

P13-2005-75

Б. Ж. Залиханов

**ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ  
В РЕЖИМЕ БОЛЬШОГО ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ**

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Особенности электронной лавины в режиме  
большого газового усиления

В работе приведены результаты изучения электронной лавины в узкозазорных проволочных камерах в области перехода лавины в стример. Даны характеристики камер в режиме большого газового усиления ( $\geq 10^7$ ). Благодаря особенностям в распределении электрического поля в узкозазорных камерах обнаружены неизвестные ранее процессы, протекающие в сильнооточной лавине, которые более наглядно отражают динамику развития лавины. Обнаруженным процессам дано качественное объяснение, на основе которого рассмотрены возможность перехода лавины в стример и механизм его прорастания.

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

Перевод авторов

Features of the Electron Avalanche in the Great Gas Amplification Mode

The results of studying the electron avalanche in narrow-gap wire chambers in the avalanche-to-streamer transition region are presented. Characteristics of the chambers in the great gas amplification mode ( $\geq 10^7$ ) are given. Specific features of the electric field distribution in narrow-gap chambers made it possible to reveal earlier unknown processes which proceed in a high-current avalanche and elucidate the avalanche development dynamics. Qualitative explanation is offered for these processes, and on its basis consideration is given to the possibility of the avalanche-to-streamer transition and the streamer growth mechanism.

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

## ВВЕДЕНИЕ

При изучении характеристик узкоазорных камер выяснилось, что в режиме большого газового усиления с ростом напряжения на камере происходят ярко выраженные изменения в характере развития лавины. Наблюдаемые изменения амплитудных и временных характеристик не соответствовали известным режимам газового разряда, хотя при дальнейшем увеличении газового усиления камера переходила в стримерный режим.

Выбор узкоазорной камеры продиктован следующими причинами. Во-первых, по поводу работы таких камер в режиме газового усиления ( $\geq 10^7$ ) высказываются самые противоречивые мнения. В работе [1], выполненной в ЦЕРН, предполагается, что камера работает в ограниченном стримерном режиме. Исследования, проведенные в Институте экспериментальной физики (Польша) [2], показали наличие амплитудной зависимости сигналов с камеры от первичной ионизации. В работах [3–5], выполненных на ускорителе «ТРИУМФ» (Канада) и в Институте физики высоких энергий (Серпухов), показана возможность работы камер при высоких скоростях счета, и при этом сохраняющих высокую радиационную стойкость. И, наконец, авторы работ [6, 7] выражают сомнение в принципиальной возможности работы узкоазорных камер с анодной проволокой с диаметром  $> 10$  мкм, намотанной с малым шагом. Авторы работ не задавались целью изучить поведение узкоазорных камер в режиме большого газового усиления. Целесообразно было провести более детальное исследование работы таких камер в области, исходной для перехода лавины в стример.

В качестве основного критерия перехода одиночной лавины в стример принимают условие достижения в лавине критического числа электронов, при котором наступает равенство электрического поля внутри лавины внешнему полю [8–12].

При изучении развития лавины в резко неоднородном поле при атмосферном давлении обнаружено, что в результате диффузии электронов в головке лавины происходит разделение зарядов. Причем с ростом плотности лавины поле между зарядами нарастает и при остановке лавины почти в три раза превышает внешнее поле в области разделения зарядов. В результате лавина представляет собой поляризованный зарядовый сгусток, подобный двойному слою. В дальнейшем, благодаря свойствам двойного заряженного слоя, создаются условия для образования и прорастания стримера в направлении к аноду и катоду.

## 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕР

**Экспериментальная аппаратура.** Информация о процессах, протекающих в электронной лавине, получена в трех камерах с шагом анодных проволок 1 и 2 мм и с зазором анод–катод 1,5–2 мм. Анодные плоскости выполнены из золоченого вольфрама диаметром 20 и 50 мкм. Катоды изготовлены из лавсановой пленки толщиной 20 мкм с углеродным покрытием. Сопротивление проводящего слоя катодов равно  $400 \text{ Ом/см}^2$ . Камеры изготовлены по технологии, описанной в работе [13]. Измерения проводились на стенде (рис. 1) с

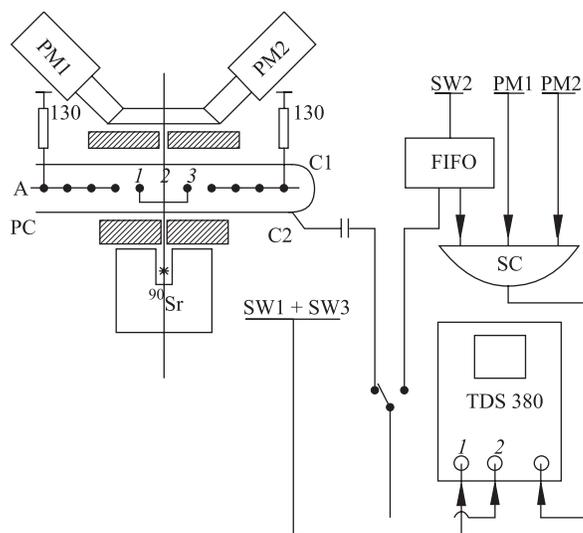


Рис. 1. Схема измерения характеристик электронной лавины

помощью радиоактивных источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ . Высокое напряжение подавалось на катоды через сопротивление, равное  $3 \text{ МОм}$ . Информация с катодов снималась через конденсатор емкостью  $220 \text{ пФ} \times 6 \text{ кВ}$ . Распределение электрического поля при напряжении на камере  $3,8 \text{ кВ}$  в направлении от анодной проволоки к катоду показано на рис. 2, *a* [14]. 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 в газовой смеси ( $\text{CF}_4 + \text{изобутан}$ ) принять величину поля, равную  $20 \text{ кВ/см}$  (это следует из зависимости первого коэффициента Таундсена от напряженности поля), то при напряжении на камерах  $3,8 \text{ кВ}$  данное поле создается для стандартной камеры 1 на расстоянии  $d = 0,12 \text{ мм}$ , для камеры 2 —  $0,35 \text{ мм}$ , а для камеры 3 —  $0,3 \text{ мм}$  от анодной проволоки. Форма и площадь областей лавинообразования,

ограниченном значении электрического поля в 20 кВ/см, иллюстрируются на рис. 2, б. Такая же расширенная область лавинообразования реализуется в камерах с «толстой» анодной проволокой, описанных в работах [15, 16], в которых исследовались характеристики самогасящегося стримерного режима. Далее будет показано, что наличие вокруг анода расширенной области лавинообразования играет важную роль в характере развития газового разряда.

В узкозазорной камере происходит относительно «медленное» нарастание электрического поля [14]. Применение в качестве основного рабочего газа  $\text{CF}_4$ , содержащего электроотрицательные примеси, позволяет растянуть по высокому напряжению область перехода лавины в стример и в «замедленном» виде при помощи контрольных проволок наблюдать динамику электронной лавины [17].

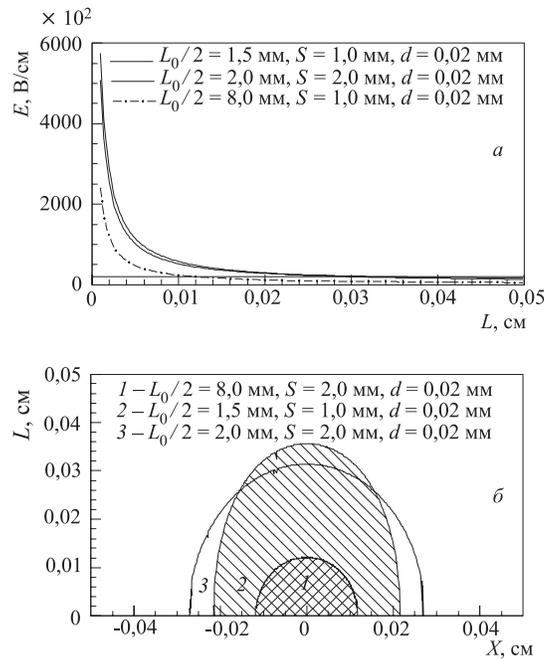


Рис. 2. а) Распределение электрического поля в направлении к катоду; б) область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченной напряженностью поля 20 кВ/см

Прохождение  $\beta$ -частиц через камеру регистрировалось сцинтилляционным счетчиком, просматриваемым с торцов двумя фотоумножителями, включенными на совпадение. Сигналы схемы совпадения использовались как для управления блоком «заряд-код» при анализе амплитудных характеристик, так

и в качестве сигнала «старт» при измерении временных характеристик камеры. Электронный пучок и его интенсивность формировались с помощью регулируемых щелевых коллиматоров, установленных перед камерой и непосредственно на сцинтилляционном счетчике.

**Временные характеристики.** На рис. 3 приведены временные спектры, измеренные при разных напряжениях на камере. Обращает на себя внимание сильное изменение формы распределений. Спектр 1, полученный при напряжении 2400 В, хорошо описывается распределением Гаусса и свиде-

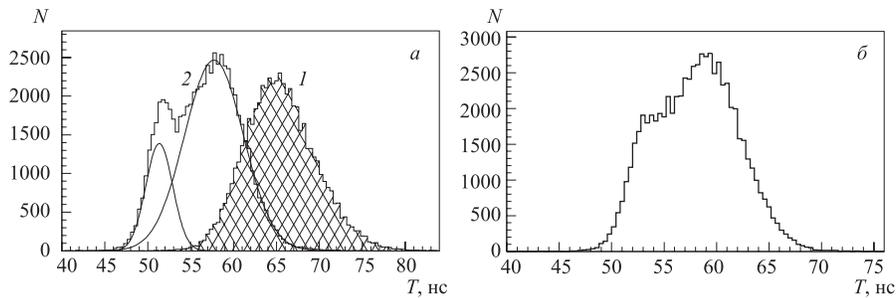


Рис. 3. Временной спектр сигналов с анода камеры при разных напряжениях: а) 1 —  $U_{ch} = 2400$  В, 2 —  $U_{ch} = 3700$  В; б)  $U_{ch} = 3100$  В

тельствует о том, что распределение электронов по скоростям приближается к максвелловскому. Распределение 2, полученное при напряжении 3700 В, показывает явное нарушение максвелловского распределения и наличие в лавине двух групп электронов — быстрых и медленных. Разделение электронов

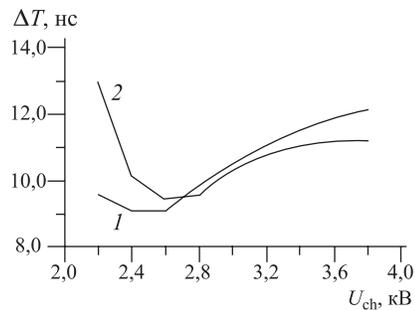


Рис. 4. Зависимость временного джиттера от напряжения на камере: 1 — для анодных сигналов; 2 — для катодных сигналов

по скоростям начинает проявляться во временных спектрах при напряжении 3000 В и усиливается с повышением напряжения. Разность между средними значениями (рис. 3) для спектра 1 и медленными электронами спектра 2 составляет соответственно 8 и 12 нс. То, что быстрые электроны опережают основную часть электронов лавины более чем на 7 нс, означает, что скорость дрейфа медленных электронов в области лавинообразования падает, что подтверждается измерениями джиттера (см. ниже). Долю быстрых электронов, содержащихся в спектре 2 на рис. 3, а,

из которого видно, что число быстрых электронов составляет  $\approx 30\%$  от их общего числа в лавине. С ростом газового усиления в камерах наблюдается постепенное укорочение длительности анодных сигналов. Если в пропорциональном режиме длительность анодных сигналов на уровне 0,1 от максимума амплитуды равна  $\approx 25$  нс, то в сильноточном режиме длительность сигналов уменьшается до 5,3 нс. Зависимость временного джиттера (полная ширина на полувысоте) от напряжения на камере показана на рис. 4. Для анодного сигнала наблюдается слабое уменьшение величины джиттера с увеличением

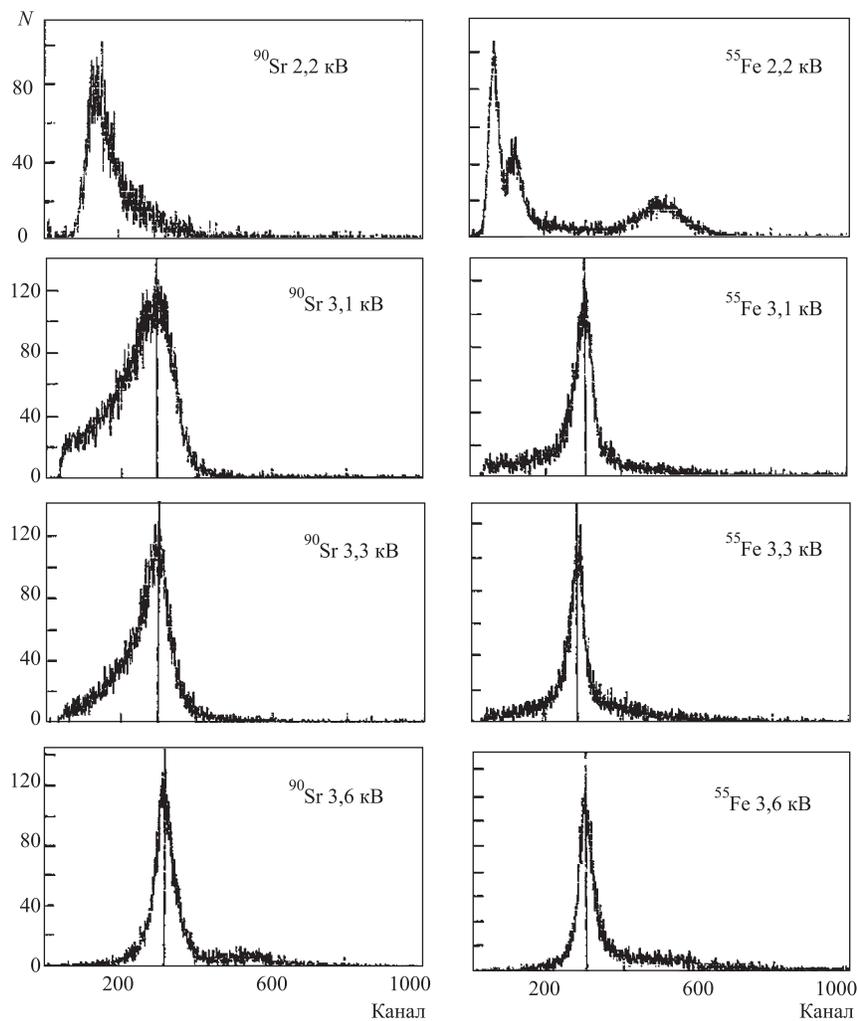


Рис. 5. Амплитудные спектры от  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$  при разных напряжениях на камере. Диаметр анода 20 мкм

