

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ**СЧЁТЧИКИ С БОЛЬШОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ
СПОСОБНОСТЬЮ*****В. М. Харитонов***

С измерением очень малых интервалов времени мы сталкиваемся в ядерной физике и в физике космических лучей при измерении времени жизни различных частиц; измерением очень малых интервалов времени можно было бы также воспользоваться и для непосредственного определения скорости частиц. Пределы, в которых лежат интервалы времени, подлежащие измерению в различных задачах, очень широки. Так, например, время жизни мезона равно 2,15 *мксек* время жизни отдельных видов варитронов, повидимому, порядка $5 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$ сек. Для непосредственного измерения скорости частиц необходимо измерять интервалы времени порядка $10^{-8} - 10^{-9}$ сек. с точностью до нескольких десятитысячных микросекунды. Для измерения столь малых интервалов времени применяются исключительно радиотехнические методы.

Все указанные выше задачи сводятся к тому, что мы должны измерить промежуток времени между моментами прохождения частицы через две заданные точки пространства. Всякая такая задача распадается на две, в известной степени самостоятельные, задачи.

Первая из них состоит в том, чтобы при прохождении частицы через заданную точку пространства получить электрический импульс, начало которого достаточно точно совпадало бы с моментом прохождения частицы через эту точку. Точнее говоря, надо иметь такое устройство, регистрирующее частицы, в котором бы колебания промежутка времени между моментом прохождения частицы и моментом, когда импульс на выходе устройства достигает заданной величины, были бы меньше того минимального промежутка времени, который мы собираемся измерять. Вторая задача заключается в измерении времени между началами двух подобных импульсов и является, собственно говоря, чисто радиотехнической.

Настоящая статья является обзорной, составленной по данным, опубликованным в текущей литературе, главным образом за послед-

ние полтора года. Она посвящена только первой из указанных задач — рассмотрению предложенных регистрирующих устройств с точки зрения быстроты срабатывания. При этом мы старались возможно подробнее изложить фактический экспериментальный материал и методику работ с тем, чтобы было ясно, что в этом направлении достигнуто по существу и чего можно ожидать на основании практических, а не только теоретических, соображений.

1. ЗАПАЗДЫВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СЧЁТЧИКЕ ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

Вопрос о запаздывании импульсов в счётчиках Гейгера-Мюллера возник при первых же опытах по определению времени жизни мезонов космических лучей. В первой работе, в которой было установлено наличие такого запаздывания¹, для регистрации частиц применялись несамогасящиеся счётчики Гейгера-Мюллера диаметром в 1 см и длиной в 15 и 20 см, наполненные смесью из 94% аргона и 6% кислорода при общем давлении в 9 и 15 см ртутного столба соответственно. На рис. 1 представлена схема установки. Идея опыта такова: мезон, замедлившийся в пластинке 1 и задевший один из счётчиков А, останавливается в пластинке 2 и распадается; электрон распада попадает в один из счётчиков группы В. Если мы теперь измерим промежуток времени между началами соответствующих импульсов в счётчиках А и В, то тем самым найдём время жизни мезона.

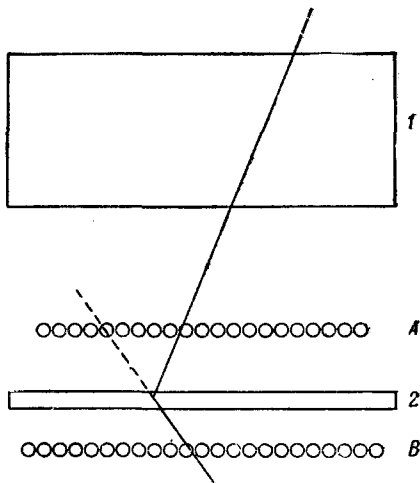


Рис. 1. Схема установки, на которой было открыто запаздывание импульсов в счётчиках Гейгера-Мюллера.

Проведя соответствующие опыты, авторы установили, что наблюдается заметное количество запаздывающих импульсов и без свинцовой пластинки 2 со временем запаздывания до 5 микросекунд. Это запаздывание вносится, очевидно, самими счётчиками, и поэтому такие счётчики для измерения малых интервалов времени непригодны.

Рассмотрим прежде всего, чем объясняется запаздывание разрядов в счётчиках Гейгера-Мюллера обычной конструкции. Такой счётчик представляет собой тонкостенный проводящий цилиндр, по оси которого натянута тонкая металлическая нить (рис. 2). Пространство

между нитью и цилиндром заполнено рабочей смесью, состоящей обычно из аргона с примесью органических паров. Между нитью и цилиндром прикладывается разность потенциалов — плюс на нить, минус на цилиндр. Когда заряженная частица пролетает через счётчик, на её пути образуются положительные ионы и свободные электроны; последние под действием электрического поля в счётчике начинают перемещаться по направлению к нити. По мере приближения к нити электроны попадают в области со всё большей напряжённостью поля (напряжённость поля меняется как $1/r$, где r — расстояние от центра нити), и энергия, приобретаемая электроном между двумя последова-

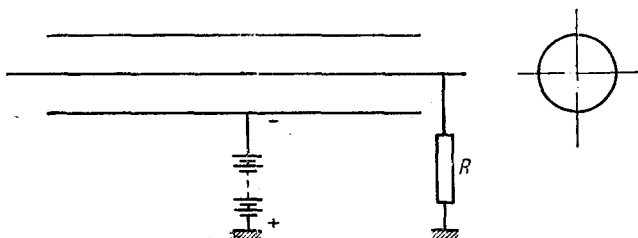


Рис. 2. Схема включения счётчика Гейгера-Мюллера.

тельными соударениями с атомами рабочей смеси, всё время увеличивается. Развитие разряда (лавины) начинается тогда, когда энергия, приобретаемая электроном между двумя последовательными соударениями с атомами рабочей смеси, оказывается достаточной для ионизации этих атомов. По условиям работы счётчика (для того, чтобы возникший однажды разряд прекратился) разность потенциалов между нитью и цилиндром не может быть сделана такой, чтобы развитие лавины могло начаться в любой точке рабочего пространства счётчика: развитие лавины начинается только непосредственно вблизи нити. Так как обычно рабочее напряжение счётчика на 10—20% выше порогового, то, следовательно, радиус области, в которой может начаться развитие лавины, лишь на 10—20% превышает радиус нити. Таким образом, большая часть объёма такого счётчика служит лишь для образования первичных электронов, а для того, чтобы начался разряд в счётчике, этот электрон должен переместиться от места образования иона в область, прилегающую к нити. Необходимое для этого время является минимальным интервалом между моментом попадания частицы в счётчик и моментом начала развития разряда в счётчике, т. е. минимальным временем срабатывания счётчика Гейгера-Мюллера. Кроме того, время срабатывания счётчика зависит от напряжения отсечки, при которой работает схема, так как необходимо конечное время для того, чтобы импульс на счётчике достиг определённой величины.

