

**ПЛАЗМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ РАЗРЯДА  
В ПРОВОЛОЧНЫХ КАМЕРАХ  
В РЕЖИМЕ БОЛЬШОГО ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ**

*Б.Ж.Залиханов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1194
ЦЕЛЬ РАБОТЫ	1196
ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ	1197
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА	1199
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАМЕРАХ	1200
ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕР	1204
Амплитудные характеристики.	1204
Временные характеристики.	1208
Счетные характеристики.	1211
ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАВИНЫ ОСЦИЛЛОГРА- ФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ	1213
РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ	1214
Временная корреляция сигналов.	1214
Время развития лавины.	1230
Электростатические колебания ионов и ионный звук.	1231
Формирование стримера и механизм его прорастания к катоду.	1239
ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО РЕЖИМА	1250
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1253
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1256

# ПЛАЗМЕННЫЙ МЕХАНИЗМ РАЗРЯДА В ПРОВОЛОЧНЫХ КАМЕРАХ В РЕЖИМЕ БОЛЬШОГО ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ

*Б.Ж.Залиханов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изложены результаты исследований проволочных камер в области газового усиления, соответствующего образованию в электронной лавине стримера.

Впервые экспериментально продемонстрирована динамика развития лавины и ее трансформирование в плазменное образование, в котором проявляются качественно новые характеристики, позволяющие определить необходимые условия для формирования стримера и его прорастания в направлении к катоду.

Полученные результаты могут быть использованы для развития методики физического эксперимента и в физике газового разряда.

The paper reports the results of investigating wire chambers in the gas amplification region corresponding to formation of a streamer in the electron avalanche.

The avalanche development dynamics and transformation of the avalanche into a plasma stuff is shown for the first time. This plasma stuff exhibits qualitatively new characteristics that allow one to determine the necessary conditions for the formation of a streamer and the mechanism for its spreading towards the cathode.

The results of this investigation can be used for developments of physics experiment techniques and in gas discharge physics.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Из классификации различных типов и областей газового разряда в неоднородных электрических полях следует, что таунсендовский разряд переходит либо в коронный разряд (режим Гейгера — Мюллера), либо в самогасящийся стримерный разряд. Переход разряда в тот или иной режим зависит как от состава газа, в котором происходит разряд, так и от геометрических параметров камеры [1—4].

Известно, что для перехода таунсендовского разряда в коронный решающую роль в развитии лавины играет фотоионизация. В этом случае полный коэффициент газового усиления, выражаемый соотношением [5]:

$$M_\gamma = M + M^2\gamma + M^3\gamma^2 + \dots = \frac{M}{1 - M\gamma}, \quad (1)$$

может значительно превосходить коэффициент газового усиления таунсендовской лавины  $M$ , так как вероятность появления фотоэлектрона  $\gamma$  на один вторичный электрон растет с повышением напряжения.

С увеличением количества гасящих примесей и повышением напряжения таунсендовский разряд в камере переходит в самогасящийся стримерный разряд. В отличие от стримерного разряда в однородном поле стример, образующийся в неоднородном поле вблизи анодной проволоки, в процессе движения к катоду достигает области с низкой напряженностью электрического поля и прекращает свое существование. В отношении механизма перехода таунсендовской лавины в стримерный разряд в неоднородном поле мы можем представить себе лишь качественную картину развития разряда, которая базируется в основном на стримерной теории, предложенной Лебом и Миком для однородного электрического поля [6]. Предполагается, что здесь, так же, как и для области Гейгера — Мюллера, решающую роль в создании вторичных лавин играют фотоны, образующиеся в процессе развития первичной лавины и способные ионизировать молекулы газа. Если электрическое поле лавины оказывается порядка внешнего поля, то их суперпозиция даст поле, существенно более сильное на оси лавины, чем сбоку от нее. Поэтому преимущественно будут развиваться лавины, возникающие вблизи оси первичной лавины. Эти вторичные лавины будут вливаться в первичную и образовывать стример [7].

Реальность такого механизма как для однородного, так и для неоднородного электрического поля до сих пор не получила экспериментального подтверждения и постоянно подвергается сомнению. Факт ионизации газа коротковолновым излучением лавины с числом носителей заряда, близким к критическому ( $N_{кр} \approx 10^8$ ), был зарегистрирован Ретером [8]. Последующие исследования фотоионизации светом от лавин [9,10] показали, что коротковолновое излучение характеризуется очень высоким коэффициентом поглощения  $\mu = (200 \div 600) \text{ см}^{-1}$  и относительно низким выходом фотонов на один вторичный электрон ( $N_{ф} \leq 10^{-3}$  при  $E/p \leq 100 \text{ В/см}\cdot\text{Торр}$ ). При этом с увеличением давления газа наблюдается уменьшение  $N_{ф}$ , связанное с тушением возбужденных атомов и молекул [11]. Очевидно, что данные значения, характеризующие выход ионизирующего излучения из разряда и поглощение его в газе, свидетельствуют не в пользу механизма фотоионизации. Для создания вторичных электронов фотоны должны пролететь из головки первичной лавины в направлении к катоду на расстояние не меньше, чем длина лавины, т.е.  $\sim 200$  мкм, в то время как длина их поглощения в газе составляет  $(20 \div 40)$  мкм.

Высокая степень локализации лавины в СГС-режиме относительно оси лавины, продемонстрированная в работе [12], также свидетельствует о сильном подавлении процесса фотоионизации: в противном случае перед пере-

ходом лавины в стример фотоны с большей вероятностью образовали бы вторичные электроны вдоль анодной проволоки, т.к. в этом случае требуется в 2—3 раза меньшая длина пробега. Возможность такого механизма следует из результатов исследования характеристик камеры, работающей в предстримерном режиме [13]. Было показано, что электрическое поле возле анодной проволоки за пределами развивающейся лавины не испытывает экранировки пространственным зарядом и практически сохраняет свое значение.

Предполагают, что затравочные электроны для вторичных лавин, формирующих катодонаправленный стример, могут рождаться и в результате реакций ассоциативной ионизации типа  $A + A^* = A_2^+ + e^-$ , протекающей в хвосте лавины. Ионизация такого типа наиболее эффективна, когда потенциал ионизации атома сравним с энергией диссоциации молекулярного иона [14]. Источником вторичных лавин может быть и ступенчатая ионизация при столкновениях электронов с возбужденными атомами, число которых растет с увеличением электрического поля в камере [15]. В результате ионизация атомов или молекул совершается многочисленными медленными электронами, содержащимися в сильной лавине. Возможность включения такого механизма следует из того, что сечение ионизации возбужденных атомов и молекул электронами велико по сравнению с сечением ионизации атомов и молекул, находящихся в основном состоянии [15].

Протекание приведенных выше процессов в мощных лавинах с газовым усилением  $> 10^7$  вполне реально [14]. Однако рассмотрение их в качестве источников, обеспечивающих вторичные электроны за головкой лавины, требует экспериментального подтверждения.

## 2. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью настоящей работы является получение и анализ данных о развитии электронной лавины в области между ограниченно пропорциональным и самогасящимся стримерным режимами в различных газовых молекулярных смесях. Присутствие в камере сложных газов приводит к тому, что разряд идет только в одну стадию за счет ионизации электронным ударом, а влияние фотонного механизма устраняется.

Данная область интересна по следующим соображениям: развитие лавины в проволочных камерах имеет очень малую, но конечную длительность, и до тех пор, пока электроны не уйдут на анод, концентрация положительного и отрицательного заряда в лавине практически одинакова. С ростом газового усиления плотность заряда в лавине растет, и, когда она достигает определенной величины, начинают проявляться электрические силы, связывающие заряды противоположных знаков. Поскольку ионы и электроны в лавине дрейфуют в противоположных направлениях с разной скоростью, то дрейф в

лавине неизбежно приводит к разделению зарядов и к возникновению электрического поля, стремящегося устранить возникшее разделение. Влияние внешнего электрического поля, стремящегося разделить связанные заряды, с ростом усиления будет существенно ослабляться из-за возрастающего экранирования зарядов внутри лавины. Глубина проникновения внешнего электрического поля в область, занятую зарядами, определяется выражением [16]:

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{r_D}}, \quad (2)$$

где  $E_0$  – напряженность поля вне лавины;  $E$  – напряженность поля на расстоянии  $x$  от границы лавины;  $r_D$  – радиус Дебая, характеризующий расстояния, на которых возможны разделения зарядов в лавине с плотностью и тепловой энергией электронов  $n$  и  $kT_e$  соответственно ( $T_e$  – температура электронов, понимаемая не в строгом смысле, а, скорее, как величина, характеризующая среднюю тепловую энергию электронов, т.к. лавина в неоднородном поле не может находиться в термодинамическом равновесии).

Чем выше плотность лавины, тем меньше масштабы разделения зарядов в пространстве и во времени и тем сильнее проявляется автоматический механизм для выравнивания зарядов противоположных знаков. Движение частиц в ней происходит таким образом, что ионы не могут оторваться от электронов [17]. Динамика развития лавины в таких условиях должна носить качественно иной характер, поскольку лавина начинает трансформироваться в состояние плазмы [18]. Это означает, что в лавине с газовым усилением  $10^7 - 10^8$  должны проявляться чисто плазменные процессы, такие как торможение электронов, электронейтрализация зарядов, а также электростатические плазменные колебания ионной ветви и другие процессы [17,19,20], отсутствующие в таунсендовской лавине.

### 3. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Следуя анализу, проведенному автором монографии [21] относительно сущности явления газового разряда, представляется полезным коротко передать его содержание с некоторыми дополнениями применительно к разряду в проволочных камерах.

Электронная лавина в многопроволочных камерах начинается с небольшого количества первичных центров ионизации, которые образуются вдоль трека регистрируемых частиц. Одновременно с ионизацией, обеспечивающей размножение электронов под действием электрического поля камеры, имеются процессы, которые препятствуют развитию лавины.

Лавину ограничивают в основном три процесса: потери энергии электронов, потери самих электронов и уход электронов из области лавинообразования вблизи анодной проволоки в результате диффузии. Первый процесс

замедляет приобретение электроном в электрическом поле камеры энергии, достаточной для ионизации. Два других процесса приводят к полному или частичному обрыву цепочек в цепной реакции размножения. Поэтому судьба лавины решается на ее ранней стадии, когда вероятность потери электронов за счет их рекомбинации с ионами практически еще равна нулю.

Энергетические потери электронов в молекулярных газах расходуются в основном на возбуждение колебательных и электронных уровней. Роль этих процессов в разрядах известна. Первый из них служит для передачи энергии электронов молекулам и тем самым повышает температуру газа. Второй процесс приводит к возбуждению молекул, которые затем могут быть ионизованы многочисленными относительно медленными электронами, находящимися в сильноточной лавине. Протекание этих процессов ведет в итоге к замедлению развития лавин. Поэтому для достижения в молекулярном газе большого значения газового усиления и ускорения протекания процесса лавинообразования необходимо, чтобы газ обладал достаточной диэлектрической прочностью с целью обеспечения высоких значений напряженности электрического поля. При соответствующем выборе рабочего газа электрическое поле вблизи анода в проволочных камерах может достигать значения  $(3 \div 5) \cdot 10^5$  В/см с резко выраженной неоднородностью. Причем на длине свободного пробега электрона ( $l \approx 10^{-4}$  см) поле может меняться в направлении к аноду до 10%. По этой причине при движении электрона вблизи анода он не успевает приобретать равновесную скорость, соответствующую данному значению поля, т.е. электрон не успевает преобразовать энергию, полученную от поля, в энергию хаотического движения. Благодаря этому некоторая часть электронов лавины в области сильной неоднородности электрического поля переходит в режим ускорения, и интенсивность ионизации, возрастая, смещается в сторону направления движения [22]. Переход части электронов в режим ускорения резко ослабляет тормозящее действие на них ионов из-за сильного падения кулоновского взаимодействия [17].

На потерю электронов в лавине можно влиять, в некоторой степени, выбором газовой смеси, в которой отсутствуют электроотрицательные примеси. Если газ все же содержит такие примеси, то используют "гасящие" добавки для "охлаждения" электронов путем уменьшения их средней энергии в столкновениях с молекулами "гасящего" газа и перевода этой энергии в область минимума Рамзауэра — Таунсенда в сечении рассеяния электронов [15].

Уход электронов из области лавинообразования вблизи анода в результате диффузии можно значительно уменьшить путем увеличения этой области. Увеличение области лавинообразования может быть достигнуто двояким путем, а именно: либо изготовлением анодной плоскости из "толстых" проволок диаметром  $\geq 50$  мкм в камерах с зазором анод — катод  $(5 \div 8)$  мм [4], либо уменьшением зазора анод — катод и шага сигнальных проволок до  $(1 \div 2)$  мм. В этом случае анодная плоскость может быть изготовлена из проволоки диа-

метром ( $10 \div 20$ ) мкм [23]. Использование в узкоазорных камерах анодных проволок диаметром  $\geq 50$  мкм значительно увеличивает область лавинообразования, но при этом амплитуда импульсов будет сильно зависеть от места попадания и направления движения регистрируемых частиц [13].

Таким образом, как в узкоазорных камерах, так и в стандартных камерах с "толстой" анодной проволокой при соответствующем выборе газовой смеси можно достигать весьма высокого газового усиления (порядка  $(5 \div 10) \cdot 10^7$  [13,24,28]), при котором реализуется известное условие пробоя Леба и Мика [6]  $\alpha(E_0) \cdot d = 18 \div 19$  для однородного электрического поля напряженностью  $E_0$ ;  $d$  – межэлектродное расстояние;  $\alpha$  – коэффициент ионизации. Выполнение этого условия, если следовать теории Леба и Мика, отождествляется с фактом возникновения стримера. В узкоазорных камерах с малым шагом анодных проволок значение  $E/p$ , усредненное вдоль силовых линий существенно выше, чем в стандартных камерах. Именно поэтому узкоазорные камеры являются хорошим инструментом для получения информации о развитии лавины в момент формирования стримера.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Данные о развитии электронного ливня в области между ограниченно пропорциональным и самогасящимся стримерным режимами были получены с помощью двух узкоазорных камер со следующей геометрией:

**камера 1** – шаг сигнальных проволок 1,1 мм; расстояние анод — катод  $\pm 1,5$  мм; чувствительная площадь  $150 \times 140,8$  мм; число анодных проволок 128;

**камера 2** – шаг анодных проволок 2,2 мм; расстояние анод — катод  $\pm 2$  мм; чувствительная площадь  $220 \times 211,2$  мм; число анодных проволок 96.

Анодная плоскость в камерах выполнена из золоченого вольфрама диаметром 20 мкм фирмы "Luma Metals" [25]. Катоды камер изготовлены из лавсановой пленки с углеродным покрытием. Толщина лавсана 20 мкм, углеродного покрытия — 5 мкм. Сопротивление проводящего слоя катодов равно  $400 \text{ Ом/см}^2$ . Камеры изготовлены по технологии, описанной в работе [26].

Измерения проводились на стенде (рис.1) с помощью радиоактивных источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ . Прохождение  $\beta$ -частиц через камеру регистрировалось сцинтилляционным счетчиком, просматриваемым с торцов двумя фотоумножителями, включенными на совпадение. Сигналы со схемы совпадения использовались для управления блоком "Заряд-код" при анализе амплитудных характеристик и в качестве сигнала "Старт" при измерении временных характеристик камер.

Электронный пучок и его интенсивность формировались с помощью регулируемых щелевых коллиматоров, установленных перед камерой и непосредственно на сцинтилляционном счетчике. Частичное подавление регистрации рассеянных на веществе камеры электронов достигалось путем варьирования ширины щелевых коллиматоров и расстояния от них до камеры.

Изучение камер проводилось с газовой смесью 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ .

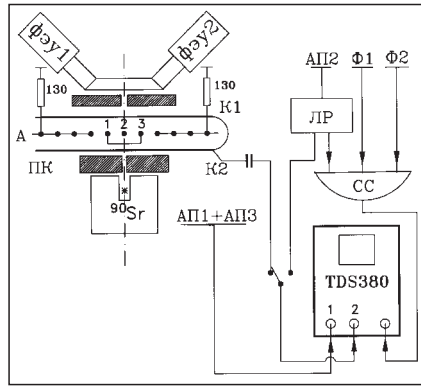


Рис. 1. Схема измерения характеристик камер и электронной лавины

32-канальные предусилители для сигнальных электродов были выполнены на основе твердотельного усилителя MAR 6 фирмы "Mini Circuits" [27] и располагались прямо на камере. При измерении амплитуды сигналов выход одного из каналов предусилителя поступал (при низком усилении на камере) на вход второго усилителя с коэффициентом усиления 10, а затем на вход блока "Зарядкод". В этих измерениях щелевые коллиматоры настраивались на выбранный канал. При измерении временного "джиттера" сигналы с выхода предусилителей поступали на две 16-канальные платы компараторов. После логического суммирования сигналов "Быстрое ИЛИ" с этих плат сигнал поступал на вход "Стоп" временного кодировщика.

Высокое напряжение подавалось на катоды камер через ограничивающее сопротивление, равное 3 МОм. Информация с катодов снималась через высоковольтный конденсатор емкостью 220 пФ×6 кВ. Эти каналы использовались также для контроля камеры и электроники, для этого по ним на катоды камер подавались от генератора прямоугольные импульсы длительностью 10 нс и амплитудой 0,7 В, которые через емкость анод — катод поступали по сигнальным проволокам на входы усилителей.

## 5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАМЕРАХ

Картина поля в камерах (рис.1) определялась широко распространенным методом изображений. Поле в камере в точке  $(x,z)$  имеет вид

$$E_x = \frac{2\pi U_0}{z_0 C_0} \sum_{k=-m}^{k=m} \frac{\text{sh} \frac{\pi(x - ks)}{z_0} \cos \frac{\pi z}{z_0}}{\text{ch} \frac{2\pi(x - ks)}{z_0} - \cos \frac{2\pi z}{z_0}}, \quad (3)$$



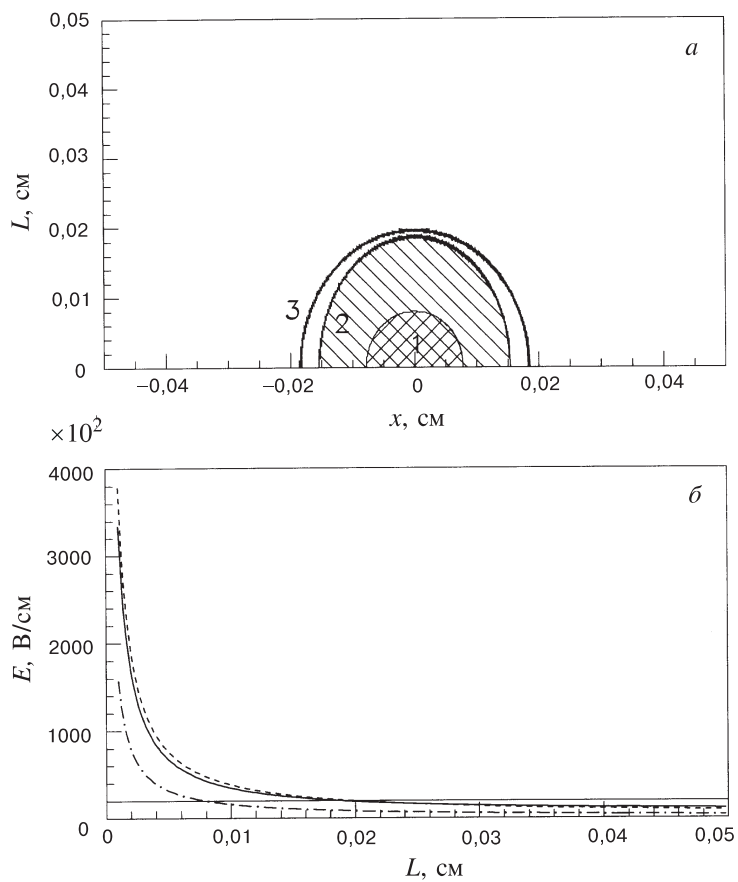


Рис. 2. а) Область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченная значением напряженности поля 20 кВ/см: 1)  $L_0/2 = 8, S = 2, d = 0,02$ ; 2)  $L_0/2 = 1,5, S = 1, d = 0,02$ ; 3)  $L_0/2 = 2, S = 2, d = 0,02$ ; и б) распределение электрического поля в направлении к катоду: (—) —  $L_0/2 = 15, S = 1, d = 0,02$ ; (---) —  $L_0/2 = 2, S = 2, d = 0,02$ ; (-·-·-) —  $L_0/2 = 8, S = 1, d = 0,02$ . Геометрические параметры камер даны в мм. Напряжение на камерах 2500 В

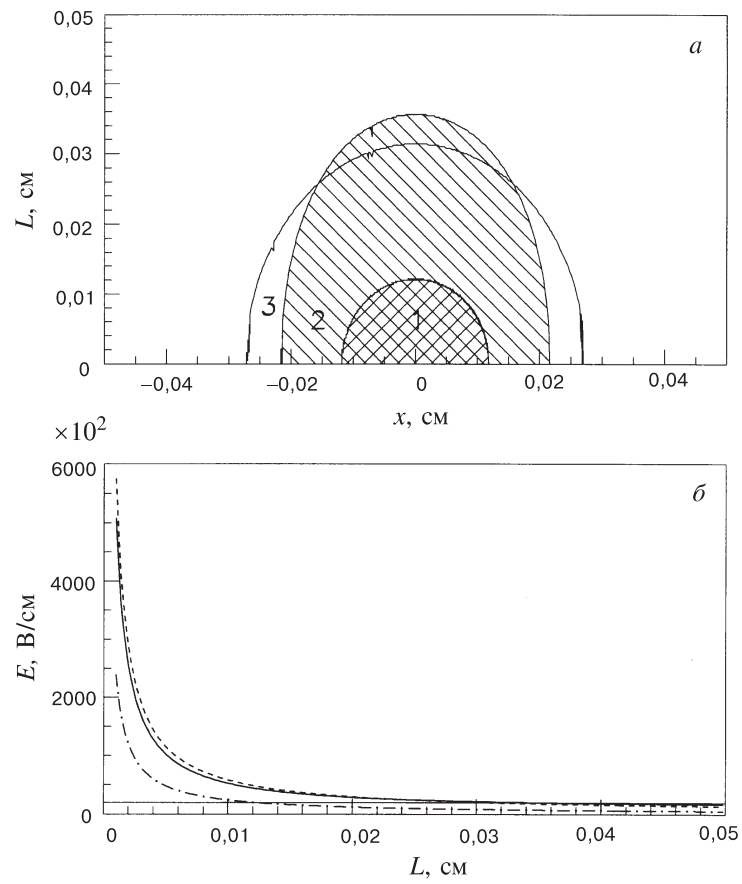


Рис. 3. То же, что на рис.2, при напряжении на камерах 3800 В

$$E_z = \frac{2\pi U_0}{z_0 C_0} \sum_{k=-m}^{k=m} \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi(x - ks)}{z_0} \sin \frac{\pi z}{z_0}}{\operatorname{ch} \frac{2\pi(x - ks)}{z_0} - \cos \frac{2\pi z}{z_0}}, \quad (4)$$

$$C_0 = \sum_{k=-m}^{k=m} \operatorname{arcth} \left( \frac{\cos \frac{\pi r_0}{z_0}}{\operatorname{ch} \frac{\pi ks}{z_0}} \right), \quad (5)$$

где  $z_0$  — удвоенное расстояние анод-катод;  $s$  — шаг анодных проволок;  $2m + 1$  — число анодных проволок в камере.

