

P13-2006-118

Б. Ж. Залиханов

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПРЕДЕЛЬНУЮ ЗАГРУЗКУ  
ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ  
КАМЕР

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

Залиханов Б. Ж.

P13-2006-118

Ограничения на предельную загрузку высокоскоростных пропорциональных камер

В работе приведены экспериментальные данные, отражающие некоторые особенности развития электронной лавины в узкозазорных высокоскоростных пропорциональных камерах, и результаты анализа влияния различных факторов на их предельную загрузку. Получено аналитическое выражение, которое определяет основные требования к электромеханике скоростных камер и условиям их работы для достижения предельного быстродействия и указывает, как оптимальным образом для этого выбрать параметры электронного канала.

Кроме того, из выражения вытекает важное следствие — суммарный заряд, приходящийся в единицу времени на единицу площади камеры, равный произведению предельной скорости счета на коэффициент газового усиления, есть величина постоянная.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Zalikhhanov B. Zh.

P13-2006-118

Limitations on the Maximum Load of Fast Proportional Chambers

The paper reports experimental data reflecting some specific development features of electron avalanche in narrow-gap fast proportional chambers and results of the analysis of the influence of various factors upon the maximum load of the chambers. An analytical expression is obtained which defines the main requirements on the electrical and mechanical systems of the fast chambers and on their operating conditions for achieving the maximum operation speed and indicates the optimum way of choosing the appropriate electron channel parameters.

In addition, from the expression there follows an important consequence that the total charge produced per unit time per unit area of the chamber, equal to a product of the maximum counting rate by the gas gain, is a constant.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

## ВВЕДЕНИЕ

Из исследований, посвященных изучению работы стандартных широкозональных пропорциональных камер, известно, что в зависимости от шага сигнальных проволочек и расстояния между электродами предельная плотность загрузки не превышает  $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . В таких камерах эффективный размер области лавинообразования равен примерно 1 диаметру анодной проволоки, а развитие электронной лавины завершается практически у поверхности анода. С ростом интенсивности регистрируемого потока частиц вблизи анода происходит накопление пространственного заряда, электрическое поле которого приводит к значительному ослаблению поля анода и, соответственно, к уменьшению газового усиления [1, 2].

В принципе узкозональные скоростные камеры являются логическим продолжением развития технологии и конструкции стандартных камер [2–5]. Поэтому проблемы, свойственные стандартным камерам, во многом присущи и узкозональным. Однако в силу некоторых отличительных особенностей распределения электрического поля и значения  $E/p$  вдоль пути дрейфа электронов влияние пространственного заряда на газовое усиление при высоких скоростях счета имеет несколько иной характер, чем для широкозональных камер.

Статистически распределенная загрузка, порядка  $10^7$ – $10^8 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ , приводит к наложению регистрируемых событий. Если не приняты специальные меры по обработке наложившихся сигналов, то электронный канал, находясь в зависимости от процесса формирования входных импульсов, может быть также серьезной причиной ограничения быстродействия всей системы.

### 1. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СКОРОСТНЫХ УЗКОЗАОННЫХ КАМЕР

**Область лавинообразования.** Распределение электрического поля при напряжении на камере 3,8 кВ в направлении от анодной проволоки к катоду показано на рис. 1, а [6]. Расчеты распределения электрического поля показали, что приведенное значение  $E/p$ , усредненное по пути дрейфа, для камер 2 и 3 (см. рис. 1) выше, чем в стандартной камере 1 более чем в 5–8 раз. Если за пороговое значение лавинообразования в газовой смеси ( $\text{CF}_4$ + изобутан) принять величину поля, равную 20 кВ/см (это следует из зависимости

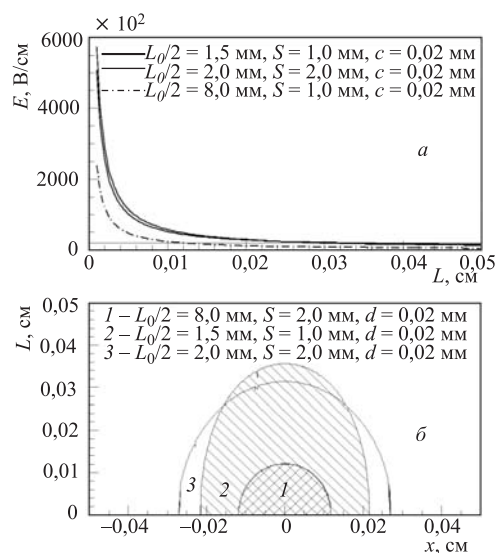


Рис. 1. а) Область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченная напряженностью поля 20 кВ/см б) распределение электрического поля в направлении к катоду

первого коэффициента Таундсена от напряженности поля), то при напряжении на камерах 3,8 кВ данное поле создается для стандартной камеры 1 на расстоянии  $d = 0,12 \text{ мм}$ , для камеры 2 — 0,35 мм, а для камеры 3—0,3 мм от анодной проволоки. Форма и площадь областей лавинообразования, ограниченных значением электрического поля в 20 кВ/см, показаны на (рис. 1, б). Для камеры с межэлектродным зазором 1,5 мм, в которой аноды с шагом 1 мм выполнены из проволоки диаметром 50 мкм, граничное значение поля 20 кВ/см находится на расстоянии 530 мкм от анодной проволоки.

**Амплитудные характеристики.** На рис. 2 приведены амплитудные спектры прошедших через камеру  $\beta$ -частиц (левые) и  $\gamma$ -квантов, поглотившихся в газовом зазоре камеры (правые) [7]. При напряжении на камере 2,2 кВ амплитудный спектр от  $^{90}\text{Sr}$  имеет форму распределения Ландау, а спектр от  $^{55}\text{Fe}$  определяет энергетическое разрешение камеры, равное 21 %. С ростом напряжения пропорциональность сигналов быстро нарушается. Непрерывное, но отличное по характеру изменение формы амплитудных спектров, полученных от разных источников, тем не менее, начиная с напряжения 3,5 кВ завершается практически полным их совпадением. Причем амплитудный разброс последних спектров равен 10 %, а зарядовое усиление при этом превышает  $2 \cdot 10^7$ . Наблюдаемое поведение амплитуды сигналов определяется в основном рабочим газом, в котором реализуется высокая плотность ионизации