Пусть скорость диффузии электронов определяется соотношением

$$v = kE^n, \quad (1)$$

где k — подвижность, а E — напряжённость поля в вольтах на сантиметр:

$$E = \frac{V}{\ln \frac{R}{r_0}} \frac{1}{r}$$

(V — разность потенциалов на счётчике, R и r_0 — радиус катода и нити соответственно, а r — расстояние от рассматриваемой точки до оси счётчика). Подставляя это значение E в выражение для скорости электрона и интегрируя $\frac{1}{v}$ по r от r до r_0 , найдём время перемещения электрона из рассматриваемой точки до нити. Если $r_0 \ll r$, то, пренебрегая вторым членом, получим²:

$$t = \frac{r^{n+1}}{(n+1)k} \left(\ln \left(\frac{R}{r_0} \right) \right)^n. \quad (2)$$

Для определения подвижности электронов в счётчике Гейгера-Мюллера были проведены³ измерения запаздывания разрядов в счётчике диаметром 70 мм, наполненном смесью аргона (90 мм Hg) и спирта (10 мм Hg) в зависимости от того, на каком расстоянии от нити проходил пучок космических частиц, выделяемый двумя тонкими счётчиками диаметром в 12 мм (рис. 3). Для времени запаздывания получилась квадратичная зависимость от r , откуда следует, что n в (1) и в (2) равно единице:

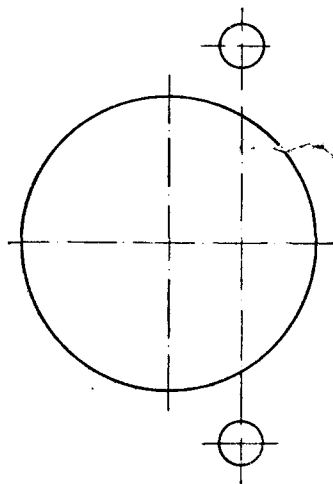


Рис. 3. Схема установки для определения подвижности электронов в счётчике Гейгера-Мюллера.

$$v = kE; \quad t = \frac{r^2}{2k} \cdot \left(\ln \frac{R}{r_0} \right). \quad (3)$$

Для подвижности k авторы нашли

$$\frac{k}{p} = 1,56 \cdot 10^6 \text{ см/сек на вольт/см} \quad (4)$$

при давлении в 1 мм ртутного столба. Это значение получено из запаздывания в 2 мксек для счётчика диаметром в 70 мм; точность измерений $\pm 10\%$, $\pm 0,1$ мксек. Для счётчика диаметром 20 мм при рабочем напряжении 1000 в получим по формуле (3) запаздывание 0,2 мксек. Примерно такое запаздывание было установлено Росси

и Нересоном в их работе по определению постоянной распада мезона⁴ (примерно гауссово распределение времён запаздывания со среднеквадратичной величиной запаздывания в 0,2 мксек для счётчиков диаметром 25 мм, наполненных смесью аргона (10 см Hg) и спирта (1 см Hg), при рабочем напряжении на 120 в выше порогового). Формула (3) должна быть справедлива при значениях $\frac{E}{p}$ порядка 0,6 — 2 вольт/см на 1 мм давления.

Шервин³ измерял подвижность электронов в счётчике, наполненном смесью из 92% аргона и 8% амилацетата при полном давлении в 100 мм Hg. Узкий пучок β -частиц, выделявшийся щелями, направлялся вблизи нити одного счётчика и на заданном расстоянии от нити другого, и измерялось максимальное время раздвижки между импульсами от этих двух счётчиков; точность измерения запаздывания была порядка 10^{-8} секунды. Для радиальной скорости электронов Шервин получил следующее выражение:

$$v = k \left(\frac{E}{p} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ см/сек}, \quad (5)$$

что соответствует формуле для времени запаздывания в виде

$$t = \frac{2r^{\frac{3}{2}}}{3 \left(\frac{k}{p} \right)} \cdot \left(\frac{\ln \left(\frac{R}{r_0} \right)}{V} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Константа k для указанной смеси равна $4,5 \cdot 10^6$ при E , выраженном в вольтах на см и p — в мм ртутного столба. Значение $\frac{E}{p}$ здесь того же порядка, что и в предыдущей работе². При малом диаметре счётчика формулы (3) и (6) дают заметно различающиеся результаты: так, при диаметре счётчика в 5 мм, диаметре нити 50 м, давлении смеси 300 мм Hg и рабочем напряжении 850 в по (3) получим время запаздывания $2,8 \cdot 10^{-8}$ сек, а по (6) $11 \cdot 10^{-8}$ сек. Разница в результатах, возможно, связана с разным составом рабочей смеси.

Запаздывание срабатывания схемы кроме конечного времени дрейфа электронов обуславливается ещё и конечным временем нарастания импульса. Величина этого запаздывания зависит от формы фронта импульса на счётчике и от напряжения отсечки схемы.

Время нарастания импульса в счётчике Гейгера-Мюллера определяется скоростью распространения разряда вдоль нити. Скорость эта измерялась рядом авторов⁵⁻⁸. Полученные ими значения скорости распространения разряда вдоль нити лежат в пределах от 4 до 40 см/мксек и сильно зависят от состава рабочей смеси и от перенапряжения на счётчике. Для измерения скорости распространения применяются счётчики специальной конструкции. Схема измерений в работах^{6,7} представлена

на рис. 4. Счётчик снабжён двумя диафрагмами, на которые подаются импульсы от кипгенератора с частотой до 30 Мгц, и считается

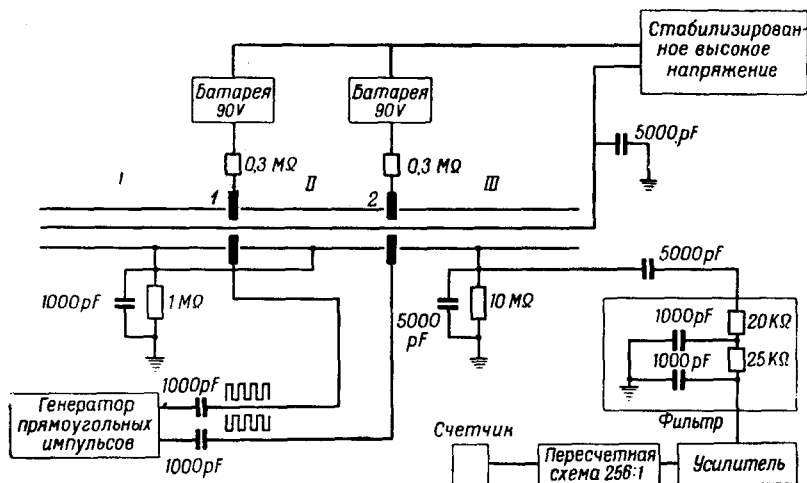


Рис. 4. Схема установки для измерения скорости распространения разряда вдоль нити счётчика^{6,7}.

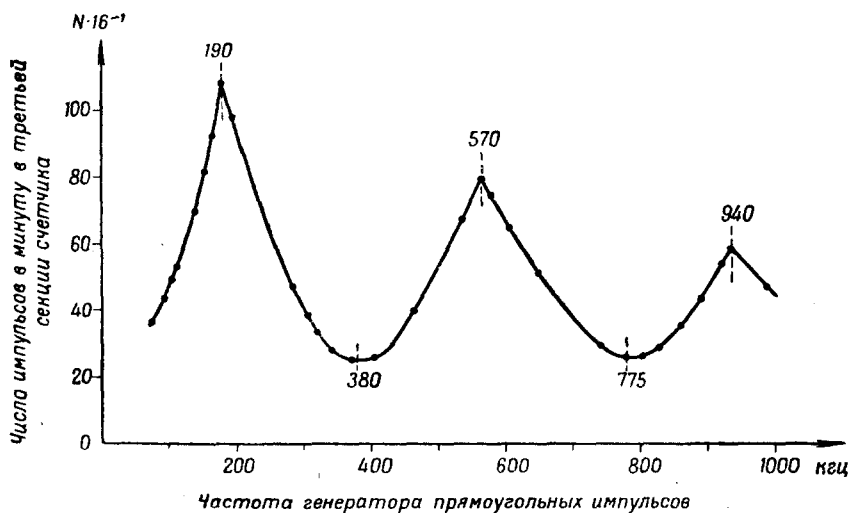


Рис. 5. Одна из кривых, полученных с установкой, изображённой на рис. 4.

