

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ДИФРАКЦИИ
МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ****А. А. Бабад-Захрятин, Н. С. Горбунов, В. И. Извеков**

ВВЕДЕНИЕ

По сравнению с другими дифракционными методами (рентгенография, электронография и нейтронография) метод дифракции медленных электронов*) наиболее сложен как в постановке самого эксперимента, так и в интерпретации экспериментальных данных. Поэтому метод дифракции медленных электронов не получил такого широкого распространения, как электронография, а тем более как рентгенография. Безусловно, метод дифракции медленных электронов и не может претендовать на такую универсальность как электронография. Область применения метода весьма ограничена; используемые электронные пучки с энергией $10-10^3$ эв могут проникать в вещество на глубину всего в несколько атомных слоев. Но именно это обстоятельство делает метод дифракции медленных электронов незаменимым для исследования строения монокристаллических поверхностных слоев. К этому кругу вопросов относятся: строение атомночистых граней кристаллов, строение хемисорбированных газовых слоев, кинетика начальных стадий адсорбции газов и окисления металлов и т. п. Другой круг вопросов охватывает энергетические проблемы атомночистых поверхностей, а именно: определение внутреннего потенциала кристаллов, работы выхода электрона, изучение фотоэффекта, электронной эмиссии и т. д.

Развитие метода дифракции медленных электронов, начиная с первых опытов ²⁻⁴ и кончая работами 1960 г., характеризуется непрерывным усовершенствованием аппаратуры и методов исследования. До настоящего времени почти все экспериментальные данные, основанные на дифракции медленных электронов, носят чисто качественный характер. Это связано с отсутствием теории дифракции медленных электронов. При дифракции медленных электронов происходит преимущественно динамическое рассеяние электронов веществом. Для описания такого рассеяния необходимо учитывать взаимодействие электронов с атомными полями и взаимодействия рассеянных волн в веществе. Несвершенство теории состоит в том, что при учете этих эффектов наблюдается отсутствие прямой зависимости между симметрией расположения атомов в веществе

*) В зависимости от энергии электронного пучка метод дифракции электронов условно делится на три группы: метод медленных электронов с энергией электронов в первичном пучке $< 10^3$ эв, электронография (наиболее разработанный и широко применяемый метод) с энергией электронов в пучке < 100 кэв и микродифракция с энергией электронов в пучке ~ 400 кэв (о последнем методе см.¹).

и наблюдаемыми погасаниями; не находит объяснения тонкая структура дифракционных максимумов и появление «запрещенных» максимумов. Тем не менее метод дифракции медленных электронов позволил наблюдать ряд новых явлений на поверхности твердого тела (например, обнаружить эффект упорядоченной адсорбции газов гранями монокристаллов).

Вопросы, связанные с дифракцией медленных электронов, представлены в отечественной научной литературе недостаточно. Лишь в работе⁵ имеется обзор советских работ, выполненных в предвоенные годы.

Предлагаемый обзор знакомит читателей с экспериментальными методами наблюдения дифракции медленных электронов и отмечает области эффективного применения этого метода.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ДИФРАКЦИИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Основной особенностью метода является его высокая чувствительность к загрязнениям; поэтому при конструировании аппаратуры основное внимание обращается на устранение источников загрязнений. Это делает необходимым применять разряжения в рабочем пространстве

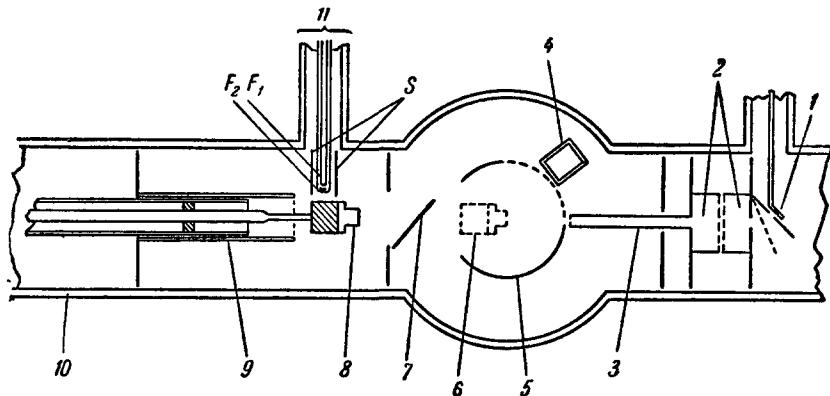


Рис. 1. Дифракционная камера.

1 — Нить накала электронной пушки; 2 — цилиндры, изменяющие энергию пучка электронов; 3 — коллиматор; 4 — коллектор электронов; 5 — барабан; 6 — кристаллы в кристаллодержателе в положении для дифракционных исследований; 7 — заслонка; 8 — кристалл в кристаллодержателе в положении для очистки; 9 — стеклянный экран; 10 — оболочка дифракционной камеры; 11 — накаливающие нити бомбардирующего устройства.

10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст., что осуществляется достаточно просто, так как объем дифракционной аппаратуры невелик и составляет 1—0,5 л. Для очистки образцов в дифракционных камерах предусматриваются специальные отсеки для их обезгаживания нагреванием и обработки ионами аргона.

1. Дифракционные камеры. Дифракционные камеры изготавливаются обычно из пирексового стекла, которое легко поддается очистке и позволяет получать разряжение $\sim 10^{-10}$ мм рт. ст. Металлические детали изготавливаются из немагнитных материалов, чаще всего из молибдена. На рис. 1 приведена схема дифракционной камеры⁶. В электронной пушке 1 с горячим катодом создается интенсивный пучок электронов. Катод пушки располагается не на одной оси с исследуемым кристаллом 6, 8, чтобы исключить возможность попадания загрязнений с нити накала на исследуемый кристалл. Электронный пучок направляется в дифракционную камеру при помощи сетки, которая создает отклоняющее электростатическое поле⁷. В пространстве между двумя цилиндрами 2 электроны в пучке могут тормозиться или ускоряться⁸; этим достигается

плавная регулировка энергии электронов в формируемом пучке. Иногда зазор между цилиндрами прикрывается кольцом, что снижает количество рассеянных электронов⁸. Окончательное формирование пучка происходит в капилляре-коллиматоре 3. Сформированный пучок направляется на исследуемый образец 6 нормально к его поверхности. Дифракционные пучки регистрируются коллектором электронов 4. Нить электрометра соединяется с внутренней обкладкой коллектора. Средняя обкладка служит экраном и находится под потенциалом земли. Внешняя — имеет электрический контакт с барабаном 5, по которому перемещается коллектор. Изоляцией между обкладками служит слюда.

Электронный ток в первичном пучке у поверхности образца обычно $\sim 10^{-8}$ а. Постоянство тока первичного пучка поддерживается при помощи фотоэлемента, который контролирует ток накала нити в электронной пушке. Для компенсации земного магнетизма применяется катушка Гельмгольца диаметром 1 м (на рис. 1 не показана). Внутреннюю поверхность стеклянной колбы иногда покрывают тонким слоем распыленного металла, который служит электростатическим экраном⁹.

Дифракционная камера отделяется от камеры очистки образцов заслонкой 7. Назначение этой заслонки — оградить дифракционную камеру от попадания в нее загрязнений, образующихся в процессе очистки образца. Кристаллодержатель имеет минимум две степени свободы: перемещение образца вдоль оси прибора и поворот его относительно этой оси. Перемещение вдоль оси необходимо для перенесения образца из камеры очистки в дифракционную камеру. Вращение — для изучения дифракционных эффектов под различными азимутами. В камере очистки проводятся обезгаживание образца и очистка его поверхности бомбардировкой ионами аргона. Нагревание при обезгаживании осуществляется электронной бомбардировкой. Эмиттером электронов является спираль F_2 . Одновременно с образцом обезгаживается и кристаллодержатель.

Для очистки изучаемой поверхности ионной бомбардировкой создается газовый разряд в среде аргона при давлении 10^{-3} мм рт. ст. Разность потенциалов 200—600 в прикладывается в пространстве между заслонкой 7 и поверхностью образца в положении 8. Электронный пучок, образуемый нитью накала F_1 (находящейся под потенциалом заслонки), ускоряется нитью F_2 , которая действует в данном случае как положительная сетка. Цилиндр S находится под отрицательным потенциалом по отношению к заслонке. Назначение его — ограничивать ионизующий электронный пучок. К металлическим деталям в камере очистки подается потенциал, защищающий их от бомбардировки ионами аргона. В процессе ионной очистки кристаллодержатель находится в стеклянном экране 9. Вне экрана остается только образец. В дифракционной камере, изображенной на рис. 1, первичный электронный пучок направляется перпендикулярно к изучаемой поверхности кристалла. В связи с этим регистрация дифракционных пучков в направлениях, близких к направлению первичного пучка, затруднена. В камерах такого типа можно зарегистрировать дифракционные пучки, отстоящие на 10 — 15° от нормали к исследуемой поверхности.

В работе¹⁰ приведена конструкция дифракционной камеры, в которой этот недостаток устранен. Для возможности регистрации дифракционных пучков, близких к нормали, применяется внешнее магнитное поле. Принцип действия такой камеры показан на рис. 2. Пучок электронов из пушки P ускоряется сеткой G . Магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости рисунка, так что траектория первичного пучка электронов имеет круговую форму. Поле подбирается так, чтобы пучок прошел сквозь диафрагму SS . Образец C устанавливается в такое положение,

чтобы пучок после прохождения диафрагмы падал нормально к его поверхности. Образовавшиеся дифракционные пучки будут так же обладать круговой траекторией с тем же радиусом, что и траектория первичного пучка.

