

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР
СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ****В. И. Милютин и А. Н. Кабанов**

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение распределения электронов по скоростям в электронном пучке является весьма актуальным для решения ряда проблем электроники и строения вещества. Так, при создании электронно-лучевых приборов с большой разрешающей силой, включая электронный микроскоп, очень важно знать энергетический состав электронов в пучках. В электронном микроскопе, например, анализ скоростей электронов, прошедших сквозь объект, необходим для изучения механизма образования изображения, определения контраста изображения и разрешающей способности микроскопа.

Вопросы упругого и неупругого рассеяния электронов при прохождении их через вещество, начиная с Ленарда¹, постоянно являются предметом теоретического и экспериментального исследования. Уже накоплен большой материал относительно потерь энергии как медленных, так и быстрых электронов при прохождении их через различные вещества. Однако существовавшие ранее методы не позволяли получить полной картины процессов рассеяния электронов, особенно быстрых, в веществе.

Особый интерес представляет изучение элементарных процессов рассеяния, вызванных однократными соударениями электронов при взаимодействии с веществом. Экспериментальное исследование таких процессов требует использования очень тонких слоев исследуемых веществ и спектральных приборов с большой хроматической разрешающей способностью.

Рутеман², а затем Ланг³, применяя магнитный метод полукруговой фокусировки, получили количественные результаты о процессах рассеяния в тонких пленках для электронов со скоростями 5—8 кэв. Были найдены дискретные потери энергии, соответствующие энергиям возбуждения *K*- или *L*-рентгеновских уровней углерода, азота и кислорода. Наряду с этими большими потерями, связанными с возбуждением внутренних оболочек атома, оказалось возможным определить малые потери порядка 20 эв, характерные для каждого вещества.

Особенно большой интерес представляют потери энергии при прохождении через вещество быстрых электронов с энергией порядка 50—100 кэв, которые существенны, например, при изучении явлений электронной дифракции и в электронной микроскопии. В этом случае оказалась наиболее пригодной, как это впервые показал Мёлленштедт⁴, электростатическая линза, обладающая высокой хроматической разрешающей способностью. Как было показано⁵,

хроматическая разрешающая способность электростатической линзы в 40—50 раз выше магнитной линзы.

В процессе разработки анализатора скоростей с применением электростатической линзы удалось добиться в некоторых случаях разрешения порядка десятых долей вольты при ускоряющих напряжениях 30—50 кВ. Наиболее удобной для целей анализа является цилиндрическая (щелевая) электростатическая линза, которая оказалась очень чувствительным диспергирующим элементом анализатора. Если такую линзу ввести в схему электронного микроскопа, то после некоторых изменений его можно использовать в качестве анализатора. В последнее время уже появляются и специальные приборы-анализаторы. Область их применения за последнее время быстро расширяется. Наряду с изучением дискретных потерь скоростей электронов при прохождении их через вещество, они используются для анализа отраженных от вещества электронов, анализа электронов, рассеянных на различные углы в процессе электронной дифракции, а также для исследования хроматического состава электронов в пучках, создаваемых различными источниками.

Ниже мы опишем кратко принцип действия анализатора, различные схемы прибора, области его применения и некоторые результаты измерений.

2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ АНАЛИЗАТОРА

Принцип действия анализатора основан на использовании сильного хроматического действия краевой зоны (области, удаленной от оси) одиночной электростатической линзы. Эта область очень чувствительна к изменению скорости проходящих через нее электронов.

Проследим за траекториями электронов, входящих в линзу с одинаковой скоростью, но на разных расстояниях от оси линзы. Оказывается, что вид траекторий и отклонение электронов от оси при прохождении линзы зависят

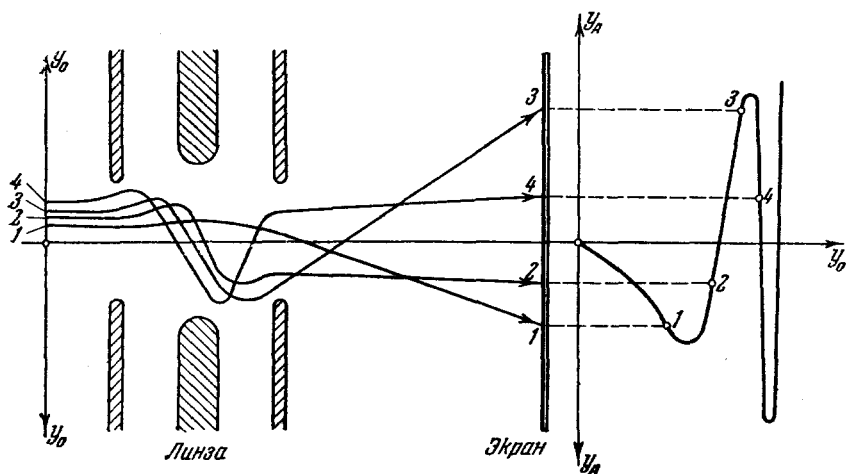


Рис. 1. Ход электронных лучей в электростатической линзе и зависимость их отклонения y_A на экране от расстояния до оси y_0 на входе в линзу.

от того, на каком расстоянии y_0 от оси они входят в линзу (рис. 1). Электроны, вступающие в линзу строго вдоль оси ($y_0 = 0$), не отклоняются. При увеличении y_0 вид траектории изменяется и вследствие этого изменяется отклонение y_A электронного луча на экране. Вначале y_A возрастает (луч 1), а траектория пересекает ось линзы один раз. Затем луч, пройдя через макси-

мум отклонения, приближается к оси (луч 2), пересекает ее и отклоняется в противоположную сторону (луч 3). Траектория в этом случае имеет две точки пересечения с осью. При дальнейшем увеличении отклонение луча опять достигает максимального значения и затем вновь уменьшается (луч 4). Таким образом, отклонение луча на экране при изменении расстояния входа в линзу носит колебательный характер, причем период колебаний уменьшается с увеличением U_0 (см. рис. 1 справа). При некотором U_0 наступает отражение электронов, и линза работает как зеркало. Режим работы линзы, когда траектории электронов пересекают ось линзы один раз, принято называть первой рабочей областью. При двойном или тройном пересечении оси — соответственно второй или третьей рабочими областями⁶.

Указанный выше характер зависимости отклонения лучей на экране от расстояния до оси при входе их в линзу легко получить, если перед обычной одиночной электростатической линзой на пути электронов поместить диафрагму с очень узкой прямой щелью (рис. 2). Эта щель вырезает из пучка падающих на лин-

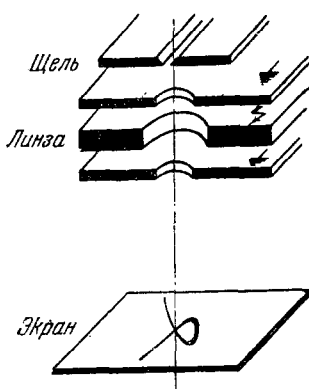


Рис. 2. - Схема отклонения электронных лучей одиночной электростатической линзой.

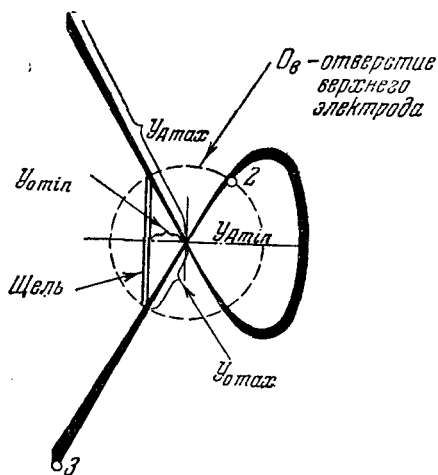


Рис. 3. Изображение щели, расположенной вне оси электростатической аксиально-симметричной линзы.

зу электронов тонкий плоский пучок. Различно удаленные от оси электроны этого пучка преломляются линзой по-разному, изображение щели при этом получается в виде петли (см. рис. 3). Окружность, показанная на рис. 3 пунктиром, изображает край отверстия верхнего электрода. Петлеобразная кривая на экране соответствует области изменения U_A между лучами 1 и 3 на рис. 1. Как видно, расстояния от оси входящих в линзу лучей в этом случае изменяются от U_{0min} до U_{0max} . Соответствующие им отклонения на экране изменяются от U_{Amin} до U_{Amax} . Видно также, что для участков щели, близких к краю отверстия линзы, отклонения на экране максимальны. Это показывает, что область линзы, удаленная от оси, более чувствительна к изменению расстояния входящих электронов от оси линзы. Она является также более чувствительной к изменению скорости электронов. Это объясняется тем, что в области, удаленной от оси линзы, т. е. близкой к краю отверстия отрицательного электрода, происходит сильное торможение электронов и вследствие этого велико отклоняющее действие поля линзы.

Если отверстие в среднем электроде линзы сделать продолговатым, в виде щели, мы получим цилиндрическую (щелевую) линзу и изображение узкой

щели на экране принимает вид, показанный на рис. 4. При изменении скорости входящих в линзу электронов изображение щели на экране будет смещаться. Характер изменения отклонения электронов на экране при изменении их скорости имеет такой же вид, как и в случае изменения их расстояния от оси (рис. 5).

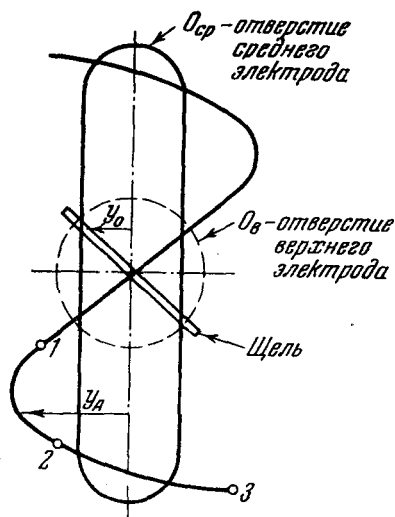


Рис. 4. Изображение косорасположенной щели цилиндрической электростатической линзой.

высокая чувствительность к изменению скорости (крутой ход кривой на рис. 1 справа) и почти линейная зависимость между изменением скорости и величиной смещения изображения щели.

Если узкую щель расположить строго параллельно краю щелевого отверстия среднего электрода линзы (рис. 7), то ее изображение получится в виде линии (точнее полосы). При изменении скорости электронов это изображение будет перемещаться, образуя систему параллельных линий.