число разрядов в последней секции. На рис. 5 представлена одна из кривых, полученных в⁷. В максимумах время распространения заряда

между диафрагмами равно целому числу периодов генератора, а в минимумах — полуцелому числу периодов. Зная соответствующие частоты кипгенератора, легко найти скорость распространения. В⁸ применялись два метода: в первом из них использовался счётчик с разделённым катодом (рис. 6) и измерялся промежуток времени между

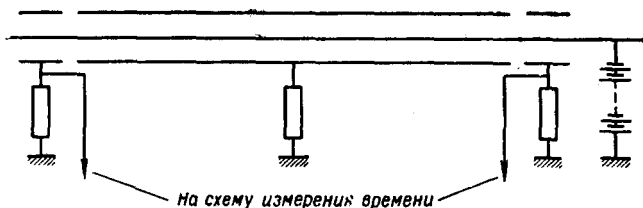


Рис. 6. Схема счётчика с разделённым катодом, применявшегося в⁸ для измерения времени распространения разряда вдоль нити.

появлением импульсов в крайних секциях; максимальный интервал времени соответствовал импульсу, возникшему в одной из крайних секций и дошедшему до другой, и позволял определить скорость распространения. Длина центральной секции равнялась 30 см, время распространения в зависимости от состава рабочей смеси лежало

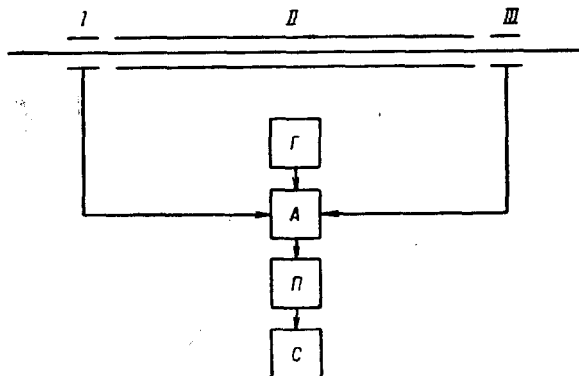


Рис. 7. Схема установки для измерения времени распространения заряда вдоль нити счётчика, применявшегося в⁹. Г — генератор 4 Мгц, стабилизированный кварцем, П — пересчётная схема, С — механический счётчик.

в пределах от 5,7 до 8,9 мксек: при увеличении содержания гасящей смеси (этиловый спирт) с 6 до 30% скорость распространения падала с 5,4 до $3,5 \cdot 10^6$ см/сек (при общем давлении смеси в 10 см Hg); диаметр счётчика равнялся 1 см. Во втором методе применялись небольшие платиновые зонды в виде колечек из проволоки диаметра 0,46 мм при внутреннем диаметре кольца в 1,4 мм; кольца охватывали нить счётчика и помещались на расстоянии 28 см друг от друга. Ин-

тервалы времени в обоих опытах измерялись с помощью схемы Росси и Нересона⁴.

В⁹ измерялась скорость распространения заряда в счётчике, наполненном чистым водородом. Схема опыта представлена на рис. 7. Импульс от первой секции счётчика отпирал схему А, которая начала пропускать импульсы от генератора на пересчётную схему; частота генератора — 4 МГц с кварцевой стабилизацией. Импульс от секции III запирает схему А. Число импульсов, сосчитанных пересчётной схемой, определяло время распространения разряда по секции II, причём для вычисления скорости распространения разряда брались только те случаи, которые дали максимальное запаздывание. Размеры счётчика следующие: диаметр вольфрамовой нити 0,076 мм, диаметр медного катода 19,2 мм, длина секции II — 1 и 2 м. В нижеследующей таблице приведены значения скорости распространения разряда, полученные при двух различных наполнениях счётчика и при различном перенапряжении:

	Аргон 9,5 см Hg Спирт этил. 0,5 см Hg Начальное напряжение 760 в Длина секции II 1 м			Водород 10 см Hg Начальное напряжение 1220 в Длина секции II 2 м		
Перенапряжение в вольтах	20	40	90	20	30	60
Скорость распро- странения в см/мксек	2,2	4,0	7,8	10	21	44

Из таблицы видно, что скорость распространения разряда в счётчике без гасящей добавки значительно выше и что кроме того значение скорости распространения сильно зависит от перенапряжения.

Зависимость времени запаздывания импульсов от перенапряжения на счётчике наблюдал также и Шервин³: в одном из его опытов, когда первичные β -частицы проходили непосредственно вблизи нити второго счётчика, время запаздывания менялось от 1 до $20 \cdot 10^{-8}$ сек. при уменьшении перенапряжения на этом счётчике от 240 до 0 в.

Форма импульсов на нити счётчика в зависимости от скорости распространения разряда и размеров счётчика вычисляется в¹⁰. Разброс во времени запаздывания, связанный с конечной скоростью нарастания импульсов, обусловлен зависимостью крутизны фронта импульса от того, в каком месте счётчика начался импульс. Так, по расчётам, приведённым в¹⁰, если имеется счётчик, у которого время распространения импульса от одного конца до другого равно 1 мксек, то импульсу, начавшемуся на одном из концов счётчика, потребуется 0,3 мксек для того, чтобы он достиг 0,1 своей максимальной величины, в то время как импульсу, начавшемуся в середине счётчика, для этого потребуется всего 0,15 мксек; разброс во

времени запаздывания, составит, таким образом, 0,15 *мксек*. Величина этого разброса будет, очевидно, тем меньше, чем меньше напряжение отсечки схемы: если в приведённом выше примере схема будет срабатывать от напряжения, равного 0,01 амплитуды импульса, то запаздывание будет порядка 0,04 *мксек*, а разброс всего около 0,02 *мксек*.

Таким образом, в итоге мы можем сказать, что в общеупотребительных в настоящее время счётчиках Гейгера-Мюллера время запаздывания импульсов составляет 0,1 — 0,2 *мксек*. Это время можно попытаться снизить повышением напряжения, при котором работает счётчик, и уменьшением диаметра счётчика, а также подбором наилучшего состава смеси. Таким путём можно надеяться снизить время запаздывания до 0,02 — 0,04 *мксек*; кроме того, можно пропускать частицы лишь через центральную часть счётчика и таким путём ещё уменьшить максимальное время запаздывания импульсов. Предел для счётчиков Гейгера-Мюллера лежит, повидимому, около 0,02 *мксек*.

Диффузией электронов к нити и конечной скоростью распространения разрядов вдоль нити объясняются малые времена запаздывания порядка 0,1 — 0,3 *мксек*. Большие времена запаздывания порядка микросекунды и больше, наблюдаемые, например, в ¹, объясняются тем, что электроны, образовавшиеся во время пролёта первичной частицы через счётчик, прилипают к атомам смеси и образуют отрицательные ионы. В этом случае мы вместо сравнительно быстрого перемещения электронов имеем медленную диффузию тяжёлых ионов, и может пройти несколько микросекунд, пока отрицательные ионы попадут в области с большой напряжённостью поля: здесь приобретаемая ими между соударениями энергия оказывается достаточной для ионизации, образуются свободные электроны и в счётчике начинается разряд. В ¹ прилипанию электронов способствовало наличие кислорода, обладающего большим сродством к электронам. Гипотеза прилипания электронов к атомам кислорода как причины больших запаздываний была подтверждена опытами ^{11, 12}. В работе ¹¹, производившейся со счётчиками, наполненными чистым кислородом при давлении 19 см Hg, среднее запаздывание импульсов было порядка 10^{-5} сек.

Большие времена запаздывания встречаются иногда и в обычных счётчиках, наполненных аргоном с примесью органических паров. Так, например, в измерениях ¹³ число случаев с запаздыванием, превышавшим 1 *мксек*, было равно одному на 5000 разрядов; повидимому, эти случаи следует объяснять прилипанием электронов к атомам газов, входящих в состав рабочей смеси, или же наличием загрязнений в счётчиках. При интерпретации экспериментальных данных указанное обстоятельство (наличие больших запаздываний) может иногда иметь существенное значение. Для того чтобы избавиться от этих неприятных случаев длительного запаздывания, можно поставить два счётчика непосредственно друг над другом и за момент прохождения частицы через счётчики считать начало первого из импульсов.

2. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СЧЁТЧИКИ

Принцип работы кристаллического счётчика описан подробно в ¹⁰. Исследованиями счётных свойств кристаллов занимались Штеттер, Хабр и Дженчке ²¹, которые испробовали ряд веществ без вполне удачных результатов. Удачные результаты были получены Ван Херденом ¹⁴ с хлористым серебром, независимо от ²¹ (см. УФН, т. XXXI, стр. 586, 1947 г.). Ван Херден испытывал кристаллы хлористого серебра, охлаждённые до температуры жидкого азота, и ряд других кристаллов, в том числе алмаз. Счётные свойства он обнаружил только у специально приготовленных кристаллов хлористого серебра.

Появление проводимости у кристалла при пролёте через него быстрой заряженной частицы совершенно аналогично явлению фотопроводимости и заключается в том, что быстрая частица при пролёте через кристалл взаимодействует с электронами кристалла и переводит некоторые из них в зону проводимости; под действием приложенного поля эти электроны начинают перемещаться, и во внешней цепи появляется импульс тока. Теоретическая форма импульсов в кристаллическом счётчике и зависимость величины импульса от траектории частицы рассматривается в ¹⁴ (см. также ¹⁰). Основными достоинствами кристаллического счётчика должны быть: быстрое нарастание импульса, определяемое временем собирания электронов, и ничтожное мёртвое время; так как подвижность электронов в зоне проводимости составляет несколько тысяч *см/сек* на *вольт/см*, а рабочее напряжение порядка 2 — 5 тысяч *вольт/см*, то время собирания должно быть порядка 10^{-8} сек.

До сих пор с успехом исследовались следующие кристаллы:

Хлористое серебро ^{14—19}.

Хлористый таллий ²⁰.

Алмазы ^{21—26, 10}.

Кристаллы с кадмием ²⁸ (см. также ⁵³).

Сернистый цинк ²⁹.

Рассмотрим экспериментальные данные, имеющиеся относительно применимости этих кристаллов в качестве счётчиков.

а) Хлористое серебро, хлористый таллий

Для того чтобы кристалл хлористого серебра мог служить как счётчик, он подвергается следующей обработке ¹⁷ (см. также ¹⁰): после нанесения электродов путём платинирования кристалл отжигается несколько часов при температуре 400°С, охлаждается в течение суток до комнатной температуры и помещается в держатель, а затем медленно охлаждается до температуры жидкого азота; электроды можно нанести на кристалл и после отжига, например, путём восстановления серебра на поверхности кристалла каким-либо проявителем.

Однако и после указанной обработки нельзя быть уверенным, что кристалл будет удовлетворительно работать в качестве счётчика.

Фронт импульса в одних случаях был меньше $1,5 \cdot 10^{-7}$ сек. и определялся параметрами усилителя, в других был более одной микро-секунды^{16, 17}; в нижеследующей таблице приводятся данные, полученные в ¹⁷ (хлористое серебро):

Кристалл	Характер напряжений по наблюдению в скрещённых николях	Длительность фронта при напряжённости поля 5000 вольт/см (в микро-секундах)	Высота наибольшего импульса в мв	Источник облучения
А. $1,3 \times 1,3 \times 0,2$ см	Не исследовался	$< 0,15$	0,44	RaC
Б. $2,5 \times 2,5 \times 1,0$ см	Кристалл неоднороден, но наблюдается несколько больших более или менее однородных участков	Различная от 0,5 до 2,5	0,44	RaC
В. $\varnothing 0,8 \times 1,0$ см	Не исследовался	Порядка 0,5	0,2	RaC
Г. $\varnothing 3,3 \times 1,0$ см	Не отождён. Большое число небольших областей напряжений; в неполяризованном свете кристалл чист и прозрачен	Импульсов нет	$< 0,04$	RaC
Д. $1,3 \times 1,3 \times 0,4$ см	Кристалл довольно однороден, кроме углов	0,5—0,8	Около 1,3	Th (C + C')

Потенциал насыщения в ¹⁶ 5000 вольт/см, в ¹⁹ 2000 вольт/см. Полезные импульсы превышают вредный фон от нескольких раз до нескольких десятков раз, в зависимости от ионизирующей способности частиц.

В ^{14, 16—18} исследовалась работа кристаллов хлористого серебра при облучении γ -лучами; в ¹⁸ установили, что в пучке нейтронов наблюдаются импульсы, в 20 раз большие, чем при облучении γ -лучами.

Для удовлетворительной работы кристаллического счётчика, видимо, необходимо, чтобы он представлял собой достаточно идеальный кристалл без заметных нарушений кристаллической решётки и без внутренних напряжений, однако нельзя утверждать, что это

действительно необходимо. Из приведённой выше таблицы как будто бы следует, что при значительных внутренних напряжениях кристалл работает плохо. С другой стороны, Хофштадтер²⁰ исследовал счётные свойства поликристалла, состоящего на 40% из хлористого таллия и на 60% из иодистого таллия, и при облучении γ -лучами обнаружил импульсы, превышающие фон в пять раз (величина импульсов доходила до 0,2 мв). Фронт импульса равнялся 0,4 мксек.

Роль пространственного заряда в кристаллическом счётчике исследовалась в¹⁸. Авторы установили, что после 10 тысяч импульсов величина импульсов в счётчике заметно падает, а после 50 тысяч импульсов составляет всего несколько процентов от первоначальной; пространственный заряд сохраняется до 48 часов. Если снять с поляризованного кристалла напряжение и заземлить электроды, то наблюдаются импульсы первоначальной величины и обратной полярности, которые постепенно уменьшаются, пока не исчезнет пространственный заряд; этот цикл можно повторять много раз.

В одной из последних работ с хлористым серебром результаты получались удовлетворительными и устойчивыми только в том случае, когда кристаллы охлаждались жидким азотом сразу же после отжига и не подвергались слишком сильному облучению; напряжение насыщения равнялось 2000 вольт/см. Кристаллы, выдержанные в течение нескольких дней при комнатной температуре, требовали значительно большего напряжения для насыщения. Авторы указывают на то, что счётные свойства кристалла могут быть улучшены облучением γ -лучами при низкой температуре и без поля; они объясняют это тем, что при этом заполняются локальные уровни.

б) Алмазы

Способность алмазов «считать» заряженные частицы была установлена уже в первой работе Штеттера, Хабра и Дженчке²¹. В этой работе исследовалась возможность регистрации α -частиц щёлочно-галогенидными кристаллами, сернистым цинком и алмазами. В щёлочно-галогенидных кристаллах и в сернистом цинке никакого эффекта обнаружено не было. В двух исследованных образцах алмазов толщиной 0,4 мм, обладающих хорошей фотопроводимостью, наблюдались импульсы от отдельных α -частиц при поле в 3000 вольт/см. Несмотря на однородность α -частиц, импульсы сильно отличались друг от друга, причём специальные опыты показали, что это различие не связано с различием в длине пути от места образования электронов до собирающего электрода. Иногда наблюдались импульсы, большие чем от отдельной α -частицы.

Вулгридж и др.²² наблюдали импульсы от α -частиц в тонких алмазных сколах (0,5 мм) при расположении обкладок с одной и с разных сторон скола при рабочем напряжении около 2000 вольт/см. При снятии поля они наблюдали импульсы обратного знака, обусловленные накоплением пространственного заряда. Из ста промыш-

ленных алмазов в $1/4$ карата только два дали хорошие результаты при облучении их γ -лучами ²³; при этом импульсы превышали фон в 10 раз. Опробование около двухсот больших алмазов весом от одного до двух каратов разного качества, в том числе и драгоценных ¹⁰, показало, что из них считало 30, причём не было установлено никакого соответствия между качеством алмазов и их счётными свойствами; величина импульсов зависела от образца. (В работе не указано, облучались ли алмазы γ -лучами или α -частицами.)