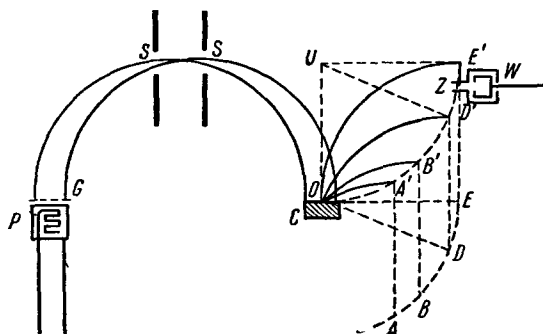


Рис. 2. Схема регистрации дифракционных пучков, отклоненных магнитным полем.

В зависимости от направления дифракционных пучков их фокусировка будет происходить на круге $A'B'D'E'$ с центром в U , а центры траекторий будут находиться на круге $ABDE$ с центром в O . Если вход Z коллектора W будет двигаться по кругу $A'B'D'E'$ так, чтобы ось входа Z оставалась все время горизонтальной, то коллектор будет регистрировать дифракционные пучки практически для всех углов.

Схема дифракционной камеры, в которой осуществлен такой способ регистрации дифракционных пучков, приведена на рис. 3. Прибор изготовлен из стеклянной трубы диаметром 8 см и длиной 90 см. Образец C находится на расстоянии 12 см от электронной пушки P . Диафрагмы SS расположены так, чтобы радиус траектории первичного пучка был 6 см.

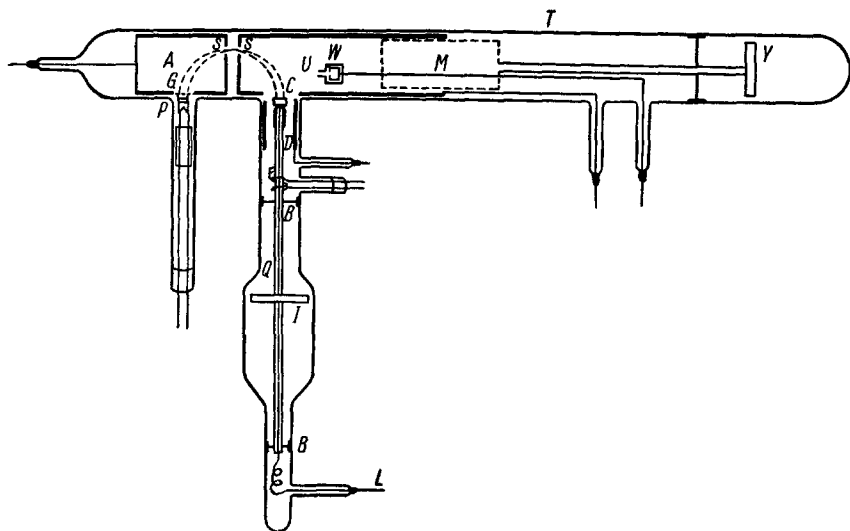


Рис. 3. Дифракционная камера с отклонением дифракционных пучков магнитным полем.

Сетка G изготовлена из Мо-проволоки и является частью Мо-камеры A . U — другая Мо-камера. Эти камеры служат улавливателями некогерентно рассеянных электронов. Для улавливания электронов, прошедших мимо образца C , и для измерения тока в первичном пучке (при убранном образце) служит сетка D . Образец с кристаллодержателем крепится к кварцевой трубке Q , которая может поворачиваться и перемещаться в подшипниках BB при помощи магнита, расположенного вне дифракционной камеры, и сердечника I . При помощи L образец заземляется. Обезгаживание и очистка ионной бомбардировкой производится в W -спирали F .

Для поддержания оси входа коллектора электронов W в горизонтальном положении служит шарнирный механизм M .

Дифракционная камера с магнитным полем позволяет производить надежные измерения энергии электронов в первичном пучке, что чрезвычайно важно во всех дифракционных исследованиях с помощью электронов.

При измерениях энергии медленных электронов необходимо обращать внимание на возможность возникновения контактных разностей потенциалов. Присутствие этих потенциалов при работе с электронами, ускоренными до 10—15 эв, может сильно сказаться на значении длины волны λ , вычисляемой по формуле $\lambda = \left(\frac{150}{V}\right)^{1/2}$, где V — ускоряющая разность потенциалов.

Автор дифракционной камеры с магнитным полем установил, что в собранном им приборе истинный ускоряющий потенциал был на 7в меньше того, который был измерен прецизионным вольтметром. Значение разности между истинным потенциалом и измеренным изо дня в день изменялось на 2—3 в. Эти флуктуации потенциала, по-видимому, связаны с особенностями описанного прибора или со свойствами примененных в нем материалов, так как в работе¹¹ отмечается, что обычно подобные флуктуации составляют доли вольта.

2. Системы напуска газов. Аргон перед напуском в систему тщательно очищается в специальной геттерной трубке с Мо, а затем подается в буферный объем для снижения давления. Система напуска представляет собой тонкий капилляр с ртутным затвором либо высоковакуумный вентиль. Первый тип системы напуска используется с ртутными вакуумными насосами, а второй — с масляными насосами.

Напуск газа в дифракционную камеру для изучения адсорбции производится также с использованием буферного объема, где давление газа понижается до 10^{-5} мм рт. ст. Из буферного объема газ направляется в диффузионный вакуумный насос, откуда он диффундирует в дифракционную камеру¹².

3. Вакуумная система. Разрежение в дифракционной камере создается при помощи обычных вакуумных насосов: механических для создания предварительного вакуума и диффузионных для получения рабочего вакуума.

В ранних работах⁹ применялись последовательно включенные два ртутных стеклянных насоса и один масляный. Пары в системе вымораживаются ловушками с жидким воздухом. В более поздних работах¹² применялись трехступенчатые диффузионные масляные насосы. Ловушки с жидким воздухом устанавливаются с каждой стороны насоса.

Для получения рабочего вакуума 10^{-10} мм рт. ст. необходимо предварительно обезгазить аппаратуру. Это достигается многократным прогревом аппаратуры при 350° при непрерывной откачке. Когда аппаратура полностью обезгазится, давление в дифракционной камере понижается до $\sim 10^{-8}$ мм рт. ст. Распылением Мо-геттера давление можно понизить до 10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст.

В последнее время применяют ионные насосы^{13, 14}. В этом случае давление 10^{-10} мм рт. ст. достигается значительно быстрее. Разрежение в дифракционных камерах измеряется манометрами Байярда—Альперта¹⁵.

4. Кристаллодержатель. Простейшая конструкция кристаллодержателей показана на рис. 4⁶. Кристалл крепится к Мо-блоку, который предварительно обезгаживается при более высокой температуре, чем температура обезгаживания исследуемого кристалла. Поверхность

блока, на которую накладывается исследуемый образец, тщательно обрабатывается. Тщательная обработка позволяет предохранить исследуемый кристалл от повреждений. Крепление кристалла производится либо при помощи Мо-проволочек с пружинной тягой (рис. 4, а), либо Мо-крючками (рис. 4, б). В последнем случае прижим осуществляется гайками. Но такая конструкция кристаллодержателей не позволяет наклонять исследуемую поверхность по отношению к падающему первичному пучку.

В более сложной конструкции кристаллодержателя такой поворот возможен¹⁶. Применение микрометрических винтов для перемещений позволяет юстировать кристаллы с точностью $\pm 0,5^\circ$. Юстировка производится при помощи гониометра с телескопическим устройством⁹.

Для исследования дифракции медленных электронов в условиях регулируемой температуры образца разработана специальная конструкция кристаллодержателя¹², являющаяся вариантом конструкций, приведенных на рис. 4.

5. Методы регистрации дифракционной картины. В дифракционных камерах с коллекторами электронов приняты два метода регистрации дифракционной картины. В первом методе ток коллектора измеряется как функция энергии первичного пучка. Положение коллектора при этом фиксировано. Энергия электронов в первичном пучке изменяется непрерывно прецизионным потенциометром, который приводится в движение приводом самописца. После каждого оборота потенциометра, т. е. после изучения требуемого диапазона энергий электронов в первичном пучке, соленоидный механизм передвигает коллектор электронов в следующее положение. Обычно регистрация дифракционной картины в этом случае производится через каждые $0,5^\circ$.

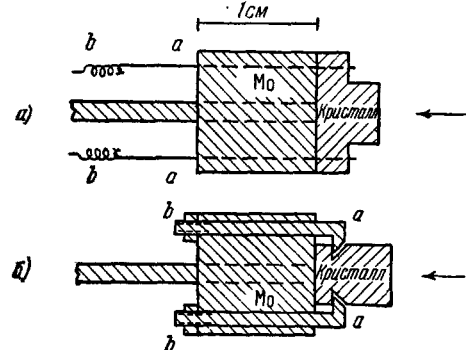


Рис. 4. Схема конструкции простейших кристаллодержателей.

а) Кристалл прижимается к Мо-блоку Мо-проволокой а при помощи пружин б; б) кристалл крепится к Мо-блоку крючками а с гайками б. Стрелками показано направление первичного пучка электронов.

В другом методе процесс регистрации дифракционной картины состоит в том, что ток коллектора измеряется как функция угла поворота коллектора при фиксированном значении энергии первичного пучка. Измерения повторяются для различных значений энергии первичного пучка. В этом методе регистрации дифракционной картины можно применять двустенные коллекторы с кварцевым изолятором.

