

СЗУЧ. 1н

П-34

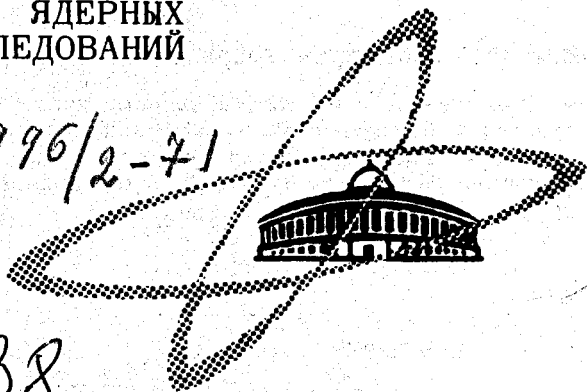
30/III-71

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 5838

2996/2-71



5838

А.Ф. Писарев

РАЗМНОЖЕНИЕ ЗАРЯДОВ
В НИТЯНОМ СЧЕТЧИКЕ
С ЖИДКОСТНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1971

P13 - 5838

А.Ф. Писарев

РАЗМНОЖЕНИЕ ЗАРЯДОВ
В НИТЯНОМ СЧЕТЧИКЕ
С ЖИДКОСТНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Объединенный институт
ядерных исследований
ИЯС СО АН УССР

Анализ работы жидкостного счетчика Альвареца

В последние четыре года группа Альвареца^{/1/} провела ряд исследований с целью создания нитяного счетчика на основе сжиженных аргона и ксенона. Основные результаты, полученные этой группой, сводятся к следующему. В счетчике с жидкоаргоновым заполнением и напряженностью поля у нити $\sim 2 \cdot 10^6$ в /см возникают отдельные участки длиной не более 4 мм, на которых лавинное размножение электронов происходит с эффективностью -100%. Однако суммарная длина таких "горячих" участков не превышает 20% от рабочей длины нити. Число участков, места их возникновения и времена жизни - не контролируемы. С повышением напряжения число горячих точек увеличивается, и в счетчике возникают ложные разряды. В некоторых случаях горячие точки исчезают после первого же разряда. Удивительной особенностью работы счетчика с аргоновым заполнением является сильная зависимость амплитуды токовых импульсов от внешнего давления. Так, с увеличением давления амплитуда падает, а с понижением - растет. Такое поведение разрядного тока авторы работы^{/1/} были склонны объяснить образованием на проволочке микропузырьков, в которых развивается разряд. Однако авторы не нашли достаточных оснований для однозначного утверждения, и природа горячих точек на проволочке осталась невыясненной.

Несколько лучшие результаты в ^{/1/} получены с жидким ксеноном. Эффективность возникновения пропорциональных лавин на проволочке составляет -30%. При последующем повышении напряжения нитяной счетчик превращается в искровой с малой эффективностью, не превышающей 1%.

Авторы исследований ^{/1/} надеются довести аргоновый и ксеноновый счетчики до рабочего состояния. Основной путь борьбы с горячими точками и поднятия эффективности до 100% авторы видят в более глубокой очистке жидкостей и более тщательном удалении микрошероховатостей с поверхности проволочек. Перспективность такого пути не вызывает сомнения. Однако сейчас остается большая неудовлетворенность отсутствием объяснения явлений, которые наблюдаются в разряде на проволочке. Это прежде всего относится к природе горячих точек и зависимости лавинных импульсов от давления. Представляется, что от правильного понимания сущности этих явлений в значительной степени зависит и выбор оптимального направления дальнейшего исследования. Ниже сделана попытка проанализировать эти явления, и намечены новые пути исследования с жидкостными счетчиками.