Фридман, Биркс и Гауvin ²⁵ и Хофштадтер ²⁶ обратили внимание на то, что счётные свойства алмазов по отношению к γ -лучам непосредственно связаны с их внутренним строением. Счётными свойствами обладает так называемый тип 2, прозрачный в ультрафиолете до 2250 Å и в инфракрасной области при 8 μ и имеющий слоистую структуру с толщиной слоёв от 10 до 100 μ . Тип 1, непрозрачный для крайнего ультрафиолета ($\lambda < 3000$ Å) и для инфракрасного излучения с $\lambda = 8 \mu$, для счётчиков непригоден. По теории Рамана тип 1 имеет микрокристаллическую структуру из двух аналогичных модификаций. В то же время в ²⁷ утверждается, что тип 1 является наилучшим из известных приближений к идеальному кристаллу и что сравнение хороших кристаллов показывает, что диффракция рентгеновских лучей в типе 1 в несколько раз менее интенсивная, чем в типе 2; абсорбция в расходящемся пучке рентгеновских лучей совершенно не наблюдается в типе 1 и хорошо заметна в типе 2. Кристаллы типа 2 являются значительно более редкими, чем типа 1, но и тип 1 в чистом виде встречается очень редко. Реальные кристаллы представляют собой чаще всего смесь двух типов.

В качестве счётчиков α -частиц пригодны, повидимому, кристаллы обоих типов. В ²⁸ при облучении α -частицами считали все алмазы. В ⁴³ было специально произведено сопоставление счётных свойств алмазов по отношению к α -частицам с типом кристалла, определяемым по прозрачности в ультрафиолете и по диффракции рентгеновских лучей ⁴⁴. Полученные данные приводятся в нижеследующей таблице:

Коротковолновая граница пропускания в Å	Тип кристалла по границе пропускания	Тип кристалла по диффракции рентгеновских лучей	Наличие или отсутствие импульсов при облучении α -частицами.
2980	1		+
2900	1		+
2720	—		+
2300	2	2	—
2300	2		+
2250	2		+
2200	2		—
2100	2		—
2100	—	1	+
2950	1	1	+

Из таблицы видно, что все непрозрачные кристаллы и все кристаллы типа 1 считают. По мнению автора этой работы, возможно, что проводимость появляется в прозрачных областях кристаллов, представляющих собой, вообще говоря, смесь обоих типов. В данной работе импульсы в различных кристаллах сильно отличались по величине, и даже в разных местах одного и того же кристалла получались сильно различные импульсы. Эта разница в импульсах также может быть объяснена смешанным строением кристаллов, но возможно её объяснить и неравномерной локализацией посторонних включений. При облучении α -частицами от полония (5 MeV) и ёмкости системы в 30 $\mu\text{мкф}$ максимальная величина импульсов была 2700 $\mu\text{кв}$. β -частицами алмазы не облучались. Крутизна фронта импульсов в алмазах также пока не измерялась.

в) Кристаллы с кадмием

Фрерихс²⁸ обнаружил, что в искусственных кристаллах кадмия CdS, CdSe, CdTe, получаемых путём реакции паров кадмия с H_2S , H_2Se и H_2Te соответственно, проводимость может быть возбуждена не только облучением светом, но и X-, γ -, α - и β -лучами. В этой работе наблюдались не отдельные импульсы, а общий ток проводимости, вызываемый достаточно интенсивным облучением кристаллов. В заметке⁵³, появившейся совсем недавно, сообщается о наблюдении в кристаллах сернистого кадмия импульсов от отдельных частиц (там же даётся ссылка на⁵⁴ и⁵⁵; относительно механизма проводимости кадмиевых кристаллов см. также заметку⁵⁶). Все эти сообщения являются пока предварительными.

г) Сернистый цинк

В²⁹ описывается испытание кристаллов сернистого цинка при облучении α -частицами.

Электроды располагались, так же как и в²², по одну и ту же или по разные стороны кристалла. При расположении электродов по одну и ту же сторону кристалла и при зазоре между ними в 0,003 см импульсы проводимости наблюдались при напряжении между электродами в 30 в ; при обкладках по разные стороны кристалла толщиной около 1 мм — при напряжении в 100 в . Импульсы наблюдались у всех образцов, имевшихся в распоряжении автора. Число импульсов и высота были меньше, чем в лучших из исследованных тем же автором алмазов.

Применявшиеся в работе образцы представляли собой естественные кубические кристаллы цинковой обманки (сфалерита). Спектрохимический анализ одного из образцов показал до 0,1% посторонних включений, главным образом германия. В других образцах имелись примеси порядка 0,01% одного или нескольких из следующих

элементов: галлий, ртуть, кадмий, магний. Автор работы отмечает, что эти кристаллы считают, несмотря на то, что они загрязнены значительно сильнее, чем кристаллы алмаза, из которых некоторые всё же не считали.

3. ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

Электронный умножитель для регистрации отдельных γ -квантов был применён Баем³⁰. Аллен³¹ применил умножитель для регистрации монов, α -частиц, протонов и электронов. Более подробные данные относительно конструкции умножителя Аллена опубликованы в³². Анализ работы умножителя и литературу см. в¹⁰ (см. также³³).

Возможность применения умножителя в качестве быстродействующего счётчика определяется величиной разброса во времени прохождения электрона от первого электрода до последнего, или, иначе говоря, шириной импульса, образовавшегося от одного электрона. Эта ширина по порядку величины составляет 10^{-9} сек. (см.⁴⁸). Кроме того, неопределённость в величине запаздывания может получиться и из-за неодинаковой величины импульсов на выходе умножителя.

Недостатками умножителя как счётчика являются:

- 1) относительная сложность изготовления и эксплуатации, затрудняющая применение нескольких умножителей сразу;
- 2) необходимость охлаждения умножителя сухим льдом или жидким воздухом для увеличения отношения величины полезных сигналов к фону;
- 3) разная величина импульсов на выходе умножителя (см.¹⁰); большой разброс в величине импульсов часто приводит к значительной потере интенсивности;
- 4) малая эффективность по отношению к быстрым электронам и γ -квантам (порядка 0,5—1%).

Для повышения эффективности умножителя Кольтман и Маршалл³⁴ предложили направлять частицы не непосредственно на первый электрод умножителя, а на флуоресцирующий экран; тогда задачей умножителя будет лишь регистрировать вспышки сцинтилляций, свет от которых можно сфокусировать оптической системой на первом электроде умножителя. По данным авторов, X-квант с энергией, большей 25 $\kappa\text{в}$, уже может быть различён на фоне умножителя; β -частицы с энергией 1,7 MeV дают импульсы в 10 раз больше фона, а α -частицы с энергией в 5 MeV — в 50 раз больше фона. Для α -частиц, протонов и электронов эффективность такого устройства равна 100%; для γ -лучей она падает с увеличением энергии кванта из-за уменьшения поглощения γ -квантов. Фосфор счётчика можно сделать с бором и, таким образом, получить счётчик для медленных нейтронов.

Эффективность комбинации фосфор — умножитель определялась также в⁴⁹. В качестве фосфора использовался сернистый цинк. Умножитель 931-А включался на вход обычного усилителя с усилением 500; фон умножителя составлял 300 импульсов в минуту. В работе определялась эффективность для медленных протонов, дейтронов и α -частиц; оказалось, что импульсы от протонов с энергией 80 keV можно полностью отличить от фона; регистрировались импульсы от протонов с энергией вплоть до 17 KeV.

Однако, поскольку мы хотим иметь быстродействующий счётчик, то такая комбинация фосфора с умножителем не всегда будет действовать достаточно удовлетворительно, так как время выгорания фосфора может быть порядка 10^{-6} сек. (см. раздел 5).

4. ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЁТЧИКИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Ряд авторов предложил воспользоваться для регистрации быстрых частиц эффектом Черенкова. Для этого поток исследуемых частиц надо пропустить через какое-либо оптически плотное прозрачное вещество, например люцит или плексиглас.

Угол θ , под которым испускается когерентное излучение, определяется соотношением

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n},$$

где n — показатель преломления среды; интенсивность излучения данной частоты пропорциональна $\sin^2 \theta$.