Как уже отмечалось выше, дифракция медленных электронов изучается при нормальном падении первичного пучка на изучаемую поверхность. Этот метод имеет ряд преимуществ перед методом брегговского отражения, в котором первичный пучок электронов направляется под малым углом к исследуемой поверхности. Эти преимущества состоят в следующем: дифракционные пучки могут регистрироваться более чем в одном азимутальном направлении, что позволяет определить положения атомов в поверхностном слое, возможность получения дифракционных пучков от глубинных слоев, а не только от поверхностных.

6. Дифракционная камера с фотографической регистрацией дифракционной картины. В конструкции этой камеры использован принцип ускорения дифракционных пучков до энергий, достаточных для возбуждения свечения (в видимой

области) флуоресцирующего экрана ¹⁷. Схематически такая камера изображена на рис. 5 ¹⁴. Электронный пучок создается танталовым торированным катодом *1* и ускоряется до энергии 600 эв. Формирование тонкого пучка производится магнитной катушкой и диафрагмой *2*. Далее пучок тормозится до требуемой энергии (приспособление для торможения на рис. 5 не показано). Для отклонения пучка от оси прибора используется приспособление *3*.

Сформированный пучок направляется на образец *6* перпендикулярно к исследуемой поверхности. Дифракционные пучки ускоряются при помощи

двух сеток *4* из W-проволоки диаметром 0,01 мм до энергий 1000–2000 эв. Обе сетки пропускают 75% падающих на них электронов. Расстояние между сетками 2,5 мм. Расстояние между последней сеткой и флуоресцирующим экраном 5–10 мм. Образец располагается на расстоянии 44 мм от первой сетки. Поверхность стеклянной колбы *9* в части, где находится образец *6*, покрывается тонким слоем оксида олова. Это покрытие и первая сетка (вторая от флуоресцирующего экрана) находятся под одним потенциалом с образцом. Таким образом продифрагировавшие электроны движутся в пространстве, где нет полей. Между сетками создается тормозящее поле, величина которого достаточна, чтобы отсеять неупруго рассеянные электроны.

Дифракционная картина на флуоресцирующем экране *10* наблюдается при помощи зеркала *12*, которое расположено под углом 45° по отношению к экрану.

Плоская W-лента *8*, охватывающая образец, служит для его нагрева электронной бомбардировкой, а также для измерения вакуума в процессе очистки образца ¹⁸. Температура образца контролируется термпарой *7*. Для предохранения от загрязнения сеток и флуоресцирующего экрана служит заслонка *5*, перемещение которой производится магнитом, расположенным вне дифракционной камеры.

Тормозящая линза представляет собой два коаксиальных цилиндра одинакового диаметра, разделенных промежутком, где имеется экранирующая обмотка. Дифракционная камера такой конструкции позволяет получать первичный пучок диаметром 1 мм при токе в нем до 1 мка и ускоряющем напряжении до 10 в. Дифракционная картина на флуоресцирующем экране фотографируется фотокамерой *11*.

Преимущества дифракционной камеры с фотографической регистрацией перед камерами с коллекторами электронов лишь кажущиеся. Действительно ¹⁹, регистрируемый участок дифракционной картины ограничен углом 37° (угол отсчитывается от первичного пучка). Поэтому некоторые дифракционные эффекты могут остаться незамеченными. Однако

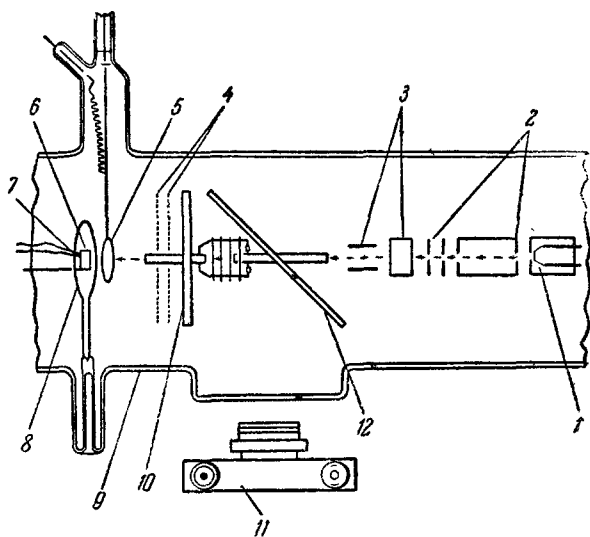


Рис. 5. Дифракционная камера с фотографической регистрацией дифракционной картины.

для качественного изучения некоторых процессов, например динамики адсорбции газов, возможности этой камеры вполне достаточны. Для определения положения атомов в поверхностной структуре необходимо получить до 100 снимков при различных энергиях первичного пучка¹⁹. На эту операцию требуется времени больше, чем длительность процессов, приводящих к образованию исследуемой структуры. С другой стороны, возможность одновременного наблюдения всей дифракционной картины дает более полную информацию о строении поверхности, чем в случае, когда измеряются токи дифракционных пучков. Существенным недостатком описанной камеры является конструкция электронной пушки. Расположение торированного катода на одной оси с исследуемым образцом не исключает возможности попадания загрязнений в виде тория на исследуемую поверхность.

II. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА ДИФРАКЦИИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Особенности дифракционных эффектов. Рассмотрим условия дифракции медленных электронов на объемноцентрированной решетке вольфрама ($a = 3.155 \text{ \AA}$)²⁰. На рис. 6 приведено сечение такой решетки, перпендикулярное к плоскости (112). Расположение атомов под азимутом AA' показано на рис. 7(2). Если U и V обозначают направление первичного пучка с длиной волны λ , то дифракция пучков, рассеянных атомами Z и X под углом Θ , будет происходить при условии

$$n_1 \lambda = \sqrt{2} a \sin \Theta, \quad (1)$$

где n_1 — целое число (порядок дифракции). Если рассматривать дифракцию между пучками, рассеянными и другими слоями, то необходимым условием для этого является (см. рис. 7)

$$NY + YM = n_2 \lambda,$$

или

$$n_2 \lambda = \frac{a}{\sqrt{6}} + 2 \frac{a}{\sqrt{6}} \sin(30^\circ - \Theta), \quad (2)$$

Рис. 6. Сечение объемноцентрированной кубической решетки, перпендикулярное к плоскости (112). Кружками с цифрами обозначены атомы в вершинах куба, а квадратами с цифрами — атомы в объемноцентрированных положениях.

где n_2 — также целое число. В общем случае должны удовлетворяться оба условия (1) и (2). Равенство (1) принято называть поверхностным условием, а (2) — объемным условием. Графически эти условия представлены на рис. 7(1) для двух значений n_1 и n_2 . Экспериментальные данные обозначены кружками. Как видно, они очень близко ложатся к кривой объемного условия для $n_2 = 1$. Имеющееся отклонение от теоретической кривой связано с тем, что при построении кривых не была учтена рефракция. Благодаря рефракции длина волны в кристалле будет не λ , а λ' и соответственно Θ' . Индекс рефракции определяется следующим образом:

$$\mu = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{\sin \Theta}{\sin \Theta'}. \quad (3)$$

С учетом рефракции уравнение (2) принимает вид

$$\lambda' = 1,29 [1 + 2 \sin(30^\circ - \Theta)]. \quad (4)$$

Из уравнений (3) и (4) можно получить формулу для расчета индекса рефракции

$$\mu = \frac{(\lambda/1,29)^2 + 2,685\lambda \sin \Theta + 4\sin^2 \Theta}{2(\lambda/1,29 + 1,752 \sin \Theta)}.$$

При регистрации дифракционных пучков в направлениях $\Theta = 0$ рефракцию можно не учитывать. В этом случае возможно прямое определение

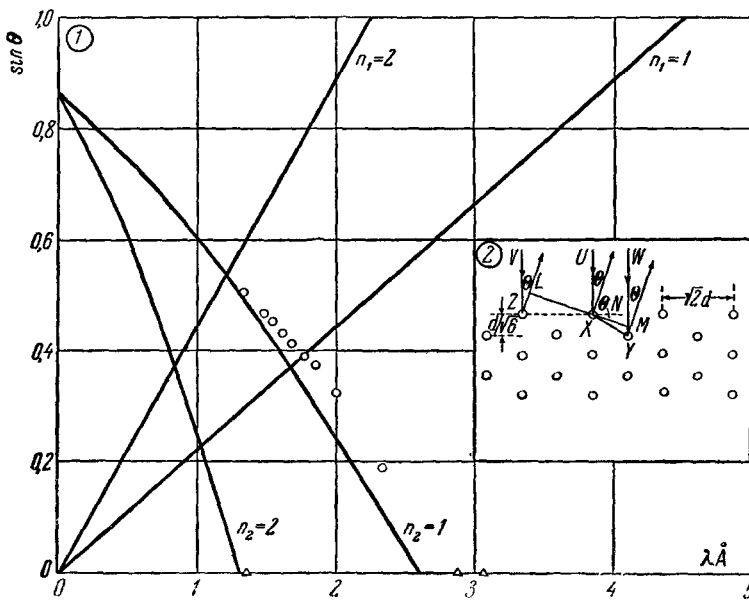


Рис. 7. Графическое изображение (1) поверхностных и объемных условий при $n_1=1,2$ и $n_2=1,2$ и расположение атомов (2) под азимутотом AA' на рис. 6.

