



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Лаборатория ядерных проблем

---

804

Б.М. Головин, Б.М. Осипенко, А.И. Сидоров

ГОМОГЕННЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ  
СЧЕТЧИКИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Дубна 1961 год

Б.М.Головин, Б.М.Осипенко, А.И.Сидоров

ГОМОГЕННЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ  
СЧЕТЧИКИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

(Обзор)

12.61/3 УР.

## В в е д е н и е

Истоками экспериментов, приведших в конечном счете к созданию кристаллических счетчиков отдельных заряженных частиц следует, по-видимому, считать работы <sup>/1-3/</sup>, посвященные изучению проводимости, возникающей в диэлектриках под действием радиации. Уровень экспериментальной техники в то время не давал возможности наблюдать импульсы проводимости, вызываемые действием отдельных частиц и изучалась лишь интегральная проводимость, связанная с действием большого числа частиц (квантов). Такие устройства являются прямыми предшественниками кристаллических дозиметров более позднего времени <sup>/4-6/</sup>.

Кристаллический счетчик, позволивший регистрировать отдельные ядерные частицы, впервые, по-видимому, был описан Ван Хеерденом <sup>/7/</sup>, применявшим кристаллы хлористого серебра при температуре жидкого азота. Вскоре после этого Фрерихс и Варминский <sup>/8,9/</sup> наблюдали интегральный эффект возрастания проводимости монокристаллов сульфида кадмия при комнатной температуре под действием гамма- и бета-излучений и отметили возможность применить эти кристаллы при подходящих условиях в качестве кристаллических счетчиков. Регистрация отдельных частиц монокристаллами сульфида кадмия была описана в работе <sup>/10/</sup>.

Первые наблюдения импульсов проводимости в алмазе при попадании на него отдельных заряженных частиц принадлежат, по-видимому, Стертеру <sup>/11/</sup>.

Результаты опытов Ван Хеердена по использованию в качестве кристаллических счетчиков галогенидов при низких температурах нашли дальнейшее развитие в работах Хофштадтера <sup>/12-14/</sup> и Ямакава <sup>/15/</sup>.

Одним из важнейших недостатков большинства диэлектрических счетчиков является уменьшение в процессе счета вырабатываемых ими импульсов вследствие электрической поляризации кристалла. Методам устранения этого мешающего эффекта было посвящено значительное число работ разных авторов.

### 1. Основные физические представления.

В изолированном атоме энергии, которые могут иметь электроны, являются определенными дискретными величинами. Между ними лежат области запрещенных энергий. Когда атомы сближаются, образуя твердое тело (кристаллы), разрешенные области энергий электронов расширяются, превращаясь в разрешенные полосы, зоны.

В изоляторе или полупроводнике наивысшая из разрешенных зон, содержащая электроны даже при абсолютном нуле, заполнена. Эта полоса получила название валентной зоны, так как ее положение определяется основными состояниями валентных электронов атомов, образующих кристалл.

Следующая, лежащая выше разрешенная полоса называется зоной проводимости, так как попавшие в нее электроны могут свободно перемещаться по кристаллу под действием приложенного электрического поля, обеспечивая его электропроводность.

Эти полосы разделены между собой зоной запрещенных энергий, ширина которой соответствует энергии, необходимой для создания пары, состоящей из электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Во всех реальных кристаллах имеются нарушения решетки, обусловленные смещениями атомов, дислокациями, существованием поверхностей и присутствием атомов примесей. Такие дефекты нарушают периодичность кристалла и создают локализованные области, где электроны могут иметь энергию, запрещенную для идеального кристалла.

В большинстве диэлектриков собственная проводимость при комнатной температуре мала и наблюдаемая проводимость носит примесный характер, т.е. определяется ионизацией примесных центров. Отметим, что из-за сравнительно высокого значения энергии ионизации атомов примесей в диэлектриках электропроводимость кристалла растет с увеличением концентрации примесей значительно медленней, чем в случае полупроводников.

В проводимости диэлектриков могут принимать участие носители заряда обоих знаков, но, как правило, подвижность одного из носителей много больше подвижности другого (обычно  $\mu_n \gg \mu_p$ ). Время жизни, соответствующее рекомбинации электронов и дырок в диэлектриках, весьма мало, но этот эффект часто маскируется процессами локализации носителей на центрах прилипания, которые в ряде случаев бывают весьма эффективными (обычно центры прилипания имеют большое сечение захвата для одного типа носителей и очень малое для другого).

## 2. Механизм формирования импульса в диэлектрическом кристалле.

Кристаллический счетчик представляет собой конденсатор, электроды которого нанесены на обработанные соответствующим образом поверхности диэлектрического кристалла. Простейшая схема включения такого счетчика приведена на рис. 1. При попадании на такой кристалл быстрой заряженной частицы происходит ионизация атомов вещества и образуется область, заполненная освобожденными электронами и дырками. Под влиянием внешнего поля дырки и электроны должны двигаться в противоположные стороны. Обычно принимается (для определенности рассматриваем кристалл с электронной проводимостью), что освобожденные электроны движутся к аноду, а дырки захватываются центрами прилипания вблизи места их генерации.

В большинстве случаев практический интерес представляет такое расположение счетчика, когда регистрируемая частица падает со стороны одного из электродов (см. рис. 1).