Возникновение "горячих" точек на нити

Давно уже было обнаружено ^{/2-6/}, что разряд в жидкости сильно зависит от гидростатического давления и степени дегазации жидкости и электродов, он обычно имеет насыщение при давлениях 60-80 атм^{/4/}. Установлено ^{/2,3/}, что в тщательно обезгаженном жидком диэлектрике при работе вдали от точки кипения разряд практически не зависит от давления и возникает лишь при напряжении, близком к пробивному. В работах ^{/5,6/} обнаружено возникновение ограниченного разряда в диэлектрических жидкостях только в микропузырьках газа. Особенно четко это явление наблюдается в жидкостях при температуре вблизи точки кипения ^{/3/}.

Совокупность этих исследований не оставляет сомнений в том, что зависимость разряда в жидкости от давления обязана, главным образом, парогазовым пузырькам. Последние могут находиться на электродах в

готовом виде в форме адсорбированного газа и газа, содержащегося в микротрещинах. Пузырьки могут вновь возникать в момент движения первичных зарядов и частичного размножения их на электродах. В этом плане результаты группы Альвареса наиболее полно могут быть объяснены все же образованием микропузырьков на проволочке. Тем более, что работа со счетчиками велась практически вблизи точки кипения жидкостей, где зависимость разрядных процессов от давления, как уже отмечалось, носит особенно четко выраженный характер.

Наиболее вероятно возникновение пузырьков на проволочке происходит в момент разряда на микроостриях и пылинках, в окрестности которых формируется повышенная напряженность поля. Даже в случае очень малых размеров острий, не превышающих микрона, их влияние на разряд и микроразрыв жидкости будет велико. Рассмотрим это утверждение более подробно. Пусть микроострия на проволочке имеют форму эллипсоида с малой полуосью b и большой - выступающей - h . Тогда поле вблизи выступа можно представить как /7/

$$E \approx E_0 \left[1 + \left(\frac{1}{g} - 1 \right) \frac{h^3}{r^3} \right], \quad (1)$$

а на поверхности выступа

$$E = E_0 \frac{1}{g}. \quad (2)$$

Здесь g - переменный радиус $\geq h$, E_0 - напряженность поля в отсутствие выступа,

$$g = \frac{1 - \eta^2}{\eta^2} \left[-\frac{1}{2\eta} \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta} - 1 \right], \quad (3)$$

$$\eta = 1 - b^2 / h^2. \quad (4)$$

Если для примера принять $b = 0,2h$ и $h = 1$ мкм, то $\frac{1}{g} = 10$ и

$$E = E_0 \left(1 + 9 \frac{1}{r^3} \right), \quad (5)$$

где r - в мкм. При $r = 10$ мкм поле E будет превышать E_0 на один процент. На поверхности выступа E будет больше E_0 уже в $\frac{1}{9}$ раз, т.е. в 10 раз. Это чрезвычайно большое перенапряжение. В газах, например, перенапряжение даже на несколько процентов радикально меняет характер разряда. Если учесть, что средняя длина свободного пробега электрона λ_1 в поле $E \approx 2 \cdot 10^6$ в/см, на котором электрон набирает энергию, достаточную для ионизации атомов жидкого аргона, имеющих $\phi_1 \approx 13$ эв, равна

$$\lambda_1 = \frac{\phi_1}{eE} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ мкм,} \quad (6)$$

то станет ясным, что перенапряжение в окрестности выступа простирается на $r/\lambda_1 \approx 200$ длин свободных пробегов. Это, конечно, должно существенно изменять условия разряда вблизи проволоочки. Из приведенного анализа видно, что микронеоднородности на проволочке играют тем большую роль в развитии разряда, чем выше плотность среды и средняя напряженность поля. Данный физический факт и лежит, по-видимому, в основе процесса образования горячих точек на проволочках, который наблюдался в /1/. За образование горячих точек на микрошероховатостях говорит и тот факт, что эти точки могут со временем исчезать в одном месте и появляться в другом. Исчезновение их обязано разрушению микровыступов в разряде, а появление - образованию неоднородностей в результате разрыхления поверхности нити разрядом. Динамика подобного механизма "перескока" особых точек разряда по поверхности электрода подробно рассмотрена в /4/.