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

**Амплитудные характеристики.** На рис. 5 приведены амплитудные спектры для прошедших через камеру  $\beta$ -частиц (слева) и  $\gamma$ -квантов, поглотившихся в газовом зазоре камеры (справа). Спектры, измеренные при напряжении на камере 2200 В, иллюстрируют ее работу в пропорциональном режиме. Амплитудный спектр от  $^{90}\text{Sr}$  имеет форму распределения Ландау, а спектр от  $^{55}\text{Fe}$  определяет энергетическое разрешение камеры, равное 21%. С ростом напряжения пропорциональность в камере нарушается. Непрерывное, но отличное по характеру изменение формы амплитудных спектров, полученных от разных источников, тем не менее начиная с напряжения 3500 В завершается практически полным их совпадением. Причем амплитудный разброс последних спектров равен 10%, а зарядовое усиление при этом превышает  $2 \cdot 10^7$ . Рост напряжения на камере до 3800 В приводит к амплитудному скачку (рис. 6), который, как известно [15, 16], связывают с образованием

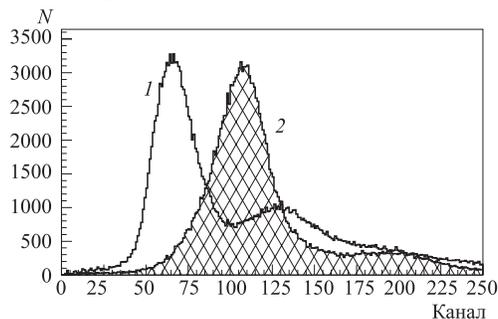


Рис. 6. Амплитудное распределение сигналов, измеренное с газовой смесью 83%  $\text{CF}_4$  + 17%  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  при  $U_{\text{ch}} = 3800$  В: 1 — спектр катодных сигналов, ослабленный на 40 дБ; 2 — спектр анодных сигналов, ослабленный на 40 дБ

стримера. Усиление насыщения амплитуды сигналов с анодных проволок с ростом высокого напряжения свидетельствует о стабильной работе камер и указывает на то, что влияние внешнего электрического поля на развитие лавины резко ослаблено. Наблюдаемое поведение амплитуды сигналов определяется в основном рабочим газом, в котором обеспечивается высокая плотность ионизации [7], и высоким средним значением  $E/p$  в области лавинообразования вокруг анодных проволок (рис. 2, б). Для дополнительной проверки предположения авторов работы [7] о влиянии диаметра анодной проволоки на стабильность работы узкозазорной камеры с малым шагом анодных электродов изготовлена камера с межэлектродным зазором 1,5 мм, в

которой аноды с шагом 1 мм выполнены из проволоки диаметром 50 мкм. При этом большие значения электрического поля заведомо достигаются в областях, далеких от анодных проволок. Граничное значение поля 20 кВ/см находится на расстоянии 530 мкм от анодной проволоки. Наличие вокруг анодной проволоки большой области лавинообразования должно привести к зависимости амплитуды сигналов от места образования первичной ионизации. Амплитудные спектры, измеренные от источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$ , приведены на рис. 7. Видно, что с увеличением напряжения наблюдается уширение

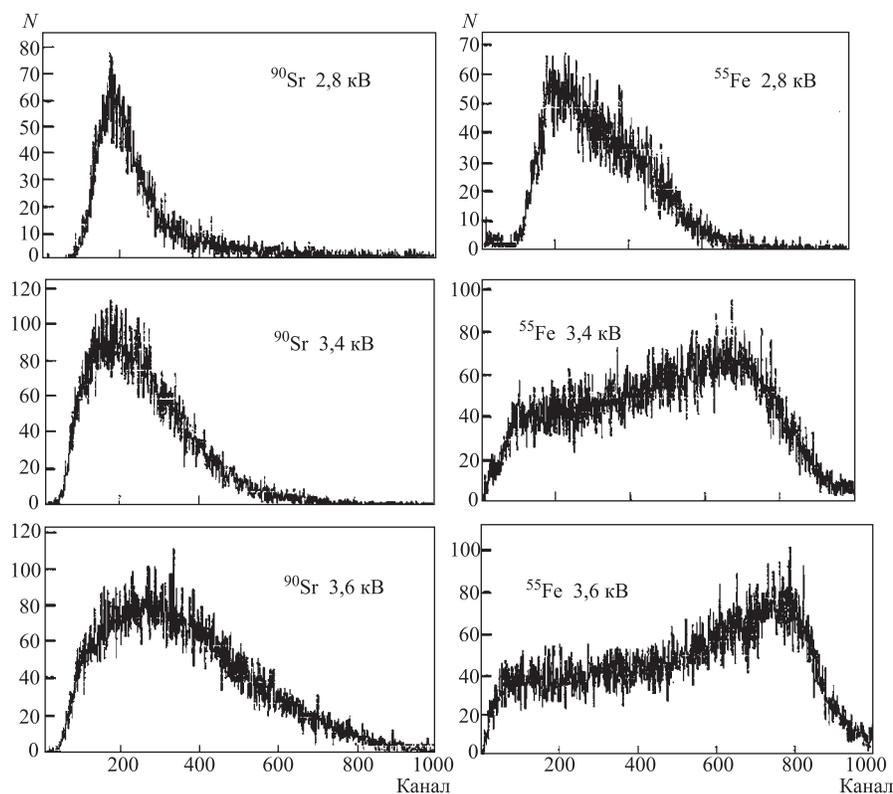


Рис. 7. Амплитудные спектры от  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$  при разных напряжениях на камере. Диаметр анода 50 мкм

амплитудных спектров. Причем форма спектров от источника  $^{55}\text{Fe}$  приближается к форме, характерной для плоских лавинных детекторов. Несмотря на это, камера имеет протяженное плато эффективности (1000 В), высокую скорость счета и может работать в пропорциональном режиме, что иллюстрируется амплитудными спектрами при напряжении 2800 В. Расширенная

область лавинообразования проявляется также в поведении средних амплитуд импульсов, полученных от источников  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{55}\text{Fe}$  (рис. 8). Несмотря на перенасыщенный режим работы камеры, средние амплитуды имеют тенденцию

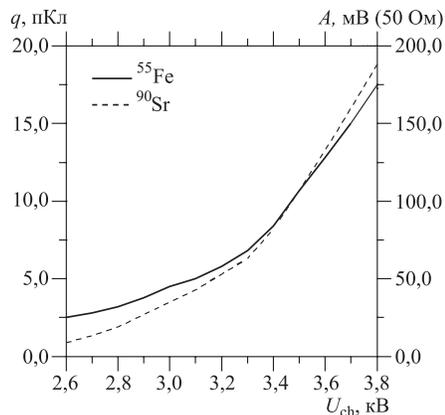


Рис. 8. Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{90}\text{Sr}$  в зависимости от напряжения на камере. Измерение выполнено непосредственно с анодной проволоки на осциллографе с  $R_{in} = 50$  Ом

к постоянному росту и на конце плато эффективности становятся сравнимыми с токовыми характеристиками стримерного режима. При большой разнице в количестве первичных пар ионов, образуемых в камере источником  $^{55}\text{Fe}$  ( $\approx$  в 2,2 раза больше, чем от  $^{90}\text{Sr}$ ), начиная с напряжения 3500 В амплитуда сигналов, соответствующая проходящим через камеру электронам, превышает амплитуду от поглощенных в газе гамма-квантов. Начиная с напряжения 3300 В характер поведения газового усиления претерпевает очевидное изменение — проявляется резкий его рост, вызванный более быстрым нарастанием числа носителей заряда. Такое поведение газового усиления связано с ростом числа быстрых электронов.

Возрастание электрического поля в направлении движения быстрых электронов приведет к усилению ионизации. Для демонстрации степени газового усиления в камере правая шкала на рис. 8 соответствует значениям амплитуд, полученным непосредственно с сигнальных проволок с помощью осциллографа с входным сопротивлением 50 Ом.

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

1. Что является причиной малого амплитудного разброса анодных импульсов?
2. В чем причина укорочения длительности сигналов до 5–10 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  $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ?
4. Чем вызвано изменение распределения электронов по скоростям, проявляющееся при высоких значениях газового усиления?
5. В чем причина высокой радиационной стойкости узкозачерных камер?
6. Какова природа механизма газового разряда, обеспечивающая приведенные выше характеристики электронной лавины?

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

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАВИНЫ

В логике выделения акта прохождения электрона через камеру (рис. 1) использовалась одна анодная проволока 2, включенная на совпадение со сцинтилляционным счетчиком. Синхронизирующий сигнал для осциллографа вырабатывался схемой совпадения при поступлении сигнала с проволоки 2. Это позволяло зафиксировать положение сигналов с камеры на развертке осциллографа. Анализу подвергались индуцированные сигналы с объединен-

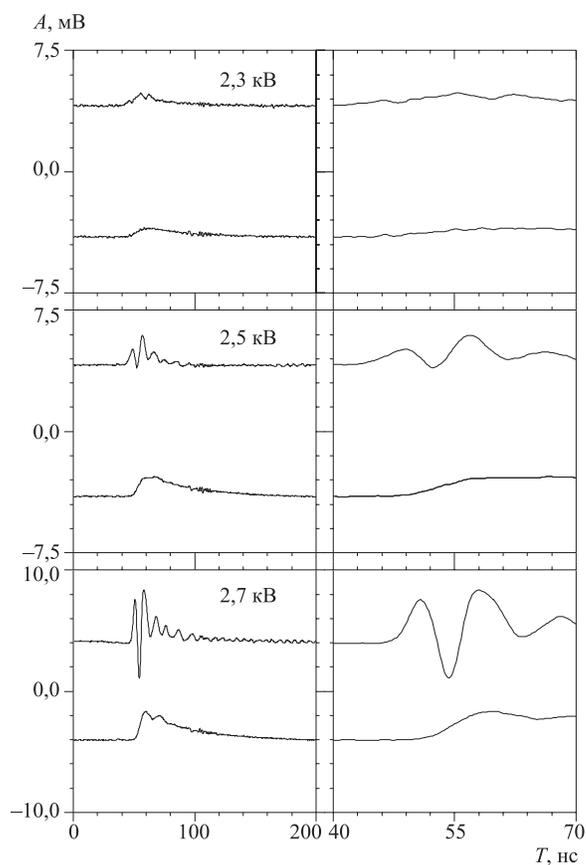


Рис. 9. Оциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с катода (нижние) при разных  $U_{ch}$ . Газ 80%  $CF_4$  + 20%  $C_4H_{10}$ . Ослабление катодных сигналов 12 дБ

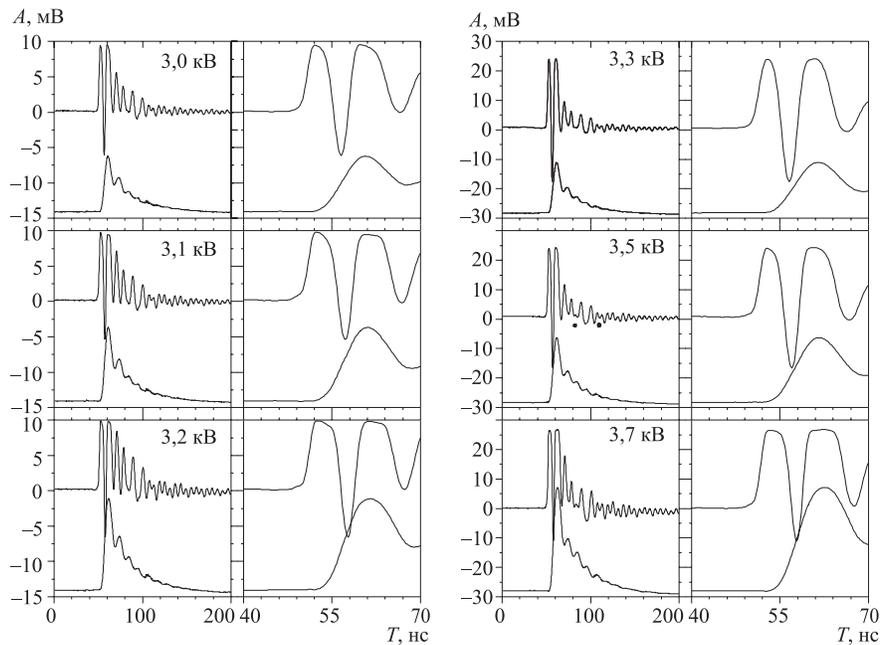


Рис. 10. Осциллограммы сигналов с контрольных проволочек (верхние) и с катода (нижние). Газ 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ . Ослабление катодных сигналов 12 дБ

ных анодных проволочек 1 и 3, выполняющих роль контрольных проволочек, с объединенных катодных плоскостей и с проволоки 2. Сигналы с проволочек 1 и 3 измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. Время распространения сигналов с электродов камеры до входа в осциллограф составляло  $(50 \pm 0,1)$  нс. Измерения проводились с помощью цифрового двухканального осциллографа TDS-380 фирмы «Tektronix». Информация о поведении электронной лавины в зависимости от напряжения на камере дана на рис. 9–11. Осциллограммы на них получены путем усреднения 256 событий. Форма сигналов одиночных событий ничем не отличается от формы сигналов, полученных усреднением, за исключением амплитуд, имеющих распределение, связанное с флуктуациями в наблюдаемых процессах. Осциллограммы в левых квадрантах содержат информацию с контрольных проволочек (верхние) и с катода и отражают развитие лавины в интервале до 200 нс, а в правых — за первые 30 нс этого интервала. Различные временные масштабы позволяют наблюдать амплитудные и временные характеристики сигналов, а также изменения их формы с изменением газового усиления в ка-

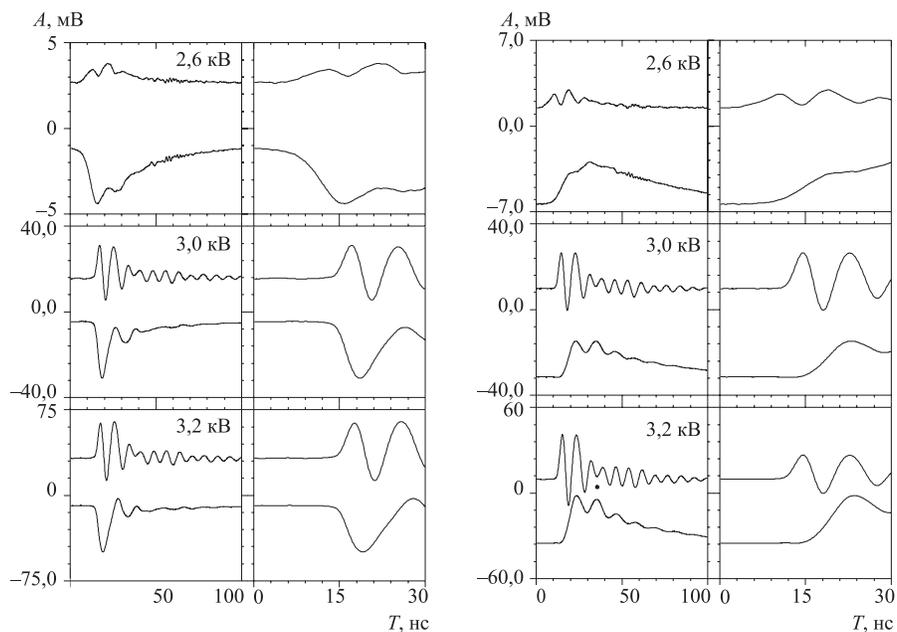


Рис. 11. Осциллограммы сигналов в газовой смеси 85 %  $\text{CF}_4$  + 13 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2 %  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ : а) с контрольных проволок (верхние) и с анода (нижние); б) с контрольных проволок (верхние) и с катода (нижние) Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ

мере и более точно контролировать и измерять моменты появления сигналов друг относительно друга.