Элементарное рассмотрение формирования импульсов в кристаллическом счетчике для этого случая проводилось в работах Хофштадтера<sup>/16/</sup>, но он не принимал во внимание существование свободных носителей заряда в невозбужденном кристалле. Более детальное рассмотрение этого случая сильно осложняется необходимостью учета контактных явлений и до сих пор оно никем не было проведено. Рывкин<sup>/17/</sup> рассмотрел случай, когда частица попадает между электродами (см. рис. 2). В этом случае вблизи электродов остается невозбужденный диэлектрик и влияние контактных эффектов становится значительно меньшим. Можно надеяться, что полученная в<sup>/17/</sup> общая картина формирования импульса сохранится и при регистрации частицы, попадающей на счетчик со стороны электрода. Различие между этими двумя случаями будет носить, вероятно, в основном лишь количественный характер. Поэтому мы считаем полезным изложить основные представления о формировании импульса в кристаллическом счетчике, развитые в работах Рывкина.

Рассмотрим сначала процессы, происходящие в кристаллах с очень малой равновесной концентрацией свободных носителей заряда. Как уже упоминалось, в кристалле с электронной проводимостью возникшие при прохождении частицы дырки локализуются вблизи места их возникновения, а электроны (в достаточно

сильном поле) смещаются к аноду. В первый момент времени после ионизации ток проводимости в разных частях кристалла неодинаков. Поэтому из области ионизации уносится полем в единицу времени значительно большее число электронов, чем поступает в нее. Однако по мере оттягивания электронов к аноду происходит перераспределение свободных носителей заряда и возникают области с положительным и отрицательным объемными зарядами. Это приводит к появлению в области, заполненной неравновесными носителями (обл. 2 на рис. 2), поля, встречного по отношению к внешнему, наложенному на кристаллы (рис. 3). Поэтому эффективное поле в этой части кристалла уменьшается, а в областях 1 и 3 увеличивается (в предположении о постоянстве напряжения на образце). Это, в свою очередь, приводит к увеличению тока в областях 1 и 3. Ток в области 2 по мере перераспределения поля постепенно спадает. Это приводит к установлению одинакового во всех сечениях образца избыточного над равновесным "сквозного" тока, величина которого определяется соотношением:  $i = q M_n n_0 (E_1 - E_0)$ . Этот ток будет спадать по мере высвобождения дырок из ловушек и их рекомбинации. Чем меньше концентрация  $n_0$ , тем большее время потребуется для установления сквозного тока, так как в этом случае ток в области 2 должен упасть до меньшей величины  $i$ , соответственно, положительный объемный заряд должен возрасти до большей величины. Поскольку избыточный ток при малом  $n_0$  весьма мал, он практически не оказывает влияния на формирование импульса. Фронт нарастания импульса в этом случае связан с временем установления сквозного тока (так как за это время переносится практически весь заряд), а спад определяется постоянной времени выходной цепи счетчика. Существование сквозного тока скажется в этом случае лишь в некотором затягивании импульса в конце его спада.

Если равновесная концентрация достаточно велика, то для установления сквозного тока требуется образование значительно меньшего объемного заряда и процесс установления сквозного тока завершается быстрее. В этом случае сквозной ток может быть лишь немногим меньше начального тока и время его существования  $\tau$  близко к продолжительности пребывания дырки на ловушке. Отношение заряда, прошедшего через цепь за время  $\tau - \theta$  (время протекания сквозного тока), к заряду, прошедшему за время  $\theta$  (время установления сквозного тока), равно:

$$K = \frac{\tau}{\frac{\epsilon}{4\pi\sigma_0}},$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная материала;  $\sigma_0$  - равновесная проводимость. Легко видеть, что величина  $K$  может быть значительно больше единицы, заряд, поступающий на анод, может значительно превышать величину заряда, поступающего на анод в счетчике с малой равновесной концентрацией носителей заряда. Это явление в литературе обычно называется эффектом внутреннего усиления сигнала (или мультипликацией). Наиболее подробно оно изучено применительно к монокристаллам CdS, для которых величина  $K$  может достигать значений  $10^4 - 10^5$ .

Передний фронт импульса при большом  $\rho_0$  соизмерим с постоянной времени цепи счетчика (так как возрастание амплитуды импульса происходит до тех пор, пока зарядный ток емкости счетчика не уравнивается с разрядным током, а скорость разряда определяется величиной  $RC$  цепи счетчика). Общая длительность импульса определяется временем  $\tau$ , если  $\tau \gg RC$ , что выполняется в большинстве практически интересных случаев.

Если предположить, что все неравновесные электроны собираются на анод счетчика, то при увеличении напряжения на нем амплитуда импульса будет вначале увеличиваться, а затем стремиться к насыщению. Соответствующая этому максимальная амплитуда импульса для весьма малых  $\rho_0$  дается соотношением:

$$V_u = \frac{eWh}{LC}$$

(где  $L$  - расстояние между электродами, а  $h$  - расстояние от трека до анода), полученными в предположении, что время установления сквозного тока  $\theta$ , которое в этом случае совпадает с временем пролета  $t_{пр}$  электронов до анода, значительно меньше  $RC$ .