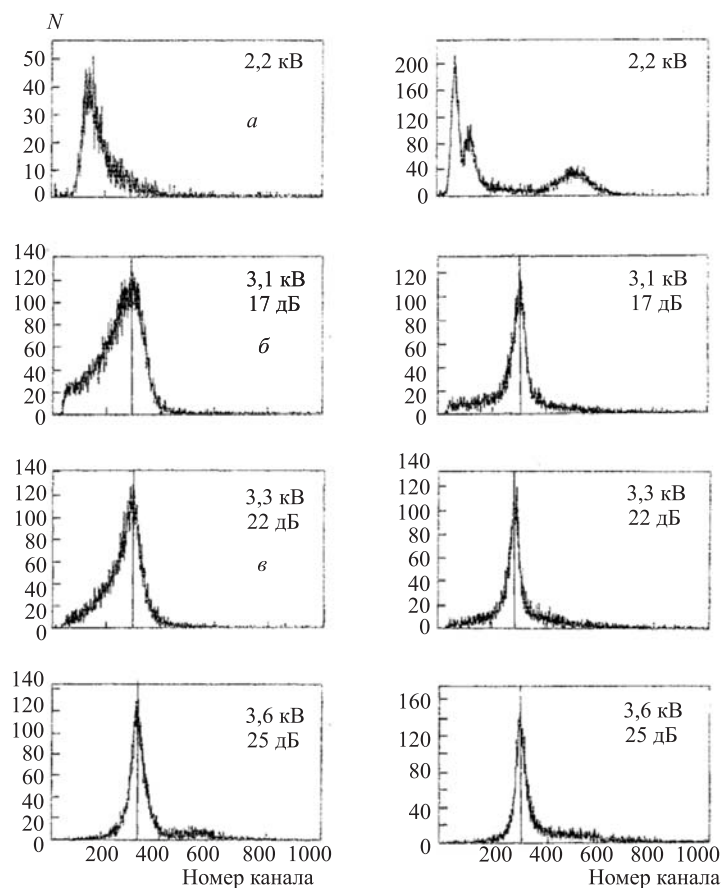


Рис. 2. Амплитудные спектры на аноде камеры от  $^{90}\text{Sr}$  (левые) и  $^{55}\text{Fe}$  (правые). Диаметр анода 20 мкм

(40 кластеров/см) [8], и высоким средним значением  $E/p$  в широкой области лавинообразования вокруг анодных проволок (рис. 1, б). Усиление насыщения амплитуды сигналов с анодных проволок с ростом напряжения свидетельствует, что плотность заряда ионов в лавине приближается к плотности заряда анодной проволоки или становится сравнимой с ней, т. е. влияние поля анода на развитие лавины резко ослабляется. Отметим, что наблюдаемое насыщение анодных сигналов не связано с сопротивлением, ограничивающим ток через камеру. Рост напряжения на камере до 3,8 кВ приводит к амплитудному скачку, который, как известно [9, 10], связывают с образованием стримера (рис. 3). Следует заметить, что формы амплитудных распределений

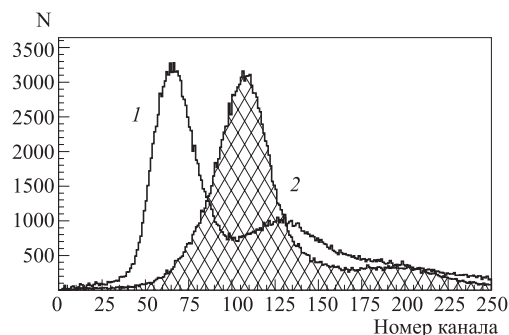


Рис. 3. Амплитудное распределение сигналов. Газ: 83 %  $\text{CF}_4$  + 17%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ,  $U_K = 3,8$  кВ; 1 — спектр катодных сигналов, ослабленный на 40 дБ; 2 — спектр анодных сигналов, ослабленный на 40 дБ

сигналов с анода и катода камеры различны [7]. Отношение средних значений амплитуд анодных и катодных сигналов в пропорциональном режиме равно 3. С ростом напряжения это отношение уменьшается и при  $U_K = 3,8$  кВ оно равно 1,5.

Для камеры с анодными проволоками диаметром 50 мкм амплитудные спектры, измеренные от источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ , приведены на рис. 4. Наличие вокруг анодной проволоки большой области лавинообразования приводит

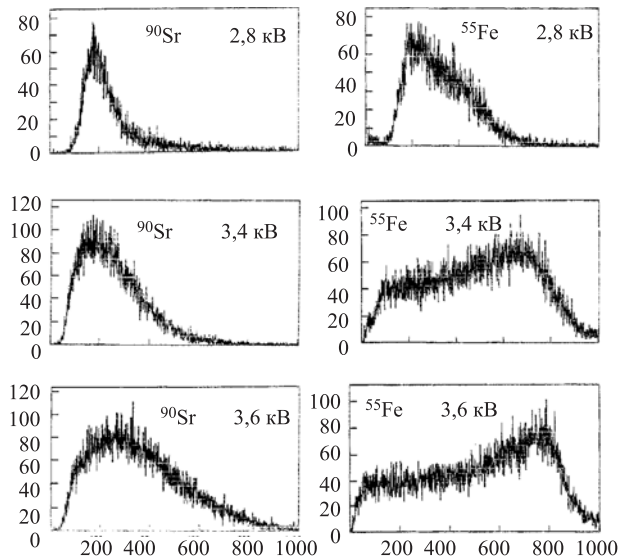


Рис. 4. Амплитудные спектры от  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$  при разных напряжениях на камере. Диаметр анода 50 мкм

к зависимости амплитуды сигналов от места образования первичной ионизации. Видно, что с увеличением напряжения наблюдается уширение амплитудных спектров. Причем форма спектров от источника  $^{55}\text{Fe}$  приближается к форме, характерной для плоских лавинных детекторов. Камера имеет протяженное плато эффективности (1,0 кВ), высокую скорость счета ( $10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ ) и может работать в пропорциональном режиме, что иллюстрируется амплитудными спектрами при напряжении 2,8 кВ.