### 3. ВРЕМЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ

Если газовое усиление мало ( $< 10^5$ ), то лавина имеет низкую плотность электронов и ионов ( $< 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ). Кулоновское взаимодействие заряженных частиц в лавине ничтожно, и заряды свободно дрейфуют к соответствующим электродам. В этих условиях сигналы индуцируются на электродах камеры одновременно. Корреляция нарушается с ростом газового усиления. При усилении  $> 10^5$  сигнал с катода камеры начинает появляться с задержкой относительно момента появления сигналов на аноде и контрольных проволоках. На рис. 9–12 видно, что величина задержки зависит от напряжения на камере и состава газовой смеси. Максимальное значение задержки (рис. 9),

равное 4,5 нс, достигается при 2,8 кВ и равно времени нарастания амплитуды первого пика на контрольных проволоках до максимального значения. При напряжении на камере  $> 2,8$  кВ величина задержки не меняется. Аналогичная зависимость в различной степени имеет место для других газовых составов (рис. 12) [17]. Отличие во времени задержки катодных сигналов в близких по составу газовых смесях (кривые 1 и 4 на рис. 12) объясняется различной плотностью образующихся в них лавин. Газовая смесь с  $\text{CF}_4$ , чистота которого равна 99,7 %, содержит в себе электроотрицательные примеси, а изобутан выполняет роль «гасящей» добавки, которая понижает тепловую энергию электронов в лавине, чем ослабляет электронный захват [7]. Поэтому с уменьшением в газовой смеси изобутана эффект «гашения» ослабевает и часть электронов поглощается. Из сравнения моментов времени появления сигналов на аноде и контрольных проволоках (рис. 11, а) следует, что во всем диапазоне изменения напряжения на камере эти сигналы образуются одновременно.

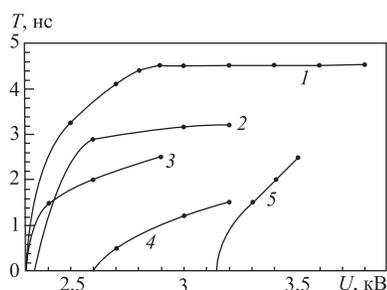


Рис. 12. Зависимость времени задержки катодного сигнала относительно момента появления сигнала на аноде от напряжения в различных газовых смесях: 1 — 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ; 2 — 85 %  $\text{CF}_4$  + 13 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2 %  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ ; 3 — 90 %  $\text{CF}_4$  + 9,8 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,2 %  $\text{Hg}$ ; 4 — 95 %  $\text{CF}_4$  + 5 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ; 5 — 70 %  $\text{Ar}$  + 30 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$

Известно, что основная часть электронов, имеющих в лавине, — это медленные электроны [18]. Ионы и электроны в лавине перекрываются и дрейфуют в противоположных направлениях. Дрейф приводит к разделению зарядов, и при достаточной плотности лавины возникает поле поляризации  $E_1$ , что эквивалентно некоторому диполю с зарядами  $N_e \approx N_i$ , центры тяжести которых расположены на расстоянии, равном длине ионизации  $\alpha^{-1}$ . Согласно [11], внешнее поле  $E_0$  в центре диполя ослабит до нуля, когда поле разделения зарядов, созданное по отдельности электронными и ионными зарядами в этой точке, достигнет  $E_0/2$ .

$$E_1 = eN_e \cdot 4\alpha^2 / (4\pi\epsilon_0). \quad (1)$$

Это произойдет, когда число электронов в лавине вырастет до

$$N_{\text{cr}} = \pi\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2). \quad (2)$$

Отчетливое проявление начала задержки катодного сигнала в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  начинается при напряжении на камере 2,4 кВ. По-

явление задержки означает, что в образовавшемся диполе заряды удерживаются за счет собственного поля, которое превышает внешнее поле в области их разделения. Зная напряженность поля вблизи анода при напряжении на камере 2,4 кВ, можно определить  $N_{cr}$ . При напряжении на камере 3800 В равенство  $E_0 = 2E_1$  выполняется на расстоянии  $\approx 44,8$  мкм от оси анодной проволоки. В этой точке  $E_0 \approx 1,28 \cdot 10^5$  В/см, а  $N_{cr} \approx 2,2 \cdot 10^4 \approx 15 \cdot \exp(7,3)$  при  $\alpha \approx 2258$  см $^{-1}$ . Низкая величина  $N_{cr}$  указывает, что в сильноточной лавине область разделения зарядов возникает в хвосте электронной лавины. Определение параметров электронной лавины при разных напряжениях на камере дано в разд. 4. Исходя из равенства  $E_0 = 2E_1$  выразим напряженность внешнего поля через плотность лавины:

$$E_0 = 2 E_1 = 2 \frac{4\pi n_e e \alpha^{-1}}{4\pi \epsilon_0} = \frac{2 n_e e}{\epsilon_0 \alpha}. \quad (3)$$

Подставив выражение (3) в (2), получим «постоянную» для образования диполя, т. е. отношение плотности электронов в лавине к коэффициенту ионизации, при котором достигнута данная плотность, всегда равно критическому числу электронов:

$$N_{cr} = \pi n_e / \alpha^3. \quad (4)$$

Таким образом, начиная с момента установления равенства поля разделения зарядов внешнему полю в хвосте развивающейся лавины образуется неподвижный диполь, в котором ионы экранируют катод от движущихся к аноду электронов. Отсутствие индукции на катоде приведет к прекращению тока через камеру и внешнюю цепь. Так как работа по разделению зарядов не совершается, то дрейфовый ток в течение задержки катодного сигнала отсутствует. В результате электроны и ионы перекрываются, что приводит к ослаблению поля в объеме лавины. Низкое поле и высокая плотность в лавине вызовут диффузию электронов в направлении высоких полей и низкой плотности, т. е. в область вокруг центра тяжести электронов в головке лавины. Так как противоположные заряды перекрываются, то диффузия электронов приведет в движение ионы. Низкая плотность ионов, распределенных вдоль следа лавины, позволит более плотному электронному облаку подтянуть их к головке лавины. В конечном итоге в головку лавины диффундирует основная часть электронов и лавина преобразуется в поляризованный зарядовый ступок. С переходом электронов из объема лавины в ее головку нарастающее поле ионов разрушит дипольную структуру в хвосте лавины. Перераспределение электронов, обусловленное диффузией, вызовет диффузионный ток. Протекая через нагрузочное сопротивление проволоки 2, диффузионный ток разветвится по земляной шине на все остальные анодные проволоки камеры и замкнется на лавину через емкостные связи между проволоками и лавиной.

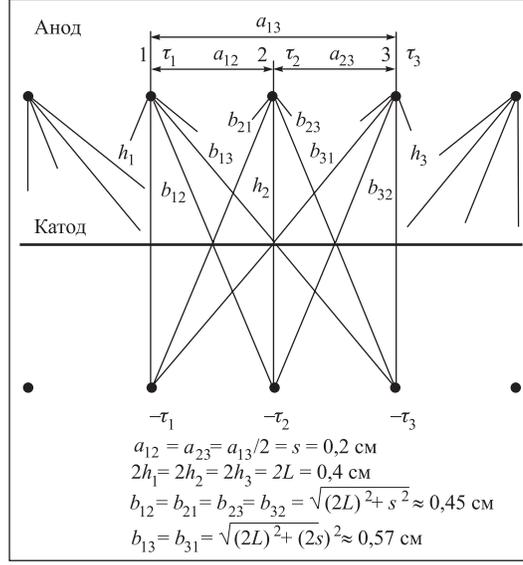


Рис. 13. Схема для расчета зарядов и потенциалов

Покажем, что заряд, индуцируемый лавиной на проволоку 2, приведет к образованию зарядов обратного знака на оставшихся  $n - 1$  проволоках. Воспользуемся потенциальными и емкостными коэффициентами, которые используются для расчета электростатического поля системы заряженных тел, расположенных вблизи проводящей поверхности [19,20]. Сумма этих зарядов должна быть равна исходному заряду, а потенциал провода 2, вызванный индукцией, будет равен сумме потенциалов, создаваемых каждым проводом и их зеркальным изображением (рис. 13). Составляющие потенциалов выражаются через потенциальные коэффициенты [19]:

$$\begin{aligned}
 \varphi_1 &= \tau_1 \alpha_{11} + \tau_2 \alpha_{12} + \tau_3 \alpha_{13} + \dots + \tau_n \alpha_{1n}, \\
 \varphi_2 &= \tau_1 \alpha_{21} + \tau_2 \alpha_{22} + \tau_3 \alpha_{23} + \dots + \tau_n \alpha_{2n}, \\
 \varphi_n &= \tau_1 \alpha_{n1} + \tau_2 \alpha_{n2} + \tau_3 \alpha_{n3} + \dots + \tau_n \alpha_{nn},
 \end{aligned} \tag{5}$$

где  $\alpha_{km} = (1/2\pi\epsilon) \ln(b_{km}/a_{km})$ ,  $\alpha_{kk} = (1/2\pi\epsilon) \ln(2h_k/r_k)$  — потенциальные коэффициенты,  $r_k = 0,001 \text{ см}$  — радиус анодов. Коэффициенты  $\alpha_{mk} = (1/2\pi\epsilon) \ln(b_{mk}/a_{mk})$ . Так как  $b_{mk} = b_{km}$  и  $a_{mk} = a_{km}$ , то  $\alpha_{km} = \alpha_{mk}$ . Коэффициенты при зарядах зависят только от радиуса проволок, взаимного их расположения и от диэлектрических свойств газа. Линейные размеры положения проволок и их зеркальных изображений приведены на рис. 13. Пусть заряды всех проводов, кроме второго, равны нулю, т.е.  $\tau_1 = \tau_3 = \dots = \tau_n = 0$ , а  $\tau_2 = 1$ , тогда  $\varphi_2 = \alpha_{22}$ , т.е.  $\alpha_{22}$  численно

равен потенциалу второй проволоочки. Аналогично выражаются потенциалы остальных проводов. Решая систему (5) относительно зарядов, считая  $\varphi$  и  $\alpha$  известными, получим

$$\begin{aligned}\tau_1 &= \beta_{11} \varphi_1 + \beta_{12} \varphi_2 + \beta_{13} \varphi_3 + \dots + \beta_{1n} \varphi_n, \\ \tau_2 &= \beta_{21} \varphi_1 + \beta_{22} \varphi_2 + \beta_{23} \varphi_3 + \dots + \beta_{2n} \varphi_n, \\ \tau_n &= \beta_{n1} \varphi_1 + \beta_{n2} \varphi_2 + \beta_{n3} \varphi_3 + \dots + \beta_{nn} \varphi_n.\end{aligned}\quad (6)$$

Коэффициенты  $\beta_{kn} = \Delta_{kn}/\Delta$  — емкостные коэффициенты,  $\Delta$  — определитель системы (5), а алгебраическое дополнение  $\Delta_{kn}$  — миноры определителя  $\Delta$ . Коэффициенты  $\beta$  с одинаковыми индексами являются положительными, а с разными индексами — отрицательными. Все анодные проволоки через нагрузочные сопротивления соединены с землей и имеют нулевой потенциал. Лавина вблизи сработавшей проволоки 2 создает на ней отрицательный потенциал. При этих условиях система уравнений (6) принимает вид

$$\tau_1 = \beta_{12} \varphi_2, \quad \tau_2 = \beta_{22} \varphi_2, \quad \dots, \quad \tau_n = \beta_{n2} \varphi_2. \quad (7)$$

Это означает, что электрическое поле во всей системе и заряд на каждой проволоке однозначно определяются величиной потенциала  $\varphi_2$ . Так как заряд и потенциал второго провода отрицательны, то положительный заряд, равный отрицательному, растечется по земляной шине и, в соответствии с (7), по всем  $n - 1$  проводам. Значит, все провода камеры, кроме второго, приобретут положительные заряды:  $\varphi_1 = 0, \tau_1 > 0$ ;  $\varphi_3 = 0, \tau_3 > 0$ ;  $\varphi_n = 0, \tau_n > 0$ . Тогда выражение (7) примет вид

$$\begin{aligned}\beta_{12} &= \tau_1/\varphi_2 > 0, \quad \beta_{22} = \tau_2/\varphi_2 < 0, \\ \beta_{32} &= \tau_3/\varphi_2 > 0, \quad \dots, \quad \beta_{n2} = \tau_n/\varphi_2 > 0.\end{aligned}\quad (8)$$

В заключение отметим, что ослабление поля в объеме лавины в течение времени задержки катодного сигнала позволяет электронам, движущимся во фронте лавины, перейти в режим ускорения [10, 21].

#### 4. ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СГУСТКА

Ниже приведены основные уравнения, которые использовались для оценки характеристик электронной лавины в зависимости от напряжения на камере.