При большой концентрации равновесных носителей насыщение амплитуды импульса связано с насыщением сквозного тока из-за полного обнажения заряда дырок. Здесь полный заряд, собираемый на анод счетчика (при условии  $RC \gg \tau$ ), равен

$$Q_{max} = KeNh/L,$$

а амплитуда импульса

$$V_u = \frac{K e N h}{C L},$$

где  $N$  - количество возникших при ионизации электронно-дырочных пар.

При длительной работе кристаллического счетчика в интенсивных радиационных полях среднее количество электронов и дырок, постоянно находящихся на ловушках, становится значительным. Для рассматривавшегося выше случая (рис.2) распределение стационарного объемного заряда принимает вид, приведенный на рис. 4, причем в области 1 объемный заряд равен нулю, так как в этой области концентрация свободных носителей при работе счетчика не отличается существенным образом от равновесной. Поле, возникшее в результате появления объемных зарядов, обычно называют полем поляризации. Это поле направлено противоположно приложенному к счетчику и поэтому результирующее поле в кристалле, которое определяет процессы формирования импульса, оказывается резко сниженным. Это приводит к постепенному уменьшению амплитуды импульса, вплоть до полного прекращения работы счетчика. Суть большинства разработанных в настоящее время методов борьбы с поляризацией в кристаллических счетчиках сводится к освобождению из центров прилипания захваченных ими дырок и электронов.

Природа электрической поляризации в кристаллических счетчиках имеет, по-видимому, ряд общих черт с так называемым фотоэлектрическим состоянием в моно- и поликристаллических веществах. Образование и разрушение устойчивой внутренней поляризации в некоторых материалах под действием гамма-лучей и электронов исследовались в работах /18,19/.

### Материалы, пригодные для изготовления кристаллических счетчиков

#### 1. Галогениды

Для получения крупных монокристаллов соединений этой группы обычно используются методы Киропулоса /20/ и Бриджмена /21/. Для изготовления кристаллических счетчиков пригодными оказываются образцы, достаточно чистые, чтобы при низких (обычно жидкий азот) температурах быть изоляторами, и имеющие малые механические напряжения. Это вызывает необходимость проведения спе-



циальной термообработки кристаллов (без чего многие образцы вообще не считают) и очень аккуратного их хранения. Изготовление кристаллических счетчиков и их подготовка к работе описаны, например, в <sup>/1,22/</sup> и в общих чертах сводятся к следующему.

На монокристаллическую пластинку нужной формы и размера наносятся электроды из химически достаточно пассивного материала (обычно Pt, Au, Ag). Затем кристалл закрепляется в том держателе, в котором он будет находиться в рабочих условиях, и в вакууме (при давлении  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  мин) нагревается до температуры около  $400^{\circ}\text{C}$ . После прогрева температура в течение суток снижается до комнатной. Все дальнейшие операции с кристаллом должны проводиться в темноте, так как после освещения кристалл становится непригодным к работе и требует проведения повторной термообработки. Охлаждение полностью смонтированного счетчика до его рабочей температуры может проводиться достаточно быстро и занимает около получаса. Охлажденный таким образом кристалл готов к работе и на него может быть подано напряжение. Следует отметить, что подача электрического поля на недостаточно охлажденный кристалл может вызвать его электрическое повреждение и выход счетчика из строя.

Как уже указывалось, первый кристаллический счетчик был изготовлен из хлористого серебра. С его помощью удавалось регистрировать альфа-частицы, бета-частицы и гамма-кванты. Импульсы, вырабатываемые типичными Ag Cl – счетчиками, имеют фронт  $2 \cdot 10^{-7}$  сек и амплитуду 0,05–1 мв. Сходные результаты дали проведенные Ямакава <sup>/15/</sup> опыты с бромистым серебром.

Счетчик из Ag Cl был использован в работе <sup>/23/</sup> для изучения космических мю-мезонов и с его помощью было определено время жизни мю-мезона, удовлетворительно согласующееся с данными, полученными в других экспериментах.

В литературе имеется также ряд сообщений о счетных свойствах смешанных кристаллов Tl Br – Tl I <sup>/14/</sup>, Li Br – Ag Br <sup>/24/</sup> Na Cl – Ag Cl <sup>/23/</sup>. Система Li Br – Ag Br имела состав, соответствующий отношению атомов серебра и лития-4:1, и была использована для регистрации нейтронов по реакции  $\text{Li}(n,\alpha)$ . Эффективность регистрации нейтронов при размерах кристалла  $1,2 \times 1,2 \times 0,75$  см составляла 5%. Автор указывает, что при толщине кристалла 2 см и использовании для изготовления счетчика материала, сильно обогащенного изотопом  $\text{Li}^6$ , может быть достигнута эффективность регистрации нейтронов, равная 70%.

Почти все галогениды при использовании их в качестве кристаллических счетчиков сильно поляризуются и это создает серьезные трудности при работе с ними. Для снятия поляризации в этих материалах применялся нагрев кристаллов до комнатной температуры.

Из-за большой величины диэлектрической проницаемости поляризация слабее проявляется в кристаллах типа  $Tl Br \rightarrow Tl I$ .

