

С 344.1н

3/10-71

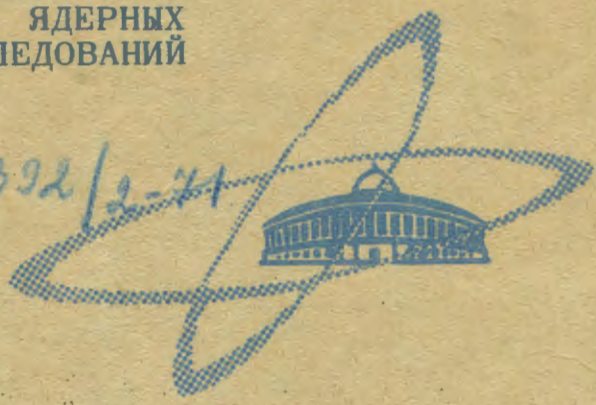
П-34

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1392/2-71

P 13 - 5623



А.Ф. Писарев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

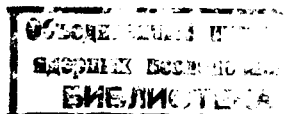
О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ВЫСТРОЙ  
ТРЕКОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ  
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

1971

Р13 - 5623

А.Ф. Писарев

О НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ БЫСТРОЙ  
ТРЕКОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ  
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ



## Введение

В последние три года во многих физических лабораториях проявляется повышенный интерес к исследованиям, связанным с созданием проволочной пропорциональной камеры, заполняемой жидкой средой. Цель этих исследований состоит в разработке детекторов следов частиц, которые сочетали бы в себе положительные качества проволочной камеры - быстроту регистрации и непрерывную чувствительность - и достоинство жидкостных трековых приборов - большую плотность рабочего вещества. Необходимость в подобных детекторах остро ощущается в технике физического эксперимента с частицами высоких энергий и особенно в опытах с нейтрино /1/.

Систематическое изучение данной проблемы началось с работы Альвареца /2/, в которой было дано физическое обоснование возможности создания трекового детектора частиц на основе одноатомных жидкостей. К настоящему времени выполнено уже несколько исследований с детекторами данного типа /3, 4/. Счетчики /3/ имели геометрию счетчиков Гейгера и заполнялись жидким аргоном и ксеноном. Центральным электродом в них служила проводящая нить, толщина которой варьировалась от нескольких до десятков мкм. Напряженность электрического поля также регулировалась от малых величин до значения пробоя. В этих исследованиях были, прежде всего, подтверждены ранее известные факты, что в одноатомных жидкостях радиация порождает свободные электроны, которые имеют подвижность  $\approx 10^3 \text{ см}^2/\text{в.сек.}$  Число свободных электронов в следах релятивистских

частиц составляет  $10^4 - 10^5$  см<sup>-1</sup>. Новым важным результатом явилось обнаружение эффекта размножения первичных электронов в жидкости вблизи поверхности нити. Коэффициент размножения при этом достигал значения  $10^4$ . Эффективность возникновения лавин вблизи проволочек составляла  $\approx 20\%$ . Было обнаружено, вопреки ожиданию, что образование лавин происходит не по всей длине проволочки, а лишь на отдельных ее участках, где имеются поверхностные микронеоднородности. Повышение напряженности в счетчике с целью введения в "работу" всей длины проволочки не привело к желаемому результату. Всякий раз при подходе к напряженности поля  $\geq 1,2 \cdot 10^6$  в/см в жидкости возникал спонтанный пробой.

Авторы упомянутых исследований считают, что неизбежное присутствие микрошероховатостей на поверхности проволочек является основным "злом", которое препятствует получению контролируемого разряда в жидкости. Представляется, что указанная причина действительно является доминирующей, однако было бы неправильно недооценивать и ряд других важных обстоятельств, которые присущи самой жидкости и будут всегда препятствовать формированию контролируемого размножения первичных зарядов. К ним, прежде всего, следует отнести микропузырьки газа, которые выделяются из жидкости и адсорбируются на поверхности проволочек. Они могут заметно искажать всю динамику развития и протекания разряда. Необходимо упомянуть также об эффекте втягивания молекулярных примесей в жидкости под действием сил наведенной поляризации в область большого градиента электрического поля. Этот эффект должен сильно сдвигать состав жидкости около проволочек в сторону молекулярных примесей, что не может не сказываться на стабильности процесса разряда.