Расстояние щели от оси линзы и потенциал на ее среднем электроде целесообразно выбирать такими, чтобы имел место телескопический ход лучей (см., например, луч 2 на рис. 1). В этом случае достигается

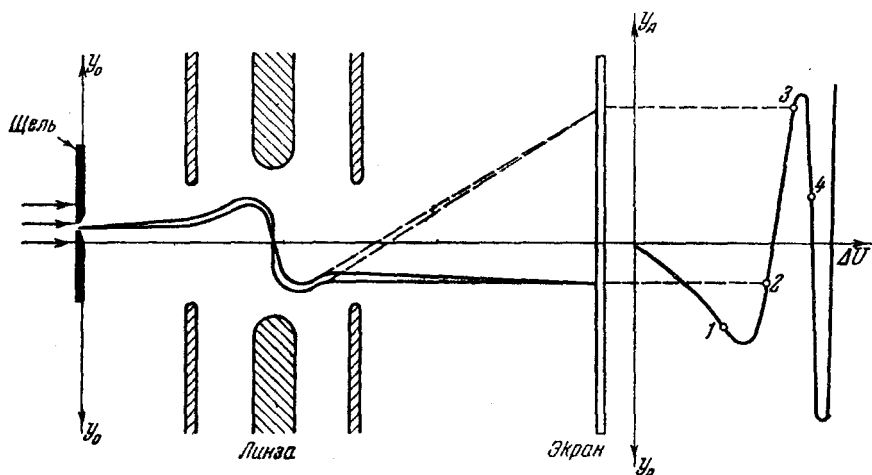


Рис. 5. Ход электронных лучей в электростатической линзе и зависимость их отклонения от изменения скорости электронов.

Изменения скорости электронов на 1 в и даже на несколько десятых долей вольта при общем ускоряющем напряжении 50 кВ легко обнаруживаются.

Таким образом, с помощью такой линзы легко обнаружить небольшие дискретные потери энергии электронов, возникающие, например, при их прохождении сквозь вещество или отражении от него. Если на щель падает пучок электронов с дискретным распределением скоростей, то цилиндрическая линза даст

на экране (фотопластинке) ряд изображений щели в виде параллельных линий, т. е. спектр скоростей. Фотометрируя полученный спектр, можно достаточно точно измерить расстояния между спектральными линиями. Для оценки этих расстояний в вольтах линза-анализатор предварительно градуируется, для чего при

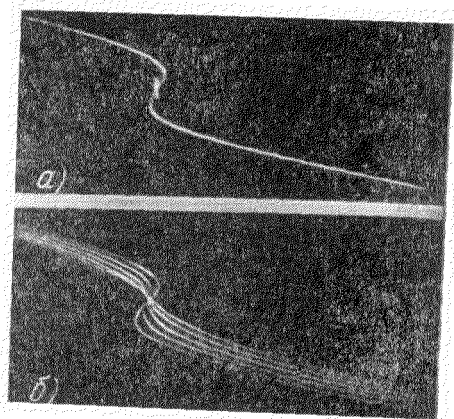


Рис. 6. Изображения косорасположенной щели, полученные с помощью цилиндрической линзы при ускоряющих напряжениях: а) 35 кВ; б) 35 кВ; 35 кВ—20 в; 35 кВ—40 в; 35 кВ—60 в; 35 кВ—80 в.

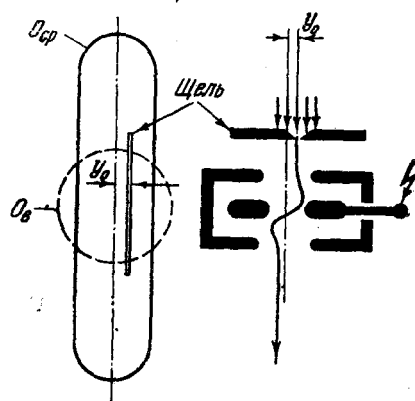


Рис. 7. Поперечный разрез (справа) и вид сверху линзы-анализатора со щелью, расположенной параллельно краю отверстия среднего электрода линзы.

заданных положении щели и потенциале на среднем электроде линзы ускоряющее напряжение уменьшается скачками, например, на 10 в, и каждый раз фотографируется изображение щели. На фотопластинке получается система параллельных линий, расстояния между которыми равны 10 в. Полученную систему линий обычно называют градуировочным эталоном. Необходимые скачки ускоряющего напряжения можно осуществить с помощью дополнительно включенной в цепь катода батареи. На рис. 8 для примера представлен градуировочный эталон, соответствующий изменению скорости электронов скачками в 20 в, и его фотометрическая кривая. Спектр скоростей электронов, прошедших через исследуемое вещество, как правило, снимают на той же пластинке. При этом потенциал на среднем электроде и положение щели остаются такими же, как и при получении градуировочного эталона, а дополнительная батарея отключается от цепи катода пушки. Сравнение спектра скоростей с градуировочным эталоном позволяет оценить величину потерь энергии электронов при их прохождении сквозь различные объекты. На рис. 9 в качестве примера приведен спектр 40 кэВ электронов, прошедших сквозь пленку никеля толщиной 500 Å и градуировочный эталон (внизу), расстояние между линиями которого

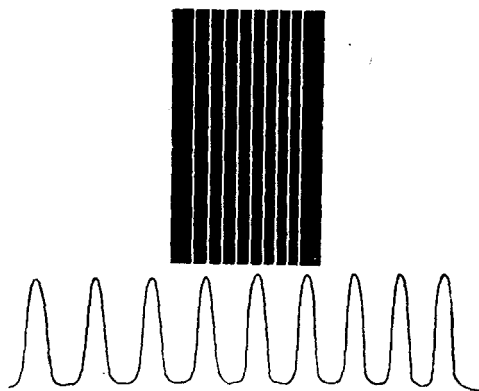


Рис. 8. Фотография градуировочного эталона и его фотометрическая кривая.

соответствует 20 э. На спектре видны основная наиболее интенсивная линия, соответствующая электронам, прошедшим пленку без потерь энергии, и на некотором расстоянии от нее на общем диффузном фоне несколько линий, соответствующих дискретным потерям энергии электронов.

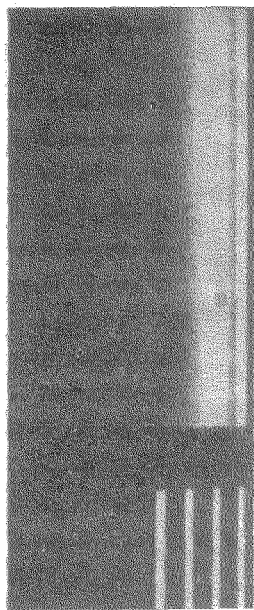


Рис. 9. Фотография спектра 40 кэв электронов, прошедших сквозь пленку никеля и градуировочного эталона с расстоянием между линиями 20 э.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Для анализа скоростей электронов до сих пор, как правило, использовались видоизмененные схемы различных электронных микроскопов. Мёлленштедт⁴ применил для этой цели электростатический микроскоп системы AEG-Zeiss. Принципиальная схема этого микроскопа, приспособленного для анализа скоростей, показана на рис. 10. Осветительная система и объектив оставались без изменения. Выше блока проекционных линз дополнительно встраивалась линза-анализатор со щелью, прилегающей вплотную к верхнему электроду. Щель могла убираться для перехода к обычному режиму работы электронного микроскопа. Линза-анализатор представляет собой, как было сказано выше, цилиндрическую электростатическую линзу, состоящую из трех электродов, крайние из которых обычно заземляются, а средний, со щелевым отверстием, находится под отрицательным высоким напряжением. Конечный экран состоит из двух откидывающихся половин, каждая из которых закрывает половину фотопластинки. Такое устройство экрана позволяет получать на одной пластинке и спектр электронов градуировочный эталон, что облегчает точное измерение потерь энергии. Апертурный угол пучка, освещающего щель в этом устройстве, составляет 10^{-4} радиана.

Электрическая схема отличается от схемы электронного микроскопа тем, что в анодную цепь введена батарея для получения градуировочных эталонов и высоковольтный делитель напряжения для регулировки потенциала среднего электрода линзы-анализатора относительно катода (см. рис. 10).

Необходимо заметить здесь, что для хорошей работы анализатора его схема должна обеспечивать достаточное сглаживание пульсаций высокого напряжения. Наличие высокоомного делителя при недостаточном сглаживании пульсаций вызывает сдвиг фаз между напряжениями на пушке и линзе-анализаторе, что приводит к размытию изображения щели.

Вскоре после Мёлленштедта подобный анализатор стал широко применяться и другими исследователями. Так Готэ⁷ использовал конструкцию электростатического микроскопа, заменив одну из проекционных линз цилиндрической. Расчет параметров этой линзы в режиме анализатора был сделан Сетье⁸. Щель изготовлена из серебра, что уменьшает образование нагара. Ширина щели может регулироваться в процессе работы. Для увеличения интенсивности пучка электронов, падающего на линзу-анализатор, применена цилиндрическая объективная линза.

Электрическая схема прибора (рис. 11) позволяет изменять в широких пределах напряжения на цилиндре Венельта с помощью потенциометра. Потенциал на среднем электроде линзы-анализатора изменяется с помощью батареи.

Аналогичную реконструкцию электростатического микроскопа для анализа электронов по скоростям провели Мартон и Ледер⁹.

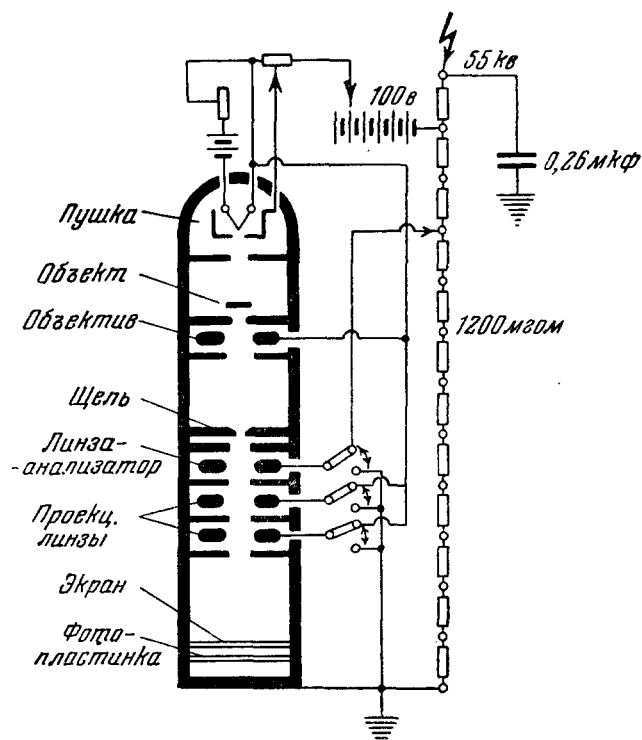


Рис. 10. Схема электронного микроскопа, приспособленного для анализа электронов по скоростям.