Возможность регистрации альфа-частиц при комнатной температуре счетчиками, изготовленными из монокристалла  $Na Cl$ , была установлена в работе <sup>/26/</sup>. Поляризации кристалла за время счета в этом случае не было обнаружено.

## 2. Алмаз

Было установлено <sup>/27/</sup>, что по оптическим свойствам кристаллы алмаза можно разделить на два типа:

1 тип - сильно поглощает в области  $3000 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 8 \text{ мк}$  и не показывает фотопроводимости;

2 тип - прозрачен в ультрафиолете и фоточувствителен. Позднее <sup>/28/</sup> с помощью рентгенографических исследований было установлено, что 1 тип структурно близок к идеальному кристаллу, а 2 тип имеет слоистую структуру.

Серия работ по исследованию счетных свойств алмаза опубликована Котти <sup>/29/</sup>. По мнению последнего, алмазный счетчик представляет особый интерес для медиков, так как плотность электронов в нем близка к соответствующей величине для тканей живых организмов и возможно изготовить счетчики малого размера, пригодные для внутрисполостных исследований.

Результаты, полученные рядом авторов <sup>/29-35/</sup>, изучавших алмазные счетчики, можно, в общих чертах, сформулировать следующим образом.

Нет однозначной связи между кристаллической структурой алмаза и его счетными свойствами, но большей частью считают алмазы второго типа. Реальные кристаллы обычно представляют собой смесь областей первого и второго типа, что создает значительные вариации чувствительности к разным видам излучения, как от образца к образцу, так и по поверхности одного и того же образца. Алмазные счетчики дают хорошее временное разрешение ( $\tau \sim 10^{-8}$  сек) и амплитуда

их импульса пропорциональна энергии регистрируемой частицы (если ее пробег укладывается в кристалле).

Влияние температуры на счетные свойства алмазов изучено в области  $288^{\circ}$ – $601^{\circ}$ К. При комнатной температуре большинство образцов сильно поляризуется. Если счетчик "активировать" предварительным длительным  $\beta$ -облучением без наложения поля на кристаллы, то он не поляризуется даже при длительной работе в постоянном поле.

Для устранения эффекта поляризации кристаллов разными авторами были успешно применены: ИК-облучение, переменное электрическое поле, чередование периодов счета и деполяризации (облучение кристалла без наложения на него электрического поля), активация с помощью УФ- или  $\beta$ -излучения, тепловое возбуждение.

При облучении алмазного счетчика нейтронами в реакторе наблюдалось уменьшение его эффективности и оптической прозрачности, пропорциональное полученной дозе. При регистрации альфа-частиц таким счетчиком наблюдалось уменьшение больших амплитуд при сохранении малых. Нагревание облученного в реакторе алмаза до красного каления приводит лишь к частичному восстановлению его счетных свойств.

Счетные свойства искусственных алмазов, по-видимому, не исследовались.

### 3. Сульфид кадмия

Высокая фоточувствительность и значительное изменение сопротивления образцов сульфида кадмия при облучении его потоками гамма и бета-лучей привлекло к этому материалу интерес значительного числа исследователей.

Широкому развертыванию работ по изучению счетных свойств сульфида кадмия способствовала разработка Фрерихсом<sup>/38/</sup> метода получения монокристаллов этого соединения из газовой фазы. Однако этим методом удавалось получать лишь сравнительно мелкие и очень тонкие монокристаллы с очень большим разбросом свойств даже внутри одной партии. В дальнейшем появился ряд модификаций метода Фрерихса, позволивших получать кристаллы большого разряда<sup>/37/</sup>. Перспективным, но мало доступным для большинства лабораторий, является выращивание монокристаллов CdS из расплава<sup>/38/</sup> при температуре около  $1500^{\circ}$ С

и давлении в сотни атмосфер. Лабораторный метод получения монокристаллов CdS с объемом до нескольких см<sup>3</sup> был разработан в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ<sup>/39/</sup>.

Регистрация отдельных ядерных частиц с помощью монокристалла впервые, по-видимому, была осуществлена Кальманом и Варминским<sup>/10/</sup>. Было показано, что по своим счетным свойствам кристаллы резко различаются между собой и могут быть разделены на два типа. Кристаллы первого типа ведут себя подобно счетчикам из AgCl, вырабатывают импульсы с фронтами  $10^{-7} - 10^{-8}$  сек и амплитудой, приблизительно пропорциональной энергии регистрируемой частицы.

Кристаллы второго типа дают импульсы с амплитудой в десятки и сотни тысяч раз большей. Фронты импульсов в этом случае имеют величину порядка  $10^{-5} - 10^{-3}$  сек.

Инфракрасное облучение кристаллов второго типа полностью уничтожает наблюдавшийся в них эффект внутреннего усиления сигнала.

Изучение возможности регистрации ядерных излучений различных типов было выполнено Голдшмитом и Ларк-Хоровитцем<sup>/40/</sup>. В их работе использовались выращенные по методу Фрерихса монокристаллы с площадью 1 x 2 мм, имеющие темновое сопротивление не менее  $10^9$  ом и сопротивление на свету не более  $10^6$  ом. Успешно регистрировались альфа-частицы полония, бета-частицы RaE, гамма-кванты радия-мезотория и кобальта-60. Фронт импульсов определялся параметрами усилителя, а амплитуды их для  $\alpha$ -,  $\beta$ -частиц и гамма-лучей  $Co^{60}$  равнялись соответственно 12 мв, 6 мв и 2,5 мв.

