

СЗУЧ.14

М-62

5/vii-71

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2275/2-71

P13 - 5780



5780

В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Г.И. Селиванов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ТРЕКОВАЯ КАМЕРА
С РАЗМНОЖЕНИЕМ ЗАРЯДОВ
ВНУТРИ ПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

1971

P13 - 5780

В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Г.И. Селиванов

ТРЕКОВАЯ КАМЕРА
С РАЗМНОЖЕНИЕМ ЗАРЯДОВ
ВНУТРИ ПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Непрерывный рост энергии частиц, генерируемых на ускорителях, все настойчивее выдвигает требование создания быстрых трековых детекторов, содержащих плотную рабочую среду — жидкость или твердое тело. С этой целью в ряде лабораторий ведется интенсивный поиск путей решения данной проблемы. Так, к настоящему времени выполнены уже некоторые исследования^{/1,2/} с нитяными счётчиками, заполняемыми сжиженным аргоном и ксеноном. Эти исследования вскрыли большие принципиальные трудности обеспечения в жидкой среде пропорционального размножения начальных зарядов. Всякий раз при формировании в счётчике электрического поля большой напряженности, необходимого для размножения зарядов, в жидкости возникает спонтанный разряд. По этой причине пока не получено ни одного удовлетворительного результата с жидкостными детекторами обсуждаемого типа.

В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть и другие возможные пути создания трековых детекторов, которые содержали бы в себе конденсированную среду. Некоторые новые предложения по данному вопросу уже обсуждались в работе^{/3/} x/. Здесь мы хотели бы продолжить это обсуждение и проанализировать новую возможность регистрации следов частиц с помощью пленочных электродов, внутри которых может вызываться ударное размножение начальных зарядов, порождаемых проходящей частицей.

x/ В формуле (6) работы^{/3/} пропущен знак минус в члене $\frac{R^2 - r^2}{r^2}$.

*Размножение зарядов в пористых диэлектрических
и полупроводниковых пленках*

Давно было замечено^{/4,5/}, что тонкие пористые диэлектрические или полупроводниковые пленки, применяемые в электронных приборах на "прострел", резко увеличивают вторичную эмиссию электронов, если на пленку подано сильное электрическое поле. Авторы работ^{/4,5/} сделали предположение, что в пористой пленке, как и в газе, под действием сильного поля возникает разряд Таунсенда. Многие последующие исследования данной проблемы (см., например,^{/6-14/}) полностью подтвердили эту точку зрения. Экспериментальная сущность этого явления состоит в том, что если пористую пленку, например из MgO толщиной в несколько мкм, облучать электронами с энергией в несколько кэв, то с противоположной поверхности пленки в вакуум выходят вторичные электроны. Коэффициент выхода электронов без поля не превышает 10-20. При наложении на пленку электрического поля напряженностью 10^5-10^6 в/см коэффициент вторичной эмиссии резко возрастает, и для пленок толщиной 1-2 мкм он достигает величины 10^3-10^4 ^{/6-14/}. В такой же пропорции практически растет и коэффициент размножения электронов внутри пленки. Коэффициент внутреннего усиления вторичных электронов, равный 10^3-10^4 , соответствует первому коэффициенту Таунсенда $\alpha \approx 4 \cdot 10^4$ см⁻¹. По этой величине легко найти суммарный коэффициент размножения начальных электронов в пленке произвольной толщины δ , используя известный экспоненциальный закон роста лавины:

$$N / N_0 = \exp(\alpha \delta) , \quad (1)$$

где N_0 - число начальных электронов в следе частицы и N - число электронов в лавине, прошедшей всю толщину пленки. Соотношение (1) для рассматриваемой задачи является приближенным, так как начальные электроны в следе частицы распределяются равномерно, и их пути в лавине, равные расстоянию от места возникновения электрона в следе до положительного электрода, различны. Однако, как было показано в упомянутых выше работах, соотношение (1) правильно отражает порядок величины усредненного усиления электронов в пленке.