Кружками обозначены экспериментальные данные.

внутреннего потенциала ϕ кристаллической решетки, который определяется разностью между действительным значением потенциала (потенциал, при котором наблюдается дифракционный максимум) и расчетным значением потенциала*). Таким образом в работе²⁰ было найдено, что для кристалла вольфрама под азимутотом AA' (см. рис. 6) $\phi = 5,52$ в.

Для оценки объемного условия (2) необходимо иметь в виду, что глубина проникновения медленных электронов в вещество составляет 2—3 атомных слоя.

В работе²¹ показано, что моноатомный слой серебра на грани (100) кристалла меди уменьшает интенсивность дифракционных пучков от решетки меди на 70% при энергии первичного пучка 300 эв. Моноатомный слой серебра на грани (100) кристалла золота ослабляет дифракционные пучки от решетки золота на 50%, а двуатомный слой — на 90% при том же значении энергии первичного пучка 300 эв. Для более низких энергий электронов в первичном пучке глубина проникновения еще меньше.

Эффекты, возникающие при дифракции медленных электронов, значительно сложнее, чем это следует из теории рассеяния²². В подавляющем числе работ наряду с дифракционными пучками, происхождение которых объясняется поверхностным или объемным условиями, сообщается о присутствии множества «аномальных» пучков. Эти пучки наблюдаются как при нормальном, так и при скользящем падении первичного пучка.

*) Благодаря рефракции длина волны в кристалле меньше, чем в вакууме.

Объяснение и учет причин возникновения «аномальных» пучков является до сих пор нерешенной проблемой. В ранних работах ^{2,3,9, 23-25} присутствие большинства «аномальных» пучков объяснялось загрязнениями изучаемых поверхностей. При нагревании образца в высоком вакууме до температуры, близкой к температуре его плавления, эти пучки в значительной степени ослабевают, но полностью не исчезают. Применение ионной бомбардировки для очистки поверхности в большинстве случаев позволяет полностью освободиться от загрязнений и в некоторых случаях получить дифракционную картину только от решетки исследуемой поверхности образца.

2. Очистка изучаемых поверхностей. Основы метода получения атомночистых поверхностей для изучения их методом дифракции медленных электронов изложены в работе ⁶. Очистка образца начинается с его обезгаживания. Обезгаживание производится при высокой температуре (табл. I) в течение многих часов (50—100).

Т а б л и ц а I

Режимы процесса очистки некоторых материалов

Материал	Температура обезгаживания, °C	Продолжительность ионной бомбардировки (суммарная)
Германий	700—800	0,5—1,0 час
Кремний	800—900	30 мин
Титан	800—1000	—
Никель	800—1100	3,0 час
Медь	900	—
Вольфрам	1100—1600	—

Критерием окончания процесса обезгаживания служит установление стабильного давления 10^{-8} мм рт. ст. при нагретом образце. После охлаждения образца производится очистка поверхности бомбардировкой ионами аргона в течение нескольких минут. После отжига при температуре 500°C качество очистки проверяется наблюдением дифракционной картины.

Отжиг после ионной бомбардировки совершенно необходим, так как в результате ионной бомбардировки дифракционная картина исчезает и восстанавливается только после отжига. Как правило, очистка ионной бомбардировкой с последующим отжигом, повторяется несколько раз. Суммарная продолжительность бомбардировки составляет 0,5—3 часа в зависимости от материала образца (см. табл. I). Без предварительного обезгаживания ионная бомбардировка не дает желаемого эффекта. При правильно проведенной очистке поверхность в течение 1—30 дней остается атомночистой при хранении ее в вакууме 10^{-9} — 10^{-10} мм рт. ст.

После очистки ионной бомбардировкой граней (001) кристалла титана и (100) кристалла никеля наблюдалась дифракционная картина, соответствующая рентгеновским данным ²⁸. Однако не во всех случаях в результате ионной очистки наблюдается совпадение данных по дифракции медленных электронов с рентгеновскими данными. Например, для германия и кремния поверхностная структура оказалась отличной от структуры этих элементов по рентгеновским данным. В связи с этим были предприняты работы по изучению возможных источников загрязнений в процессе очистки образцов в дифракционной аппаратуре ^{6,26}. В первую очередь был осуществлен контроль за составом остаточных газов в аппаратуре. Для этого дифракционная аппаратура была подсоединена к масс-

спектрометру. Было установлено, что вольфрамовые нагреватели в камере очистки образца десорбируют азот в количестве, не превосходящем 0,1 монослоя при самой плотной упаковке атомов. Кислород с этих нагревателей десорбируется не в виде газа, а в виде кислородных соединений вольфрама в количестве до 2% монослоя. Общее количество других газов составляло всего 0,2% монослоя.

Для выяснения влияния молибденового кристаллодержателя исследуемый образец отделялся от него прослойкой из графита. Присутствие графита привело к появлению СО. Однако на вид дифракционной картины присутствие графита не сказалось. Это приводит

к естественному выводу, что материал кристаллодержателя не является источником загрязнений. Не могут считаться серьезным источником загрязнения и газы, десорбируемые с нагревателя, в объеме дифракционной аппаратуры, так как их количество ничтожно мало. Другим источником поверхностных загрязнений может служить диффузия примесных атомов (растворенные газы, углерод и т. п.) из объема образца к его поверхности. Специальное исследование этого источника⁶ показало, что если диффузия и происходит, то кон-

центрация посторонних атомов на поверхности должна быть настолько мала, что это не может сказаться на виде дифракционной картины.

Таким образом, загрязнения, вносимые при очистке, настолько незначительны, что структура поверхности грани (100) германия под азимутом (110) не может быть объяснена загрязнениями. Следует предположить, что в поверхностных слоях атомы сдвинуты со своих обычных в объеме положений. Наблюдаемая дифракционная картина с полужелыми порядками отражений может быть объяснена^{6,28}, если допустить, что имеется смещение атомов в направлении, перпендикулярном к азимуту (110). Такие смещения должны простирались на расстояния многих атомных диаметров.

Для граней (100) и (111) кристалла кремния обнаружена более сложная структура²⁷. Наряду с обычными межплоскостными расстояниями наблюдаются другие межплоскостные расстояния; их величина зависит от условий ионной бомбардировки и последующей термообработки (табл. II).

Предполагаемое строение поверхности грани (111) кристалла кремния показано на рис. 8. На самом деле добавочная поверхностная решетка, показанная на рис. 8 черными кружками, может быть значительно сложнее, так как с указанной периодичностью может быть построено несколько вариантов решеток. На рис. 8 приведен простейший вариант.

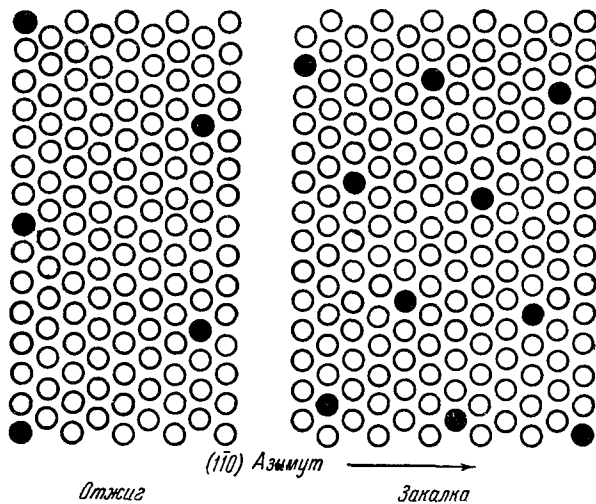


Рис. 8. Строение грани (111) кристалла кремния в результате очистки ионной бомбардировкой с последующим отжигом или закалкой. Черные кружки образуют решетку с увеличенными межплоскостными расстояниями по сравнению с нормальной решеткой кремния.

Таблица 11

Поверхностные структуры на гранях (100) и (111) кристалла кремния в зависимости от режима очистки и последующей термообработки ¹¹

Грань	Вид обработки	Структура
A (111)	Нагревание при 1000° С в течение нескольких минут с последующей ионной бомбардировкой при 150—500 эв. Отжиг при 650° С в течение нескольких часов	Межплоскостные расстояния в семь раз больше, чем в кремнии. Ориентация решетки такая же, как в кремнии
B (111)	Радиационная закалка с 1000° С после ионной бомбардировки при 500 эв	Межплоскостные расстояния в $\sqrt{19}$ раз больше, чем в кремнии. Решетка повернута на 23,5° по отношению к решетке кремния
C (111)	Радиационная закалка с 1000° С после ионной бомбардировки при 150 эв	Отражения от нормальной решетки кремния очень сильные. Добавочная подрешетка такая же, как в A или B
D (100)	Отжиг при 650° С в течение нескольких часов после нагрева до 1000° С в течение нескольких минут или после ионной бомбардировки	Решетка с вдвое меньшими межплоскостными расстояниями под азимутами с четными суммами индексов (аналогично для грани (100) германия)
E (100)	Радиационная закалка с 1000° С	Межплоскостные расстояния на 8% больше, чем в нормальной решетке кремния. Добавочная подрешетка как в D

Имеются данные ²⁹, согласно которым различий в строении поверхностных слоев после отжига и закалки не было обнаружено. Указанные режимы очистки поверхности в этой работе отличны от режимов, приведенных в табл. II. Это обстоятельство лишний раз убеждает в том, что строение поверхностных слоев в кремнии сильно зависит от режимов очистки.