Возможность регистрации рентгеновских квантов с энергией в несколько десятков киловольт монокристаллом CdS с площадью 1 мм<sup>2</sup> и толщиной  $7 \cdot 10^{-3}$  см была установлена в работе<sup>/41/</sup>. Уровень шумов позволял наблюдать эффект, равный 2 имп/мин при амплитуде импульсов больше 20 мкв. Максимальная амплитуда импульсов при энергии  $h\nu$  45 Кэв равнялась 68 мкв.

При длительной работе CdS-счетчика может наблюдаться эффект поляризации образца, приводящий к значительному уменьшению амплитуды импульсов, или даже к полному прекращению счета. Для борьбы с этим эффектом, как и в случае других счетчиков, предлагались методы фотодеполяризации, переменного

поля и т.п. Условия, при которых кристаллический счетчик может продолжительное время работать без ухудшения счетных характеристик из-за поляризации образца при постоянном напряжении, были указаны М. Мариновым<sup>/42/</sup>.

В работе М. Борисова и М. Маринова<sup>/43/</sup> конденсатор, содержащий CdS - кристалл, вводился в контур генератора с частотой 1 МГц. При попадании на кристалл ионизирующей частицы возрастали потери в контуре, срывалась частота генерации и наблюдалось изменение анодного тока. Ториевые альфа-частицы давали импульсы с амплитудой около 0,1 в и фронтом нарастания порядка микросекунд. Поляризация кристалла при таком включении не наблюдалась даже при очень длительной его работе.

Ряд интересных исследований счетчиков из сульфида кадмия были опубликованы С. М. Рывкиным и его сотрудниками<sup>/44, 5/</sup>. Ими были выяснены условия получения импульсов большой амплитуды (в том числе при сквозном пролете сильноионизирующей частицы через счетчик), рассмотрен механизм формирования таких импульсов и была показана возможность регистрации  $\alpha$ -частиц с помощью поликристаллических слоев CdS, осажденных из газовой фазы на графитовую подложку.

В Объединенном институте ядерных исследований для изготовления CdS - счетчиков проводили диффузию меди в монокристаллические пластинки CdS. Такие счетчики<sup>/45/</sup> при чувствительной площади  $S = 25 \text{ мм}^2$  вырабатывали импульсы с фронтами нарастания  $\tau < 5 \cdot 10^{-8}$  сек и амплитудой (при регистрации  $\alpha$ -частиц  $\text{Pu}^{239}$ ) до 0,5 в. Спад импульса был близок к постоянной времени выходной цепи счетчика.

#### 4. Кремний

Активированный золотом кремний  $n$ -типа при подходящих условиях может иметь свойства материала с собственной проводимостью. При температуре жидкого азота этот материал будет иметь очень высокое удельное сопротивление и длину пробега электронов в поле до 1 см. Это позволяет сконструировать детектор, в котором частицы с минимальной ионизацией будут терять в объеме счетчика до 1-2 Мэв.

Счетчик такого типа с диаметром 2 см и толщиной 0,25 см был изготовлен

и применен для измерения наиболее вероятных потерь энергии и распределения этой величины для  $\pi$ -мезонов с импульсами 1,5 Бэв/с и 2,25 Бэв/с<sup>/46/</sup>. Счетчик имел диаметр 2 см и толщину 0,25 см. С целью термоизоляции и для защиты от влаги счетчик помещался в вакуум  $10^{-5}$  мм Чг. При напряжении на счетчике 500 в фронт вырабатываемого им импульса был меньше  $10^{-7}$  сек (полоса пропускания усилителя) и, по оценкам, равнялся 20 нсек. При попадании на счетчик  $\pi$ -мезона наблюдался импульс с амплитудой 0,5 мв. Уровень шумов был близок к 20 мкв и определялся свойствами предусилителя. Шумы самого кристалла были много ниже этой величины. Не наблюдалось никаких поляризационных эффектов при облучении детектора в течение 3 часов в пучке  $\pi$ -мезонов с энергией 240 Мэв и интенсивностью 2000 мезонов/сек.

##### 5. Поиски считающих материалов

Помимо перечисленных выше, имеется ряд кристаллов, о пригодности которых для счета ядерных частиц имеются лишь отдельные, часто отрывочные, сообщения. Некоторые из этих материалов могут при дальнейшем изучении представить значительный интерес, как для использования их в качестве кристаллических счетчиков, так и с точки зрения некоторых других применений.

##### Сульфид цинка

Импульсы проводимости монокристаллов естественного сфалерита при бомбардировке альфа-частицами наблюдались в работе<sup>/47/</sup>. Амплитуда импульсов была меньше, чем у алмазного счетчика при тех же условиях.

Возможность регистрации альфа-частиц кристаллами синтетического вурцита обнаружена в работе<sup>/48/</sup>.

О регистрации ядерных частиц счетчиками, изготовленными из монокристалла серы, сообщил Георгеско<sup>/49/</sup>. Все испытанные этим автором 14 кристаллов серы регистрировали альфа-частицы, а три из них считали также бета-частицы. Импульсы от альфа-частиц были пропорциональны энергии и оказалось возможным разрешить две группы альфа-частиц урана.