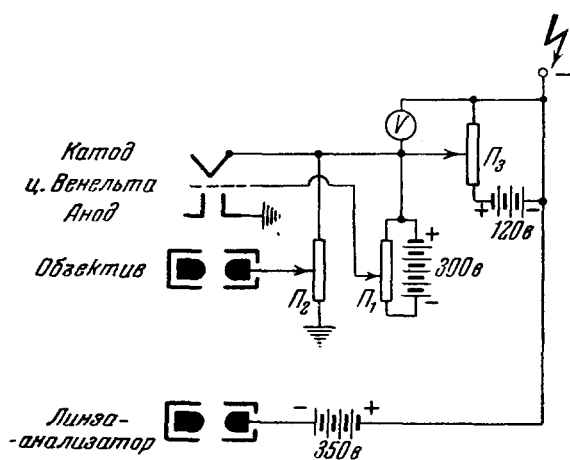


Рис. 11. Электрическая схема анализатора. Π — потенциометры: Π_1 — смещения, Π_2 — регулировки потенциала на объективе, Π_3 — для получения градуировочного эталона.

Ватанабе¹⁰ для этих же целей использовал магнитный микроскоп, введя между объективом и проективным электростатическую линзу-анализатор.

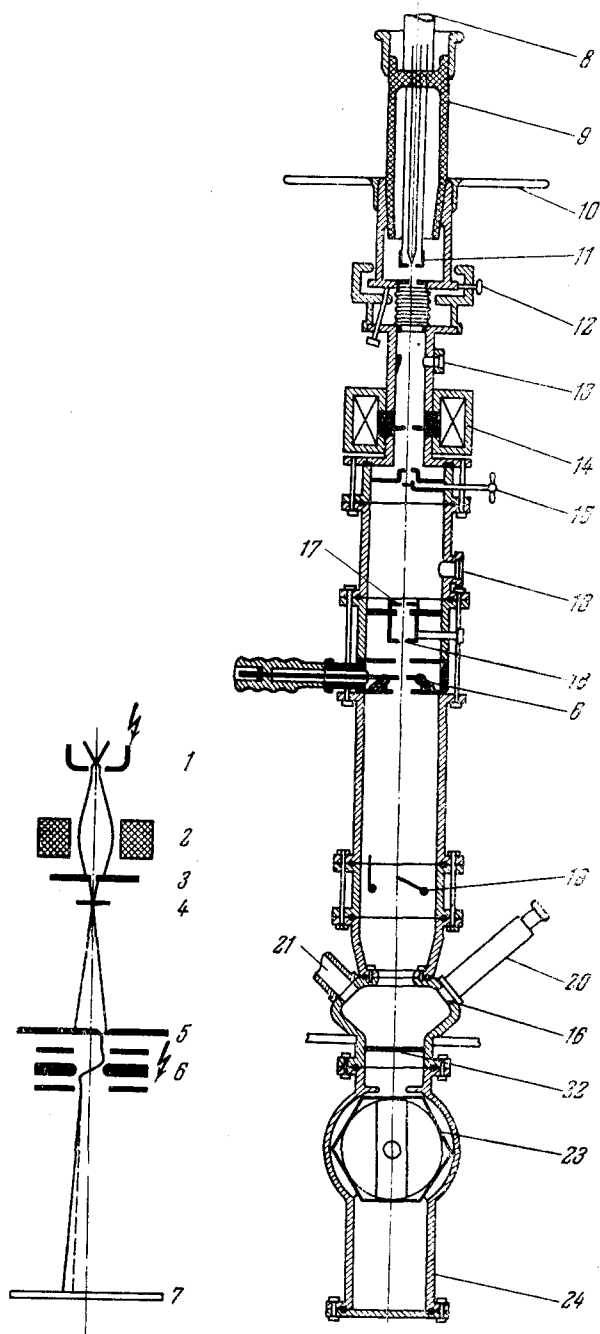


Рис. 12. Схема и разрез спектрографа электронов:

1 — источник электронов; 2 — конденсатор; 3 — диафрагма; 4 — объект; 5 — щель; 6 — линза-анализатор; 7 — экран; 8 — ввод высокого напряжения; 9 — изолятор; 10 — защитный экран; 11 — нить накала и цилиндр Венельта; 12 — юстирующее устройство; 13 — окно наблюдения с зеркалом; 14 — магнитный конденсатор; 15 — объектодержатель на 6 объектов; 16 — окно наблюдения; 17 — промежуточный экран; 18 — щель; 19 — экран из двух половинок; 20 — лупа; 21 — патрубок для откачки; 22 — шторка-экран; 23 — фотокамера на 12 пластин; 24 — фланец для фотоумножителя.

Недавно появилось сообщение¹¹ о создании в Германии специального прибора — спектрографа электронов с высоким хроматическим разрешением. Схема и разрез прибора представлены на рис. 12. Основным элементом прибора является электростатическая линза-анализатор. Ускоряющее напряжение составляет 50 кВ.

Осветительная система состоит из электронной пушки и магнитного конденсора, фокусирующего пучок электронов на объекте. Конструкция объектодержателя предусматривает горизонтальное перемещение, наклон относительно оси и азимутальный поворот шести объектов, необходимые для получения как спектров скоростей, так и дифракционных спектров на просвет и отражение. Щель раздвижная и перемещается параллельно краю щелевого отверстия среднего электрода линзы-анализатора. В приборе используется камера на 12 фотопластинок размером 5×5 см, а также предусмотрено подключение самозаписывающего приспособления с фотоумножителем для получения фотометрических кривых.

В Советском Союзе прибор-анализатор, в принципе подобный описанным выше, разработан авторами данной статьи.

4. ДИСПЕРСИЯ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА АНАЛИЗАТОРА

Основными характеристиками анализатора скоростей, как и любого спектрографа, являются дисперсия и хроматическая разрешающая сила. Дадим здесь определение этих понятий применительно к анализатору скоростей электронов и укажем факторы, от которых они зависят.

Дисперсия определяет зависимость величины смещения линии спектра (изображения щели) от изменения скорости электронов. Численно дисперсия равна отношению расстояния между двумя линиями спектра в миллиметрах к соответствующему изменению ускоряющего напряжения пучка в вольтах (*линейная дисперсия*)

$$\delta = \frac{\Delta y_A}{\Delta U} \left[\frac{\text{мм}}{\text{в}} \right]. \quad (1)$$

Ниже мы будем называть линейную дисперсию просто дисперсией. Величина дисперсии определяется электроннооптическими свойствами линзы-анализатора, положением щели относительно оси линзы и скоростью электронов.

Как уже упоминалось выше, высокая чувствительность электростатического анализатора обусловлена использованием краевой зоны линзы-анализатора, где коэффициент хроматической аберрации сильно возрастает. В конечном счете этот коэффициент и определяет величину дисперсии. Известно, что смещение изображения щели на экране Δy_A при изменении ускоряющего напряжения на ΔU определяется следующим выражением:

$$\Delta y_A = M C_{xp} y_0 \frac{\Delta U}{U}, \quad (2)$$

где M — увеличение линзы, C_{xp} — коэффициент хроматической аберрации и U — ускоряющее напряжение.

Линейная дисперсия определяется тогда

$$\delta = \frac{\Delta y_A}{\Delta U} = \frac{M C_{xp} y_0}{\Delta U}. \quad (3)$$

Ватанабе¹⁰ дает следующую оценку этого коэффициента для используемой им линзы. Полагая $M=1$; $y_0=0,5$ мм, он получил значение $MC_{xp}y_0=3,4 \cdot 10^3$ мм. Тогда при $U=22\,000$ в получается значение $\delta=0,154$ мм/вольт.

С увеличением y_0 (смещение щели относительно оси) увеличивается и дисперсия. Однако сильное увеличение величины y_0 нежелательно, так как линза переходит в режим 2-й или 3-й рабочих областей, где изображение щели имеет большую ширину и неустойчиво. Как мы увидим ниже, увеличение ширины изображения щели уменьшает разрешающую силу анализатора. Поэтому необходимо найти оптимальное положение щели относительно оси, при котором линейная дисперсия достаточно велика без заметного ухудшения разрешающей способности.

Что касается ускоряющего напряжения, то с увеличением последнего дисперсия уменьшается.

Разрешающей силой анализатора принято называть отношение ускоряющего напряжения (скорость электронов) к наименьшему расстоянию между линиями изображения щели в вольтах, видимых еще раздельно:

$$A = \frac{U}{\Delta U_{\min}}. \quad (4)$$

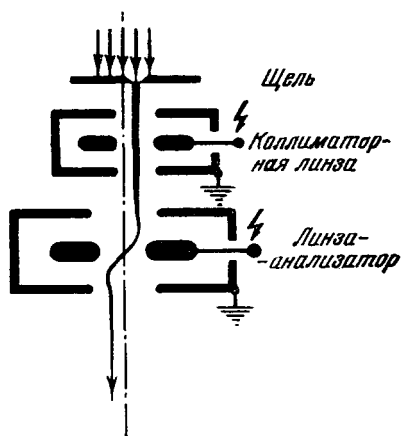


Рис. 13. Ход электронного луча в анализаторе с коллиматорной линзой.

Ясно, что наименьшее расстояние между линиями равно ширине самой линии, т. е. ширине изображения щели. Увеличение ширины изображения щели ведет к уменьшению разрешающей силы.

Ширина изображения щели определяется: шириной самой щели, разбросом начальных скоростей электронов, апертурным углом в плоскости щели и аберрациями линзы (главным образом сферической). Получение очень узких щелей связано с трудностями технического характера, а также с сильным уменьшением интенсивности пучка.

Некоторое уменьшение ширины изображения щели может быть достигнуто применением дополнительной коллиматорной цилиндрической линзы¹² (рис. 13). Однако подавляющее большинство анализаторов работает без коллиматорной линзы.

Разрешающая сила анализатора зависит также от расстояния щели от оси линзы. С увеличением этого расстояния увеличивается дисперсия и ширина изображения щели. Но изменение разрешающей силы за счет дисперсии, как правило, превышает ее изменение из-за увеличения ширины изображения щели. Поэтому можно сказать, что с увеличением дисперсии повышается и разрешающая сила анализатора.

Как сообщается в литературе¹¹, в спектрографе электронов получена разрешающая сила порядка 50 000 ($\Delta U=0,75$ в, $U=35$ кВ). Применение точечного оксидного катода позволило получить разрешающую способность порядка 70 000 ($\Delta U=0,5$ в, $U=35$ кВ)¹².