На рис.2,а и 3,а показаны распределения электрического поля при напряжении на камере 2,5 и 3,8 кВ в направлении оси  $z$  от анодной проволоки к катоду для камер 1 и 2, а также для стандартной камеры. Расчеты распределения электрического поля показали, что приведенное значение  $E/p$ , усредненное по пути дрейфа для камер 1 и 2, выше, чем в стандартной камере, более чем в 5—8 раз. Если за пороговое значение лавинообразования принять величину поля, равную 20 кВ/см (потенциал ионизации  $\text{CF}_4$  равен 17 эВ, а длина свободного пробега электрона в данном газе равна  $\sim 10^{-3}$  см), то при напряжении на камере 3,8 кВ данное поле создается для камеры 1 на

расстоянии  $d = 0,35$  мм, для камеры 2—0,3 мм, а для стандартной камеры — 0,12 мм от анодной проволоки. Форма и площадь областей лавинообразования, ограниченных значением электрического поля в 20 кВ/см, изображены на рис. 2,б и 3,б. Такая же расширенная область лавинообразования (рис.4) реализуется в камерах с "толстой" анодной проволокой, описанных

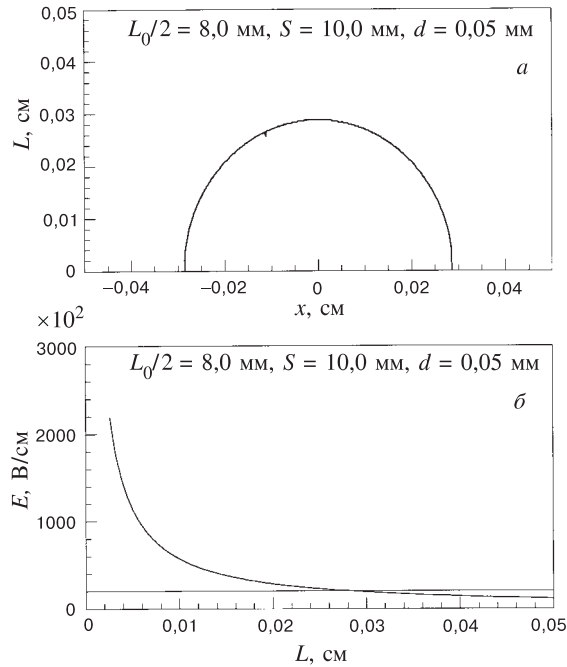


Рис. 4. То же, что на рис.2, для камеры с "толстой" проволокой: а)  $L_0/2 = 8$ ,  $S = 10$ ,  $d = 0,05$ ; б)  $L_0/2 = 8$ ,  $S = 10$ ,  $d = 0,05$ . Размеры даны в мм. Напряжение на камере 3500 В

в работах [1—4], в которых исследовались характеристики самогасящегося стримерного режима.

## 6. ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕР

В связи с тем, что все характеристики, измеренные для камер 1 и 2, практически совпадают (за исключением временного джиттера и быстродействия), ниже приводятся результаты измерений, полученные на камере 1. Имеющиеся различия в камерах 1 и 2 будут специально отмечены в п. 6.2, посвященном временным характеристикам. То, что характеристики камер 1 и 2 будут практически идентичными, следовало ожидать, если сравнить распределения электрического поля в камерах и величины областей лавинообразования. Как видно из рис. 2 и 3, эти значения практически совпадают во всем диапазоне напряжений.

Выбор узкоззорной камеры 1 продиктован следующими соображениями. По поводу работы таких камер в режиме газового усиления ( $>5 \cdot 10^6$ ) высказываются самые противоречивые мнения. В работе [28], выполненной в ЦЕРН, предполагается, что камера работает в ограниченном стримерном режиме. В то же время исследования, проведенные в Институте экспериментальной физики Варшавского университета [29], показали наличие амплитудной зависимости сигналов с камеры от первичной ионизации. В исследованиях [30,31], выполненных на ускорителе TRIUMF (Канада) и в Институте физики высоких энергий (Серпухов), показана возможность работы камер данного типа при высоких скоростях счета, сохраняющих при этом высокую радиационную стойкость. И, наконец, авторы работ [32,33] выражают сомнение в принципиальной возможности стабильной работы узкоззорных камер с анодной проволокой  $>10$  мкм, намотанной с малым шагом.

С учетом изложенных выше противоречий в оценках работы узкоззорных камер в области большого газового усиления, целесообразно провести более детальное исследование работы камеры в указанной области. Тем более, что, как отмечалось ранее, данная область является исходной для перехода лавины в стример.

Основные характеристики камер в области пропорционального усиления  $2200 \div 2600$  В хорошо согласуются с результатами, полученными в работе [30] для камеры, обозначенной там №2. Поэтому в статье приведены в основном результаты для области напряжений больше 2600 В, которая как в приведенной работе [30], так и в работах [28—32] изучена недостаточно подробно.

**6.1. Амплитудные характеристики.** На рис.5 приведены амплитудные спектры для прошедших через камеру  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов, поглотившихся в газовом зазоре камеры. Спектры под номером 1 измерены при напряжении на камере 2400 В и иллюстрируют ее работу в пропорциональном режиме. Амплитудный спектр 1 от  $^{90}\text{Sr}$  имеет форму распределения Ландау, а спектр 1

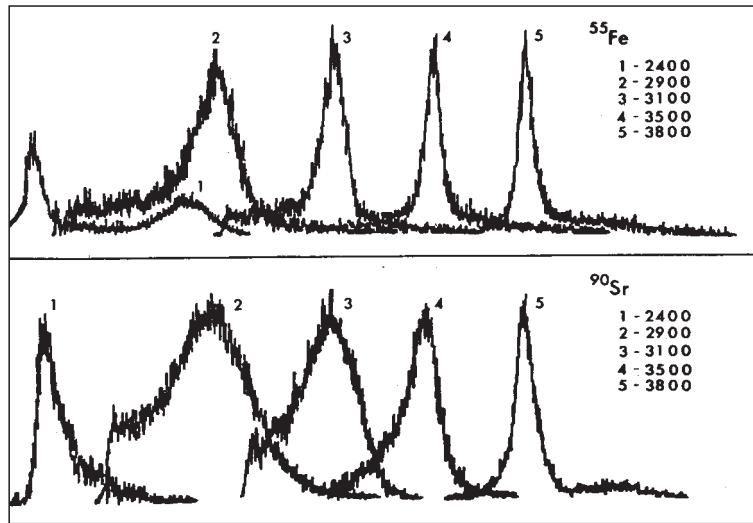


Рис. 5. Изменение формы амплитудных спектров, полученных от источников  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{90}\text{Sr}$ , в зависимости от высокого напряжения на камере

от  $^{55}\text{Fe}$  определяет энергетическое разрешение камеры, равное 21% (ПШПВ). С ростом напряжения пропорциональность в камере нарушается. Непрерывное, но отличное по характеру изменение формы амплитудных спектров, полученных от разных источников, тем не менее завершается на конце плато эффективности почти полным их совпадением. Причем амплитудный разброс последних спектров равен 10%, а зарядовое усиление при этом превышает  $5 \cdot 10^7$ . Сильное насыщение сигналов с анодных проволок свидетельствует о стабильной работе камеры и определяется в основном конфигурацией камеры, рабочим газом и высоким средним значением  $E/p$  в расширенной области лавинообразования вокруг анодных проволок.

Расширенная область лавинообразования проявляется также в поведении амплитуд импульсов при облучении камеры источниками  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$  (рис.6). Даже при большой разнице в количестве первичных пар ионов, образуемых в камере этими источниками ( $\approx 2,2$  раза), начиная с напряжения 3500 В, амплитуда сигналов от  $^{90}\text{Sr}$  превышает амплитуду от  $^{55}\text{Fe}$ . Несмотря на перенасыщенный режим работы камеры при больших напряжениях, приведенные на рис.6 зависимости имеют тенденцию к постоянному росту амплитуды. Кроме того, из рисунка видно, что, начиная с напряжения 3300 В, характер поведения газового усиления претерпевает очевидное изменение – проявляется более резкий его рост. Для наглядной демонстрации степени газового усиления в камере правая шкала на рис.6 соответствует значениям амплитуд, измеренных

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

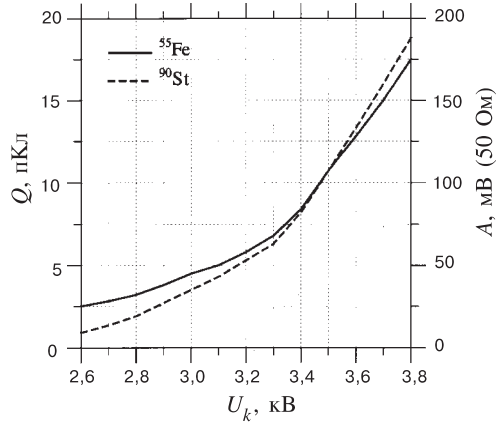


Рис. 6. Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{90}\text{Sr}$  в зависимости от напряжения на камере

зарядов существенно меньше времени развития лавины, то в ней с ростом плотности зарядов возможны процессы, приводящие к связыванию зарядов за счет кулоновских сил. Проявление этого механизма приводит к тому, что все медленные электроны остаются практически внутри ионного облака лавины, которая развивается за счет электронов, находящихся на ее фронте. Поэтому часть ионов, замыкаясь на медленные электроны и образуя некоторое подобие диполя, будет экранироваться ими от анодной проволоки и тем самым производить меньшую поляризацию на аноде, чем на катоде, т.е. действие этого механизма должно проявиться в различии амплитудных распределений, измеренных на аноде и катоде с ростом газового усиления.

Результаты таких измерений приведены на рис.7 с указанием величины напряжения на камере и величины ослабления сигналов. Видно, что при низком усилении ( $< 10^5$ ) амплитуды импульсов на аноде и катоде имеют почти одинаковую форму распределения, при этом средняя амплитуда на аноде в 2,4 раза превышает среднюю амплитуду на катоде. При напряжении на камере, равном 3300 В, форма распределений начинает меняться. Это проявляется в том, что на амплитудном спектре импульсов с катода четко вырисовывается второй пик. Отношение средних амплитуд, определенное по первым пикам, составляет 2,2. С повышением напряжения на камере до 3800 В амплитуда второго пика возрастает, а отношение средних амплитуд (по первым пикам) становится равным 1,6. Наблюдаемое скачкообразное увеличение амплитуды

Как известно, поле пространственного заряда оказывает существенное влияние на развитие лавины. Ограничение области пропорциональности в проволочных камерах как раз и вызвано проявлением этого заряда, действие которого растет с ростом лавины. В сильноточном газовом разряде всегда присутствует большое количество медленных электронов, образовавшихся в результате потери энергии при неупругих соударениях с молекулами газа, торможения их полем ионного облака, и от лавин, образовавшихся от последующих кластеров ионизации. Так как временные масштабы релаксации зарядов существенно меньше времени развития лавины, то в ней с

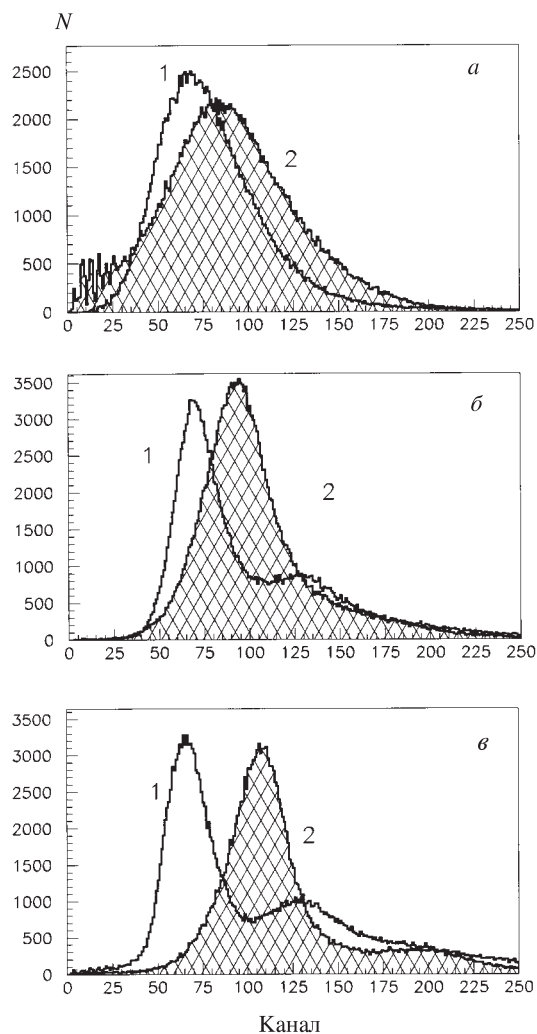


Рис. 7. Амплитудное распределение сигналов, измеренное при напряжении на камере  
*a*) 2400 В: 1 – спектр катодных сигналов ослаблен на 6 дБ, 2 – спектр анодных сигналов ослаблен на 12 дБ; *б*) 3300 В: 1 – спектр катодных сигналов ослаблен на 34 дБ, 2 – спектр анодных сигналов ослаблен на 38 дБ; *в*) 3800 В: 1 – спектр катодных сигналов ослаблен на 40 дБ, 2 – спектр анодных сигналов ослаблен на 40 дБ

(примерно в два раза), согласно работе [3], связано с формированием в лавине катодонаправленного стримера.

Таким образом, различие амплитудных спектров с анода и катода камеры, проявляющееся с ростом усиления, может служить указанием на сложный механизм действия пространственного заряда внутри лавины, приводящий к возрастанию электрического поля на катодном конце ионного облака. Дополнительные экспериментальные данные, подтверждающие предположение о включении автоматического механизма для выравнивания зарядов противоположных знаков с ростом газового усиления, приводятся в п.8.1, 8.2, и 8.3.

**6.2. Временные характеристики.** Соотношение между дрейфовой  $v_{др}^-$  и хаотической  $\bar{v}$  скоростями электронов определяется выражением [21]:

$$\frac{v_{др}^-}{\bar{v}} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \sqrt{\delta} \approx 0,8\sqrt{\delta}, \quad (6)$$

где  $\delta$  – средние энергетические потери электрона в газе в отдельном акте столкновения. Из данного соотношения следует, что для повышения скорости дрейфа необходимо, чтобы дрейфующий электрон, испытывая значительные неупругие потери на возбуждение молекул газа, уменьшал свою среднюю энергию. "Охлаждение" дрейфующих электронов обычно достигается в столкновениях с молекулами "гасящего" газа. Этот процесс особенно эффективен в сильных электрических полях, когда электрон на длине свободного пробега способен получить значительную энергию, которую затем быстро потеряет на возбуждение электронных состояний молекул. При этом его направленная составляющая по полю резко возрастает.

Однако относительно проволочных камер этот прием повышения дрейфовой скорости необходимо связать с геометрией камеры, поскольку с добавлением "гасящей" примеси изменяется среднее значение  $E/p$ . Поэтому газовые смеси следует оптимизировать по минимуму временного джиттера для каждой геометрии отдельно [32].

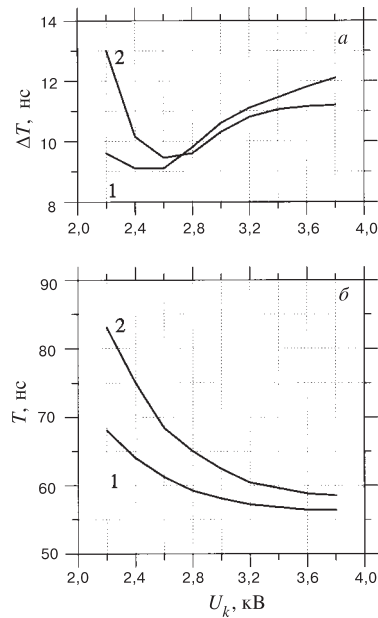


Рис. 8. Временные характеристики камеры: а) зависимость временного джиттера от напряжения на камере для анодных (1) и катодных (2) сигналов; б) изменение положения максимума во временных спектрах в зависимости от напряжения на камере для анодных (1) и катодных (2) сигналов



Согласно рекомендациям указанной работы, количество изобутана, добавляемого в  $\text{CF}_4$ , оптимизировалось по минимальному джиттеру и составило 20%.

Изменение временного джиттера для камеры 2 (полная ширина на полувысоте) в зависимости от напряжения на камере показано на рис.8,*a*. Для анодного сигнала наблюдается очень слабое уменьшение величины джиттера с увеличением напряжения. После достижения минимума величина джиттера постоянно растет с ростом напряжения. Наблюдаемое поведение джиттера с изменением напряжения указывает, что, начиная с напряжения, соответствующего минимуму джиттера, скорость дрейфа электронов в области большого газового усиления постоянно снижается [32]. Аналогичные характеристики для камеры 1 можно найти в работе [13].

Несколько отличное поведение джиттера проявляется при временном анализе сигналов с катодов. Более крутое уменьшение джиттера и сдвиг его минимального значения вправо по напряжению определяется пороговыми эффектами компараторов из-за того, что амплитуда этих сигналов меньше амплитуды анодных сигналов более чем в два раза. Дополнительным фактором сдвига является большая емкость катода относительно земли, что приводит к интегрированию сигналов. С повышением напряжения величина джиттера катодных сигналов достигает минимального значения и затем выходит на плато.

На рис.8,*b* показано изменение положения среднего значения временных спектров для анодных (1) и катодных (2) сигналов в зависимости от напряжения на камере. Такой же эффект, связанный со смещением положения временных спектров в сторону меньших времен с повышением напряжения на камере, приведен в работе [34].

В заключение отметим, что измеренный минимальный джиттер полностью определяется флуктуациями во времени дрейфа первых электронов, образовавшихся вблизи плоскости анода, на длине, равной половине шага между анодами [32].

Весьма поразительным является поведение временных распределений сигналов с анодных проволок в зависимости от напряжения на камерах. На рис.9

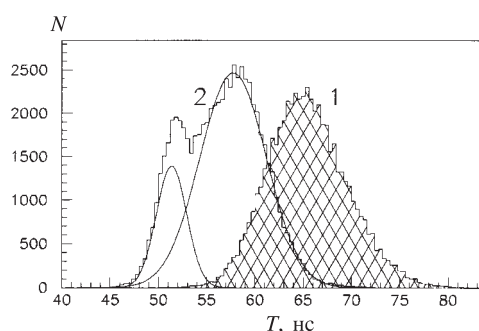


Рис. 9. Временные распределения сигналов с анода камеры: 1 —  $U_K = 2400$  В; 2 —  $U_K = 3700$  В

приведены два временных спектра, измеренных при 2400 и 3700 В. Обращает на себя внимание не только их сдвиг относительно друг друга во времени, но и сильное изменение формы распределений. Спектр 1, полученный при напряжении 2400 В, хорошо описывается распределением Гаусса и свидетельствует о том, что распределение электронов по скоростям приближается к максвелловскому. Спектр 2, полученный при напряжении 3700 В, говорит о явном нарушении максвелловского распределения и свидетельствует о наличии в лавине по крайней мере двух групп электронов – ”быстрых” и ”медленных”.

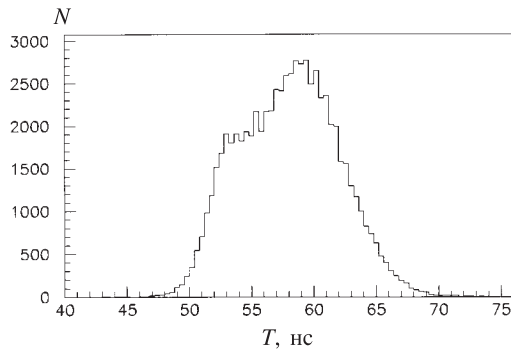


Рис. 10. Временной спектр сигналов с анода камеры при  $U_k = 3100$  В

Разделение электронных лавин по скоростям начинает проявляться во временных спектрах при напряжении 2700 В (рис.10) и усиливается с повышением напряжения. Разность между средними значениями (рис.9) для спектра 1 и ”медленными” электронами спектра 2 составляет 8 нс, а для ”быстрых” – 12 нс. То, что ”быстрые” электроны опережают основную часть электронов лавины более чем на 7 нс (рис.9), означает, что скорость дрейфа ”медленных” электронов в области лавинообразования падает. Наблюдаемое увеличение временного джиттера в области больших усилений (рис.8,а) обусловлено постоянным ростом временного интервала между ”медленными” и ”быстрыми” электронами с ростом напряжения на камере. Смещение временных спектров (рис.8.б и 9) с повышением напряжения на камере не может быть объяснено за счет повышения скорости дрейфа электронов, так как при этом величина джиттера должна уменьшаться. На самом же деле в поведении джиттера проявляется обратный эффект (рис.8). Причина такой зависимости связана с процессом развития лавины и будет объяснена в п.8.2. Доля ”быстрых” лавин, содержащихся в спектре 2, может быть определена, если спектр представить в виде суммы двух спектров, описываемых распределением Гаусса. Такая операция показана на рис.9, из которого следует, что доля ”быстрых” электронных лавин при напряжении 3700 В составляет 31%. Следует отметить, что временные распределения сигналов с катода аналогичны временным распределениям сигналов с анода камеры.

