

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

4221/83

15/8-83

P1-83-328

Н.С.Глаголева, А.Т.Матюшин,
В.Т.Матюшин, Н.Н.Нургожин*

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
НАРАСТАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
И РАЗМЕРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ
В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

* Институт физики высоких энергий АН КазССР,
Алма-Ата.

1983

Стримерные камеры возникли, развивались и до последнего времени работали при атмосферном или близком к нему давлении газа в рабочем объеме. Функционирование камеры как прибора с газовым разрядом осуществлялось в сравнительно узком диапазоне изменений $E/p / E$ - напряженность электрического поля, p - давление газа в камере/. Для регистрации стримерных следов, за исключением отдельных случаев применения усилителей света с относительно небольшим коэффициентом усиления, до сих пор используется метод прямого фотографирования треков частиц на пленку высокой чувствительности. Фоторегистрация следов становится возможной на стадии перехода лавины в стример, т.е. вблизи электрического пробоя рабочего зазора камеры. При описании газового разряда условием перехода лавины в стример служит известный критерий Ретера^{/1/}: найденное эмпирически постоянство величины $\alpha x_{кр}$ /где α - коэффициент ионизации, $x_{кр}$ - длина критической лавины/ и, следовательно, постоянство величины газового усиления $N = N_{кр} = e^{\alpha x_{кр}}$.

В работе^{/2/} дано физическое объяснение относительного постоянства $\alpha x_{кр}$ и предсказано изменение этой величины при расширении диапазона значений E/p на основе критерия, характеризующего плазменное состояние газа, когда дебаевский радиус экранирования становится много меньше радиуса головки лавины. При этом критический радиус головки соответствует диаметру стримера, регистрируемого фотографически при максимальных светосиле объектива и чувствительности пленки.

В работе^{/3/} экспериментально найдена зависимость диаметра стримера от его длины при переходе критической лавины в стример. Качественная модель развития стримеров в газе предложена в работе^{/4/}, влияние параметров высоковольтного импульса на геометрические и яркостные характеристики следов в камере оценено в работе^{/5/}.

Современные тенденции развития детекторов частиц в физике высоких энергий направлены на создание приборов с максимально высокими временным $\sim 10^{-10}$ с/ и пространственным ~ 10 мкм/ разрешениями. Достижение высокого пространственного разрешения в стримерных камерах связано с повышением давления рабочего газа и необходимостью регистрации более ранних стадий развития разряда, например, с помощью усилителей света с большим $\sim 10^4 - 10^5$ коэффициентом усиления. А это, в свою очередь, ставит вопрос о размерах электронной лавины в широких пределах изменений величины электрического поля, давления газа, а также чувствительности и разрешающей способности регистрирующих устройств. Возникает

необходимость обновления исходных предпосылок, поскольку критерий Ретера в этом случае приводит к оценкам, явно расходящимся с экспериментальными данными.

Так как регистрация лавин и стримеров производится, в основном, по их световому излучению, точнее, по интегральному /по времени и спектру/ воздействию этого излучения на регистрирующее устройство, то одной из важнейших характеристик камеры является световой выход, т.е. количество света, излучаемого лавиной или стримером за все время их существования. Величина светового выхода зависит от стадии и условий развития газового разряда и интенсивно растет с ростом газового усиления. А поскольку вместе с тем увеличиваются размеры светящихся объектов - электронной лавины, а затем и стримера, то законы нарастания их светового излучения, по-существу, определяют возможности улучшения локализации следов заряженных частиц в стримерной камере.

Исследование развития импульсного разряда в азоте^{/6,7/} показало, что излучение стримера продолжается и после снятия внешнего поля, причем оно не может быть объяснено послесвечением газа, возбужденного при прохождении фронта ионизации. Интенсивность свечения и характер его изменения во времени указывают на наличие процессов возбуждения и ионизации позади фронта.

В работе^{/8/} показано, что стример в воздухе продолжает существовать в отсутствие внешнего поля сравнительно длительное время /~35 нс/, и сделано предположение о том, что источником существования стримера при выключенном поле является электростатическая энергия, накопленная объемным зарядом головки. По оценкам авторов^{/8/}, N зарядов, содержащихся в сфере радиусом r , накапливают электростатическую энергию $/w_3 \cong q^2 N^2 / r \approx 10^{-8}$ Дж при $N = 10^8$, где q - заряд электрона/, величина которой почти на два порядка больше затраченной на образование N пар ионов, если считать потери на возбуждение и ионизацию газа на пути лавины приблизительно равными. Здесь не учитывался рост радиуса из-за электростатического расталкивания электронов, и величина энергии несколько завышена. Аналогичные оценки этой величины в неоне с учетом электростатического расталкивания электронов показывают, что она также на 1-2 порядка больше затрат энергии на возбуждение и ионизацию газа при атмосферном давлении, и существенно возрастает с повышением давления газа.