Как уже отмечалось выше, наиболее узкое изображение щели получается в режиме телескопического хода лучей. Отклонение от этого режима, например, изменение ускоряющего напряжения, при неизменном потенциале на среднем электроде линзы-анализатора, которое обычно имеет место при получении градуировочного эталона, расширяет изображение щели и тем больше, чем больше ширина щели. На рис. 14 это расширение иллюстрируется фото-

графиями градуировочных эталонов для щелей с различной шириной. Для сохранения одинаковой ширины изображения щели по всему спектру было предложено¹³ устройство со второй щелью, расположенной позади линзы-анализатора (рис. 15). Ее удаление от оси подбирается так, что через нее могут проходить только телескопические лучи. При изменении ускоряющего напряжения напряжение на линзе-анализаторе изменяется на такую величину, чтобы восстановился телескопический ход лучей. На рис. 15 напряжение на линзе-анализаторе обозначено как $U + \Delta U(t)$, где U — напряжение на линзе, соответствующее телескопическому ходу лучей при заданном ускоряющем напряжении, а $\Delta U(t)$ — изменение напряжения на линзе, пропорциональное изменению ускоряющего напряжения. Таким образом, в устройстве постоянно поддерживается телескопический ход лучей и, следовательно, изображение щели имеет постоянную ширину и не смещается. Если перемещать фотопластинку на расстоянии, пропорциональные изменению $\Delta U(t)$, то получается спектр или градуировочный эталон с постоянным разрешением. Использование фотоумножителя с автоматическим записывающим устройством по-

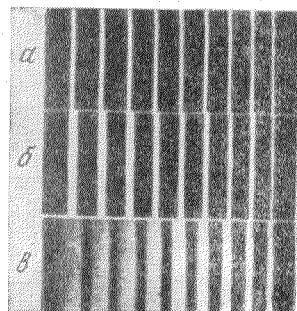


Рис. 14. Зависимость разрешающей способности анализатора от ширины коллиматорной щели при напряжении 35 кэ. Ширина щели: а — 3μ; б — 10μ; в — 25μ.

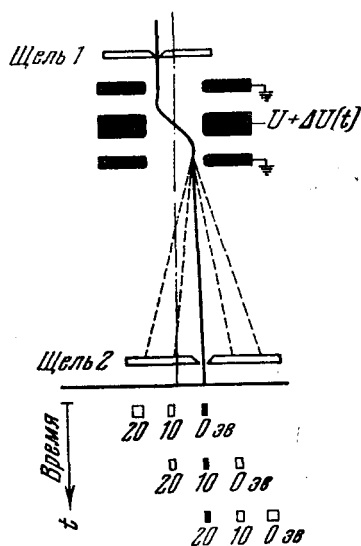


Рис. 15. Схема анализатора с постоянной разрешающей способностью по всей области спектра.

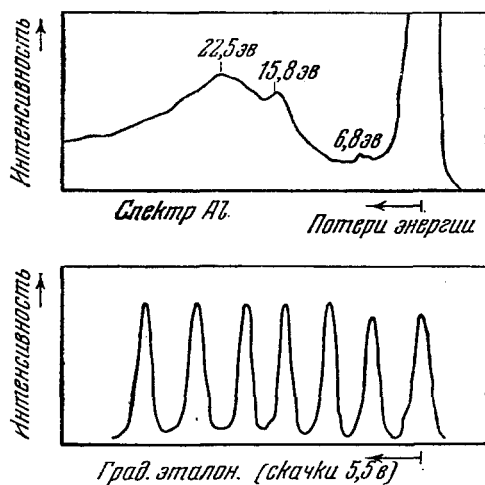


Рис. 16. Фотометрическая кривая спектра и градуировочного эталона 35 кэв электронов, прошедших сквозь пленку Al. Получено с анализатором, схема которого показана на рис. 15.

зволяет довольно быстро получать спектрограммы и градуировочные эталоны. На рис. 16 показан спектр и градуировочный эталон, полученные с помощью такого устройства.

5. ЛИНЗА-АНАЛИЗАТОР

Цилиндрическая электростатическая линза является основным элементом прибора-анализатора. Ее электроннооптические свойства в основном определяют дисперсию и разрешающую способность прибора. Однако в литературе, посвященной анализаторам скоростей, не содержится достаточно подробных сведений о характеристиках применяемых линз. И только в работе¹¹ приводятся основные параметры применяемой линзы-анализатора. На рис. 17 приведены геометрические размеры электродов линзы и зависимость преломляющей силы для параксиальной области от $\frac{U_k - U_l}{U_k}$ (в %), где U_k — напряжение на катоде, U_l — напряжение на линзе. В работе не указано, как была

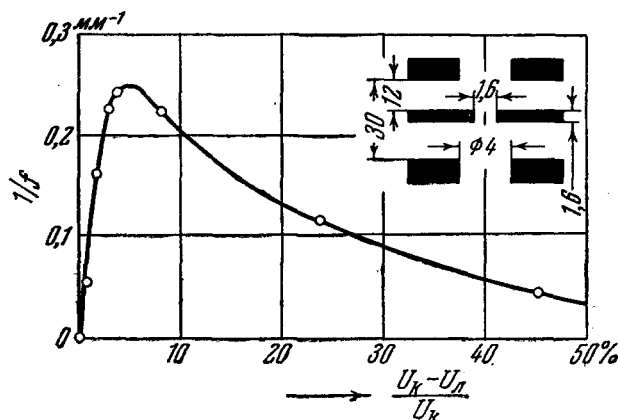


Рис. 17. Зависимость преломляющей силы линзы-анализатора от $\frac{U_k - U_l}{U_k}$ для приосевых лучей.

найдена оптимальная геометрия линзы. Чаще всего она находилась, по-видимому, экспериментально.

Строгий расчет таких линз представляет собой трудную задачу. Однако имеются попытки приближенного расчета, которые дают некоторые указания для практического построения линз. Мы укажем здесь на работы Сетье⁸ и Липперта¹⁴, которые в основу расчета кладут аппроксимацию распределения потенциала в плоскости симметрии линзы параболом.

Сетье рассматривает линзу как комбинацию, состоящую из трех диафрагм с бесконечно длинной щелью. Распределение потенциала аппроксимируется в областях крайних щелей (входа и выхода электрона) параболой

$$\Phi_1(x) = 1 - n(x \pm x_0)^2, \quad (5)$$

а в области среднего электрода параболой

$$\Phi_2(x) = \Phi_0 + px^2, \quad (6)$$

где n , p и Φ_0 — постоянные и x — координата, измеряемая вдоль оси системы. Для $n = 0,0234$, $p = 0,0387$, $\Phi_0 = 0,067$ получаются следующие внегауссовы (непараксиальные) уравнения траекторий:

в области входа

$$y_1 = y_0 \operatorname{ch} \left[\arcsin(x + x_0) \sqrt{\frac{\beta^2}{1 + y_0^2 \beta^2}} \right] \quad (\beta = \sqrt{n}), \quad (7)$$

в области среднего электрода:

$$y_2 = A \cos \left[\arcsin \left(x \sqrt{\frac{\alpha^2}{1 - A^2 \alpha^2}} \right) - \varphi \right] \quad \left(\alpha = \sqrt{\frac{p}{\Phi_0}} \right), \quad (8)$$

в области выхода:

$$y_3 = B \operatorname{ch} \left[\arcsin (x - x_0) \sqrt{\frac{\beta^2}{1 + B^2 \beta^2}} - \psi \right]. \quad (9)$$

Постоянные A , φ , B , ψ определяются из условия согласования траекторий на границах областей; y_0 — ордината при входе в линзу. Были вычислены траектории для нескольких значений α и, в частности, найдена траектория, имеющая телескопический ход, наиболее выгодная, как показано выше, для анализатора; она получается при $y_0 = 0,87$ мм. Было найдено отклонение луча на экране при соответствующем изменении y_0 . Для экрана, расположенного на расстоянии 500 мм от линзы, это отклонение равно $y_A = 47,5$ мм при $\Delta y_0 = 0,15$ мм. Если перед линзой расположить щель шириной 1 м, то ее изображение на экране составит 0,3 мм (без учета разброса скоростей электронов) и 0,45 мм с учетом теплового разброса скоростей накаливаемого катода (примерно 0,3 в для вольфрама). Изменение скорости электронов в 10 в соответствует смещению на экране $\Delta y_A = 5$ мм, т. е. коэффициент дисперсии получается равным 0,5 мм/в. Напряжение на линзе предполагалось 30 кВ. Эти расчеты были экспериментально проверены в описанном выше анализаторе и дали удовлетворительное согласие с опытом.

Более полное исследование линзы-анализатора было позже проведено Липпертом¹⁴. Аппроксимируя, как и выше, распределение потенциала вдоль оси цилиндрической линзы параболическим законом и, полагая, что электроны входят в линзу параллельно ее оси, он получил следующие выражения для преломляющей силы линзы (обратного фокусного расстояния) и положения фокуса в зависимости от расстояния электрона до оси y_0 на входе в линзу

$$\frac{\dot{h}}{f} = A \cos \left(\ln \frac{t - F y_0^2}{t_m} \right), \quad (10)$$

$$\frac{z_f}{h} = B + \frac{1}{A} \operatorname{tg} \left(\ln \frac{t - F y_0^2}{t_m} \right), \quad (11)$$

где A , B , F и t_m — экспериментально определяемые константы, зависящие от геометрии электродов линзы; h — расстояние между крайними электродами; t — определяется напряжением на среднем электроде U (относительно крайних) из следующего соотношения:

$$t = \frac{U_s - U}{U_s}. \quad (12)$$

U_s — напряжение на среднем электроде, при котором электроны в линзе полностью тормозятся, t_m — то значение t , при котором h/f максимально.

Приведенные выше формулы получены в предположении $t \ll 1$. Эти формулы были экспериментально проверены для линзы, электроды которой образуются плоскостями, параллельными и перпендикулярными оси (рис. 18) и при достаточно малых t и y_0 . Экспериментальное исследование дает зависимость h/f от t , и вместе с тем значения A и t_m для различных значений толщины d среднего электрода и диаметра b отверстия в нем (см. рис. 18). Точное определение константы F было затруднено, так как при увеличении y_0 появлялась дисторсия. Измеренное значение $h^2 F$ имеет для различных размеров среднего электрода примерно постоянную величину между 50 и 100. Константа B не имеет существенного значения.

Далее, если принять, что расстояние s от середины линзы до изображения (экрана) велико по сравнению с расстоянием до фокуса, что имеет

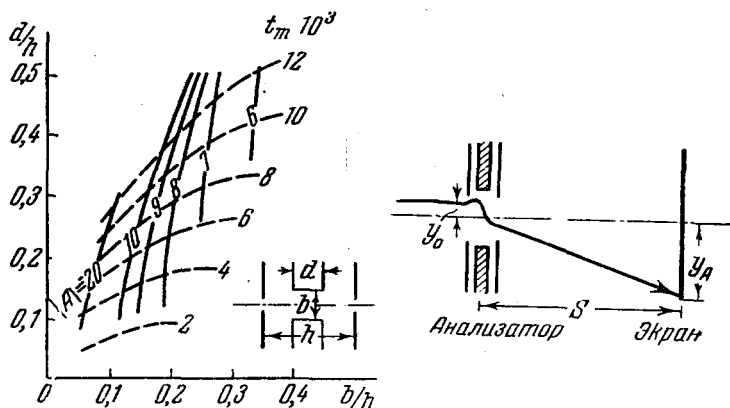


Рис. 18. Зависимость постоянных $|A|$ и t_m от геометрии среднего электрода линзы-анализатора и схема анализатора.