К настоящему времени изучен большой класс веществ в рыхлом состоянии. В порах пленок этих веществ наблюдается внутреннее усиление электронных лавин. К таким веществам прежде всего относятся MgO , BaO , KCl , $NaCl$, Al_2O_3 , Cu , Be и Cs , наносимые на проводящие подложки в виде рыхлых слоев, имеющих плотность 1-5% от плотности монокристаллов. В качестве подложек исследовались алюминий, медь, никель и многие другие проводники, и во всех этих исследованиях не было замечено сильного влияния материала подложки на лавинообразование электронов в пористой пленке.

Совокупность выполненных исследований^{/4-16/} позволила сформулировать определенный взгляд на явления, которые лежат в основе процесса размножения зарядов в пористой диэлектрике и полупроводнике под действием высоковольтного поля. Считается, что в основе этого процесса лежит несколько явлений. Первое и основное из них представляет собой эффект размножения электронов непосредственно в порах диэлектрической пленки как в микроэлектронном диодном умножителе, работающем на прострел. Электроны в порах под действием электрического поля ускоряются и вызывают вторичную эмиссию на стенках пор и в прослойках между ними. Это представление приводит к хорошему согласию теории с опытом. Действительно, электроны в порах набирают энергию $W = E\lambda$, где E - поле в порах, равное $\frac{3\epsilon}{2(\epsilon+1)} E_0$; E_0 - среднее поле в пленке, равное $\frac{u}{\delta}$; u - внешнее напряжение; δ - толщина пленки и ϵ - ее диэлектрическая постоянная; λ - средний размер поры. При $\lambda = 2 \cdot 10^5$ см, $\delta = 2$ мкм, $\epsilon = 6$ и $u \approx 100$ в (типичные экспериментальные условия получения размножения электронов в порах) $W \approx 14$ эв. Этой энергии вполне достаточно для ионизации атомов на примесных и поверхностных уровнях и атомов в валентной зоне, а также для образования, в конечном счете, лавин электронов. Если в порах содержится газ, то он может также дать определенный вклад в ток разряда.

Дополнительный заметный вклад в лавину электронов в случае использования полупроводниковых слоев средней пористости дает также "механизм" Рывкина^{/15,16/}, в основе которого лежит явление усиления "сквозного" тока благодаря временному перераспределению первичных зарядов,

образующихся в следах частиц. Коэффициент усиления тока в этом случае определяется соотношением τ / t и может достигать значения 10^4 , где τ — время жизни неравновесных носителей тока в полупроводнике и t — время пролета электронов через толщину пленки.

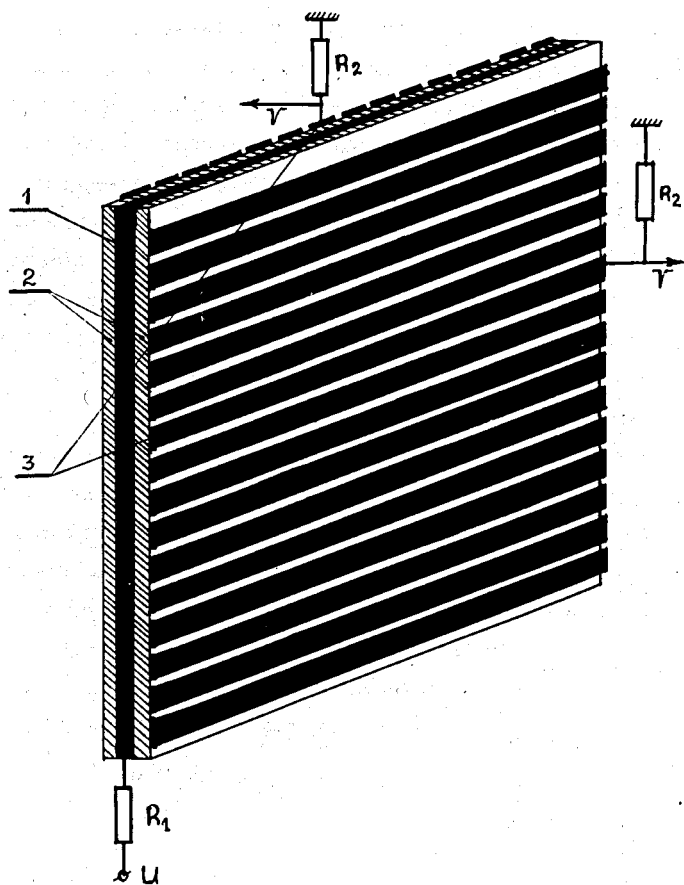
Суммарный эффект размножения электронов в пористых пленках описывается, как уже отмечалось, формулой Таунсенда (1).