Несмотря на перенасыщенный режим работы камеры, средние амплитуды (рис. 5) имеют тенденцию к постоянному росту и на конце плато эффективности становятся сравнимыми с токовыми характеристиками стримерного режима. Хотя имеется большая разница в количестве первичных пар ионов,

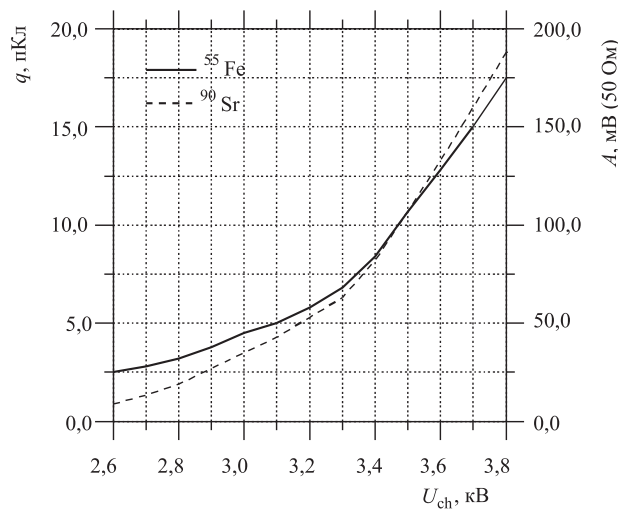


Рис. 5. Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{90}\text{Sr}$  в зависимости от напряжения на камере. Измерение выполнено непосредственно с анодной проволоки на осциллографе с  $R_{in} = 50 \text{ Ом}$

образуемых в камере источником  $^{55}\text{Fe}$  (в  $\approx 2,2$  раза больше, чем от  $^{90}\text{Sr}$ ), начиная с напряжения 3500 В амплитуда сигналов, соответствующая проходящим через камеру электронам, превышает амплитуду от поглощенных в газе  $\gamma$ -квантов. Начиная с напряжения 3300 В характер поведения газового усиления претерпевает очевидное изменение — проявляется резкий его рост, вызванный более быстрым нарастанием числа носителей заряда. Такое поведение газового усиления связано с ростом числа быстрых электронов (см. ниже временные характеристики). Для демонстрации степени газового усиления в камере правая шкала на рис. 5 соответствует значениям амплитуд,

измеренных непосредственно с сигнальных проволок с помощью осциллографа с входным сопротивлением 50 Ом.

С ростом газового усиления плотность заряда ионов в лавине приближается к плотности заряда анодной проволоки. При этом поле, созданное источником вблизи поверхности головки лавины, компенсируется полем пространственного заряда и газовое усиление падает. В результате амплитуда сигналов на аноде будет ограничиваться. Динамика данного процесса хорошо видна на амплитудных спектрах, приведенных на рис. 2 и 5. С напряжения на камере, равного 3,3 кВ, амплитуды сигналов начинают насыщаться. Амплитудный разброс анодных сигналов уменьшается и с напряжения 3,6 кВ разброс равен 10 %. Сильное насыщение амплитуды указывает, что поле пространственного заряда сравнимо с внешним полем или даже превышает его [7]. С напряжения 3,6 кВ камера практически теряет чувствительность к первичной ионизации. В работе [7] показано, что в этих условиях электронная лавина в целом переходит в колебательное состояние. Из рис. 6 видно, что частота колебаний на анодном и катодном сигналах совпадает. Направление движения поляризованного зарядового сгустка при его колебаниях определяется по полярности сигналов, индуцируемых электронным и ионным слоями на аноде и катоде соответственно.

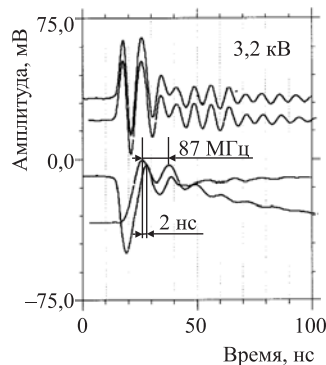


Рис. 6. Осциллограммы сигналов с анода, катода (нижние) и с контрольных проволок (верхние) в газовой смеси 85 % CF<sub>4</sub> + 13 % C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 2 % CO(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>. Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ

ции в газовой смеси изобутана их радиационная стойкость достигает  $\approx 10$  Кл/см<sup>2</sup> [4, 11, 12] и в 50 раз превышает радиационную стойкость стандартных камер [13].

Благодаря высокой плотности первичной ионизации в газе CF<sub>4</sub> ( $\approx 40$  Кл/см), большой области лавинообразования и высоким значениям ионизационных коэффициентов развитие лавины в сильном неоднородном поле прекращается, не достигая анода на  $\approx 5$ –20 мкм во всем диапазоне рабочего напряжения на камере. Это подтверждается оценками величины газового усиления [7] и приведенными выше экспериментальными результатами.

Прекращение развития лавины вдали от анода может служить объяснением высокой радиационной стойкости узкозазорных камер, заполненных газовой смесью 80 % CF<sub>4</sub> + 20 % C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>. Несмотря на работу камер в интенсивных потоках заряженных частиц  $\geq 10^7$  с<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup> при большой концентрации



**Временные характеристики.** На рис. 7, а, б приведены временные спектры, измеренные при разных напряжениях на камере. Обращает на себя внимание сильное изменение формы распределений. Спектр, полученный при

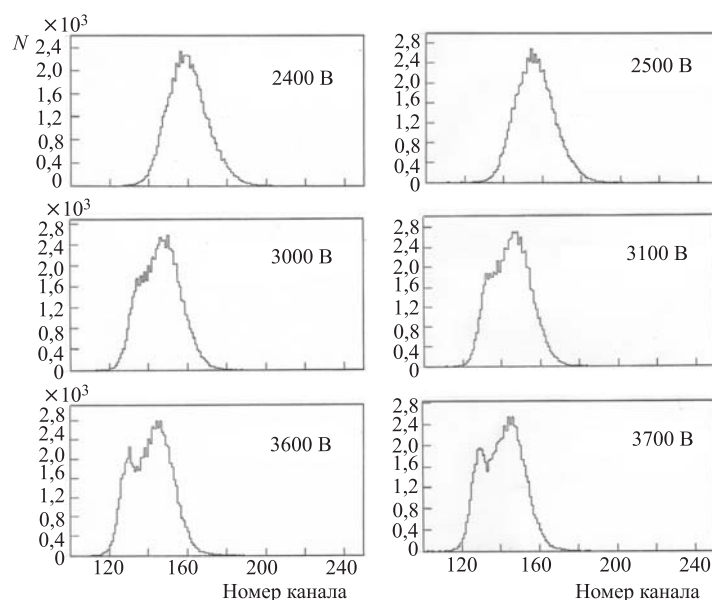


Рис. 7. Временной спектр сигналов с анода камеры при разных напряжениях

напряжении 2400 В, хорошо описывается распределением Гаусса и свидетельствует о том, что распределение электронов по скоростям приближается к максвелловскому. Распределение, полученное при напряжении 3,7 кВ, показывает явное нарушение максвелловского распределения и наличие в лавине двух групп электронов — быстрых и медленных. Известно, что основная часть электронов, имеющих в лавине, медленные [14]. Такие электроны, связываясь с ионами, экранируют фронтальные электроны от поля пространственного заряда и позволяют им с большей скоростью свободно дрейфовать к аноду камеры.