Впервые на возможность использования черенковского излучения для регистрации отдельных быстрых частиц указал Геттинг³⁵. По расчётам Геттинга на 1 см пути в люците должно излучиться 212 фотонов в области близкого ультрафиолета, для которого люцит вполне прозрачен. При длине пути в люците в 20 см это даст 4000 фотонов. Если с помощью соответствующей оптической системы собрать их на электроде фотоумножителя, то при эффективности умножителя в 1,2% (фабричные данные для умножителя 931-А фирмы RCA) и усилении 10^6 получим на выходе импульс с зарядом в $8 \cdot 10^{-11}$ кулона. При выходной ёмкости в 20 см это даст импульс напряжения в 0,4 в, который может быть зарегистрирован обычным путём.

Время собирания фотонов определяется длиной проходимого ими пути и составит $(5-10) \cdot 10^{-10}$ сек. Полная длительность фронта импульса после умножителя будет 10^{-9} сек. По расчётам Геттинга фон умножителя должен составить не более 0,3—0,4%.

Первая экспериментальная попытка проверить эти расчёты была предпринята Дике³⁶. Космические частицы проходили через счётчик Гейгера-Мюллера и люцитовый стержень. За 4500 часов работы прибора не было обнаружено импульсов, которые можно было бы приписать черенковскому излучению.

На рис. 8 изображена схема второй серии опытов Дике. Эти опыты отличаются от опытов первой серии фокусировкой черенковского излучения из люцита, а также тем, что в них использовались искусственные β -частицы.

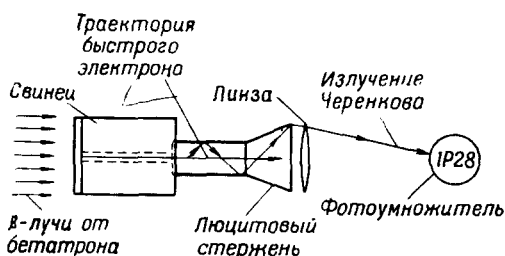


Рис. 8. Схема установки для проверки возможности использования излучения Черенкова в целях счёта частиц.

ны на рис. 9. На этом графике (кривая *A*) нанесено число импульсов (вертикальная шкала), больших данной величины (горизонтальная шкала).

Кривая *B* получается из *A* вычитанием фона умножителя, получаемого при выключенном бета-троне; кривая *C* получается из *B* вычитанием фона от рентгеновских лучей, получаемого при контрольных опытах с картонной ширмочкой. Кривая *C* соответствует энергетическому спектру электронов, генерируемых в свинце тормозным излучением электронов с начальной энергией в 20 MeV. Величина наибольшего импульса соответствует примерно 5 фотоэлектронам, что в 4 раза меньше расчётного максимума, если пользоваться фабричными данными для эффективности фотоумножителя. По мнению Дике, его результаты согласуются с предположением, что соответствующие импульсы вызваны черенковским излучением. Автор считает также, что хотя из геометрических соображений и мало вероятно, чтобы флуоресценция играла замет-

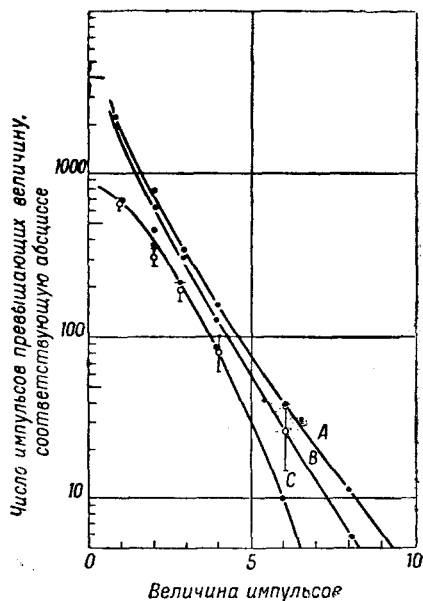


Рис. 9. Результаты, полученные с установкой, изображённой на рис. 8. *A* — полное число импульсов, *B* — полное число импульсов за вычетом темнового фона, *C* — импульсы от фотонов (полное число импульсов минус темновой фон, минус фон от рентгеновского излучения). Кружки — данные, полученные из опытов с меньшей интенсивностью облучения.

ную роль, нельзя, однако, утверждать, что она совершенно несущественна.

Возможность обнаружения черенковского излучения космических частиц проверялась также Вейсом и Андерсеном³⁷. В сосуд с водой, служившей в качестве среды, в которой возникало излучение (рис. 10), помещался специальный счётчик Гейгера-Мюллера, чувствительный к ультрафиолетовому излучению в области 2000—3000 Å. В контрольных опытах вода заменялась 1%-ным раствором гидрохинона, непрозрачным для ультрафиолета. Эффективность счётчика была равна $5 \cdot 10^{-3}$. В чистой воде число отсчётов в минуту равнялось 249; в растворе гидрохинона это число падало до 219. Авторы этой работы также указывают на то, что необходимо обратить внимание на возможную роль излучения от возбуждённых атомов.

Фарри³⁸ предложил воспользоваться измерением интенсивности черенковского излучения непосредственно для определения скорости космических частиц. Пока, однако, возможность использования черенковского излучения для регистрации отдельных быстрых частиц нуждается в дальнейшем исследовании.

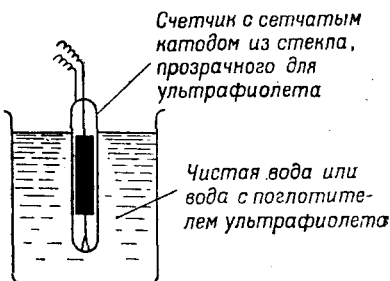


Рис. 10. Схема установки для обнаружения черенковского излучения космических частиц.

5. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЁТЧИКИ

Идея сцинтилляционного счётчика заключается в том, что быстрые частицы регистрируются по вспышкам сцинтилляции, усиленным фотоумножителем (см. раздел 3). Недостаток обычных неорганических фосфоров типа хлористого цинка и др. заключается в том, что они непрозрачны для собственного излучения, и поэтому на приёмник может попасть излучение только из поверхностного слоя, так что используется лишь незначительная часть энергии быстрой частицы, перешедшей в энергию флуоресценции.

Однако некоторые органические фосфоры, в частности нафталин, вполне прозрачны для собственного излучения^{39, 40, 41}. Благодаря этому можно получить очень большие импульсы при поглощении β -частиц и γ -квантов. Для того чтобы импульсы, вызываемые медленными электронами, не маскировались фоном умножителя, последний надо охлаждать; при охлаждении умножителя сухим льдом до -40°C фон становится достаточно слабым. Было установлено, что сцинтилляционные импульсы в нафталине очень короткие, значительно более короткие, чем в других общепринятых фосфорах. С другой стороны, согласно³⁹ и⁴¹ нафталин, повидимому, нечувствителен к α -частицам.

Для работы с нафталиновым счётчиком оказался вполне пригодным стандартный умножитель RCA 931-A. Фронт импульсов был короче 0,1 мксек. Если нафталиновый блок толщиной $\frac{1}{2}$ дюйма покрывает всю чувствительную площадь умножителя, то эффективность такого устройства для γ -лучей составляет 20%.

Для устранения фона можно поместить нафталиновый блок между двумя умножителями, включёнными в схему совпадений⁸⁹. Удовлетворительные результаты получаются тогда даже при комнатной температуре. Энергия β - и γ -лучей может определяться по величине импульсов.