Совокупность указанных факторов будет неизменно сопутствовать исследованиям по разряду в жидкостях и постоянно мешать формированию управляемого разряда. Выход из этого затруднения следует искать, по-видимому, за рамками установившегося метода исследования с конденсированными средами. Думается, что центр тяжести проблемы - получение пропорционального разряда - следует перенести в контролируемую среду. Сейчас видны, по крайней мере, несколько таких возможностей, рассмотрению которых и посвящена данная работа.

Регистрация частиц с помощью проволочек,  
покрытых полупроводниковым слоем

Проволочка с полупроводниковым слоем, помещенная в жидкую или твердую диэлектрическую среду, может быть использована в качестве пропорционального детектора частиц. Конденсированная среда в этом случае будет являться носителем первичных зарядов, образуемых частицей, а полупроводниковый слой на проволочке — элементом для их размножения. Применение комбинированной проволочки вместо монопроволочки полностью исключает трудности, связанные с развитием разряда непосредственно в конденсированной среде.

Физической основой работы предлагаемого детектора является существование эффекта ударной ионизации зарядов, который наблюдается во многих полупроводниках [5-11]. Суть этого явления состоит в том, что электроны, находясь в зоне проводимости, ускоряются под действием поля и набирают энергию, достаточную для ионизации атомов в валентной зоне или атомов на примесных уровнях. Эффект ударной ионизации четко проявляется обычно при низкой температуре, при которой подавлены процессы теплового заброса электронов из валентной зоны и примесных уровней в зону проводимости. На охлажденный полупроводник можно подавать высокое напряжение, не опасаясь разогрева его темновым током и ускорять электроны до энергии, необходимой для ионизации атомов. При низкой температуре велика также подвижность электронов, что способствует их ускорению.

Наиболее полно ударное размножение электронов изучено в алмазе, Si, Ge,  $\alpha$ -Sn и ряде химических соединений, таких как CdS, CdSe, PbS, ZnSe, SiO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, AgCl, AgBr, TiBr и др. Во всех этих исследованиях обнаружена общая закономерность, а именно интенсивное размножение зарядов наблюдается только в том случае, если донорные уровни скомпенсированы акцепторными частично или, если они скомпенсированы полностью, — искусственно заселены электронами.

Поясним это обстоятельство более подробно, т.к. предложения, рассматриваемые ниже, базируются, главным образом, на этих физических явлениях. В общем случае в запрещенной зоне полупроводника имеются донорные и акцепторные уровни. Донорные уровни находятся вблизи

дна зоны проводимости и легко термически ионизируются, отдавая свои электроны свободной зоне. Акцепторные же уровни находятся у верхней границы валентной зоны и легко захватывают из нее электроны, порождая в зоне дырки. Если полупроводник нескомпенсирован, т.е. имеет только один тип уровней, например, донорный, то при понижении температуры вероятность теплового заброса электронов с этих уровней в зону проводимости резко уменьшается и при достижении температуры  $T \ll W_d / k$  прекращается.

Все донорные уровни становятся занятыми электронами, а зона проводимости - полностью свободной. Здесь  $W_d$  - энергетическая глубина залегания донорных уровней, отсчитываемая от дна зоны проводимости, и  $k$  - константа Больцмана. В таком полупроводнике ударное размножение электронов на донорных уровнях легко вызывается даже весьма слабыми электрическими полями. Так, например, в нескомпенсированном германии при температуре  $4^\circ\text{K}$  ударное размножение электронов наблюдается в полях  $5 \text{ в/см} / 5,8, 12 /$ . Однако, если полупроводник скомпенсирован полностью, то при комнатной температуре в нем существуют носители тока как в зоне проводимости - электроны, так и в валентной зоне - дырки. По мере охлаждения полупроводника электроны из зоны проводимости опускаются в валентную зону и рекомбинируют там в результате перехода валентных электронов на акцепторные уровни. Этот процесс продолжается до тех пор, пока все донорные уровни не станут положительно, а акцепторные отрицательно заряженными. Очевидно, что в таком полупроводнике трудно вызвать ударное размножение зарядов, т.к. легко ионизируемые донорные уровни однократно ионизованы, а акцепторные уровни, которые можно было бы ионизовать, имеют большую глубину залегания, равную почти полной ширине запрещенной зоны