Разделение электронов по скоростям во временных спектрах начинается с напряжения 3,0 кВ и усиливается с его повышением. То, что быстрые электроны опережают основную часть электронов лавины, означает, что скорость дрейфа медленных электронов падает, и это подтверждается измерениями джиттера (рис. 8).

Изменение временного джиттера (полная ширина на полувысоте) в зависимости от напряжения на камере показано на рис. 8. Для анодного сигнала наблюдается слабое уменьшение величины джиттера с увеличением напряжения. Джиттер, достигнув минимума, вновь растет с напряжением. Рост

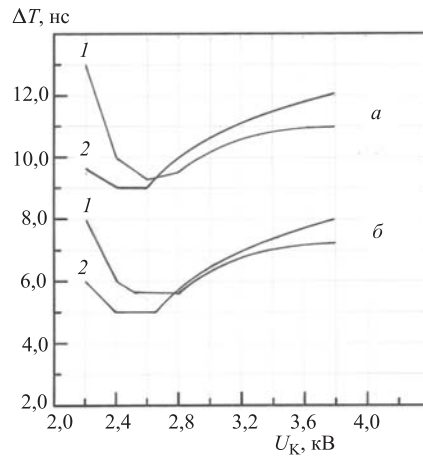


Рис. 8. Зависимость временного джиттера от напряжения на камере: 1 — для анодных сигналов; 2 — для катодных сигналов. а) Анод–катод 2 мм, шаг 2 мм; б) анод–катод 1,5 мм, шаг 1 мм

джиттера, начиная с напряжения 2,6 кВ, указывает на постоянное снижение скорости дрейфа электронов. Несколько отличное поведение джиттера наблюдается для сигналов с катода. Более крутое уменьшение джиттера и сдвиг его минимального значения вправо по напряжению определяются пороговыми эффектами компараторов, так как амплитуда катодных сигналов при малом газовом усилении меньше амплитуды анодных сигналов более чем в 3 раза. С повышением напряжения величина джиттера катодных сигналов выходит на плато. С ростом газового усиления в камерах наблюдается постепенное укорочение длительности анодных сигналов.

На рис. 9, а приведена фотография анодного сигнала от лавины в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при напряжении на камере  $\geq 3,7$  кВ. По сравнению с длительностью сигнала в пропорциональном режиме ( $\approx 25$  нс)

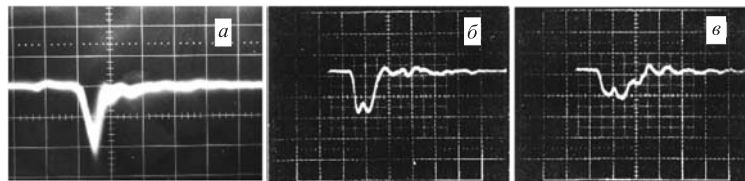


Рис. 9. Фотографии сигналов, поступающих непосредственно с анодной проволоки камеры: а) развертка — 5 нс/см; чувствительность — 100 мВ/см;  $U_{\text{ch}} = 3,7$  кВ; б, в) 5 нс/см; 20 мВ/см; газ — пентан;  $U_{\text{ch}} = 4,0$  кВ. Фотографии б и в взяты из работы [15]

длина анодного сигнала в режиме большого газового усиления уменьшается и становится равной  $\approx 5$  нс. Аналогичная ситуация проявляется в работе камер, исследованных группой Г. Шарпака [15]. Для сравнения на рис. 9, б, в приведены фотографии сигналов, взятые из указанной работы, на которых четко видно укорочение анодных импульсов, а также колебательные процессы в лавине.

**Камерная электроника.** В случае высоких нагрузок и высокого уровня фоновых событий в камере происходит наложение сигналов, образовавшихся в пределах их длительности. Такая же ситуация складывается в регистрирующей электронике, если время ее восстановления сравнимо или больше времени спада регистрируемых сигналов. Если не приняты специальные меры по обработке входных сигналов в электронном канале, то наложившиеся сигналы вызовут искажение амплитудной и временной информации, а также приведут к просчетам полезных событий. Не углубляясь в структуру специально разработанной электроники, приведем лишь ее возможности по обработке наложившихся сигналов в интервале 10 нс, которые представлены на рис. 10, а–в.

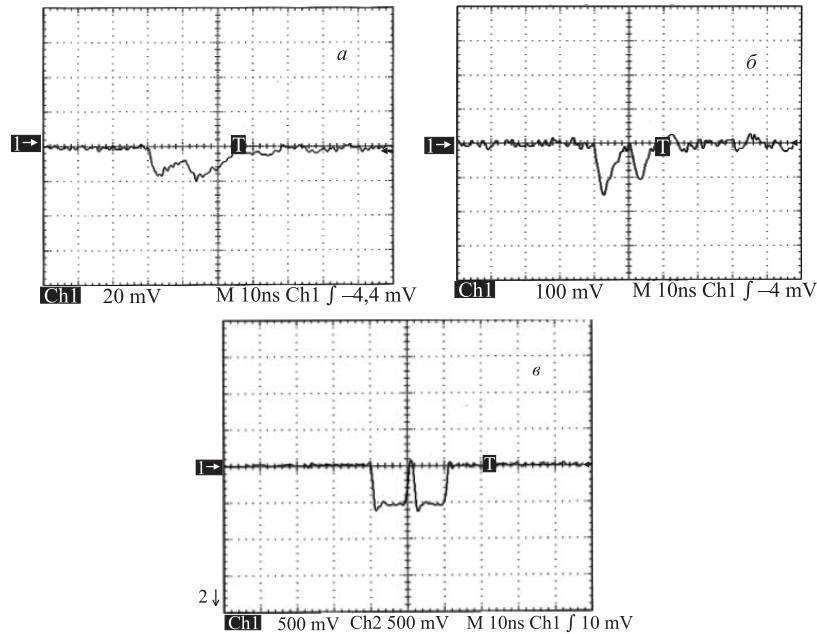


Рис. 10. Результат обработки наложившихся входных сигналов: а) сигнал на входе усилителя-формирователя после отражения от конца короткозамкнутого кабеля длиной 1 м, подключенного к его входу; б) сигналы на выходе усилителя-формирователя; в) сигналы на выходе дискриминатора

## 2. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ЯЧЕЙКИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ НА СКОРОСТЬ СЧЕТА

Как видно из рис. 10, *a–в*, длительность сигнала по основанию на выходе дискриминатора равна 10 нс, что позволяет работать координатной системе практически при загрузках до 100 мГц на одну проволочку. Однако при высоких загрузках вследствие медленного времени сбора ионов в камере скапливается положительный пространственный заряд, который, уменьшая поле вблизи анода, ослабляет газовое усиление. Для снижения данного эффекта необходимо обеспечить в камере по возможности малые времена сбора зарядов на соответствующие электроды.