Координатная камера

Очевидно, что лавинное размножение электронов в пленках можно использовать для регистрации следов частиц. По существу, здесь имеются две возможности. Первая из них основывается на непосредственной регистрации усиленного в пленке первичного тока. Вторая возможность связана с выходом части размноженных электронов из пленки в окружающую среду и возбуждением этой среды до появления свечения.

Рассмотрим первую возможность. Наиболее полно она может быть реализована, на наш взгляд, в электроде специальной конструкции, изображенном на рисунке. Проводящая подложка, пористые слои и проводящие полоски могут быть выполнены достаточно тонкими, не превышающими несколько десятков мкм; т.е. электроды при необходимости могут быть сделаны гибкими. Сверху электроды могут быть покрыты влаго- и кислотозащитной пленкой. Технология нанесения тонких слоев в подобной композиции к настоящему времени хорошо отработана (см., например, /6-9, 12, 13/). Система, содержащая несколько таких комбинированных электродов, будет представлять собою трековую камеру.

Принцип действия отдельного электрода следующий. Частица, проходя через электрод, пересекает подложку, пористые слои и проводящие полоски. Последние, как видно из рисунка, образуют координатную сетку x - y . Электроны, образованные частицей в пористом слое, размножаются под действием поля и поступают на соответствующие проводящие полоски, формируя на них импульсы. Амплитуда их при заданном внешнем поле будет пропорциональна начальной плотности электронов в следах частиц. Коэффициент усиления электронов в пленке толщиной 10 мкм, как следует из формулы (1), может достигать значения 10^7 - 10^8 .



Конструкция электрода пропорциональной координатной камеры. 1 - проводящая подложка; 2 - пористые диэлектрические или полупроводниковые слои; 3 - проводящие полоски; U - внешнее напряжение; R_1 - ограничивающее сопротивление; R_2 - нагрузочные сопротивления.

Исходя из физики лавинного размножения электронов, можно ожидать, что точность разрешения ионизационной способности частиц в данной камере будет примерно такой же, как у газовых пропорциональных камер. Пространственное разрешение координат следов частиц будет зависеть от суммарной толщины электрода и ширины проводящих полосок и может достигать несколько десятков мкм. Камера может работать как в импульсном режиме, так и в режиме непрерывной чувствительности. В первом случае время памяти камеры должно определяться в основном временем жизни неравновесных носителей тока в пористом слое и будет составлять $\approx 10^{-6}$ – 10^{-7} сек. В режиме непрерывной чувствительности разрешающее время должно быть равно времени прохождения электронной лавины через толщину пленки и будет равно нескольким нсек. Большим достоинством обсуждаемой камеры является возможность заполнения ее любой средой – газом, жидкостью или твердым веществом.

Здесь уместно отметить, что на основе рассмотренного принципа размножения электронов можно создать отдельный счётчик частиц, состоящий из тонкой проволоочки, рыхлого слоя и проводящей пленки. Такой счётчик будет обладать теми же характеристиками, что и рассмотренная координатная камера. Причем если проводящую пленку выполнить из прозрачного материала, то счётчик (а также и камера) будет способен считать и кванты света, входящие в счётчик извне или из прозрачного покрытия, где кванты могут возникать в результате рекомбинации собираемых зарядов. Фотоны, пройдя прозрачный электрод, образуют в микропорах рыхлого слоя фотоэлектроны, которые здесь же и размножаются.

Трековая камера на основе использования явления пограничного свечения

Рассмотрим вторую возможность, связанную с возбуждением свечения внешней среды вышедшими из пленки электронами.