Качественная картина роста и затухания лавины под действием импульсного электрического поля представляется следующей. Если к концу импульса поля газовое усиление относительно мало $/N \approx 10^6$ при атмосферном давлении/, так что радиус головки лавины определяется диффузией^{/1/}

$$r_D = \sqrt{4Dt}, \quad /1/$$

/ D - коэффициент диффузии, t - длительность импульса поля/, то накопленная лавиной энергия пропорциональна N при прежних пред-

положениях относительно равенства потерь на возбуждение и ионизацию. Пропорционален N и световой выход - выход фотонов $N_{\Phi} \approx N^{1/2}$. Иными словами - поверхностная плотность фотонов, испущенных лавиной за все время ее развития и затухания,

$$\sigma = N_{\Phi} / 4\pi r_D^2 = N_{\Phi} / 16\pi Dt \sim N/Dt. \quad /2/$$

Учитывая, что $D \sim 1/p$, можно записать:

$$\sigma \sim Np/t, \quad /3/$$

и, считая, что дрейфовая скорость b - подвижность электронов/

$$w = bE/p, \quad /4/$$

найти:

$$\ln N = \alpha bEt/p, \quad /5/$$

$$\sigma \sim \alpha ENb / \ln N. \quad /6/$$

Если подвижность b постоянна, то величина $\alpha EN / \ln N$ - константа на этой стадии разряда для определенного значения σ . При данной длительности импульса поля радиус головки лавины, определяемый диффузией, является минимально-возможным при регистрации лавины в камере.

Если прикладываемое поле таково, что к концу действия импульса поля газовое усиление достаточно велико $/N > 10^6$ - атмосферное давление/, начинает возрастать роль электростатического расталкивания электронов. Радиус головки лавины, определяемый процессом расталкивания, равен^{/1/}

$$r_3 = (3qN / 4\pi\epsilon_0\epsilon\alpha E)^{1/3}, \quad /7/$$

/ q - заряд электрона, $\epsilon_0\epsilon$ - соответственно абсолютная и относительная диэлектрические постоянные/. Величины r_D и r_3 близки при

$$N / \ln N \sim 2 \cdot 10^7 (D_0 p_0 t / bp)^{1/2}, \quad /8/$$

где D_0 - коэффициент диффузии при давлении p_0 .

Как можно видеть, ввиду слабого изменения $\ln N$ величина N уменьшается с ростом давления и при сокращении длительности импульса поля.

Считая процессы диффузии и расталкивания независимыми и пренебрегая некоторым изменением значения D в электрическом поле, можно записать для результирующего радиуса головки лавины:

$$r^2 = r_D^2 + r_3^2,$$

/9/

и теперь, если по-прежнему $N_{\Phi} = N$, следовало бы ожидать относительного снижения прироста σ с увеличением N , чего в экспериментах не наблюдается /см., напр., /7/ /. Это можно объяснить тем, что с ростом r_3 растет и электростатическая энергия головки лавины. При достаточно резком выключении поля объемные положительный и отрицательный заряды лавины начинают интенсивно взаимодействовать друг с другом и нейтральным газом, приводя к его дополнительной ионизации и возбуждению, что сопровождается световой вспышкой уже после выключения поля. По оценкам /9/, взаимодействие зарядов приводит, по крайней мере, к удвоению их числа за счет колебательных движений электронов, остающихся в центральном поле ионов.

Все эти соображения и результаты упомянутых работ /6-9/ наталкивают на мысль о том, что при $r_3 > r_D$ электростатическая энергия играет ведущую роль в световом излучении лавины. Логично предположить, что световой выход развитой лавины и, соответственно, плотность фотонов пропорциональны этой энергии, т.е. число испущенных фотонов и их поверхностная плотность

$$N_{\Phi} \sim w_3 \sim N^2 / r_3, \quad /10/$$

$$\sigma = N_{\Phi} / 4\pi r_3^2 \sim N^2 / r_3^3. \quad /11/$$

Подставляя значение радиуса из /7/, можно найти:

$$\sigma \sim \alpha EN. \quad /12/$$

Отсюда следует, что одной и той же плотности фотонов должно соответствовать определенное значение произведения αEN . Эта величина по сравнению с /6/ характеризует несколько больший рост σ в зависимости от N , что, в общем, подтверждается в экспериментах /см., напр., /10/ /. Постоянство αEN - основной результат, вытекающий из предложенной энергетической модели.