Появление первичной лавины электронов в жидкости вблизи нити влечет за собой рождение новых лавин за счет объемной фотоионизации, которая, например, в аргоне имеет значительную вероятность /8-13/. По этой причине разряд в плотных средах вблизи положительного острия носит точечно-вспышечный характер /8,9,13,14/. В начальную лавину вливаются также и те электроны, которые рождаются на катоде в результате фотоэффекта, вероятность которого обычно составляет 0,01-0,02 /8,10,15/. "Фокусировка" данных электронов в начальную лавину осуществляется искаженным полем лавины. Суммарным результатом подобного процесса

является нагрев жидкости и рождение парового пузырька. Последнему способствует также ионный механизм Глезера, в результате действия которого положительные ионы, остающиеся в лавине после ухода электронов, ослабляют межатомную связь в микрополостях жидкой среды. Образовавшийся пузырек затем сохраняется некоторое время (до накопления объемного заряда на стенке) в стационарно-равновесном состоянии благодаря притоку энергии из разряда газа. В свою очередь, несмотря на малость микропузырька, разряд в нем может поддерживаться как за счет ионизации газа в пузырьке, так и благодаря поступлению электронов от стенок пузырька, где они образуются фотоионизацией (с вероятностью $\approx 0,02$ /9,13,15,16/), дезактивацией возбужденных атомов, бомбардировкой и нейтрализацией положительных ионов, кинетическая энергия которых в пузырьке может достигать 30 эв. Потому разрядный ток должен быть пропорционален объему газа в пузырьке, как величине источника фотонов, возбужденных атомов, ионов, электронов; т.е. ток должен иметь обратно пропорциональную зависимость от гидростатического давления. Качественно данный вывод согласуется с зависимостью, наблюдаемой как в работе группы Альвареса /1/, так и в более ранних работах /2-6/.

Способы исключения особых точек разряда на проводах

а) Устранение микрошероховатостей

Сильное влияние микроострий на развитие горячих точек на проводке выдвигает требование эффективной борьбы с этими неоднородностями. Одним из испытанных способов удаления микрошероховатостей, который с успехом используется при изготовлении газовых счетчиков, заключается в прогреве до красного каления натянутой нити на счетчике.

При этом нагреве материал нити рекристаллизуется, и поверхность становится идеально гладкой. Выгорают также различные поверхностные загрязнения. Хорошие результаты по очистке поверхности проводящих нитей и притуплению микроострий дает высокочастотный разряд при низком давлении.

б) Увеличение диаметра проволочки

Снижения относительной роли микровыступов в разряде можно добиться путем увеличения диаметра нити в счетчике до "оптимального" размера, величина которого может быть установлена из следующих соображений. Коэффициент размножения электронов в среде описывается, как известно, соотношением

$$n = \exp \left(\int_{r_0}^R a \, dr \right), \quad (7)$$

где a - первый коэффициент Таунсенда, который с хорошим приближением может быть представлен в следующем виде^{/7/}:

$$a \approx \nu \exp \left[- \frac{\nu \phi_i}{eE} \right]. \quad (8)$$

Здесь ν - число соударений электрона с атомами среды на сантиметре пути, ϕ_i - потенциал ионизации атомов, E - напряженность поля, r_0 - радиус нити и R - радиус корпуса счетчика. В случае идеальной поверхности нити поле равно:

$$E_0 = \frac{U}{r \ln R / r_0}, \quad (9)$$

а на выступе оно характеризуется формулой (1). Если подставить теперь в (7) выражения (1) и (9) и приравнять n_1 к n_2 , где n_1 - коэффициент размножения электронов в счетчике с идеальной нитью и n_2 - с нитью, имеющей микровыступы, то получим соотношение, устанавливающее связь между оптимальной величиной радиуса и рабочим напряжением:

$$\frac{\int_{r_0}^R \exp \left[- \nu \phi_i / \frac{eU}{r} \ln \frac{R}{r_0} \right] dr}{\int_{r_0}^R \exp \left[- \frac{\nu \phi_i}{\frac{eU}{r} \ln \frac{R}{r_0} \left[1 + \left(\frac{1}{g} - 1 \right) \frac{h^3}{(r - r_0 + h)^3} \right]} \right] dr} \approx 1. \quad (10)$$