Отметим, что с ростом газового усиления в камерах наблюдается постепенное укорочение длительности анодных сигналов. Если в пропорциональ-

ном режиме длительность анодных сигналов на уровне 0,1 от максимума амплитуды равна примерно 20—40 нс, то в сильноточном режиме длительность сигналов уменьшается до 5—10 нс. Форма укороченных сигналов полностью повторяет форму сигнала, приведенного в [28] на рис.8.

**6.3. Счетные характеристики.** Стендовые испытания камер с помощью радиоактивного источника  $^{90}\text{Sr}$  проводились при пороге регистрации 1 мкА. Рабочее плато эффективности составило 1600 В и находилось в интервале 2200÷3800 В. Эффективность регистрации равнялась 99%. В области низких напряжений использовались усилители с коэффициентом усиления 500, специально разработанные для работы камер в условиях больших нагрузок. В области усиления  $10^6$  эти усилители были заменены на другие, с коэффициентом усиления 10. При пороге регистрации 5 мкА рабочее плато находится в интервале 2200÷3800 В для камеры 1 и 2100÷3900 В для камеры 2.

Эффективность регистрации, измеренная на пучке мюонов с интенсивностью  $10^5 \text{ с}^{-1}$  при пороге срабатывания усилителей-формирователей 1,5 мкА, составила 99,6% [23]. Измерение шумов камер проводилось во время остановки ускорителя. При напряжении 2900 В шумы с камер составляли 1 Гц на проволоку. В конце плато шумы с проволоки не превышали 10 Гц. Это положительное качество можно объяснить удачной конструкцией камеры, в которой отсутствует диэлектрик между анодом и катодами. В этом случае устраняется возможность накопления на диэлектрике электрических зарядов, утечка которых на электроды и является основным источником шумовых сигналов.

Изучение нагрузочных характеристик камер показало, что они не теряют эффективности при плотностях пучка вплоть до максимально достижимой ( $2,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ) на канале 4А ускорителя У-70 [23].

Эффективность камеры в интервале газового усиления ( $10^6 \div 10^7$ ) уменьшается с 99% до 97% и практически не меняется до нагрузок  $10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Изменение порога регистрации до 50 мкА также не приводит к потере эффективности.

Все приведенные выше амплитудные, временные и счетные характеристики очень стабильны во времени. Длительное испытание камер при напряжении, соответствующем концу плато (3800 В), ни разу не привело к искровому пробою. Со временем, вследствие старения камеры из-за высокого газового усиления, наблюдается уменьшение амплитуды сигналов в среднем на 20% при создании на проволоках суммарного заряда с линейной плотностью 0,5 Кл/см. При дальнейшей работе изменений в камере не наблюдается вплоть до зарядов 5 – 6 Кл/см. Такое поведение камеры практически полностью совпадает с поведением описанной в работе [30] камеры №2.

Приведенные выше основные характеристики сильноточного режима вызывают ряд вопросов, к наиболее важным из которых могут быть отнесены следующие.

1. Какова природа механизма газового разряда, позволяющего достичь усиления электронной лавины до  $(5 \div 10) \cdot 10^7$ ?
2. Что является причиной укорочения длительности сигналов до  $5 \div 10$  нс по основанию на уровне 0,1 от максимума амплитуды?
3. Почему при газовом усилении  $10^7$  эффективная работа камеры сохраняется вплоть до плотности пучка, равной  $10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ?
4. Следствием каких причин является наблюдаемое постоянное "уменьшение времени пролета" фронтальных электронов лавины к аноду с увеличением напряжения на камере?
5. Чем вызвано изменение распределения электронов по скоростям, проявляющееся в провалах во временных спектрах при высоких значениях газового усиления?

Ни один из известных в настоящее время механизмов газового разряда не дает основания полностью ответить на эти вопросы.

Если предположить, как авторы работы [28], что с повышением напряжения на камере газовый разряд плавно переходит в самогасящийся стримерный режим, то тогда достигаются большие импульсы тока. Но при этом указанный механизм не дает ответа на остальные вопросы и, в частности, на причины укорочения длительности сигналов и высокого быстродействия, которое более чем на два порядка превосходит скорость счета камеры, работающей в СГС-режиме [35].

Если же в основе сильноточного режима лежит таунсендовский лавинный механизм [11], то почему с повышением газового усиления вместо увеличения времени пролета электронов к аноду из-за тормозящего действия пространственного заряда [11] наблюдается его уменьшение и одновременное изменение в распределении электронов по скоростям (см. рис.9, 10 и рис.5 в работе [34]).

Относительно ответа на два последних вопроса, приведенных выше, можно найти указание на возможные причины в работах [36,37] и монографиях [21,38], из которых следует, что, начиная с определенного числа носителей в лавине ( $\simeq 10^8$ ), поле пространственного заряда создает условия для непрерывного ускорения электронов, движущихся во фронте лавины. Это становится возможным благодаря тому, что фронтальные электроны лавины экранируются от положительного заряда медленными электронами, находящимися позади фронта и не способными оторваться от ионов. Именно поэтому для фронтальных электронов, находящихся в режиме ускорения, нарушается баланс между ускоряющим действием электрического поля, усиленного самими электронами, и тормозящими столкновениями их с нейтральными частицами газа, что и приводит к изменению распределения электронов по скоростям.

Принимая такое объяснение, следует отметить, что в настоящей работе эффект ускорения и изменения распределения электронов по скоростям начинает проявляться при числе носителей заряда в лавине, равном  $10^7$ , что находится значительно ниже значений, при которых электронная лавина переходит в стример. Наличие подобных эффектов при малом числе частиц в лавине требует дополнительного объяснения.

## 7. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАВИНЫ ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Ввиду важности изучения перехода лавины в стример, область перехода исследовалась более подробно. Насколько нам известно, разряды в неоднородных полях ранее не исследовались с привлечением сигналов, индуцированных на многих электродах камеры зарядом лавины у анодной проволоки.

Для получения более подробной информации о развитии электронной лавины во времени использовалась схема измерений, приведенная на рис.1. В логике выделения акта прохождения электрона через камеру использовалась одна анодная проволока 2, включенная на совпадение со сцинтилляционным счетчиком. Синхронизирующий сигнал для осциллографа вырабатывался схемой совпадения при поступлении сигнала с анодной проволоки 2. Это позволяло зафиксировать положение анализируемых сигналов с камеры на развертке осциллографа. Анализу подвергались индуцированные сигналы с объединенных анодных проволок 1 и 3 (в дальнейшем эти проволоки будут называться контрольными), с объединенных катодных плоскостей и анодный сигнал с проволоки 2. Сигналы с контрольных проволок измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. При этом катодные и анодные сигналы ослаблялись на 20 дБ непосредственно перед входом в осциллограф. Все сигналы прямо с измеряемых каналов поступали на осциллограф через согласованные на обоих концах коаксиальные кабели с волновым сопротивлением 50 Ом. Время распространения сигналов с катода и анодных проволок до осциллографа было выравнено с точностью  $\pm 0,2\%$  и составляло  $(50 \pm 0,1)$  нс. Измерения проводились с помощью цифрового двухканального осциллографа фирмы "Tektronix", модель TDS 380 (частота оцифровки 2 ГГц).

Цель измерений состояла в получении данных о моментах появления анализируемых сигналов во времени относительно друг друга, а также в наблюдении за изменением временных и амплитудных характеристик сигналов при увеличении напряжения на камере.

Измерения проводились для шести различных газовых наполнений камеры. Газовая смесь приготавливалась в различных соотношениях и комбинациях с помощью ротаметров из следующего ассортимента:  $CF_4$ ,  $C_4H_{10}$ , Ar

и насыщенные при температуре 25 °С пары ацетона, изопропилового спирта и ртути. Чистота газов соответствовала промышленным стандартам и составляла для  $\text{CF}_4$  – 99,7%,  $\text{Ar}$  – 99,997%,  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  – 99,99%. В каждой серии измерений, соответствующей конкретному газовому наполнению, минимальное напряжение на камере определялось возможностью наблюдать сигналы непосредственно с контрольных проволок при чувствительности осциллографа 2 мВ/дел. Результаты проведенных измерений показаны на рис.11—14. Осциллограммы, приведенные на рисунках, получены путем усреднения 256 событий. Форма одиночных событий практически ничем не отличается от формы сигнала, полученного усреднением. Сигналы отличаются только амплитудами, имеющими распределение, связанное с флуктуациями в наблюдаемых процессах.

Осциллограммы, представленные в левых квадратах, содержат информацию о развитии электронной лавины и анализируемых сигналов в интервале 100 нс, а на правых – за первые 30 нс этого интервала. Различные временные масштабы позволяют наблюдать амплитудные и временные характеристики сигналов, а также изменение их формы с изменением газового усиления. С другой стороны, это позволяет более точно контролировать и измерять моменты появления сигналов относительно друг друга. По оси ординат отложены амплитуды анализируемых сигналов в милливольтгах, измеренные на нагрузке 50 Ом. Из-за различия значений амплитуд с катода и анода масштаб по оси ординат для этих величин в некоторых случаях имеет разные значения. Для каждой серии осциллограмм указаны состав газа и значение высокого напряжения, при котором они получены.

## 8. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.11—14 представлены осциллограммы, иллюстрирующие практически все характеристики развития лавины, и их зависимость от режима работы камеры.

**8.1. Временная корреляция сигналов.** Из осциллограмм на рис.11—14 хорошо видно, что при работе камеры с малым газовым усилением (до  $10^5$ ) все анализируемые сигналы индуцируются на соответствующие электроды практически одновременно. С ростом газового усиления эта корреляция нарушается и, начиная с усиления  $10^5$ , сигнал на катоде начинает появляться с задержкой относительно момента появления сигналов на других электродах. Например, при работе камеры с газовым наполнителем 80% $\text{CF}_4$  + 20% $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (рис.11,а–в) эффект задержки катодного сигнала проявляется практически при работе камеры в пропорциональном режиме ( $V = 2300$  В). Видно, что величина задержки имеет сильную зависимость от напряжения на камере. Максимальное значение задержки достигается при напряжении 2600 В и равно

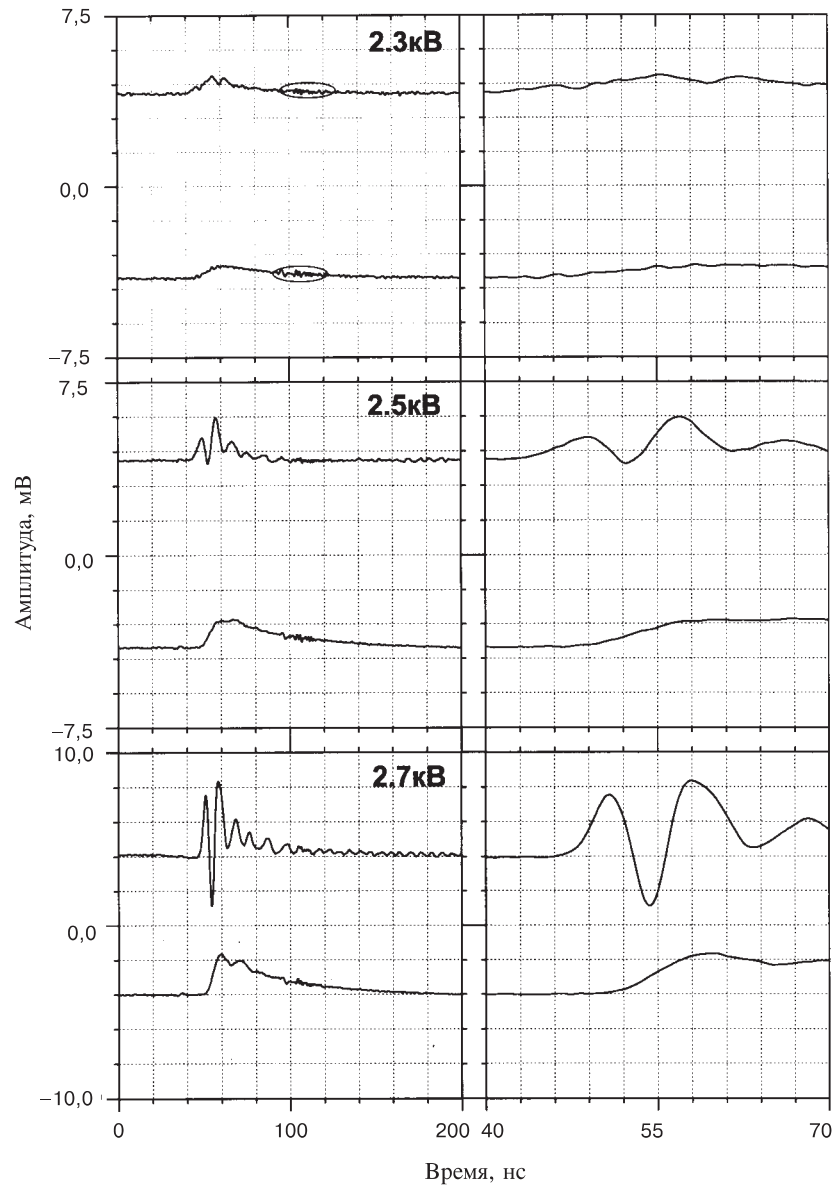


Рис. 11. Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с катода (а-с) или анода (д) при наполнении камеры газовой смесью 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (а, б, в) или 95%  $\text{CF}_4$  + 5%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (г, д). Напряжение на камере указано на осциллограммах. Ослабление катодных сигналов (нижние осциллограммы) 20 дБ (а, б, в) и 10 дБ (г), анодных (д) — 12 дБ