$W_0 = 1-3 \text{ эв}$ . Однако здесь представляется уникальная возможность искусственного заселения электронами донорных уровней и, как следствие, - активного вмешательства в механизм ударного размножения зарядов. Действительно, если скомпенсированный полупроводник осветить светом в собственной полосе поглощения -  $\nu = W_0 / h$ , то электроны в результате внутреннего фотоэффекта перейдут из валентной зоны в зону проводимости. В последующем часть электронов вновь возвратится в валентную зону, а остальные - осядут на свободных донорных уровнях. Если при этом температура полупроводника  $T \ll W_d / k$ , то электроны, закрепившиеся на

донорных уровнях, остаются на них сколь угодно долго. При определенной интенсивности и длительности засветки полупроводника можно полностью заселить электронами все его донорные уровни, сделав их нейтральными. Дырки же в валентной зоне, в свою очередь, полностью нейтрализуются электронами, переходящими с акцепторных уровней. К аналогичному результату приводит и другой метод заселения уровней - инжекционный<sup>/10, 18-22/</sup>. По этому методу кратковременным наложением на электрод высоковольтного электрического импульса отрицательной полярности вызывается интенсивная инжекция электронов из электрода в полупроводник, где они заполняют уровни. Степень заполнения регулируется изменением амплитуды и длительности импульса. Размножение зарядов в таком полупроводнике возникает также легко, как и в полупроводнике с некомпенсированными уровнями. Этот механизм в настоящее время хорошо изучен на многих полупроводниках (см., например, <sup>/7,8,13/</sup>). Так, в частности, установлено, что при полном фотозаполнении электронами донорных уровней в германии ударное размножение происходит в полях 10 в/см, а при частичном заполнении критическая напряженность поля соответственно возрастает. Аналогичные результаты были получены и в опытах с  $\alpha$ -Sn, Si, CdS, CdSe, PbS, ZnSe, SiO<sub>2</sub> и различными стекловидными полупроводниками <sup>/5,7,8,10-17/</sup>.

Рассмотренные процессы размножения зарядов не оставляют сомнений в возможности создания счетчика на основе проводящей нити с тонким полупроводниковым покрытием. Такой детектор может использоваться для регистрации частиц как в жидких, так и твердых диэлектрических средах. Практическая реализация детектора не представит, по-видимому, больших затруднений, т.к. технология нанесения полупроводниковых слоев на металлические подложки достаточно отработана <sup>/23-26/</sup>. Заслуживает внимания следующий факт. Среди известных полупроводников наиболее узкой запрещенной зоной обладает серое олово -  $W_0 = 0,08$  эв. Размножение заряда в нем легко достигается за счет ионизации атомов непосредственно в валентной зоне. Поэтому серое олово можно с успехом использовать в детекторах рассматриваемого типа. Правда, работа детектора должна проходить при низкой температуре -  $\approx 20^\circ\text{K}$ .

Несколько замечаний о физико-технических параметрах и рабочих характеристиках детектора. Толщина полупроводниковых слоев, наносимых на проволоку, должна выбираться из условия обеспечения требуемого коэффициента размножения зарядов. Так, если принять коэффициент усиления равным  $10^m$  и длину свободного пробега электронов, на которой они набирают энергию, достаточную для ионизации атомов на примесных уровнях, равной  $\Lambda$ , то толщина полупроводникового слоя  $d$  может быть найдена из соотношения:  $10^m = \exp(d/\Lambda)$ . Отсюда следует, что  $d = 2,3 m \Lambda$  или при  $m = 5$  и  $\Lambda = 10^{-5}$  см  $d \approx 10^{-4}$  см. Напряженность поля  $E$  при этом должна удовлетворять условию  $\Lambda E = W_d = 0,1$  эв или  $E = 10^4$  в/см. Здесь  $W_d$  - энергия ионизации атомов в веществе.

Разрешающее время детектора будет складываться из времени сбора зарядов на полупроводниковые слои и времени размножения их в слоях. Для большинства одноатомных жидкостей и диэлектрических твердых сред подвижность зарядов составляет  $10^3$ - $10^4$  см<sup>2</sup>/в.сек. Поэтому при расстояниях между проволочками в несколько мм и напряженности поля  $10^3$ - $10^4$  в/см разрешающее время детектора составит  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  сек.