Р. Мун⁴² исследовал целый ряд неорганических фосфоров в виде кристаллов. Для регистрации сцинтилляций применялись отобранные умножители 1P28 и 1P21 с охлаждением сухим льдом. На анодной нагрузке умножителя (10 тыс. см) получались импульсы до 50 мв; импульсы менее 1 мв не регистрировались. Форма импульсов в этой работе определялась, повидимому, параметрами схемы, а не свойствами фосфоров: нарастание импульсов заканчивалось за 0,5 мксек, а длительность была порядка 1 мксек. Некоторые кристаллы сцинтиллируют даже без облучения (например, чистые кристаллы CaF_2 как естественные, так и искусственные). При облучении ультрафиолетом в этих кристаллах наблюдается видимая фосфоресценция, а на следующий день они дают ещё до 200 импульсов в секунду; при охлаждении это число уменьшается до 20. Экспонированные подобным образом кристаллы дают термическую люминесценцию при нагреве до 100°С; при длительном нагреве кристаллы «выгорают», и если выгоревший кристалл охладить до комнатной температуры, то спонтанных вспышек больше не наблюдается. Ниже приводится таблица веществ, испробованных Муном.

Наилучшим веществом оказался шеелит — при том же весе он в три раза эффективнее нафталина. Кальман испытывал вольфрамат кальция, но импульсов не обнаружил; это объясняется, по всей вероятности, тем, что он пользовался порошком, а не кристаллами.

Разными авторами был также испробован целый ряд органических веществ. Для работы с умножителем 1P21 ещё более удобным, чем нафталин, оказался антрацен⁴⁵: γ -лучи от Co^{60} дают в три раза большие импульсы, чем с нафталином; полоний-бериллиевый нейтронный источник даёт импульсы, большие в 5 раз и в 5 раз большую интенсивность, чем с нафталином. Специальные исследования с поглощением в свинце и кадмии показали, что эти импульсы вызываются быстрыми нейтронами; эффективность такого счётчика для быстрых нейтронов оценивается в 10—15%.

Для того чтобы сцинтилляционный счётчик мог быть использован как быстроедействующий, необходимо, чтобы в течение малого промежутка времени после пролёта частицы и возбуждения фосфора излучилось бы заметное количество фотонов — тогда импульс на выходе умножителя будет иметь достаточно крутой фронт, и можно

будет регистрировать незначительные интервалы времени между двумя импульсами. Количество фотонов, излучённых фосфором за данный небольшой начальный промежуток времени, определяется временем

Счётные свойства неорганических фосфоров

Отличные результаты: CaWO_4 (шеелит, вольфрамовый камень); CaF_2 (искусственный и естественный флюорит); $\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2$ (сподумен); Al_2O_3 (искусственный сапфир); LiF (синтетический). Хорошие результаты: PbCO_3 (церуссит); Фенатит; Апатит (светложёлтый); $\text{CaO} \cdot \text{B}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$ (данбарит). Средние результаты: $\text{MgSO}_4 \cdot \text{KCl} \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ (каинит); Топаз; $3\text{BeO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2$ (берилл); CaCO_3 (кальцит); Сера.	Слабые результаты: SrSO_4 (целестин); Турмалин (розовый); $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (гипс); $2\text{CaO} \cdot \text{B}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ (датолит); Кленовый сахар (кристаллический); NaCl (галит, каменная соль); NaCl (искусственный). Импульсов не наблюдалось совсем: SiO_2 (чистый кварц); CaCO_3 (арагонит); $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cr}$ (искусственный рубин); KAlSi_3O_8 (ортоклаз); $\text{KMg}_2\text{Al}_2\text{Si}_2\text{O}_{10}(\text{OH})_2$ (флогопит); $\text{KAl}_3\text{Si}_3(\text{OH})_3$ (мусковит); KCl (искусственный).
---	--

выгорания фосфора; изменение количества световой энергии, излучаемой фосфором после начала излучения, определяется экспоненциальным законом затухания:

$$I = I_0 e^{-t/\tau},$$

где τ — время выгорания фосфора. Для большинства неорганических фосфоров время выгорания порядка 0,1—1 мсек.

В⁴⁶ измерялось время выгорания органических фосфоров — нафалина, антрацена и фенатрена. При измерениях выход умножителя присоединялся непосредственно к отклоняющим пластинам микроосциллографа (см.⁴⁷); в качестве марки времени использовались колебания от стандарт-генератора с частотой 130 МГц.

При наблюдении без фосфора и без облучателя при комнатной температуре были обнаружены небольшие толчки с фронтом длительностью около $2 \cdot 10^{-9}$ сек., соответствующие, повидимому, освобождению одного (или нескольких) электронов с первого электрода умножителя; наблюденная длительность фронта оказалась значительно

больше вычисленной Сардом⁴⁸ величины $6 \cdot 10^{-10}$ сек. Возможно, что этот сравнительно медленный рост обуславливается постоянными выходного контура умножителя, на что, повидимому, указывают затухающие колебания с частотой 200 Мгц, сопровождающие каждый такой толчок.

При охлаждении жидким азотом такие толчки (без фосфора) наблюдались только при облучении умножителя.

В нижеследующей таблице приведены значения времени выгорания испытанных фосфоров:

Нафталин $(5,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$ сек.

Антрацен $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ сек.

Фенатрен $(0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ сек.

Полная картина сцинтилляции представляется в следующем виде: электрон с энергией 1 MeV, проходя через любой из испытанных фосфоров, даёт достаточно света, чтобы высвободить с фотокатода несколько (порядка десяти) электронов. Эта эмиссия происходит в пределах интервала в $2 \cdot 10^{-9}$ сек. Затем количество излучаемой энергии изменяется по приведённому выше закону затухания в соответствии со значением времени выгорания.

Приведённые опыты показали также, что продажный нафталин и тщательно очищенный нафталин имеют τ одного и того же порядка.

6. ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ СЧЁТЧИК

Идея плоскопараллельного счётчика заключается в том, что область возможного развития лавины в счётчике Гейгера-Мюллера распространяется на весь объём счётчика; такая конструкция счётчика позволила бы избежать запаздывания импульсов, связанного с дрейфом электронов к нити счётчика.

Для того чтобы лавина могла начаться в любой точке объёма счётчика, необходимо, чтобы поле в этом объёме было возможно более однородно. Наиболее подходящим для этой цели будет счётчик с плоскими электродами. Такой счётчик описывается в ⁵⁰ и в ⁵¹.

В ⁵⁰ медные пластины площадью в 35 см^2 располагались на расстоянии в 2,4 мм; счётчик наполнялся смесью аргона ($1/2 \text{ атм}$) и ксилола (6 мм Hg) и работал при напряжении в 1500 в; плато счётчика составляло 1500 в; гашение осуществлялось мультивибратором с периодом 0,05 сек., фронт импульса от счётчика измерялся с помощью специальной схемы, описанной в ⁵², и был равен $5 \cdot 10^{-9}$ сек.

В ⁵¹ медная фольга толщиной 0,003 дюйма натягивалась на кольцах диаметром в 2 дюйма; расстояние между обкладками равнялось

1 мм; счётчик наполнялся смесью из 90% аргона и 10% N-бутана при общем давлении в 2 атм; гашение осуществлялось схемой Ниера-Пиккеринга с периодом 10^{-2} сек. Счётчик работал при напряжении 3000 в; плато 900 в. Импульсы передавались линией с волновым сопротивлением в 70 ом и были равны (без усиления) 600 в. Фронт импульсов был короче 10^{-8} сек. в согласии с предыдущим автором. Запаздывание импульсов в плоскопараллельном счётчике измерялось сравнением со счётчиком Гейгера-Мюллера; при этом плоский счётчик запускал горизонтальную развёртку длительностью 0,5 мксек, а гейгеровский счётчик давал отброс по вертикали. В пределах точности опыта (0,1 мксек) никакого запаздывания импульсов плоского счётчика по сравнению со счётчиком Гейгера-Мюллера обнаружено не было.

Время восстановления счётчика было порядка 0,01 сек., эффективность для быстрых электронов — 10%.