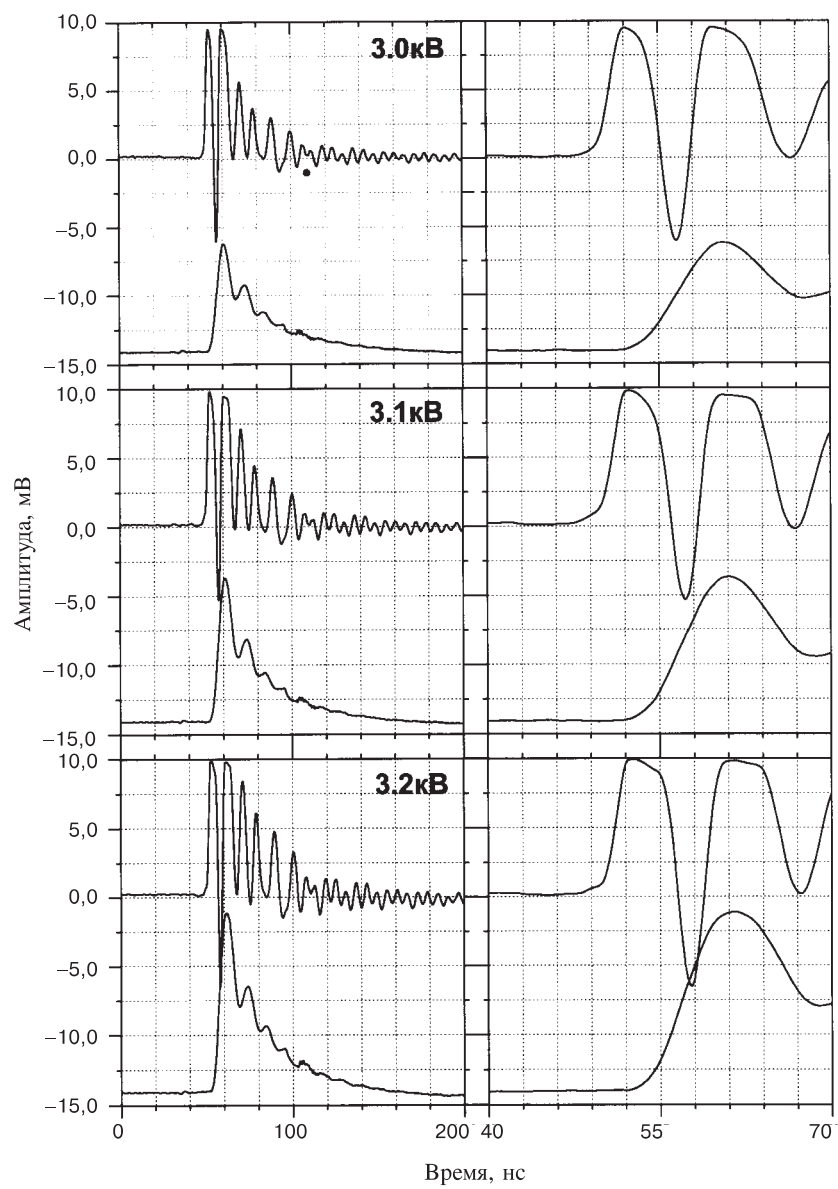


Рис. 116



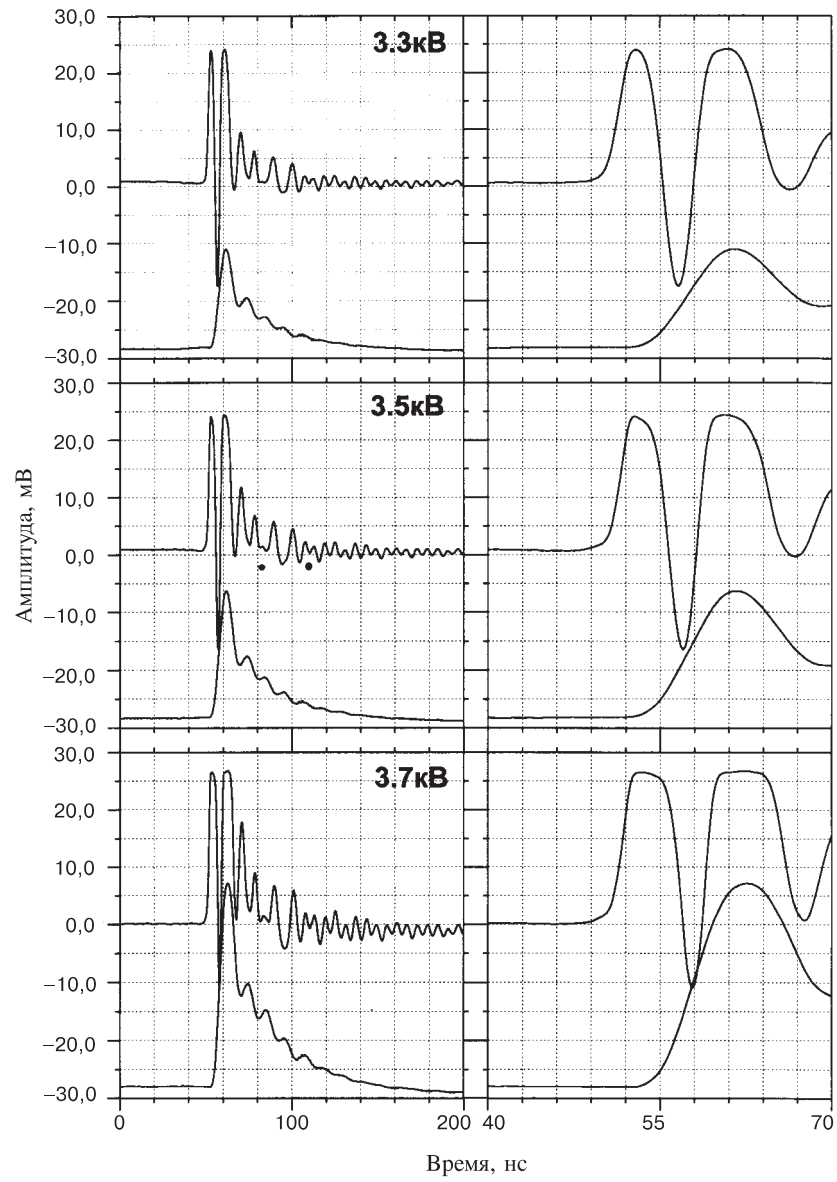


Рис. 116

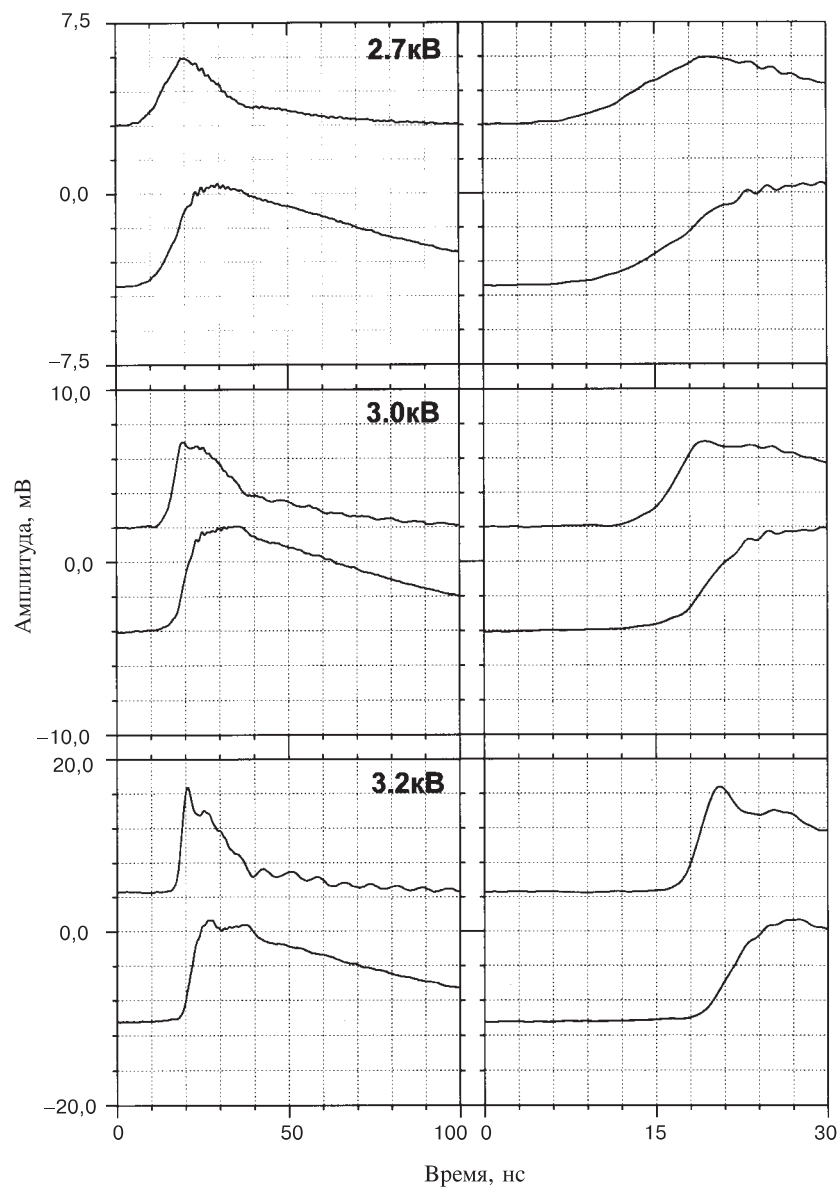


Рис. 11г

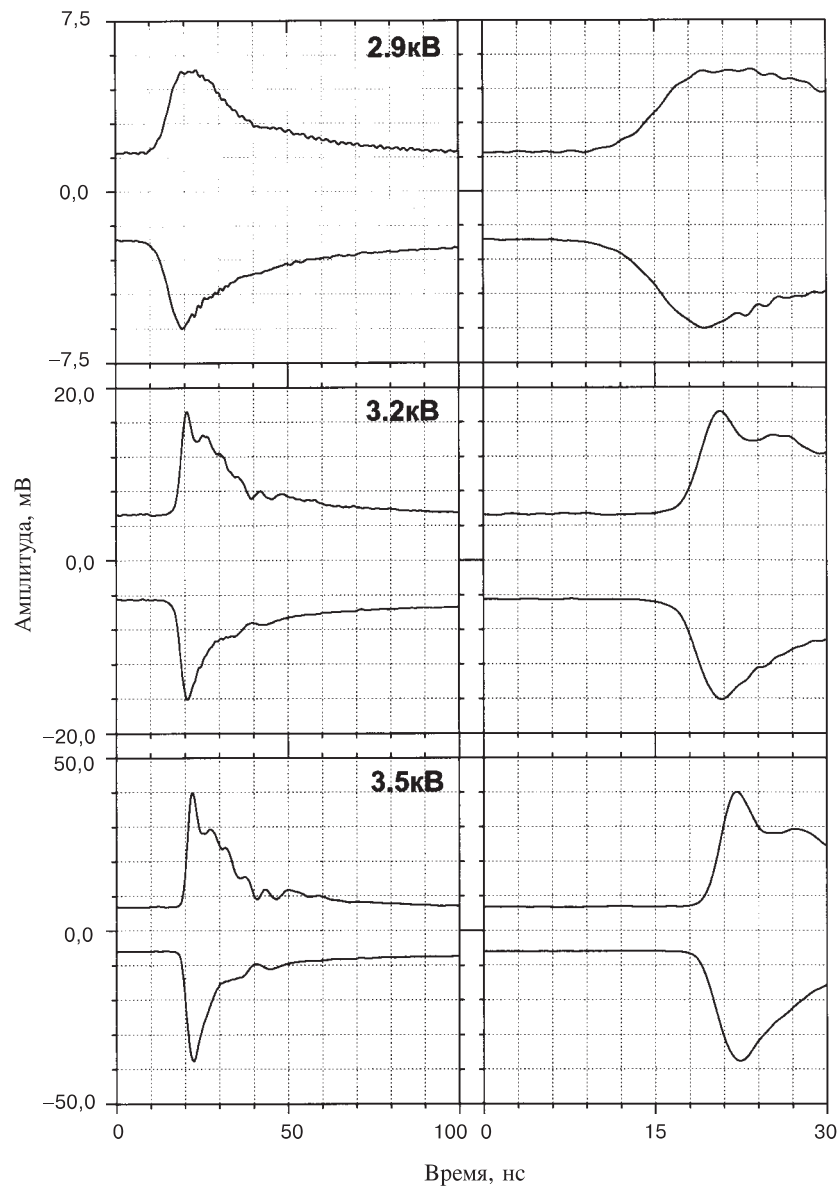


Рис. 11д

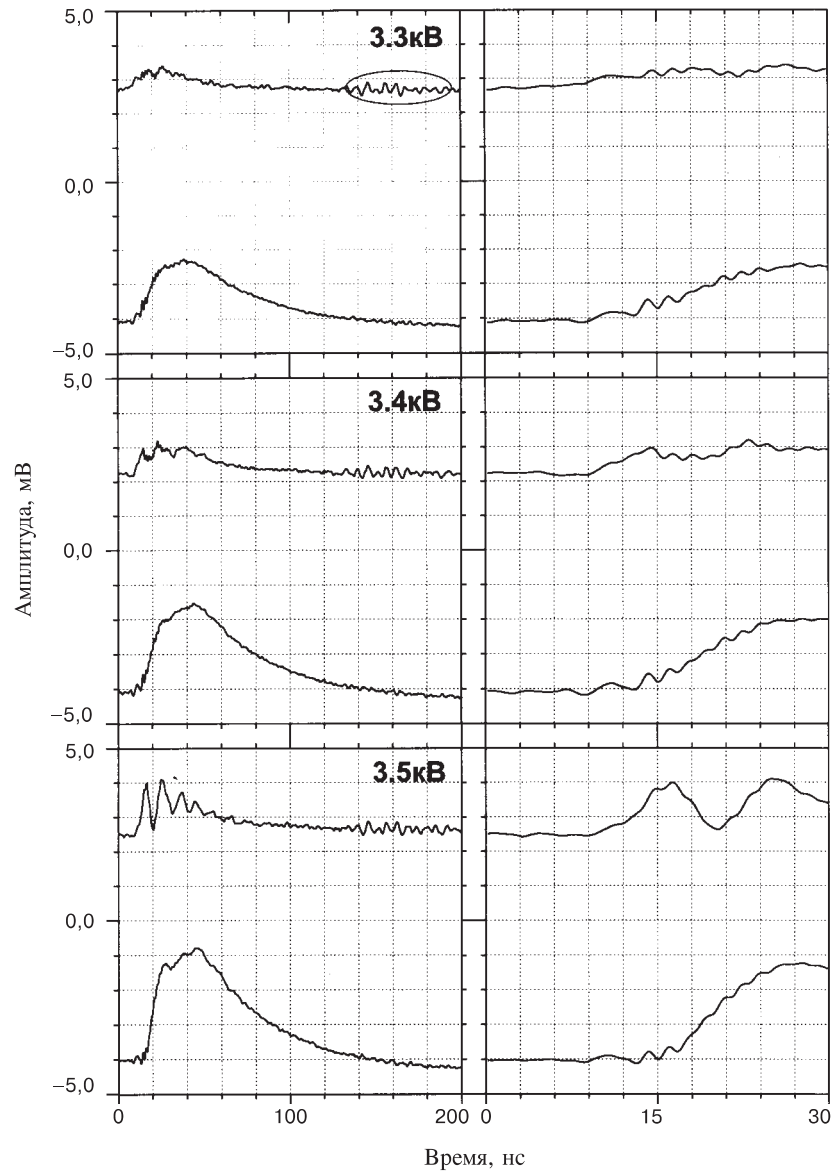


Рис. 12. Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с катода (а) или анода (б) при наполнении камеры газовой смесью 70%Ar + 30%С<sub>4</sub>Н<sub>10</sub>. Напряжение на камере указано на осциллограммах. Ослабление катодных сигналов 20 дБ (а), анодных (б) — 12 дБ (нижние осциллограммы)

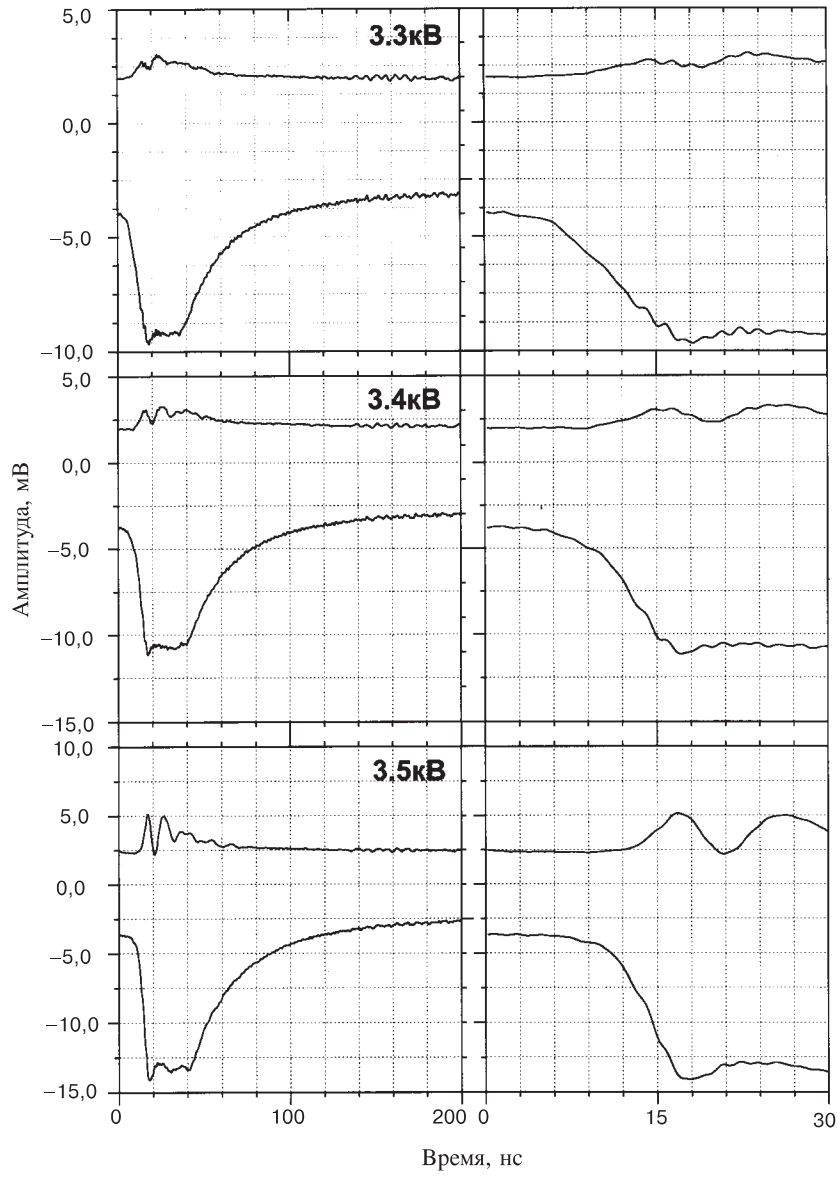


Рис. 12б

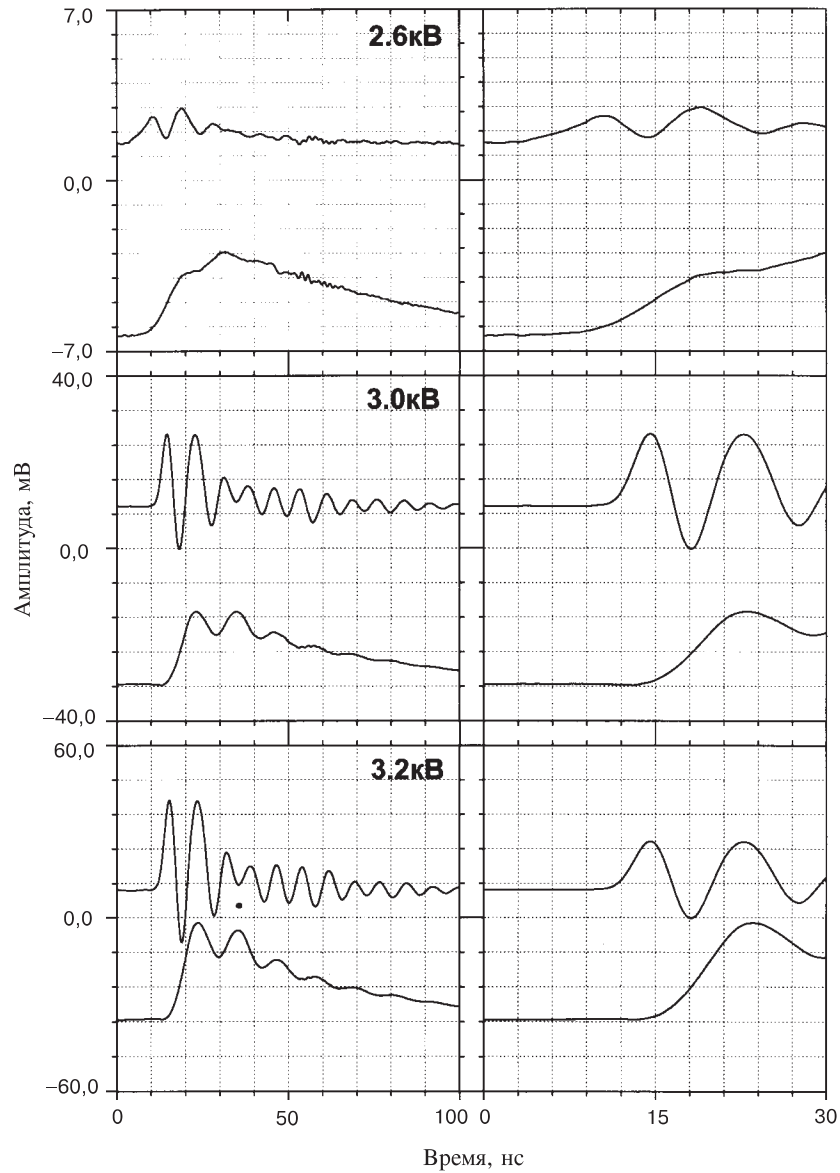


Рис. 13. Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с катода (а) или анода (б) при наполнении камеры газовой смесью  $85\%CF_4 + 13\%C_4H_{10} + 2\%CO(CH_3)_2$ . Напряжение на камере указано на осциллограммах. Ослабление катодных сигналов (а) 10 дБ и анодных (б) 12 дБ (нижние осциллограммы)

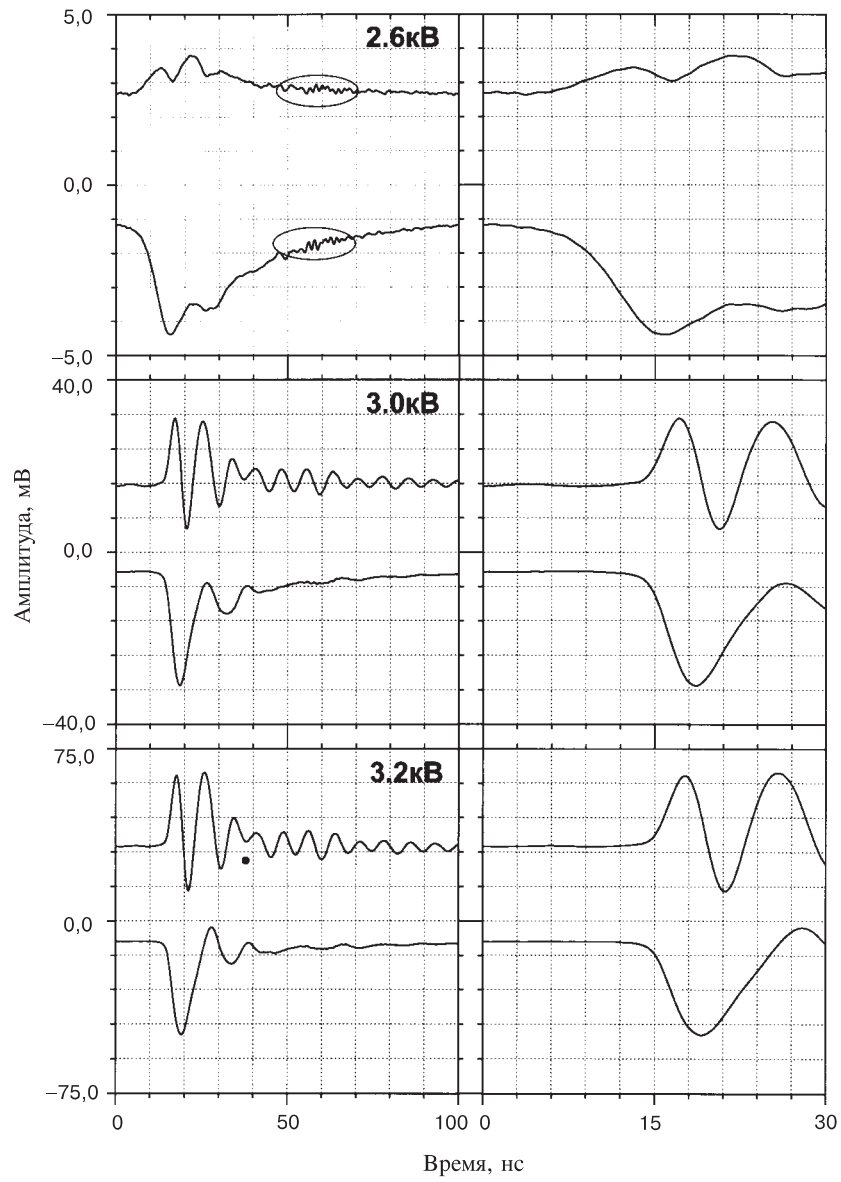


Рис. 13б

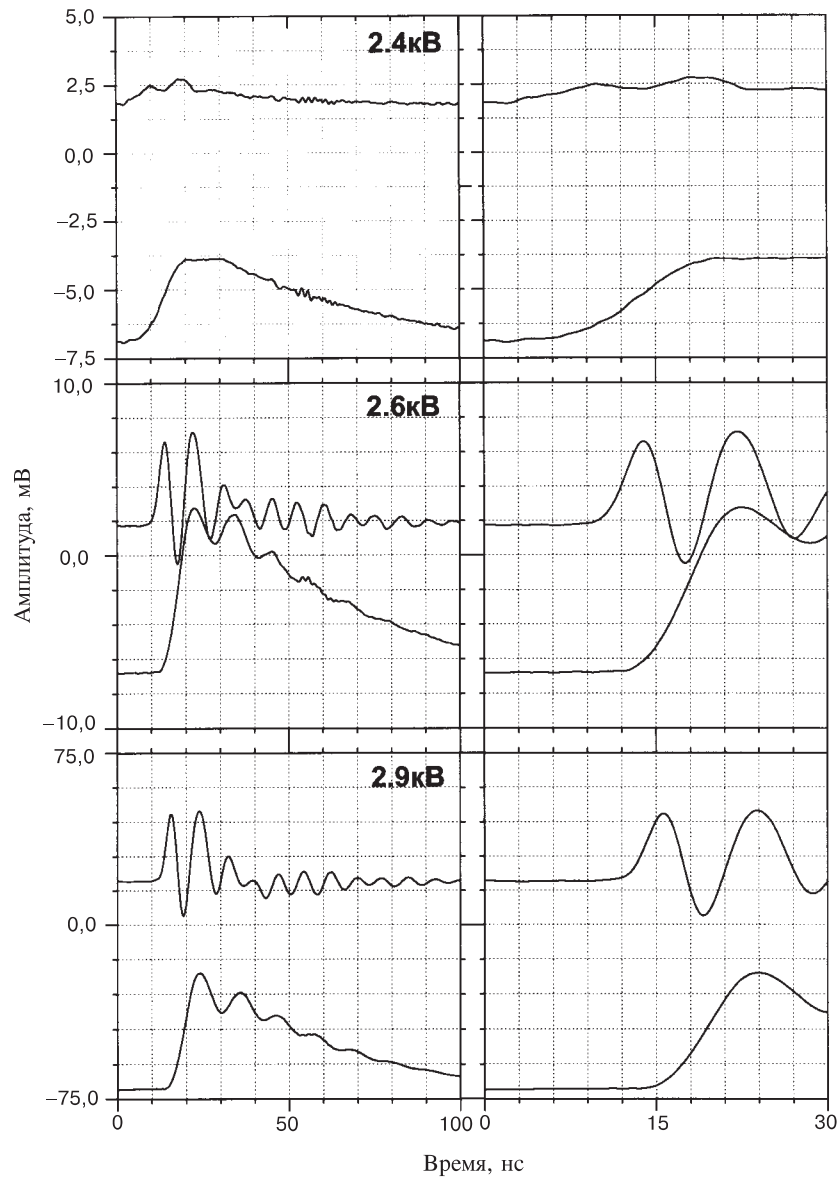


Рис. 14. Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с катода (а) или анода (б) при наполнении камеры газовой смесью  $90\%CF_4 + 10\%C_4H_{10} + 2,5 \cdot 10^{-4}Hg$ . Напряжение на камере указано на осциллограммах. Ослабление катодных сигналов (а) 10 дБ и анодных (б) 12 дБ (нижние осциллограммы)



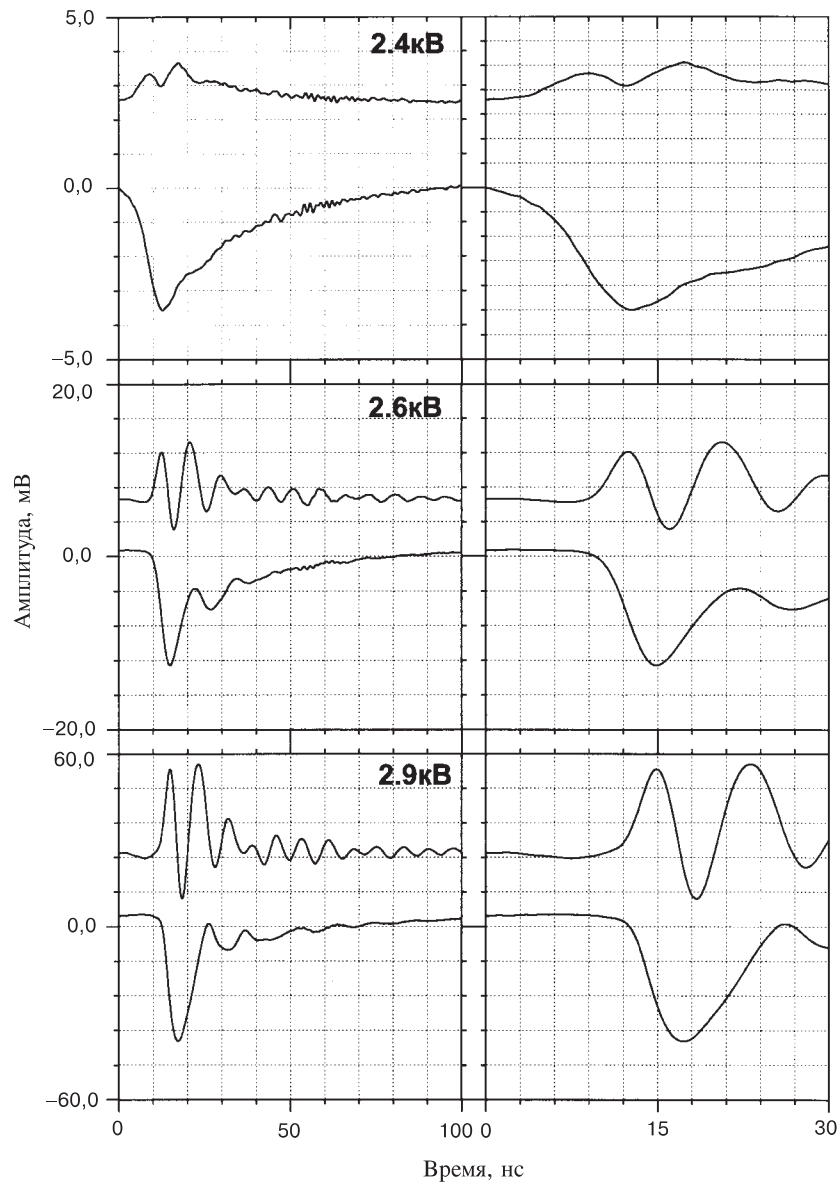


Рис. 146

времени нарастания амплитуды первого пика на контрольных проволоках до максимального значения. При напряжении на камере  $\geq 2600$  В величина задержки не меняется. Аналогичная зависимость в различной степени имеет место и для других газовых составов. Сильное отклонение в поведении задержек катодного сигнала наблюдается при работе камеры с газовыми составами  $95\%CF_4 + 5\%C_4H_{10}$  и  $70\%Ag + 30\%C_4H_{10}$ . Для первого из них (рис.11,а,б) задержка проявляется только при напряжении 3100 В, а при 3200 В задержка составляет всего 2,3 нс, хотя при данных напряжениях камера работает в ограниченно пропорциональном режиме с усилением  $> 10^6$ . Для второго состава газа (рис.12) задержка катодного сигнала практически отсутствует.

