

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЁТЧИКИ****Р. Хофштадтер\*)**

До настоящего времени основная часть экспериментальных данных в области ядерной физики была получена при помощи газонаполненных счётчиков. Казалось, что в других типах счётчиков нет надобности. Однако развившиеся за последнее время новые отрасли знания потребовали улучшенных средств счёта отдельных частиц и фотонов.

Такие области, как взаимодействие  $\gamma$ -лучей с веществом, измерение времени распада при расщеплении элементарных частиц и ядер, работа с мощными установками, как, например, синхротронами и синхроциклотронами, исследования космических лучей, нуждаются в более совершенном счётном механизме, чем применявшийся до сих пор. Трудности в использовании газонаполненных счётчиков для этих целей объясняются большим временем собирания заряда, большим мёртвым временем и малой эффективностью счёта.

В связи с этим развитие «твёрдых» счётчиков — кристаллического счётчика проводящего типа и счётчика сцинтилляций — представляется весьма многообещающим. Эти счётчики должны во многом способствовать получению новых сведений в перечисленных областях физики.

Целью настоящего обзора является изложение ряда опубликованных фактов о работе первого из этих счётчиков — кристаллического счётчика.

**ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР**

Самые ранние исследования эффектов ионизирующего излучения в кристаллах показали наличие индуцированной проводимости<sup>3, 4, 5</sup>. Однако малость наблюдаемых эффектов, поляризационные эффекты, неудачный выбор материалов (слюда, стекло, кварц, каменная соль) и несовершенство применённой усилительной и счётной техники не позволили авторам этих работ создать кристаллический счётчик.

Как практический инструмент для обнаружения отдельных частиц кристаллический счётчик впервые описан Херденом<sup>6, 1</sup>, применявшим кристаллы хлористого серебра при низкой температуре. Вскоре после его открытия и, повидимому, независимо от него Фрерихс и Вармин-

\*) R. Hofstadter, Nucleonics 4, № 4, 2 (1949). Перевод Б. Р.

ский<sup>7</sup> показали, что  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -лучи можно обнаружить при помощи кристаллов чистого сернистого кадмия.

В этом случае ионизационные токи вызывались одновременным попаданием в кристалл большого количества  $\beta$ -частиц или  $\gamma$ -квантов. Предполагалось, что при достаточном усилении можно зафиксировать и отдельную частицу, попавшую в кристалл CdS. Стеттер<sup>8</sup> наблюдал одиночный проводящий импульс в твёрдом веществе (алмаз), но его опыты не были завершены созданием счётчика. В одной из работ<sup>10</sup> описан эффект счёта положительных частиц в алмазе. Подтверждение и развитие работы Хердена было осуществлено Стриттом<sup>11</sup> и Хофштадтером<sup>12, 13</sup>.

## ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

### Проводимость и счёт

Применение твёрдого вещества вместо газообразного в качестве счётчика имеет ряд преимуществ, а именно: а) малые размеры счётчика (обеспечивает хорошую геометрию опыта), б) большое тормозящее действие (что полезно для работы с  $\gamma$ -лучами и частицами больших энергий), в) малое разрешающее время (обеспечивает высокую скорость счёта и счёт совпадений), г) передача большей, чем в газе, энергии каждой паре ионов (обеспечивает лучшее отношение сигнала к шуму).

Большая часть этих преимуществ присуща как счётчику проводящего типа, так и счётчику сцинтилляции. Преимущества твёрдого счётчика проводящего типа в известной степени компенсируются рядом трудностей, возникающих при работе с ним, детально описанных ниже. К ним относятся: деформация кристалла, поляризационные эффекты, вариации в эффективности счёта различными частями одного кристалла, необходимость в отжиге и работе при низких температурах \*).

Краткое описание работы кристаллического счётчика может быть дано при помощи рис. 1. Частица, например  $\beta$ -частица большой энергии, входит в кристалл в точке А. Вплоть до своей остановки она освобождает из кристаллического счётчика вторичные электроны. Происходит процесс, аналогичный ионизации в газе, когда вдоль трека

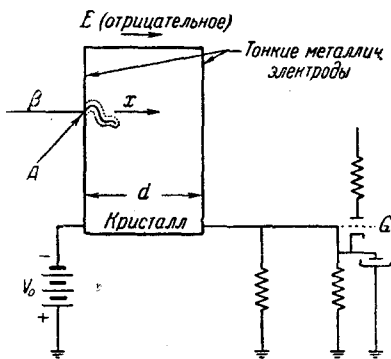


Рис. 1. Схема кристаллического счётчика.

\*) Для части материалов. (Прим. перев.)

частицы образуются положительные и отрицательные ионы. В кристалле большое количество свободных вторичных электронов концентрируется вдоль трека  $\beta$ -частицы. Одновременно образуется равное количество положительных «дырок».

Дырки могут быть неподвижными или подвижными. Если они неподвижны, мы имеем очевидное отличие от явлений, происходящих в газе. Предположим, что дырки неподвижны \*).

В этих условиях облако освободившихся электронов ускоряется электрическим полем в кристалле. Движение, осуществляемое под действием поля, накладывается на случайное тепловое движение, которое электроны совершают в результате столкновений с ионами или атомами кристаллической решётки. Теория процесса столкновений дана Фрэйлихом и Моттом <sup>20</sup>. Комбинированный эффект этих движений и даёт смещение электронов по направлению к положительному электроду.

На пути к положительному электроду отдельный электрон может пройти вблизи «захватывающего» центра или «ловушки» \*\*). Ловушками могут являться атомы примеси, пустоты, трещины или какие-нибудь другие дефекты решётки.

Если электрон проходит достаточно медленно и близко от ловушки, он будет захвачен и, таким образом, станет неподвижным. Электроны могут быть иногда выведены из ловушки тепловыми квантами, но вероятность этого процесса мала <sup>22, 23</sup>, и мы не будем на нём останавливаться. Благодаря явлениям захвата в слабом поле возможен случай, когда все электроны будут захвачены, не достигнув положительного электрода. В более сильном поле электроны будут двигаться с большей скоростью и, следовательно, не будут находиться продолжительное время вблизи ловушек. Поэтому они могут покрыть расстояние между отрицательной и положительной пластинами, не будучи захваченными, и повидимому, полностью затормозятся в электроде. В этом случае электроны пройдут сквозь всю толщу кристалла. Очевидно, что дальнейшее увеличение поля не даст иного результата, кроме увеличения скорости смещения вторичных электронов \*\*\*); число собранных электронов будет стремиться к постоянной величине.

В данном диапазоне энергии процесс образования ионизирующей частицей вторичных электронов в непроводящем кристалле может быть простейшим образом описан посредством теории твёрдого состояния. Такое описание соответствует качественной теории фотопроводимости в кристаллах <sup>21, 23, 24</sup>.

\*) Для AgCl при низкой температуре это показано Лефельдом в тонком опыте по исследованию фотопроводимости <sup>28</sup>.

\*\*) Дискуссию о ловушках в твёрдых веществах можно найти в <sup>31</sup>. Возможность существования поверхностей, действующих как ловушки, исследована Таммом. I. Tam m, Phys. Zeits. d. Sowjetunion 1, 733 (1932). см. также W. Shockley, Phys. Rev. 56, 317 (1939).

\*\*\*) Мы не учитываем здесь сложные процессы; они рассмотрены в <sup>40</sup>.

Предположим (рис. 2), что при нормальных условиях в изоляторе квазистационарная область  $A$  возможных состояний энергии целиком заполнена в соответствии с принципом исключения Паули. Когда  $\beta$ -частица входит в решётку и приближается к электронам, находящимся в состоянии  $A$ , она переводит их в высшие состояния нормально незанятой области проводимости  $D$ . В этой области электрон находится в полусвободном состоянии и может получить энергию от электрического поля  $E$ , заставляющего его перейти с уровня  $G$  на некоторый незанятый уровень  $H$ .

Весьма вероятно, что электрон быстро опустится к основанию области проводимости, ещё не успев далеко отойти от того места, где он стал свободным. При этих условиях  $G$  и  $H$  должны считаться находящимися вблизи основания области проводимости.

Так как электрон уже не занимает состояния  $H$ , освобождённый электрон может вновь попасть на этот уровень, не нарушая принципа исключения Паули. В таком процессе электрон движется полусвободно по направлению поля, приобретая энергию во время движения.

Этот процесс не длится неограниченно долго из-за многочисленных столкновений электрона с ионами или атомами решётки. При столкновении движущийся электрон, по видимому, отдаёт решётке приобретённую им перед этим кинетическую энергию.

Таким образом, электрон готов ещё раз повторить этот процесс, и его движение можно представить в виде ряда скачков с компонентой движения в каждом из них по направлению электрического поля.

Предполагается, что во время этих скачков электрон остаётся в области  $D$ . Это будет иметь место в случае, если отсутствуют другие процессы, стремящиеся вывести электрон из этой области. Однако во время одного из скачков электрон может пройти очень близко от центра ловушки (например,  $F$  на рис. 2 или локальный уровень  $C$  по соседству с атомом примеси).

В таких случаях электрон может быть захвачен и удерживаться в  $F$  (или  $C$ ). Продолжительность времени, в течение которого электрон удержится в  $F$ , зависит от глубины энергетической ямы  $h$  и от температуры <sup>22</sup>.

При захвате электрона в  $C$  в момент перехода электронно-неоднородной системы в основное состояние  $B$  может быть испущен квант люминесценции <sup>23</sup>. Чтобы состояние  $B$  было незанятым, надо допустить, что дырки в области  $A$ , образующиеся после перехода электронов (под действием  $\beta$ -частицы) в состояние  $D$ , быстро перемещаются к ато-

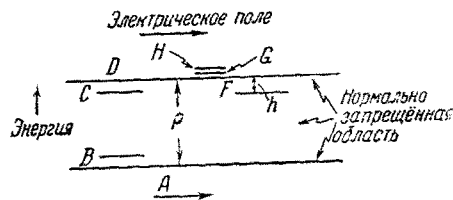


Рис. 2. Диаграмма уровней энергии для непроводящего кристалла, в котором имеются ловушки ( $F$ ) и атомы неоднородности ( $BC$ ).