Следует заметить, что для хорошо развитой лавины понятие электростатической энергии ее головки как собственной энергии заряда начинает терять смысл, когда области электронного и ионного зарядов в процессе развития перекрываются ($r_3 > 1/2a$). Но вследствие снижения величины a до $a_{3\Phi}^{1/1}$ момент перекрытия несколько отодвигается. Когда же он все-таки наступает, то образуется плазма, имеющая более низкий энергетический уровень, и избыток энергии зарядов при этом должен выделяться. Образование плазмы сопровождается ростом поля и ионизации. Сама же картина перекрытия областей может рассматриваться как классический случай дипольного приближения двух разноименно заряженных и слегка сдвинутых шаров /11/. Оценки энергии, потраченной на создание такого диполя в поле, по порядку величины такие же, как и для собствен-

ной энергии заряда. При образовании плазмы, как следует из работ /9,12/, энергия колебаний электронов и электростатическая энергия могут попеременно переходить друг в друга. Все это свидетельствует о том, что процессы возбуждения и ионизации в лавине остаются энергетически обеспеченными после выключения внешнего поля.

Изложенные выше соображения относятся к развитой лавине, которая может быть отождествлена в стримерной камере со стримером, развивающимся как устойчивое образование до длин порядка 10-12 мм. Собственно стример является нитеобразным проводящим каналом¹¹, и, как отмечено в /13/, за стример может быть принят след мощной лавины электронов, не являющийся в указанном смысле стримером¹¹, что, по-видимому, и имеет место для стримерной камеры.

Далее рассмотрены некоторые следствия, вытекающие из модели.

Регистрация светового излучения стримера производится через оптическую систему на светочувствительном слое. Плотность фотонов на слое при этом составит:

$$\sigma' = \frac{\tau (D/f)^2 \sigma}{4(1+\beta)^2} = \frac{\sigma}{4n^2(1+\beta)^2} = I\sigma, \quad /13/$$

где τ - коэффициент светопропускания объектива, f - его фокусное расстояние, D/f - относительное отверстие, β - коэффициент увеличения ($\beta < 1$), $\tau(D/f)^2$ - физическая светосила объектива, $n = f/D\sqrt{\tau}$ - значение его диафрагмы /число, обычно проставляемое /14/ на оправе объектива/. При $n = 2$ поверхностная плотность на фотослое $\sigma' = 0,05\sigma$. Для фотоматериалов высокой чувствительности почернение фотослоя на пороге регистрации наступает при $\sigma' \sim 10^9$ фот./см² /15/. Тогда $\sigma = \sigma' / 0,05 \sim 2 \cdot 10^{10}$ фот./см².

В общем случае для регистрации светового излучения лавины может быть использован электронно-оптический преобразователь /ЭОП/ или другой прибор с коэффициентом усиления яркости изображения G , тогда с учетом чувствительности пленки S выражение /13/ примет вид:

$$\sigma' \sim GS I \sigma = K\sigma, \quad /14/$$

и при неизменных G, S, I

$$\sigma' - \text{константа}. \quad /15/$$

Из /5/ следует:

$$\alpha E = \frac{p \ell n N}{bt}, \quad /16/$$

а из /7/ и /14/ для развитой лавины ($r_3 \gg r_D$) можно получить:

$$r^3 \sim r_3^3 \sim \left(\frac{bt}{p \ln N} \right)^2 \frac{1}{K} \quad /17/$$

Отсюда легко находится относительное изменение диаметра головки лавины /индексом "о" отмечены исходные условия работы камеры/

$$\left(\frac{d_0}{d} \right)^3 = \left(\frac{p b_0 t_0 \ln N}{p_0 b t \ln N_0} \right)^2 \frac{K}{K_0} \quad /18/$$

Расчеты показывают, что при реальных значениях входящих сюда параметров $\ln N$ меняется не слишком сильно. Пусть

$$\frac{\ln N}{\ln N_0} = \frac{C_0 - \Delta C}{C_0} = 1 - \frac{\Delta C}{C_0} \quad /19/$$

где $C_0 = \ln N_0$, $\Delta C = \ln N_0 - \ln N = \ln(N_0/N)$, тогда на основании /15/ $\alpha ENK = \alpha_0 E_0 N_0 K_0$ и, следовательно,

$$\frac{N_0}{N} = \frac{\alpha EK}{\alpha_0 E_0 K_0} = \frac{K b_0 t_0 p \ln N}{K_0 b t p_0 \ln N_0} \quad /20/$$