При заданных величинах h , ν , R и ϕ_i - соотношение (10) можно решить численным методом и получить связь между r и U .

в) Покрытие проволоочки слоем диэлектрика со слабой проводимостью

Простая возможность устранения горячих точек на проволочке открывается с использованием покрытия ее слоем диэлектрика со слабой проводимостью.

Действительно, каждый участок такой нити будет работать в режиме самоограничения тока в разряде, как это имеет место, например, в работе ^{ис}самогасящихся счетчиков с большим сопротивлением. Очевидно, что сопротивление слоя на проволочке должно удовлетворять двум условиям:

$$r = RC > r_+ + r_- \approx r_+, \quad (11)$$

$$U_0 - U < Ri, \quad (12)$$

где r - постоянная времени слоя, R - его сопротивление и C - электрическая емкость, r_+ и r_- - время движения соответственно положительных ионов и электронов от нити до корпуса счетчика, U_0 - рабочее напряжение, U - напряжение гашения и i - минимальный ток разряда. Соотношение (11) отражает факт запаздывания восстановления потенциала в точке разряда относительно момента прихода в эту точку вторичных электронов, которые образуются на катоде под действием положительных ионов. Соотношением (12) устанавливается пороговая зависимость между U и i .

Для величин R и C можно записать следующие выражения:

$$R = \rho \frac{\ln(1 + \delta / r_0)}{2\pi\ell}, \quad (13)$$

$$C = \epsilon \frac{\ell}{2\ell n(1 + \delta / r_0)}, \quad (14)$$

где ℓ - длина нити, δ - толщина слоя, ρ и ϵ - удельное сопротивление и диэлектрическая постоянная слоя, r_0 - радиус проволочки.

Из (11), (13) и (14) следует:

$$\frac{10^{-12}}{4\pi} \rho \epsilon > r_+; \quad (15)$$

здесь ρ - в ом.см, τ_+ - в сек. Если в качестве сопротивления использовать, например, покрытие из стекла, у которого $\rho = 2 \cdot 10^{13}$ ом. см и $\epsilon = 5$, то из (15) будем иметь: $\tau_+ < 10$ сек. Это неравенство будет выполняться практически всегда при заполнении счетчика любой средой. Выражение (15) следует рассматривать как условие, которое при заданном τ_+ должно выполняться для электротехнических характеристик материала покрытия. Необходимая же толщина покрытия может быть установлена из величины R , которая находится из (12). Так, для покрытия из стекла толщина слоя должна быть < 1 мкм.

г) Заполнение счетчика одно- и многоатомной жидкостью

Выше мы видели определяющую роль фотопроцессов в образовании горячих точек на нити. Можно ожидать, что исключение или сильное подавление фотопроцесса должно заметно стабилизировать разрядные характеристики жидкостного счетчика, как это имеет место, например, в газовом самогасящемся счетчике. Этого можно достичь, если использовать в качестве рабочей среды многоатомную жидкость или смесь из много- и одноатомной жидкостей. Количество многоатомной добавки в смеси должно быть таким, при котором поглощение основной доли ультрафиолетовой радиации достигалось бы на длине нескольких длин свободного пробега электрона $n\lambda_1$. Закон поглощения радиации имеет вид

$$J = J_0 \exp[-\mu n\lambda_1], \quad (16)$$

где μ - коэффициент поглощения:

$$\mu = N\sigma. \quad (17)$$

Здесь N - число молекул многоатомной добавки в единице объема и σ - сечение поглощения этими молекулами ультрафиолетовой радиации. Для большинства многоатомных молекул $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-17}$ см². Поэтому, если принять в соответствии с (6) $\lambda_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ см и $n \approx 10^2$, то $J/J_0 \approx 10^{-2}$ будет достигаться при $\mu \approx 10^4$ см⁻¹, или при $N \approx 5 \cdot 10^{20}$ см⁻³. Это означает, что концентрация многоатомной добавки должна составлять $\approx 2\%$.