мам примеси и что электроны переходят из состояния  $B$  в эти дырки.

Такой процесс можно также использовать для объяснения свойств некоторых материалов, применяемых для счёта сцинтилляций. При этом, однако, движение дырок постулируется, и средства для доказательства его существования в сцинтиллирующих материалах отсутствуют. В  $\text{AgCl}$  при низких температурах дырки, повидимому, не движутся.

Конечно, возможно также, что электрон выйдет из ловушки за счёт теплового возбуждения, после чего благодаря миграции он окажется вблизи другого свободного уровня  $B$ . Электрон может попасть на этот уровень, вновь испуская световой квант<sup>23</sup>. Люминесценция этого типа может оказаться продолжительной, так как для выхода электрона из ловушки  $F$  требуется существенное время.

Вторичные электроны, вырванные светом или  $\beta$ -частицей, захватываются согласно процессу, феноменологически описанному Хехтом<sup>25</sup>, подтвердившим свой анализ экспериментами по фотопроводимости  $\text{AgCl}$ . Сущность анализа Хехта заключается в следующем. Предположим, что электрон остаётся свободным некоторое среднее время  $T$ , которое не зависит от величины поля. Тогда в среднем в течение этого времени электроны не будут захватываться ловушками. Вероятность для электрона быть захваченным в течение малого интервала времени  $dt$  равна  $\frac{dt}{T}$ .

Если имеется  $n$  свободных электронов, то за время  $dt$  из них  $dn = n \frac{dt}{T}$  попадут в ловушки. Число электронов, остающихся свободными через время  $t$ , поэтому будет

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{T}}, \quad (1)$$

где  $n_0$  — число их в момент  $t=0$ . Средний путь, покрываемый электроном до захвата, будет, очевидно, равен

$$\delta = vET, \quad (2)$$

где  $E$  — напряжённость поля, а  $v$  — подвижность или скорость смещения при единичной напряжённости поля \*). Теоретические оценки подвижности можно найти в работах Фрейлиха и Мотта<sup>20</sup> для поляризованных кристаллов и Зейтца<sup>26</sup> для неполяризованных кристаллов.

Величина  $\delta$ , иногда называемая «путём смещения», является крайне важной для исследований кристаллических счётчиков и фотопроводимости. Электрон увеличивает заряд импульса только на величину, пропорциональную пути, проходимому в направлении поля. Таким образом, электрон не обязательно передаёт весь свой заряд  $e$  сетке  $G$  (рис. 1). Действительно, из теоретических соображений<sup>27</sup> можно

\*) Предполагается, что скорость смещения мала по сравнению с тепловой скоростью электронов.

ожидать, что электрон, проходящий путь  $\Delta x$  в кристалле толщиной  $d$ , создаёт на сетке  $G$  заряд

$$q_{\text{эфф}} = \frac{e\Delta x}{d}. \quad (3)$$

Это уравнение подтверждается работой Хехта. Если дырка также движется, то наведённый заряд

$$q_{\text{эфф}} = e \frac{\Delta x_- + \Delta x_+}{d}, \quad (4)$$

где  $\Delta x_-$  и  $\Delta x_+$  — расстояния, проходимые электроном и дыркой до захвата электрона ловушкой. Соответственно, в случае, когда дырки неподвижны, напряжение сигнала

$$V_{\text{эфф}} = \frac{e\Delta x}{Cd}, \quad (5)$$

где  $C$  — ёмкость по отношению к земле системы, образуемой сеткой, кристаллом, а также соединениями.

Можно произвести простые расчёты для случая, когда бомбардирующая частица проникает на очень малую толщину кристалла. Например, пусть  $\alpha$ -частица входит в кристалл в точке  $A$  (рис. 1) и проникает в него на расстояние порядка  $10 \mu$ . Такое проникновение является пренебрежимо малым по сравнению с толщиной кристалла, составляющей один или несколько миллиметров. При этом  $n_0$  вторичных электронов образуются на очень малом расстоянии от отрицательного электрода ( $x_0 = 0$ ). Каждый вторичный электрон может до его захвата ловушкой пройти различное расстояние  $x$ . Число электронов, прошедших расстояния от  $x$  до  $x + dx$ , будет

$$dn = \frac{n_0}{\delta} e^{-\frac{x}{\delta}} dx,$$

что следует из (1), (2) и выражения

$$x = vEt. \quad (6)$$

Выражая в функции  $x$ , получим

$$dn = \frac{n_0}{\delta} e^{-\frac{x}{\delta}} dx.$$

Электроны, захваченные на участке от  $x$  до  $x + dx$ , дадут эффективный заряд

$$dq_{\text{эфф}} = \frac{ex}{d} dn = \frac{exn_0}{\delta d} e^{-\frac{x}{\delta}} dx,$$

и отсюда

$$q_{\text{эфф}} = \frac{\delta n_0 e}{d} \int_0^d \frac{x}{\delta} e^{-\frac{x}{\delta}} \frac{dx}{\delta}.$$

после интегриации по всем электронам, проходящим расстояние от  $x = 0$  до  $x = d$ .

Электроны, могущие пройти расстояние, превышающее  $d$ , передают полный заряд  $e$ . Передаваемый ими заряд добавляется к  $q_{эфф}$ , давая  $Q_{эфф}$ . Следовательно,

$$Q_{эфф} = \frac{\delta n_0 e}{d} \left( \int_0^d \frac{x}{\delta} e^{-\frac{x}{\delta}} \frac{dx}{\delta} + \frac{d}{\delta} \int_d^\infty e^{-\frac{x}{\delta}} \frac{dx}{\delta} \right)$$

или

$$\frac{Q_{эфф}}{n_0 e} = \frac{\delta}{d} (1 - e^{-\frac{d}{\delta}}) = F\left(\frac{\delta}{d}\right) = \frac{x}{d}. \quad (7)$$

График этой функции изображён на рис. 3 сверху. Отсюда величина импульса напряжения на сетке  $G$  (рис. 1), соответствующая быстрому образованию  $n_0$  электронов у катода кристалла, будет

$$V_{эфф} = \frac{n_0 e}{C} F\left(\frac{\delta}{d}\right). \quad (7a)$$

Очевидно, что размеры импульса зависят от значения функции  $F\left(\frac{\delta}{d}\right)$ , обладающей характерными свойствами насыщения. Часто кривая наносится в функции электрического поля, а не  $\delta$ . Выражение (2) показывает, что  $\delta$  пропорционально  $E$ . Получив такую зависимость из экспериментальных данных, можно в принципе найти значение  $\delta$ . Это было проделано в исследовании фотопроводимости<sup>28</sup>. Однако здесь необходимо предположить, что электроны до достижения ими положительного электрода не задерживаются барьером (например, трещиной). Другими словами, определение  $\delta$  требует,

Рис. 3. Кривые зависимости величины импульса от  $\frac{\delta}{d}$ ;  $\delta$  — пропорционально электрическому полю. Вверху для слабо проникающих частиц (согласно (7)). Внизу для частиц, проникающих в кристалл и ионизирующих по всему объёму (согласно (7б)).

чтобы единственной причиной торможения электронов были ловушки, редко расположенные в кристалле (однородное расположение ловушек). Если предположить, например, барьер в виде плоскости, разделяющей

два соприкасающихся кристалла, то эффективный заряд  $Q_{эфф}$  будет

$$Q_{эфф} = n_0 e \frac{\delta}{d} (1 - e^{-\frac{S}{\delta}}), \quad (8)$$

где  $S$  — расстояние между катодом и барьером. Значение насыщения  $Q_{эфф}$  в этом случае будет  $Q_{эфф} = \frac{n_0 e S}{d}$ , в то время как в предыдущем случае (отсутствие барьера)

$$Q_{эфф} = n_0 e. \quad (9)$$

Здесь следует отметить, что сам факт насыщения вовсе не означает того, что электроны проходят всё расстояние между электродами. Лишь насыщение при максимальном значении заряда  $n_0 e$  определённо указывает на то, что электроны проходят сквозь всю толщину кристалла.

Полезно дать выражение для величины импульса в случае, когда бомбардирующая частица является проникающей, как, например, электрон, протон или мезон большой энергии. При этом вторичные электроны будут образовываться вдоль трека частицы в кристалле. Трек будет окружён оболочкой из свободных электронов и дырок.

Если мы предположим, что частица одинаково ионизует вдоль всего своего пути, то величина результирующего импульса может быть получена или прямо из расчётов, приводящих к формуле (7) или из несколько видоизменённой формулы Мотта и Гёрни (см.<sup>21</sup>, стр. 122). Заряд получается равным

$$\frac{Q_{эфф}}{n_0 e} = \frac{\delta}{d} \left[ 1 - \frac{\delta}{d} \left( 1 - e^{-\frac{d}{\delta}} \right) \right]. \quad (76)$$

где  $n_0$ , как и раньше, — полное число вторичных электронов, освобождаемых ионизирующей частицей в кристалле. Вид этой функции изображён на рис. 3 внизу. При  $\delta \rightarrow \infty$  величина импульса стремится к значению  $\frac{n_0 e}{2}$ , если опять сделано предположение об отсутствии иных барьеров, кроме редко расположенных ловушек. Если дырки также подвижны, величина импульса удваивается.

Между прочим, следует заметить, что напряжение, создающее насыщение, пропорционально квадрату толщины кристалла. Это вытекает из того факта, что для того чтобы получить данную долю максимального импульса, значение  $\delta$  должно быть пропорциональным  $d$ . Однако  $\delta$  само пропорционально  $\frac{V_0}{d}$ ; следовательно,  $V_0$  должно быть пропорциональным  $d^2$ . Экспериментальное подтверждение этого дано в работе Флехзига<sup>29</sup>.