Логарифмируя это выражение и ограничиваясь первым членом разложения $\ln(\ln N / \ln N_0) = \ln(1 - \frac{\Delta C}{C_0})$ в ряд Тейлора, имеем

$$\Delta C = \ln \frac{K p b_0 t_0}{K_0 p_0 b t} - \frac{\Delta C}{C_0} \quad /21/$$

Подставляя в /19/ найденное отсюда выражение для ΔC , можно получить:

$$\frac{d_0}{d} = \left(\frac{p b_0 t_0}{p_0 b t} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{1}{C_0 + 1} \ln \frac{K p b_0 t_0}{K_0 p_0 b t} \right)^{2/3} \left(\frac{K}{K_0} \right)^{1/3} \quad /22/$$

Если принять, как обычно, что для неона $C_0 \sim 20$, а b - константа, то

$$\frac{d_0}{d} = \left(\frac{p t_0}{p_0 t} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{1}{21} \ln \frac{K p t_0}{K_0 p_0 t} \right)^{2/3} \left(\frac{K}{K_0} \right)^{1/3} \quad /23/$$

В соответствии с результатами работы /16/ средний диаметр стримеров в неоне $d_0 \approx 1$ мм при атмосферном давлении / $p_0 \approx 0,1$ МПа/, длительности импульса поля $t_0 = 18$ нс, чувствительности пленки $S_{0,85} = 1200$ ед. ГОСТ и относительном отверстии объектива $1:2,7$ / $\beta = 1:7$ /.

Таким образом, увеличивая давление неона в камере, сокращая длительность импульса поля /соответственно повышая его напряженность/, можно рассчитывать на уменьшение диаметров стримеров, имеющих одинаковую поверхностную плотность излученных фотонов / σ - константа / при прочих равных условиях ($K = K_0$).

Например, если $p = 0,5$ МПа /5 атм/, $t = 3$ нс, то

$$\frac{d_0}{d} = \left(\frac{0,5 \cdot 18}{0,1 \cdot 3} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{1}{21} \ln \frac{0,5 \cdot 18}{0,1 \cdot 3} \right)^{2/3} = 8,6; \quad d = 0,12 \text{ мм.}$$

Снижая порог регистрации /увеличивая K /, например, с помощью ЭОП, можно достичь дальнейшего сокращения диаметра стримеров в камере. Так, при $K = 1000 K_0$ / $G = 10^3$ / диаметр стримера составит всего 12 мкм.

Итак, соотношения /22,23/ устанавливают связь между основными параметрами. При этом предполагалось, что разрешение оптики и приборов усиления яркости неограничены. Реальные ограничения разрешающей способности приведут к ослаблению σ' до некоторой величины σ'_p из-за размытия изображения, что потребует увеличения σ за счет газового усиления лавины для достижения порога регистрации и соответствующего роста диаметра стримера в камере до значения d . При этом диаметр изображения стримера на фотослое возрастет с d до d_p , а восстановленный в объеме камеры /при реконструкции события/ диаметр увеличится до $d_p = d_p / \beta$.

При постоянном количестве фотонов N'_{Φ} , падающих равномерно на поверхность чувствительного слоя, $N'_{\Phi} = \sigma' \pi d^2 = \sigma'_p \pi d_p^2$, соотношение /15/ переписывается в виде:

$$\sigma'_p = \sigma' \left(\frac{d}{d_p} \right)^2 \sim K \sigma \left(\frac{d}{d_p} \right)^2 - \text{константа.} \quad /24/$$

Влияние разрешающей способности оптики - R_0 , фотослоя - R_{Φ} , усилителя яркости $R_{я}$, а также кружков нерезкости, обусловленных глубиной камеры H , биением пленки в फिल्मовом канале δ и дифракцией /длина волны λ /, можно учесть, полагая для простоты, аналогично /17,18/, что

$$d_p^2 = d^2 + \sum d_i^2, \quad /25/$$

где соответственно

$$d_1 = 1/R_0; \quad d_2 = 1/R_{\Phi}; \quad d_3 = 1/R_{я};$$

$$d_4 = H\beta^2/2n_{\Gamma}; \quad d_5 = \delta/n_{\Gamma}; \quad d_6 = 1,2\lambda n_{\Gamma}.$$

Тогда из /24/ и /25/ следует

$$\sigma'_p \sim K \frac{d^2}{d^2 + \sum d_i^2} \sigma = \frac{K}{1 + \sum (d_i/d)^2} \sigma \quad /26/$$

т.е. падение освещенности в реальном изображении эквивалентно снижению действующего значения коэффициента К до величины:

$$K_{эфф} = \frac{K}{1 + \sum \left(\frac{\partial_i}{d}\right)^2} \quad /27/$$

Для нахождения $K_{эфф.}$ и d помимо вычисления $\sum d_i^2$ необходимо совместное решение уравнения /27/ с /22/ или /23/.