место на самом деле, можно найти зависимость $y_A = f(y_0)$. Полагая

$$\frac{y_A}{y_0} = \frac{s}{f} \quad (13)$$

и подставляя это выражение в (10), получим:

$$y_A = y_0 \frac{s}{h} A \cos \ln \frac{t - F y_0}{t_m}. \quad (14)$$

Это выражение можно упростить, если обозначить:

$$\eta_0 = y_0 \sqrt{\frac{F}{t_m}}; \quad \eta_A = y_A \frac{h}{s \cdot A} \sqrt{\frac{F}{t_m}}; \quad \tau = \frac{t}{t_m}. \quad (15)$$

Тогда получим

$$\eta_A = \eta_0 \cos \ln(\tau - \eta_0^2). \quad (16)$$

На рис. 19 и 20 представлены зависимости между тремя величинами: η_A ; η_0 и τ . Из рис. 19 видно, что при малых η_0 величина η_A растет пропорциональ-

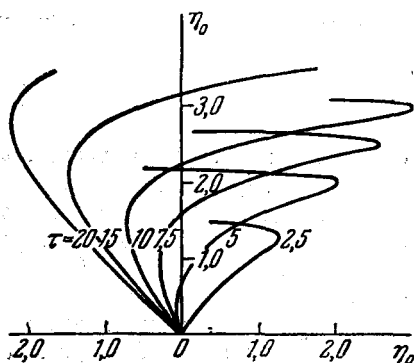


Рис. 19. Зависимость между η_0 и η_A для различных τ .

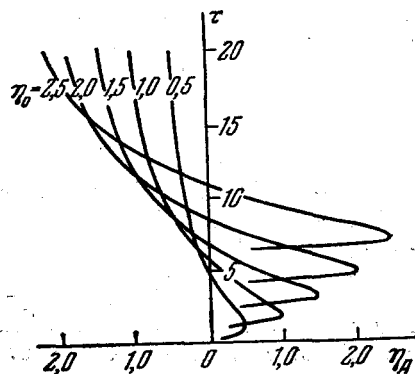


Рис. 20. Зависимость между τ и η_A для различных η_0 .

но η_0 и тем быстрее, чем больше τ . При больших η_0 появляется отклонение

от этой пропорциональности. Из выражения (16) можно найти основные рассмотренные выше характеристики анализатора с помощью следующих дифференциальных соотношений:

$$\delta = \frac{\partial \eta_A}{\partial \tau}; \quad R = \frac{\partial \eta_0}{\partial \tau}; \quad M = \frac{\partial \eta_A}{\partial \eta_0}.$$

Эти соотношения означают: δ -дисперсию, т. е. изменение η_A с изменением τ при постоянной высоте входа электронов; R — изменение интервала скоростей электронов при изменении ширины входной щели; M — дифференциальное увеличение.

6. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЭЛЕКТРОНОВ, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО; СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

С помощью описанных выше приборов уже получен довольно большой материал о потерях энергий быстрых электронов, прошедших слой различных веществ, толщиной порядка 200—500 Å. Результаты исследований различных авторов сведены в таблицу I, в которой даны дискретные потери скоростей при напряжениях первичного пучка 25—40 кВ¹⁵. В этой же таблице приведены для сравнения данные, полученные Рутеманом² с помощью магнитного анализатора (магнитный метод полукруговой фокусировки) при напряжениях 5—8 кВ. Тонкие слои металлов, как правило, получались испарением металла в вакууме на подложку (например коллодий, кристаллы солей и др.) и последующим растворением подложки в соответствующих растворителях.

Из таблицы видно, что при прохождении электронным пучком тонких слоев обнаруживается для каждого вещества несколько дискретных потерь энергии, соответствующих пикам на фотометрических кривых. Причем интенсивности и ширины этих пиков (см. табл. I) различны. Видно также, что в первом приближении величина дискретных потерь для исследованных слоев не зависит от ускоряющего напряжения.

Для большинства приведенных в таблице веществ дискретные потери, определенные разными авторами, в пределах точности измерений совпадают. Исключение составляет Au и Sb, что объясняется различием способов приготовления пленок и возможными загрязнениями. Ледер и Мартон¹⁶ исследовали влияние химического состава ряда веществ на дискретные потери энергии 30 кэВ электронов. Их результаты сведены в таблицу II. Как видно из таблицы, значения величин дискретных потерь энергии в соединениях сдвинуты в сторону больших значений по сравнению с чистыми элементами.

Что касается влияния толщины слоев на дискретные потери энергии, то пока неизвестны полные исследования этого вопроса. Некоторые сведения для алюминия приводятся в недавней работе Ватанабе¹⁵. Им были получены спектры энергии 25 кэВ электронов для следующих толщин слоев: 150, 250, 300, 450, 500 и 650 Å (рис. 21). Значения толщин слоев были измерены интерфе-

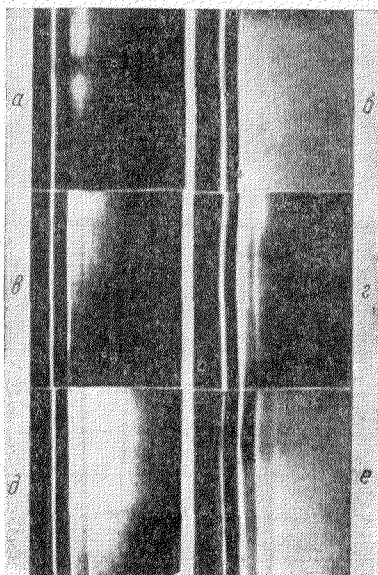


Рис. 21. Изменения вида спектра с ростом толщины пленки Al. Толщина слоя: а — 150 Å; б — 250 Å; в — 300 Å; г — 450 Å; д — 500 Å; е — 650 Å.

Таблица I

Вещество	Потери энергии в эв 0 10 20 30 40 50	Ватанабе	Мелленштейн (Рутеман-Ланг)	Мартон-Ледер
Al		6,5 14,8 23 28,5 45	15 22 15,39 44,34	6,2 13,9 19,2 27,8 35,0
Al ₂ O ₃		22,5 46	22,5 22,31 45,52	
Be		19 38 56	(18,97 38,11 57,31)	6,5 18,9
BeO		5,7 16,5 28 57		
Mg		10,3 20,6 32 43		9,7 20,3
MgO		4,54 5,5 11,4 25		
Sn		6,3 13 19,5		4,5 12,4 18,0 23,9
SnO ₂		5,5 12,5 19,5 35 63		
Si		5,5 22,5 45		4,8 16,9
SiO ₂		12,5 16,2 24,5		5,5 19,2
Ag		3,4 8 17,5 25 34	(22,56 45,31)	16,0
Au		6,5 17,5 25 34 50 62	15 30 45 60	16,5 21,5
Cu		7 19,5	19,1	6,9 11,3 19,6
Co		22,9 63,3		5,7 18,3
Cr		26 54		9,7 21,8 45,0
Fe		23,2 49 62		15,8 19,4 56,1
Ni		6,5 12 22,5 45	22,6 65 124,2	5,8 9,4 13,2 17,6 23,4
Sb		6,5 18 24,5 46	15 20 31	14,2 24,3
Ti		6,5 13 24 50		11,4 21,4 42,9
Tl		4,7 17,4 34,5 43		
W		7 22 44 54		
Ce		16,4-33,8		16,0 30,1
MoS ₂		3,3 8,7 13 22,8 46 70		
MoO ₃		5,2 13 24 50		
Графит		7,3 25 50		
Слюда		11 18 26 53		
KaCl ₂		14,5 20 24 29 32		
Ca(OH) ₂		7,5 12 15 22 37		
Li ₂ CO ₃		5 9 13,5 24 48		
Каллоиды		7,5 13 18 21,2	7 21 (21,3)	4,5 19,3
Остаточ. газы в вакууме		6 9 13,5	3,5 7 12	12,0

рометром. Видно, что с увеличением толщины слоя увеличивается число дискретных потерь и интенсивность диффузного фона. Для толстых слоев (500 и 650 Å) интенсивность линий, соответствующих электронам без потерь энергий, меньше чем линий, соответствующих первой дискретной потере.

Несмотря на то, что в настоящее время уже имеется много экспериментального материала о значениях дискретных потерь энергии электронов, прошедших сквозь тонкие пленки различных веществ, полной теории, объясняющей природу этих потерь, все еще нет. Мёлленштедт⁴, например, предположил, что дискретные потери являются результатом многократных соударений электронов с атомами вещества. Однако это предположение не может быть проверено экспериментально ввиду тех трудностей, которые связаны с получением зависимости распределения интенсивности электронов от толщины пленки.

Сравнение наблюдаемых дискретных потерь энергии с тонкой структурой K -границы поглощения Al^{17} и хорошее совпадение между измеренными величинами заставило сделать предположение, что потери вызваны переходом электронов с занятых уровней на незанятые. Однако острота линий, наблюдаемая на спектрограммах (примерно 3—4 эв), не может быть объяснена с этой точки зрения, так как ширина незанятых уровней в металле значительно больше.

Пинес и Бом^{18, 19} интерпретировали потери энергии с точки зрения теории вибрационных свойств электронного газа. (О теории вибрационных свойств электронного газа см.²⁰.) Они предположили, что такие потери энергии вызываются возбуждением коллективных колебаний плазмы электронного газа в металлах с частотой ω_p . Было замечено также, что расчетные значения $\hbar\omega_p$ находятся в хорошем совпадении с наблюдаемыми значениями. Однако при вычислении допускалось, что все валентные электроны свободны, что не всегда в действительности имеет место. Этим, видимо, и объясняется тот факт, что вычисленные значения основного кванта потерь энергии совпадают лишь для некоторых металлов.