Позднее появилась заметка<sup>/51/</sup>, в которой утверждалось, что обнаруженный Георгеско эффект связан с ионизацией воздуха вблизи электродов, а не

с действием альфа-частиц на кристалл серы. Однако возможность регистрации альфа-частиц с помощью тонкой пленки серы между напыленными слоями металла, по-видимому, подтверждается выдачей американского патента на такой счетчик /51/.

#### Жидкий и твердый аргон

Регистрация ядерных частиц счетчиками, содержащими жидкий и твердый аргон наблюдалась в опытах /52,53/. Удалось регистрировать  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ -излучения. Для получения счета необходимо тщательно очистить аргон от кислорода, так как примесь последнего (1%) уничтожает счет.

Потеря энергии на образование одной пары ионов в жидком аргоне 13 Кэв равна 25 эв; в то же время соответствующая величина для твердого аргона равняется всего 2 эв/пару. В качестве возможной причины этого явления можно рассматривать эффект "умножения" токов в материале счетчика, как это делается в /48/. Однако, по мнению Хофштадтера /16/, допущение о малой ширине запрещенной зоны в твердом аргоне в настоящее время еще не может быть исключено из рассмотрения.

Эффект поляризации в жидком аргоне не наблюдался. В твердом аргоне поляризация имеет место, причем после снятия поля наблюдаются импульсы того же знака, что и в рабочих условиях.

#### Другие материалы

Пригодность значительного количества материалов для регистрации  $\alpha$ -частиц была исследована в работе /48/. Для измерений отбирались кристаллы с размерами 6,4x6,4x0,5мм, имеющие темновое сопротивление  $\geq 10^9$  ом. Контакты располагались либо на одной стороне кристалла на расстоянии 0,05 мм друг от друга, либо на его противоположных гранях. Уровень шумов равнялся 20 мкв; регистрировались импульсы с амплитудой не менее 40 мкв. Напряженности поля в кристаллах не превышали 6 кв. Все измерения проводились при комнатной температуре; испытывалось не менее 2 образцов каждого из материалов. Считавшие кристаллы перечислены ниже в порядке убывания их реакции на альфа-частицы: алмаз, ZnS (сфалерит и вурцит), CdS (гринокит), HgS, MgO, Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, As<sub>2</sub>S<sub>2</sub>, SiC

Автор приводит также список значительного числа кристаллов, импульсная проводимость которых при бомбардировке  $\alpha$  - частицами не была обнаружена. Однако следует помнить, что отсутствие счета в опытах с каким-либо кристаллом часто означает лишь, что не найдены условия изготовления и эксплуатации, при которых этот кристалл может работать как счетчик ядерных частиц.

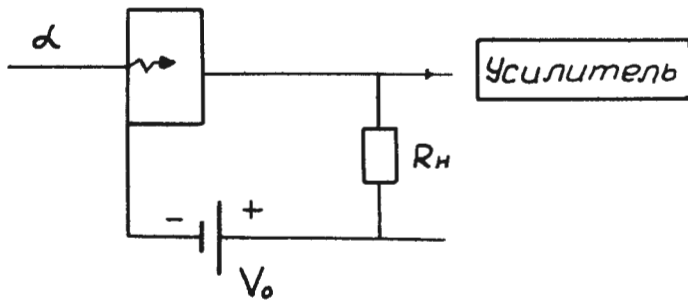


Рис. 1.

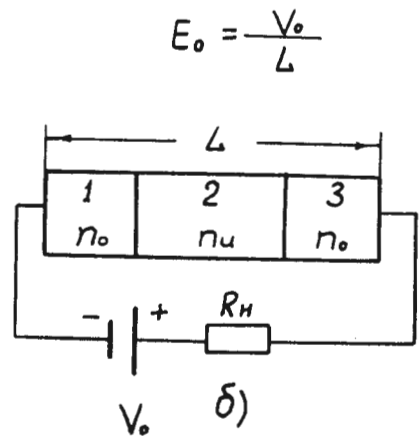
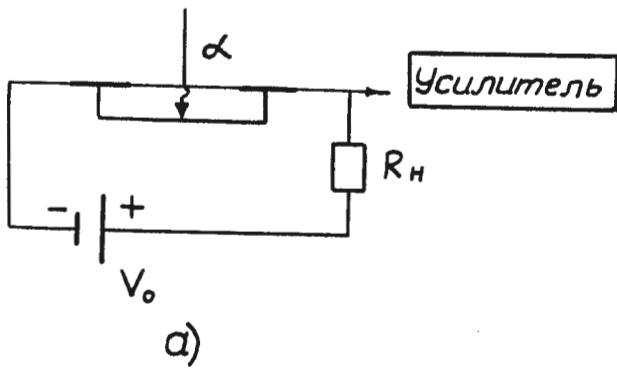


Рис. 2. а) Принципиальная схема  
б) Расчетная схема.