Средний пробег вторичного электрона  $\delta$ 

Рассмотрим факторы, определяющие величину пробега  $\delta$ , поскольку эта характеристика очень важна при решении вопроса об использовании какого-либо материала в качестве кристаллического счётчика. Если  $\delta$  мало, то представляется весьма сомнительным, чтобы кристалл в нормальных условиях был эффективным счётчиком (при умеренных градиентах напряжения). При этом экспонентой в<sup>(7)</sup> можно пренебречь, и

$$Q_{эфф} = n_0 e \frac{\delta}{d}, \quad (10)$$

т. е. при малых  $\delta$   $Q_{эфф}$  также мало. Другим условием невозможности использования кристалла в качестве эффективного счётчика является присутствие барьеров, для которых  $\frac{S}{d} \ll 1$  (см.<sup>9</sup>). Это условие рассматривается ниже.

Величина  $\delta$ , являющаяся средним свободным пробегом относительно центров ловушек, может быть выражена следующим образом:

$$\frac{\delta}{E} = \frac{e}{6kT} \frac{l}{P\sigma}, \quad (11)$$

где  $T$  — абсолютная температура,  $l$  — средняя длина свободного пробега относительно решётки, связанная с подвижностью,  $P$  — число равномерно рассеянных центров ловушек на единицу объёма,  $\sigma$  — поперечное сечение для захвата электрона центром ловушки.

Значение  $P$  для большей части кристаллов не известно ( $P$  может зависеть от предварительной обработки кристалла). Значения  $l$  могут быть взяты из теоретических работ<sup>20, 23</sup>.

В таблице 1 представлены эти значения, рассчитанные по формулам Фрэйлиха и Мотта<sup>20</sup> для различных веществ.

Таблицу I можно использовать для получения значений  $\delta$ . Для этого нужно выбрать трудно определяемые величины  $\sigma$  и  $P$ . Мотт и Гёрни берут  $\sigma \simeq 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  для AgCl. Мы также примем это значение в наших расчётах, хотя его желательно уточнить.

Значение  $P$  для AgBr взято из данных Легерта для  $\frac{\delta}{E}$  и из расчётов величины  $l$ , хорошо согласующихся с экспериментальными данными. Положим значения  $P$  для AgBr и TlBr равными значению, взятому для AgBr. Для AgCl и AgBr можно установить верхний предел в оценке  $P$ , если предположить, что эффективным механизмом захвата в ловушку является  $F$ -центр\*), т. е. решётка, в которой электрон заменяет отрицательный ион галоида<sup>20</sup>. Для нахождения

\*) Мы предположили, что эффективным механизмом захвата является  $F$ -центр, так как пробег изменяется обратно пропорционально концентрации  $F$ -центров (см.<sup>21</sup>, стр. 127).

Таблица I\*)

Материал	$T$ —температура (в градусах абс.)	$\lambda$ —длина волны поглощения (в микронах)	$\epsilon$ —диэлектрическая постоянная (статическая)	$\epsilon_0$ —диэлектрическая постоянная (высокочастотная)	$\theta$ (в градусах абс.)	$v$ —подвижность (в см <sup>2</sup> /в.сек.)	$l$ (в относительных единицах)
AgCl	77	87	12,3	4,01	503	1570	530
AgBr	77	124	13,1	4,62	356	296	100
TlBr	77	157	29,8	5,41	460	880	294
		(оценка)					
LiF	300	32,6	9,27	1,92	1280	216	145
KCl	77	70,7	4,63	2,13	382	478	160
KCl	300	70,7	4,63	2,13	382	10**)	7**)
KBr	77	88,3	4,78	2,33	302	196	66
KBr	300	88,3	4,78	2,33	302	7**)	4**)
NaCl	77	61,1	5,62	2,25	491	1580	532
NaCl	300	61,1	5,62	2,25	491	15**)	10**)
Алмаз	300	—	16,5	5,5	—	156	—

\*) Фрэйлих-Мотт:

$$v = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi m k \theta}} e a_0 (e^{-\frac{\theta}{T}} - 1) \left( \frac{\epsilon - \epsilon_0 + 1}{\epsilon - \epsilon_0} \right)$$

(a<sub>0</sub> — радиус первой орбиты Бора);

$$\theta = \frac{hc}{k\lambda} (\epsilon - \epsilon_0 + 1)^{\frac{1}{2}}; \quad l = \frac{1}{e} \sqrt{3 m k T v};$$

 $\lambda$  — длина волны поглощения,  $T$  — абсолютная температура.

Эффективная масса электрона в проводящей области взята равной массе свободного электрона.

\*\*) По порядку величины.

ния  $P$  использован расчёт<sup>31\*)</sup>. Здесь даётся выражение для оптического коэффициента поглощения в зависимости от плотности центров захвата, жёсткости осциллятора и ширины полосы поглощения  $F$ -центрами в кристаллах типа KCl и KBr. Исследуя поглощение в чистых кристаллах LiF, KCl, KBr и NaCl, можно установить верхний предел значений  $\delta$  для этих образцов. В таблице II представлены значения  $\delta$ , рассчитанные по этим данным и (11). При этом размах колебаний принимается равным 0,75, за исключением случая, когда он экспериментально измерен (KCl).

Из таблицы II видно, что при низких температурах значения  $\delta$  для большей части кристаллов велики (0,2–10,0 см). Кристаллы типа KCl и KBr с низким  $\delta$  ещё не применялись в качестве счётчиков.

\*) См. также<sup>30</sup>, стр. 386.

Таблица II\*)

Материал	Температура (в градусах абс.)	$I$ (в относительных единицах)	Коэффициент поглощения ( $\text{см}^{-1}$ )	$P$ ( $\text{см}^{-3}$ )	$E$ (в/см)	$\delta$ (см)
AgCl	77	530	—	$2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^3$	11,0
AgBr	77	100	—	$2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^3$	2,1
TlBr	77	294	—	$2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^3$	6,2
LiF	77	очень велика	0,1	$11,3 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^4$	$> 10,0$
LiF	300		0,1	$11,3 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^4$	0,11
KCl	77	160	0,1	$4,8 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^4$	0,28
KCl	300	7	0,1	$4,8 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^4$	0,003
KBr	77	66	0,1	$8,5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^4$	0,07
NaCl	77	532	0,1	$7,5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^4$	0,60

\*) Поперечное сечение захвата ловушками принято:  
 $\sigma = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

Число вторичных электронов  $n_0$ 

Кроме двух величин  $\delta$  и  $I$ , для кристаллических счётчиков весьма существенным является также число вторичных электронов  $n_0$ . Величина импульса прямо пропорциональна  $n_0$ , что видно из (7), (7а) и (7б). Вопрос о величине  $n_0$  непосредственно связан с вопросом о распределении энергии бомбардирующей частицы между решёткой кристалла и пулусвободными электронами, движущимися в области проводимости. Повидимому, ионизирующая частица образует сначала очень большое число электронов. Число таких электронов соответствует, по порядку величины, энергии частицы, поделённой на интервал энергии  $\rho$  на рис. 2. Длительность процесса ионизации составляет около  $10^{-12}$  сек. По прошествии этого времени электроны могут рекомбинировать с дырками, образуя френкелевский экситон<sup>32</sup>, или отдавать свою энергию решётке другим способом, например, в результате нескольких соударений<sup>6</sup>. Во всяком случае свободные электроны уходят из области проводимости, а их энергия передаётся решётке.

В результате электроны остаются свободными недостаточное долго (по порядку величины около микросекунды), чтобы быть вовлечёнными в процесс проводимости. Эти соображения можно суммировать следующим образом: если значительная доля энергии бомбардирующей частицы тратится на тепловое возбуждение решётки, то на создание свободных электронов остаётся мало энергии и их образуется сравнительно немного.

Измерение эффективности образования электронов проводимости сводится к определению «энергии на пару ионов» или «энергии на свободный электрон». Известно, что для газа соответствующая величина составляет около 30 eV. Для кристалла AgCl найдено аналогичное значение, равное 7,6 eV, т. е. значительно меньшее, чем для газа. Теоретические расчёты для поляризованных и неполяризованных кристаллов, позволяющие сравнить данные эксперимента и теории, отсутствуют. Поэтому в настоящее время приходится обходиться лишь экспериментальными результатами.

Число вторичных электронов, освобождаемых ионизирующей частицей, которая теряет в кристалле всю энергию, можно представить через коэффициент  $\phi$ , умноженный на отношение энергии частицы к наименьшему значению энергии на пару ионов  $\rho$  или на интервал энергии между заполненной и проводящей областями. При этом условии число вторичных электронов

$$n_0 = \frac{H}{\rho} \phi, \quad (12)$$

где  $H$  — первоначальная энергия частицы.

Если  $\phi = 1$ , то энергия в тепловых процессах не теряется. Результаты Хердена дают для AgCl значение  $\phi$  около 0,6. Значения  $\phi$  для других материалов приведены во второй части обзора.

### Поляризационные эффекты

Рядом исследователей<sup>33, 34, 35</sup> было замечено, что при прохождении электрического тока через кристалл наблюдаются явления поляризации. Следовало ожидать, что подобные явления должны происходить и в кристаллах, применяемых в качестве счётчиков<sup>6</sup>. В первых экспериментальных работах<sup>14, 16</sup> эти эффекты действительно наблюдались. В настоящее время механизм процессов поляризации полностью ещё не выяснен. Здесь даётся простейшая теория ряда поляризационных явлений, могущая помочь объяснению некоторых из наблюдаемых явлений.

Поляризационный эффект в кристаллических счётчиках обычно обнаруживается по постепенному уменьшению амплитуды импульсов при увеличении их числа. Объясняется этот факт тем, что смещение заряда, вызванное электрическим полем, создаёт поле, направленное противоположно первоначальному. Вследствие этого электроны проходят меньший путь до момента захвата, т. е.  $\delta$ , зависящая от величины истинного поля, падает с ростом числа сосчитанных событий. Предполагается при этом, что захваченные электроны и дырки являются неподвижными.

Эффекты поляризаций можно найти и для случая, когда дырки движутся (как, например, для алмаза) и последовательно захватываются ловушками. Мы, однако, рассмотрим лишь простейший слу-

чай, относящийся, например, к  $\text{AgCl}$ , в котором только электроны движутся до захвата их ловушками, а дырки остаются неподвижными.

