

«теряться», если они связаны с более толстыми следами тяжёлых осколков. Установлено, однако, что этот эффект не очень существен для частиц с $Z < 6$, если выбираемые для регистрации δ -электроны имеют достаточно большой пробег.

Исследованный материал состоит из одного следа ядра бора, испущенного из звезды с девятью лучами с энергией около 250 Мэв, одного следа ядра бериллия, испущенного из звезды с 14 лучами с энергией около 140 Мэв, и пяти следов ядер лития, испущенных из различных звезд с энергиями до 500 Мэв.

Максимальные величины γ , полученные в экспериментальных распределениях δ -электронов вдоль следов тяжёлых осколков, в пределах ошибок совпали со значениями $\gamma_{\text{макс}}$, вычисленными для соответствующих значений Z . При вышеописанном анализе, автор не учитывал эффекта перезарядки частиц, роль которого увеличивается с уменьшением скорости частиц. Это допустимо, так как в случае ядер с $Z < 6$ такой эффект ограничивается последними 25 μ пробега. При этом частица достигает такой скорости, что она уже не может более образовывать δ -электроны с энергией, превышающей минимальную величину w_1 , принятую для измерения—16 кэв. Однако это условие несправедливо в случае ядер более тяжёлых элементов. На рисунке (см. вклейку в конце выпуска) изображён сильно увеличенный след тяжёлого ядра первичного космического излучения, обнаруженный на пластинках, экспонированных на высоте около 40 км. Заряд этой частицы оказался равным

$$Z = (35 \pm 4) e.$$

Автор указывает, что метод δ -электронов может быть применён также для определения массы тяжёлых осколков, так как положение максимума распределения δ -электронов зависит от величины массы осколка.

Обсуждая результаты, автор отмечает, что образование в составе звёзд тяжёлых осколков с энергией 300—500 Мэв, повидимому, должно объясняться эффектом выбивания, вызванным быстрыми нуклонами.

А. Горбунов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. O. C. Sørensen, Phil. Mag. **40**, 947 (1949).
2. Bonetti a. Dilworth, Phil. Mag. **40**, 585 (1949).
3. Bradt a. Peters, Phys. Rev. **74**, 1828 (1948).
4. Freier, Lofgren, Ney a. Oppenheimer, Phys. Rev. **74**, 1818 (1948).
5. Heitler, Powell a. Fertel, Nature **144**, 283 (1939).
6. Hodgson a. Perkins, Nature **163**, 439 (1949).

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЁТЧИКИ

В статье¹, являющейся продолжением опубликованного в «Успехах Физических Наук» обзора, посвящённого кристаллическим счётчикам², рассматриваются вопросы, связанные с экспериментальным исследованием их важнейших характеристик.

Определение подвижности электронов в кристалле опытным путём основано на измерении времени нарастания импульса, вызванного попаданием в кристалл ионизирующей частицы. Это время равно времени «переноса», т. е. времени прохождения электронов от отрицательного

до положительного электрода. Надёжные результаты получаются при условии, что вторичные электроны образуются у отрицательного электрода и что большая часть электронов не захватывается ловушками, равномерно распределёнными в кристалле. Для этого ионизирующая частица должна иметь малый пробег.

Подвижность ν определится из времени нарастания импульса $\tau = \frac{d}{\nu E}$, где d — толщина кристалла и E — напряжённость электрического поля. Если время T , в течение которого электрон остаётся свободным, невелико по сравнению с τ , то

$$\tau = \frac{\bar{x}}{E \cdot \nu} = T (1 - e^{-\frac{d}{\nu E T}}),$$

где $\bar{x}$ — среднее расстояние, проходимое группой электронов за один импульс. При облучении алмаза электронами получено значение

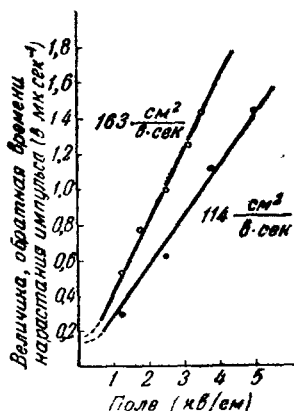


Рис. 1. Экспериментальное исследование времени нарастания импульса в кристаллическом (AgCl) счётчике. Измерения производились при абсолютной температуре 77°.