Из сравнения моментов появления сигналов на аноде и контрольных проволоках видно, что во всем диапазоне изменения высокого напряжения на камере данные сигналы образуются одновременно (рис.11д, 12б, 13б, 14б).

Наблюдаемую закономерность появления сигнала на катоде можно объяснить следующим образом. При напряжениях на камере, соответствующих газовому усилению  $< 10^5$ , лавина имеет еще низкую плотность  $n_+$  и  $n_-$  заряженных частиц, поэтому взаимодействие заряженных частиц в лавине ничтожно и заряды разных знаков свободно дрейфуют к соответствующим электродам независимо друг от друга. В результате движения зарядов в цепи начинает течь ток, представляющий собой сумму электронного и ионного тока [39]:

$$i = i_+ + i_- = \frac{E}{V}(n_+v_{др}^+ + n_-v_{др}^-). \quad (7)$$

Отношение напряженности электрического поля  $E$  к разности потенциалов  $V$ , приложенной к камере, определяется геометрией камеры. В этом случае под воздействием движущихся зарядов лавины на электродах камеры одновременно индуцируются сигналы соответствующей полярности. Появление задержки в индукции сигнала на катод означает, что скорость дрейфа ионов  $v_{др}^+$  в течение этого времени практически равна нулю. При низкой плотности лавины это может быть только в случае, когда ионы, находящиеся в хвосте лавины, замыкаясь на электроны, испытывают сильное взаимное торможение и одновременно экранируют катод от электронов, движущихся к аноду.

Однако это не единственный процесс в лавине, приводящий к торможению ионов. В сильноточной лавине уменьшение эффективной скорости дрейфа ионов может проходить при столкновениях с возбужденными молекулами, а также в процессах перезарядки [22]. Направленное движение ионов в электрическом поле может быть также нарушено в процессе столкновения с молекулами газа. Понятно, что действие этих процессов на развитие лавины проявляется только при высоких плотностях, когда число носителей заряда в лавине близко к критическому значению, равному  $10^8$  [38]. Когда же лавина имеет низкую плотность, торможение ионов может осуществляться только при включении в развитие лавины амбиполярной диффузии [40] за счет дей-

ствия кулоновских сил, которые проявляются в связывании зарядов противоположного знака. Включение этого процесса проявляется прежде всего в том, что начинается торможение электронов лавины, а самосогласованное поле электронов [20] начинает влиять на скорость дрейфа ионов. Как известно из физики газового разряда, при высоких плотностях лавины ( $\geq 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) амбиполярная диффузия способна привести не только к полному уничтожению скорости дрейфа ионов, но и к изменению направления движения ионов [21].

Поскольку ионы и электроны в лавине перекрываются и дрейфуют с разной скоростью в противоположных направлениях, то дрейф в лавине неизбежно приведет к разделению зарядов и к возникновению электрического поля, стремящегося устранить возникшее разделение. Чем выше плотность лавины, тем меньше масштабы разделения зарядов в пространстве и во времени и тем сильнее проявляется автоматический механизм для выравнивания зарядов противоположных знаков. Движение частиц в ней происходит таким образом, что ионы не могут оторваться от электронов [17]. Если разность потенциалов на длине разделения становится сравнимой по абсолютной величине с разностью потенциалов, создаваемой на этой длине внешним источником, то скорость ионов и электронов будет близка к нулю. По мере развития лавины подобный процесс будет нарастать и распространяться в направлении к аноду вследствие роста плотности зарядов и более интенсивного проявления торможения электронов. Стремление к установлению квазинейтральности приведет к тому, что с развитием лавины все большая часть медленных электронов будет тормозиться как внутри положительно заряженного облака, так и на фронте лавины. Естественно, что этот процесс приведет к ослаблению действия внешнего поля внутри лавины из-за кулоновского экранирования (2) [42]. В то же время для части передних электронов, вследствие роста поля между ними и анодом, условия резко изменяются: электроны переходят в режим непрерывного ускорения (см. рис.9) и интенсивно ионизируют молекулы газа, так как затормозившиеся ионным облаком электроны, находящиеся перед облаком, будут замыкать на себя ионы, образованные быстрыми электронами [21].

Описанная выше картина есть часть динамики развития лавины, и она важна с точки зрения процесса образования сигналов на электродах камеры. Действительно, почему сигнал на катоде появляется при низком усилении в камере одновременно с другими сигналами, а с повышением газового усиления он начинает задерживаться? Если все анализируемые сигналы отвечают одному и тому же току через камеру и внешнюю цепь, то, согласно теореме Рамо — Шокли [5], эти сигналы должны появляться всегда одновременно. С другой стороны, как было сказано выше, движение зарядов к аноду экранируется от катода практически неподвижным ионным слоем. Если это так, то в цепи вообще не может течь ток до тех пор, пока экранировка существует.

Но, тем не менее, сигналы на анодных электродах образуются. Причина состоит в следующем: в проволочных камерах плотность частиц лавины в направлении к аноду сильно неоднородна, а высокая плотность лавины создает сильное экранирование зарядов от внешнего электрического поля. Это обстоятельство обязательно вызовет диффузионный ток, который стремится устранить созданный градиент плотности. Полный ток, как правило, должен состоять из дрейфовых и диффузионных частей. При этом плотности потоков электронов и ионов представляются выражением [21]:

$$\Gamma_{\pm} = \pm n_{\pm} \mu_{\pm} E - D_{\pm} \nabla n, \quad (8)$$

где  $\mu$ ,  $D$  – коэффициенты подвижности и диффузии для электронов и ионов;  $E$  – электрическое поле, равное сумме внешнего поля и поля поляризации, вызванного разделением зарядов и градиентом плотности;  $n$  – плотность частиц в единице объема.

Плотность тока  $j$  в этой ситуации на основании (8) будет равна [21]:

$$j = e(\Gamma_{-} - \Gamma_{+}) = (D_{-} - D_{+})e\nabla n + (\mu_{-} + \mu_{+})Een, \quad (9)$$

а электрическое поле, равное сумме внешнего поля, ответственного за ток через камеру, и поля поляризации, вызванного наличием градиентов в лавине, представляется выражением

$$E = \frac{j}{e(\mu_{-} + \mu_{+})n} - \frac{D_{-} - D_{+}}{\mu_{-} + \mu_{+}} \frac{\nabla n}{n}. \quad (10)$$

Так как  $D_{-} \gg D_{+}$ , то при сильной экранировке внешнего поля в лавине плотность тока согласно (9) будет определяться в основном диффузионной частью  $j \approx eD_{-}\nabla n$ , т.е. главным переносчиком тока становится свободная диффузия электронов [21]. Поэтому, возвращаясь к нашей проблеме, можно понять, что если тока в цепи нет, то внешний источник питания не совершает работы по разделению связанных зарядов, и что электроны внутри лавины не получают энергию от поля и не могут тянуть за собой ионы. Образно говоря, динамическая система, бурно развивавшаяся в течение нескольких наносекунд, начинает консервироваться. Процесс продолжается до тех пор, пока не пойдет диффузионный ток. Заряд, приобретенный анодной проволокой 2 (рис.1) по мере достижения ее дрейфующими фронтальными и диффундирующими электронами, вызовет за счет электростатической индукции перераспределение зарядов обратного знака на всех соседних проволоках, электрическое поле которых уменьшает потенциал проволоки 2. Потенциалы же проволок 1, 3 и других повысятся. Возникшее при этом электрическое поле изменяется во времени в соответствии с изменением заряда, поступающего на анодную проволоку 2 из лавины. Анодные проволоки связаны между

собой емкостной связью и, как правило, соединены через нагрузочные сопротивления с общим проводом, идущим к "плюсу" высоковольтного источника. Так как ток через источник и камеру отсутствует, то диффузионный электронный ток благодаря изменяющемуся электрическому полю замыкается на соседние анодные проволоки через межанодные емкости и нагрузочные сопротивления. Причем ток, протекающий через сопротивление проволоки 2, равен сумме токов, идущих через остальные сопротивления.

Практически с началом протекания электронного тока начнется усиление экранирования анода пространственным зарядом ионов, что вызовет понижение внешнего поля вблизи анода и повышение его в направлении к катоду. Под действием градиента плотности и усиленного электрического поля ионы облака и связанные с ними электроны начнут перемещаться из области с более высокой плотностью и более слабым полем в область с пониженной плотностью и более сильным полем, т.е. начнется амбиполярная диффузия и амбиполярный дрейф зарядов вдоль неоднородного электрического поля. Амбиполярный поток зарядов характеризуется отношением [21]:

$$\frac{D_E}{D_a} = \frac{E^2}{4\pi n k T} = \frac{\{E[\text{В/см}]\}^2}{1,8 \cdot 10^{-6} n T[\text{эВ}]}, \quad (11)$$

где  $D_E$  – эффективный коэффициент диффузии при амбиполярном дрейфе;  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии.

Из (11) видно, что в проволочных камерах амбиполярный дрейф начинает преобладать над амбиполярной диффузией, если поле пространственного заряда  $E > 10^2$  В/см, а концентрация частиц в лавине  $n = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Данные значения реализуются в проволочной камере уже при газовом усилении  $10^5$ .

Скорость перемещения амбиполярного потока будет равна [43]:

$$v = \mu_+ E - \frac{D_+}{n_+} \frac{dn_+}{dx}, \quad (12)$$

где  $E$  – электрическое поле вдоль движения ионов, равное сумме внешнего поля и поля пространственного заряда.

Перекачивание пространственного заряда в направлении хвоста лавины приведет в движение электроны, удерживаемые экранирующим ионным слоем, что, в свою очередь, позволит этому слою начать движение к катоду и, производя его поляризацию, вызвать ток во всей цепи. Электроны же, освободившиеся от ионного слоя, будут частично заторможены в плотном ионном облаке.

В заключение приведем оценку масштаба разделения зарядов в экранирующем слое. При напряжении на камере 2,5 кВ и газовом наполнении 80% CF<sub>4</sub> + 20% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> величина задержки катодного сигнала равна  $t \approx 6$  нс (рис.11,а). Временной джиттер сигналов на аноде в этом случае равен

$\Delta t = 9,2$  нс (рис.8,*a*). Так как джиттер полностью определяется флуктуациями во времени дрейфа первых электронов, образовавшихся вблизи плоскости анода, на длине, равной половине шага  $S$  между анодами [32], то скорость дрейфа электронов будет равна

$$\frac{S}{2\Delta t} = \frac{0,1}{9,2 \cdot 10^{-9}} = 1,1 \cdot 10^7 \text{ см/с.} \quad (13)$$

При данной скорости электронный слой за первую наносекунду задержки катодного сигнала сместится относительно ионного слоя на расстояние  $10^{-9} \cdot 1,1 \cdot 10^7 = 1,1 \cdot 10^{-2}$  см. На самом деле реальная длина разделения должна быть существенно меньшей, т.к. электроны при своем движении испытывают влияние сдерживающих кулоновских сил. Поэтому их скорость дрейфа будет падать и полностью прекратится, когда, как отмечалось выше, на длине разделения установится равенство разности потенциалов. С этого момента состояние и конфигурация электронного слоя будут определяться состоянием ионного слоя.

**8.2. Время развития лавины.** Информацию об этой очень важной характеристике лавины дают сигналы, образующиеся на контрольных проволоках. Согласно приведенным осциллограммам на рис.11—14, время развития лавины  $\tau_{\text{Л}}$  равно времени нарастания первого пика (верхние осциллограммы) до максимальной амплитуды. То, что иллюстрируется на осциллограммах за первым пиком, отвечает другим процессам, возникающим в лавине после ее завершения. Эти процессы будут рассмотрены в п. 8.3.

На осциллограммах хорошо видно, что время развития лавины зависит как от величины газового усиления в камере, так и от состава газовой смеси. Общим для всех газовых смесей и практически не зависящим от величины газового усиления является очень низкая скорость развития лавины на ее начальном этапе, связанная с диффузионным током (см. п. 8.1). Время этого этапа составляет почти половину от полного времени развития лавины и находится в интервале от 2,5 нс для смеси 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при  $\tau_{\text{Л}} = 5$  нс до 5 нс для смеси 95%  $\text{CF}_4$  + 5%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при  $\tau_{\text{Л}} = 12$  нс. С другой стороны, с ростом усиления во всех газовых смесях  $\tau_{\text{Л}}$  стремится к пределу, равному 4,5 нс. Однако достигается этот предел в каждой смеси при разных значениях газового усиления (рис.15).

Интересной стороной полученных результатов является то, что предельное значение  $\tau_{\text{Л}}$  в каждой газовой смеси достигается при газовом усилении, которое соответствует установлению максимальной задержки катодных сигналов.

Если лавина достигла своего минимального времени развития, то это означает, что скорость движения основной части электронов в процессе торможения объемным зарядом достигла своего минимального значения, вслед

за которым электроны эффективно связываются ионами. Именно с этого момента дальнейшее усиление в лавине происходит главным образом за счет фронтальных электронов, которые, как отмечалось в п. 8.1, имеют для этого благоприятные условия.

Из рис.15 видно, что необходимая плотность лавины, при которой завершается торможение и связывание зарядов, в разных смесях достигается при разных газовых усилениях: чем тяжелее газ, тем при меньшем усилении и времени она достигается. Дальнейшее изменение плотности частиц в лавине будет определяться только оставшимся расстоянием до анода, которое должны будут пройти фронтальные электроны. Очень полезной является информация о времени развития лавины до того, как оно достигнет насыщения (рис.15), так как это время хорошо отражает поведение скорости дрейфа электронов в области лавинообразования в условиях возрастающего действия на них пространственного заряда.

Кажущееся уменьшение времени сбора электронов на анод камеры (рис.8,б) объясняется на самом деле сильным уменьшением фронта сигналов с повышением напряжения. Из осциллограмм хорошо видно, что с повышением напряжения до 3,5 кВ длительность фронта анодных сигналов на рис.13,б и 14,б уменьшилась более чем в два раза и составила 6 и 11 нс соответственно. По этой же причине с повышением напряжения все осциллограммы сдвигаются вправо.

**8.3. Электростатические колебания ионов и ионный звук.** В п. 8.1 было отмечено, что движение электронов, удерживаемых экранирующим ионным слоем, связано с перекачиванием ионного облака в направлении катода. Этот процесс протекает в течение времени, определяемого временем задержки катодного сигнала. Если время задержки  $t_3$  меньше времени развития лавины  $\tau_{\text{Л}}$ , то развитие лавины продолжается. Равенство  $t_3 = \tau_{\text{Л}}$  означает, что процесс ионизации электронами, движущимися во фронте лавины, через время  $t_3$  завершился. Причем, пока лавина развивается, часть электронов лавины уходит на анод за счет диффузионного тока, а в области лавинообразования остается нейтрализованное облако ионов.

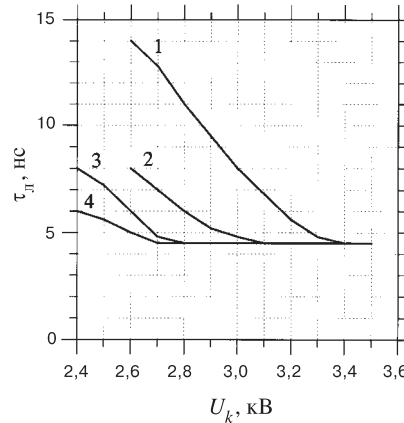


Рис. 15. Зависимость времени развития лавины при различном газовом наполнении камеры от напряжения на камере: 1) 95%CF<sub>4</sub> + 5%С<sub>4</sub>Н<sub>10</sub>, 2) 85%CF<sub>4</sub> + 13%С<sub>4</sub>Н<sub>10</sub>+2%СО(СН<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, 3) 90%CF<sub>4</sub>+10%С<sub>4</sub>Н<sub>10</sub>+2,5 · 10<sup>-4</sup>Hg, 4) 80% CF<sub>4</sub>+20% С<sub>4</sub>Н<sub>10</sub>

Перекачивание ионного облака к катоду за счет амбиполярной диффузии и амбиполярного дрейфа вызывает увеличение внешнего поля между облаком и анодом. Медленные электроны, находящиеся в облаке, начинают испытывать из-за роста поля амбиполярный дрейф к аноду. Этот дрейф неизбежно приведет к возникновению возвращающей силы, пропорциональной смещению электронов, пытающихся прорваться к аноду. Однако электроны, получая на своем пути все большую энергию от возрастающего внешнего поля, будут вынуждены затрачивать часть этой энергии на ионы, чтобы тянуть их за собой и тем самым группировать их в плотный сгусток. После ухода данных электронов на анод произойдет резкое возрастание расталкивающей силы между анодом и плотным ионным облаком. Заметим, что действие этой силы на электроны и ионы облака будет проявляться в противоположных направлениях. Эти процессы как раз и иллюстрируют верхние осциллограммы, полученные с контрольных проволок.

Резкое уменьшение амплитуды первого пика (т.е. изменение направления тока) после достижения максимального значения свидетельствует о том, что нейтрализованное облако ионов под действием теплового электронного давления и поля разделения движется за дрейфующими электронами в направлении к аноду. На высокую степень нейтрализации ионного облака также указывает слабое изменение амплитуды сигналов на аноде камеры. Как видно из осциллограмм, в течение периодически изменяющихся сигналов на контрольных проволоках амплитуда анодных сигналов увеличивается всего на 10–20%, в то время как на катоде наблюдается сильная зависимость амплитуды сигналов от периодического изменения индукционного заряда. По всей видимости, это связано с нейтрализацией облака в основном вдоль оси лавины. Во всех других направлениях индукция заряда, связанная в основном с движением ионов, дает заметный вклад.

Под действием расталкивающей силы ионы начнут двигаться в направлении к катоду, а электроны, находящиеся в облаке, по мере вытягивания их внешним полем, будут дрейфовать к аноду. Разделение зарядов приведет к действию возвращающей силы. Однако электроны, обладая большой подвижностью и при поддержке анода, адиабатически приспособляются к перемещению ионов, оказывая влияние на их движение. В результате совместное действие сил давления как электронов в ионном облаке, так и электрического поля разделения приведет к волновому движению ионов [16,17,20].

Прежде чем продолжить дальнейшее обсуждение полученных результатов, будет полезно коротко напомнить основные сведения об электростатических колебаниях в плазме [16,17,41].

Из физики плазмы известно, что смещение разноименно заряженных частиц в противоположных направлениях, т.е. их разделение, ведет к возникновению локального электрического поля, которое и создает колебания зарядов. Совместное же смещение зарядов обоих знаков в одном направлении



приводит к локальному возникновению области повышенного давления, что порождает упругие (или по аналогии звуковые) колебания.

Обычно в физике плазмы, говоря о плазменных колебаниях, имеют в виду высокочастотные электронные колебания, в которых движением ионов пренебрегается. Выражение для электронной плазменной частоты имеет вид

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}; \quad f = \frac{\omega_0}{2\pi} = 8960\sqrt{n}, \quad (14)$$

где  $n$  – плотность электронов. Например, при  $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  частота электростатических плазменных колебаний электронной ветви будет равна  $f_0 = 4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} = 40 \text{ ГГц}$ . Дисперсионное уравнение для низкочастотной ветви плазменных колебаний, возникающих за счет движения ионов, имеет вид

$$\omega^2 = \frac{k^2 \omega_0^2 \frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{M_i} + k^4 \gamma_e \gamma_i \frac{T_e T_i}{m_e M_i}}{\omega_0 + k^2 \left( \gamma_e \frac{T_e}{m_e} + \gamma_i \frac{T_i}{M_i} \right)}, \quad (15)$$

где  $k$  – волновое число;  $T_e$  и  $T_i$  – электронная и ионная температуры в энергетических единицах;  $\gamma_e$  и  $\gamma_i$  – показатели адиабаты. Уравнение (15) записано для однозарядных ионов.

В предельных случаях для волнового числа, когда  $k \rightarrow 0$  или  $\infty$ , низкочастотная ветвь (15) дает ионный звук с несколько различными дисперсионными уравнениями:

1) для длинных волн ( $k \rightarrow 0$ )

$$\omega^2 \approx k^2 \frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{M_i}; \quad (16)$$

2) для коротких волн ( $k \rightarrow \infty$ )

$$\omega^2 \approx k^2 \gamma_i \frac{T_i}{M_i}. \quad (17)$$

Разница между (16) и (17) заключается в том, что в случае длинных волн в распространении ионного звука принимают участие и электроны, но движутся они так, как если бы каждый из них имел массу  $M_i$ .