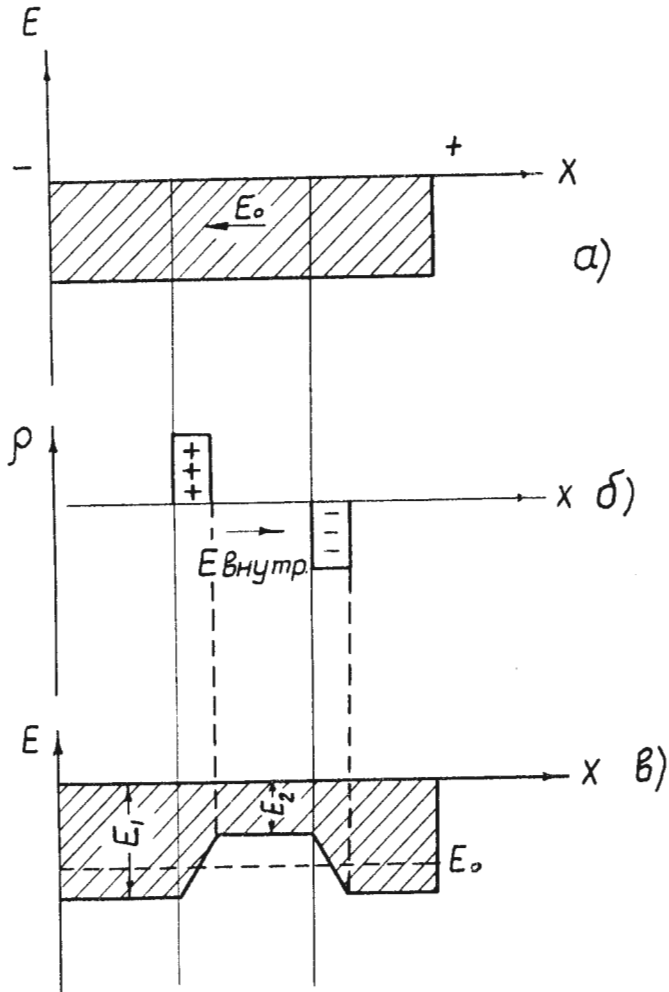


Рис. 3. а) Распределение поля до облучения.

б) Объемный заряд электронов и дырок к моменту установления сквозного тока.

в) Перераспределение поля к моменту установления сквозного тока.

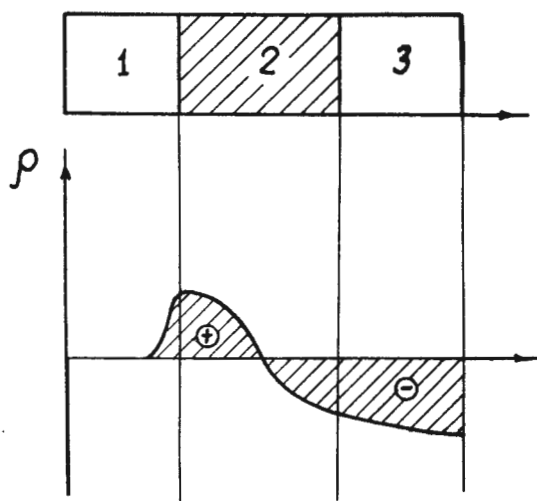


Рис. 4. а) Образец с областью ионизации.  
б) Объемный заряд поля поляризации.

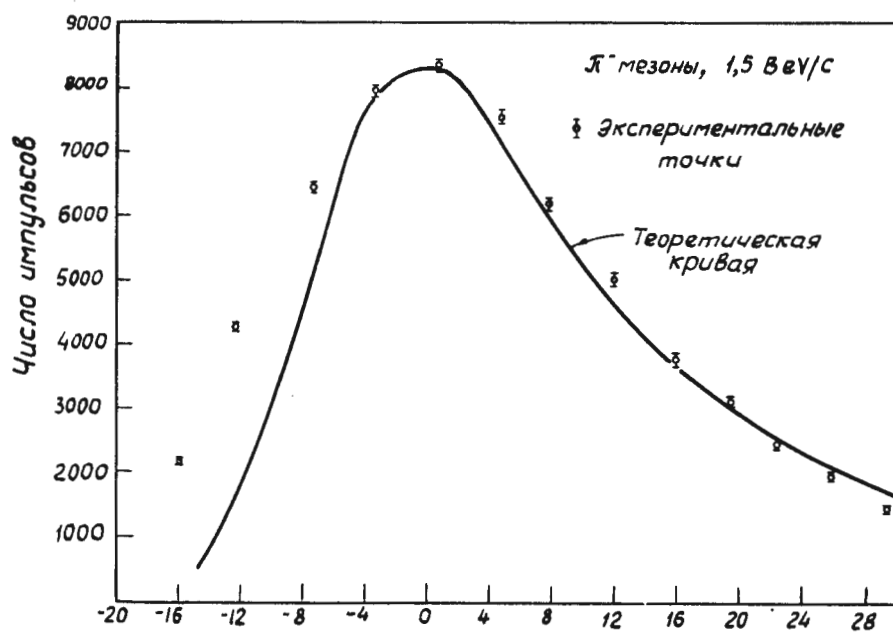


Рис. 5. Отклонение потерь энергии от наиболее вероятной величины (в процентах) для  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 1,5 БэВ/с.