Значение электрического поля в точках ячейки камеры определялось из выражений [14]

$$E_{0x} = \frac{2\pi U_0}{2LC_0} \sum_{k=-m}^m \frac{\sinh[\pi(y - ks)/2L] \cos \pi x/2L}{\cosh[2\pi(y - ks)/2L] - \cos 2\pi x/2L}, \quad (9)$$

$$E_{0y} = \frac{2\pi U_0}{2LC_0} \sum_{k=-m}^m \frac{\cosh [\pi(y - ks)/2L] \sin \pi x/2L}{\cosh [2\pi(y - ks)/2L] - \cos 2\pi x/2L}, \quad (10)$$

где

$$C_0 = \sum_{k=-m}^m \operatorname{arctanh} \left[ \frac{\cos \pi r_0/2L}{\cosh \pi ks/2L} \right], \quad (11)$$

ось  $x$  направлена от проволоки к катоду, ось  $y$  — перпендикулярно к проволокам. Величина  $2\pi\epsilon_0/C_0$  представляет собой удельную емкость проволоки.

Значения коэффициента ионизации в газе  $\text{CF}_4$  при разной напряженности поля взяты из работы [22]. Для аналитического представления экспериментально измеренных значений  $\alpha$  использовалась аппроксимация

$$\frac{\alpha}{N} = \left\{ A \frac{E(x, y)}{N} \exp \left( \frac{-B}{E(x, y)/N} \right) \right\} - 10, \quad (12)$$

где  $A = 2,702 \cdot 10^{16} \text{ В}^{-1} \cdot \text{см}^3$ ,  $B = 15,3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ,  $N = 2,6868 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Коэффициент газового усиления в лавине вдоль траектории электрона определялся выражением

$$M = \exp \int_{r_{sw}}^{r_{cr}} \alpha(E(x, y)) dx, \quad (13)$$

где  $r_{sw} = 0,001 \text{ см}$  — радиус анодной проволоки,  $r_{cr} = 0,016 \text{ см}$  — критический радиус, определяющий размеры области, в которой коэффициент ионизации  $\alpha \geq 1$ .

Число заряженных частиц в лавине оценим из ее токовых характеристик. Измерения амплитуды анодного сигнала от прошедшего через камеру электрона при напряжении на камере  $U_{ch} = 3800 \text{ В}$  на нагрузке  $50 \text{ Ом}$  дают величину  $\approx 185 \text{ мВ}$  (рис. 8). При ширине сигнала на полувысоте  $5,3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  число электронов в лавине составит  $N_e = N_i = It/e \approx 1,2 \cdot 10^8$ . Уход 30% быстрых электронов на анод уменьшит число электронов до  $N_e = 8,4 \cdot 10^7$ .

В газе  $\text{CF}_4$  за время задержки  $t_d = 4,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$  радиус головки лавины в результате диффузии увеличится до значения  $r = \sqrt{6D t_d} \approx 7,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ , где  $D \approx 22 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  — коэффициент диффузии электронов в приведенном электрическом поле  $E_0/N = 940 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  ( $N = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) [22]. Учитывая, что в камере начальный радиус лавины не может быть меньше диаметра анодной проволоки (за исключением малой области перед проволокой), то конечный радиус лавины можно считать равным  $r_0 = r_{sw} + r \approx 8,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . Ниже будет показано, что в результате действия удерживающей силы со стороны анода на электроны лавины, ее радиус перед переходом в стример возрастет до  $R_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ .

Вклад в расширение лавины от электростатического расталкивания электронов в сильноточной лавине, развивающейся в резко неоднородном поле, практически отсутствует. При скорости дрейфа фронтальных электронов  $\approx 4,2 \cdot 10^6$  см/с (рис. 4,  $U_{ch} = 3,8$  кВ) в лавине возрастает число частиц от  $10^6$  до  $10^8$  за время порядка  $2 \cdot 10^{-10}$  с. При этом лавина проходит примерно две ионизационных длины ( $\approx 4 \cdot 10^{-4}$  см) и достигает насыщения (рис. 5, 3,6 кВ), а поле пространственного заряда, превышающее внешнее поле, сдерживает расталкивание электронов. В подтверждение сказанному приведем оценку расширения лавины за счет электростатического расталкивания. Данный процесс преобладает над диффузионным расширением, когда число электронов в лавине  $N_e \geq 10^6$  [12]. Радиус лавины при этом изменяется по закону [12]

$$R = \left( \frac{3e}{\alpha E_0} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{\alpha x}{3}\right) = \frac{3}{\alpha} \frac{E_1}{E_0}; \quad E_1 = \frac{4\pi n_e e}{\alpha}. \quad (14)$$

Величина внешнего поля  $E_0$  определяется в области  $\alpha x \approx 13,9$ , в которой выполняется условие для  $N_e$ , которое реализуется в точке со значением  $\alpha \approx 4280$  см $^{-1}$ , находящейся на расстоянии  $\approx 0,0028$  см от оси анодной проволоки. Значение поля  $E_0$  в точке с координатами  $\{0,0028; 0\}$  равно  $2,0 \cdot 10^5$  В/см, а величина поля пространственного заряда  $E_1 \approx 1,3 \cdot 10^5$  В/см ( $n_e = N_{cr} \alpha^3 / \pi$  при  $N_{cr} \approx 2,2 \cdot 10^4$ ,  $\alpha \approx 4280$  см $^{-1}$ ). Согласно (14), радиус расширения лавины равен  $R \approx 8 \cdot 10^{-4}$  см, что на порядок меньше диффузионного расширения.

Считая, что разделение зарядов произошло на длине  $\alpha^{-1}$  см, определим электрические характеристики поляризованного зарядового сгустка. Если бы разделение зарядов было на меньшей длине, то из-за связывания перекрывающихся зарядов усиление поля на концах лавины было бы сильно ослаблено. Но именно эффект усиления поля на концах развивающейся лавины (это показано ниже) играет, как известно, важную роль в прорастании стримера [9–11]. Оценка влияния пространственного заряда на характер развития лавины в суммарном поле проведена для завершившейся лавины, представленной в виде двойного заряженного слоя. Основанием для такого предположения является выполнение условий (1) и (2), отсутствие дрейфового тока в течение времени развития лавины, характер формирования анодного и катодного сигналов (см. ниже) и осциллограммы, представленные на рис. 9–11. Для простоты примем, что зарядовые поверхности имеют форму дисков с радиусом, равным радиусу лавины  $r_0$ , и располагаются в центрах тяжести зарядов, расстояние между которыми порядка  $\alpha^{-1}$ . В такой геометрии заряды лавины рассматриваются как диполи, оси которых перпендикулярны к поверхностям дисков. Естественно, принятое представление не является полным отражением реальности. Но используя его как некоторое приближе-

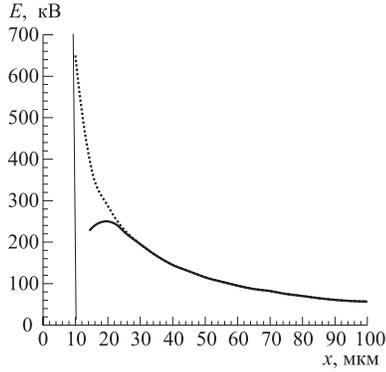


Рис. 14. Искажение электрического поля пространственным зарядом

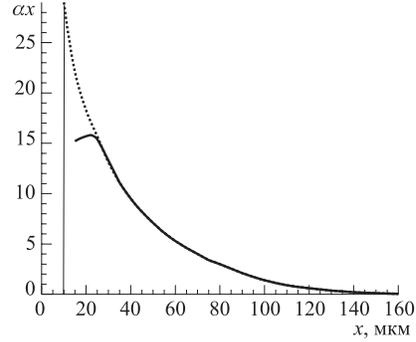


Рис. 15. Поведение  $\alpha x$  в электрическом поле, искаженном пространственным зарядом

ние, можно качественно описать полученные экспериментальные результаты и провести оценку процессов, протекающих в сильноточной лавине.

Для точек на оси, нормальной к поверхностям двойного слоя и проходящей через их центры, напряженность поля определяется выражением [19]

$$E_x = \frac{|\sigma_-| - \sigma_+}{2\epsilon_0} \left[ 1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + r_0^2}} \right]. \quad (15)$$

Поверхностная плотность зарядов равна  $\sigma_+ = N_i e / \pi r_0^2$ ,  $|\sigma_-| = 0,7 N_i e / \pi r_0^2$ . При расстоянии между слоями, равном  $\alpha_0^{-1} = 2 \cdot 10^{-4}$  см (см. ниже), поле, создаваемое двойным слоем на расстоянии  $x = 3 \cdot \alpha_0^{-1}$  см от его центра, равно  $\approx 10^4$  В/см. Число частиц в лавине при разных напряжениях на камере оценивалось из токовых характеристик анодных сигналов (рис. 8). Результирующее поле в рассматриваемой точке определялось векторной суммой поля двойного слоя и внешнего поля. Результат коррекции поля вдоль оси лавины, проходящей через проволоку 2 перпендикулярно плоскости камеры, приведен на рис. 14. Для сравнения на этом же рисунке штриховой линией показано распределение внешнего поля, когда нет его искажения полем пространственного заряда. На рис. 15 приведена зависимость произведения  $\alpha x$  от расстояния  $x$  пройденного лавиной в области лавинообразования. Значения  $\alpha$  определялись выражением (12) в 60 точках на длине лавинообразования с учетом искажения внешнего поля пространственным зарядом. Вклад от каждого коэффициента ионизации в число электронов в лавине определялся как  $\alpha x = \sum_{i=1}^{60} [\alpha_i x - \alpha_i (x - \alpha_i^{-1})]$ . На рис. 15 видно, что эффективная длина лавины  $L_{avl} \approx 0,01$  см. Считая, что лавина имеет коническую форму, по-

лучим, что ее плотность равна  $n_{e,i} \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а дебаевский радиус экранирования в ней  $r_D = (T_e/4\pi n_{e,i}e^2)^{1/2} \approx 10^{-5} \text{ см}$ , где  $T_e \approx 0,17$  — средняя энергия электронов в газовой смеси 80 %  $\text{CF}_4$ + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  [23]. Из значений для радиуса лавины и ее длины следует, что ( $r_0$  и  $L_{\text{avl}}$ )  $\gg r_D$ . Выполнение данных критериев означает, что в электронной лавине установился режим амбиполярной диффузии [12, 24, 25], при котором плотности заряженных частиц и их потоки совпадают. Это позволяет считать лавину квазинейтральным плазменным образованием [12].

Значение  $\alpha_0$ , при котором прекращается рост лавины, определялось из требования равенства выражения (13) полному числу электронов, образовавшихся в лавине:  $N_e \approx 1,2 \cdot 10^8$ . Данное количество зарядов возникает при  $\alpha_0 \approx 4900 \text{ см}^{-1}$ . Число первичных кластеров ионизации, образуемых электронами в газе камеры от источника  $^{90}\text{Sr}$ , равно  $N_0 \approx 15$  ( $1/\lambda \approx 44 \text{ кл./см}$  [7]). С учетом этого значение  $\alpha x \approx 15,9$  реализуется на расстоянии 0,00245 см от оси анода. Продвижение лавины к аноду еще на одну длину ионизации ( $\approx 0,00016 \text{ см}$ ), несмотря на уменьшение коэффициента ионизации из-за искажения поля (рис. 15), привело бы к росту числа электронов до  $4 \cdot 10^8$ . Но такие амплитуды на аноде камеры не наблюдаются. Если бы лавина развивалась от одного электрона, то число электронов в ней  $N_e \approx 1,2 \cdot 10^8$  достигалось бы при  $\alpha x \approx 18,6$  на расстоянии  $\approx 0,0019 \text{ см}$  от оси анода. Следовательно, в любом случае развитие электронной лавины завершается до того, как она достигнет анода камеры.

Разность потенциалов между центрами тяжести отрицательного и положительного зарядов равна [26]

$$\varphi_- = \frac{\sigma_- \alpha_0^{-1}}{2\epsilon_0} = -61 \text{ В}, \quad \varphi_+ = \frac{\sigma_+ \alpha_0^{-1}}{2\epsilon_0} = 94 \text{ В}; \quad (16)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = 155 \text{ В}.$$

Распределение потенциала, приложенного от внешнего источника питания в ячейке камеры, определяется выражением [27]

$$U = q \{2\pi L/S - \ln [4 \sin^2(\pi y/S) + 4 \text{sh}^2(\pi x/S)]\}, \quad (17)$$

где  $q = U_{\text{ch}}/2[\pi L/S - \ln(\pi d/S)]$  — заряд на единицу длины проволоки;  $U_{\text{ch}}$  — потенциал, приложенный к камере. Потенциалы в центрах тяжести зарядов (точки 4 и 5 на рис. 17), отстоящих друг от друга на длину ионизации  $\alpha_0^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , определяются выражением (17). При напряжении на камере  $U_{\text{ch}} = 3800 \text{ В}$  значения потенциалов  $U_4$  и  $U_5$  в точках с координатами, соответствующими центрам тяжести отрицательного и положительного зарядов, равны:  $U_4 \{0,00235; 0\} = 3309 \text{ В}$ ;  $U_5 \{0,00255; 0\} = 3260 \text{ В}$ , а их разность составляет 49 В. Результирующие потенциалы в центрах тяжести зарядов

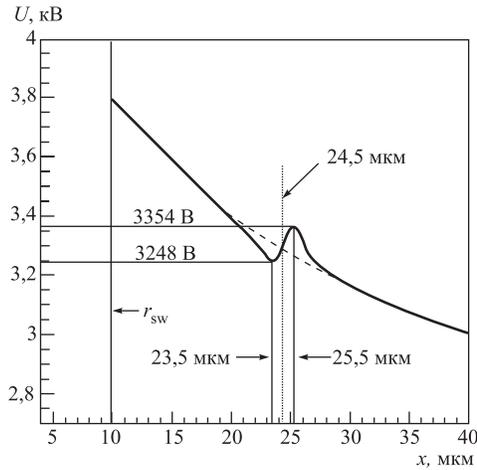


Рис. 16. Распределение потенциала в области лавины

относительно анодной проволоки на кривой распределения потенциала (в пределах 0,004 см от оси анода) дана на рис. 16. Скачок потенциала на положительной поверхности слоя вызывает появление на кривой распределения потенциала «горба» и усиливает поле в направлении катода.

В заключение отметим, прекращение развития лавины вдали от анода может служить объяснением высокой радиационной стойкости узкоззорных камер, заполненных газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 20 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ . Несмотря на работу камер в интенсивных потоках заряженных частиц, их радиационная стойкость  $\approx 10$  Кл/см<sup>2</sup> [3,4,28], что примерно в 50 раз превышает радиационную стойкость стандартных камер [27]. Так как  $E_{\text{in}} \approx 3 E_0$  ( $E_0 = 2,35 \cdot 10^5$  В/см), то в этих условиях должно быть сильное насыщение газового усиления.