В последнее время появились статьи, где приводятся экспериментальные доказательства в пользу этой теории. Габор²¹ на основе анализа спектров скоростей 10 кэв электронов, прошедших сквозь пленки золота двух типов (непрерывная и с прослойками углерода) приходит к выводу, что дискретные потери энергии обусловлены вибрационными свойствами электронного газа. Ватанабе²² классифицирует все вещества на две группы. В первую группу входят элементы Be, Mg, Al, Ta и Mo, для которых расчетные значения хорошо совпадают с измеренными анализатором. Ко второй группе — все благородные и переходные металлы. С помощью анализатора им были получены спектры скоростей дифракционных изображений пленок металлов первой группы. Автор нашел, что потери энергии возрастают с ростом угла рассеяния. Это возрастание хорошо объясняется дисперсионным соотношением Пинеса и Бом (см. уравнение (67) в работе¹⁹). Это обстоятельство и совпадение значений потерь энергии с расчетными значениями $\hbar\omega_p$ является достаточным, по мнению автора, чтобы заключить, что острые линии, наблюдаемые на спектрах скоростей, обусловлены колебаниями плазмы электронного газа. Диффузные линии и линии потерь энергии, не зависящих от угла рассеяния, совпадают с наблюдениями тонкой структуры L -границы поглощения.

Таблица II

Вещество	Дискретные потери энергии в эв
Si	4,8; 16,9
SiO ₂	5,5; 19,4
Te	4,5; 16,6
TeO ₂	9,5; 17,5
Pb	5,1; 12,1; 21,8
PbS	6,8; 14,7; 21,9
Sb	4,3; 14,9; 30,0
Sb ₂ S ₃	6,3; 18,0; 35,4
Mg	9,7; 20,3
MgO	11,4; 25,0

7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

При изучении углового распределения рассеянных электронов, прошедших сквозь тонкие пленки веществ, возникает ряд трудностей как экспериментального, так и теоретического характера. В то время как исследования рассеяния α -частиц, проведенные Гейгером и Марсденом, дали хорошее совпадение с формулой Резерфорда (однократное рассеяние α -частиц), исследования по рассеянию электронов дали весьма приблизительное совпадение. Расхождения в основном объясняются наличием многократного и неупругого рассеяния электронов. Как уже было сказано выше, дискретные потери энергии рассеянных электронов еще не имеют удовлетворительного объяснения. Для дальнейшего теоретического изучения этой проблемы необходимо было произвести

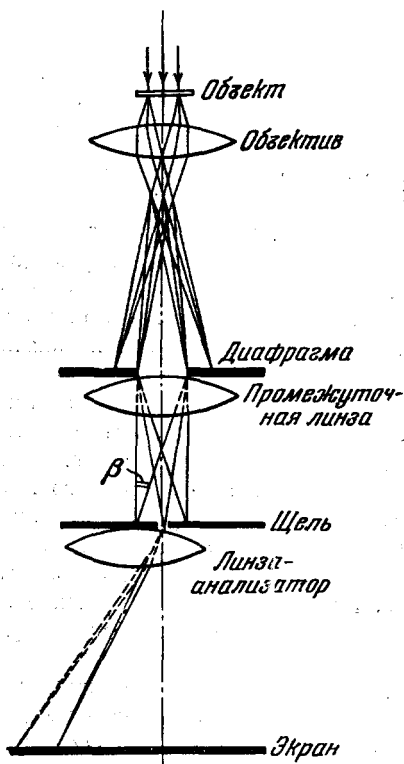


Рис. 22. Схема энергетического анализа электронных дифракционных изображений.

ной линзы диафрагма, как видно из рисунка, позволяет изменять апертуру β дифрагированного пучка, проходящего через щель. Щель вырезает из дифракционного изображения узкую полосу, включающую в себя центральный пучок и участки всех дифракционных колец. Вырезанный щелью узкий пучок проходит через линзу-анализатор и образует на экране спектральную картину. На рис. 23, а схематически показана картина, образующаяся в плоскости щели, а на рис. 23, б — образование спектра, где сплошные линии соответствуют электронам, прошедшим через объект без потерь скорости, а пунктирные — неупруго рассеянным электронам. Полученный таким образом спектр позволяет определить потери энергии как для основного пятна, так и для каждого кольца, и выявить зависимость потерь энергии от угла рассеяния.

анализ по скоростям электронов, рассеянных под большими углами ($\sim 5^\circ$), которые обычно имеют место при явлениях дифракции электронов. Особый интерес при изучении дифракционных спектров представляет анализ так называемого диффузного фона. Попытки получить спектральный состав диффузного фона долгое время не удавались из-за малой разрешающей способности спектрографов, а результаты теоретических исследований все еще не могли быть экспериментально проверены.

Появление электростатического анализатора скоростей позволило Леонхарду²³, а затем и Ватанабе²⁴ провести количественные исследования интенсивности и спектрального состава дифракционных изображений ряда веществ и особенно спектрального состава диффузного фона.

Схема применяемой для этой цели электроннооптической системы представлена на рис. 22. Почти параллельный пучок электронов проходит через исследуемый образец и претерпевает дифракцию. Объектив отображает дифракционное изображение, полученное в его задней фокальной плоскости, на плоскость перед промежуточной линзой. Затем оно с помощью промежуточной линзы с увеличением 1:1 переносится в плоскость расположения щели. Помещенная выше промежуточ-

Описанная выше электроннооптическая схема для получения дифракционных изображений и их анализа может быть реализована в любом электронном микроскопе с некоторыми изменениями в колонне и электрической схеме. Леонхард, например, использовал для этой цели электростатический микроскоп AEG-Zeiss. Осветительная система использовалась без изменений. Объектив с фокусным расстоянием 5 мм имел нижний электрод с увеличенным отверстием для того, чтобы через него прошел весь дифрагированный пучок. В качестве проектива использовалась длиннофокусная линза. Линзой-анализатором являлась обычная щелевая линза. Фокусные расстояния этих двух линз урегулировались с помощью потенциометра. Расстояние между линзами с помощью специальных промежуточных тубусов устанавливалось в соответствии с желаемыми увеличениями дифракционной картины на промежуточном и конечном экранах. Эти расстояния были соответственно равны: между объективом и проективом 35 см, между проективом и линзой-анализатором 45 см и от последней до конечного экрана 40 см. Отверстие диафрагмы перед проективом имело диаметр 0,1 мм. Щель перед линзой-анализатором создавалась двумя пластинами. Ширина щели регулировалась изменением расстояния между пластинами. Кроме того, щель могла перемещаться параллельно щелевому отверстию линзы-анализатора. Наименьшая ширина щели составляла 1—2 м, а разрешающая сила анализатора была при этом порядка 50 000.

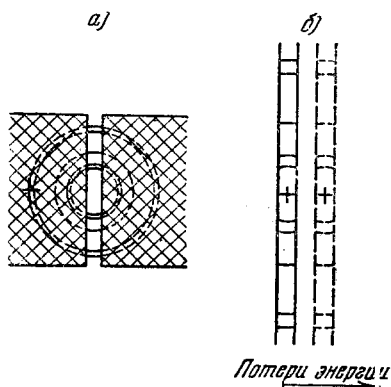


Рис. 23. а) Изображение дифракционного спектра в плоскости щели; б) изображение дифракционного спектра после прохождения линзы-анализатора.

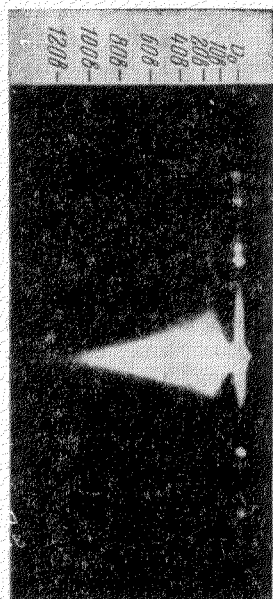


Рис. 24. Спектр дифракционного изображения золота.

Процесс получения спектров электронов по скоростям ничем не отличается от получения спектров, описанных в разделе 6. Некоторое отличие возникает при получении спектров электронов, рассеянных под большими углами. В этом случае точность измерений нарушается астигматичным изображением дифракционного спектра, которое дает цилиндрическая линза-анализатор. Однако этот астигматизм может быть исправлен соответствующим наклоном промежуточной линзы.

На рис. 24 представлена фотография спектра дифракционного изображения золота. Вверху фотографии нанесена шкала в вольтах, полученная из измерений градуировочного эталона. Из рисунка видно, что интенсивность неупруго рассеянных электронов наибольшая в центральном пятне и меньше в кольцах.

Фотометрирование спектра вдоль линий равных скоростей позволяет получить зависимости интенсивности рассеяния электронов от угла рассеяния в каждой линии (рис. 25). Анализ спектров дифракционных изображений тонких пленок золота, бериллия и алюминия позволил Леонхарду²³ получить отношения как упруго-, так и неупруго-рассеянных электронов к общему числу электронов. Проведено

также сравнение этих отношений с вычисленными значениями, вытекающими из формул Дебая и Коппе. Экспериментально устанавливается наличие: упру-

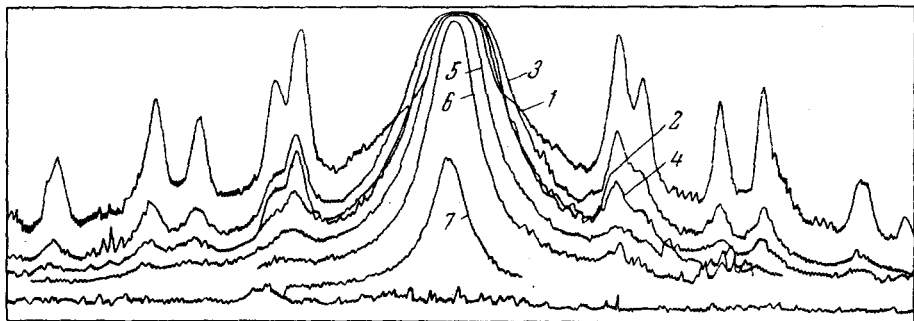


Рис. 25. Фотометрические кривые дифракционного изображения золота, расположенного в спектре скоростей. Каждая кривая соответствует определенной скорости электронов: 1 — незамедленные электроны; 2 — электроны замедлены на 20 в; 3 — на 40 в; 4 — на 60 в; 5 — на 80 в; 6 — на 100 в; 7 — на 120 в.