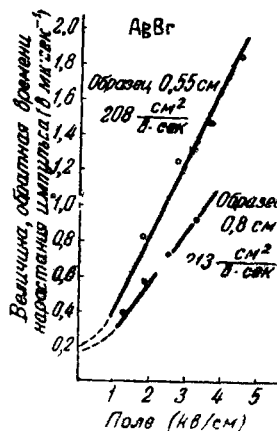


Рис. 2. Экспериментальное исследование времени нарастания импульса в кристаллическом (AgBr) счётчике. Измерения производились при абсолютной температуре 77°.

$\tau = 0,04$ мксек, согласующееся со значением подвижности, рассчитанным Зейтцем ($156 \text{ см}^2/\text{в сек}$). По данным Платта в кристалле CdS толщиной $0,2 \text{ мм}$ τ составляет менее $0,2$ мксек (источник ионизации α -частицы). Подвижность электронов в жидком аргоне, измеренная при $E = 10 \text{ СОО в/см}$, равна примерно $40 \text{ см}^2/\text{в сек}$. Согласно Мильтону и автору подвижность электронов в кристалле AgCl толщиной $0,4 \text{ см}$ практически не зависит от величины электрического поля (рис. 1). Различие в полученных значениях (114 и $163 \text{ см}^2/\text{в сек}$), авторы объясняют сильной зависимостью подвижности от натяжений в кристалле и его температуры. Аналогичные зависимости получены Ямакавой, исследовавшим кристаллы AgBr (рис. 2).

Если известны энергия ионизирующей частицы и входная ёмкость схемы, то энергию ϵ , затрачиваемую на образование пары ионов в кристалле, можно найти, измерив величину импульса напряжения.

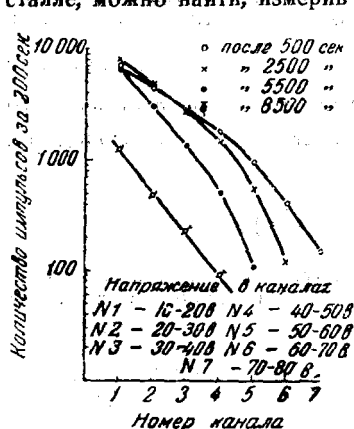


Рис. 3. Поляризационный эффект в кристаллическом (AgBr) счётчике при облучении его электронами от P^{32} .

поляризации, вызванной облучением кристалла AgBr электронами, показало, что число регистрируемых импульсов и их величина умень-

Найдя из $V_{эф} = \frac{n_0 e}{c} F \left(\frac{\delta}{d} \right)$ число вторичных электронов n_0 , определяют значение ϵ из выражения $\epsilon = \frac{H}{n_0}$. Здесь не учитывается захват части электронов ловушками, вследствие чего полученные таким путём значения подвижности будут преувеличены. Энергия образования пары ионов в алмазе и CdS по данным ряда экспериментаторов составляет около 10 эв. Для жидкого аргона получено значение ϵ около 25 эв. В кристаллах галогеносодержащих счётчиков, свободных от примесей, величина ϵ равна 7,6 эв (AgCl) и 5,8 эв (AgI).