## 5. КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СГУСТКА

Учитывая направления полей, создаваемых зарядами относительно направления внешнего поля (рис. 18), запишем результирующие поля, находящиеся вонне непосредственно за ионным и электронным слоями, а также внутри двойного слоя:

$$\begin{aligned}
 E_1^- &= E_0^- + E_- - E_+ = E_0^- \frac{0,3N_i e}{2\epsilon_0 \pi r_0^2} = \\
 &= 2,45 \cdot 10^5 - 1,36 \cdot 10^5 = 1,1 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (18)
 \end{aligned}$$

принимают значения  $U_4 + \varphi_- = 3248$  В,  $U_5 + \varphi_+ = 3354$  В, и поле внутри двойного слоя определяется только зарядами поверхностей, причем его направление противоположно внешнему. Значение поля внутри слоя (после вытеснения внешнего) равно  $E_{\text{in}} = [U_5 + \varphi_+ - (U_4 + \varphi_-)] / \alpha_0^{-1} = (\Delta\varphi - 49) / \alpha_0^{-1} \approx 5,3 \cdot 10^5$  В/см. При данном поле  $E_{\text{in}}$  диффузионный ток обусловлен только перераспределением электронов в головку лавины, а не уходом их в анод, чему препятствуют ионы, удерживающие своим полем электроны. Графическая иллюстрация области расположения зарядовых слоев отно-

$$\begin{aligned}
E_{in} &= E_0^{in} - E_- - E_+ = E_0^{in} - \frac{1,7N_i e}{2\epsilon_0 \pi r_0^2} = \\
&= 2,35 \cdot 10^5 - 7,75 \cdot 10^5 = -5,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_1^+ &= E_0^+ + E_+ - E_- = E_0^+ + \frac{0,3N_i e}{2\epsilon_0 \pi r_0^2} = \\
&= 2,26 \cdot 10^5 + 1,36 \cdot 10^5 = 3,6 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (20)
\end{aligned}$$

где  $E_0^+$ ,  $E_0^-$  — значения внешнего поля вблизи ионной и электронной поверхностей,  $E_+ = \sigma_+/2\epsilon_0$ ,  $E_- = |\sigma_-|/2\epsilon_0$  — поля, образуемые ионным и электронным слоями соответственно,  $E_0^{in}$ ,  $E_{in}$  — внешнее и результирующее поля внутри двойного слоя. Значения электрических полей в лавине и вблизи ее зарядовых поверхностей отражают сильную неоднородность поля. Так как заряды лавины рассматриваются как диполи, оси которых перпендикулярны к поверхностям дисков, то на зарядовую систему со стороны неоднородного поля будет оказываться силовое воздействие. Пусть напряженность поля в центре тяжести отрицательной поверхности (точка 4, рис. 17) равна  $\mathbf{E}(x_4)$ , а в центре тяжести положительной поверхности (точка 5) равна  $\mathbf{E}(x_4) + \Delta\mathbf{E}$ , где  $\Delta\mathbf{E}$  — приращение поля, вызванное скачком потенциала. Тогда на поляризованный сгусток в направлении катода будет действовать сила, которую согласно рис. 17 можно записать в виде

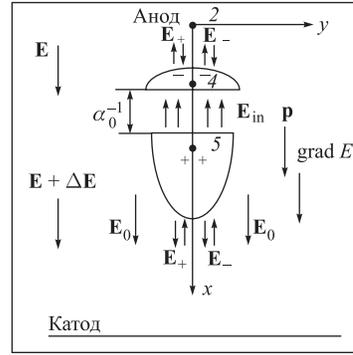


Рис. 17. Схема к расчету вынуждающей силы, действующей на поляризованный сгусток зарядов в неоднородном поле

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}_{x_C} &= (N_i - N_e) e \mathbf{E}(x_4) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\Delta\mathbf{E}}{\alpha_0^{-1}} = \\
&= (N_i - N_e) e \mathbf{E}(x_4) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\partial\mathbf{E}(x_5)}{\partial\alpha}, \quad (21)
\end{aligned}$$

где  $\partial\mathbf{E}(x_5)/\partial\alpha$  — производная вектора  $\mathbf{E}$  по направлению  $\alpha$ , совпадающему с направлением приращения вектора  $\mathbf{E}$ . Из выражения (21) следует, что поляризованный плазменный сгусток, связанный собственным полем и находящийся в неоднородном электрическом поле, испытывает со стороны поля силовое воздействие и втягивается в область более сильного поля (20), т. е. начинает движение в направлении к катоду. Однако из-за инерции и удерживающего поля со стороны анода электронное облако придет в движение с некоторой задержкой. Смещение ионов к катоду в течение задержки электронного

слоя примерно на  $190 \cdot 10^{-4}$  см (см. ниже) практически полностью исключит их влияние на величину поля в области за электронным слоем. В результате поле в данной области возрастет до значения  $E_1^- = E_0^- + E_- \approx 3,8 \cdot 10^5$  В/см и будет препятствовать движению поляризованного сгустка к катоду. В этом случае сила, действующая со стороны анода, определяется выражением

$$\mathbf{F}_{xA} = - \left[ (N_e - N_i) e \mathbf{E}(x_4) + N_i e \frac{\partial \mathbf{E}(x_4)}{\partial x} \alpha_0^{-1} \right]. \quad (22)$$

Сила, действующая между зарядовыми слоями, равна

$$F_{dl} = -[(N_i - N_e) e]^2 / 2 \epsilon_0 S_0. \quad (23)$$

Движение ионного слоя к катоду вдоль убывающего внешнего поля ослабит действие вынуждающей силы (21). Возвращающая сила (22), действуя на систему, придаст ей ускорение и вернет в начальное положение. Благодаря инерции зарядовый сгусток проскочит исходное положение. Затем все повторится и поляризованный сгусток перейдет в колебательное движение вдоль направления внешнего поля.

Осциллограммы, отражающие колебания в электронной лавине, представлены на рис. 9–11. Осциллограммы в нижних квадрантах измерялись с ослаблением сигналов. Величина ослабления указана в подписях к рисункам. На осциллограммах видно, что сигналы с электродов камеры имеют колебательный характер. Отметим, что наблюдаемые колебания не связаны с ударным возбуждением лавиной собственных колебаний индуктивно-емкостной системы камеры. В противном случае колебания на разных электродах должны иметь одинаковую фазу, а в камерах, имеющих разные шаги и диаметры анодов, должны наблюдаться различные частоты колебаний. Если бы источником регистрируемых колебаний был контур лавины, который через частичные емкости [19, 20] связан с заряженной системой электродов камеры, то в разных камерах наблюдалась бы разная частота из-за более чем двухкратного различия распределенных параметров камер. Наблюдаемые колебания не есть результат рассогласования волнового сопротивления камеры с входным сопротивлением осциллографа и линейного разветвителя, так как изменение согласующего сопротивления на анодах не влияет на частоту колебаний. Наконец, колебания не связаны с переходными процессами на входе усилителей осциллографа, потому что при регистрации сигналов с одинаковой амплитудой, полученных в разных газовых смесях, наблюдается отсутствие или наличие колебаний. На осциллограммах (рис. 9–11) с ростом напряжения увеличивается амплитуда колебаний и их продолжительность. Вместе с этим наблюдается и некоторое различие в характере колебаний. Из сравнения осциллограмм видно: чем плотнее лавина, тем сильнее проявляются в ней колебательные процессы и тем выше их частота. Заряды двойного слоя

связаны собственным полем (19), поэтому движение электронов и ионов взаимно экранируется — электроны от катода и ионы от анода, т. е. наведенный заряд на аноде создается только электронами, а на катоде — ионами. На этой стадии изменение сигналов на аноде и катоде связано в основном с протекающими в камере токами смещения, вызванными поляризацией электродов изменяющимся электрическим полем колеблющихся зарядов.

На рис. 18 приведены наложенные друг на друга осциллограммы, измеренные на аноде, катоде и контрольных проволоках в газовой смеси 85 %  $\text{CF}_4$  + 13 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2 %  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$  при напряжении на камере 3,2 кВ (см. рис. 11). Рис. 18 отражает изменение формы сигналов, вызванное совместными колебаниями зарядов; величину задержки катодного импульса относительно анодного, а также позволяет проследить за их фазой колебаний. Хорошо видно, что частота колебаний на анодном и катодном сигналах совпадает. Направление движения двойного слоя при его колебаниях определяется по полярности сигналов, индуцируемых электронным и ионным слоями на аноде и катоде соответственно. При движении к катоду амплитуда катодного сигнала нарастает (рис. 11, б), а длительность анодного сигнала укорачивается (рис. 11, а), так как на его задний фронт накладывается сигнал, сформированный отходящими от анода электронами. Движение двойного слоя к аноду отражается

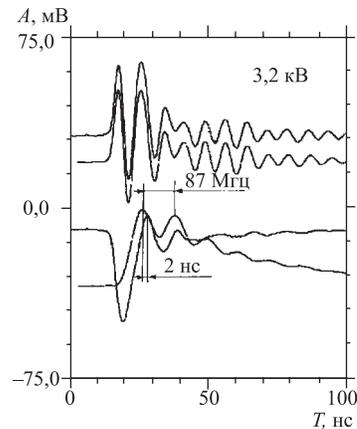


Рис. 18. Осциллограммы сигналов с анода, катода (нижние) и с контрольных проволок (верхние) в газовой смеси 85 %  $\text{CF}_4$  + 13 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 2 %  $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ . Ослабление анодных и катодных сигналов 10

спадом амплитуды сигналов на аноде и катоде в отрицательную область. Наконец, видно, что катодный сигнал появляется после достижения анодным сигналом своего половинного значения. Зависимость длительности анодного сигнала от плотности лавины можно проследить на рис. 11, а. С увеличением напряжения на камере процесс укорочения анодного сигнала усиливается за счет увеличения амплитуды колебаний поляризованного сгустка. Аналогичная ситуация проявляется в работе камер, исследованных группой Г. Шарпака [1]. В указанной работе приведены фотографии сигналов, отражающие укорочение анодных импульсов и колебательные процессы в лавине.

Из-за инерции и действия удерживающей силы со стороны анода электронный слой начнет увлекаться ионным слоем с задержкой  $\approx 2$  нс (рис. 18). Отход электронов от анода уменьшит величину индуцированного на нем положительного заряда, что уменьшит в итоге суммарный анодный заряд. При-

близжение ионов поляризованного ступка к катоду индуцирует на нем на 30 % больше отрицательного заряда, чем заряда, наведенного электронами на аноде. Более быстрый рост сигналов на катоде по сравнению с анодными сигналами с увеличением напряжения на камере хорошо подтверждается амплитудными спектрами, измеренными на аноде и катоде при напряжении 3,8 кВ (рис. 6). Отношение средних амплитуд анодных и катодных сигналов составляет 1,6, в то время как в пропорциональном режиме данное отношение больше 3. Таким образом, диффузионный ток, ток быстрых электронов и токи смещения, ответственные за формирование сигналов на электродах камеры из-за особенностей их протекания в камере и внешней цепи, приводят к разным формам сигналов на аноде и катоде.

Колебания поляризованного ступка, имеющего две степени свободы, характеризуются двумя модами колебаний [29, 30]. В первой моде зарядовые поверхности колеблются с одинаковой частотой и совершаются так, как если бы вынуждающая и возвращающая силы (21), (22) были меньше силы притяжения (23) между слоями. В таких условиях связь между зарядовыми поверхностями максимальна и колебания совершаются в фазе. Примерно через 20–25 нс в результате столкновений зарядов с нейтральными атомами и действия внешнего поля связь между слоями практически исчезает. Фазы колебаний ионного и электронного слоев из-за их разной инерции сдвигаются примерно на  $180^\circ$ , и колебания затухают (рис. 18). Вторая мода колебаний реализуется, когда связь между зарядами начинает уступать вынуждающей силе.

Колебания системы, связанной силами, характеризуются коэффициентом связанности [29]

$$\sigma = \gamma_2 \frac{2\omega_e \omega_i}{|\omega_e^2 - \omega_i^2|}. \quad (24)$$

Связанность двух систем заключается в том, что не только величина сил связи ( $\gamma_2$ ) определяет характер взаимодействия между системами, но и близость парциальных частот ( $\omega_e; \omega_i$ ) друг к другу. Так как парциальные частоты зарядовых слоев должны быть близки к соответствующим плазменным частотам зарядов, то здесь имеется существенная расстройка на величину порядка  $\sqrt{m_e/M_i}$ . Следовательно, в нашем случае связанность системы определяется только величиной силы связи  $\gamma_2$ , которая равна центральной силе (23). Поэтому для дальнейшего развития разряда должна проявиться вторая мода, связанная с относительным движением колеблющихся поверхностей двойного слоя, вызванным изменением центральной силы.

Для двойного слоя, находящегося во внешнем электрическом поле, собственные колебания зарядов имеют электростатический характер [25]. Действия на электронную поверхность противоположно направленных сил со стороны анода и положительной поверхности слоя создают условия для плазменных колебаний электронов, так как любое их смещение в продольном

направлении приведет к появлению поля, стремящегося восстановить начальную структуру зарядов. Частота колебаний при плотности электронов  $n_e = 0,7 n_i = 5,74 \cdot 10^{14}$  равна  $\omega_e = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2} = 13,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Колебательная скорость и амплитуда смещения электронов будут равны

$$u_e = \frac{e E_1}{m \omega_e} \approx 6,8 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad a_e = \frac{e E_1}{m \omega_e^2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}, \quad (25)$$

где  $E_1 = 5,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$  — электрическое поле разделения зарядов на длине  $\alpha_0^{-1}$ . Ускорение, приобретаемое электроном при данных колебательных параметрах, составит  $\ddot{x} = \omega_e^2 a = 9 \cdot 10^{20} \text{ см/с}^2$ . Частота плазменных колебаний ионов  $\omega_i = 2\pi f_i = 5,46 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  определяется из рис. 18. Колебательная скорость и амплитуда смещения ионов, по аналогии с электронами, будут равны:  $u_i \approx 1,05 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $a_i \approx 1,93 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ . Таким образом, электроны участвуют одновременно в двух колебательных движениях — собственных плазменных колебаниях и совместных колебаниях с ионами.