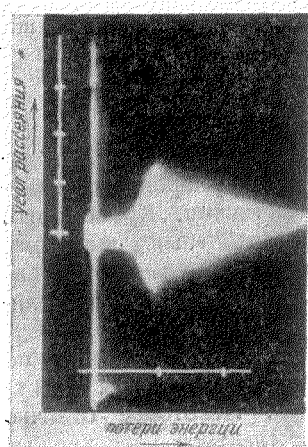


Рис. 26. Спектр дифракционного изображения алюминия

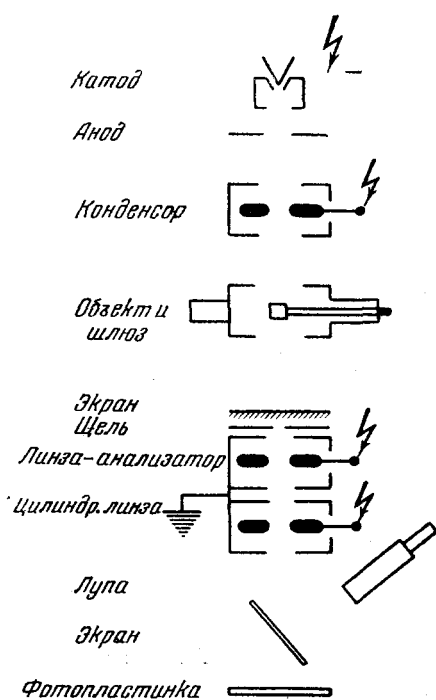
го- и неупруго-рассеянных электронов в дифракционных изображениях, общего диффузного фона и фона с дискретным распределением у неупруго-рассеянных электронов, общего фона и фона в пределах каждого кольца для упруго-рассеянных электронов. В более поздней работе Ватанабе²² экспериментально показывается зависимость величины потерь скорости электронов от угла рассеяния. На рис. 26 приведена фотография дифракционного изображения алюминия, разложенного в спектр скоростей. Из фотографии видно, что величина дискретных потерь энергии несколько увеличивается с ростом угла рассеяния.

8. АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОНОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ВЕЩЕСТВА

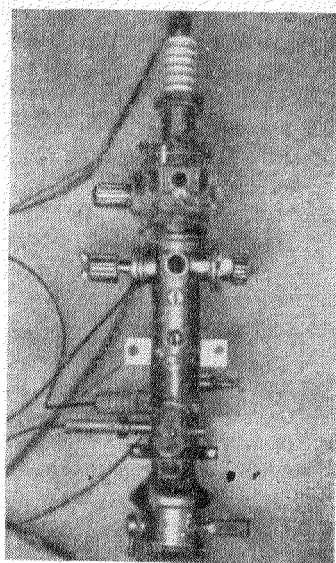
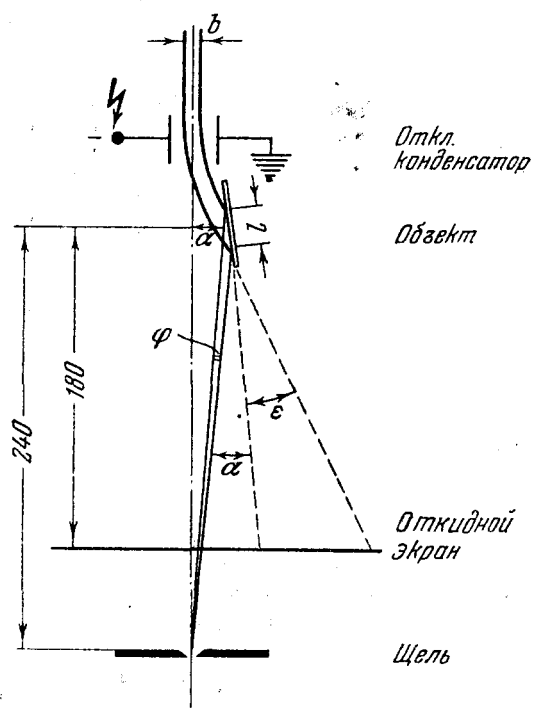
Используя электростатический анализатор, Клайн²⁵ получил энергетические спектры 35-кэв электронов, отраженных от различных веществ. Для этой цели им использовался электростатический микроскоп. Схема прибора показана на рис. 27. Для повышения интенсивности пучка электронов объектив микроскопа использовался в качестве конденсорной линзы. Изменение наклона пучка осуществлялось с помощью отклоняющих пластин. Объектосодержатель допускал перемещение в двух взаимно перпендикулярных направлениях и вращение вокруг горизонтальной и вертикальной оси, а наличие шлюза позволяло сменять объект без нарушения вакуума в колонне. Далее следовал промежуточный экран и линза-анализатор.

Электроны, отраженные от объекта, попадают через щель в линзу-анализатор и создают на экране (фотопластинке) спектр скоростей. Для увеличения яркости спектра после линзы-анализатора располагалась вторая цилиндрическая линза, которая сжимала спектр в направлении, перпендикулярном к направлению дисперсии.

Расположение объекта и ход луча представлены на рис. 28. Угол между плоскостью объекта и падающим лучом составлял $\alpha = 2,5^\circ$, а угол между



а)



б)

Рис. 27. Схема (а) и общий вид (б) прибора для анализа отраженных электронов.

Рис. 28. Расположение объекта и ход электронных лучей при анализе отраженных электронов.

плоскостью объекта и отраженным лучом $\alpha = 1^\circ$. Апертура пучка, входящего в линзу-анализатор, равна $2 \cdot 10^{-4}$ радиана. Так как пучок электронов проходит через щель несколько наклоненным к оси, то дисперсия линзы-анализатора со щелью, расположенной справа от оси линзы, будет отличной от дисперсии при расположении щели слева от оси. Обычно щель располагают с той стороны оси линзы, где дисперсия больше.

Для успешного исследования образцы должны быть специально подготовлены. Полированные и не прогретые предварительно образцы различных веществ давали одинаковые спектры отраженных электронов. Небольшое различие в них появляется при нагреве объекта в процессе получения спектра на $150-300^\circ$. Если сделать поверхность объекта шероховатой и одновременно нагревать объект до 300°C , то получается хорошее различие в спектрах веществ. По мнению Клайна, прогрев объекта удаляет пленки содержащих углерод загрязнений, спектры которых остаются постоянными.

Определение дискретных потерь энергии проводится обычным порядком. В качестве примера на рис. 29 показаны спектры алюминия, бериллия и молибдена и их фотометрические кривые. Основной максимум фотометрической кривой соответствует упруго-отраженным электронам, а расположенные слева максимумы неупруго-отраженным электронам. Результаты измерений дискретных потерь энергии отраженных электронов сведены в таблицу III.

Т а б л и ц а III
Дискретные потери энергии электронов, отраженных
от различных веществ

Вещество	Потери энергии в эв
Алюминий (полированный)	5,5; 20,8
Алюминий (шероховатый)	5,3; 14,9; 21,9; 30,0; 45,6
Бериллий	17,3; 36,7; 54,0
Молибден	12,0; 24,5; 49,6
Тантал	20,7; 47,7
Графит	5,7; 23,3; 48,6
Магний	4,7; 10,3; 22,1
Индий	5,9; 12,2; 22,3
Железо	7,0; 21,5; 36,5; 56,9
Медь	3,1; 4,3; 6,4; 21,0
Серебро	4,5; 22,8
Платина	5,2; 22,6
Никель	5,4; 21,8
Кадмий	3,9; 20,7
Бронза	5,2; 20,1
Бромистый калий	9,7; 13,4; 24,0; 28,7

Сравнивая эти дискретные потери с потерями при прохождении через те же вещества (таблица I), можно заметить, что некоторые из них совпадают и, кроме того, имеются дополнительные потери.

Клайн²⁵ провел сравнение дискретных потерь энергии, полученных экспериментально, с расчетными значениями $\hbar\omega_p$. Показано, что имеет место примерное совпадение результатов для Al, Be, Mo, Ta, S, Mg, Pb и In. Для металлов Pt, Cu, Ag, Zn, Cd совпадения нет. Определяя из фотометрической кривой распределение интенсивности для упруго- и неупруго-отраженных электронов, Клайн нашел отношение числа упруго-отраженных к числу не-

упруго-отраженных электронов. Для полированного алюминия, например, получено значение, примерно равное $\frac{1}{14}$.

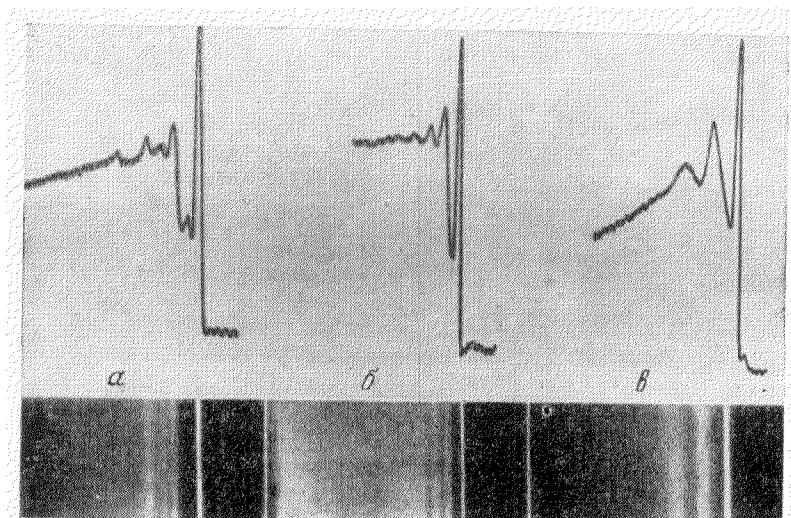


Рис. 29. Спектры электронов по скоростям, отраженных от алюминия (а), бериллия (б) и молибдена (в), и их фотометрические кривые.

Изложенная здесь работа Клайна является, по существу, первой попыткой применения электростатического анализатора скоростей для исследования отраженных электронов. Поэтому ее результаты, естественно, нельзя считать исчерпывающими.

9. АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В КАТОДНЫХ ЛУЧАХ

В заключение мы укажем еще на одну область применения электростатического анализатора скоростей — исследование энергетического состава электронов, создаваемых различными источниками.

Наряду с термокатадами широкое применение имеют и газоразрядные источники электронов. Мёлленштедт и Дюкер²⁶ провели исследование пучков электронов, создаваемых некоторыми газоразрядными источниками. Особый интерес представляли исследования газоразрядной пушки Индуни²⁷, которая применяется в швейцарском электронном микроскопе, обладающем сравнительно высоким разрешением.

Схема установки, применявшаяся для исследования пушки Индуни, представлена на рис. 30. В верхней части установки расположена исследуемая пушка. Она состоит из алюминиевого круглого стержня, вставленного внутрь стальной трубки, расположенной перпендикулярно к оси системы. Алюминиевый стержень является катодом, находящимся под потенциалом минус 40 кВ относительно земли. Заземленная стальная трубка является анодом. Расстояние между катодом и анодом должно быть меньше длины свободного пробега молекул находящегося в этом пространстве газа. На боковой поверхности анодной трубки, в точке пересечения с оптической осью прибора, имеется отверстие, диаметр которого больше длины свободного пробега молекул газа (~ 5 мм). При включении высокого напряжения вблизи этого отверстия зажигается газовый разряд. Необходимое давление газа ($\sim 10^{-2}$ мм рт. ст.) поддерживается с помощью специального вентиля. Пучок электронов, образу-

щийся в разряде, проходит через дроссельную диафрагму (диаметр которой равен 0,1 мм) в высоковакуумное пространство.