Предположим, что процесс ионизации и последующее смещение электронов в кристалле вызывают разделение положительных и отрицательных зарядов, как показано на рис. 4. Модель, приведённая на этом рисунке, конечно, упрощает действительную картину распределения зарядов, так как положительный заряд, образованный неподвижными дырками, и отрицательный заряд захватываемых электронов при этом предполагаются сконцентрированными в плоскостях, параллельных поверхностям кристалла (или электродов). Более точное приближение к действительному распределению заряда, созданного моноэнергетическими  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицами, входящими в кристалл отрицательного электрода, даёт следующая модель: равномерное распределение положительного заряда в области  $B$  (рис. 4) и спадание по экспоненте для распределения отрицательного заряда в остальной части кристалла. Наше рассмотрение включает также возможность существования трещины или нарушения кристаллической связи между областями  $A$  и  $C$ . Расстояние  $b$  равно по порядку величины половине пробега  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицы в кристалле. Здесь предполагается, что положительный заряд сконцентрирован на положительно заряженной поверхности с плотностью  $\sigma^*$  на расстоянии  $b = \frac{R}{2}$  от отрицательного электрода, где  $R$  —

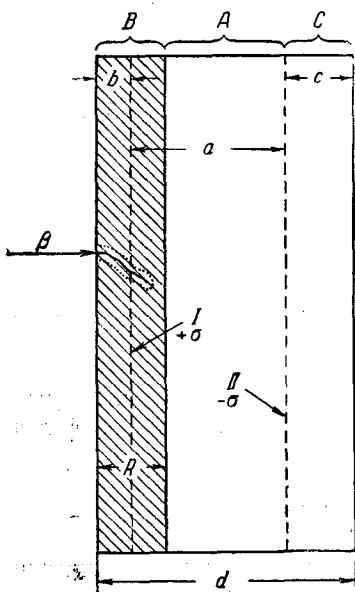


Рис. 4. Модель поляризации в кристалле. Положительные дырки в заштрихованной области заменены положительно заряженной плоскостью (I), имеющей поверхностную плотность заряда  $+\sigma$ . Электроны захватываются в плоскости барьера (II), где поверхностная плотность заряда  $-\sigma$ .  $R$  — средний пробег падающей частицы.

средний пробег моноэнергетических  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц. Слой равномерного отрицательного заряда, разделяющий области  $A$  и  $C$ , будет образовываться вне зависимости от величины электрического поля и от того, существует ли область электронных ловушек.

В частном случае идеального кристалла без ловушек и барьеров заряженный слой будет возникать у положительного элект-

родов). Более точное приближение к действительному распределению заряда, созданного моноэнергетическими  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицами, входящими в кристалл отрицательного электрода, даёт следующая модель: равномерное распределение положительного заряда в области  $B$  (рис. 4) и спадание по экспоненте для распределения отрицательного заряда в остальной части кристалла. Наше рассмотрение включает также возможность существования трещины или нарушения кристаллической связи между областями  $A$  и  $C$ . Расстояние  $b$  равно по порядку величины половине пробега  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицы в кристалле. Здесь предполагается, что положительный заряд сконцентрирован на положительно заряженной поверхности с плотностью  $\sigma^*$  на расстоянии  $b = \frac{R}{2}$

от отрицательного электрода, где  $R$  —

\*) В дальнейшем  $\sigma$  в отличие от предыдущего раздела обозначает поверхностную плотность заряда. (Прим. перев.)

трода ( $\alpha = d - b$ ). В обычном кристалле (например, кристалле  $\text{AgCl}$  с ловушками) это произойдет лишь при сильном электрическом поле.

Очевидно, далее, что в частном случае  $\alpha$ -частиц и осколков деления, для которых проникновение в кристалл очень мало ( $10 \mu$  или менее), слой положительного заряда располагается практически у отрицательного электрода. Рассматриваемое явление напоминает поляризацию диэлектрика между пластинами конденсатора. Если напряжение на конденсаторе поддерживается батареей (э. д. с.  $= V_0$ ), то электрическое поле в конденсаторе

$$E = \frac{V_0}{d}, \quad (13)$$

т. е. остаётся таким же, как и в случае отсутствия диэлектрика. Заряды, появляющиеся на электродах, вследствие поляризации атомов и молекул диэлектрика, нейтрализуются зарядами, выходящими из батареи и попадающими на обкладки конденсатора.

Точно так же в кристалле при ионизации, вызванной  $\alpha$ -частицами и осколками деления, заряженные слои I и II располагаются у электродов, и поляризация благодаря накоплению зарядов на электродах оказывается незначительной. Поле  $E$  в кристалле остаётся равным  $\frac{V_0}{d}$  в предположении, что  $\frac{b}{d}$  мало\*). В результате в небольшом счётчике может быть сосчитано очень большое число тяжёлых частиц ( $10^8$  или более), прежде чем станет заметным сокращение величины импульса. В действительном кристалле, содержащем барьеры, поляризация может начаться раньше.

### Поляризация $\beta$ -частицами

Если частица проникает глубоко в кристалл, как, например,  $\beta$ -частица на рис. 4, то поляризация кристалла становится заметной, и электрическое поле уже не соответствует (13). Простой электростатический расчёт, произведённый без учёта краевых эффектов,

---

\*) Если предположить, что область  $B$  заполнена положительными зарядами и если  $\frac{b}{d} \ll 1$ , то можно показать, что вторичные электроны, образованные в этой области ионизирующими частицами, дадут дополнительное поляризационное поле, совпадающее по направлению с основным полем. В  $B$  имеется узкая подобласть шириной в  $\frac{b^2}{2d}$ , примыкающая к граничной плоскости I, где дополнительное поле направлено навстречу основному и имеет тот же порядок, что и в области  $A$ . Поэтому область  $A$  можно представить как несколько более широкую эффективную область.

показывает, что поле в областях  $a$ ,  $b$ ,  $c$  определяется уравнениями

$$E_a = \frac{V_0}{d} + \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \left(1 - \frac{a}{d}\right), \quad (14)$$

$$E_b = \frac{V_0}{d} - \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \frac{a}{d}, \quad (15)$$

$$E_c = \frac{V_0}{d} - \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \frac{a}{d} = E_b, \quad (16)$$

где  $\sigma$  — заряд на единицу площади и  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая постоянная кристалла. Из этих уравнений видно, что существуют дополнительные поля, вызванные поляризацией. В областях  $b$  и  $c$  дополнительное поле совпадает с основным, в области  $a$  — направлено противоположно основному. Рассчитаем уменьшение размеров импульса за счёт этих поляризационных полей.

Поверхностную плотность заряда  $\sigma$  в вышеприведённых формулах можно выразить через число актов ионизации и энергию, связанную с каждым актом. Если  $N$  частиц, каждая с энергией  $H$ , входят в кристалл равномерно через его поверхность  $S$ , и если, далее, энергию на образование пары ионов обозначить через  $p$ , то плотность положительного заряда будет

$$\sigma = \frac{NH}{pS} e, \quad (17)$$

где  $e$  — абсолютное значение заряда электрона. Подставляя это выражение для  $\sigma$  в (14) и решая его получаем для случая, когда первоначальное поле  $\frac{V_0}{d}$  сокращается до доли  $f \frac{V_0}{d}$ ,

$$N_f = \frac{V_0 p \epsilon S}{4\pi d H e} \frac{f-1}{1-\frac{a}{d}} = \frac{n(1-f)}{1-\frac{a}{d}}, \quad (18)$$

где

$$n = - \frac{V_0 p \epsilon S}{4\pi d H e}. \quad (19)$$

В этих уравнениях  $V_0$  — отрицательный потенциал и, следовательно,  $N_f$  — положительная величина, равная числу импульсов, сокращающему поле до его доли  $f \cdot \frac{V_0}{d}$ . Так, если электрическое поле сокращается до  $1/2$ ,  $1/5$  и  $1/10$  первоначального значения, то  $N_f$  соответственно будет принимать значения

$$0,5 \frac{n}{1-\frac{a}{d}}; \quad 0,8 \frac{n}{1-\frac{a}{d}}; \quad 0,9 \frac{n}{1-\frac{a}{d}}. \quad (18a)$$

Уравнение (7) даёт величину импульса в функции поля  $E_a$ , так как  $\delta$  согласно (2) прямо пропорционально  $E_a$ . Отсюда ясно, что амплитуда импульса, полученная из (2) и (7), падает с ростом  $N$ .

Во многих применениях кристаллических счётчиков желательно использовать сильные поля, чтобы с уверенностью работать в области насыщения для амплитуд импульсов. Тогда вследствие насыщения (см. (7) или рис. 3) уменьшение поля в два раза приведёт лишь к незначительному сокращению размеров импульса. Уменьшение поля в пять раз вызовет заметное сокращение величины импульса. Более того, из (18а) видно, что даже малые приращения числа сосчитанных событий достаточны для получения относительно больших изменений эффективной величины поля в области  $a$ .

Приведём численный пример: предположим, что нашим источником  $\beta$ -частиц является  $P^{32}$ ; тогда средняя энергия частиц составляет 660 KeV. Пробег такой частицы в хлористом серебре составляет около 0,05 см. Таким образом,  $b$  может быть взято равным 0,025 см. Если предположить, что в кристалле отсутствуют барьеры и трещины (однородное распределение ловушек), т. е.  $a = d - b$  или  $c = 0$ , то отрицательный слой образуется у положительного электрода \*). Далее, для кристалла толщиной 0,5 см  $a = 0,475$  см. Возьмём  $\frac{V_0}{d}$  равным 5000 в/см и  $\epsilon = 12$  (для AgCl). При  $S = 1,0$  см<sup>2</sup> и  $p = 7,6$  eV на пару ионов, мы найдём  $N_{0,5}$ ,  $N_{0,2}$  и  $N_{0,1}$  равными соответственно  $3,8 \cdot 10^6$ ,  $6,1 \cdot 10^6$ ,  $6,8 \cdot 10^6$  частиц. Заметное спадание величины импульсов будет происходить в интервале между 3,8 и 6,1 миллиона импульсов.