На рис. 9–11 видно, что колебания зарядовой системы в первой моде наблюдаются в широком диапазоне напряжений, что позволяет рассматривать данную область как проявление плазменного режима, предшествующего стримерному [17]. Для реализации плазменного режима необходимо, чтобы поле, связывающее зарядовые поверхности двойного слоя (19), превосходило поле за его пределами, т.е.  $E_{\text{in}} > E_1^-$ ,  $E_{\text{in}} > E_1^+$  (см. (18) и (20)). Смещение ионов к катоду с колебательной скоростью  $u_i \approx 10^7 \text{ см/с}$  и быстрое затухание совместных колебаний позволяют в режиме большого газового усиления достигать скорости счета  $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . При сравнимых токовых характеристиках скорость счета в плазменном режиме более чем на два порядка превышает скорость счета в самогасящемся стримерном режиме.

Покажем, что поведение осциллограмм с контрольных проволок на рис. 9–11 и рис. 18 в пределах первого периода связано с изменением потенциалов на анодных проволоках и в точках, соответствующих центрам тяжести зарядовых поверхностей, вызванных появлением двойного зарядового слоя. Пусть к камере приложено напряжение  $U_{\text{ch}}$ , а заряд на проволоке 2 равен  $q_1$ . Разность потенциалов между точками 4 и 5 (см. рис. 18), в которых будут находиться центры тяжести отрицательной и положительной поверхностей с зарядами  $\pm q_2$ , равна  $U_4 - U_5 = \mathbf{E} \cdot \alpha_0^{-1}$ , где  $\mathbf{E}$  — напряженность поля между точками 4 и 5. Используя потенциальные коэффициенты (5), определим потенциалы проволоки 2 и поверхностей в поле зарядов  $q_1, q_2, -q_2$  и их зеркальных изображений:

$$\begin{aligned} U_2 &= \alpha_{22} q_1 + \alpha_{24} q_2 - \alpha_{25} q_2, \\ U_4 &= \alpha_{42} q_1 + \alpha_{44} q_2 - \alpha_{45} q_2, \\ U_5 &= \alpha_{52} q_1 + \alpha_{54} q_2 - \alpha_{55} q_2. \end{aligned} \quad (26)$$

Из выражений (26) определим потенциалы в точках 2, 4, и 5 до образования зарядовых слоев:

$$U_2 = U_{\text{ch}} = q_1 \alpha_{22} = q_1 / C; \quad U_4 - U_5 = q_1 (\alpha_{42} - \alpha_{52}) = E \alpha_0^{-1}, \quad (27)$$

где  $C$  — емкость проволоки относительно катода камеры. Образовавшиеся зарядовые слои, не влияя на заряд проволоки 2, изменят ее потенциал до значения  $U_2 + \Delta U$ , и, согласно первому уравнению системы (26),

$$U_2 + \Delta U = \alpha_{22} q_1 + q_2 (\alpha_{24} - \alpha_{25}). \quad (28)$$

Так как значения потенциальных коэффициентов не зависят от порядка расположения их индексов, то из выражений (26)–(28) получим

$$\Delta U = q_2 (\alpha_{24} - \alpha_{25}) = q_2 \frac{E \alpha_0^{-1}}{q_1} = q_2 \frac{E \alpha_0^{-1}}{C U_{\text{ch}}}. \quad (29)$$

Повышение потенциала на проволоке 2 вызовет понижение потенциалов на всех остальных проволоках камеры. Поэтому амплитуда первого пика на контрольных проволоках (рис. 9–11 и рис. 19) спадет в отрицательную область. Движение поляризованного сгустка к катоду уменьшит влияние заряда двойного слоя на анод, и потенциалы проволок вернуться к прежним значениям.

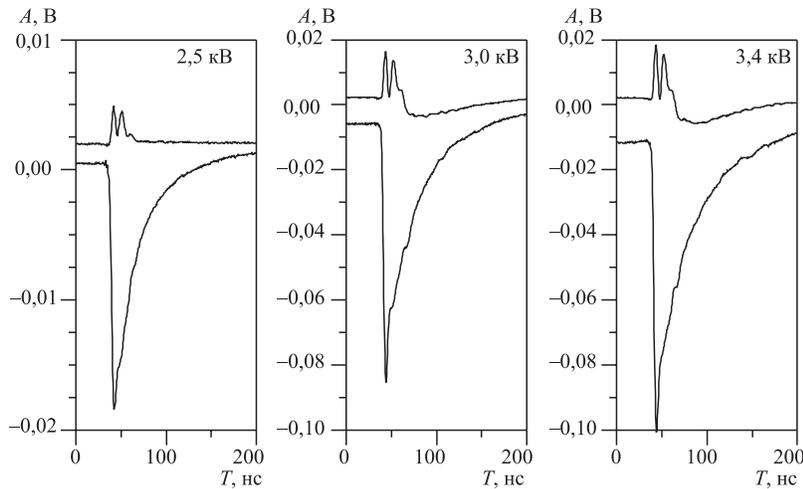


Рис. 19. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 19,88 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,12%  $\text{Hg}$

Аналогично можно показать, что в результате повышения потенциала на проволоке 2 с нее через внешнюю цепь к катоду перетечет заряд

$$\Delta q_1 = -q_2 \frac{\alpha_{24} - \alpha_{25}}{\alpha_{22}} = -q_2 \frac{E \alpha_0^{-1}}{U_{ch}}. \quad (30)$$

Опираясь на полученный результат, проследим за изменением поведения колебаний, приведенных на рис. 9 и 10, *а, б*. Наличие двух малых всплесков на верхней осциллограмме ( $U_{ch} = 2,3$  кВ) указывает на начало формирования в лавине двойного слоя. Отсутствие колебаний на нижней осциллограмме связано с ослаблением измеряемого сигнала. С ростом плотности лавины связь между зарядовыми поверхностями усиливается и их совместные колебания начинают четко проявляться. В диапазоне напряжений 2,7–3,2 кВ (рис. 10, *а*) сила (23), действующая между слоями, начинает превышать силы, действующие со стороны анода и катода, что обеспечивает продолжительность колебаний поляризованного сгустка.

В области напряжений 3,3–3,8 кВ электронная лавина приобретает новое качество. Это связано с изменением характера поведения газового усиления, которое начинает быстро расти начиная с напряжения 3,3 кВ (рис. 8). Число быстрых электронов в данной области возрастает до 30 % (рис. 3, *а*). Амплитуда импульсов насыщается, и в их спектрах наблюдается скачкообразный рост (рис. 6). Колебания поляризованного сгустка практически не меняются, однако с ростом напряжения на камере увеличивается асимметрия амплитуд на осциллограммах с контрольных проволок. Наблюдаемое уменьшение отрицательной амплитуды на осциллограммах с контрольных проволок на рис. 9–11 в пределах первого периода связано, согласно (29), с изменением потенциала проволоки 2, обусловленным зарядами двойного слоя.

## 6. ПРОРАСТАНИЕ ИОНИЗОВАННОГО КАНАЛА

Наличие в газе  $CF_4$  электроотрицательных примесей не позволяет в пределах рабочих напряжений достигнуть критической плотности заряда в лавине и перевести камеру в самогасящийся стримерный режим. Поэтому изучение лавины было продолжено с газовым наполнением камер 80 %  $CF_4$  + 19,88 %  $C_4H_{10}$  + 0,12 % Hg. Большое сечение ионизации атомов ртути метастабильными молекулами, а также наличие ассоциативной ионизации с участием двух возбужденных атомов [12]  $Hg(6^3P_1) + Hg(6^3P_0) \rightarrow Hg_2^+ + e$  позволило увеличить плотность лавины, о чем свидетельствуют осциллограммы на рис. 19, 20. По сравнению с предыдущими осциллограммами здесь наблюдается целый ряд изменений, вызванных проявлением новых процессов и возникновением высокочастотных импульсов, наложившихся на анодные сигналы. Причина появления высокочастотной составляющей и ее роль рассматриваются ниже. Осциллограммы 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 них видно, что изменились не только «колебания» на контрольных проволоках, но и форма анодных им-

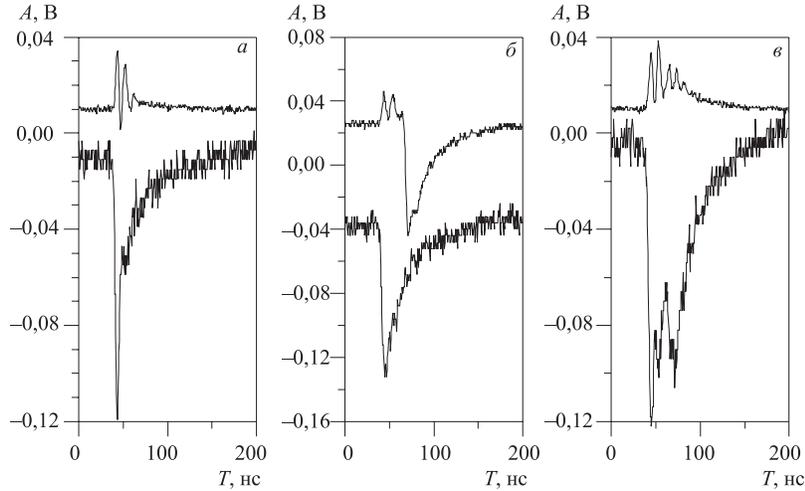


Рис. 20. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 19,88 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,12 %  $\text{Hg}$

пульсов. Импульсы на аноде состоят из двух слагаемых: первый импульс быстрый (рис. 20, *a*), с длительностью 10 нс, отвечает плазменному режиму [17]; второй импульс, с длительностью порядка 150 нс, соответствует длительности импульса в самогасящемся стримерном режиме [15, 16]. Появление отрицательного сигнала на контрольных проволоках объяснено ниже. В результате инерции электронов и влияния удерживающей их силы со стороны анода движение электронов вместе с ионами к катоду начнется примерно через 2 нс. Электроны, оставаясь на «месте», вновь будут испытывать диффузию в радиальном направлении до тех пор, пока возрастающее поле разделения, вызванное движением ионов, не увлечет их. За время диффузии радиус электронной поверхности станет равным  $R_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$  см и плотность лавины уменьшится до  $n \approx 3,7 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Увеличение площади электронной поверхности в процессе диффузии до  $4,5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> уменьшит поверхностную плотность электронов примерно в 2 раза. Разность потенциалов (16) между слоями упадет до  $\Delta\varphi_2 \approx 77,5$  В. В этих условиях внешнее поле также вытеснено из слоя, а результирующее поле равно  $E_1 = \Delta\varphi_2\alpha_0^{-1} - E_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$  В/см. Поле  $E_1$  практически совпадает с результирующим полем со стороны анода  $E_1^- = 1,6 \cdot 10^5$  В/см (18), но меньше поля со стороны катода  $E_1^+ = 3 \cdot 10^5$  В/см (20). Под действием вынуждающей силы (21) двойной слой начнет смещаться

в сторону катода. За время задержки электронов, равное  $\approx 2$  нс (см. рис. 18), ионы, обладая колебательной скоростью  $1,05 \cdot 10^7$  см/с, сместятся к катоду на величину амплитуды  $\Delta x = 2,1 \cdot 10^{-2}$  см. Смещение ионов уменьшит емкость поляризованного ступка при неизменном заряде на его «пластинах». Разность потенциалов между слоями увеличится при этом в  $\Delta x/\alpha_0^{-1} \approx 105$  раз. Работа, совершаемая источником против электрических сил при перемещении ионов, целиком идет на приращение энергии поля «конденсатора». Расходуемая источником питания энергия при перемещении заряда на величину  $\Delta x$  равна

$$A = N_i e E_e \Delta x = \frac{(N_i e)^2}{2 \epsilon_0 S} \Delta x = 4,2 \cdot 10^{11} \text{ эВ}, \quad (31)$$

где  $E_e = \sigma/2 \epsilon_0 = 0,7 N_i e/2 \epsilon_0 \pi R_0^2 \approx 1,7 \cdot 10^5$  В/см — напряженность поля, созданного электронным слоем,  $S = \pi R_0^2 = 4,5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> — площадь электронной «пластины». Полученная величина запасенной в двойном слое электростатической энергии согласуется с результатом работы [31]. С разделением зарядов на  $\Delta x$  поле между зарядовыми слоями после вытеснения из данной области внешнего поля станет равным

$$E_1 = [(U_5 + 105 \Delta \varphi_2) - (U_4 + \varphi_-/2)]/\Delta x \approx 3,3 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (32)$$

где  $U_4 \{0,00235; 0\} = 3309$  В,  $U_5 \{0,02355; 0\} = 1969$  В,  $\Delta \varphi_2 = 77,5$  В,  $\varphi_- = -61$  В. Под воздействием данного поля электронный слой в момент, когда результирующий вектор скорости электронов от двух его колебательных движений будет направлен к катоду, начнет ускоренное движение к ионному слою. Приращение энергии, полученной от источника, будет тратиться полем на энергетическую подпитку электронов.

Значение коэффициента ионизации в поле между зарядами, равное  $\alpha \approx 6200$  см<sup>-1</sup>, получено из (12). При таком значении  $\alpha$  зарядовому слою, содержащему  $8,4 \cdot 10^7$  электронов, достаточно пройти одну ионизационную длину  $\alpha_{\text{ch}}^{-1} \approx 1,6 \cdot 10^{-4}$  см, чтобы образовать  $\approx (1-2) \cdot 10^8$  электронов. Тогда поле внутри нового двойного слоя становится сравнимым с полем (32) между разделенными зарядами и развитие лавины прекращается.

Для оценки толщины новых зарядовых слоев предположим, что плотность зарядов в них сохраняется и равна  $n \approx 3,7 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. При  $N_i = N_e = 1,5 \cdot 10^8$  и  $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-2}$  см толщина слоя будет равна  $\approx 9 \cdot 10^{-4}$  см. Отметим, что данная оценка имеет весьма приближенный характер, так как плотность зарядов в слое выражается через его радиус, значение которого невозможно определить непосредственно из характеристик лавины. Изменение радиуса в интервале  $10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2}$  см влияет на толщину зарядового слоя, но при этом основные параметры ионизованного канала — разность потенциалов в двойном слое и поле на торцах ионизованного канала — практически сохраняются.

Сопровождающееся ионизацией движение электронного слоя радиусом  $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-2}$  см приведет к резкому росту тока, который можно отнести к току прорастающего ионизованного канала. В результате развития лавины перед анодом образуется ионный слой с радиусом, равным  $R_0$ . Плотный слой ионов, нарастающий за электронами, индуцирует отрицательный заряд на аноде 2 и контрольных проволоках (рис. 19, 20), который даст скачок амплитуды на аноде (рис. 6).