Следует заметить, что из-за слабого светового излучения стримера его фотографирование производится при большом относительном отверстии объектива. Поэтому в камерах с большой глубиной / $H = 0,5-1$ м / средний диаметр регистрируемого стримера определяется в основном кружком размытия ∂_4 в /25/. В плоскости наводки на резкость $\partial_4 = 0$ и тогда диаметр регистрируемого стримера обусловлен разрешающей способностью, особенно для камер больших размеров /1,5 - 2 м и более/.

Например, для двухметровой камеры прямое фотографирование / $G = 1$, $K = K_0$ / при $\beta = 1:50$, $R_0 = 40$ лин./мм, $R_{\phi} = 50$ лин./мм

$$(\partial_3 \div \partial_6 = 0) \text{ дает } \sqrt{\sum d_i^2} = \sqrt{\sum (\partial_i/\beta)^2} = 1,6 \text{ мм.}$$

$$\left(\frac{1}{d}\right)^3 = \left(1 - \frac{1}{21} \ln \frac{1}{1 + \left(\frac{1,6}{d}\right)^2}\right)^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{1,6}{d}\right)^2} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{1,6}{d}\right)^2}$$

Отсюда видно, что стример в камере диаметром $d = 1,36$ мм будет зарегистрирован на пленке чувствительностью 1200 ед.ГОСТ в ви-

де кружка $\partial_p = \sqrt{\partial_0^2 + \partial_1^2 + \partial_2^2} = \sqrt{20^2 + 25^2 + 20^2} \approx 38$ мкм. Этому кружку в пространстве камеры будет соответствовать регистрируемый фактически диаметр $d_p = \partial_p/\beta = 38 \cdot 50 = 1900$ мкм = 1,9 мм. При этом

$$K_{эфф.} = 1 / \left(1 + \left(\frac{1,6}{1,36}\right)^2\right) = 0,4.$$

При использовании ЭОП приходится проявлять известную осторожность. Его применение для большой камеры может оказаться малооправданным. Так, например, для двухметровой камеры размеры мишени ЭОП /12x18 мм²/ определяют масштаб изображения ($\beta = 1/100$), а его разрешающая способность $R_{\text{я}}$ /25 лин./мм/ - величину

$$\sqrt{\sum d_i^2} \approx 4 \text{ мм/}. \text{ При прочих равных условиях, если } G = 100,$$

$$\left(\frac{d_0}{d}\right)^3 = \left(1 - \frac{1}{21} \ln \frac{100}{1 + \left(\frac{4}{d}\right)^2}\right)^2 \frac{100}{1 + \left(\frac{4}{d}\right)^2}$$

Отсюда следует, что диаметр стримера в камере $d \approx 0,7$ мм, т.е.

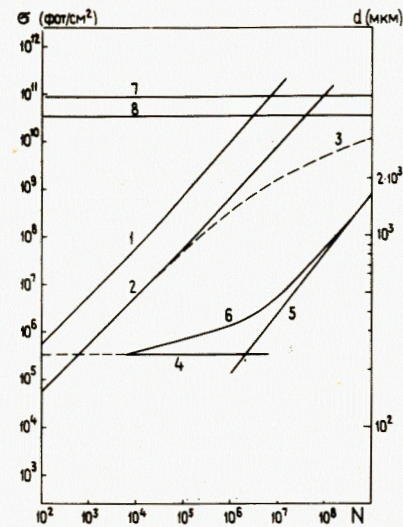


Рис.1

снижается всего лишь на 30%, а регистрируемый фактически $d_p \approx 4$ мм, т.е. больше, чем при прямом фотографировании, хотя посторонних засветок будет меньше из-за малого коэффициента газового усиления.

$$\text{При этом } K_{эфф} = 100 / \left[1 + \left(\frac{4}{0,7}\right)^2\right] \sim 3.$$

На рис.1 приведена расчетная зависимость поверхностной плотности фотонов σ /излучаемых лавиной и стримером с учетом электростатической энергии/ от величины газового усиления N при разных давлениях неона и фиксированной длительности импульса электрического поля /18 нс/. Кривая 1 соответствует давлению 1 МПа, 2 - 0,1 МПа. Пунктирная линия 3 - расчетная кривая без учета электростатической

энергии / $p = 0,1$ МПа/. Наглядно виден спад в нарастании интенсивности излучения, которого не отмечается в экспериментах /см., напр., /10/. Линии 7 и 8 соответствуют пороговым чувствительностям пленки $S_{0,85} = 1000$ и 2000 ед.ГОСТ и $\eta = 2$. Пороговая чувствительность была рассчитана с помощью фотометрического эквивалента для длины волны 0,6 мкм /1 Вт - 683 лм/ и, как видно из рисунка, она довольно близко совпадает с результатами работы /16/, хотя абсолютное значение оценивается лишь по порядку величины.