По сравнению с гайгер-мюллеровскими счётчиками (срок жизни которых  $10^8$ — $10^{10}$  импульсов) эти числа невелики. Несмотря на то, что найдены средства для уменьшения эффекта поляризации, малое время жизни ставит серьёзные препятствия в использовании таких счётчиков для быстрого счёта. Правда, нагревание кристалла снимает поляризованные заряды, и после охлаждения кристалл годен к употреблению. Возможно, что облучением кристалла видимым и инфракрасным светом можно добиться того же эффекта.

Поляризация, вызванная проникающим излучением

Если поляризация происходит во всём объёме кристалла, например, при бомбардировке его  $\gamma$ -лучами, то при удалении вторичных электронов от положительного электрода в кристалле образуется пространственный положительный заряд. Вновь возникает поле насыщения. Пусть  $N$ —число  $\gamma$ -квантов, сосчитанное кристаллом с объёмом  $\tau$ . Предполагается \*\*), что каждый  $\gamma$ -квант создаёт в среднем  $\frac{N}{p}$

\*) Мы не рассматриваем случай, когда электрон захватывается в области между слоем I и положительным электродом. Такой захват безусловно может произойти, но его рассмотрение выходит за рамки нашего приближённого расчёта.

\*\*) Очень приближённо. (Прим. перев.)



вторичных электронов. Положительный пространственный заряд на единицу объема будет

$$\rho_0 = \frac{NH}{p\tau} e. \quad (20)$$

При этом считаем, что поглощение излучения в кристалле рассматриваемого размера (толщина 0,5 см) мало. Для случая однородного пространственного заряда можно показать, что эффективное поле

$$E = \frac{V_0}{d} - \frac{2\pi\rho_0}{\epsilon} (d - 2x), \quad (21)$$

где  $x$  — расстояние от отрицательного электрода. Эта зависимость показана на рис. 5. Следует заметить, что эффективное поле численно больше приложенного поля для значений  $x < \frac{d}{2}$ , меньше его

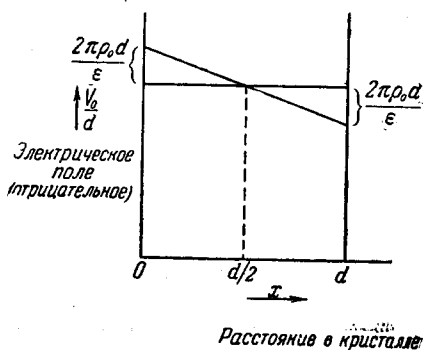


Рис. 5. Диаграмма электрического поля в кристалле. Наклонная линия характеризует поле при облучении кристалла проникающим излучением, например  $\gamma$ -лучами. В кристалле образуется положительный пространственный заряд объёмной плотности  $+\rho_0$ . Электроны смещаются к оболочке ( $x=d$ ) и не создают поляризации.  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная. Горизонтальная линия представляет начальное электрическое поле

$$E = \frac{V_0}{d}.$$

в области  $x > \frac{d}{2}$  и равно приложенному полю при  $x = \frac{d}{2}$ .

Следовательно, поляризационные эффекты в первую очередь возникают в области  $x > \frac{d}{2}$ .

В этой области будет постепенно нарастать обратное поле, так что с увеличением  $\rho_0$ , т. е. с увеличением числа сосчитанных импульсов, будет расти и число захватов. Для примера можно взять следующие значения. Пусть  $\frac{V_0}{d} = 5000$  в/см,

$\tau = 0,5$  см<sup>3</sup>,  $d = 0,5$  см,  $\epsilon = 12$ ,  $p = 7,6$  eV на пару ионов,  $H = 0,5$  MeV. Число импульсов, необходимое для сокращения поля до одной пятой его первоначальной величины, в точке  $x = \frac{3}{4}d$  будет  $1,6 \cdot 10^6$ .

Этот случай трудно рассмотреть более детально, так как величина импульса зависит от энергии, передаваемой в комптон-эффекте,

и от места возникновения вторичных электронов после образования поляризации поля.

## Дальнейшие замечания о поляризационных эффектах

а) Иногда представляется возможным использовать малые электрические поля, недостаточные для смещения большей части вторичных электронов к положительному электроду. Такое положение может создаться при использовании быстрых протонов или мезонов, теряющих в кристалле значительную долю энергии и образующих соответственно большое количество вторичных электронов. В этом случае получается сигнал, намного превышающий уровень шумов, хотя электроны и не смещаются далеко. Вторичные электроны перед захватом их ловушками проходят лишь небольшие расстояния. Дырки вновь предполагаются неподвижными, образующими поляризационное поле в кристалле.

Эффект поляризации, создаваемый таким смещением зарядов, может быть скомпенсирован перемещением равного числа элементарных зарядов в противоположном направлении. Этого перемещения можно добиться изменением направления приложенного поля на то время, в течение которого число сосчитанных импульсов равно числу импульсов, вызвавших поляризацию. Такое повторное изменение направления поля описано в <sup>14</sup> и дало желаемый результат. Неясно, однако, сколько раз можно применить подобное реверсирование, не вызвав новых эффектов.

Очевидно, что подобная операция должна быть эффективной для ионизации, происходящей во всём объёме кристалла, и не столь эффективной при счёте  $\beta$ -частиц, когда падающие частицы имеют меньшую энергию и проходят лишь малую часть кристалла у отрицательного электрода и когда обычно требуются насыщающие поля. Вторичные электроны, движущиеся в обратном направлении, при перемене знака поля не выходят дальше границы, определяемой пробегом  $\beta$ -частиц.

б) Следует также заметить, что эффективное поле в области В рис. 4 (или в области  $x < \frac{d}{2}$  для случая пространственного заряда) больше приложенного поля. Поле может настолько вырасти, что станет вероятным попадание электронов в кристалл из отрицательного электрода<sup>28</sup>. Ряд специфических свойств кристаллического счётчика, замеченных Уайтемором и Стритом<sup>16</sup>, повидимому, можно объяснить подобными поляризационными эффектами.

Лефельдт<sup>28</sup> наблюдал проводимость кристалла хлористого серебра при низких температурах после облучения его большим количеством света. Эта проводимость, полученная при фотоэффекте, была объяснена<sup>26</sup> проникновением электронов в кристалл из электрода за счёт двойного заряженного слоя, расположенного вблизи отрицательного электрода.

Уайтемор и Стрит наблюдали очень большие и неперiodические импульсы, появляющиеся после длительного облучения кристалла

$\gamma$ -лучами. Их присутствие можно объяснить флуктуациями в постоянном токе с отрицательного электрода. Ложные импульсы в некоторых кристаллах наблюдались при больших напряжениях и, повидимому, вызваны не поляризационными эффектами. Такие ложные импульсы отмечены в  $\text{TlBr} - \text{TlJ}^{36}$  и, как полагают, вызваны неоднородностями в образцах кристаллов. При работе с чистыми искусственно выращенными кристаллическими образцами ложные импульсы получались редко, если не считать случаев применения очень высоких градиентов или длительных экспозиций кристаллов в ионизирующем излучении.

в) Если наша картина верна, то после снятия приложенного поля (высоковольтный электрод заземляется) можно в результате поляризации ожидать следующего:

1. При работе с  $\beta$ -частицами не должны появляться большие импульсы противоположного знака. Если после  $\beta$ -частиц работать с  $\gamma$ -лучами, то появление таких импульсов вероятно.

2. Если в эксперименте используются  $\gamma$ -лучи, то можно ожидать импульсов обоих знаков от комптоновских или других электронов, возникающих в той или другой половине кристалла. Поляризационное поле равно нулю в центре кристалла и имеет противоположные знаки в обеих половинах кристалла. На практике после снятия приложенного поля наблюдались импульсы противоположных знаков. Автором также наблюдались такие обращённые импульсы в  $\text{AgCl}$  при работе с  $\gamma$ -лучами. Опыты с твёрдым аргоном<sup>42</sup> связаны с этими проблемами, хотя здесь механизм явления, повидимому, ещё более сложен.

г) Мы рассмотрели эффекты, вызванные неподвижными положительными участками. В действительности происходит также (как уже было отмечено) захват отрицательного пространственного заряда. На первых стадиях поляризации отрицательные заряды почти целиком захватываются у положительного электрода и, следовательно, очень слабо сказываются на наблюдаемых эффектах. Позднее, когда приложенное поле уменьшается, захват отрицательных зарядов происходит во всём кристалле, и расчёт для такого расположения заряда уже не действителен. Но, после того как первоначальные поляризационные свойства получены, влиянием отрицательного пространственного заряда можно пренебречь.

## ТЕХНИКА И АППАРАТУРА

### Материалы

Материалами, употребляемыми в качестве индикаторов отдельных ионизационных процессов, служат  $\text{AgCl}^6$ ,  $\text{AgBr}^{37}$ ,  $\text{C}$  (алмаз)<sup>8, 10, 15</sup>,  $\text{ZnS}^{38}$ ,  $\text{TlBr} - \text{TlJ}^{36}$ ,  $\text{CdS}^{39, 40}$  и аргон в твёрдом и жидком состоянии<sup>41, 42</sup>. Кристаллы алмаза, сернистого цинка и сернистого кадмия могут работать при комнатной температуре,  $\text{AgCl}$ ,  $\text{AgBr}$  и  $\text{TlBr} - \text{TlJ}$  нуждаются в создании низкой температуры, так как при комнатной температуре они обладают ионной проводимостью.

## Приготовление кристаллов

Кристаллы, работающие при комнатной температуре (алмаз, ZnS и CdS), не требуют предварительной обработки, если не считать необходимости очистки их перед употреблением. Алмаз и ZnS употреблялись в виде природных кристаллов. Образец CdS был искусственно приготовлен Фрерихсом, причём к чистоте его предъявлялись очень высокие требования.

Колебания комнатной температуры, повидимому, не влияют на эффективность счёта. Кристаллы AgCl, AgBr и TlBr — TlI требуют тщательной предварительной термообработки и очень осторожного хранения. В ряде случаев<sup>36</sup> до термообработки вообще не наблюдается счёта.