Ниже описанной пушки расположен электростатический объектив с апертурной диафрагмой 0,05 мм, и затем линза-анализатор со щелью, ширина которой составляет 1—2 μ . Апертурный угол в плоскости щели составляет 10^{-4} радиана. Регулировка потенциалов на средних электродах объектива

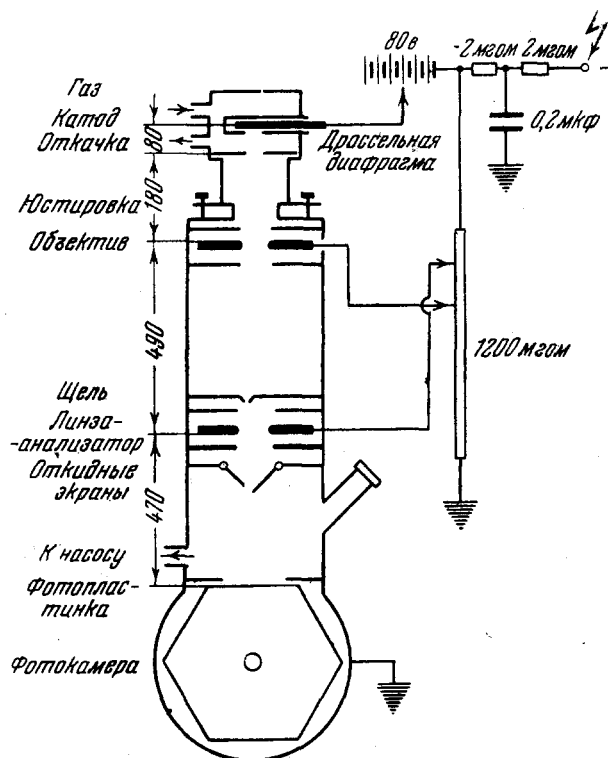


Рис. 30. Схема установки для анализа катодных лучей.

и линзы-анализатора осуществляется с помощью потенциометра с сопротивлением 1200 мгом . На рис. 31 показана фотометрическая кривая, соответствующая спектру энергии электронов в пучке, созданном пушкой Индунн. Характерно, что этот спектр содержит асимметричный главный максимум и дополнительный максимум слева, соответствующий замедленным электронам. Потеря энергии, отвечающая этому максимуму, составляет 13 эв. Эта потеря энергии объясняется взаимодействием электронов с атомами газа на пути от катода к аноду пушки. Исследование различных газов (воздух, азот, кислород) и различных материалов катода (алюминий, платина) показало, что распределение энергии, соответствующее главному максимуму, при изменении ускоряющего напряжения от 25 до 40 кв, не зависит ни от рода газа, ни от материала катода.

Кроме пушки Индунн, аналогичным способом была исследована газоразрядная пушка Хайлера²⁸ с трубчатым катодом, которая показана на рис. 32. Спектр энергии электронов пучка и в этом случае был таким же, как и для пушки Индунн.

Для исключения влияния газа на распределение энергии электронов пучка был получен пучок электронов при бомбардировке катода, находящегося

в вакууме (10^{-4} мм рт. ст.), ионами из специального источника. И в этом случае получается аналогичное распределение энергии в пучке вторичных электронов, освобожденных из катода, за исключением того, что отсутствует добавочный максимум замедленных электронов.

На рис. 33 показаны для сравнения фотометрические кривые для всех

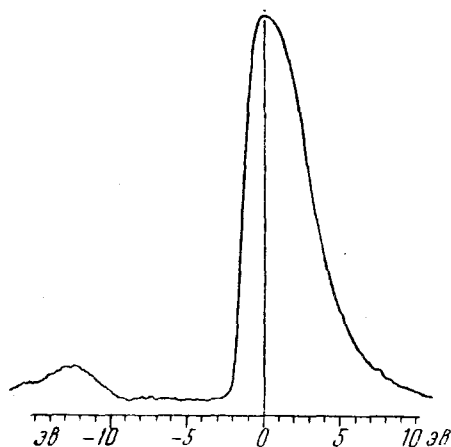


Рис. 31. Фотометрическая кривая спектра электронов, вышедших из газоразрядной пушки Индуни.

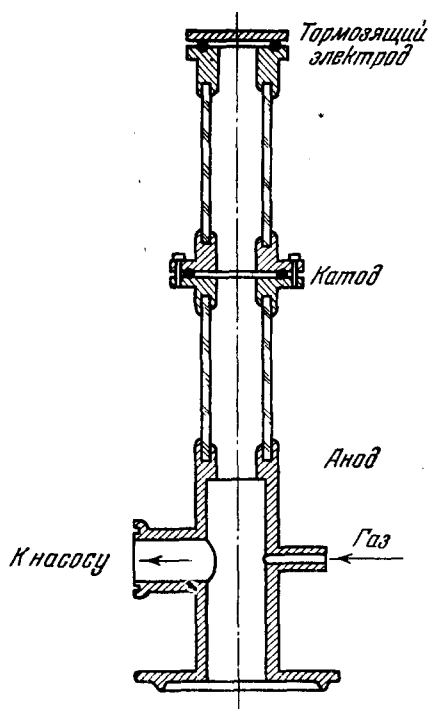


Рис. 32. Разрез газоразрядной пушки Хайлера.

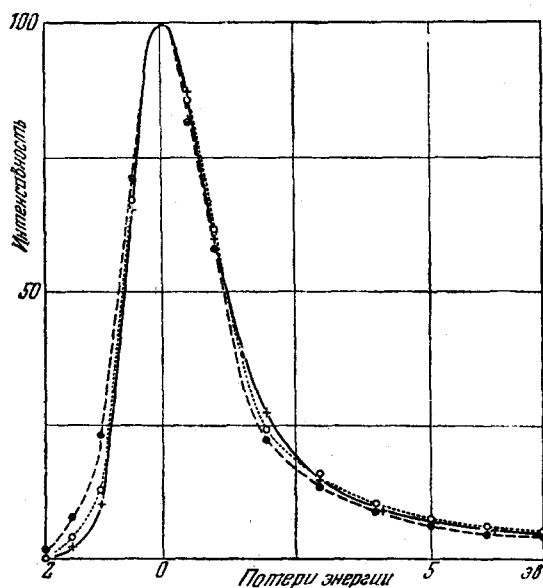


Рис. 33. Фотометрические кривые для различных пушек: $\circ$ — пушка Индуни, $+$ — пушка Хайлера, $\bullet$ — катод в вакууме, облучаемый ионами.

этих случаев. Сравнение спектров энергии электронов пучка, полученного из газоразрядного источника и пучка, полученного с помощью накаливаемого катода,

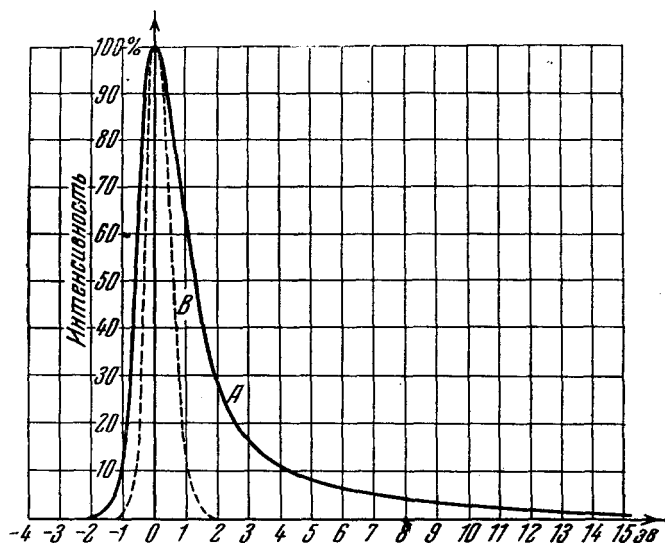


Рис. 34. Спектральное распределение электронов в электронных пучках: А — 40-кэ электроны, полученные при бомбардировке 40-кэ ионами, В — 40-кэ электроны, испущенные вольфрамовым катодом ($T = 2900^\circ \text{C}$).

при одинаковых напряжениях показывает, что в первом случае получается более широкий интервал скоростей (рис. 34).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. Lenard, Ann. Phys. **56**, 256 (1895).
2. G. Rutheman, Ann. Phys. (6) **2**, 113 (1948).
3. W. Lang, Optik **4**, 233 (1948).
4. G. Möllenstedt, Optik **5**, № 8/9, 499 (1949).
5. F. Lenz, Naturwiss. **22**, 524 (1951); Optik **10**, 439 (1953).
6. F. Heise, O. Rang, Optik **5**, 201 (1949).
7. B. Gaute, Compt. Rend. **239**, № 5, 399 (1954).
8. A. Septier, Compt. Rend. **239**, № 5, 402 (1954).
9. L. Marton, L. Leder, Phys. Rev. **94**, 203 (1954).
10. H. Watanabe, Journ. Phys. Soc. Japan. **9**, 920 (1954).
11. W. Dietrich, H. Düker, G. Möllenstedt, Zeits. Metallkunde **47**, 240 (1956).
12. G. Möllenstedt, Optik **9**, 473 (1952).
13. G. Möllenstedt, W. Dietrich, Optik **12**, 246 (1955).
14. W. Lippert, Optik **12**, 467 (1955).
15. H. Watanabe, Journ. Electronmicroscopy **4**, 24 (1956).
16. L. Leder, L. Marton, Phys. Rev. **95**, 1345 (1954).
17. J. Gauchois, Acta Crystallogr. **5**, 351 (1952).
18. D. Pines, Phys. Rev. **85**, 338 (1952).
19. D. Bohm, D. Pines, Phys. Rev. **92**, 609 (1953).
20. А. А. Власов, Теория вибрационных свойств электронного газа и ее приложение, Уч. зап. МГУ, вып. 75, кн. 2, ч. 1, М., 1945.
21. D. Gabor, G. Jull, Nature **175**, № 4460, 718 (1955).
22. H. Watanabe, Journ. Phys. Soc. Japan **11**, 112 (1956).
23. F. Leonhard, Zeits. Naturforsch. **9a**, 727 и 1019 (1954).
24. H. Watanabe, Journ. Phys. Soc. Japan **10**, 321 (1955).
25. W. Klein, Optik **11**, 226 (1954).
26. G. Möllenstedt, H. Düker, Zeits. Naturforsch. **8a**, 79 (1953).
27. Induni, Helv. Phys. Acta **20**, 463 (1947).
28. C. Hailer, Veröff Siemens-Werken **17**, 115 (1938).