Рядом авторов наблюдались поляризационные эффекты в кристаллических счётчиках. Так, например, эффект поляризации в твёрдом аргоне выразился в том, что импульсы продолжали возникать после снятия с кристалла электрического поля. Исследование

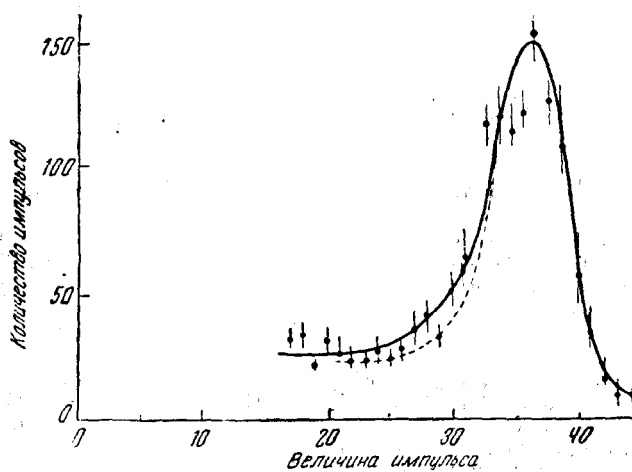


Рис. 4. Распределение импульсов, вызванных моноэнергетическими электронами ($E = 0,4$ Мэв). Хвост слева объясняется рассеянием электронов. Пунктирная линия изображает теоретическое распределение.

шаются с увеличением времени облучения (рис. 3). По оси абсцисс отложены номера каналов, считающих импульсы определённой амплитуды.

Установлено, что эффективность алмазного счётчика быстро увеличивается с ростом градиента напряжения, причём около значения $E=4000$ в/см происходит насыщение. Максимальная эффективность алмазного счётчика составляет согласно наблюдениям 60%. При облучении кристалла AgCl толщиной 4 мм γ -лучами радия получено значение эффективности в 13%.

Кристаллический счётчик является линейным устройством. Это подтверждают опыты с быстрыми электронами (рис. 4). Разброс в величине импульсов есть результат немонотонности электронов, статистических отклонений, шума усилителя и т. д.

При регистрации γ -лучей линейность, естественно, отсутствует, так как величина импульсов зависит от места образования вторичных электронов и энергии, им сообщаемой. Наиболее ценным свойством кристаллических счётчиков является их сильное тормозящее действие, во много раз превосходящее тормозящее действие газа. Это свойство делает эффективным применение кристаллов для регистрации γ -квантов большой энергии.

Б. Ратнер

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Hofstadter, «Crystal Counters» (II), Nucleonics 4, № 5, 29 (1949).
2. Р. Хофштадтер, «Кристаллические счётчики», УФН 39 (1949).

О ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКАХ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Исследуя радиоизлучение, исходящее из созвездия Лебедя, Хий и др.¹ обнаружили, что оно флуктуирует сходным с радиоизлучением солнечных пятен образом. Это, по их мнению, указывало на наличие в Лебеде дискретных «радиоярких» источников, аналогичных по характеру возникновения излучения солнечным пятнам.

В небольшой заметке, помещённой в одном из номеров Nature 3 1948 г., Болтон и Стэнли сообщили, что им удалось измерить угловой размер дискретного источника созвездия Лебедь, который в метровом диапазоне оказался меньше $8'$. Метод измерения углового размера источника, применявшийся авторами, типичен для подобного рода измерений и состоит в том, что излучение принимается антенным устройством с многолепестковой характеристикой. При этом на выходе приёмного устройства наблюдается чередование максимумов и минимумов, отвечающих перемещению источника в зоне лепестков характеристики приёмной антенны. Угловой размер источника находится по отношению максимальных показаний выходного прибора к минимальным. Для получения многолепестковой характеристики авторы использовали антенну, расположенную на утёсе над морем, так что угловой размер лепестка был порядка нескольких минут, а это и определяло разрешающую силу их устройства.

Описанный способ есть, очевидно, радиофизический аналог оптического метода определения угловых диаметров звёзд, предложенного Физо и принципиально усовершенствованного Майкельсоном.

Принимая размер найденного ими источника равным $8'$, Болтон и Стэнли нашли его эффективную температуру — $4 \cdot 10^6$ К, причём под эффективной температурой они, как это принято, понимают температуру