Чтобы сократить время сбора электронов первичной ионизации, необходимо уменьшать шаг анодных проволок и расстояние между катодом и анодом, т. е. размер ячейки. Согласно работе [8], уменьшение размера ячейки снизит время дрейфа положительных ионов из области лавины к катоду и тем самым ослабит влияние пространственного заряда на поле анода. Малые размеры ячейки позволяют сократить не только время дрейфа ионов к катоду, но и увеличить их скорость дрейфа  $v = \mu E$  вследствие роста подвижности ионов  $\mu$  благодаря образованию вокруг анода большой области с сильным полем. Чтобы оценить влияние размера ячейки на скорость дрейфа ионов, прежде всего определим время сбора ионов на катод камеры. Для упрощения задачи будем считать, что ионы дрейфуют от анода перпендикулярно к катоду, т. е. по оси  $z$ . Так как движение ионов к катоду происходит в спадающем электрическом поле, время дрейфа иона от области лавины с точки  $z_0$  до катода можно представить выражением

$$t_i = \int_{z_0}^{Z_0} \frac{dz}{\mu_i E_z}, \quad (1)$$

где  $\mu_i$  — подвижность ионов;  $\mu_i E_z = v_{др}$  — скорость дрейфа ионов;  $Z_0$  — расстояние анод–катод;  $z_0$  — координата точки относительно анода, в которой заканчивается развитие лавины. Компоненту поля  $E_z$  определим из выражения, полученного в работе [17]:

$$E(x, z) = \frac{C U_K}{2\epsilon_0 s} \left( 1 + \tan^2 \frac{\pi x}{s} \tanh^2 \frac{\pi z}{s} \right)^{1/2} \left( \tan^2 \frac{\pi x}{s} + \tanh^2 \frac{\pi z}{s} \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

где  $s$  — шаг анодных проволок. Так как  $x = 0$ , то

$$E(z) = \frac{C U_K}{2\epsilon_0 s} (\tanh \frac{\pi z}{s})^{-1}, \quad (3)$$

где

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi Z_0/s) - \ln(2\pi r_0/s)} \quad (4)$$

— емкость на единицу длины анодной проволоки;  $U_K$  — напряжение на камере;  $r_0$  — радиус анода. Подставив выражение  $E(z)$  в (1), получим

$$t_i = \int_{z_0}^{Z_0} \frac{dz}{\mu_i E_z} = \frac{2\epsilon_0 s}{\mu_i C U_K} \int_{z_0}^{Z_0} \tanh \frac{\pi z}{s} = \frac{2\epsilon_0 s^2}{\pi \mu_i C U_K} \ln \frac{\cosh(\pi Z_0/s)}{\cosh(\pi z_0/s)}. \quad (5)$$

Если учесть, что  $\cosh(\pi Z_0/s) \gg 1$ , а  $z_0 \ll s$ , то выражение (5) можно упростить к виду

$$t_i = \frac{\epsilon_0 s Z_0}{\mu_i C U_K} \left( 1 - \frac{s \cdot \ln 2}{\pi Z_0} \right). \quad (6)$$

Таким образом, время дрейфа ионов пропорционально площади сечения ( $s \cdot Z_0$ ) ячейки камеры. Уменьшение ячейки в  $k$  раз приведет к сокращению времени дрейфа ионов в  $k^2$  раз. Но то, что при этом может существенно увеличиться скорость дрейфа ионов и тем самым ослабить эффект объемного заряда, очень проблематично.

Чтобы иметь представление о масштабах величин, связанных с ионным влиянием на внешнее поле, оценим значения поля пространственного заряда в области анода. Будем считать, что весь положительный заряд с плотностью  $\rho$  распределен по поверхности диска радиуса  $R = 120$  мкм и толщиной  $t \ll R$ , который расположен в месте остановки лавины на расстоянии  $z_0 = 20$  мкм от анодной проволоки. Основания для данного представления приводятся в работе [7].

Электрическое поле равномерно заряженного диска вдоль оси симметрии  $z$ , перпендикулярной к поверхности диска, определяется выражением

$$E_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ne}{S} \Omega, \quad (7)$$

где  $\Omega = S/z^2$  — телесный угол, под которым виден диск площадью  $S$ , находящийся на расстоянии  $z_0$ , из точки  $A$ , расположенной на анодной проволоке. Пусть ось  $z$  исходит из центра диска в направлении к аноду камеры. При  $n_i = 2 \cdot 10^6$  (см. [7]) в точке  $A$ , находящейся на расстоянии 20 мкм от центра диска, пространственный заряд создает поле, равное  $E_i = 7 \cdot 10^4$  В/см, а в точке, отстоящей от центра диска в направлении анода на расстоянии 10 мкм,  $E_i = 2,8 \cdot 10^5$  В/см. Поле, создаваемое источником на поверхности проволоки при напряжении на камере 2800 В, равно  $E(z) = 4 \cdot 10^5$  В/см, а на расстоянии 10 мкм —  $E(z) = 2 \cdot 10^5$  В/см. Так как  $E_i$  направлено противоположно внешнему полю, то ослабление внешнего поля между анодом и головкой лавины весьма существенно. Если диск сместится из своего положения в направлении к катоду на расстояние 100 мкм, то поле в точке старого положения диска станет равным  $E_i = 2 \cdot 10^3$  В/см и влияние пространственного заряда

на внешнее поле в области анода будет меньше 1%. Следовательно, влияние поля ионов на внешнее будет ничтожным, если, например, при загрузке камеры пучком с плотностью  $10^7 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$  ионы сместятся из области лавины к катоду на 100 мкм за время меньшее, чем длительность интервала между частицами пучка.