Более тщательное измерение запаздывания импульсов от плоского счётчика было произведено Кейфелем⁵⁷ с помощью 10-детекторного «хронографа» Недермейера (см. ⁵²). При этом измерялось относительное запаздывание импульсов от двух плоскопараллельных счётчиков. При перенапряжении на счётчиках в 500 в половина импульсов запаздывала меньше, чем на $12 \cdot 10^{-9}$ сек.; при перенапряжении в 1000 в половина импульсов запаздывала меньше, чем на $4 \cdot 10^{-9}$ сек. Автор полагает, что большое запаздывание, возможно, связано с недостаточной параллельностью электродов.

По наблюдению автора этой работы время жизни плоскопараллельного счётчика при перенапряжении 1000 в порядка месяца.

Форма импульса плоскопараллельного счётчика должна заметно отличаться от формы импульса счётчика Гейгера-Мюллера или пропорционального счётчика (см. ¹⁰). В начальной стадии развития разряда рост импульса определяется скоростью распространения стримера, вызванного первичным электроном и пробегающего промежуток анод—катод со скоростью порядка $4 \cdot 10^8$ — 10^9 см/сек; для счётчика с расстоянием между обкладками в 2,4 мм мы получим $(2-6) \cdot 10^{-10}$ сек.; за это время должна появиться лишь небольшая часть напряжения импульса. Как только стример замкнёт разрядный промежуток, произойдёт пробой, и за весьма малый промежуток времени, определяемый внешней цепью, импульс достигнет своей полной величины — нескольких сот вольт. Наблюдённый Кейфелем фронт импульса плоскопараллельного счётчика ($5 \cdot 10^{-9}$ сек.), возможно, определяется параметрами выходной цепи.

Вместо плоскопараллельной конструкции счётчика, весьма неудобной для практического выполнения, можно воспользоваться двумя коаксиальными цилиндрами, диаметры которых отличаются всего на 15—20%. Такой счётчик должен работать практически как плоскопараллельный, изготовление же такого счётчика и его юстировка значительно проще.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из разрабатываемых в настоящее время быстродействующих счётчиков наиболее обнадёживающими следует считать кристаллические счётчики, сцинтилляционные и плоскопараллельные (или счётчики, работающие по типу плоскопараллельного). Последние дают сразу импульсы, пригодные для запуска измерительной схемы, чем выгодно отличаются от счётчиков других типов. Однако сцинтилляционный счётчик будет, повидимому, не менее быстродействующим. Кристаллические счётчики очень заманчивы простотой конструкции, но, повидимому, в их работе ещё многое неясно.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. G. Montgomery, W. E. Ramsey, P. B. Cowie and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.* **56**, 635 (1939).
2. H. Den Hartog, F. A. Muller and N. F. Kerster, *Physica* **13**, 251 (1947).
3. Ch. W. Sherwin, *Phys. Rev.* **71**, 479 (1947); *Rev. Sci. In.* **19**, 111 (1948).
4. B. Rossi and N. Nereson, *Phys. Rev.* **62**, 417 (1942); *Rev. Sci. In.* **17**, 65 (1946).
5. J. M. Hill and J. V. Danworth, *Nature* **158**, 833 (1946).
6. P. Haber, F. Alder and E. Baldinger, *Helv. Phys. Acta* **19**, 204 (1946).
7. F. Alder, E. Baldinger and F. Metzger, *Helv. Phys. Acta* **20**, 43 (1947).
8. E. Wantuch, *Phys. Rev.* **71**, 646 (1947).
9. A. J. Knowler and C. Balakrishnan, *Phys. Rev.* **74**, 627 (1948).
10. D. R. Corson and R. R. Wilson, *Rev. Sci. In.* **19**, 207 (1948).
Русск. перевод см. УФН, т. XXXVI, № 4, стр. 478 (1948).
11. M. E. Rose and W. E. Ramsey, *Phys. Rev.* **59**, 616 (1941).
12. C. G. Montgomery and D. D. Montgomery, *Phys. Rev.* **59**, 1045 (1941); *Rev. Sci. In.* **18**, 411 (1947).
13. B. Rossi, M. Sands and R. Sard, *Phys. Rev.* **72**, 120 (1947).
14. P. J. Van Heerden, *The Cristal Counter*, Dissertation, Utrecht, 1945.
15. R. Hofstadter, *Bull. Am. Phys. Soc.* **22**, No. 4 (1947).
16. R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **72**, 747 (1947).
17. R. Hofstadter, J. C. D. Milton and S. L. Ridgway, *Phys. Rev.* **72**, 977 (1947).
18. L. F. Wouters and R. S. Christian, *Phys. Rev.* **72**, 1127 (1947).
19. W. L. Whittlemore and T. C. Street, *Phys. Rev.* **73**, 543 (1948).
20. R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **72**, 1120 (1947).
21. G. Stetter, K. Hubr und W. Jentschke, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **22**, 13 (1941).
22. D. E. Woolgridge, A. J. Ahearn and J. A. Burton, *Phys. Rev.* **71**, 913 (1947).
23. L. F. Curtiss and B. W. Brown, *Phys. Rev.* **72**, 643 (1947).
24. W. Jentschke, *Phys. Rev.* **73**, 77 (1948).
25. H. F. Friedman, L. S. Birks and H. P. Gauwin, *Phys. Rev.* **73**, 186 (1948).
26. R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **73**, 631 (1948).
27. K. Lonsdale, *Phys. Rev.* **73**, 1467 (1948).
28. R. Frerichs, *Phys. Rev.* **72**, 594 (1947).
29. A. J. Ahearn, *Phys. Rev.* **73**, 524 (1948).
30. Z. Bay, *Nature* **141**, 284 (1938); **141**, 1011 (1938).

31. J. S. Allen, Phys. Rev. **55**, 966 (1939).
 32. J. S. Allen, Rev. Sci. In. **18**, 739 (1947).
 33. J. S. Allen, Nucleonics **2**, № 7, 34 (1948).
 34. J. W. Koltman and F. H. Marshall, Phys. Rev. **72**, 528 (1947).
 35. I. A. Getting, Phys. Rev. **71**, 123 (1947).
 36. R. H. Dicke, Phys. Rev. **71**, 737 (1947).
 37. P. B. Weisz and B. L. Anderson, Phys. Rev. **72**, 431 (1947).
 38. W. H. Furry, Phys. Rev. **72**, 171 (1947).
 39. H. Kalman, Nature and Technick, July (1947).
 40. Science News Letters **53**, 233 (1948).
 41. M. Deutsch, Nucleonics **2**, No. 3, 59 (1948).
 42. R. J. Moon, Phys. Rev. **73**, 1210 (1948).
 43. A. J. Ahearn, Phys. Rev. **73**, 1113 (1948).
 44. K. Lonsdale, Proc. Roy. Soc. **A179**, 315 (1942).
 45. P. R. Bell and R. C. Davis, Phys. Rev. **74**, 1245 (1948).
 46. G. B. Collins, Phys. Rev. **74**, 1543 (1948).
 47. G. M. Lee, Proc. I. R. E. **34**, 121 (1946).
 48. R. D. Sard, J. App. Phys. **17**, 768 (1946).
 49. A. V. Tollestrup, Phys. Rev. **74**, 1561 (1948).
 50. J. W. Keuffel, Phys. Rev. **73**, 531 (1947).
 51. L. Madonsky and R. W. Pidd, Phys. Rev. **73**, 1215 (1948).
 52. S. H. Neddermeyer, E. T. Althaus, W. Allison and E. R. Schatz, Rev. Sci. In. **18**, 488 (1947).
 53. G. L. Gold and K. L. Horovitz, Phys. Rev. **75**, 526 (1949).
 54. Report on Conference on Scintillation Counters and Crystal Counters, Rochester, N.-Y. (1948).
 55. European Scientific Notes **2**, 299 (1948).
 56. R. Frerichs and A. J. F. Siegert, Phys. Rev. **74**, 1875 (1948).
 57. J. W. Keuffel, Phys. Rev. **74**, 1562 (1948).
-