Для заполнения донорных уровней методом внутреннего фотоэффекта источник должен излучать свет в диапазоне длин волн  $\lambda < \frac{hC}{W_0}$ , где

$C$  - скорость света и  $h$  - постоянная Планка. У большинства полупроводников ширина запрещенной зоны  $W_0 = 1$ -3 эв, поэтому  $\lambda = 4 \cdot 10^3$  -  $12 \cdot 10^3$  Å.

Обсудим теперь вопросы, связанные с накоплением в объеме счетчика положительного заряда по мере регистрации частиц. Величина поля этого заряда может быть определена из уравнения Остроградского-Гаусса:

$$\operatorname{div} E = \frac{4 \pi e n(x)}{\epsilon}, \quad (1)$$

где  $E$  - напряженность электрического поля,  $n(x)$  - плотность нескомпенсированных дырок в окрестности  $x$ ,  $e$  - элементарный заряд и  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная полупроводникового слоя. Для оценки величины поля можно принять, что слой имеет плоскую геометрию и положи-



тельный заряд в нем распределен равномерно. Тогда из уравнения (1) следует:

$$E = E_{\text{внеш.}} - \frac{2\pi en(d-2x)}{\epsilon}. \quad (2)$$

Здесь  $x$  отсчитывается от поверхности проволочки и меняется в пределах от нуля до толщины слоя. Непосредственно у наружной поверхности полупроводника  $x = d$  и  $E > E_{\text{внеш.}}$ , у внутренней поверхности -  $x = 0$  и  $E < E_{\text{внеш.}}$ . Отсюда видна необходимость в компенсации объемного заряда. Последнее может быть осуществлено путем инжекции электронов из проволочки в полупроводник методом фотоэмиссии, термоэмиссии или автоэмиссии. Способ автоэмиссии является, по-видимому, наиболее быстрым и универсальным. Он может быть использован как для компенсации объемного заряда, так и для искусственного заселения электронами примесных уровней. Поэтому данный способ рассмотрим более подробно.

Пусть имеется граница раздела металл - полупроводник и пусть работа выхода электронов из металла в вакуум есть  $\phi_1$ , а из полупроводника в вакуум -  $\phi_2$ . Тогда в статическом состоянии между металлом и полупроводником возникает потенциальный барьер высотой  $\phi = \phi_1 - \phi_2$ . В подавляющем большинстве случаев  $\phi_1 > \phi_2$  и потенциальный барьер препятствует проникновению электронов из металла в полупроводник. Однако при наложении на границу раздела электрического поля большой напряженности барьер становится прозрачным для электронов благодаря туннельному эффекту и электроны почти свободно выходят из металла в полупроводник. Интенсивность этого потока может быть найдена по формуле Фаулера-Нордгейма [20,21,27]:

$$j = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\phi} \exp \left[ - \frac{6,85 \cdot 10^7 \phi^{3/2}}{E} \Theta \left( \frac{3,62 \cdot 10^{-4} E^{1/2}}{\phi} \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $j$  - плотность инжекционного тока в а/см<sup>2</sup>,  $E$  - напряженность поля в в/см,  $\phi$  - высота потенциального барьера в эв и  $\Theta$  - функция Нордгейма, изменяющаяся от 0 до 1 [27].

Теория и опыт показывают /29,31/, что заметный ток инжекции, достигающий  $10^3-10^4$  а/см<sup>2</sup>, наступает в поле  $E = 10^5-10^6$  в/см. В случае использования этого тока для заполнения примесных уровней величину поля по мере накопления объемного заряда необходимо будет повышать до значения  $E_k$ , при котором наступит полное заселение уровней. При этом /18,20,32,33/

$$E_k = \frac{ed N_0 e}{2 \epsilon} , \quad (4)$$

где  $N_0$  - плотность уровней, заселяемых электронами.

Из формулы (3) видно, что ток автоэмиссии сильно зависит от потенциального барьера  $\phi$ . Снижением барьера можно резко увеличить ток инжекции или существенно уменьшить напряженность поля  $E_k$ . Снижения  $\phi$  можно добиться путем насыщения поверхности проволоочки перед нанесением полупроводникового слоя атомами металла с малой работой выхода /34,35/.

Все сказанное о механизме размножения электронов в полной мере относится и к дыркам, если последние обладают большой подвижностью /7,11/.