3) Пусть  $T_i \rightarrow 0$ , а волновое число и температура электронов постоянны (следует отметить, что в электронной лавине, образующейся в проволочных камерах, условия случая 3 хорошо выполняются). В этом предельном случае для коротких волн уравнение (15) принимает вид

$$\omega^2 \approx \frac{m_e}{M_i} \omega_0^2, \quad (18)$$

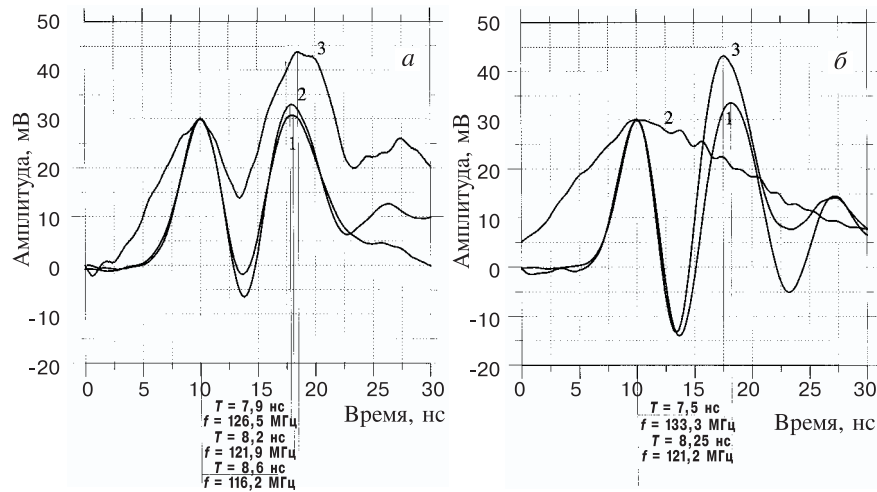


Рис. 16. Частота плазменных колебаний ионов в различных газовых смесях при напряжении на камере: а) 2,6 кВ, 1) 95%CF<sub>4</sub> + 5%CH<sub>3</sub>CH<sub>2</sub>(OH)CH<sub>3</sub>, 2) 96%CF<sub>4</sub> + 4%CO(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, 3) 85%CF<sub>4</sub> + 13%C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 2%CO(CH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, б) 2,9 кВ, 1) 90%CF<sub>4</sub> + 10%C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 2,5 · 10<sup>-4</sup>Hg, 2) 95% CF<sub>4</sub> + 5% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>, 3) 80% CF<sub>4</sub> + 20% C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>

то есть вместо ионного звука имеют место чисто электростатические колебания ионов:

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{M_i}}. \quad (19)$$

Выражением (19) и определяется ионная плазменная частота, которая возникает в результате смещения ионов в самосогласованном электрическом поле электронов и определяется дальнедействующим кулоновским взаимодействием ионов.

Таким образом, при достаточно холодных ионах, но горячих электронах в широком интервале длин волн, ионная ветвь имеет чисто электростатический характер. В этом интервале ионы колеблются с постоянной электростатической частотой. Но при выходе из него как в сторону длинных, так и в сторону коротких волн электростатические колебания ионов переходят в ионный звук [17,41].

Частота электростатических колебаний холодных ионов такова, как если бы смещение ионов происходило при неподвижных электронах. В действительности, электроны всегда намного подвижнее ионов, но если электроны горячие, то тепловое движение "размывает" концентрацию электронов равномерно по пространству. В этом случае ионные колебания происходят на однородном электронном фоне [17,41].

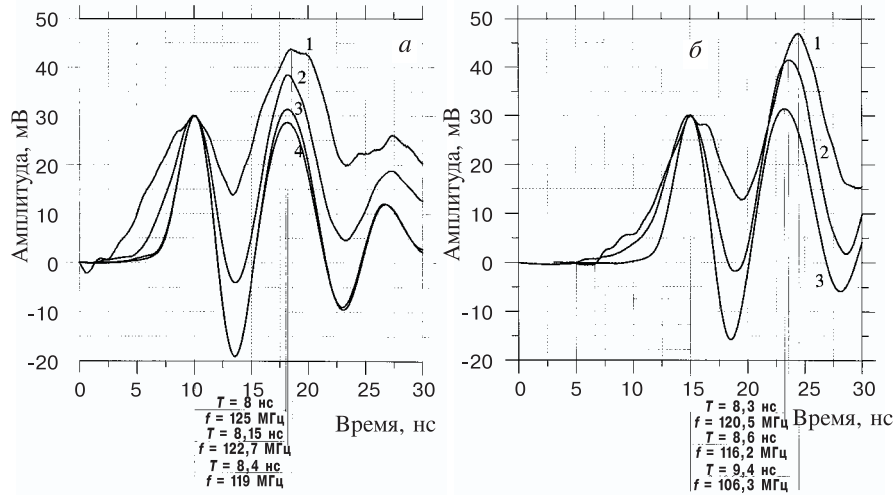


Рис. 17. Частота плазменных колебаний ионов при наполнении камеры газовой смесью а)  $90\%CF_4 + 10\%C_4H_{10} + 2,5 \cdot 10^{-4}Hg$  при напряжениях на камере: 1 — 2,6 кВ, 2 — 2,8 кВ, 3 — 3,0 кВ, 4 — 3,2 кВ, б)  $85\%CF_4 + 13\%C_4H_{10} + 2\%CO(CH_3)_2$  при напряжениях на камере: 1 — 2,45 кВ, 2 — 2,5 кВ, 3 — 2,9 кВ

На рис.16 приведены осциллограммы с контрольных проволок в интервале до 30 нс, измеренные при напряжении на камере 2,6 кВ и 2,9 кВ соответственно, но для различных газовых составов. На рис.17 показано поведение сигналов на контрольных проволоках в зависимости от напряжения на камере при газовом наполнении  $90\%CF_4 + 10\%C_4H_{10} + 2,5 \cdot 10^{-4}Hg$  и  $85\%CF_4 + 13\%C_4H_{10} + 2\%CO(CH_3)_2$ . Для удобства проведения сравнения частотных характеристик и их зависимости от газового состава и напряжения на камере амплитуды сигналов изменены пропорциональным образом так, чтобы амплитуды первого пика для разных осциллограмм совпадали. Поэтому амплитудные характеристики осциллограмм на рис.16,17 передают только временные и частотные характеристики и значения периодов колебаний, а также длительность времени развития лавины. Из сравнения осциллограмм видно, что частота ионных колебаний зависит от газового состава и изменяется в пределах  $116 \div 133$  МГц (рис.16). С изменением напряжения на камере при фиксированном наполнении также наблюдается изменение частоты колебаний от 119 до 125 МГц (рис.17,а) и от 106 до 120 МГц (рис.17,б). Данное поведение частоты колебаний свидетельствует о том, что в разных газовых составах при данном напряжении на камере обеспечивается разная средняя энергия электронов. Изменение электрического поля в камере приво-

дит к тому, что средняя энергия электронов в фиксированной газовой смеси изменяется.

Приведенные зависимости предоставляют полезную информацию для физики газового разряда в молекулярных газах, так как из них можно получить сведения о средней тепловой скорости электронов, которая связана со скоростью дрейфа и с энергетическими потерями электронов в данном газе (см. выражение (6)).

Зная частоту ионных колебаний, на основании (19) можно определить плотность ионов в ионном облаке. Например, для газовой смеси 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (рис.16,б) линейная частота ионных колебаний  $f = 133$  МГц. Круговая частота равна  $\omega = 2\pi f = 837,5$  МГц. Из выражения (19) для плотности ионов имеем  $n_i = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Знание плотности лавины позволяет провести оценку пространственного размера лавины. Прямые измерения амплитуды анодного сигнала на сопротивлении 50 Ом дают средние значения 50 мВ при напряжении на камере 3,2 кВ (рис.6). При ширине сигнала на полувысоте, равной  $5 \cdot 10^{-9}$  нс, число частиц в лавине составит  $n = It/e = 3,1 \cdot 10^7$ . Объем лавины при данном числе носителей заряда будет равен  $n/(n_i + n_e) = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$ . Длина области лавинообразования (рис.3) из условия, что пороговое значение электрического поля равно 20 кВ/см, составляет 0,03 см. Следовательно,  $0,03(\Delta y \cdot \Delta z) = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$ , или  $\Delta y \cdot \Delta z = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ . Считая лавину симметричной относительно оси  $x$ , имеем  $\Delta y = \Delta z = 0,7 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ . Так как лавина в процессе развития постепенно расширяется и принимает сигарообразную форму, то, зная объем лавины, можно легко трансформировать параллелепипед в примерную форму лавины.

Полученные выше значения позволяют провести оценку таких важных параметров сильноточной лавины, как радиус Дебая и электрическое поле в области разделения зарядов.

Если линейные размеры области разделения масштаба  $x$ , а концентрация заряженных частиц в лавине  $n$ , то [40]:

$$\text{div } E \approx \frac{E}{x} = 4\pi n e, \quad E = 4\pi n e x. \quad (20)$$

С возникновением электрического поля разделения зарядов диффузия имеет амбиполярный характер, если заметный перепад плотности зарядов происходит на расстояниях, больших дебаевского радиуса экранирования [39]. Это условие выражается соотношением [21]:

$$\frac{\delta n}{n} \approx \frac{kT_e}{4\pi n e^2} \frac{1}{R} = \left(\frac{r_D}{R}\right)^2, \quad r_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n e^2}\right)^{\frac{1}{2}} = 6,9 \left(\frac{T_e}{n}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

где  $R$  – характерный размер области сильного перепада плотности зарядов (т.е. длина лавины);  $r_D$  – дебаевский радиус экранирования;  $T_e$  – температура

электронов (средняя тепловая энергия);  $n$  – концентрация носителей заряда в лавине.

Если через внешнюю цепь тока нет или он есть, но мал по сравнению с диффузионным током электронов (поле разделения в (10) сравнимо с внешним), то лавина будет квазинейтральной в случае  $R \gg r_D$ , а следовательно,  $\delta n/n \ll 1$ . Поэтому критерием квазинейтральности будет отношение [21]:

$$\left(\frac{r_D}{R}\right)^2 \ll 1, \quad (22)$$

которое означает, что возникшее поле разделения зарядов препятствует нарушению квазинейтральности на расстояниях, больших дебаевского радиуса экранирования.

Оценим радиус Дебая для нашего случая. Согласно работе [44] средняя тепловая энергия электронов в газовой смеси 80%  $\text{CF}_4 + 20\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ , соответствующая минимуму в сечении рассеяния электронов в  $\text{CF}_4$ , равна 0,2 эВ. Радиус Дебая согласно (21) равен  $r_D = 1,8 \cdot 10^{-4}$  см. При разделении зарядов на величину радиуса Дебая  $r_D$  возникает поле, равное  $E = 4\pi n e r_D \approx 7000$  В/см. Если масштаб разделения возрастает за счет действия градиентов плотности, внешнего поля и большой подвижности электронов до  $10r_D = 18 \cdot 10^{-4}$  см, то поле разделения равно  $7 \cdot 10^4$  В/см и составит 35% от поля в камере на расстоянии  $18 \cdot 10^{-4}$  см от анода. При таком разделении зарядов квазинейтральность лавины, согласно (22), сохраняется:

$$\left(\frac{10r_D}{R}\right)^2 = \left(\frac{18 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 10^{-2}}\right)^2 = 3,6 \cdot 10^{-3} \ll 1. \quad (23)$$

В использованных газовых смесях средние тепловые энергии электронов слабо отличаются друг от друга. Поэтому с понижением плотности лавины длина экранирования, увеличиваясь, приближается к длине волны ионных колебаний. Из выражения коэффициента затухания для ионных колебаний

$$\delta \approx \frac{\sqrt{\pi}\omega}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda}{2\pi r_D}\right)^3 e^{-\frac{\lambda^2}{8\pi^2 r_D^2}} \quad (24)$$

следует, что если величина  $r_D$  приближается или равна длине волны  $\lambda \approx \left(\frac{\pi T_e}{n e^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ , то затухание происходит за время порядка периода колебаний [17]. Иллюстрируемые на осциллограммах ионные колебания хорошо согласуются с этим выводом. Видно, что колебания, протекающие в газовых смесях, за исключением 80%  $\text{CF}_4 + 20\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ , длятся не более двух периодов. В указанной смеси продолжительность колебаний составляет шесть периодов.

Представляет интерес также поведение колебаний относительно положения "равновесия". Здесь тоже наблюдается зависимость от плотности лавины.

При наполнении камеры смесью  $85\%CF_4 + 13\%C_4H_{10} + 2\%CO(CH_3)_2$  положительные и отрицательные фазы колебаний практически симметричны (рис.13). Замена насыщенных паров ацетона парами ртути (рис.14) приводит к росту положительной и уменьшению отрицательной фаз колебаний. В газовой смеси на рис.11,*a–в* отчетливо видна практически полная асимметрия в сторону положительной фазы. Скорее всего, асимметрия связана с направлением электронного давления в лавине и проявлением силы торможения (кулоновское трение), вызванной возрастающими электронными взаимодействиями в момент сжатия волны, а также действием поля волны на заряженные частицы ионного облака.

Частицы в лавине имеют скорости как меньшую, так и большую, чем фазовая скорость волны. На частицы с меньшей скоростью действие поля опережающей их волны состоит в передаче им импульса, т.е. волна увлекает частицы за собой. Частицы же, движущиеся быстрее волны, теряют импульс, отдавая его волне. Как правило, число частиц, увлекаемых волной, превышает число частиц, передающих импульс волне [20]. В итоге наступает быстрое затухание плазменных колебаний ионов и переход их в ионный звук. Как следует из физики плазмы, распространение ионного звука без затухания возможно только в случае, когда температура электронов значительно превышает температуру ионов [17].

Момент перехода ионных колебаний в ионный звук отмечен на некоторых осциллограммах жирной точкой. Для газовых смесей с содержанием паров ацетона и ртути продолжительность колебаний ионного звука в квазинейтральном облаке равна примерно  $60 \div 65$  нс. Для наполнения  $80\% CF_4 + 20\% C_4H_{10}$  колебания ионного звука (рис.11,*б*) продолжаются более 100 нс. Причем частота колебаний в этом случае примерно на 25% выше, чем в других газах. Как видно из осциллограмм (рис.11,*д* и 12,*а*), в газовых смесях  $95\%CF_4 + 5\%C_4H_{10}$  и  $70\%Ar + 30\%C_4H_{10}$  ионные и звуковые колебания практически отсутствуют.

Привлекает к себе внимание зависимость длительности анодного и катодного сигналов от степени раскачки ионных колебаний. Как видно из рис.11—14, по мере роста амплитуды колебаний наблюдается укорочение длительности анодного и катодного сигналов с одновременным изменением их формы. Причем эти изменения ярко выражены в газовых смесях, в которых возникают плазменные колебания ионов и четко с ними связаны. В процессе раскачки колебаний длительность анодного сигнала становится равной примерно периоду колебаний в области с максимальной амплитудой. Из-за малости последующих колебаний влияние их на форму сигналов незначительно. Что касается катодных сигналов, то из-за большой емкости катода относительно "земли" влияние ионных колебаний на них интегрируется.

Для сравнения влияния первичной ионизации на характеристики плазменного образования были проведены измерения с  $\gamma$ -источником  $^{55}Fe$ . Из-

мерения показали, что плазменные колебания ионов в лавине в этом случае начинаются примерно на 300 В раньше. Никаких других особенностей, характерных для данного типа источника, в сравнении с радиоактивным  $\beta$ -источником  $^{90}\text{Sr}$ , зарегистрировано не было.

В заключение покажем, что ионные колебания в квазинейтральном облаке являются малыми. В п. 8.4 будет показано, что в процессе колебаний средняя энергия ионов достигает значения 0,2 эВ, что соответствует скорости ионов  $8,5 \cdot 10^4$  см/с. При данной скорости отклонение колеблющихся ионов относительно положения равновесия при частоте колебаний 133,5 МГц за половину периода будет равно  $v \cdot T/2 = 3,2$  мкм. Из-за асимметричности колебаний (рис.11,б,в) ионы будут колебаться в основном между анодом и положением равновесия.

#### 8.4. Формирование стримера и механизм его прорастания к катоду.

В п. 6.1 было показано, что с увеличением газового усиления наблюдается тенденция к скачкообразному увеличению анодного и катодного сигналов. Согласно работе [35] появление скачка в амплитудах сигналов связано с проявлением стримера. Однако ясного описания механизма формирования стримера в указанной работе, да и во многих других [7,18,36,45], не представлено. В основном нет четкого объяснения условия перехода электронной лавины в стример и возникновения вторичных электронов впереди фронта распространения стримера.

Динамика этих сложных процессов может быть получена только при тщательном изучении всех явлений, способствующих данному переходу. Как следует из предыдущего раздела, пространственная структура лавины при газовом усилении  $10^6$  не может рассматриваться как совокупность двух противоположно заряженных облаков в связи с тем, что действие дальнедействующих кулоновских взаимодействий приводит в итоге к перемешиванию зарядов, что, в свою очередь, способствует переходу лавины в квазинейтральную плазму. В новом состоянии квазинейтральной плазмы между частицами лавины более интенсивно протекают процессы теплообмена, выравниваются значения ускорений во внешнем поле, резко проявляется зависимость в движении частиц друг от друга.

Однако трансформирование лавины в квазинейтральную плазму еще не является достаточным условием для начала формирования стримера. Необходимо еще, чтобы плотность носителей заряда в плазменном облаке превысила некоторое пороговое значение. Если последнее условие не выполняется, то в лавине практически не образуются ускоренные электроны. Их отсутствие сказывается на низкой степени нейтрализации ионного облака, так как медленные электроны не будут заэкранированы от анода. В итоге плазменные колебания ионов быстро затухают, и плазма становится неустойчивой даже при малых пространственных перераспределениях заряженных частиц. Примером этого могут служить осциллограммы, приведенные на рис.13,а и

14,а. Видно, что даже незначительное увеличение плотности газовой смеси путем замены паров ацетона парами ртути (более активных в плане развития лавины и более тяжелых) приводит к очевидному изменению характеристик плазменного облака, выражающемуся в росте положительной фазы колебаний. Наиболее полно требуемым условиям удовлетворяет газовая смесь 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ . В этом газе достигаются большие значения газового усиления. Высокая плотность лавины, проявляющаяся в задержке электронов полем ионов (режим амбиполярной диффузии), реализуется практически в начале пропорционального режима. С ростом усиления увеличивается продолжительность плазменных колебаний ионов и, начиная с усиления примерно  $4 \cdot 10^7$  ( $U_K = 3, 5$  кВ), развитие лавины переходит в новую стадию. Это выражается в четком разделении электронов в лавине на две группы (рис.9), начале амплитудного скачка (рис.7,б) и начале второй стадии плазменных колебаний ионов. Временной интервал второй серии колебаний отмечен на рис.11,в двумя жирными точками.

Наиболее поразительным является наличие задержки между моментом завершения первой лавины и началом второй (рис.11,в), равной примерно 27 нс. Величина этой задержки имеет сильную зависимость от степени локализации лавины. Если щелевой коллиматор с зазором 0,15 мм расположить прямо напротив анодной проволоки 2 (рис.1), то в этом случае обеспечивается максимальная плотность лавины, и задержка равна примерно 10 нс. Перемещение коллиматора влево или вправо от проволоки приводит к размытию лавины, так как кластеры от ионизации, дрейфуя вдоль разных силовых линий, образуют менее плотную лавину, чем в первом случае. По этим измерениям интервал изменения задержки для данного газа оказался равным  $10 \div 30$  нс. Практически такие же времена между моментом завершения лавины и моментом образования стримера получены в работах [46,47].

Следует отметить, что от степени локализации лавины сильно зависит доля лавин с быстрыми электронами. В случае высокой локализации (источник напротив проволоки 2) количество лавин с быстрыми электронами составляет примерно 45%. С понижением плотности лавины (источник сдвинут влево от проволоки на 0,8 мм) доля лавин с быстрыми электронами падает до 20%.

По-видимому, в плане формирования стримера наличие задержки между лавинами играет очень важную роль. Необходимость этого временного интервала может быть вызвана неравновесным состоянием плазменного облака, в котором неизбежно должны возникнуть самопроизвольные процессы перехода в состояние равновесия. В первую очередь, в изучаемой среде, как следует из динамики образования лавины в неоднородном поле, наиболее выраженными являются градиенты плотности, давления и температуры. Как было показано выше, в результате наличия градиентов внутри лавины возникают макроскопические движения, приводящие к колебаниям ионов. С началом



этих колебаний к тепловому давлению электронов ( $p = n_e k T_e$ ), которое действует на ионы, добавляется давление со стороны распространяющейся волны вдоль плазменного облака. Приведенные на рис. 11, а–в осциллограммы колебаний наглядно отражают динамику процессов, протекающих в лавине в зависимости от высокого напряжения на камере. Из рисунков видно, что в области напряжений на камере до 3,0 кВ амплитуда ионно-звуковых волн в плазменном облаке линейно нарастает. Колебания поддерживаются в результате притока к ним энергии от внешнего поля. Переносчиками энергии являются электроны. Увеличение притока энергии к волне за счет размножения электронов приводит к росту амплитуды колебаний.

В п. 8.1 было отмечено, что устранение экранирующего слоя в направлении катода медленным диффузионным током вызовет ток через камеру. Этот ток приведет к смещению в распределении электронов по скоростям в сторону более высоких скоростей дрейфа. Декремент затухания ионно-звуковых колебаний в плазме с направленным потоком электронов равен [53]:

$$\gamma_s^e(\mathbf{k}) \left( 1 - \frac{\mathbf{k} \mathbf{v}_d}{k v_s} \right) = \gamma_{s0}(\mathbf{k}), \quad (25)$$

где  $\gamma_s^e(\mathbf{k})$  – декремент линейного затухания Ландау для ионно-звуковых волн, обусловленный электронами;  $\mathbf{v}_d$  – средняя дрейфовая скорость электронов и  $v_s$  – скорость ионного звука. Из выражения (25) видно, что при  $v_d > v_s$   $\gamma_{s0} < 0$  и взаимодействие ионно-звуковых волн с дрейфующими электронами приведет к нарастанию амплитуд волн. Нарастание будет продолжаться до проявления нелинейных эффектов, вызванных взаимодействием между волной и частицами плазмы. В результате этих взаимодействий происходит обмен энергией между колебаниями и частицами, который приведет в итоге к тому, что нарастающие волны, достигая конечной амплитуды, изменят параметры плазмы. В этих условиях становится необходимым учет нелинейного затухания ионно-звуковых колебаний.