В работах/6,10,17/ было установлено, что в трехслойной системе, состоящей из металлической подложки, пористого диэлектрика и очень тонкой проводящей пленки, при наложении поля на слой диэлектрика и облучении быстрыми частицами возникает внутреннее усиление электро-

нов и интенсивный выход их во внешнее пространство. Аналогичный результат получается и в случае использования в системе тонкой проводящей сетки вместо металлической пленки^{10,17}. Количество электронов, выходящих в окружающую среду, зависит от энергии первичных частиц и напряженности поля, прилагаемого к пористому слою диэлектрика. При интенсивном поле поток выходящих электронов становится настолько мощным, что может наступать локальное разрушение поверхностного слоя. Поэтому если рядом с пленочным электродом установить коллекторный электрод, собирающий выходящие электроны, и заполнить пространство между электродами сцинтиллирующей средой, то она под действием электронного потока должна будет светиться. Этому явлению будет способствовать как повышенная плотность выходящих из электрода электронов, так и относительно большая их энергия, равная 40–50 эв^{8,9,11}. Поэтому в камере, содержащей несколько электродов, след частицы будет проявляться в виде совокупности точечных вспышек подобно тому, как это имеет место, например, в искровых камерах. Можно показать, что данная камера будет обладать малым разрешающим временем – 10^{-6} – 10^{-7} сек и хорошим пространственным разрешением, не уступающим разрешению искровых камер.

Как и в случае координатной камеры, электроды для светящейся камеры могут быть выполнены достаточно тонкими. В качестве проводящих слоев и сеток могут быть использованы практически любые проводящие материалы. Наилучшими же веществами для приготовления пористых пленок могут служить MgO , BaO и другие вещества, перечисленные в предыдущем разделе.

В заключение считаем своим долгом поблагодарить Б.М. Понтекорво и Л.М. Сороко за полезное обсуждение вопросов, рассмотренных в данной работе.

Л и т е р а т у р а

1. S.E. Derenzo, R.A. Muller, R.G. Smits, L.W. Alvarez. Preprint UCRL-19254, Berkeley, 1969.
2. S.E. Derenzo, D.B. Smith, R.G. Smits, H. Zaklad, L.W. Alvarez, R.A. Muller. Preprint UCRL-20118, Berkeley, 1970.
3. А.Ф. Писарев. Сообщение ОИЯИ, P13-5623, Дубна, 1971.
4. H. Jacobs, J. Freely, F. Brand. Phys.Rev., 88, 492 (1952).
5. F. Brand, H. Jacobs. Phys.Rev., 97, 81 (1955).
6. Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. Наука, М., 1966.
7. Б.Я. Мойжес. Физические процессы в оксидном катоде. Наука, М., 1968.
8. И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. Вторичная электронная эмиссия, Наука, М., 1969.
9. Н.Л. Яснопольский, Н.А. Карелина, В.С. Малышева. РЭ, 6, 146 (1961);
Н.Л. Яснопольский, В.С. Малышева. РЭ, 7, 1657 (1962);
Д.В. Зернов, Н.Л. Яснопольский. РЭ, 9, 1903 (1964);
Н.Л. Яснопольский, Н.С. Ложкина, А.П. Балашова; РЭ, 11, 2265 (1966);
Н.Л. Яснопольский, А.М. Балашова. РЭ, 15, 1329 (1970).
10. М.П. Лорикян, Р.Л. Кавалов, Н. Трофимчук. РЭ, 14, 935 (1969).
11. С.А. Фридриков, В.Н. Иванов, Л.А. Серебров, А.А. Шевцов. ФТТ, 9, 236 (1964);
С.А. Фридриков, А.В. Иванов. РЭ, 14, 566 (1969).
12. Л.А. Серебров, С.А. Фридриков. ФТТ, 9, 1702 (1964).
13. Т. Райхель, В. Яреш. РЭ, 11, 1832 (1966).
14. Ю.К. Рахметов. РЭ, 14, 1131 (1969).
15. С.М. Рывкин. ЖТФ, 26, 2667 (1956).
16. Б.М. Головин, Б.П. Осипенко, А.И. Сидоров. ПТЭ, №6, 5 (1968).
17. H. Mahl. Z. Phys., 38, 985 (1937).

Рукопись поступила в издательский отдел

10 мая 1971 года.