В заключение этого раздела отметим, что проволоочка, покрытая пленкой полупроводника или слабопроводящего диэлектрика, может существенно облегчить решение и такой проблемы, как получение пропорционального разряда непосредственно в самой жидкости. Действительно, одно из неприятных обстоятельств, которое возникает в опытах с жидкостными счетчиками /3/, состоит в появлении у поверхности проволоочки неконтролируемого локального разряда. Пленка, ограничивая ток, может полностью исключить возникновение этого разряда, не препятствуя в то же время развитию в жидкости пропорционального разряда.

#### Нитяной счетчик с диэлектрическим покрытием "переключающего" типа

Интересная возможность регистрации частиц открывается при использовании проводящих нитей с тонким специальным диэлектрическим

покрытием из стекла на основе  $\text{CdGeAs}_2$ , халькогенидного стекла, а также  $\text{ZnGeAs}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$  и некоторых других веществ. Эти покрытия толщиной  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  см в поле  $10^5$ – $10^6$  в/см скачкообразно изменяют свою проводимость в  $10^5$ – $10^7$  раз, т.е. пленки внезапно переходят из диэлектрического, непроводящего состояния в полностью проводящее состояние. При снятии поля пленки возвращаются в исходное, непроводящее состояние /30,36–38/. Время прямого и обратного переключения составляет  $10^{-5}$ – $10^{-7}$  сек.

Рассмотрим теперь это явление применительно к методам регистрации частиц. Пусть нить с диэлектрическим покрытием указанного типа погружена в непроводящую жидкую среду и на нее подано отрицательное электрическое смещение ниже критической величины. Тогда на поверхности покрытия в местах прохождения частиц возникнут локальные положительные заряды. Последние порождаются за счет трех механизмов. Первый из них связан с подтягиванием полем к поверхности слоя положительных ионов или дырок, образуемых частицей в веществе. Второй механизм обусловлен поверхностной фотоионизацией, возникающей в момент прохождения частицы вблизи покрытия. Кванты света, генерируемые частицей в среде или покрытии, выбивают электроны с поверхности слоя, оставляя в ней дырки. Заряд может возникнуть также в результате образования вторичной эмиссии электронов в момент пересечения частицей границы раздела. Локальный положительный заряд индуцирует в слое добавочное поле

$$E = 1,6 \cdot 10^{-7} \frac{4 \pi n Z}{\epsilon S}, \quad (5)$$

где  $E$  – напряженность поля в в/см,  $n$  – число зарядов  $Z$ , занимающих на поверхности диэлектрического слоя площадь  $S$  в  $\text{см}^2$ . Если ограничиться учетом только первого механизма образования заряда, то вычисление по формуле (5) показывает, что при  $\epsilon = 10$ ,  $S = 10^{-10} \text{ см}^2$ ,  $Z = 1$  и  $n = 10^3$ , что соответствует сбору зарядов, примерно, с  $10^{-3}$  см пути частицы, величина  $E = 2 \cdot 10^6$  в/см. Это поле вызовет переключение диэлектрического слоя и сформирует сигнал на проволочке. Очевидно, что детектор данного типа будет являться пороговым и может быть исполь-

зован для определения положения следов частиц без изменения плотности ионизации.

### Нитяной счетчик туннельного типа

В порядке дальнейшего развития метода детектирования частиц с помощью проводящих элементов с диэлектрическим тонким покрытием рассмотрим новую возможность, связанную с усилением вторичных токов в пленке. Механизм такого усиления основан на хорошо известном в физике тонких пленок эффекте Малтера [26-28,30,34]. Сущность эффекта состоит в том, что при наложении на пленку диэлектрика сильного электрического поля его энергетические зоны круто наклоняются и это приводит к туннельному просачиванию электронов из металла в зону проводимости диэлектрика. Плотность потока электронов является функцией ширины запрещенной зоны и величины электрического поля в диэлектрике и описывается уравнением (4), в котором вместо  $\phi$  следует подставить  $W_0/2$ . Если принять  $W_0 = 2$  эв, что примерно соответствует ширине запрещенной зоны в пленках  $BaO$ ,  $MgO$ ,  $Ba_2O_3$  и  $Al_2O_3$ , то ток инжекции станет заметным уже в полях  $10^4$ - $10^5$  в/см. Отсюда виден и путь использования эффекта Малтера в детекторах частиц. Пусть, например, нить, покрытая диэлектрической пленкой или окислом из материала нити толщиной  $\delta \approx 1$  мкм, погружена в неприводящую конденсированную среду. Тогда на ее поверхности, как было показано в предыдущем разделе, в местах прохождения частиц возникнут локальные образования из положительного заряда, которые индуцируют в пленке дополнительное поле напряженностью  $E \approx 2 \cdot 10^6$  в/см. Это приведет к интенсивному туннельному просачиванию электронов из металла в диэлектрическую пленку и ускорению их до энергии  $W = e \cdot E \cdot \delta = 2 \cdot 10^6$  в/см  $\cdot 10^{-4}$  см = 200 эв. Такие "горячие" электроны не захватываются ионами на поверхности диэлектрика и свободно выходят из пленки в среду. Продолжительность процесса туннельного протекания электронов зависит от величины внешнего поля и числа зарядов, образуемых частицей на поверхности пленки. Так, если внешнее поле слабо, то электроны, пройдя пленку, быстро термализуются