В качестве добавок или рабочей молекулярной среды могут быть использованы, например, жидкие метан, этан, этилен, пропан и кремний-органические жидкости. Перед использованием в счетчике или в нитяной камере эти жидкости необходимо тщательно очищать от электроотрицательных примесей, особенно от кислорода. Можно показать, исходя из вероятности прилипания электронов к молекулам, что концентрация электроотрицательных примесей не должна превышать величины C , определяемой выражением

$$C = \frac{1 - \exp\left[-\frac{\ln(1-w)}{\nu t}\right]}{h} \quad (18)$$

Здесь приняты следующие обозначения: w - вероятность образования электроотрицательных ионов за время t , h - коэффициент прилипания и ν - частота соударений электрона с молекулами жидкости за единицу времени - $\nu \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Так, например, если время сбора электронов на нить составляет $t \approx 10^{-7} \text{ сек}$, а потери за счет прилипания допустимы в пределах $w \approx 0,1$, то в случае примеси кислорода, для которого $h \approx 10^4$, концентрация должна быть $< 2 \cdot 10^{-3}\%$.

Биполярное импульсное и высокочастотное питание счетчика

а) Размножение заряда на одной нити

Интересная возможность открывается при непрерывном питании нити счетчика переменным полем - биполярными импульсами или высокочастотным напряжением - при выполнении определенных условий.

Пусть длительность полупериода колебания, или длительность биполярных импульсов,

$$T < \tau_-, \quad (19)$$

где τ_- по-прежнему означает время дрейфа электронов между нитью и корпусом счетчика. Тогда первичные электроны, образуемые частицей, под действием положительной полуволны поля вызовут около нити ионизацию и возбуждение среды. Во время следующей - отрицательной - полуволны поля положительные ионы от первой лавины нейтрализуются у

нити и с вероятностью $0,02^{1/16}$ вырвут из нее вторичные электроны. К этим электронам добавятся и другие электроны, которые образуются на нити возбужденными атомами с вероятностью $\approx 0,3^{1/16}$ и фотонами, а также электроны, возникающие в объеме жидкости за счет фотоэффекта и эффекта Пеннинга на метастабильных атомах. Вся совокупность вторичных электронов будет составлять γ -ю долю от числа тех электронов, которые собираются на нить в положительный полупериод поля. Величину γ будем называть воспроизводимостью вторичных электронов. Вторичные электроны под действием поля отрицательной полуволны будут удаляться от нити по закону

$$dr = \mu_- \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} dt \quad (20)$$

и за время $T < r_-$ отойдут на расстояние

$$r = \sqrt{r_0^2 + 2\mu_- \frac{U}{\ln \frac{R}{r_0}} T} < R \quad (21)$$

где μ_- — подвижность электронов в жидкости. В следующую полуволну напряжения эти электроны вновь вернуться к проволочке и повторят процесс размножения. При этом на нити будет накапливаться заряд, и за N циклов он составит величину

$$Q = e n_0 \exp Z \left[1 + \frac{\gamma \exp(2Z) [\gamma^N \exp(2NZ) - 1]}{\gamma \cdot \exp(2Z) - 1} \right]. \quad (22)$$