На этом же рисунке приведены расчетные зависимости диаметра лавины и стримера /шкала справа/ от газового усиления N , причем линия 4 - диаметр d_d , определяемый диффузией электронов за время полной длительности импульса поля, линия 5 - диаметр d_3 , определяемый электростатическим расталкиванием электронов, а линия 6 -

результатирующая величина $d = \sqrt{d_d^2 + d_3^2}$ при $p = 0,1$ МПа.

На рис.2 приведены расчетные зависимости средних значений диаметров стримеров в камере от давления неона при различных длительностях импульсов электростатического поля: 1,2,3 - соответственно 18; 5; 0,5 нс. Относительное отверстие объектива - 1:2, разрешающие способности фотослоя и оптики неограничены, чувствительность фотослоя $S_{0,85} = 1200$ ед.ГОСТ.

На рис.3 расчетные соотношения сопоставляются с известными экспериментальными данными по зависимости диаметра стримера от давления неона в камере при различных длительностях импульсов электрического поля. На рис.3а экспериментальные данные /16/ /крестики на прямой линии 3/ получены с помощью прямого фотографирования / $G = 1$, $\eta = 2,7$ / при фиксированной длительности импульса

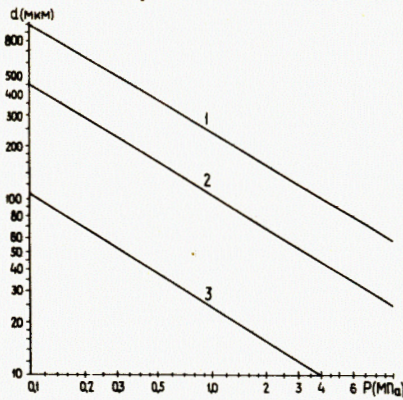


Рис. 2

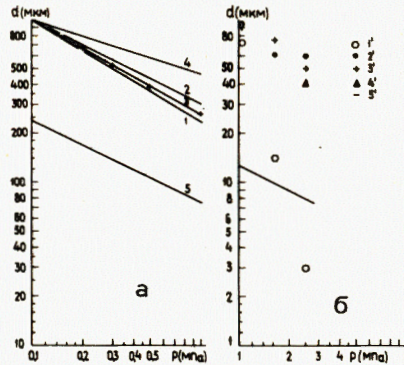


Рис. 3

/ $t_0 = 18$ нс/. Расчетная прямая 1 получена из уравнения /23/ при $K = K_0$, $t = t_0$, и соответствует идеальному фотографическому разрешению. Прямая линия 2 вычислена с учетом реального фотографического разрешения в камере / $\Sigma d_i^2 = 0,15^2 \text{ мм}^2$, $\beta = 1:7$ /. Линия 4 отвечает условию $\alpha x_{кр}$ - константа, и, как хорошо видно из рисунка, совершенно не совпадает с экспериментом. Линия 5 - расчетная величина диаметра d_d за время действия импульса поля.

На рис.3б экспериментальные данные /19/ /крестики 3'/ получены с помощью как прямого фотографирования /точка при $p = 1$ МПа, $p_r = 8$ / так и с усилителем яркости изображения / $G = 10^2$, $p = 1,6$ МПа, $G = 10^4$, $p = 2,5$ МПа/ при фиксированной длительности импульса поля / $t = 0,5$ нс/. Соответствующие расчетные точки 1' отвечают идеальному разрешению и расположены существенно ниже, однако учет реального разрешения по данным этой работы /50 мкм/ приводит к значениям 2', довольно близко совпадающим с экспериментальными. Точка 4' отвечает условию $\alpha x_{кр}$ - константа, линия 5' - расчетная величина диаметра d_d за время действия импульса поля.

На рис.4 приведены расчетные зависимости диаметра стримера / σ - константа/ d /сплошные линии/ и напряженности поля E /пунктирные/ от длительности импульса поля t при различных значениях давления неона в камере 1,1' - 0,1 МПа; 2,2' - 0,5 МПа; 3,3' - 1,0 МПа; 4,4' - 2,5 МПа, при прямом фотографировании; относительное отверстие - 1:2, чувствительность фотопленки $S_{0,85} = 1000$ ед.ГОСТ.