В работе [53] показано, что основной вклад в функцию, характеризующую нелинейное взаимодействие ионно-звуковых волн с частицами плазмы, вносит взаимодействие этих волн с ионами. При нелинейном взаимодействии двух ионно-звуковых колебаний с волновыми векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_1$  возникают биения с фазовой скоростью [53]:

$$v_{ph} = \frac{v_s}{\sqrt{1 + 4kk_1(k - k_1)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}}, \quad (26)$$

где  $\theta$  – угол между векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_1$ . Если частоты взаимодействующих волн близки друг к другу, так что  $(k - k_1)/\sqrt{kk_1} \sim \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \sin \frac{\theta}{2}$ , то скорость  $v_{ph}$  становится равной по порядку величины тепловой скорости ионов  $v_i$ . Такие

биения интенсивно поглощаются ионами, приводя тем самым к затуханию исходных ионно-звуковых волн и к повышению тепловой энергии ионов. На повышение температуры ионов указывает также осциллограмма на рис.18, из которой видно, что плазменные колебания ионов переходят в ионный звук в сторону коротких волн с частотой 162 МГц. Для коротковолнового ионного звука предельный вид дисперсионного уравнения (15) переходит в выражение (17), из которого можно определить температуру ионов. Принимая в выражении (17) значение показателя адиабаты для ионов равным показателю адиабаты для тяжелых молекулярных газов  $\gamma = 1,4$ , определим температуру ионов:

$$T_+ \sim \frac{\omega^2 T_- M_+}{4\pi n_+ e^2 \gamma} \sim 0,2 \text{ эВ}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \lambda = \left( \frac{\pi T_-}{n_+ e^2} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad \omega = 2\pi f. \quad (27)$$

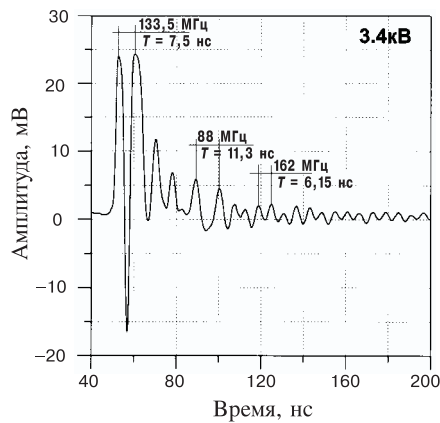


Рис. 18. Частота плазменных колебаний ионов в первой и второй лавинах и ионного звука при наполнении камеры газовой смесью 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$

которые, удлиняясь с ростом напряжения, становятся сравнимыми с временем развития лавины.

Как отмечалось выше, конечная амплитуда, достигаемая волной в процессе раскочки, определяется взаимодействием волны с плазменным облаком, которое и приводит к изменению его параметров. В интервале напряжений 3,0 ÷ 3,2 кВ эти изменения связаны с тем, что устанавливается максимальная задержка катодного сигнала, в течение которой происходит интенсивное

Полученное значение температуры ионов (вернее, их средняя тепловая энергия) в плазменном режиме примерно на порядок превосходит температуру ионов, образующихся в пропорциональном режиме ( $\sim 0,025$  эВ).

То, что с началом дрейфового тока через камеру колебания достигают конечной амплитуды за время, меньшее полупериода (рис.11,б), свидетельствует, что процесс передачи энергии от дрейфующих электронов волне имеет характер фазового резонанса. В интервале напряжений 3,0 ÷ 3,2 кВ (рис.11,б) увеличение плотности лавины не приводит к росту амплитуды колебаний первых двух положительных пиков, равной 10 мВ. Изменению подвержены лишь длительности вершинок этих пиков,

связывание зарядов и после которой начинается дрейфовый ток через камеру. Включение нелинейных процессов взаимодействия волны с частицами приведет к повышению температуры ионов. Но, в первую очередь, изменения параметров плазменного облака приводят к началу образования в лавине ускоренных электронов и к началу развития второй лавины, приводящей к амплитудному скачку (см. рис.7,б и 10).

При повышении напряжения до 3,3 кВ начинается вторая серия более мощной раскачки колебаний, которая сопровождается ростом тока через камеру, вызванным, по-видимому, ступенчатой ионизацией. Характер поведения газового усиления также претерпевает изменения, что проявляется в его более резком росте (рис.6). Средняя энергия ионов возрастает до 0,2 эВ. Начинается вторая очередь плазменных колебаний ионов (рис.11,б) во второй лавине. В результате второй раскачки достигается конечная амплитуда колебаний 24 мВ (рис.11,б), которая не изменяется до напряжения 3,8 кВ.

Что касается асимметрии колебаний в первой лавине в сторону положительной фазы, то она увеличилась в 1,4 раза при напряжении 3,7 кВ по сравнению с асимметрией колебаний, соответствующих напряжению 3,5 кВ (рис.11,б). Заметим, что в интервале  $3,5 \div 3,8$  кВ амплитудные и частотные характеристики ионных колебаний во второй лавине практически не изменились. Причем частота плазменных колебаний ионов во второй лавине (рис.18) равна 88 МГц и, по-видимому, определяется низкой энергией электронов.

Как следует из физики плазмы, при достижении конечной амплитуды колебаний в плазме может быть возбуждено большое число волн, в которых сосредоточена энергия, сравнимая с тепловой энергией плазмы. При таких условиях начинают заметно проявляться нелинейные эффекты, обусловленные взаимодействием между волнами и частицами плазмы. Особенно существенны эти эффекты в случае коротковолнового возмущения в плазме, когда ширина переднего фронта волны сравнивается с дебаевским радиусом. Поэтому становится необходимым учет дисперсии плазменных колебаний ионов, определяющей зависимость скорости распространения возмущений от длины волны. При этом зависимость скорости распространения возмущения от его амплитуды и от длины волны могут взаимно компенсироваться, и становится возможным возбуждение в плазме стационарных волн [53]. Наиболее важными с точки зрения распространения возмущения в плазме являются уединенные и квазиударные волны, которые могут быть, в зависимости от условий образования, волнами сжатия или разрежения. Что же касается образования стримера, то, по-видимому, предпочтительнее уединенные волны сжатия, так как их основная особенность состоит в том, что отвечающие им возмущения не размываются в пространстве со временем, а сохраняют свою форму [20,48].

Совершенно ясно, что стример является результатом интенсивных процессов, протекающих в плазменном облаке. То, что он обладает некоторым временем жизни даже в отсутствие внешнего электрического поля [11], свиде-

тельствует о том, что стример есть плотное, квазинейтральное образование с достаточной внутренней энергией для самостоятельного существования. Поэтому в процессе его образования весьма вероятно возбуждение уединенной волны сжатия.

Возвращаясь к физике плазмы отметим, что взаимодействие возбужденных волн с плазмой и друг с другом приводит к нерегулярному поведению электрических полей, возникающих в плазме, а также к нарушению симметрии пространственного распределения плотности частиц. Если плотность энергии, заключенной в плазменных колебаниях, имеет заметную величину, то колебания могут сосредоточиться в ограниченной области пространства и оказаться связанными [48]. Как известно, такое стационарное образование называется солитоном или уединенной волной [20].

Уединенная волна — это локализованный, самоподдерживающийся волновой пакет. В ней существует баланс между двумя конкурирующими тенденциями. С одной стороны, волновой пакет стремится расплываться из-за дисперсии, потому что более короткие волны, в соответствии с дисперсионным соотношением

$$\omega = v_{gr}k \left( 1 - \frac{r_D^2 k^2}{2} \right), \quad (28)$$

распространяются с меньшей скоростью ( $v_{gr}$  — групповая скорость волны). С другой стороны, вследствие нелинейности, волновой пакет испытывает сжатие и тем самым компенсирует влияние дисперсии [48]. Следует отметить, что дисперсионное соотношение (28) написано применительно к плазменным колебаниям ионов.

Система уравнений, позволяющая исследовать распределение плотности электронов  $n_e(r, t)$ , ионов  $n_i(r, t)$ , их скоростей  $v_e(r, t)$  и  $v_i(r, t)$  в электростатическом поле с меняющимся в пространстве и времени потенциалом  $\varphi(r, t)$ , а также проследить за развитием нелинейных возмущений конечной амплитуды, приведена в монографии [53]. Подробный анализ распространения нелинейных ионно-звуковых волн на базе уравнения Кортевега–де Вриза дан в монографиях [20, 48]. Поэтому здесь ограничимся выражениями, связывающими амплитуды плотности электронов и ионов  $n_{e\max}$ ,  $n_{i\max}$  с максимальным электростатическим потенциалом уединенной волны  $\varphi_{\max}$  [53]:

$$n_{e\max} = n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi_{\max}}{T_e}\right), \quad n_{i\max} = n_{i0} \left(1 - \frac{2e\varphi_{\max}}{M_i V}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (29)$$

где  $n_{e0}$  и  $n_{i0}$  — плотности электронов и ионов в точке  $\varphi = 0$ ;  $V$  — скорость уединенной волны, превышающая скорость ионно-звуковых волн. Из выражений (29) видно, что  $n_{e\max} > n_{e0}$  и  $n_{i\max} > n_{i0}$ , из чего следует, что уединенная волна в квазиравновесной плазме с максвелловским распределением электронов по скоростям всегда является волной сжатия.

Связь между максимальным потенциалом в уединенной волне  $\varphi_{\max}$  и скоростью ее распространения  $V$  определяется уравнением [48]:

$$1 - e^\psi + 2\eta(1 - \sqrt{1 - \psi/\eta}) = 0, \quad (30)$$

где  $\psi = e\varphi_{\max}/T_e$ ,  $\eta = M_i V^2/2T_e$ . Если амплитуда уединенной волны мала ( $e\varphi_{\max} \ll T_e$ ), то скорость ее распространения стремится к фазовой скорости ионно-звуковой волны  $V = \sqrt{T_e/M_i}$ . В противном случае максимальной амплитуды будем иметь

$$e\varphi_{\max} = 1,3T_e, \quad V = 1,6\sqrt{T_e/M_i}. \quad (31)$$

То, что в результате развития неустойчивостей, приводящих к нелинейным явлениям в рассматриваемой плазме, действительно происходит постепенное сжатие плазменного облака, иллюстрируют осциллограммы, приведенные на рис.11,б,в. Видно, что с ростом плотности плазменного облака возрастает асимметрия колебаний в сторону положительной фазы, что свидетельствует об увеличении связывающей электростатической силы и усилении коллективного эффекта, т.е. ионы в процессе колебания тянут за собой электроны. Совместное движение разноименных зарядов, вызванное колеблющимися ионами, приведет к удлинению насыщения положительных амплитуд и к возникновению упругих (звуковых) колебаний. Из сравнения осциллограмм на рис.11,б,в видно, что в интервале напряжений  $3,0 \div 3,2$  кВ, в котором достигается конечная амплитуда, равная 10 мВ, поведение плазменных колебаний существенно отличается от плазменных колебаний, измеренных в интервале  $3,3 \div 3,7$  кВ. В последнем интервале напряжений, в результате второго этапа раскачки колебаний, достигается конечная амплитуда 24 мВ. Если в первом интервале напряжений нелинейные эффекты еще очень малы и затухание плазменных волн пропорционально малому параметру [20]  $\sqrt{m_e/M_i}$ , то во втором интервале картина резко меняется из-за возрастающей роли развития возмущения нелинейных эффектов. Наблюдается не только уменьшение продолжительности плазменных колебаний ионов, но также после первого периода колебаний их амплитуды заметно ослабляются. Для того чтобы это имело место, необходимо, чтобы для амплитуды возмущения плотности частиц в плазменном облаке  $\delta n_e$  выполнялось условие [53]  $\delta n_e/n_e \gg \sqrt{m_e/M_i}$ .

К сожалению, наличие в газе  $\text{CF}_4$  электроотрицательных примесей (сравните рис.11,а-в,г,д), не позволяет в пределах рабочих напряжений достигнуть критической плотности заряда в лавине и перевести камеру в самогасящийся стримерный режим, чтобы проследить до конца этапы формирования стримера. Однако на основании приведенных выше данных можно считать, что из основной части квазинейтрального ансамбля заряженных частиц с ростом его плотности постепенно в процессе сжатия формируется плотное образование, являющееся зародышем стримера.

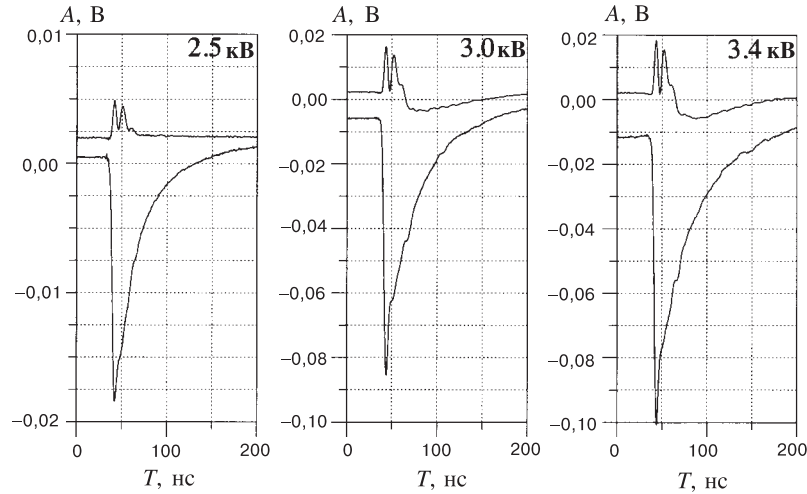


Рис. 19. Осциллограммы сигналов, усредненных по 256 событиям, с контрольных проволочек (верхние) и с анода при наполнении камеры газовой смесью  $80\%CF_4 + 20\%C_4H_{10} + 2,5 \cdot 10^{-4}Hg$ . Напряжение на камере указано на осциллограммах

Чтобы убедиться в сделанных выше предположениях, исследования формирования стримера были продолжены с газовым наполнением камер  $80\%CF_4 + 20\%C_4H_{10} + 2,5 \cdot 10^{-4}Hg$ . Использование паров ртути было продиктовано большим сечением ионизации атомов метастабильными молекулами, а также наличием ассоциативной ионизации с участием двух возбужденных атомов [21]:  $Hg(6^3P_1) + Hg(6^3P_0) \rightarrow Hg_2^+ + e$ . Включение этих процессов в электронной лавине позволило увеличить ее плотность, о чем свидетельствуют осциллограммы, приведенные на рис.19 и 20. Осциллограммы, приведенные на рис.19, получены путем усреднения 256 событий. Осциллограммы для одиночных событий при фиксированном напряжении на камере 2,6 кВ приведены на рис.20. На осциллограмме (рис.19), полученной при напряжении на камере 2,5 кВ, наблюдается только положительная фаза плазменных колебаний ионов, продолжающихся в течение одного периода. Колебания ионного звука отсутствуют вследствие интенсивных нелинейных эффектов в плазменном облаке. При понижении напряжения на камере наблюдается слабое проявление звуковых колебаний. Такое поведение лавины связано с тем, что диапазон плазменного режима из-за быстрого роста плотности плазменного облака и интенсивного развития нелинейных процессов сильно ограничивается, так как он все быстрее и раньше переходит в стримерный режим. На осциллограммах, полученных при напряжениях на камере 3,0 и 3,4 кВ, четко видны моменты образования и профиль уединенной волны, распростра-

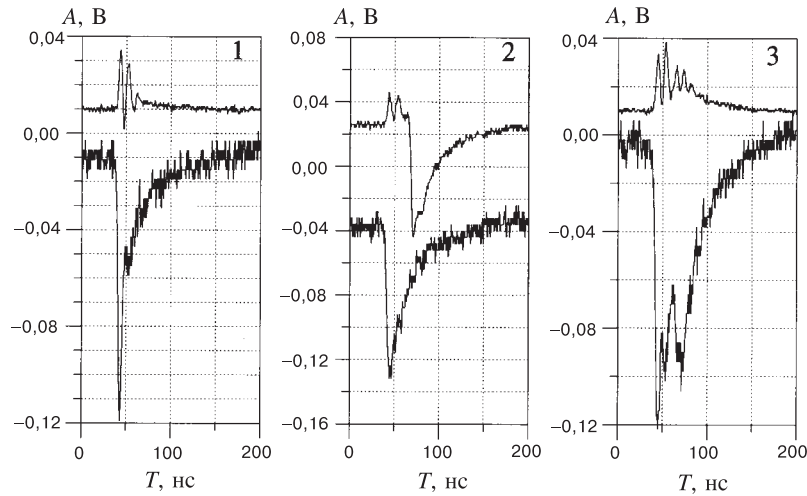


Рис. 20. Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с анода при наполнении камеры газовой смесью  $80\%CF_4 + 20\%C_4H_{10} + 2,5 \cdot 10^{-4}Hg$ . Напряжение на камере 2,5 кВ

няющейся в направлении катода, потому что сжатие плазменного облака осуществляется продольными колебаниями ионов. Так как электростатический потенциал уединенной волны сжатия всегда положительный, то индуцированные им сигналы на контрольных проволоках и аноде при движении волны к катоду будут иметь обратную полярность.

Из сравнения осциллограмм на рис.19 видно, что момент появления уединенной волны сдвигается влево с ростом напряжения. При этом амплитуда анодного сигнала из-за сильного насыщения, связанного с ростом электрического поля объемного заряда до величины внешнего поля, практически не меняется. Что касается длительности анодного сигнала, то она соответствует длительности сигнала, образующегося в СГС-режиме [35], и более чем в пять раз превосходит длительность сигнала, образующегося в плазменном режиме.

Более информативными являются осциллограммы одиночных сигналов, приведенные на рис.20. Первая осциллограмма иллюстрирует возбуждение и быстрое затухание уединенной волны с низким потенциалом внутри стримера. Информация об этом содержится в анодном сигнале и проявляется в изменении его заднего фронта, вызванного наложением на него индуцированного сигнала от уединенной волны, движущейся внутри стримера в направлении к катоду.

Основную роль в затухании уединенной волны в стримере играют ионы, т.к. их средняя тепловая скорость практически сравнима со скоростью рас-

пространения уединенной волны. Согласно (31) амплитуда и скорость уединенной волны могут принимать ограниченные значения, поэтому уединенные волны, образовавшиеся в стримере ближе к аноду, будут затухать. Если волна образуется в стримере ближе к катоду, то при достаточном его потенциале она может выйти из стримера в область с низкой плотностью заряда. Именно такая ситуация иллюстрируется на второй осциллограмме рис.20. На данной осциллограмме четко виден профиль уединенной волны. Временные характеристики анодного сигнала в точности повторяют профиль уединенной волны. Отметим, что амплитуда сигналов, наведенных на контрольных проволоках вышедшей из стримера уединенной волной, меняется в очень широких пределах и иногда практически достигает амплитуды анодного сигнала. С ростом амплитуды волна сужается, и размер области, занятой возмущением, обратно пропорционален корню квадратному из амплитуды уединенной волны [48].

Третья осциллограмма иллюстрирует образование двух стримеров. На верхней осциллограмме четко разделяются две группы плазменных колебаний с сильной асимметрией в область положительной фазы. Причем величина асимметрии второй группы плазменных колебаний относительно положения равновесия выше, чем в первой группе. По-видимому, это указывает на то, что плотность второго стримера несколько больше, чем плотность первого. Уединенные волны, свидетельствующие об образовании стримеров, затухают в них, но информация об их движении хорошо видна на нижней осциллограмме анодного сигнала. Перенеся временные точки, в которых достигаются максимальные амплитуды сигналов, индуцированных уединенными волнами на аноде, на верхнюю осциллограмму, получим примерное время, необходимое для достижения в каждом плазменном облаке критической плотности. Как видно из рисунка, эта плотность достигается после завершения лавины за период плазменных колебаний, т.е. примерно за 7,5 нс.

Но самое главное, что третья осциллограмма отражает, по-видимому, механизм образования вторичных электронов в головке первого стримера. Благодаря тому, что поле внутри стримера практически равно нулю, а потенциал первой уединенной волны выше средней энергии электронов (31), она может увлечь за собой некоторую часть электронов. Двигаясь с ускорением в область усиленного поля в головке стримера, электроны могут набрать большую энергию направленного движения и выйти за пределы стримера. Оценим число таких электронов. Предположим, что объем стримера равен половине объема лавины, оценка которого приведена в п. 8.3, т.е.  $0,75 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$ , а число электронов в нем  $10^8$ . Если ширина фронта волны равна радиусу Дебая, т.е.  $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , и она образовалась на расстоянии  $2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$  от головки стримера, то в полоске объемом  $1,8 \cdot 10^{-4} \times 1,8 \cdot 10^{-4} \times 2 \cdot 10^{-3} = 6,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3$  будет содержаться примерно  $8 \cdot 10^3$  электронов. Поэтому, даже если волна увлечет за собой 1% от этих электронов на 10—20 длин их свободного пробега в область сильного суммарного поля, то, дрейфуя к головке стримера,



они способны развить мощную лавину. Последовательное протекание таких процессов в суммарном поле обеспечивает непрерывное распространение стримера в направлении к катоду. Так как движение происходит в неоднородном поле, то вследствие падения суммарного поля прорастание стримера остановится, как только электронный ток от последней лавины будет недостаточен для поддержания квазинейтральности стримера, что приведет к его распаду.

Проведенный анализ экспериментальных данных позволяет получить ответы на следующие вопросы:

1. Что такое анодонаправленный стример?
2. Соприкасается ли стример с анодом?
3. Почему мертвое время многопроволочной камеры, работающей в самогасящемся стримерном режиме, имеет большое значение?

1. Согласно приведенным выше данным, а также данным из работ [46,47], на формирование стримера (в зависимости от условий) необходимо  $10 \div 30$  нс. Причем стример формируется после завершения лавины, этапы которого хорошо отражаются на осциллограммах. Что касается анодонаправленного стримера [11], никаких указаний на его образование в полученных данных нет. Время развития лавины при усилениях, соответствующих началу образования стримера, очень мало и равно 4,5 нс. В течение этого времени в направлении к аноду образуются только ускоренные электроны, которые из-за высокой скорости дрейфа за доли наносекунды уходят в анод. Поэтому говорить о переходе лавины в анодонаправленный стример в проволочной камере нет оснований.

По-видимому, эффективная ионизация, производимая довольно большим числом постоянно ускоряющихся и не испытывающих торможения электронов, создает в узком телесном угле очень плотную лавину, которая с высокой скоростью прорастает к аноду и создает тем самым впечатление стримера.