Парциальная часть заряда, образующаяся в N -ом цикле, равна

$$Q_N = e n_0 \gamma^N \exp [(2N+1)Z], \quad (23)$$

где

$$Z = \int_{r_0}^r a dr. \quad (24)$$

В этих формулах n_0 - число начальных зарядов, образуемых частицей, e - элементарный заряд, α - первый коэффициент Таунсенда и τ - определяется (21). Для практических вычислений по формулам (22) и (23) необходимо знать явный вид функций $\alpha = \alpha(E)$ и $\gamma = \gamma(E)$. Соотношение (22) позволяет сделать важный вывод о том, что если $\alpha = 0$, а $\gamma > 1$, то процесс размножения электронов в счетчике будет все же иметь место и величина заряда будет равна:

$$Q = en_0 \left[1 + \frac{\gamma(\gamma^N - 1)}{\gamma - 1} \right]. \quad (25)$$

Практически это означает, что такой счетчик может работать при пониженной напряженности поля, особенно в тех случаях, когда рабочая смесь по составу близка к смеси Пеннинга. Для этих смесей коэффициент γ обычно > 1 . Время нарастания поля в биполярных импульсах питания должно быть $\approx 10^{-8}$ сек, т.е. несколько меньше времени жизни возбужденных молекул.

После регистрации каждого импульса поле на счетчике должно быть снижено или полностью снято на время восстановления чувствительности.

Частота колебания высокочастотного поля, или цикличности биполярных импульсов, должна удовлетворять следующему соотношению:

$$f \geq \frac{1}{2\tau_-}, \quad (26)$$

где τ_- находится из (21) при $r \rightarrow R$ и $T \rightarrow \tau_-$:

$$\tau_- = \frac{R^2 - r_0^2}{2\mu_- U} \ln \frac{R}{r_0}. \quad (27)$$

Если, например, в счетчике $R = 0,4$ см, $r_0 = 10$ мкм, $U = 3 \cdot 10^3$ в и подвижность электронов в жидкости $\mu_- \approx 500$ см² в⁻¹ сек⁻¹, то $\tau_- = 3 \cdot 10^{-7}$ сек и $f \geq 1,6$ МГц.

Эффективность регистрации частиц в таком счетчике будет $\approx 0,5$ в силу равновероятного прохождения их в положительный и отрицательный полупериоды поля.

б) Размножение заряда на двух нитях

Принцип размножения электронов на одной нити может быть распространен на две и более нитей. Только в таком варианте полупериод поля T должен удовлетворять новому условию $\tau_+ > T > \tau_-$, где τ_- и τ_+ - время дрейфа электронов и положительных ионов между нитями. В этом счетчике обе нити будут взаимно усиливать коэффициент размножения электронов. Электроны, рожденные у одной нити, будут за время $\tau_- < T$ приходить на другую нить и дополнительно размножаться. Положительные же ионы в силу условия $\tau_+ > T$ будут нейтрализоваться у "своих" нитей. Суммарный заряд, накапливающийся на каждой нити за N циклов, будет иметь величину:

$$Q = e n_0 \exp Z \left[1 + \frac{\gamma^2 \exp(4Z) [\gamma^{2N} \exp(4NZ) - 1]}{\gamma^2 \exp(4Z) - 1} \right]. \quad (28)$$

Соответственно

$$Q_N = e n_0 \gamma^{2N} \exp[(4N+1)Z], \quad (29)$$

где Z по-прежнему выражается соотношением (24).

Из (28) видно, что при отсутствии прямой ионизации атомов - $\alpha=0$, - но при наличии вторичных процессов образования электронов - $\gamma > 1$ - суммарный заряд Q будет возрастать по закону

$$Q = e n_0 \left[1 + \frac{\gamma^2 (\gamma^{2N} - 1)}{\gamma^2 - 1} \right]. \quad (30)$$

Это означает, что двухнитяной счетчик, как и однонитяной, может работать при пониженном напряжении. Восстановление чувствительности счетчика после считывания каждого импульса должно достигаться временным понижением или снятием поля.

