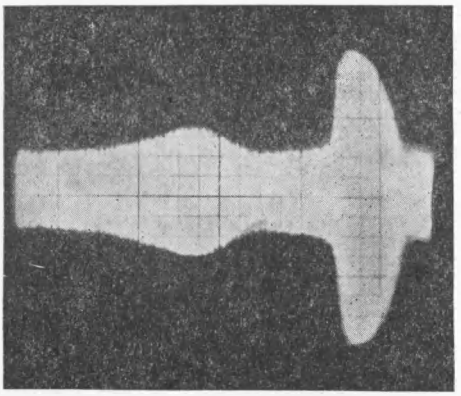


Рис. 3

Из рисунков видно, что спектр электронов, испущенных металлическими мишенями, состоит из сплошного и дискретного спектров, причем дискретный спектр выражен менее резко, чем в случае диэлектриков ([1]). При сопоставлении положения пиков, найденных на опыте, с теоретическими данными видно, что полученные для никеля опытные данные при энергии падающих на мишень электронов 40—120 в находятся в весьма хорошем согласии с величиной, вычисленной по формуле (1)— 12,2 в (постоянная решетки никеля 3,51 Å). Ранее в нашей лаборатории были получены такие же результаты при энергии падающих электронов 28,5 и 47,5 в ([6]).

Для молибдена по формуле (1) получается значение $E = 15{,}2$ в (постоянная решетки 3,14 Å). Такого пика на опыте обнаружено не было. Причина этого, повидимому, заключается в том, что поверхность молибденовой мишени была покрыта тонкой пленкой окиси молибдена. Действительно, измерениями вторичной электронной эмиссии применявшихся мишеней и сравнением полученных результатов с данными ([9]) было показано, что состояние поверхности мишени не соответствовало чистому молибдену. Таким образом, полученные результаты следует, повидимому, приписать пленке окиси молибдена на поверхности мишени. Постоянная решетки у окиси молибдена равна 4,68 Å, теоретические потери равны 6,3; 12,6 и 18,9 в, соответственно. Опытные данные близки (с точностью до 11%) к этим результатам.

Наличие дискретных потерь энергии движущимися электронами должно привести не только к появлению пиков неупруго рассеянных электронов, но и к появлению среди медленных вторичных электронов группы электронов с энергией $E - \varphi$, где φ — работа выхода мишени. Действительно, для молибдена были обнаружены неровности в ходе кривых задержки в ожидавшемся интервале энергии. Однако этот эффект был слаб, так как он наблюдался при большом фоне истинно вторичных электронов. Поэтому мы ограничимся лишь констатацией этого факта.

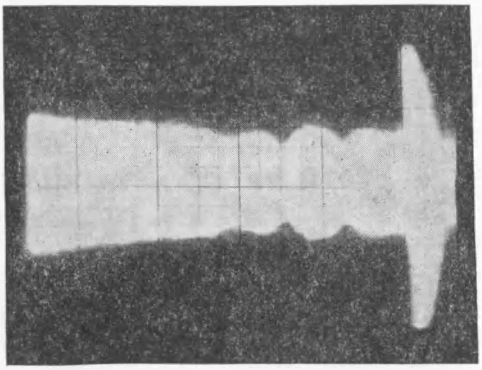


Рис. 4

Таким образом проведенные опыты показывают, что и в случае металлов (никель) имеет место неупругое рассеяние электронов, определяемое междузонными переходами электронов решетки, которые регулируются правилами отбора для импульсов вытекающими из зонного приближения теории твердого тела. Наряду с этим в отличие от диэлектриков, имеет место беспорядочное неупрогое рассеяние при внутризонных переходах электронов решетки.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступило
24 III 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А.Р. Шульман, С. А. Фридрихов, ЖТФ, **25**, в.7, 1944 (1955). [2] А. Я. Вятскин, ЖЭТФ, **20**, 557 (1950). [3] E. Rudberg, Proc. Roy. Soc., **127**, 111 (1930). [4] E. Rudberg, Phys. Rev., **50**, 127 (1936). [5] L. Haworth, Phys. Rev., **48**, 88 (1935). [6] А. Р. Шульман, Е. И. Мякинин, ДАН, **91**, 1075 (1953). [7] Н. Б. Горный, ЖЭТФ, **27**, 648 (1954). [8] Н. Б. Горный, Л. М. Рахович, ЖЭТФ, **26**, 454 (1954). [9] R. Petry, Phys. Rev., **26**, 346 (1925).