Для определения времени, необходимого для дрейфа ионов на расстояние 100 мкм, воспользуемся полученным выражением (6). Подвижность ионов может быть определена из выражения  $\mu_i = v_{др}/E$ . Скорость дрейфа в области приведенного электрического поля  $E/p = 1500\text{--}600 \text{ В/см}\cdot\text{торр}$  определяется аппроксимацией  $v_i = b E/P$  [16], где  $b = 270$ . При  $E/p \approx 190 \text{ В/см}\cdot\text{торр}$ , где  $E = 1,43 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ,  $v_i \approx 3,75 \cdot 10^4 \text{ см/с}$  и  $\mu_i \approx 0,26 \text{ см}^2/\text{с}\cdot\text{В}$ . Подставив значение подвижности в выражение (5) или (6), получим, что смещение ионов на 100 мкм происходит примерно за 300 нс. Это превышает средний интервал между частицами пучка, который, имея статистический характер, может изменяться как в большую, так и в меньшую сторону.

Из проведенных оценок следует, что при уменьшении размеров ячейки камеры рост скорости дрейфа ионов недостаточен для полного устранения эффекта пространственного заряда. Действительно, согласно исследованиям, проведенным группой Дж. Фишера [8] на макетных камерах при газовом усилении  $\approx 6 \cdot 10^4$ , было обнаружено, что в камере с шагом анода 1,27 мм, расстоянием анод–катод 1 мм и  $r_a = 5$  мкм амплитуда на аноде падает на 10% при интенсивности  $10^7 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$  и на 16% при  $2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$ . В то же время для камеры с шагом 0,79 мм, расстоянием анод–катод 0,635 мм и  $r_a = 4$  мкм никакого влияния пространственного заряда не наблюдалось вплоть до загрузок  $10^8 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$ . Согласно нашим измерениям, при коэффициенте газового усиления  $\approx 4 \cdot 10^5$  в камерах с шагом анода 1 мм, расстоянием анод–катод 1,5 мм и  $r_a = 10$  мкм эффективность камер падала с 99,6% только до 98% при интенсивности  $10^7 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$  [4]. Из этих данных следует, что за быструю эвакуацию ионов из области лавины к катоду ответственно какой-то иной механизм, за счет которого ионы удаляются на расстояние  $\geq 100$  мкм буквально за несколько нс. Подробно этот процесс рассмотрен в работе [18]. Здесь только отметим, что ионы быстро покидают область лавины благодаря электростатическим колебаниям двойного зарядового слоя (см. рис. 6), который образуется в головной части лавины за время ее развития. Высокая колебательная скорость ионов ( $\approx 10^7 \text{ см/с}$ ) и большая амплитуда колебаний ( $\approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ) практически полностью устраняют эффект пространственного заряда.

Согласно работе [8], с уменьшением размера ячейки реализуются еще два фактора для уменьшения влияния пространственного заряда на скорость счета примерно в  $k^2$  раз. Первый фактор  $k$  возникает из-за уменьшения толщины газа, что приводит к уменьшению ионизации на одну частицу и предельное значение пространственного заряда достигается при большей загрузке. Второй

фактор  $k$  возникает из-за роста числа анодных проволок на единицу площади и уменьшения потока частиц на одну проволоку.

Однако создание узкозазорных проволочных камер с малым шагом сигнальных электродов ограничено как геометрическими параметрами ячейки, так и статистическим характером процесса ионизации [8]. Первое ограничение следует из того, что невозможно беспрестанно уменьшать шаг анодных проволок. При шаге  $\leq 0,5$  мм и диаметре проволок, равном 20 мкм, электрическое поле в зазоре камеры начинает выравниваться и многопроволочная камера превращается в плоский счетчик. Использование в этом случае проволоки диаметром  $\leq 10$  мкм уменьшит эффективную область развития электронной лавины. Но в этом случае электростатические силы расталкивания между анодными проволочками компенсируются натяжением проволок при их длине не более 5–6 см при зазоре анод–катод 1 мм.

Что касается уменьшения зазора, то оно ограничено требованием эффективности счета порядка 99,8% для регистрации минимально ионизирующих частиц в газе при атмосферном давлении. Из известного выражения  $\eta = 1 - e^{-N}$  следует необходимость в зазоре образования камеры не менее шести одиночных кластеров первичной ионизации, т.е. минимальная толщина газового зазора зависит от средней плотности первичной ионизации в газовой смеси камеры.

Таким образом, верхний предел плотности потока частиц для заданного падения амплитуды сигнала (обычно на 10–20%), обусловленного пространственным зарядом, сильно зависит от размеров ячейки камеры. Как следует из приведенного выше, эта зависимость приблизительно обратно пропорциональна четвертой степени размера ячейки. Следовательно, уменьшение размеров ячейки в два раза позволит увеличить поток регистрируемых частиц приблизительно в 16 раз.

### **3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ СЧЕТА В УЗКОЗАЗОРНЫХ КАМЕРАХ**

Теоретические расчеты и результаты их экспериментальной проверки, связанные с зависимостью газового усиления от скорости счета в широкозазорных камерах, приведены в работах [1, 2]. Приведенные модели позволяют количественно оценить зависимость газового усиления от скорости счета, так как пространственный заряд, способный оказать влияние на внешнее поле, достигается непосредственно вблизи анода.

В узкозазорных камерах с анодными проволоками диаметром 20–50 мкм из-за больших значений  $E/p$  в области лавинообразования и особенностей их работы (см. разд. 1) скорость дрейфа ионов и их подвижность возрастают, а развитие лавины из-за быстрого нарастания пространственного заряда пре-

крашается, не достигая анодной проволоки [7]. В этом случае из-за быстрого уменьшения потенциала пространственного заряда с расстоянием его влияние на потенциал анода будет существенно меньшим, чем на распределенный потенциал источника питания в области головки лавины. Если внешнее поле на длине ионизации перед головкой лавины будет компенсировано полем пространственного заряда до пороговой величины, то развитие лавины прекратится. Место остановки лавины относительно анодной проволоки будет зависеть от величины газового усиления в камере. Чем больше газовое усиление, тем дальше от анода образуется критический заряд ионов и тем большая область вокруг анода будет экранирована. Частицы, попавшие в камеру в течение времени экранирования, не смогут создать лавины. Это значит, что скорость счета камеры должна быть в сильной зависимости от газового усиления в камере. Поэтому количественная оценка влияния пространственного заряда на скорость счета и газовое усиление должна проводиться с учетом особенностей развития лавины в узкоазорных камерах. Для камеры с шагом анодных проволок 1 мм и расстоянием катод–анод 1,5 мм была определена зависимость газового усиления  $M$  от напряжения на камере  $U_K$  из амплитудных характеристик, приведенных на рис. 5. Полученная зависимость показана на рис. 11. Различное поведение газового усиления в интервале напряжений связано с проявлением новых процессов в электронной лавине при газовом усилении  $> 10^7$  [7, 18]. Отметим только, что более крутое нарастание величины  $M$  (участок 1) отвечает пропорциональному и ограниченно-пропорциональному режимам работы камеры. Менее крутой участок 2 соответствует предстримерной области, в которой происходит лавинно-стримерный переход.