Частота поля питания должна удовлетворять условию

$$\frac{1}{2\tau_-} \geq f > \frac{1}{2\tau_+}, \quad (31)$$

или

$$\frac{\mu_- U}{(S^2 - r_0^2) \ln \frac{S}{r_0}} \geq f > \frac{\mu_+ U}{(S^2 - r_0^2) \ln \frac{S}{r_0}}, \quad (32)$$

где S - расстояние между проволочками.

Счетчик данного типа в силу одинаковости нитей будет способен регистрировать частицы с эффективностью ~ 1 .

Здесь уместно заметить, что непрерывное биполярное импульсное или высокочастотное питание двухнитяного счетчика будет полезным и в том отношении, что при $\gamma = 0$ амплитуда питающего напряжения может быть сделана существенно большей, чем при питании постоянным напряжением. Возможность усиления поля в первом случае представляется благодаря исключению из разряда вторичных электронов, образующихся на катоде и в объеме жидкости вдали от нити.

Можно отметить еще, что переменное поле в сочетании с постоянным полем слабой напряженности может сделать более разнообразным режим размножения электронов в нитяных счетчиках.

Краткие выводы

Рассмотрение физических процессов образования разрядов в нитяных жидкостных счетчиках показало, что микронеоднородности и микропузырьки газа на проволоке являются основными источниками порождения особых точек разряда.

Возникшие сейчас трудности в исследованиях со счетчиками жидкостного типа могут быть, по-видимому, отчасти преодолены путем использования нитей "оптимального" диаметра и покрытия их поверхностью тонким слоем диэлектрика со слабой проводимостью.

Представляется весьма перспективным использование в счетчиках в качестве рабочей среды многоатомных жидкостей и их смесей с одноатомными жидкостями.

Обнадеживающим можно считать путь создания счетчиков с питанием биполярными импульсами и высокочастотным полем. В этих счетчиках многократно усиливаются первичные и вторичные процессы обра-

зования и размножения электронов. Проверка принципа работы таких счетчиков наиболее просто может быть осуществлена на счетчиках с газовым заполнением.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Б.М. Понтекорво и Л.М. Сороко за обсуждение ряда вопросов, рассмотренных в работе.

Л и т е р а т у р а

1. S.E. Derenzo, D.B. Smith, R.G. Smith, H. Zaklad, L.W. Alvarez, R.A. Muller. Preprint URCL-20118, 1970.
2. Ч.М. Джуварлы, К.И. Иванов, М.В. Курлин, Р.А. Липштейн, Л.А. Мухарская. Электронизоляционные масла. Гостехиздат, М., 1963.
3. И.Е. Балыгин. Электрическая прочность жидких диэлектриков. Энергия, М.-Л., 1964.
4. Г.И. Сканави. Физика диэлектриков. (Область сильных полей). Гостехиздат, М., 1958.
5. K.C. Kao, J.H. Calder. Wood.Proc.Inst.Elect.Eng., 112, 597 (1965).
6. Г.Я. Смышляев, Н. Махов. Электричество, №1, 1937.
7. Д.И. Блохинцев, Б.М. Вул, Я.М. Парнас. ЖТФ, 10, 357 (1940).
8. Н.А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, М.-Л., 1950.
9. Дж. Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах. ИЛ, М., 1960.
10. Г.Н. Александров. ЖТФ, 28, 1769 (1956).
11. F.L. Mohler. Phys.Rev., 28, 46 (1926).
12. Huges McMillen. Phys.Rev., 39, 585 (1932).
13. Г.Н. Александров. Коронный разряд на линиях электропередачи. Энергия, М.-Л., 1964.
14. G.L. Weissler. Phys.Rev., 63, 96 (1943).
15. Э. Фюнфер, Г. Нейерт. Счетчики излучений. Гостехиздат, М., 1961.
16. Г. Месси, Е. Бархоп. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, М., 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1971 года.