Необходимость термообработки в отношении кристаллов AgCl была впервые показана Херденом. Он установил, что после экспозиции на воздухе в кристаллах AgCl появляются коллоидные крупинки серебра, являющиеся ловушками электронов. Эти крупинки придают кристаллу характерный голубоватый оттенок, полностью удалить который можно выдержкой кристалла в течение нескольких часов при температуре 400°С.

В работе Хейнса<sup>48</sup> с отдельными кристаллами AgCl высказывается предположение о том, что весьма вероятной причиной улавливания электронов является попадание их в область механических натяжений. Поэтому весьма возможно, что дополнительным результатом термообработки кристалла AgCl является освобождение его при отжиге от натяжений. Полного доказательства того, что области натяжений действуют при низких температурах как ловушки, ещё не получено, хотя такие свойства кажутся очень правдоподобными.

Хейнс детально описал процесс, посредством которого можно получить свободные от натяжений большие кристаллы AgCl. Насколько известно автору, эти кристаллы не предполагалось использовать для счётных целей. В этой связи следует указать, что даже после приготовления кристалла без натяжений касание его пальцами является достаточным, чтобы вызвать натяжения (вследствие изменения температуры кристалла). Такие натяжения обнаруживаются исследованием в поляризованном свете. Чтобы устранить появление натяжений при касании и креплении кристалла, была применена новая технология (см. ниже), при которой кристалла не касаются после установки его в держатель.

Во всяком случае термообработка кристаллов AgCl, AgBr, TlBr — TlI явно улучшает свойства этих материалов как кристаллических счётчиков.

Ниже приводятся некоторые данные об аппаратуре и технике отжига, с успехом применяемых для приготовления кристаллов AgCl и AgBr.

## Образцы кристаллов

Кристаллы, употребляемые при работе с твёрдыми проводящими счётчиками, отбираются из числа природных кристаллов (алмаз, ZnS) или выращиваются искусственно (AgCl, AgBr, TlBr — TlJ).

Алмаз. Не все алмазы обладают способностью считать. До настоящего времени нет физического критерия для отбора «читающих» алмазов, кроме самого свойства счёта. Была предпринята попытка согласовать данные облучения образцов ультрафиолетом со свойством счёта  $\gamma$ -лучей<sup>44</sup>. Результаты этого исследования показывают, что алмазы, считающие  $\gamma$ -кванты, относятся к разновидности, обладающей прозрачностью в ультрафиолете (тип II). Объяснение этого свойства было предложено автором<sup>45</sup>. Однако экспериментальные наблюдения ещё не закончены, и в настоящее время нельзя сделать окончательного заключения. Исследование регистрации  $\gamma$ -лучей алмазами<sup>46</sup> указало на лучшую способность к счёту алмазов хорошего качества, чистых и белых. Этот результат не находится в согласии с другими исследованиями<sup>2</sup>, не установившими подобной корреляции. Много легче найти алмаз, считающий  $\alpha$ -частицы. К сожалению, не были проведены испытания для установления связи между алмазами, считающими  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -лучи. Правда, было указано на то, что в малых кристаллах гораздо более вероятным является наблюдение импульсов от  $\alpha$ -частиц, чем от  $\gamma$ -лучей<sup>45, 47</sup>. Причина этого заключается в том, что  $\alpha$ -частица может потерять в маленьком кристалле всю свою энергию, в то время как комптон-электрон, освобождаемый  $\gamma$ -квантом, — лишь малую часть.

ZnS. Значительно меньшая, чем в алмазе, величина импульсов затрудняет изучение счётных свойств ZnS. Были получены синтетические кристаллы ZnS, но ничего не известно об их счётных качествах. Установлено, что содержание небольшого количества примесей (до 0,1%), главным образом германия, не нарушает счётных свойств кристаллов.

CdS. Были исследованы<sup>48</sup> свойства нелюминесцентных и люминесцентных кристаллов CdS. В первом случае (обычный кристаллический счётчик) свойства исследовались при комнатной температуре, причём величины импульсов от  $\alpha$ -частиц и электронов соответствовали предположению о том, что освободившиеся электроны смещаются в направлении анода без размножения. В кристаллах люминесцентного типа получалось усиление импульсов порядка  $10^5$ , и импульсы от одной  $\alpha$ -частицы имели амплитуду около двух вольт. В последнем случае импульс длился 0,05 сек. Очевидно, что в этом счётчике основную роль играют вторичные эффекты, в то время как в первом типе счётчика существенны только первичные эффекты. Кристаллы предварительно облучённые инфракрасным светом, теряют все умножительные свойства. Облучение видимым светом (объёмный эффект) восстанавливает свойства умножения. Люминесценция кри-

сталлов, дающих вторичные эффекты, лежит в красной и инфракрасной областях.

Были проделаны также интересные эксперименты с  $\beta$ -частицами и  $\gamma$ -лучами, подтверждающие результаты, полученные ранее для  $\text{AgCl}$ .

Галоидные соединения серебра и таллия. Все галоидосодержащие кристаллы изготавливаются синтетически. Для этой цели использовались методы Киропулоса<sup>49</sup> и Бриджмена<sup>12, 10, 16, 50, 51</sup>, причём последним методом были получены очень чистые и однородные кристаллы  $\text{AgCl}$  и  $\text{AgBr}$ .

Согласно методу Бриджмена порошок галоидного соединения помещается в круглую пирексовую трубку, запаянную с одного конца, как показано на рис. 6 и 7. Трубка подвешивается на нихромовой или платиновой проволоке, соединённой с держателем, смонтированным в верхней части трубки. После начала плавления в трубку добавляют порошок до получения желаемого объёма расплава. Температура в верхней части печи поддерживается на  $10^\circ$  выше температуры плавления.

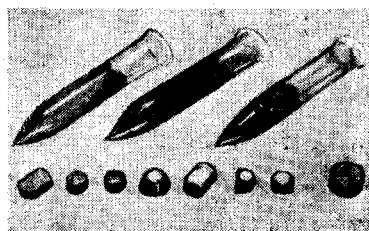


Рис. 6. Стеклоплавки и искусственно выращенные кристаллы хлористого серебра (вверху). Образцы кристаллических счётчиков, вырезанные из плавков и слитков (внизу).

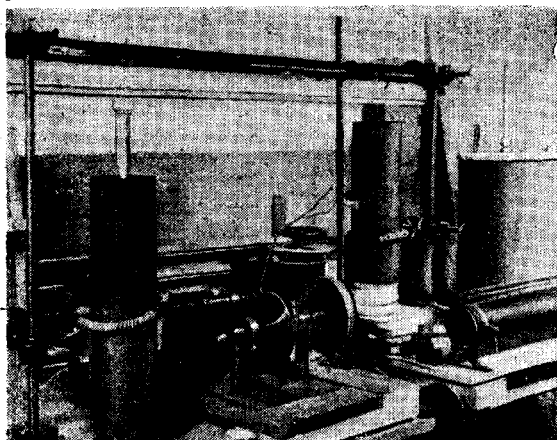


Рис. 7. Печь; зубчатая передача и плавка, показанные в положении перед опусканием плавки в печь (метод Бриджмена).

возможно, что более тщательная регулировка более высокие результаты. После опускания кристалла ниже зоны

плавления. Трубка опускается в печь со скоростью 1—2 см в день посредством мотора и зубчатой передачи. Когда плавка опускается, она проходит зону температуры, при которой жидкость кристаллизуется ( $\text{AgCl}$  —  $455^\circ\text{C}$ ,  $\text{AgBr}$  —  $434^\circ\text{C}$ ). Для поддержания постоянства температуры и температурного градиента в печи оказалось достаточным применение для питания трансформатора, стабилизирующего напряжение; температуры даст ещё кристалла ниже зоны

кристаллизации температура печи равномерно понижается до комнатной. В случае  $\text{AgBr}$  образуется чистый жёлтый кристалл с зернистой верхушкой. У верхушки цвет кристалла обычно более тёмный, а иногда даже чёрный. Это — область примесей. Нижнюю часть кристалла можно переплавить и вновь откристаллизовать. После этого цвет кристалла, за исключением самого верха, становится однородным светложёлтым.

С такими дважды и трижды кристаллизованными образцами были получены прекрасные результаты. Нетрудно создать нормально считающую систему в форме цилиндра (см. рис. 6 — крайний образец справа). Стекло разрезают на карборундовой пиле и образец выдавливают из стеклянного кольца. Для облегчения последней операции иногда прибегают к гипосульфиту.

Для снятия с поверхности карборундовой пыли и удаления натяжений образец травят гипосульфитом, который затем тщательно смывается. В таком виде на образец можно наносить электродный слой. Эта операция осуществляется разбрызгиванием, методом испарения или же при помощи специальных проявителей<sup>43</sup>. Успешно применялись бумажный проявитель и аквадаг. Кристаллы, выращенные медленно, имеют в месте контакта с пирексовой трубкой гладкую поверхность в отличие от быстро образовавшихся кристаллов.

Недавно был выращен большой кристалл  $\text{AgCl}$  диаметром 3,7 см и длиной 6 см в печи диаметром 10 см. Эта печь подогревалась



Рис. 8. Фигура травления прокатанного образца  $\text{AgCl}$ . Видны поверхности мелких кристаллов. Диаметр образца — 3,1 см.

двумя катушками, причём температура выше, ниже и на уровне кристаллизации контролировалась тремя термопарами. Если в кристалл желательно ввести примеси, испаряющиеся при высокой температуре, то выращивание кристаллов производится в вакууме. К сожалению, счётные качества образцов, выращенных в вакууме, в литературе не описаны. Была предпринята попытка вырастить кристаллы в квадратной пирексовой трубке, чтобы свести до минимума последующую обработку образца. В результате вместо единого кристалла образовался поликристалл с маленькими кристаллами по углам.