На основании приведенных в разд. 1 особенностей работы узкоазорной камеры условие прекращения развития лавины при нарастании поля пространственного заряда можно записать в виде

$$E(z) - |E_i| = E_{\text{пор}}, \quad (8)$$

где  $E(z)$  — внешнее поле вблизи головки лавины, которое, для упрощения модели, направлено по оси  $z$  из центра анодной проволоки к катоду (см. уравнения (2) и (3));  $E_i$  — поле пространственного заряда, направленное вдоль оси  $z$  к аноду;  $E_{\text{пор}} = 2 \cdot 10^4$  В/см — пороговое значение внешнего поля, после которого в газе  $\text{CF}_4$  развивается электронная лавина. Емкость на единицу длины анодной проволоки, определенная из выражения (4), равна  $7,2 \cdot 10^{-12}$  фм/м;  $U_K$  — напряжение на камере;  $Z_0 = 1,5$  мм — расстояние анод–катод;  $s = 1$  мм — шаг проволок;  $r_0 = 10$  мкм — радиус проволоки. Значение поля пространственного заряда, распределенного по поверхности диска с радиусом  $R = 120$  мкм [7] в непосредственной его близости, вычисляется с помощью выражения (7). В этом случае телесный угол  $\Omega = 2\pi$  и  $E_i = \rho/2\epsilon_0$ . Подставив сюда выражение для плотности ионного заряда в



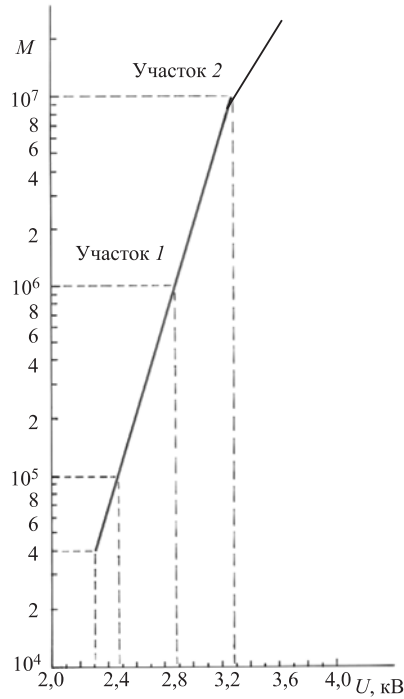


Рис. 11. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения в узкозазорной камере

лавине [2],

$$\rho = \frac{\epsilon_0 q N}{\mu_i C U_K}, \quad (9)$$

где  $q$  — заряд в лавине,  $N$  — скорость счета на анодной проволоке в единицу времени, получим

$$E_i = \frac{q N}{2 \mu_i C U_K}. \quad (10)$$

Запишем величину  $N$  в виде  $N = N_1 l$ , где  $N_1$  — скорость счета на единицу длины анодной проволоки длиной  $l$ , а заряд ионов представим в виде  $q = n_0 M e$ , где  $n_0$  — число электронов ионизации,  $M$  — коэффициент газового усиления, и перепишем выражение (10)

$$E_i = \frac{n_0 M e N_1 l}{2 \mu_i C U_K}. \quad (11)$$

Связь между коэффициентом усиления  $M$  и напряжением на камере  $U_K$  устанавливается уравнением прямой на рис. 11, отражающей зависимость

$\ln M(U_K)$ . Это возможно на основании экспериментальных данных [2, 19, 20], согласно которым как для коаксиальных, так и многопроволочных камер в ограниченной области примерно на 60% изменение коэффициента усиления  $\ln M$  является приблизительно линейной функцией  $U_K$ . В данной области при уменьшении коэффициента усиления из-за пространственного заряда величина  $(1/M)dM/dU_K$  — угловой коэффициент зависимости  $\ln M(U_K)$ , или скорость нарастания, остается постоянной. Исходя из этих данных, определим угловой коэффициент, отражающий скорость нарастания зависимости  $M(U_K)$ , приведенной на рис. 11:

$$\frac{\ln(M_2) - \ln(M_1)}{U_2 - U_1} = \frac{\ln(10^7) - \ln(10^5)}{3277 - 2462} = 5,651 \cdot 10^{-3} \text{ В}^{-1}. \quad (12)$$

Более медленный рост второго участка зависимости  $M(U_K)$  связан с изменением характера газового усиления и увеличением торможения электронов в лавине нарастающим полем пространственного заряда.

Используя угловой коэффициент, полученный в выражении (12), запишем уравнение зависимости  $M(U_K)$ :

$$\ln\left(\frac{M}{M_0}\right) = 5,651 \cdot 10^{-3}(U_K - U_0), \quad (13)$$

где  $U_0 = 2200 \text{ В}$  и  $M_0 = 4 \cdot 10^4$  — значения напряжения и газового усиления, когда влияние пространственного заряда на предельную скорость счета незначительно. Решив уравнение (13) относительно  $U_K$  и подставив его в (11), получим

$$E_i = \frac{n_0 M e N_1 l}{2 \mu_i C [1,77 \cdot 10^2 \ln(\frac{M}{M_0}) + U_0]}. \quad (14)$$

Заменив в уравнении (8)  $E_i$  полученным для него выражением (14) и решив его относительно  $N_1$ , окончательно получим зависимость скорости счета на единицу длины анодной проволоки от величины газового усиления

$$N_1 = \frac{2 \mu_i C [1,77 \cdot 10^2 \ln(\frac{M}{M_0}) + U_0]}{n_0 M e l} [E(z) - E_{\text{пор}}], \quad (15)$$

где  $l$  — длина анодной проволоки, а  $E(z)$  определяется из уравнения (3) и равно