Таким образом, в результате обратного движения электронов развивающийся разрядный канал будет состоять из трех зарядовых слоев — между двумя ионными слоями расположится один электронный слой. Образовавшаяся структура станет исходной для прорастания ионизованного канала в направлении как катода, так и анода. Роль затравочных электронов, от которых начнется ионизация перед ионными слоями в направлении к катоду и аноду, выполняют быстрые электроны [10, 21, 32], образующиеся в лавине (рис. 3, а).

Из общего числа электронов в слое, находящемся между двумя слоями ионов, примерно  $n_f \leq 4,5 \cdot 10^7$  электронов (30 % согласно настоящей работе), находящихся во фронте лавины в области ее оси, образуют группу быстрых электронов. Двигаясь в направлении катода к слою ионов со скоростью  $5 \times 10^8$  см/с (при ускорении  $9 \cdot 10^{20}$  см/с<sup>2</sup> данная скорость достигается за время  $t \approx 5,6 \cdot 10^{-13}$  с (25)), электроны на длине  $\approx 11 \cdot 10^{-4}$  см, с учетом толщины слоев и искажения поля, образуют новый двойной слой с числом электронов  $\approx 1,5 \cdot 10^8$ . Быстрые электроны нового слоя в количестве  $n_f$ , в свою очередь, образуют следующий двойной слой и т. д.

Прорастание ионизованного канала в виде двойных зарядовых слоев с постоянным диаметром будет продолжаться, пока он не достигнет движущегося ионного слоя. В образовавшейся конфигурации с чередующимися зарядовыми слоями возникает особенность, связанная с устойчивостью системы. Рассмотрим три чередующихся слоя, расположенные внутри ионизованного канала (рис. 21, а). Заряд ближайшего к аноду ионного слоя обозначим  $q_1^+$ , электронного слоя —  $q_2^-$ , а второго слоя ионов —  $q_3^+$ . Причем заряд электронного слоя, находящегося между ионными слоями, равен  $0,7 \cdot |q_1^+|$  и  $q_1^+ = q_3^+$ . Такая система обладает неустойчивым равновесием, которое реализуется при равенстве нулю суммы сил, действующих на каждый из зарядовых слоев:

$$F_1 = F_2; \quad F_{13} = F_1; \quad F_2 = F_{13}, \quad (33)$$

где  $F_1$  — сила взаимодействия зарядов  $q_1^+$  и  $q_2^-$ ;  $F_2$  — сила взаимодействия зарядов  $q_2^-$  и  $q_3^+$ ;  $F_{13}$  — сила взаимодействия зарядов  $q_1^+$  и  $q_3^+$ .

$$F_2 = F_{13} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2^- q_3^+}{x_2^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1^+ q_3^+}{d^2}; \quad \frac{q_2^-}{x_2^2} = \frac{q_1^+}{d^2}. \quad (34)$$

Так как  $|q_2^-| = 0,7 \cdot q_1^+$ , то  $x_2 = 0,836 d$ , а  $x_1 = 0,164 d$ . Расстояние  $x_1$  между центрами тяжести зарядов  $q_1^+$  и  $q_2^-$  устанавливается в процессе развития лавины равным  $\approx 11 \cdot 10^{-4}$  см (рис. 21, а). Следовательно,  $d \approx 67 \cdot 10^{-4}$  см, а

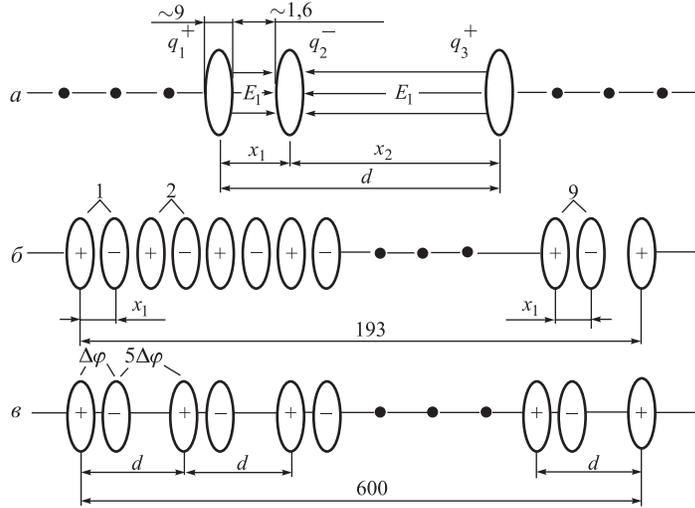


Рис. 21. Схематическая структура ионизованного канала: а) к расчету равновесия зарядовой системы; б) ионизованный канал после его завершения; в) ионизованный канал после установления динамического равновесия. Расстояния приведены в микрометрах

$x_2 \approx 56 \cdot 10^{-4}$  см. Если заряд  $q_2^-$  приблизится к заряду  $q_1^+$ , то сила притяжения между ними превысит силу отталкивания со стороны заряда  $q_3^+$  и равновесие нарушится. Заряды  $q_1^+$  и  $q_2^-$  сомкнутся, а заряд  $q_3^+$  начнет двигаться к катоду. Так как слева от трехслойной системы имеются чередующиеся слои (рис. 21, а), то они будут препятствовать сближению зарядов  $q_2^-$  и  $q_1^+$  и усиливать отталкивающее действие заряда  $q_3^+$ . Но как только заряд  $q_3^+$  удалится от электронного слоя на расстояние  $x_2$ , то будет выполняться условие (33) и он остановится. При этом разность потенциалов между слоями  $q_2^-$  и  $q_3^+$  увеличится до  $\Delta\varphi_2(x_2/x_1) \approx 5\Delta\varphi_2 \approx 360$  В и поле между зарядами  $q_2^-$  и  $q_3^+$  станет равным полю между зарядами  $q_1^+$  и  $q_2^-$ . Для выполнения условия равновесия в канале необходимо, чтобы установились расстояния, равные значениям  $x_1$  и  $x_2$  (рис. 21, а). Если шаг лавин в прорастающем канале равен  $2x_1 \approx 22 \cdot 10^{-4}$  см, то на длине  $2,1 \cdot 10^{-2}$  см должно образоваться 9 двойных слоев (рис. 21, б). Прорастание канала будет сопровождаться установлением расстояний  $x_1$  и  $x_2$ . В результате длина канала возрастет до  $L_{ch} = 9d \approx 0,06$  см.

Вопрос устойчивости чередующихся зарядовых слоев является определяющим, поэтому рассмотрим его подробнее. Если расстояния между одноименными слоями равны «динамической постоянной» (рис. 21, *a–в*), то электрическое поле внутри каждого двойного слоя равно сумме полей, созданных по отдельности электронными и ионными зарядами. В статическом состоянии поле в области расположения электронных слоев должно быть равно нулю (рис. 21, *a*). Однако из-за диффузии, столкновений с молекулами и ионизации внутри слоя электронный заряд подвержен постоянному изменению во времени. Смещение электронов в радиальном направлении (14) сильно ограничено полем ионов (19), поэтому все возмущения будут протекать в основном в направлении поля между слоями. Так как возмущения возникают флуктуационным образом, то в канале появится изменяющееся во времени электрическое поле. Благодаря данному полю обеспечивается связь между слоями и возникающие в них любые локальные изменения мгновенно передаются по длине канала. Это свойство зарядовой системы, а также неизменность расстояний между ионными слоями из-за их инерционности вынуждает электронные слои находиться в динамическом состоянии в области своего равновесия. Поэтому для сохранения устойчивости канала электронные слои под влиянием изменяющегося электрического поля будут находиться в квазиколебательном движении с переменными периодом и амплитудой. То, что электроны находятся в «квазиколебательном» движении с меняющейся амплитудой и частотой, видно на рис. 20 (особенно на рис. 20, *a*). Переход плазменного режима в стримерный, при котором формируется ионизованный канал, состоящий из двойных зарядовых слоев, сопровождается наложившимися на его токовый сигнал высокочастотными колебаниями электронов, в то время как на части импульса, соответствующей плазменному режиму, наложения отсутствуют. Если увеличить масштаб осциллограмм на рис. 20 примерно в 10 раз и воспользоваться временной шкалой, то для «периода колебаний» получим значение порядка 1,8–2,4 нс. На рис. 22 представлен фрагмент нижней осциллограммы рис. 20, *a*, который демонстрирует характер поведения электронных слоев в канале.

Процесс становления динамического равновесия между тремя слоями (рис. 21, *a*) происходит за время  $t_i = x_2/v_i \approx 8 \cdot 10^{-10}$  с при скорости ионов  $v_i \approx 7,2 \cdot 10^6$  см/с (скорость устанавливается под действием импульса силы отталкивания (35)). Это время существенно превышает время прорастания канала на величину его радиуса —  $R_0/v_e = 2,4 \cdot 10^{-11}$  с при  $v_e = 5 \cdot 10^8$  см/с. Переход ионизованного канала в состояние «равновесия» должен сопровождаться интенсивным периодическим излучением в видимой области, вызванным в плотных зарядовых слоях столкновениями электронов и ионов с молекулами газа. Подобный процесс экспериментально наблюдался в работе [33]. Примерная структура установившегося ионизованного канала представлена на рис. 21, *в*. В такой системе благодаря кулоновскому взаи-

модействию между разноименными слоями должна происходить перекачка энергии от «колеблющихся» электронов к ионам. Скорость передачи энергии от электронов ионам, когда их температура  $T_e$  намного выше температуры ионов, определяется формулой [12]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{2m_e}{m_i} \epsilon n_i \bar{v}_e \sigma_C, \quad \sigma_C = \frac{4\pi}{9} \frac{e^4 \ln \Lambda}{(kT)^2} = 2,87 \cdot 10^{-14} \frac{\ln \Lambda}{T_e^2 [\text{эВ}]} \text{ см}^2, \quad (35)$$

где  $\ln \Lambda = 7,47 + 1,5 \log T_e [K] - 0,5 \log n_e$  — кулоновский логарифм, который при  $T_e \approx 10$  эВ и  $n_e = 0,7n_i = 2,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  равен  $\approx 9$ . В этих условиях сечение кулоновского взаимодействия  $\sigma_C \approx 2,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ , а  $d\epsilon/dt \approx 1,1 \times 10^4$  эВ/с.

Этот процесс должен повысить температуру ионизованного канала и привести к раскату ионных колебаний [29]. Для перекачки ионам энергии порядка 0,5 эВ потребуется  $\approx 6 \cdot 10^{-6}$  с или  $3 \cdot 10^4$  периодов при  $T \approx 2 \cdot 10^{-9}$  с. В результате передачи энергии ионам возбуждаются ионные колебания, которые могут быть причиной стягивания множества рассеянных в пространстве длинных стримеров в область малого диаметра, согласно модели, предложенной в работе [34].

Сила отталкивания от ионных слоев канала, приложенная к последнему ионному слою и действующая в течение времени прорастания канала до ионного слоя ( $\Delta t$ ), вызовет изменение его скорости на величину  $\Delta v$ . Следовательно, данная сила определяется скоростью изменения импульса слоя со временем, т. е.

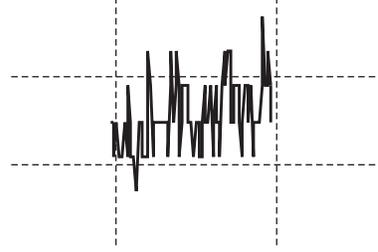


Рис. 22. Иллюстрация характера поведения электронных слоев в ионизованном канале

$$\sum_k (F_{13})_k = \frac{\Delta(M_i v)}{\Delta t}, \quad (36)$$

откуда 
$$\Delta v = \frac{\sum_k (F_{13})_k \Delta t}{M_i} = \sum_k \frac{N_i^2 e^2 \Delta t}{4\pi \epsilon_0 (m_i N_i) (k d)^2},$$

где  $k$  — число ионных слоев,  $F_{13}$  — сила взаимодействия авангардного ионного слоя со всеми положительными слоями канала. Для прорастания канала на расстояние  $2,1 \cdot 10^{-2}$  см со скоростью  $v_{ch} = e\mu_e n_i R_0 / 2\epsilon_0 \approx 5 \cdot 10^8$  см/с [11] требуется время  $\Delta t = 4,2 \cdot 10^{-11}$  с. За это время в результате действия импульса силы от 9 слоев скорость ионного слоя изменится на величину  $\Delta v = 1,1 \cdot 10^7$  см/с и составит  $\Delta v + u_i = 2,15 \cdot 10^7$  см/с и произойдет дополнительное смещение ионов за время  $\Delta t$  примерно на  $8 \cdot 10^{-4}$  см.

Увеличению смещения ионов способствует также возрастающая сила (21), направленная к катоду и зависящая от градиента поля в области расположения ионного слоя. Прорастание канала прекратится, когда расстояние между последним электронным слоем и авангардным слоем ионов станет  $< 11 \cdot 10^{-4}$  см. Сформировавшаяся таким образом зарядовая структура, по-видимому, и есть стример.

Следует отметить, что с приближением прорастающего канала к авангардному слою ионов быстрые электроны, образовавшиеся в последнем двойном слое, не смогут проскочить ионный слой по следующей причине: движение электронов происходит в кулоновском поле, обладающем центральной симметрией относительно своего центра тяжести. Движение в таком поле происходит в плоскости, перпендикулярной вектору момента импульса  $L$  [35]. Полная энергия системы представляется в виде [36]

$$W = \frac{m \hat{v}^2}{2} + \frac{L^2}{2 \mu r^2} - \frac{e(N_i e)}{r} = \frac{m \hat{v}^2}{2} + U_{\text{eff}}, \quad (37)$$

где  $\hat{v}$  — скорость быстрых электронов,  $\mu$  — приведенная масса,  $L = r \mu \hat{v}$  — момент импульса,  $U_{\text{eff}}$  — эффективная потенциальная энергия поля. Если расстояние между зарядами равно  $r = 15 \cdot 10^{-4}$  см, то величина полной энергии системы  $W \approx -2 \cdot 10^4$  эВ  $\ll 0$ . Это условие выполняется для всех значений радиусов в пределах лавины за исключением  $r = 0$ . Как известно, при  $W \ll 0$  траекторией движения электронов является окружность [36]. Радиус определяется из выражения для эксцентриситета эллипса, когда он равен нулю:

$$r = \frac{e(N_i e)}{v} \sqrt{\frac{1}{2 \mu |W|}}, \quad (38)$$

где  $W$  — полная энергия частиц (без энергии покоя) (37). При  $|W| = 2 \cdot 10^4$  эВ получим значение максимального радиуса окружности, равное  $r_{\text{max}} \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$  см. В данных условиях электроны не смогут создать сильную лавину, но, двигаясь внутри слоя, они нейтрализуют часть ионов. Полную нейтрализацию ионов произведут электроны последнего слоя, которые под действием сил отталкивания со стороны электронных слоев канала сомкнутся с оставшимися ионами. Образовавшаяся плазменная система из-за отсутствия тока проводимости не получит энергетической подпитки и быстро распадется.