Травление образцов  $\text{AgBr}$ , приготовленных по методу Бриджмена, показало, что обычно каждый из них состоит из отдельных кристаллов. Фигуры травления хорошо видны на круглом образце, изображённом на рис. 8. Кристаллы, выращенные Ямаковой и Гаррисоном, почти не обнаруживают структуры при травлении, исключая области неоднородности у верхушки образцов.

Для обнаружения натяжений и границ кристаллов образцы можно также исследовать в поляризованном свете. Несмотря на простоту подобных испытаний, искажения, получающиеся из-за натяжений, заставляют при определении границ кристаллов предпочесть способ травления. Более полные указания относительно счётных свойств кристаллов дадут, повидимому, рентгеновские снимки кристаллов.

Образцы, выращенные и разрезанные вышеописанным методом, изображены на рис. 6. Такие кристаллы не дают электролитической или электронной проводимости при низкой температуре, т. е. они являются изоляторами. Образцы, взятые из верхней части кристалла или приготовленные из неоднородного материала, обнаруживают проводимость даже при низких температурах и не могут быть использованы как счётчики. Коммерческие образцы  $\text{AgCl}$  также обладают такой проводимостью. Ложные импульсы, вызванные такой проводимостью, могут появляться при больших градиентах напряжения в загрязнённых образцах. Полагают, что по крайней мере часть ложных импульсов, наблюдаемых в кристаллических счётчиках, изготовленных из галогидных соединений, вызвана этими примесями<sup>36</sup>. Интересным является то обстоятельство, что чистые кристаллы  $\text{AgCl}$  и  $\text{AgBr}$ , приготовленные рекристаллизацией, после экспозиции на свету при комнатной температуре темнеют медленнее, чем нечистые образцы, что указывает на связь потемнения с присутствием примесей в образце.

Кристалл, вынутый из формы и освобождённый от стекла, необходимо подвергнуть отжигу. В противном случае он не будет считать.

Возможно, что существуют другие способы приготовления кристаллов, однако отсутствие публикаций не позволяет их сравнить с настоящим. Испытывалась также эвтектика: иодистый таллий (60%)—бромистый таллий (40%).

Преимуществами этого материала являются большая плотность ( $> 7,00$ ) и сравнительно высокая температура, необходимая для счёта ( $-70^\circ\text{C}$ ). Однако диэлектрическая постоянная его довольно велика ( $\sim 30$  против 12 у  $\text{AgCl}$ ), и поэтому ёмкость кристалла также несколько выше. Размеры импульса получаются меньше. Большая диэлектрическая постоянная уменьшает рост поляризационных эффектов в этих кристаллах.

Твёрдый и жидкий аргон. Проделанные недавно<sup>41, 42</sup> крайне интересные эксперименты показали, что аргон в твёрдом и жидком виде может быть использован для регистрации ионизирующего излучения (были испробованы  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -лучи). Аргон был тщательно очищен от примесей кислорода (достаточно 1% растворённого кислорода, чтобы уничтожить весь эффект счёта). В то же время значительные количества растворённого азота не изменяют формы импульсов.



## Аппаратура

Типичный держатель кристалла, применённый в работе с алмазными кристаллами<sup>15</sup>, изображён на рис. 9. Для предохранения образца от действия паров атмосферной влаги держатель целесообразно помещать в вакуумную камеру. Эта камера предохраняет также от ложных импульсов, вызванных ионизацией воздуха между электродами. Для работы при низких температурах камера необходима.

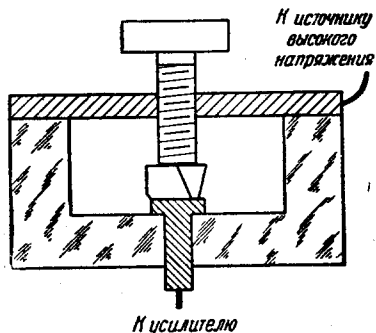


Рис. 9. Держатель алмаза.

На рис. 10 представлена одна из таких камер, используемая автором. Здесь же видна нижняя часть сосуда Дьюара, расположенного внутри неё. На фотографии также видны втулки из микалекса, зажимы электродов, кристалл, круглый положительный электрод (сзади) и квадратная кварцевая пластина, являющаяся изолятором. Экран, показанный лежащим

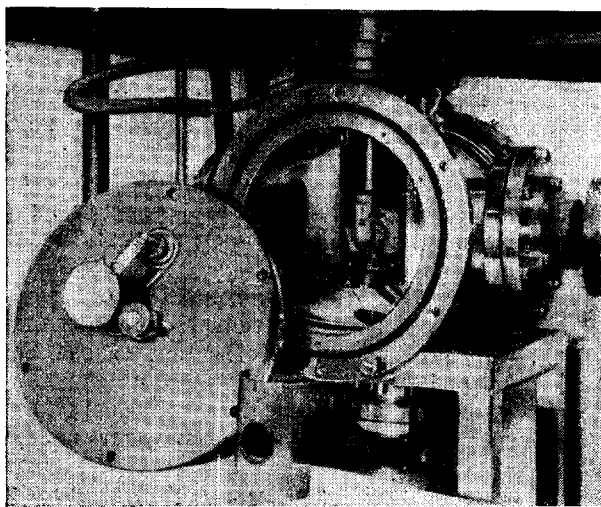


Рис. 10. Вакуумная камера, сосуд Дьюара и держатель кристалла, используемые для исследований кристаллических счётчиков (хлористое серебро и хлористый таллий) при низких температурах. Радиоактивный источник и заслонка видны слева на крышке камеры.

отдельно, обычно надевается на держатель кристалла. Термопара крепится на внешней части экрана.

Слева на пластинке нанесён радиоактивный препарат  $P^{32}$ , показанный вместе с латунной заслонкой, которая, поворачиваясь, становится на пути электронного пучка или вне его. Конструкция держателя кристалла показана на рис. 11.

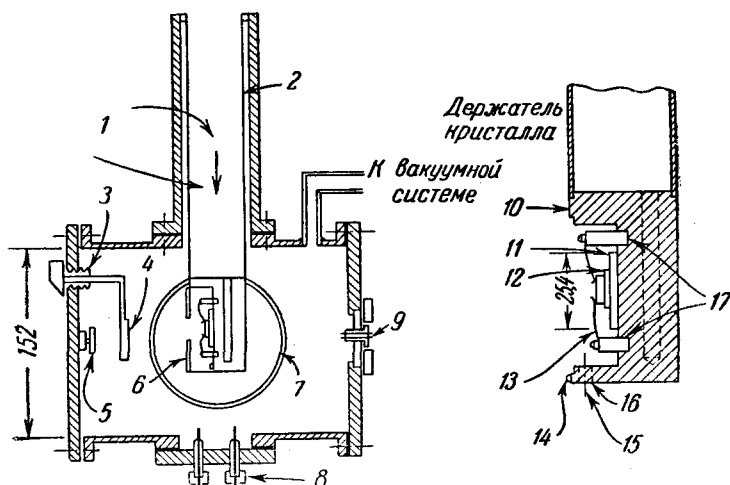


Рис. 11. Вакуумная камера, сосуд Дьюара и держатель кристалла (схема). 1 — жидкий азот или подогреватель. 2 — нержавеющая сталь 0,46 мм. 3 — сифон. 4 — заслонка. 5 — источник. 6 — экран. 7 — боковое отверстие. 8 — коаксиальные выводы к усилителю и источнику высокого напряжения. 9 — проводка термпары. 10 — медь. 11 — кварц. 12 — серебро. 13 — посеребрённые пружины. 14 — термпара. 15 — отверстие для ввода. 16 — вкладыши из микалекса. 17 — микалекс.

Общий вид аппаратуры, применяемый при исследованиях с кристаллическими счётчиками, изображён на рис. 12. Фотокамера служит для фотографирования натяжений, появляющихся в кристаллах  $AgBr$  при различных температурах. Боковые отверстия в вакуумной камере позволяют производить исследования при включённом освещении. В левой части стола расположен привод, осуществляющий передвижение образца.

Схематическая диаграмма оборудования представлена на рис. 13. Положительный электрод подключён к усилителю. С усилителя импульс подаётся параллельно: а) через триггерную схему на развёртку осциллографа и б) на вертикальные пластины осциллографа. Импульс в кристаллическом счётчике получается больше, чем в ионизационной камере, вследствие меньшей потери энергии на образование пары ионов. Всё же для исследования формы импульсов и их числа требуется значительное усиление первоначальных сигналов, имеющих амплитуду порядка 1—2 мв. В связи с этим возникает проблема шумов. В ряде исследований<sup>6, 56</sup> указывается на то, что

наилучшее отношение сигнала к фону получается при определённых частотных характеристиках усилителя. Так, например, минимальный детектируемый импульс от 100 электронов на сетке лампы 6АК5

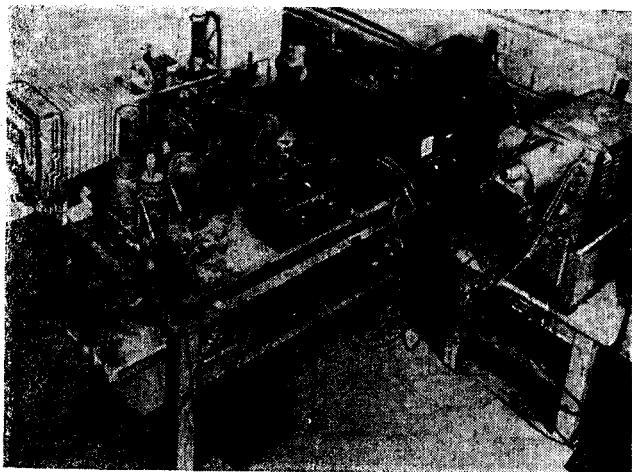


Рис. 12. Общий вид аппаратуры для исследования кристаллических счётчиков, работающих при низких температурах. Нагреватель, применённый для отжига, вставлен в сосуд Дьюара, катушки водяного охлаждения поддерживают комнатную температуру снаружи сосуда Дьюара; фотокамера служит для фотографирования натяжений в образцах.