Л и т е р а т у р а

1. W.C.Rontgen, A.Joffe. Ann.Physik, 41, 449 (1913).
2. H.Schiller. Ann. Physik, 91, 32 (1926).
3. G.Joffe. Physik Zeits, 33, 393 (1932).
4. H.Simon, H.Thiel. Ann. d. Physik, 14, 54 (1954).
5. С.М. Рывкин, Л.П. Богомазов, Б.М. Коваленко. ЖТФ, 27, 1601, 1957.
6. И.Д. Конозенко, В.И. Устьянов. ФТТ, 1, 89, 1959.
7. P.J.Van Meerden. "The Crystall Counter". Utrecht Dissertation, 1945.
8. R.Frerichs, R.Warminsky. Naturwissenschaften, 33, 281 (1946).
9. R.Frerichs. Naturwissenschaften, 33, 281 (1946).
10. H.Kallman, R.Warminsky. Ann. Phys., 4, 69 (1948).
11. G.Stetter. Verh. dent. Physik Ges., 22, 13 (1941).
12. R.Hofstadter. Phys. Rev., 72, 747 (1947).
13. R.Hofstadter, J.C.Street. Brookhaven Conference Report, August 14-15 (1947).
14. R.Hofstadter. Phys. Rev., 72, 1120 (1947).
15. K.A.Jamakawa. Thesis, Princeton, 1949.
16. R.Hofstadter. I.R.E., 38, 726 (1950).
17. С.М. Рывкин. ЖТФ, 26, 2667, 1956.
18. H.Kallman, B.Rosenberg. Phys.Rev., 97, 1596 (1955).
19. Л.М. Беляев, Б.М. Головин, И.С. Желудев, Н.Т. Кашукеев, В.М. Фридкин "Физика диэлектриков", М, 1960, стр. 481-487 (Труды II Всесоюзной конференции по физике диэлектриков в 1958г.).
20. S.Kuropolos. Zeits. Z. Physik, 63, 849 (1930).
21. P.W.Bridgeman. Proc. Am. Acad.Arts.Sci., 60, 305 (1935).
22. J.R.Chaynes. R.S.J., 19, 51 (1948).
23. H.G.Voorhies, J.C.Street. Phys.Rev., 76, 1100 (1949).
24. K.A.Jamakawa. Phys.Rev., 75, 1774 (1949).
25. A.G.Chynoweth. Amer.J.Phys., 20, 218 (1952).
26. H.Witt. Zeits.f.Physik, 128, 442 (1950).
27. R.Robertson, J.Fox, A.Martin. Phil.Trans.Roy.Soc., 232A, 462 (1933).
28. K.Londsdale. Phil. Trans. Roy.Soc., 240A, 219 (1947).

29. W.F.Cotty. *Diamond Rev.*, 16, N 182, 12 (1956).  
 16, N 183, 31 (1956).  
 16, N 184, 54 (1956).  
 16, N 186, 93 (1956).  
 16, N 187, 114, 116 (1956).  
 16, N 188, 133 (1956).  
 16, N 190, 174 (1956).
30. H.Friedman, L.Birks, H.Garvin. *Phys.Rev.*, 73, 186 (1948).
31. K.W.Taylor. *Proc.Phys.Soc.*, A69, 593 (1956).
32. N.G.Trott. *Proc.Roy.Soc.*, A220, 498 (1953).
33. R.Hofstadter. *Phys.Rev.*, 73, 631 (1948).
34. R.Willardson, G.Danielson. *Phys.Rev.*, 77, 300 (1950).
35. A.M.Benny, F.Champion. *Proc.Phys.Soc.*, A234, 432 (1956).
36. R.Frerichs. *Phys.Rev.*, 72, 594 (1947).
37. Czyzak, Mc Cain, Reynolds. *J.Appl. Phys.*, 23, 932 (1952).
38. W.E.Medcaff, R.H.Fahring. *J.Electrochem. Soc.*, 105, 719 (1958).
39. Б.М. Головин, Н. Кубек, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. Препринт ОИЯИ, 752, 1961.
40. G.J.Goldsmith, K.Lark-Horovitz. *Phys. Rev.*, 526 (1949).
41. S.G.Zizzo, J.B.Platt. *Phys.Rev.*, 75, 704 (1949).
42. М. Маринов. Докл. Болг.АН, 11, № 6, 445, 1958.
43. М. Борисов, М. Маринов. Докл. Болг.АН, 11, № 3, 169, 1958.
44. Н.А. Витовский, П.И. Малеев, С.М. Рывкин. ЖТФ, 28, 461, 1958.
45. Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. Препринт ОИЯИ 795.
46. I.D. Van Putten, I.C. Vander Velde. *I.R.E. Transctns, Nucl.Sci. NS - 8*, 124 (1960).
47. A.J.Ahearn. *Phys. Rev.*, 75, 1966 (1949).
48. A.J.Ahearn. *Phys. Rev.*, 73, 524 (1948).
49. M.Georgesko. *Compt. Rend.*, 228, 383 (1949).
50. M.Sakai, F.Lurcat. *Compt. Rend.*, 234, 2061 (1952).
51. Патент США, кл. 250-83,3, № 2717964, 13.09.55.
52. N.Davidson, A.E.Larsh. *J. Phys. Rev.*, 74, 220 (1948).
53. A.W.Hutchenson. *Nature*, 162.610 (1948).

Рукопись поступила в издательский отдел  
 29 сентября 1961 года.