Чередующиеся двойные слои можно представить как последовательно включенные конденсаторы, на каждом из которых поочередно устанавливается разность потенциалов, равная  $\Delta\varphi_2$  или  $5\Delta\varphi_2$  (рис. 21, *б*). Разность потенциалов на длине канала будет равна  $\Delta\Psi_{2k-1} = k\Delta\varphi + (k-1)5\Delta\varphi$ , где  $k$  — число двойных слоев. При  $k \approx 9$   $\Delta\Psi_9 \approx 3800$  В. Отсюда следует, что совместное действие ионного заряда авангардного слоя и распределенного

потенциала вдоль ионизованного канала создают условия для ионизации при прорастании канала в область слабого внешнего поля. Экспериментальным подтверждением этому может служить работа [16], в которой показано, что  $\approx 90\%$  ионизованного канала прорастает в поле  $< 8$  кВ/см.

Рост положительного потенциала в области нового авангардного ионного слоя, который уже можно назвать головкой стримера, обеспечит перед ним сильное электрическое поле. В работе [11] отмечается, что при удлинении ионизованного канала на отрезок, равный нескольким радиусам головки, поле, создаваемое у головки зарядами канала, а также радиус самой головки практически не меняются. Это можно объяснить тем, что авангардный ионный слой после развала заменяется новым ионным слоем. На новую головку стримера вновь действует сила (21), направленная к катоду, и все процессы, формирующие следующий участок канала, повторяются. Это хорошо видно на рис. 20, в. После первого этапа прорастания канала следует второй, который полностью идентичен первому.

Таким образом, быстрое формирование стримера со скоростью примерно  $5 \cdot 10^8$  см/с завершается остановкой канала на 1,5–2 нс, которые необходимы для отхода ионного слоя к катоду, чтобы обеспечить энергетические и полевые условия для создания следующего звена ионизованного канала. Такая особенность прорастания канала, связанная с остановкой движения его концов, имеет и другое объяснение. Например, в работе [32] движение канала рывками связывают с разделением зарядов, вызванным переходом практически всех электронов лавины в режим непрерывного ускорения, в результате чего прекращается ионизация, а в работе [37] такое движение канала связывают с немонотонностью зависимости частоты ионизации от напряженности поля.

Сила (22), удерживающая последний электронный слой со стороны канала, возрастает пропорционально  $k\Delta\varphi$ , что увеличивает задержку электронов. Это позволяет ионному слою под действием импульса силы (36) сместиться на большее расстояние с большей скоростью и дает возможность прорасти каналу на большую длину, чем на первом этапе. По этой же причине каждый последующий участок будет длиннее предыдущего. В результате начнет увеличиваться скорость прорастания ионизованного канала. Например, скорость прорастания канала на первом этапе, с учетом удлинения канала и изменения скорости авангардного слоя ионов, равна  $L_{ch}/t_i \approx 7,5 \cdot 10^7$  см/с, ( $t_i \approx 8 \cdot 10^{-10}$  с). Нарастание скорости прорастания ионизованного канала имеет экспериментальное подтверждение [38].

Отметим, что представление завершившейся лавины в виде двойного слоя позволяет объяснить эффект уменьшения тока в момент лавинно-стримерного перехода [33, 39]. С ростом напряжения на камере растет плотность лавины, что приводит к повышению разности потенциалов  $\Delta\varphi$  на поверхностях двойного слоя. В результате в области нахождения двойного слоя

происходит перераспределение потенциалов (рис. 16). Так как поле внутри слоя направлено противоположно внешнему, то с нарастанием  $\Delta\varphi$  уменьшается скорость дрейфа электронов (рис. 4) и ток разряда падает. Последующее ускоренное движение электронного слоя к ионному вызовет резкий рост тока стримера. Наблюдаемое уменьшение отрицательной амплитуды на осциллограммах с контрольных проволок на рис. 9–11 в пределах первого периода связано, согласно (29), с изменением потенциала проволоки 2, вызванным зарядами двойного слоя. Так как положительная амплитуда  $A_+$  с контрольных проволок на рис. 10, *a, б* практически не меняется, то ее отношение к отрицательной амплитуде характеризует уменьшение разности потенциалов в двойном слое, вызванное понижением поверхностной плотности зарядов. На рис. 23 приведена зависимость тока от времени в момент лавинно-стримерного перехода [9]. Рис. 24 отражает изменение отношения  $A_+/A_-$  в зависимости от напряжения, и форма этой кривой совпадает с поведением кривых на рис. 23. Зависимость на рис. 24 получена из изменения скачка потенциала двойного слоя с ростом плотности лавины. Она по своей сути отражает поведение тока разряда, так как разность потенциалов двойного слоя, оказывая тормозящее действие на электроны, приводит к появлению переходной области перед образованием стримеров.

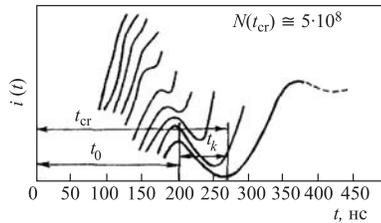


Рис. 23. Изменение тока разряда во времени [9]

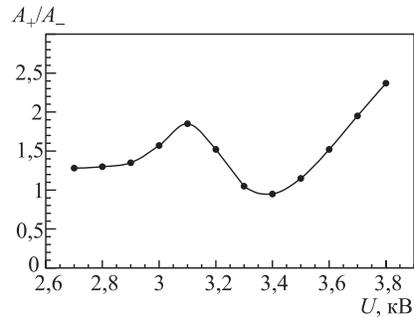


Рис. 24. Изменение отношения амплитуд  $A_+/A_-$  с изменением напряжения

Для рассмотрения прорастания канала в направлении к аноду вернемся к трем зарядовым слоям, которые являются исходными для формирования ионизованного канала. Прорастание канала к аноду на первом этапе полностью аналогично первому этапу его прорастания к катоду. Ионный слой  $q_1^+$  в форме тонкого диска с радиусом  $R_0$  создает потенциал, значение которого непосредственно в центре диска равно  $\varphi = 2\pi\sigma R_0 = 2N_i e/R_0 \approx 3,6 \cdot 10^3$  В при  $N_i = 1,5 \cdot 10^8$ . Значение потенциала двойного слоя вдоль оси в направлении от положительной поверхности к аноду камеры определяется выра-

жением [26]

$$\varphi = \sigma \alpha_0^{-1} \Omega = \frac{N_i e \alpha_0^{-1}}{d^2}, \quad (39)$$

где  $d$  — расстояние до точки наблюдения;  $\Omega$  — телесный угол, под которым положительная поверхность слоя видна из точки наблюдения. Потенциал быстро падает: при  $d = 0,002$  см имеем  $\varphi \approx 1080$  В, а при  $d = 0,005$  см —  $\varphi \approx 170$  В. Электрическое поле в области центра тяжести ионного слоя равно  $3 \cdot 10^5$  см. Данные параметры создают условия для появления силы (21), пропорциональной градиенту поля. Под действием этой силы ионный слой движется к аноду, а электронный слой, удерживаемый зарядами  $q_3^+$ , придет в движение с некоторой задержкой. Прорастание канала до ионного слоя, по аналогии с катодной ветвью, трансформирует его в плазменное образование, из его ближайшей области поле анода способно вытянуть электроны, которые, двигаясь к аноду, создадут лавину. Начиная с этого момента роль затравочных электронов переходит к быстрым электронам, благодаря которым канал прорастает до анода.

На основании изложенного рассмотрим осциллограммы, представленные на рис. 19, 20. Из сравнения отрицательных импульсов на контрольных проволоках (рис. 19) видно, что ускоренное движение электронного слоя к ионам начинается, когда вектор скорости колеблющихся электронов направлен к катоду, а импульсы сдвигаются влево с ростом напряжения. При этом амплитуда анодного сигнала из-за сильного насыщения в сильном поле двойного слоя практически не меняется, а длительность анодного сигнала соответствует длительности сигнала, образующегося в СГС-режиме [15, 16], и примерно в 30 раз превосходит длительность сигнала, образующегося в плазменном режиме.

Более информативными являются осциллограммы одиночных сигналов, показанные на рис. 20. Рис. 20, *а* иллюстрирует первый этап прорастания канала. Информация об этом содержится в анодном сигнале и проявляется в изменении его заднего фронта, вызванном наложением на него индуцированного сигнала от нарастающего числа двойных слоев в канале, который прорастает к катоду.

Рис. 20, *б* иллюстрирует ситуацию, когда нарастание ионов в канале индуцирует заряды не только на аноде, но и на контрольных проволоках: четко виден профиль волны ионизации, проинтегрированный по всем слоям образованного участка канала. Временные характеристики анодного сигнала в точности повторяют профиль волны ионизации. На рис. 20, *в* показано образование двух ионизованных каналов. Информацию об этом дает верхняя осциллограмма, которая отражает возникшую на двух двойных слоях разность потенциалов. То, что образовавшиеся двойные слои формируют стримеры, видно на нижней осциллограмме.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате исследования газового разряда в проволочной камере, работающей в режиме большого газового усиления, получены экспериментальные данные, которые могут быть интерпретированы как проявление свойств двойного зарядового слоя, образующегося в плотной электронной лавине.

2. Показано, что при работе узкоазорных камер в области, предшествующей переходу лавины в стример, реализуется новый режим газового разряда, обусловленный плазменными колебаниями электронов и ионов в двойном слое.

3. Модель на основе двойного зарядового слоя позволяет ответить на многие проблемные вопросы, касающиеся условий образования стримера и механизма его прорастания к электродам, отражает структуру и устойчивость стримера, а также ионизованного канала в целом.

4. Предлагаемая модель раскрывает механизм формирования условий для прорастания канала в слабых полях и причины нарастания скорости продвижения стримера к катоду.

5. Показано, что механизм, обеспечивающий устойчивость ионизованного канала, одновременно участвует в разогреве ионов, который происходит благодаря сильному кулоновскому взаимодействию между зарядами противоположного знака.

6. Из структуры ионизованного канала и процессов, протекающих внутри него, следует, что если по каким-то «внешним» причинам канал замкнется сам на себя, то образовавшийся нейтральный плазменный тороид перейдет в устойчивое состояние как во внешнем поле, так и без него.

Автор выражает сердечную благодарность члену-корреспонденту РАН И. Н. Мешкову и доктору физико-математических наук Е. М. Сыресину за внимательное ознакомление с рукописью и полезные замечания. Автор выражает искреннюю признательность доктору технических наук С. И. Тютюнникову за поддержку и интерес к работе, профессору В. Г. Зинову за критические замечания и конструктивные предложения, сотруднику Института общей физики профессору С. И. Яковленко за ценные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Majewski et al. // Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 265.*
2. *K. Genser, R. Walczak // Nucl. Instr. and Meth. A253 (1984) 264.*
3. *R. Henderson et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. V. NS-34, No.1 (1987) 528.*
4. *R. Henderson et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. V. NS-35, No.1 (1988) 477.*

5. *Л. Л. Курчанинов и др.* // Препринт ИФВЭ 89-131. Серпухов, 1989.
6. *A. Oed* // Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 351.
7. *J. Fischer et al.* // Nucl. Instr. and Meth. A238 (1985) 249.
8. *Л. Лёб.* Основные процессы электрических разрядов в газах: М.; Л.: Гостехиздат, 1950.
9. *Г. Петер.* Электронные лавины и пробой в газах: пер. с англ. М.: Мир, 1968.
10. *Ю. Д. Королев, Г. А. Месляц.* Физика импульсного пробоя газов: М.: Наука, 1991.
11. *Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
12. *Ю. П. Райзер.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
13. *H. Kalmar et al.* // Nucl. Instr. and Meth. A307 (1991) p. 279.
14. *A. Yu. Petrus, B. Zh. Zalikhanov* // Nucl. Instr. and Meth. V. A485 (2002) p. 399.
15. *G. D. Alekseev et al.* // Nucl. Instr. and Meth. A153 (1978) p. 157.
16. *M. Atac et al.* // Fermilab Report FN-348 (1981).
17. *Б. Ж. Залиханов* // ЭЧАЯ. Т. 29, вып. 5 (1998) с.1194.
18. *А. Энгель.* Ионизованные газы: пер. с англ. М.: ГФМЛ, 1959.
19. *Л. Ф. Бессонов.* Теоретические основы электротехники. М.: Высш. шк., 1961.
20. *Э. Парселл.* Электричество и магнетизм: пер. с англ. М.: Наука, 1975.
21. *E. E. Kunhard, W. W. Byszewski* // Physical Review A. V.21, No. 6 (1980).
22. *L. G. Christophorou, J. K. Olthoff* // J. Phys. Chem. Ref. Data. V. 28, No. 4 (1999).
23. *L. G. Christophorou et al.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. V. 25, No. 5 (1996).
24. *С. Браун.* Элементарные процессы в плазме газового разряда: пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978.
25. *Г. Френсис.* Ионизационные явления в газах: пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964.
26. *И. Е. Тамм.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1966.
27. *Ю. В. Заневский.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
28. *E. M. Gushin et al.* // Nucl. Instr. and Meth. A351 (1991) p. 345.
29. *С. П. Стрелков.* Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964.

30. *Ф. Крауфорд*. Волны: пер. с англ. М.: Наука, 1976.
31. *G. A. Dawson, W. P. Winn* // *Zs. Phys. Bd. 183, S. 159* (1965); Перевод статьи в кн.: Г. Ретер. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
32. *Н. С. Руденко, В. И. Сметанин* // *Изв. вузов. Физика. № 7* (1977) с.34.
33. *О. А. Омаров, А. А. Рухадзе* // *ЖТФ, Т. 50, вып. 3, (1980) с. 536.*
34. *Б. Ж. Залиханов*. Препринт ОИЯИ Р13-2004-30. Дубна, 2004.
35. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*. Механика. М.: Наука, 1965.
36. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*. Теория поля. М.: Наука, 1967.
37. *С. И. Яковленко* // *ЖТФ, т.34, вып.9, (2004) с.47.*
38. *Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов*. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.
39. *H. Roether* // *Ergeb. d. exakten Naturwiss. 22* (1949) 73.

Получено 31 мая 2005 г.

Редактор *А. Н. Шабашова*  
Корректор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 01.09.2005.

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

Усл. печ. л. 2,63. Уч.-изд. л. 3,21. Тираж 305 экз. Заказ № 54997.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.  
E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)