В работе /16/ экспериментально найдено, что при увеличении давления неона радиус регистрируемого стримера уменьшается приблизительно обратно пропорционально напряженности поля / t - константа/.

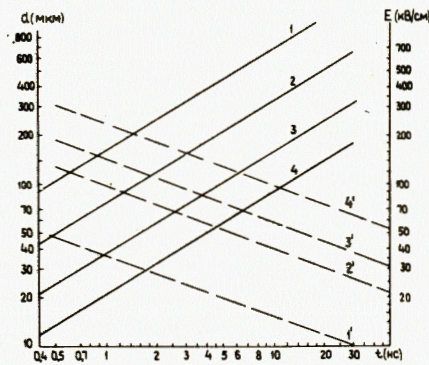


Рис. 4

Такую же зависимость можно получить из приведенных выше соотношений. Аппроксимируя зависимость α/p от E/p полиномом и ограничиваясь первым числом разложения, можно записать:

$$\alpha/p \sim (E/p)^m, \quad /28/$$

и при постоянных b, t

$$p \sim \frac{E^{\frac{m+1}{m}}}{(\ln N)^{1/m}},$$

что совместно с /18/ дает

$$\frac{d_0}{d} = \left(\frac{\ln N}{\ln N_0} \right)^{\frac{2(m-1)}{3m}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{2(m+1)}{3m}}.$$

Для неона в рабочем диапазоне изменений E/p $m \approx 2$, и первый сомножитель близок к единице, так как $\ln N$ изменяется не слишком сильно, а показатель степени достаточно мал / $\sim 1/6$ /, тогда $d \sim 1/E$.

В рамках модели хорошо объясняется рост излучения стримера при изменении напряженности поля. Так, в работе /20/ наблюдалось двукратное увеличение яркости регистрируемого стримера при трехпроцентном увеличении поля.

Расчетное значение прироста излучения в этих условиях с учетом /4/, /28/, если $dE/E = 0,03$, p и t постоянные, а $m = 2$, $\ln N_0 = 20$, как и ранее, составит:

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = (1 + \ln N)(m + 1) \frac{dE}{E} \approx 1,9.$$

В тех же предположениях объясняется более слабая зависимость излучения от длительности импульса / E и p постоянные/:

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = (\ln N) \frac{dt}{t}.$$

И, наконец, если изменяется давление / E и t постоянные/:

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = [m(1 + \ln N) - 1] \frac{dp}{p}.$$

Предложенная модель развита для камеры, рабочим газом которой являются неон или неон-гелиевая смесь. В рамках описанного механизма отношение диаметра стримера в неоне к соответствующему диаметру в другом газе, если их квантовые выходы равны, составит:

$$d_{\text{Ne}}/d_{\text{r}} = \sqrt[3]{(b_{\text{r}}/b_{\text{Ne}})^2},$$

где b_{r} и b_{Ne} - подвижности электронов в газе и неоне. При этом расчетные значения для водорода совпадают с экспериментальными^{/21/}.

Как видно, модель удовлетворительно описывает изменения диаметра лавины в стримерной камере. Это можно объяснить тем, что поперечные размеры определяются в основном радиальным полем лавины, учет которого производится^{/1/} в достаточном приближении постоянства α и w при интегрировании.

Определение длины лавины должно сопровождаться интегрированием при условиях роста радиального поля E_{r} во времени и его суммарного с основным полем E действия на величину αw . В элементарных функциях такие интегралы не выражаются, здесь могут быть применены результаты работ^{/2,5/}, где произведен учет роста E_{r} и соответствующий рост длин стримеров. Как показывает дальнейший анализ, относительные длины стримеров при этом $/r_{\text{кр}}$ - радиус критической лавины^{/21/}

$$l_{\text{co}}/l_{\text{c}} = \frac{r_{\text{кpo}}}{r_{\text{кр}}} \sqrt{\exp^A},$$

причем $A=0$, если порог регистрации остается постоянным. Последнее следует из сравнения с экспериментальными данными. Абсолютные значения длин стримеров, рассчитанные по^{/2,5/}, также соответствуют экспериментально определенным в^{/16/}.

Таким образом, рассмотренная в настоящей работе простая модель нарастания светового излучения и размеров электроной лавины в газе под действием импульсного электрического поля позволяет связать такие важные характеристики камеры, как величина газового усиления развитой лавины и уровень ее светового излучения при определенных размерах.