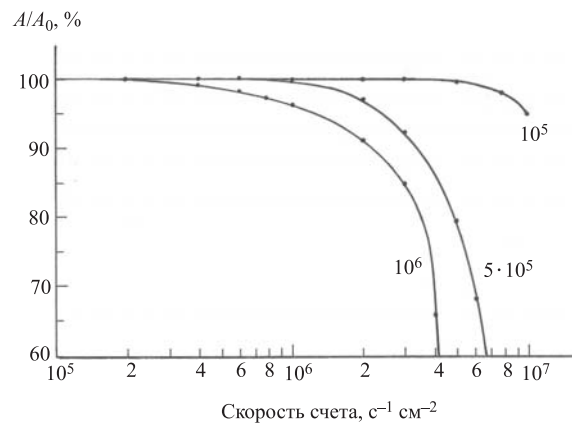
$$E(z) = \frac{C [1,77 \cdot 10^2 \ln(\frac{M}{M_0}) + U_0]}{2 \epsilon_0 s} \left( \tanh \frac{\pi z}{s} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Из соотношения (15) видно, что для повышения скорости счета необходимо использовать газ с высокой подвижностью ионов, уменьшать зазор между

электродами камеры для снижения первичной ионизации, работать с минимально возможным газовым усилением и, наконец, использовать в камере более толстую проволоку, чтобы иметь большее значение емкости на единицу ее длины, или, что то же самое, обеспечить высокую плотность зарядов на анодных проволоках ( $C \cdot U_K$ ). Из приведенных условий следует, что многопроволочная камера в пределе переходит в лавинный плоский детектор, скорость счета которого равна  $2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$  [21]. Геометрические параметры камеры в неявном виде содержатся в удельной емкости и напряженности электрического поля.

При заданной скорости счета определяется предельное значение газового усиления в камере, из которого вытекают основные требования к камерной электронике — частотный диапазон, уровень шумов и коэффициент преобразования.

На рис. 12 показано поведение скорости счета при разных значениях газового усиления в камере с шагом анодных проволок 1 мм и расстоянием анод–катод 1,5 мм. Диаметр анодных проволок 20 мкм. Измерения проведены



существенное влияние на скорость счета и выражается в сильном падении амплитуды под влиянием нарастающего пространственного заряда.

На рис. 13 приведены две зависимости предельной скорости счета от величины газового усиления. Обе зависимости получены из выражения (15) для камеры с приведенной выше геометрией. Прямая 1 соответствует скорости

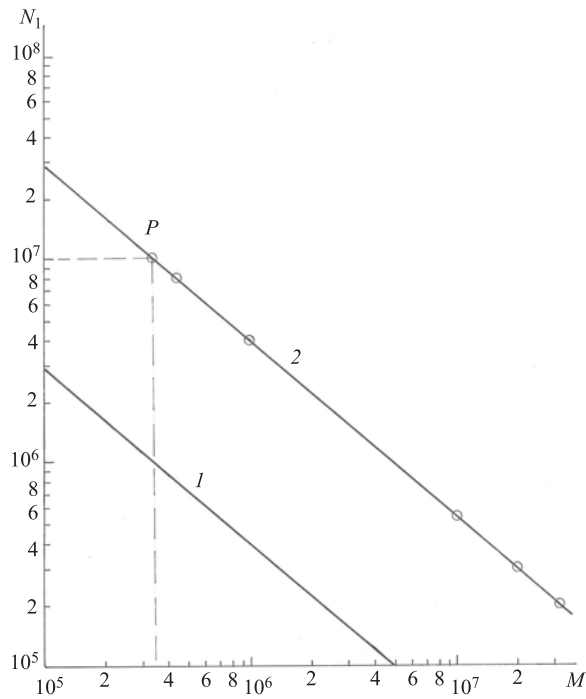


Рис. 13. Зависимость предельной скорости счета от величины газового усиления в узкозасорной камере

счета на сантиметр анодной проволоки от величины газового усиления в камере. Зависимость 2 отражает скорость счета, приведенную на  $1 \text{ см}^{-2}$  камеры. Светлые точки на линии 2 соответствуют экспериментальным измерениям при постоянном потоке с плотностью  $10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . Точка P на прямой 2 соответствует предельному газовому усилению, при котором камера способна эффективно работать при загрузке  $10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . Из сравнения экспериментальных и расчетных результатов следует, что выражение (15) хорошо отражает поведение предельной скорости счета узкозасорных камер в зависимости от газового усиления.

Из выражения (15) вытекает очень важное следствие — суммарный заряд, образующийся в единицу времени на единицу площади камеры, равный

произведению предельной скорости счета на коэффициент газового усиления, есть величина постоянная. В нашем случае он равен  $N_1 \cdot M \cdot e \approx 6 \cdot 10^{-7}$  Кл  $\cdot$  с $^{-1}$  см $^{-2}$ . Превышение этого значения, например, увеличением загрузки или за счет газового усиления приведет к насыщению и резкому ограничению скорости счета.

В заключение выражаю глубокую благодарность доктору физико-математических наук А. Ф. Писареву за ознакомление с рукописью и полезные замечания.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Breskin A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1975. V. 124. P. 189.
2. *Smith G. C., Mathieson E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-34, No. 1. P. 410.
3. *Kalmar H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 307. P. 279.
4. *Gushcin E. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 351. P. 345.
5. *Komarov V. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 553. P. 179.
6. *Petrus A. Yu., Zalikhanov B. Zh.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 485. P. 399.
7. *Залиханов Б. Ж.* // Письма в ЭЧАЯ. 2006. № 2(131). С. 81.
8. *Fischer J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 238. P. 249.
9. *Alekseev G. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1978. V. 153. P. 157.
10. *Atac M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 205. P. 113.
11. *Henderson R. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. NS-34. No 1. P. 528.
12. *Henderson R. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1988. NS-35. No 1. P. 477.
13. *Заневский Ю. В.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
14. *Энгель А.* Ионизованные газы. Пер. с англ. М.: ГФМЛ, 1959.
15. *Majewski S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 217. P. 265.
16. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
17. *Sauli F.* Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN 77-09. 1977.
18. *Залиханов Б. Ж.* // Письма в ЭЧАЯ. 2006. № 3(132). С. 118.

19. *Sipila H., Vanha-Honko V.* // Nucl. Instr. Meth. 1978. V. 153. P. 461.
20. *Mathieson E.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 249. P. 413.
21. *Gaukler G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1977. V. 141. P. 115.

Получено 17 августа 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 09.11.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,54. Тираж 315 экз. Заказ № 55541.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)