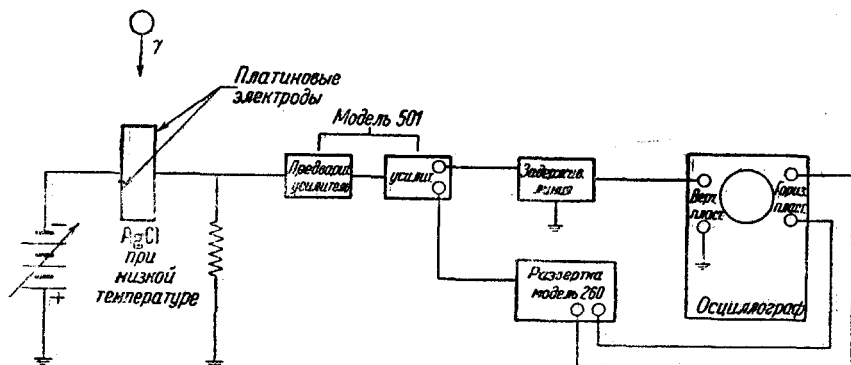


Рис. 13. Схема измерительной аппаратуры, показанной на рис. 12.

наблюдается в случае, если время нарастания и RC усилителя равны соответственно 40 и 16  $\mu\text{сек.}$  Импульс от 100 вторичных электронов на сетке 6АК5 соответствует в AgCl  $\beta$ -частице с энергией 760 eV.

Вполне вероятно, что электроны с энергией 5—10 КэВ могут быть зафиксированы кристаллическим счётчиком без особых затруднений.

С таким усилителем можно сосчитать 160 импульсов в секунду с просчётом менее 1%. Эта скорость счёта удовлетворяет требованиям значительного числа проблем, как, например, исследования новых материалов для кристаллических счётчиков, энергии, затрачиваемой на образование пары ионов, и т. д.

Для других применений, как, например, счёт совпадений, измерение коротких интервалов времени, измерения подвижности и т. д., необходимо иметь время нарастания значительно меньшее 40 *мксек*. В самом деле, при подвижности порядка 250 *см<sup>2</sup>* на вольтсекунду можно получить времена нарастания импульса в кристалле 0,5 *мксек* и менее. В этом случае необходим усилитель с большой шириной полосы. В Принстоне все измерения велись с усилителем типа 501 (время нарастания 0,15 *мксек* и усиление  $3 \cdot 10^5$ ). Уровень шумов эквивалентен примерно 10 eV. Для исследования  $\gamma$ -лучей при помощи алмазных счётчиков целесообразны более «медленные» усилители. Для фотографирования фронта импульсов применяется задерживающая линия со временем задержки 4,8 *мксек* и временем нарастания 0,15 *мксек*. При всех исследованиях, как упоминалось выше, необходимы тщательное крепление кристалла и его отжиг. Следующая простая операция позволяет выполнить оба эти требования.

Кристалл ещё до установки в вакуумной камере готовится с тонкими металлическими электродами. После этого он монтируется в вакуумной камере, как показано на рис. 10. Кристалл должен быть чистым и давление контактов не должно быть чрезмерным. Вакуумная камера закрывается и откачивается до давления  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  *мм* Hg. Небольшой нагреватель помещается внутри обычного сосуда Дьюара. Нагреватель повышает температуру держателя кристалла до 400° для AgCl и 380° для AgBr. После выдержки при такой температуре в течение нескольких часов температуру постепенно понижают.

Хотя испытания для определения оптимальной длительности термообработки не производились, опыт показал, что семнадцати часов достаточно для полного отжига небольшого кристалла.

Сосуд Дьюара, остывший до комнатной температуры, постепенно, в течение нескольких часов, наполняют жидким азотом, пока температура не снизится до 77° К. Такая обработка делает кристалл чувствительным к ионизирующему излучению. Операцию отжига нет надобности производить перед каждым употреблением кристалла.

Если кристалл содержится в темноте, то последующие охлаждения до низких температур не отражаются на форме и размерах импульса. Исследования Ямакава показали, что несколько охлаждений кристалла не меняют картины натяжений в нём в случаях, когда охлаждение продолжалось по крайней мере полчаса.

Описанная выше аппаратура может быть улучшена помещением нагревательных катушек непосредственно в держатель кристалла. Представляется также целесообразным водяное охлаждение наружной поверхности вакуумной камеры, так как из-за нагревания металлических стенок резиновые уплотнения могут прийти в негодность. Кроме того, описанное выше устройство требует применения температуроустойчивых держателей электродов (например, микалекса).

В заключение укажем на то, что обычно встречающиеся трудности можно избежать, применяя следующие предосторожности: не следует подавать электрическое поле на неохлаждённый кристалл, в противном случае в кристалле будут происходить непрерывные изменения. После подачи на образец напряжения освещение в вакуумной камере должно полностью отсутствовать.

В случае необходимости кристалл можно, повидимому, осветить после снятия напряжения оранжевым или красным светом. При отжиге не следует во избежание испарения повышать температуру кристалла выше заданной.

Хороший контакт с кристаллами дают только серебро, платина и золото. Другие металлы химически реагируют с кристаллами. Для получения наилучшего отношения сигнала к шуму ёмкость всех соединений должна быть минимальной.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Барит, УФН XXXI, 586 (1947).
2. Д. Р. Корсон, Р. Р. Вильсон, УФН XXXVI, 478 (1949).
3. W. C. Röntgen, A. Joffe, Ann. Physik 41, 449 (1913); 64, 1 (1921).
4. H. Schiller, Ann. Physik 81, 32 (1926).
5. G. Jaffe, Physik. Zeits. 33, 393 (1932).
6. P. I. van Heerden, The Cristal Counter, Utrecht Dissertation, 1945.
7. R. Frerichs, R. Warminsky, Naturwissenschaften 33, 251 (1946); R. Frerichs, Naturwissenschaften 33, 281 (1946).
8. G. Stetter, Verhandl. deut. physik. Ges. 22, 13 (1941).
9. W. Jentschke, Phys. Rev. 73, 77 (1948).
10. D. E. Wooldridge, A. I. Ahearn, I. A. Burton, Phys. Rev. 71 913 (1947).
11. I. C. Street, Письмо к I. A. Wheeler.
12. R. Hofstadter, Phys. Rev. 72, 747 (1947).
13. R. Hofstadter, I. C. Street, Brookhaven Conference Report (August 14-15, 1947).
14. L. F. Wouters, R. S. Christian, Phys. Rev. 72, 1127 (1947).
15. L. F. Curtiss, B. W. Brown, Phys. Rev. 72, 643 (1947).
16. W. L. Whittemore, I. C. Street, Phys. Rev. 73, 543 (1948).
17. G. T. Reynolds, не опубликовано.
18. R. Hofstadter, I. C. D. Milton, S. L. Ridgway, Phys. Rev. 72, 997 (1947).
19. K. G. McKay, Phys. Rev. 74, 1636 (1948).
20. H. Fröhlich, N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. 171A, 493 (1939).
21. N. F. Mott, R. W. Gurney, Electronic Processes in Ionic Crystals (Oxford University Press, New-York, 1940).
22. I. T. Randall, M. H. F. Wilkins, Proc. Roy. Soc. 184A, 366 (1945).

23. R. P. Johnson, J. Optical Soc. Am. **29**, 387 (1939).
24. F. Seitz, R. P. Johnson, J. Applied Phys. **8**, 84, 186, 246 (1937).
25. K. Hecht, Zeits. f. Physik **77**, 235 (1932).
26. F. Seitz, Phys. Rev. **73**, 549 (1948).
27. W. Shockley, J. Applied. Phys. **9**, 635 (1938).
28. W. Lehfeldt, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen **2**, 171 (1935).
29. W. Flechsig, Zeits. f. Physik **46**, 788 (1928).
30. F. Seitz, Revs. Modern Phys. **18**, 384 (1946).
31. A. Smakula, Zeits. f. Physik **59**, 603 (1930).
32. Y. Frenkel, Physik. Zeits. Sowjetunion **8**, 185 (1935).
33. B. Gudden, R. Pohl, Zeits. f. Physik **16**, 179 (1923).
34. R. C. Herman, R. Hofstadter, Phys. Rev. **59**, 79 (1941).
35. A. L. Hughes, L. A. Du Bridge, Photoelectric Phenomena, 308 (McGraw Hill Book Co., Inc., New-York, 1932).
36. R. Hofstadter, Phys. Rev. **72**, 1120 (1947).
37. K. A. Yamakawa, Thesis, Princeton (1949).
38. A. Y. Ahearn, Phys. Rev. **73**, 524 (1948).
39. R. Frerichs, Phys. Rev. **72**, 594 (1947).
40. H. Kallmann, R. Warminsky, Ann. d. Physik **4**, 69 (1948).
41. N. Davidson, A. E. Larsh, Jr., Phys. Rev. **74**, 220 (1948).
42. A. W. Hutckinson, Nature **162**, 610 (1948).
43. I. R. Haynes, Rev. Sci. Instr. **19**, 51 (1948).
44. H. Friedman, L. S. Birks, H. P. Gauvin, Phys. Rev. **73**, 186 (1948).
45. R. Hofstadter, Phys. Rev. **73**, 631 (1948).
46. L. S. Birks, H. P. Gauvin, E. Y. Brooks, Memorandum Naval Research Laboratory, (June 4, 1948).
47. A. Y. Ahearn, Phys. Rev. **73**, 1113 (1948).
48. H. Kallmann, R. Warminsky, часть статьи 40.
49. S. Kyriopoulos, Zeits. f. Physik **63**, 849 (1930).
50. H. C. Kremers, J. Optical Soc. Am. **37**, 337 (1947).
51. P. W. Bridgman, Proc. Am. Acad. Arts, Sci. **60**, 305 (1935).
52. F. B. Harrison, не опубликовано.
53. R. H. McFee, J. Chem. Phys. **15**, 856 (1947).
54. W. C. Elmore, не опубликовано.
55. M. Sands, не опубликовано.
56. W. C. Elmore, Nucleonics **2**, No. 3, 16 (1948).
57. J. C. Street, Brookhaven Conference Report (August 14-15, 1947).