2. Используя выражение для проводимости в слабоионизированной плазме [21]  $\sigma \sim 10^{-16} n_e / P [\text{атм}] \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , оценим его значение для нашего случая. При давлении газа в камере  $P = 1$  атм и  $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . Отсюда следует, что наличие плазменных и ионно-звуковых колебаний в стримере указывает на отсутствие соприкосновения его с анодом. В противном случае при контакте стримера с анодом электроны, находящиеся в объеме стримера, за время порядка  $1 - 2$  нс из-за высокой проводимости плазмы ушли бы на анод и колебания прекратились. Согласно осциллограммам на рис.11,в, мы видим колебания не только в первой лавине, в которой образуется стример, но и во второй очереди плазменных колебаний, переходящих в продолжительные ионно-звуковые колебания.

3. В камерах, работающих в СГС-режиме, после прохождения частицы "омертвляется" участок сигнальной проволоки. Эффективная величина произведения длины этого участка на время, в течение которого он остается нечувствительным, составляет 33 мкс·см [35]. Связано это с тем, что после протекания второй лавины стример оказывается запертым между ионным облаком, созданным "быстрыми" электронами и анодом, и квазинейтральным ионным облаком второй лавины. Амбиполярная диффузия и амбиполярный дрейф заряженных частиц стримера в направлении к катоду будет возможен только после растекания основной части ионного облака второй лавины. Поэтому мертвое время камеры будет определяться, главным образом, временем жизни стримера. Причем эффективная скорость дрейфа ионов в стримере будет резко подавлена из-за их высокой подвижности.

Это время можно оценить двумя способами: либо как время, необходимое для перемещения стримера за пределы области лавинообразования, используя для его определения скорость движения амбиполярного потока (12) и распределение ионов в стримере, либо по уменьшению плотности зарядов в стримере в результате электронно-ионной рекомбинации с помощью выражения [21]:

$$\frac{dn_e}{dt} = -\beta n_e n_+ , \quad n_e = \frac{n_e^0}{1 + \beta n_e^0 t_{\text{рек}}} \longrightarrow \frac{1}{\beta t_{\text{рек}}} . \quad (32)$$

Для примера: из-за отсутствия значения коэффициента электронно-ионной рекомбинации для газа  $\text{CF}_4$  воспользуемся коэффициентом рекомбинации  $\beta$  для инертных газов, значение которого для плазмы с температурой электронов 0,2 эВ находится в интервале  $(0, 2 \div 0, 3) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ . При  $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  время рекомбинации (или время распада стримера) будет равно  $17 \div 25$  мкс. Так как в молекулярной плазме коэффициент рекомбинации имеет несколько меньшее значение, чем в атомарной, то приведенная оценка указывает на хорошее согласие с экспериментом.

## 9. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО РЕЖИМА

На основании полученных результатов можно выделить несколько основных свойств, проявляющихся при трансформировании электронной лавины в плазму, которые могут быть использованы в практических целях.

1. В п. 8.3 было отмечено, что при использовании  $\gamma$ -источника  $^{55}\text{Fe}$  плазменные колебания ионов начинаются примерно на 300 В раньше, чем от  $\beta$ -источника. Это связано с тем, что требуемая плотность лавины для перехода ее в плазменное состояние достигается при меньшем усилении в камере из-за большой ионизирующей способности данного  $\gamma$ -источника. Чувствительность к ионизации плазменных и ионно-звуковых колебаний ионов может быть использована для идентификации релятивистских заряженных

частиц. В основном данный метод аналогичен методу измерения первичной ионизации, который, как известно, имеет ряд преимуществ по сравнению с измерением полной ионизации. Вместе с тем предлагаемый метод в сравнении с методом первичной ионизации, предложенным А. Валентой [49], существенно проще, так как счет колебаний производится в обычных узкозазорных камерах. На рис.11,б видно, что при усилении  $\geq 5 \cdot 10^6$  (напряжение на камере 3,0 – 3,2 кВ) амплитуды положительной фазы колебаний, измеренные прямо с анодных проволок, расположенных слева и справа от сработавшей, на нагрузке 50 Ом, находятся в интервале  $1 \div 15$  мВ, а наблюдаемое число колебаний равно  $\sim 25$ , что порядка числа кластеров, образующихся в данном газе на длине 4 мм. При указанных усилениях узкозазорная камера с шагом сигнальных электродов 2 мм способна работать в пучках с плотностью  $5 \cdot 10^5 - 10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Для усиления сигналов может быть использован высокочастотный твердотельный усилитель MAR 8 [27]. Электронный канал должен содержать усилитель, компаратор и восьмиразрядный счетный элемент с быстродействием 200 МГц. Одновременно такая организация электроники позволит по числу зарегистрированных колебаний в левом и в правом каналах относительно сработавшей проволоки уточнить в два раза координату частицы.

Таким образом, при числе колебаний в одном зазоре камеры, равном  $N_K(1) = 25$ , можно создать идентификатор, содержащий 40 слоев узкозазорных камер (или стандартных камер с "толстой" анодной проволокой) с разрешением  $\sigma_K/N_K(40) \approx 3\%$ , где  $N_K(40)$  – среднее число зарегистрированных колебаний в 40 слоях, а  $\sigma_K$  – среднеквадратичное отклонение распределения  $N_K(40)$ . Указанное разрешение обеспечит надежную идентификацию  $(\pi, k, p)$ -частиц в области импульсов  $5 \div 30$  ГэВ/с. Предлагаемый идентификатор на основе узкозазорных камер будет иметь длину до 25–30 см, что в 15 раз короче идентификатора, работающего на основе измерения первичной ионизации [50] и в 50 раз короче идентификатора, измеряющего полные ионизационные потери частиц [51,52].

2. Широкие возможности применения плазменного режима в технике физического эксперимента следуют из его основных характеристик. Для наглядности приведем эти характеристики вместе с характеристиками СГС-режима [7], которые даны в скобках:

- амплитуда сигнала:  $A = 0,2 \div 4$  мА (0,2 ÷ 4 мА);
- стабильность работы или ширина счетной характеристики: 1400 В (1000 В);
- амплитудный разброс:  $\Delta A/A \sim 15\%$  ( $\sim 40\%$ );
- длительность сигнала на полувисоте:  $t_{1/2} \sim 5$  нс ( $\sim 40$  нс);

- длительность сигнала на уровне 10% от максимума амплитуды:  
 $t_{0,1} \sim 10$  нс ( $\sim 100$  нс);
- скорость счета:  $10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  ( $10^3 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ );
- радиационная стойкость: 5 Кл/см (0,5 Кл/см).

Видно, что в плазменном режиме достигаются существенно лучшие параметры, что позволяет успешно использовать его в адронных калориметрах и мюонных идентификаторах вместо применяемого в настоящее время СГС-режима.

Благодаря высокой скорости счета и малому амплитудному разбросу в камерах может быть легко реализован эффективный и быстрый триггер на множественность регистрируемых частиц на аналоговом уровне. Электронные лавины, образующиеся у анодных проволок, создадут на катоде суммарный индуцированный заряд, равный  $n\Delta q$  ( $n$  – число лавин;  $\Delta q$  – заряд, индуцированный на катоде от анодной лавины). Суммарный сигнал поступит на дискриминатор и, в случае превышения установленного порога регистрации, вызовет его срабатывание.

Узкоазорные камеры, работающие в плазменном режиме, могут быть использованы для измерения числа частиц в ливне и их распределения в пространстве в компактном и быстром электромагнитном калориметре [28].

3. Так как ионы и электроны лавины дрейфуют в камере в противоположных направлениях, то с включением амбиполярной диффузии скорость дрейфа частиц будет падать. Начало действия сил торможения можно определить по появлению задержки в образовании сигнала на катоде. Использование этого способа позволит оптимизировать "быструю" газовую смесь для широкого интервала значений приведенной напряженности электрического поля  $E/p$  в проволочных камерах, работающих в условиях больших нагрузок. Оптимизация газового состава заключается в устранении задержки катодного сигнала путем подбора "гасящих" добавок в рабочем диапазоне камеры по высокому напряжению.

4. Колебания ионной компоненты происходят в самосогласованном электрическом поле электронной компоненты. Поэтому, если измерить частоту ионных колебаний до того, как амплитуда колебаний достигнет насыщения, то можно будет оценить среднюю энергию электронов. Возможность проведения таких оценок особенно важна для молекулярных газов при моделировании и расчетах физических процессов, протекающих в лавине. Так как ионные плазменные колебания переходят в коротковолновую область ионно-звуковых колебаний, то частота этих колебаний определяет среднюю энергию ионов в момент перехода ионных колебаний в ионный звук. Знание температуры ионов в стримере позволит довольно точно рассчитать его собственную энергию.

Для приближенной оценки размеров лавины можно использовать плотность носителей заряда, которая определяется из частоты плазменных ионных колебаний.

5. Из рис.11,а–в видно, что пространственное распределение заряженных частиц плазмы устойчиво по отношению к малым перемещениям в течение времени, необходимого для формирования стримера. С ростом тока через камеру малые колебания нарастают и достигают в итоге амплитуды, при которой происходит изменение параметров плазмы. В п. 8.4 было отмечено, что в газовой смеси 80%  $\text{CF}_4$  + 20%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  реализуются два этапа раскачки ионных колебаний. В результате этих процессов в колебаниях ионов концентрируется все большая энергия, которая может оказать влияние на процессы установления равновесия и усреднения характеристик плазмы [48]. В связи с этим представляет интерес подбор газовой смеси, в которой имелась бы возможность достичь большего числа этапов раскачки колебаний. В результате этих процессов должен образоваться очень плотный стример, в головке которого электрическое поле должно быть сравнимо с полем у анодной проволоки. Основанием для этого является различное проявление колебаний плазмы в разных газовых смесях. Из этого следует, что параметрами плазмы можно управлять путем соответствующего подбора "гасящих", полярных и электроотрицательных добавок.

## 10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги экспериментального исследования развития лавины в проволочных камерах, можно утверждать следующее:

- при работе камер в режиме большого газового усиления электронная лавина трансформируется в плазменное образование с проявлением основных свойств, характеризующих плазму;
- применение физики плазмы позволяет объяснить не только условия формирования стримера и его прорастание к катоду, но также отдельные элементарные процессы и их взаимное влияние и взаимодействие в газовом разряде;
- новый подход к проблеме изучения газового разряда является плодотворным как для исследования самого механизма газового разряда, так и для его технического приложения.

Анализ экспериментальных данных, проведенный на основе нового подхода, позволяет представить следующие этапы развития лавины.

1. Действие кулоновских сил, стремящихся связать заряды противоположных знаков, начинает проявляться при низкой плотности лавины, когда число носителей заряда в лавине достигает  $\sim 5 \cdot 10^5$ .

2. С ростом плотности лавины действие автоматического механизма для связывания зарядов растёт, а пространственные масштабы разделения зарядов уменьшаются. Это приводит к тому, что ионы и электроны не могут оторваться друг от друга. Проявляется это в том, что на время действия связывающих сил дрейфовый ток через камеру отсутствует, и сигналы на анодных электродах образуются благодаря диффузионному току, вызванному наличием градиентов в лавине.

3. При усилении в камере  $\geq 10^6$  электрическое поле разделения зарядов таково, что ток через камеру отсутствует в течение времени развития лавины. За это время происходит эффективная нейтрализация пространственного заряда лавины путем торможения и связывания медленных электронов и одновременно создаются условия для перехода электронов, находящихся во фронте лавины, в режим непрерывного ускорения.

4. С ростом плотности лавины возмущения, вызванные разделением или макроскопическим перемещением зарядов, не остаются локализованными: вследствие дальнедействующих кулоновских взаимодействий они приводят к малым плазменным колебаниям ионов и распространяются в виде волны вдоль всей лавины. Причем продолжительность колебаний растёт как от плотности первичной ионизации, так и от плотности и состава рабочего газа.

5. В результате передачи энергии электронами плазменным волнам происходит последовательная раскачка колебаний, амплитуда которых, нарастая, достигает насыщения. Протекающее при этом взаимодействие колебаний плазменного облака с самим плазменным облаком ведет к изменению его состояния за счет изменения параметров плазмы и выражается прежде всего в повышении температуры ионов.

6. Взаимодействие интенсивных нелинейных волн друг с другом и с плазменным облаком приводит к образованию плотного квазинейтрального сгустка с конечным временем жизни, который принято называть стримером. Возмущение, вызванное нарушением симметрии пространственного распределения плотности частиц плазменного облака, проявляется в образовании уединенной волны, электростатический потенциал которой определяет размер области, занятой возмущением плотности.

7. Так как электрическое поле внутри стримера близко к нулю, то при условии, что потенциал уединенной волны выше средней энергии электронов, она может увлечь за собой в направлении к катоду некоторую часть электронов. Двигаясь с ускорением в область усиленного поля в головке стримера, электроны могут набрать большую энергию направленного движения и выйти за пределы стримера в область более слабого поля. Дрейфуя в область сильного поля перед головкой стримера, равного сумме внешнего поля и поля

ионов, электроны начнут новый процесс лавинообразования. В результате самоподдерживающегося механизма, обеспечивающего вторичные электроны из лавины, разряд начнет приобретать характер стримера, прорастающего в направлении катода.

8. Никаких указаний на образование анодонаправленного стримера в течение времени развития лавины в проведенных измерениях не получено. В течение этого времени на конечном участке области лавинообразования возникают постоянно ускоряющиеся электроны, движущиеся к аноду со скоростью, которая примерно в три–четыре раза превышает скорость дрейфа "медленных" электронов в лавине.

9. Возмущение, вызванное нарушением пространственного распределения плотности частиц, будет распространяться в противоположных направлениях [20]. Поэтому, в однородных полях, когда стример образуется вдали от анода, причиной быстрого образования электронов впереди лавины может быть уединенная волна. Распространяясь в направлении анода, она может увлечь за собой электроны. Двигаясь с ускорением в область усиленного поля в головке лавины, электроны могут набрать большую энергию направленного движения.

10. Различное проявление плазменных колебаний ионов в разных газовых смесях указывает на возможность управления параметрами плазмы в лавине путем подбора "гасящих" или электроотрицательных добавок.

11. Мертвое время проволочной камеры, работающей в самогасящемся стримерном режиме, определяется временем жизни стримера, которое зависит от интенсивности электронно-ионной рекомбинации в используемом рабочем газе.

12. При работе в СГС-режиме с газовым наполнением, содержащим инертный газ, процессы, предшествующие формированию стримера, будут протекать практически в течение времени развития лавины, что и обеспечит высокую скорость его прорастания к катоду.

13. Практическое использование плазменного (предстримерного) режима вместо самогасящегося стримерного режима является более предпочтительным, так как при равных токовых характеристиках первый обладает существенно меньшим мертвым временем, более высокой радиационной стойкостью и лучшим временным разрешением.

В завершение данной работы надо особо подчеркнуть, что ее следует воспринимать, в первую очередь, как попытку продемонстрировать экспериментальные результаты, отражающие сложность и разнообразие процессов, протекающих в электронной лавине. Применение в качестве основного рабочего газа  $\text{SF}_4$ , содержащего электроотрицательные примеси, позволило растянуть по высокому напряжению область перехода электронной лавины в стример и в "замедленном" виде при помощи контрольных проволок (зондов) наблюдать динамику процессов, приводящих в итоге к данному переходу. Не-

льзя не согласиться, что динамика очень сложная. Особенно в той области, где формируется стример, о которой в наших знаниях имеется существенный пробел. Поэтому настоящая работа не претендует на полноту и точность интерпретации многих экспериментальных данных, полученных впервые. В одной, даже большой работе это сделать невозможно, так как, в виду сложности и важности проблемы, требуется проведение многочисленных исследований, расчетов и моделирования, чтобы можно было сделать какие-то выводы. И все же основной вывод, следующий из данной работы, необходимо выделить: из представленного круга проблем следует, что информацию о газовом разряде можно получить не из отдельных элементарных процессов, а только лишь из динамики его развития.

Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность члену-корреспонденту РАН В.П.Джелепову, члену-корреспонденту РАН И.Н.Мешкову, профессорам Ю.К.Акимову, В.Г.Зинову, В.И.Комарову, А.А.Тяпкину, В.Б.Флягину за ценные замечания и советы, а также за внимание и поддержку в работе.

Автор глубоко благодарен А.Ю.Петрусу и И.Н.Потрапу за полезные обсуждения, выполнение расчетов распределения электрического поля в камерах и помощь в проведении измерений и подготовке данной работы.

В заключение автор пользуется случаем выразить свою признательность сотруднику Института Пауля Шерера (PSI, Швейцария) доктору Д.Егеру за большой интерес и полезные дискуссии по проблемам работы проволочных камер в режиме большого газового усиления.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bonclier R., Charpak G., Dimčovski Z. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1970, v.88, p.149.
2. **Brehin S., Diamant Berger A., Marel G. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1975, v.123, p.225.
3. **Alekseev G.D., Kruglov V.V., Khasins D.M.** — Nucl. Instr. and Meth., 1978, v.153, p.157.
4. **Алексеев Г.Д., Круглов В.В., Хазинс Д.М.** — Препринт ОИЯИ, Р13–80–653, Дубна, 1980.
5. **Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.** — Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
6. **Мик Дж., Крэгс Дж.** — Электрический пробой в газах. Пер. с англ.: М.: ИЛ., 1960.
7. **Хазинс Д.М.** — Обнаружение, исследование и применение самогасящегося стримерного разряда в проволочных детекторах частиц. Дисс. докт. физ.-мат. наук. Дубна, 1985.
8. **Raerthen H.** — Z. Phys., 1938, Bd. 110, h.6, p.611.
9. **Przybylsky A.** — Z. Phys., 1958, Bd. 151, h.3, p.264.
10. **Teich T.H.** — Z. Phys., 1967, Bd. 199, h.4, p.378.
11. **Петер Г.** — Электронные лавины и пробой в газах. Пер. с англ.: М.: Мир, 1968.
12. **Алексеев Г.Д., Круглов В.В., Хазинс Д.М.** — Препринт ОИЯИ, Д13–12027, Дубна, 1978.



13. **Kalmar H., Komissarov E.V., Kurbatov V.S. et al.** — Third Workshop "Physics of UNK". Protvino, September 25—28, 1990, p.31.
14. **Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.** — Теория искры. М.: Атомиздат, 1964.
15. **Смирнов Б.М.** — Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1964.
16. **Френсис Г.** — Ионизационные явления в газах. Пер. с англ.: М.: Атомиздат, 1964.
17. **Франк-Каменский Д.А.** — Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964.
18. **Омаров О.А., Рухадзе А.А., Шнеерсон Г.А.** — Журнал технической физики, 1997, т.49, в.9.
19. **Александров А.А., Богданкевич А.С., Рухадзе А.А.:** — Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988.
20. **Лифшиц Е.М., Питаевский А.П.** — Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
21. **Райзер Ю.П.** — Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
22. **Энгель А.** — Ионизованные газы. Пер. с англ.: М.: ГФМЛ, 1959.
23. **Gushin E.M., Komisarov E.V., Musienko Yu.V. et al.** — Nucl.Instr.and Meth., 1994, v.A351, p.345.
24. **Алексеев Г.Д., Круглов В.В., Хазинс Д.М.** — III Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Д13-11807, Дубна, 1978.
25. Gold plated tungsten alloy wires type 861, No.60 finish made by Luma Lampan AB, Kalmar, Sweden; Distributor: SAES Getters/USA, Inc.
26. **Kalmar H., Ketikjan A.G., Komissarov E.V. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.A307, p.279.
27. Industrial Electronics. GMBH. em Mini-Circuits Catalog.
28. **Majewski S., Charpak G., Breskin A., Mikenberg G.** — Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.217, p.265.
29. **Genser K., Walczak R.** — Nucl. Instr. and Meth., 1984, v.A253, p.264
30. **Henderson R.** — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1987, v.NS-34, No.1, p.528.  
**Henderson R.** — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1988, v.NS-35, No.1, p.477.
31. **Курчанинов Л.Л.** — Препринт ИФВЭ 89-131, Серпухов, 1989.
32. **Fischer J., Hrisoho A., Radeka V., Rehak P.** — Nucl. Instr. and Meth., 1985, v.A238, p.249.
33. **Oed A.** — Nucl.Instr. and Meth., 1988, v.A263, p.351.
34. **Lachin Y.Y., Miassoedov L.V., Morozov I.V. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1995, v.A361, p.77.
35. **Алексеев Г.Д., Круглов В.В., Хазинс Д.М.** — ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып.3.
36. **Kunhardt E.E., Byszewski W.W.** — Phys. Rev. A, 1980, v.21, No.6.
37. **Павловский А.И., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасов Л.В.** — ДАН СССР, 1985, т.281, №6, с.1359.
38. **Королев Ю.Д., Месяц Г.А.** — Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
39. **Ляпидевский В.К.** — Методы детектирования излучений. М.: Энергоатомиздат, 1987.
40. **Браун С.** — Элементарные процессы в плазме газового разряда. Пер. с англ.: М.: Атомиздат, 1978.
41. **Франк-Каменский Д.А.** — Плазма – четвертое состояние вещества. М.: Атомиздат, 1963.

42. Митчнер М., Кругер Ч. — Частично ионизированные газы. М.: Мир, 1976.
43. Швылькин Б.Н. — Газовая электроника и физика плазмы в задачах. М.: Наука, 1978.
44. Yamamoto Kohji, Ikuta Nobuaki — J. Phys. Soc. Jpn., 1994, v.63, No.6, p.2157.
45. Руденко Н.С., Сметанин В.И. — Известия вузов, сер. физ., 1977, т.7, с.34.
46. Толль Х. — Развитие электронной лавины в азоте при перенапряжении. В кн.: Г.Петер. "Электронные лавины и пробой в газах". М.: Мир, 1968.
47. Вагнер К. — Изучение развития электронной лавины с помощью электронно-оптических преобразователей. В кн.: Г.Петер. "Электронные лавины и пробой в газах". М.: Мир, 1968.
48. Смирнов Б.М. — Физика слабоионизированного газа в задачах с решениями. М.: Наука, 1985.
49. Walenta А.Н. — Physica Scripta, 1981, v.23, p.354.
50. Будагов Ю.А., Глинка В., Нагайцев Ф.П. — Препринт ОИЯИ, 13–84–337, Дубна, 1984.
51. Allison W.W.M., Brooks С.В., Lyons L. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1979, v.163, p.331.
52. Baruzzi V., Carosio R., Crijns F. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1983, v.207, p.339.
53. Ахизер А.И., Ахизер И.А., Половин Р.В. и др. — Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.