3. Строение остаточных газовых слоев на металлических поверхностях. Исследования с медленными электронами показывают, что получить атомночистую поверхность какого-либо металла только путем обезгаживания при высокой температуре в вакууме даже 10^{-9} мм рт. ст. невозможно. В тех случаях, когда исследуемая поверхность нагревалась до температуры испарения и частично испарялась, на поверхности присутствовали газовые слои ¹⁶. В настоящее время, по-видимому, только при помощи ионной бомбардировки в среде аргона можно получить атомночистую поверхность металла без газового слоя на ней.

Рассмотрим примеры строения наиболее часто встречающихся газовых слоев на металлических поверхностях. На начальных стадиях обезгаживания кристаллов меди (при температуре до 700° С) от грани (100) не наблюдается возникновения регулярной дифракционной картины ^{12,30}. Это показывает, что на поверхности этой грани имеется весьма толстая газовая пленка с неупорядоченным строением. В результате обезгаживания при 900° С на поверхности грани (100) образуется мономолекулярный слой с квадратной решеткой и с межатомными расстояниями такими же, как и в грани (100) медного кристалла. Обезгаживание при температуре выше 900° С (с частичным испарением меди) приводит к образованию иной структуры газового моно слоя: гранецентрированная решетка с вдвое меньшими межатомными расстояниями, чем в грани (100) кристалла меди. Аналогич-

ные данные получены и для никеля^{12,30}: при температуре 600—1000°С появляется первая структура, а при 1100°С—вторая. Газовые слои с такими структурами наблюдались почти на всех исследованных металлах, не подвергавшихся очистке ионной бомбардировкой.

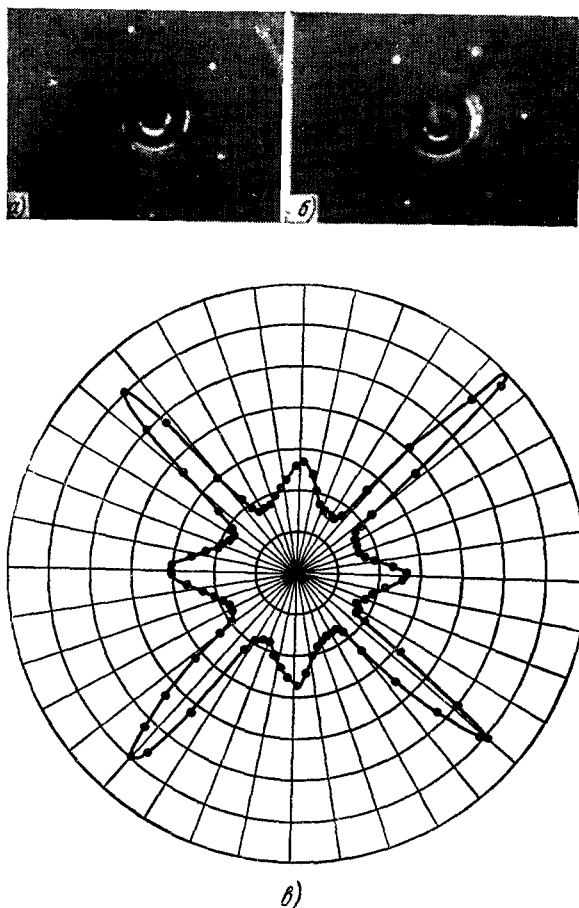


Рис. 9. а) Дифракционная картина от грани (111) кристалла никеля; б) дифракционная картина от кислородного слоя на грани (111) никеля; в) дифракционная картина от газового слоя на грани (100) кристалла меди: пучки полупелых порядков с симметрией азимута (111) (положение коллектора 48°, энергия первичного пучка 45,5 эв).

При изучении водородных слоев³¹ были установлены области давлений, при которых образуются указанные выше газовые структуры. При давлении <0,5 мм рт. ст. образуется вторая структура, а при давлении 2 мм рт. ст.—первая структура в сравнительно толстых слоях. На рис. 9 приведены примеры дифракционных картин от газовых слоев.

Следует иметь в виду, что для газовых слоев с вдвое меньшими межатомными расстояниями индекс рефракции равен единице, а для слоев с неизменившимися межатомными расстояниями индекс рефракции больше единицы. Это различие в значениях индекса рефракции для разных структур до сих пор не имеет объяснения.

4. Зависимость вида дифракционной картины от условий и геометрии съемки. Температурный эффект. При дифракции медленных электронов этот эффект проявляется так же, как и при дифракции рентгеновских лучей. Уменьшение интенсивности дифракционных пучков в зависимости от температуры описывается формулой

$$I_m = I_0 \exp \left[-q \left(V + \frac{\Phi}{\sin^2 \Theta} \right) (T - T_0) \right],$$

где V — ускоряющее напряжение, Φ — внутренний потенциал решетки, q — постоянный множитель для всех пучков. Подробное изложение теории температурного эффекта имеется в работе ⁵.

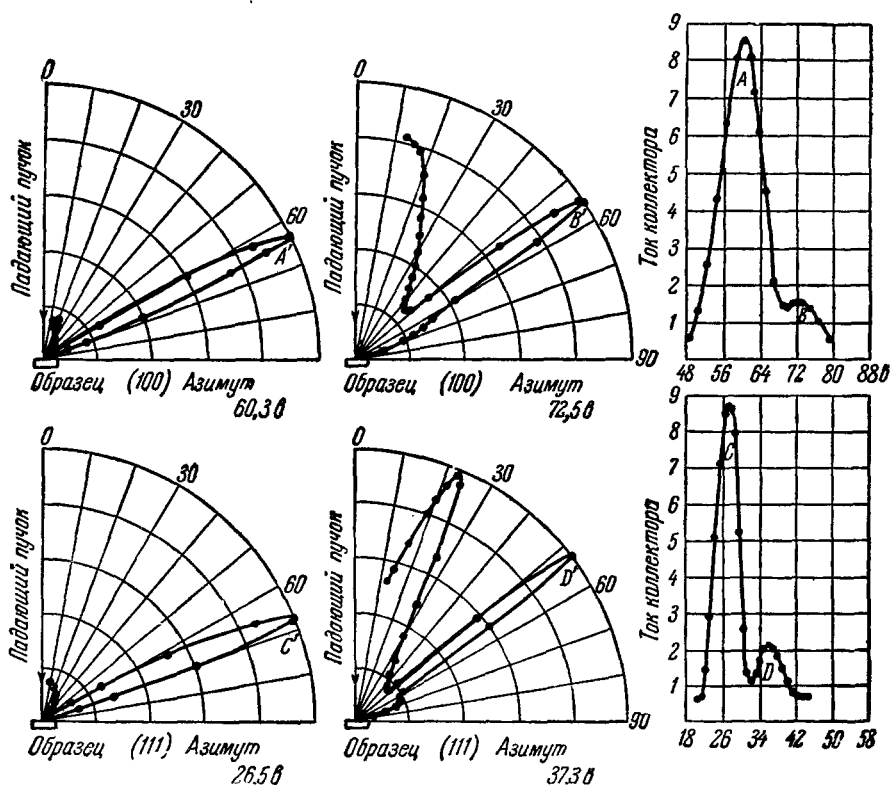


Рис. 10. Отражения A и B с сателлитами C и D на дифракционной картине от грани (100) кристалла меди. $A'B'C'D'$ соответствуют $ABCD$.

Возникновение сателлитных дифракционных пучков. При исследовании дифракции медленных электронов на грани (100) кристалла меди ¹⁶ были обнаружены рядом с отражениями от решетки меди добавочные максимумы меньшей интенсивности со стороны больших потенциалов (рис. 10). Индекс рефракции для сильного пучка равен единице, а для сателлита — больше единицы.

Аналогичные сателлиты наблюдались и при исследовании серебра. Для серебра интенсивность сателлитов выше, чем для меди. Причины появления сателлитов и их интенсивность в настоящее время не имеют строгого объяснения ^{16,31}.

Представляют значительный интерес сравнительные данные о дифракционных картинах от решеток серебра и золота, которые, как из-

вестно, обладают одинаковой структурой и почти совпадающими значениями межатомных расстояний³². Найденные различия в дифракционных картинах позволяют предположить, что система, в которой происходит дифракция, не является монокристаллом, а состоит из многих подрешеток с 5—10 атомными рядами; ориентации в подрешетках подобны, но не одинаковы. Различия в дифракционных картинах от золота и серебра, по мнению автора³², можно отнести только за счет свойств атомов серебра и золота.

Влияние геометрии съемки на интенсивность дифракционных пучков. Метод изучения поверхностей кристаллов при нормальном падении первичного пучка чрезвычайно чувствителен к ничтожным отклонениям угла

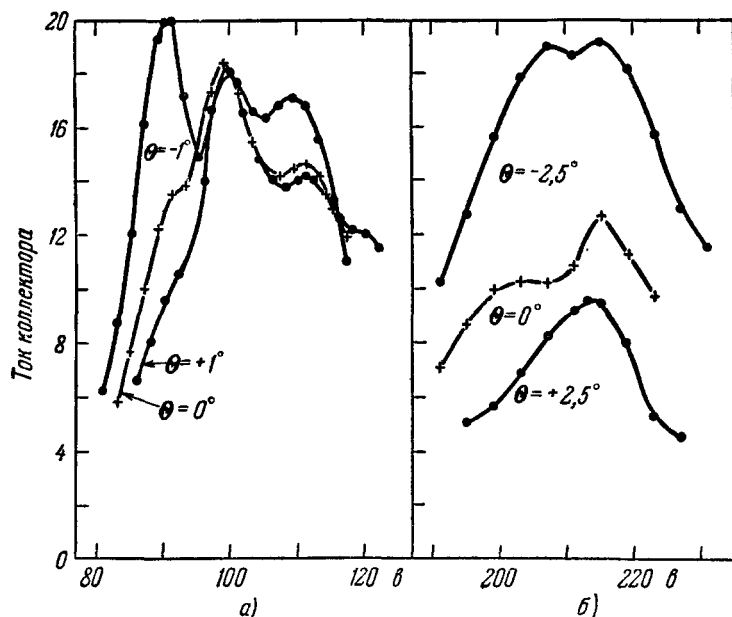


Рис. 11. Вид дифракционных максимумов от грани (100) кристалла меди для углов падения первичного пучка, отличных от 90° (а и б — вторые порядки отражений под азимутом (111)).