в среде и рекомбинируют с положительными ионами. Этот процесс быстро затухнет. Если же внешнее поле достаточно велико, то электроны, пройдя диэлектрическую пленку и набрав энергию 200 эв, возбуждают и ионизуют рабочую среду. Образовавшиеся вновь положительные ионы усилят поле в пленке диэлектрика, а электроны удалятся внешним полем на анод. Этот процесс может неограниченно нарастать во времени и для его обрыва требуется кратковременное снижение или снятие внешнего поля. Эффект Малтера в настоящее время широко используется в технике инжектирования электронов из холодных катодов /27,28,34/. При работе с такими катодами было, в частности, установлено, что на каждый положительный ион, осевший на диэлектрическую пленку, приходится до  $10^3-10^4$  вторичных электронов. Применительно к рассматриваемой задаче это означает, что при регистрации частиц данным методом коэффициент токового усиления первичных электронов составит  $10^3-10^4$ .

#### Трековая сцинтилляционная камера

Опираясь на исследование эффекта Малтера и сопутствующих явлений, возникающих на пограничных областях соприкасающихся сред /26-28,30,34,39/, можно сделать вывод, что данные явления могут быть использованы для проявления следов частиц в рабочем веществе, если в качестве последнего применять жидкий или твердый сцинтиллятор. Действительно, если в сцинтиллирующую среду погрузить электроды с тонкими диэлектрическими покрытиями, то из них в местах прохождения частиц, как было показано выше, будут выходить электроны с энергией до 200 эв. Этой энергии достаточно для эффективной ионизации и возбуждения атомов любого конденсированного вещества. Поэтому при наличии сильного внешнего поля данный процесс, как уже отмечалось, будет саморегенерирующимся и путь частицы в детекторе отметится световыми вспышками, которые будут исходить из мест возбуждения сцинтиллятора.

Способ пропорционального размножения зарядов  
в веществе вблизи замороженных нитей

Процесс искусственного заполнения электронами примесных уровней в полупроводниках и механизм размножения зарядов на этих уровнях в полной мере присущи и диэлектрикам. Поэтому представляется интересным рассмотреть возможность размножения первичных электронов в следах частиц непосредственно в твердой рабочей среде, в которой заморожены или заподимеризованы проводящие нити. В этом варианте детектора, как и в случае нитяного счетчика с полупроводниковым покрытием, вещество перед началом регистрации частиц искусственно активируется, т.к. в нем заселяются электронами все уровни захвата. Затем на нити подается постоянное или импульсное электрическое напряжение, которое вызывает размножение первичных электронов в среде за счет ионизации заселенных уровней. Отличие работы детектора на диэлектрике от аналогичной работы детектора на полупроводнике будет состоять лишь в способе активации среды. Диэлектрики обычно обладают широкой энергетической полосой запрета, составляющей  $\approx 10$  эв, и заселение уровней в этой полосе можно осуществлять преимущественно методом инжекции электронов из нитей. Заселение же уровней методом фотоэмиссии электронов из валентной зоны диэлектрика требует применения жесткой ультрафиолетовой радиации, что практически трудно осуществить из-за малой глубины ее проникновения.

Ток инжекции, заполняющий примесные уровни, может быть определен по-прежнему из уравнения (4), в котором вместо  $\phi$  следует подставить величину  $W_0/2$ . Для быстрого заселения уровней целесообразно, наряду с внешним полем, использовать освещение в полосе примесного поглощения диэлектрика. Свет ускорит процесс распространения электронов от места инжекции вглубь диэлектрика /21/.