Модель не противоречит имеющимся экспериментальным данным, полученным при достаточно широком изменении /более порядка по E/p , и несколько порядков по G / условий работы камер и позволяет прогнозировать дальнейшее уменьшение размеров лавин в камерах.

Из полученных результатов следует, что в стримерной камере можно иметь размеры лавины, не превышающие нескольких мкм, разрешающая способность камеры при этом определяется чувствительностью и разрешающей способностью регистрирующих устройств /пока достигнуто ~ 40 мкм^{/19/} /.

В отличие от^{/1/}, модель базируется на относительном постоянстве доли энергии, преобразованной в световое излучение от энергии, запасенной лавиной при ее развитии, т.е. постоянстве "светового КПД" энергетического процесса развития лавины. Это, по-видимому, более естественное предположение, чем используемый в^{/1/} квантовый выход процесса, определенный как отношение числа фотонов к числу электронов в лавине, когда выход принципиально непостоянен и может достигать бесконечных значений, так как излучение происходит и без ионизации.

Оценки показывают, что "световой КПД" процесса - порядка 10^{-2} . Учитывая, что регистрация излучения осуществляется только в оптическом диапазоне длин волн, стример в неоне можно считать удовлетворительным преобразователем энергии в свет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. "Мир", М., 1968.
2. Матюшин А.Т., Матюшин В.Т. ОИЯИ, P13-5504, Дубна, 1970.
3. Davidenko V. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1969, 75, p.277.
4. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. ЖЭТФ, 1969, 56, 2, с.670.
5. Глаголева Н.С. и др. ОИЯИ, P13-7791, Дубна, 1974.
6. Вагнер К. В кн.: Электронные лавины и пробой в газах. "Мир", М., 1968, с.326.
7. Толль Х. В кн.: Электронные лавины и пробой в газах. "Мир", М., 1968, с.286.
8. Дуосон Дт., Винн У. В кн.: Электронные лавины и пробой в газах. "Мир", М., 1968, с.361.
9. Воробьев А.А., Руденко Н.С., Сметанин В.Н. Техника искровых камер. Атомиздат, М., 1978.
10. Caris L. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1968, vol.59, p.145.
11. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. /Пер. с англ. под ред. Я.А.Смородинского/. "Мир", М., 1966, том 5.
12. Михаловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Атомиздат, М., 1970, т.1.
13. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. Атомиздат, М., 1975.
14. Кулагин С.В. Проектирование фото- и киноприборов. "Машиностроение", М., 1971, с.41.
15. Мейкляр П.В. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. "Наука", М., 1972, с.210.
16. Володин В.Д. и др. ОИЯИ, P1-82-40, Дубна, 1982.
17. Bulos F. et al. SLAC-74, 1967.
18. Lecog P. et al. ECFA/LEP Working Group SSJ/11/5/27-3-1979.
19. Sandweiss J. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1982, vol.192, p.241.

20. Володин В.Д. и др. ОИЯИ, P13-5529, Дубна, 1970; ПТЭ, 1971, 5, с.62-65.
21. Rohrbach F. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1977, vol.141, p.229.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1983 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

<p>Глаголева Н.С. и др. Энергетическая модель нарастания излучения и размеров электронной лавины в стримерной камере</p> <p>Предложена качественная модель нарастания светового излучения и размеров лавины с увеличением газового усиления N в стримерной камере, основанная на пропорциональности светового излучения электростатической энергии, запасаемой лавиной при ее развитии. Из модели следует, что при неизменном пороге регистрации излучения величина $\alpha EN / a$ - первый коэффициент ионизации Таунсенда, E - напряженность электрического поля - константа. Полученные в рамках модели результаты не противоречат имеющимся экспериментальным данным и показывают, что размеры лавины в стримерной камере могут не превышать нескольких микрометров.</p> <p style="text-align: center;">Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.</p> <p style="text-align: center;">Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983</p>	<p>P1-83-328</p>
<p>Glagoleva N.S. et al. Electrostatic Avalanche Energy and Streamer Chamber Resolution</p> <p>A qualitative model is proposed of increasing light radiation and the size of an avalanche with increased gas amplification N in a streamer chamber based on the proportion of the light radiation of electrostatic avalanche energy. From the model it follows that the quantity αEN (α is the first Townsend coefficient and E is the pulsed electric field) is a constant at an invariable threshold of radiation detection. The results obtained within the framework of the model do not contradict the available experimental data and show that the size of the avalanche in the streamer chamber can be no larger than several microns.</p> <p style="text-align: center;">The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.</p> <p style="text-align: center;">Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983</p>	<p>P1-83-328</p>

Перевод О.С.Виноградовой.