падения от 90° . Это сказывается главным образом на интенсивности дифракционных пучков. Кроме этого изменяется форма дифракционных максимумов, а также происходит незначительное смещение положений максимумов.

На рис. 11 приведены дифракционные пучки от грани (100) кристалла меди, зарегистрированные при угле падения 90° , а также при несколько увеличенном или уменьшенном значении угла падения.

При постановке эксперимента, кроме тщательной юстировки образца, необходимо производить проверку установки образца в процессе эксперимента. Для этого строится зависимость $\sin \Theta$ от $\lambda = (150/V)^{1/2}$. Если экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые линии, то это является свидетельством правильной установки образца (рис. 12).

На интенсивность и форму дифракционных пучков оказывает существенное влияние и геометрия самого образца³³, т. е. тип поверхности и направление в изучаемом кристалле. Если, например, кристалл серебра вырезан так, что плоскость (100) параллельна его поверхности, то при падении первичного пучка перпендикулярно к плоскости (100) должно возникать и отражение от плоскости (210) (рис. 13). Но отражение (210)

будет наблюдаться и в том случае, если первичный пучок будет направлен нормально к грани, параллельной плоскости (110)*. Вид дифракционных пучков, полученных при указанных ориентировках, приведен на рис. 14, а. Различия в форме дифракционных пучков не могут быть связаны только со свойствами плоскостей (100) и (110). На их форме может сказываться

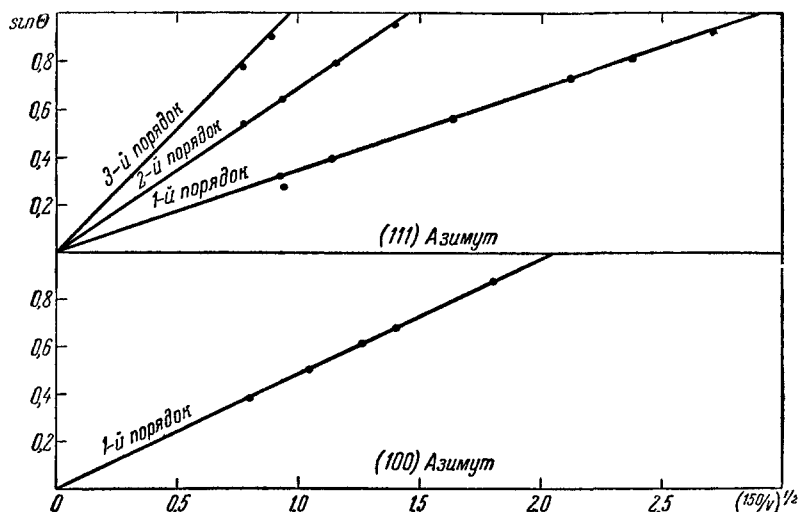


Рис. 12. Зависимость $\sin \theta$ от $\lambda = \left(\frac{150}{V}\right)^{1/2}$ для разных азимутов при изучении дифракции медленных электронов на грани (100) кристалла серебра.

также различие в значениях индексов рефракции. Аналогичные рассуждения могут быть проведены и для плоскости (520). Вид дифракционных кривых для этой плоскости приведен на рис. 14, б.

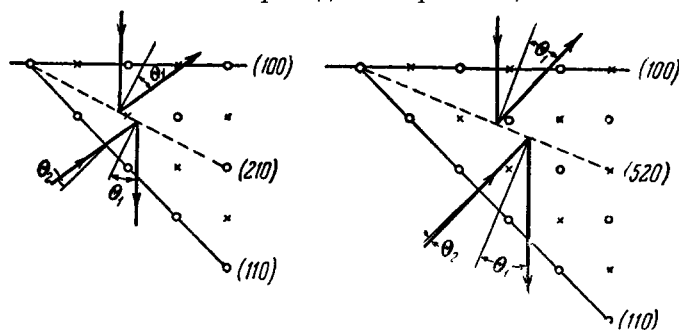


Рис. 13. Сечение решетки серебра, нормальное к направлению [001].

Плоскости (100), (210), (110) и (520) нормальны к плоскости чертежа.

Возникновение пучков различной интенсивности и формы возможно и при падении первичного пучка на исследуемую плоскость с противоположных сторон к нормали в этой плоскости. Этот эффект был обнаружен при изучении дифракционных пучков от плоскости (111) гранецентрированного кубического кристалла. Асимметричные пучки были зарегистрированы

*) Кристаллы с указанными ориентировками могут быть получены травлением в азотной кислоте ³⁴.

стрированы при падении первичного пучка под углом 41° и азимутами (111) и (100). В первом случае наблюдался дублетный дифракционный пучок, а во втором — единичный.

Разрешающая способность кристалла и аппаратуры. Разрешающей способности в методе медленных электронов уделено чрезвычайно мало внимания. Лишь в работе⁹ приведены некоторые соображения о разрешающей способности аппаратуры и исследуемого кристалла.

Разрешающая способность аппаратуры определяется размером входного отверстия в коллекторе электронов и его расстоянием до изучаемого

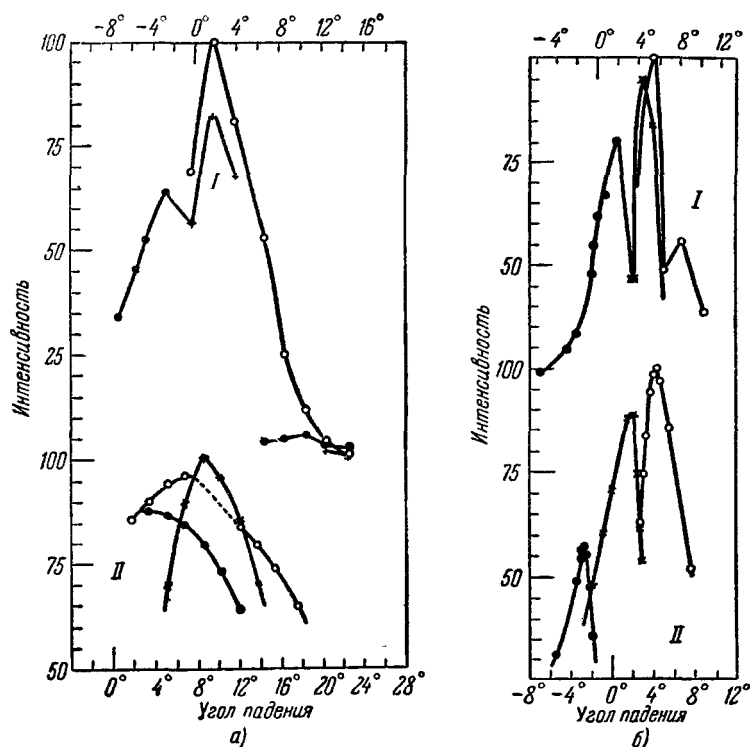


Рис. 14. Вид дифракционных пучков, полученных при разных углах падения при изучении кристалла серебра.

а) I — первый порядок отражений от плоскости (210), когда первичный пучок направлен нормально к грани (100); II — первый порядок отражений от плоскости (210), когда первичный пучок направлен нормально к грани (110). б) I — первый порядок отражений от плоскости (520), когда первичный пучок нормален к грани (100); II — первый порядок отражений от плоскости (520), когда первичный пучок нормален к грани (110).

кристалла. На примере дифракционной камеры, описанной в работе⁹, было найдено, что действительная разрешающая способность больше, чем следовало ожидать, исходя из величин, определяющих разрешение (диаметр входного отверстия 1 мм, расстояние до кристалла 19 мм). Оказывается, что эффективный диаметр входного отверстия меньше геометрического диаметра благодаря действию тормозящего потенциала, приложенного к обкладкам коллектора электронов.

Отношение тока фона к току в максимуме пика зависит главным образом от конструкции дифракционной камеры. Области потенциалов, в которых наблюдаются дифракционные пучки, зависят как от интенсивности их, так и от величины ускоряющего потенциала. Например, для меди пучок 26,5 э может быть зарегистрирован при 23,5 э и при 30,5 э,

что дает $\Delta\lambda/\lambda = 0,125$. Дифракционные пучки при больших потенциалах возникают в более узких интервалах длин волн. При изменении ускоряющего потенциала угловое положение дифракционных пучков изменяется так, что произведение $V^{1/2} \sin \Theta$ остается примерно постоянным.

III. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ДИФРАКЦИИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Определение внутреннего потенциала кристаллической решетки. Выше был приведен пример определения внутреннего потенциала для вольфрама. Для грани (100) кристалла меди внутренний потенциал определялся при помощи дифракционной камеры без магнитного поля⁹. В этом случае внутренний потенциал, как и ранее, определялся в виде разности между расчетным значением потенциала соответствующего

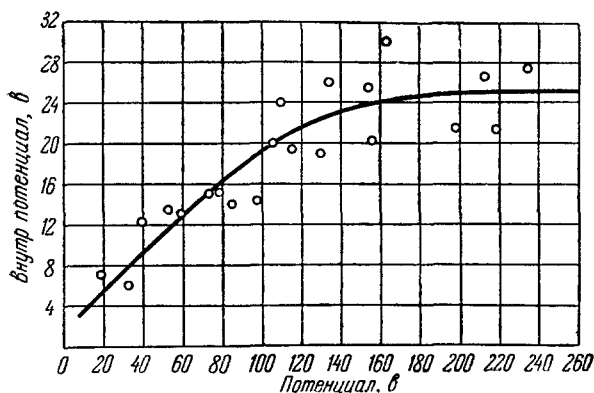


Рис. 15. Зависимость внутреннего потенциала грани (100) кристалла меди от расчетного значения потенциала дифракционного пучка.

пучка и его значением, найденным экспериментально при соответствующем подборе индекса рефракции. Оказалось, что внутренний потенциал при малых значениях расчетных потенциалов с ростом потенциала увеличивается и далее достигает насыщения (рис. 15). Увеличение внутреннего потенциала при малых значениях расчетных потенциалов дифракционных пучков связано с существованием

сильного градиента внутреннего потенциала в поверхностных слоях на глубине 1—2 атомных слоев.

Зависимость внутреннего потенциала от состояния и способа очистки граней (111) и (100) кристалла кремния исследовалась в работе⁴¹.

2. Адсорбция газов. Изучение адсорбции газов атомночистыми поверхностями металлов с помощью медленных электронов позволяет создать представление о начальных стадиях этого процесса. Другие методы изучения адсорбции в силу своих особенностей не позволяют получать сведения о строении мономолекулярных газовых слоев, и поэтому начальные стадии адсорбции газов на металлах явились предметом для создания различных гипотез³⁵.

Метод дифракции медленных электронов позволяет изучать процесс адсорбции газов на таких этапах, когда поверхность покрыта еще не полностью даже мономолекулярным слоем. В работе³⁶ изучалась адсорбция кислорода на атомночистой грани (100) кристалла никеля. При комнатной температуре образуется мономолекулярный слой с гранецентрированной решеткой, в которой межатомные расстояния вдвое меньше, чем в подслое никеля. Мономолекулярный слой покрывает поверхность целиком при экспозиции (давление кислорода \times время) $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. \cdot мин. При дальнейшем увеличении экспозиции, т. е. с ростом адсорбционного слоя, упорядоченность в газовом слое исчезает. При экспозиции 10^{-5} мм рт. ст. \cdot мин и комнатной температуре наблюдается образование оксида никеля. При нагревании до 250—300°С сорбционный слой кислорода, а также оксид удаляются.

Было обнаружено, что если поверхность кристалла загрязнена углеродом (та же структура, что и у мономолекулярного слоя кислорода), оксид образуется поверх загрязнения. Этот эффект является свидетельством того, что атомы никеля диффундируют через загрязняющий слой к адсорбционному слою кислорода.

Адсорбция кислорода и азота при комнатной температуре и азота при температуре смеси лед—ацетон на грани (100) кристалла меди изучалась в работах ^{12,37}; строилась зависимость между давлением газа и током в дифракционных пучках (рис. 16). Кривые изменения тока в дифракционных пучках при адсорбции азота стремятся к одному пределу. При комнатной температуре этот предел достигается при больших давлениях. Начальное повышение интенсивности пучков на рис. 16, а свидетельствует о совершенствовании решетки при этих давлениях. Характер адсорбции кислорода отличается от характера адсорбции азота при тех же температурах. При адсорбции кислорода и азота на грани (0001) титана образуются газовые слои с гексагональной симметрией и константой решетки как у титана ³⁷. Адсорбционные кислородные слои сильно влияют на свойства кристаллов германия: уменьшается фотопроводимость, время жизни, увеличивается работа выхода ^{38,39}.

В одной из последних работ ²⁷ развит метод определения доли покрытия поверхности при адсорбции газов, а также метод расчета вероятности прилипания молекулы к адсорбирующей поверхности, использующий данные о дифракции медленных электронов. Доля покрытия поверхности может быть оценена по значениям токов в дифракционных пучках в зависимости от экспозиции. Но при этом необходимы следующие допущения:

1. Рассеяние от покрытой части поверхности когерентно с рассеянием от непокрытой части. Это может быть только в том случае, если адсорбированный газ распределен по поверхности однородно.

2. Амплитуды пучков от непокрытой части пропорциональны непокрытой площади. В этом случае $A_1 = A_0(1 - \Theta)$, где A_1 — амплитуда рас-

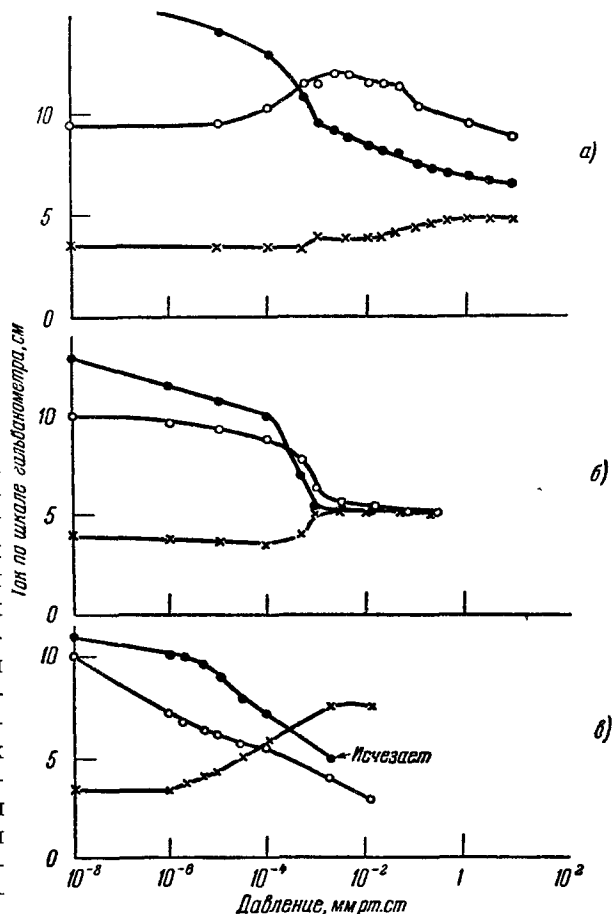


Рис. 16. Зависимость тока в дифракционном пучке от давления газа при адсорбции кислорода и азота на грани (100) кристалла меди при разных температурах.

а) Адсорбция азота при комнатной температуре; б) адсорбция азота при температуре смеси лед — ацетон; в) адсорбция кислорода при комнатной температуре.

сеяния от непокрытой части, A_0 — амплитуда рассеяния от чистой поверхности, Θ — определяемая доля покрытия (при полном покрытии $\Theta = 1$).

3. Амплитуду пучков от покрытой части поверхности можно представить в виде суммы двух амплитуд: от чистой поверхности (измененной добавочными слоями газа) и от упорядоченных слоев газа.

4. Амплитуда рассеяния чистой поверхностью предполагается в виде $A_2 = aA_0\Theta e^{i\alpha}$, где a — постоянный коэффициент, α — разность фаз, возникшая в результате рассеяния от двух указанных частей. Амплитуду

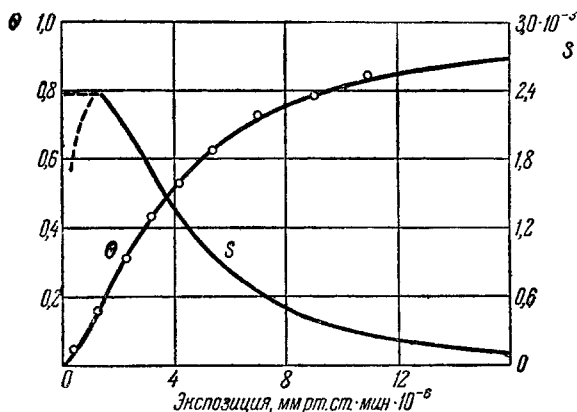


Рис. 17. Зависимость доли покрытия Θ и вероятности прилипания S от экспозиции кислорода для грани (100) кристалла германия при 300°K .