Рассмотрим теперь внутреннее поле в диэлектрике, которое будет возникать от объемного заряда в момент заселения электронами примесных уровней. Это поле будет описываться уравнением (1):  $E=4\pi ne/\epsilon$ . Решая это уравнение для случая цилиндрического счетчика с равномерным распределением заряда по объему диэлектрика, получим:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} - \frac{\pi n e r}{\epsilon \ln \frac{R}{r_0}} \left( \frac{R^2 r_0^2}{r^2} - 2 \ln \frac{R}{r_0} \right), \quad (6)$$

где  $U$  - внешнее напряжение, вызывающее инжекцию электронов,  $r$  - переменный радиус, заключенный в интервале  $r_0 < r < R$ ,  $r_0$  - радиус нити и  $R$  - радиус корпуса счетчика. Первый член формулы (6), как и в (2), выражает напряженность поля в счетчике от внешнего источника, а второй член - поле объемного заряда. Знак минус перед вторым членом указывает на то, что поле объемного заряда направлено против внешнего поля, порождающего этот заряд. Оценим величину внутреннего поля в предположении, что  $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $R = 0,1 \text{ см}$ ,  $r_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $\epsilon = 2$ , и  $r \approx r_0$ . Подстановка этих величин во второй член формулы (6) дает  $3 \cdot 10^5 \text{ в/см}$ . Это поле, как видим, велико и в реальных условиях оно может быть еще больше. Поэтому при разработке твердотельного детектора необходимо стремиться к получению вещества в детекторе с малой плотностью примесных уровней. Исключение могут составлять лишь диэлектрики с узкой запрещенной полосой, т.к. заполнение уровней в них можно производить путем внутреннего фотоэффекта, при котором вообще не возникает объемного заряда.

В силу малой глубины залегания примесных уровней в диэлектриках можно ожидать, что процесс размножения электронов в них будет проходить также активно, как это наблюдается, например, в "заселенных" полупроводниках или газах с низким потенциалом ионизации. Из принципа действия детектора видно, что его можно будет использовать как в режиме постоянной чувствительности, так и в импульсном. Однако для нормальной работы детектор должен охлаждаться до температуры, при которой  $kT \ll W_d$ .

В заключение данного раздела уместно упомянуть еще об одной возможности создания проволочного пропорционального детектора на основе подбора специальных твердых веществ с очень узкой полосой запрета  $< 1 \text{ эв}$ . К ним относятся  $\alpha - \text{Sn}$  и многие полимеры [25,32,40]. Эти вещества при низкой температуре ( $kT \ll W_0$ ) становятся диэлектриками и в них легко осуществляется размножение электронов непосредственно в валентной зоне. Если в таком детекторе будет происходить накопление положительного заряда в процессе регистрации частиц, то для его

компенсации можно эффективно использовать метод фотоактивации среды. Свет будет освобождать дырки из ловушек и возвращать их в валентную зону, где они обладают подвижностью. Следует отметить, что освещение диэлектриков в примесной полосе поглощения будет полезным и в другом отношении, а именно, свет будет содействовать более полному сбору электронов на анод /18/ и управлять "памятью" детектора.

### Краткие выводы

В данной работе сделана попытка наметить конкретную программу создания новых детекторов следов частиц в конденсированных средах. При выборе пути решения этой задачи максимально учитывались требования, которым должны удовлетворять детекторы подобного класса. К ним, в первую очередь, относятся такие важнейшие требования, как непрерывная чувствительность детектора к следам частиц, высокое быстродействие и пропорциональность амплитуды сигнала величине первичной ионизации. Представляется, что детекторы, базирующиеся на принципе размножения зарядов путем ионизации искусственно заселяемых уровней в полупроводниках и диэлектриках, а также на основе эффекта туннельного прохождения электронов через пограничные слои соприкасающихся сред, будут наиболее полно удовлетворять сформулированным требованиям.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Б.М. Понтекорво, Л.М. Сороко, Г.И. Селиванова и В.И. Никанорова за полезные обсуждения вопросов, рассмотренных в работе.

### Л и т е р а т у р а

1. Г. Зацепин, Б. Понтекорво. Письма в ЖЭТФ, 12, 347, 1970.
2. L.W. Alvarez. Preprint UCRL-672, 1968.
3. S.E. Derezio, R.A. Muller, R.G. Smits, L.W. Alvarez. Preprint, UCRL-19254, 1969.



4. Ю.В. Куликов, Н.И. Малашкевич, В.Д. Рябов, Е.А. Силаев. Препринт ОИЯИ, P13-5403, Дубна, 1970.  
Голованов, В.Д. Рябов, Е.А. Силаев, А.П. Цвинев. Препринт ОИЯИ, P13-5404, Дубна, 1970.
5. Дж. Дирли, Д. Нортроп. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. Мир, М., 1966.
6. М.С. Косман, Б.С. Мураевский. ФТТ, 3, 2504, 1961.
7. А.К. Пустовойт. ФТП, 4, 1070, 1970.
8. С.М. Рывкин, В.П. Доброго, Б.М. Коноваленко, И.Д. Ярошенко. ФТТ; 4, 1911, 1962.
9. Е.А. Конова, С.Ф. Козлов. ФТП, 4, 1865, 1970.
10. R. Williams. Phys.Lett., A25, 445, 1967.
11. H.P.D. Lanyon. Phys.Status Solidi. A1, N3, 535, 1970.
12. А.К. Джоншер. Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. (Русс. перевод), 52, 1179, 1964.
13. Е.Н. Аркадьева, Р.С. Касимова, С.М. Рывкин. ФТТ, 3, 2417, 1961.
14. М.С. Косман, Б.С. Муравский. ФТТ, 3, 2504, 1961.
15. С.И. Шаховцева, И.Д. Конозенко, Е.А. Музалевский. ФТТ, 7, 278, 1965.
16. С.М. Рывкин, Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматлит, М., 1963.
17. Э. Конуэлл. Кинематические свойства полупроводников в сильных электрических полях. Мир, М., 1970.
18. А.Г. Гольдман, Г.А. Жолкевич, Н.П. Лазарев. ДАН СССР, 165, 786, 1965; 171, 555, 1966.  
А.Г. Гольдман, Б.Н. Королько, Э.С. Степанченко. ДАН СССР, 192, 1019, 1970.
19. О.К. Гасанов, В.А. Извозчиков. ФТП, 4, 375, 1970.
20. А.М. Ламперт. Труды института радиоинженеров (русск. перевод), 50, 1820, 1962.
21. А. Чайнов. УФН, 75, 169, 1961.
22. А.Н. Благодаров, Э.Л. Луценко, Л.Д. Розенштейн. ФТТ, 12, 1549, 1970.
23. К. Фриш. Получение полупроводников. Мир, М., 1964.
24. И.П. Акимченко, В.С. Вавилов, А.Ф. Плотников. ФТП, 4, 1841, 1970.

25. Полупроводники с узкой запрещенной зоной и их применение. Сб. работ. Мир, М., 1969.
26. Сб. "Вопросы пленочной электроники". Соврадио, М., 1966.
27. М.И. Елинсон, Г.Ф. Васильев. Автоэлектронная эмиссия. Физматлит, М., 1958.
28. Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника, Наука, М., 1966.
29. E.H. Nicollian, C.N. Berglund. J.Appl.Phys., 41, 3052, 1970.
30. О.В. Сорокин. Радиотехника и электроника, 14, 124, 1969.
31. И.М. Бронштейн, В.С. Фрайман. Вторичная электронная эмиссия. Физматлит, М., 1969.
32. Ф. Гутман, Л. Лайонс. Органические полупроводники. Мир, М., 1970.
33. Г.А. Бодовский, В.А. Извозчиков. ФТП, 4, 1171, 1970.
34. Б.Я. Мойжес. Физические процессы в оксидном катоде. Наука, М., 1968.
35. Ю.В. Зубенко. Радиотехника и электроника, 14, 2281, 1969.
36. В.Г. Барышев, Н.С. Болтовец, А.Ф. Борщевский, Н.А. Горюнова, П.Т. Орешкин, ФТП, 4, 372, 1970; В.Г. Барышев, Н.С. Болтовец, А.С. Борщевский. ФТП, 4, 1164, 1970.
37. С.И. Коняев, Х.И. Кляус. Радиотехника и электроника, 15, 1112, 1970.
38. J.E. Fulenwider, G.J. Herkowitz. Phys.Rev.Lett., 25, 292, 1970.
39. А.Н. Фрумкин, В.С. Багодский, З.А. Иофа, Б.Н. Кабанов. Кинетика электродных процессов. МГУ, 1952.
40. Под ред. Б.И. Сажина. Электрические свойства полимеров. Химия, Л., 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел

12 февраля 1971 года.