дифракционных пучков от упорядоченной части газового слоя можно записать в виде $A_3 = b\Theta e^{i\alpha}$. Тогда общая амплитуда рассеяния запишется как сумма составляющих амплитуд

$$A = A_0 - Be^{i\gamma}\Theta,$$

где

$$Be^{i\gamma} = A_0 - A_0 a e^{i\alpha} - b e^{i\alpha},$$

а интенсивность

$$I = A_0^2 - A_0 B [\cos \gamma] \Theta + B^2 \Theta^2.$$

Если допустить, что ток в пучке пропорционален I , то это равенство может быть решено относительно Θ . Так как $I = I_0$ при $\Theta = 0$ и $I = I_1$ при $\Theta = 1$, то

$$\Theta = \frac{I_0^{1/2} \cos \gamma - (I_0 \cos^2 \gamma - I_0 + I)^{1/2}}{I_0^{1/2} \cos \gamma - (I_0 \cos^2 \gamma - I_0 + I_1)^{1/2}},$$

γ — экспериментально неопределяемый параметр. Однако

$$1 \geq \cos^2 \gamma \geq \frac{I_0 - I}{I_0}$$

для наименьших наблюдаемых значений I (обычно это I_1). Таким образом,

$$\frac{I_0^{1/2} - I^{1/2}}{I_0^{1/2} - I_1^{1/2}} \geq \Theta \geq 1 - \frac{(I - I_1)^{1/2}}{(I_0 - I_1)^{1/2}}.$$

Наилучшие результаты получаются в том случае, когда при очередном добавлении кислорода (или иного газа) дифракционный пучок исчезает. В этом случае $I_1 = 0$, а $\Theta = 1 - (I/I_0)^{1/2}$. Вероятность прилипания

молекулы газа к металлической поверхности определяется как отношение скорости адсорбции к скорости прилипания⁴⁰.

Для вычисления вероятности прилипания необходимо определить число адсорбируемых молекул на единице поверхности при $\Theta = 1$. При экспозиции 1 мм рт.ст.·мин кислорода это соответствует $4,3 \cdot 10^{22}$ ат/см² при 300° К. Если N_s ат/см² адсорбируется, когда $\Theta=1$, то вероятность прилипания равна

$$S = \frac{N_s}{4,3 \cdot 10^{22}} \frac{d\Theta}{\left(\int p dt\right)},$$

где $\int p dt$ — экспозиция в мм рт. ст.·мин.

Результаты изучения указанных характеристик при адсорбции кислорода гранями (100) кристалла германия и кремния приведены на рис. 17 и 18. Из этих данных следует, что скорость адсорбции кислорода при давлении до 10^{-6} мм рт. ст. пропорциональна давлению.

В ⁴¹ приведены данные, показывающие влияние обработки изучаемой поверхности кремния на долю покрытия кислородом (рис. 19). Из рисунка ясно видно, что на скорость адсорбции весьма существенное влияние оказывает состояние поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Состояние экспериментальной техники метода дифракции медленных электронов позволяет перейти к применению этого метода для решения конкретных проблем, связанных со строением и свойствами поверхности твердого тела⁴².

За последнее время этот метод весьма эффективно применялся только при исследовании адсорбции газов и определении внутреннего потенциала кристаллических решеток. Но уже и здесь метод дифракции медленных электронов позволил установить весьма существенный факт — упорядоченность строения мономолекулярных газовых слоев. Применение его к другим проблемам, например для изучения фотоэффекта, электронной эмиссии, безусловно позволит получить новые качественные результаты.

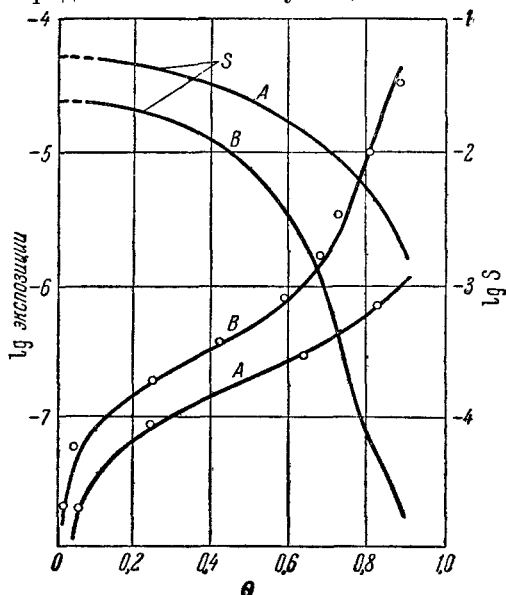


Рис. 18. Экспозиция и вероятность прилипания S в зависимости от доли покрытия при адсорбции кислорода гранью (100) кристалла кремния при 300° К.

Кривые А и В соответствуют отожженному и закаленному состояниям.

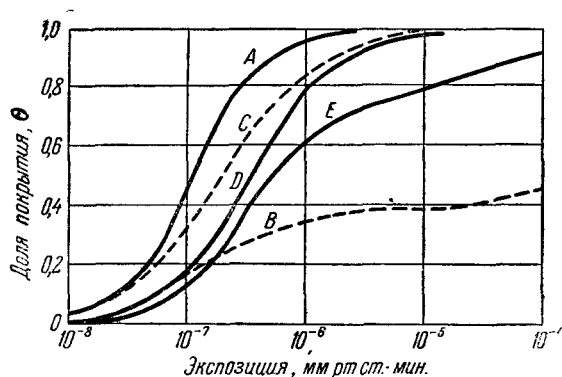


Рис. 19. Доля покрытия при адсорбции кислорода различно обработанными гранями кристалла кремния.

А, В, С, D и Е соответствуют обозначениям в табл. II.

Отсутствие теории дифракции медленных электронов не позволяет производить количественную обработку экспериментальных данных. В связи с этим интерпретация дифракционных картин должна производиться с большой осторожностью.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Лукьянович, Электронная микроскопия в физико-химических исследованиях, М., Изд. АН СССР, 1960.
2. C. J. Davisson, L. H. Germer, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
3. C. J. Davisson, L. H. Germer, Proc. Nat. Acad. **14**, 317 (1928).
4. C. J. Davisson, L. H. Germer, Proc. Nat. Acad. **14**, 619 (1928).
5. З. Г. Пйльскер, Дифракция электронов, М., Изд. АН СССР, 1949.
6. H. E. Farnsworth, R. E. Schlier, T. H. George, R. M. Burger, J. Appl. Phys. **29**, 1150 (1958).
7. H. E. Farnsworth, Rev. Sci. Instr. **21**, 102 (1950).
8. H. E. Farnsworth, Rev. Sci. Instr. **15**, 290 (1927).
9. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **34**, 679 (1929).
10. W. T. Sproull, Rev. Sci. Instr. **4**, 193 (1933).
11. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **44**, 417 (1933).
12. R. E. Schlier, H. E. Farnsworth, J. Appl. Phys. **25**, 1333 (1954).
13. H. D. Hagstrum, Rev. Sci. Instr. **24**, 1122 (1953).
14. E. J. Scheibner, L. H. Germer, C. D. Hartman, Rev. Sci. Instr. **31**, 112 (1960).
15. R. T. Bayard, D. Alpert, Rev. Sci. Instr. **21**, 571 (1950).
16. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **40**, 684 (1932).
17. W. Ehrenberg, Philos. Mag. **18**, 878 (1934).
18. J. A. Backer, C. D. Hartman, J. Phys. Chem. **57**, 153 (1953).
19. H. E. Farnsworth, Rev. Sci. Instr. **31**, 795 (1960).
20. W. T. Sproull, Phys. Rev. **43**, 516 (1933).
21. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **49**, 605 (1936).
22. H. Bethe, Ann. d. Phys. **87**, 55 (1928); P. M. Morse, Phys. Rev. **35**, 1310 (1930); M. v. Laue, Phys. Rev. **37**, 53 (1931); R. de L. Kronig, W. G. Penney, Proc. Roy. Soc. **130**, 499 (1931); E. L. Hill, Phys. Rev. **37**, 785 (1931); P. M. Morse, W. P. Allis, Phys. Rev. **44**, 269 (1933).
23. E. Rupp, Ann. d. Phys. **5**, 453 (1930).
24. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **36**, 1799 (1930); Phys. Rev. **35**, 1131 (1930).
25. W. Boas, E. Rupp, Ann. d. Phys. **7**, 983 (1930).
26. H. E. Farnsworth, R. E. Schlier, T. H. George, R. M. Burger, J. Appl. Phys. **26**, 252 (1955).
27. R. E. Schlier, H. E. Farnsworth, J. Chem. Phys. **30**, 917 (1959).
28. R. E. Schlier, H. E. Farnsworth, Semiconductor Surface Physics, Un. Pensilvania Press, Philadelphia, 1957, стр. 3; H. E. Farnsworth, R. E. Schlier, Phys. Rev. **98**, 250 (1955).
29. R. E. Schlier, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **3**, 30, (1958).
30. R. E. Schlier, Phys. Rev. **90**, 351 (1953).
31. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **35**, 1131 (1930).
32. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **43**, 900 (1933); Phys. Rev. **42**, 588 (1932).
33. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **43**, 778 (1933); Phys. Rev. **49**, 598 (1936).
34. H. E. Farnsworth, Phys. Rev. **40**, 684 (1932).
35. Н. А. Шишаков, В. В. Андреева, Н. К. Андрущенко, Строение и механизм образования окисных пленок на металлах, М., Изд. АН СССР, 1959, стр. 177.
36. R. E. Schlier, H. E. Farnsworth, Advances in Catalysis **9**, 434 (1957).
37. R. E. Schlier, Phys. Rev. **90**, 351 (1953); T. H. George, H. E. Farnsworth, R. E. Schlier, J. Chem. Phys. **31**, 89 (1959).
38. H. H. Madden, H. E. Farnsworth, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 53 (1956).
39. J. A. Dillon, Jr., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 53 (1956).
40. M. W. Roberts, J. Roy. Inst. Chem. **84**, 275 (1960).
41. H. E. Farnsworth, R. E. Schlier, J. A. Dillon, Jr., J. Phys. Chem. Solids **8**, 116 (1959).
42. Д. А. Городецкий, А. М. Корнев, X Конференция по катодной электронике, Тезисы докладов, Ташкент, 30 ноября 1961 г.