

УДК 537.52.523

## **ДВОЙНОЙ ЗАРЯДОВЫЙ СЛОЙ В СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЕ**

*Б. Ж. Залиханов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Новые экспериментальные данные, приведенные в работе [6], позволяют представить завершившуюся электронную лавину в виде двойного зарядового слоя. На основе такой модели дано качественное объяснение вопросов, связанных с образованием и прорастанием стримера, а также рассматривается структура ионизованного канала и механизм его устойчивости.

Из модели следуют условия для прорастания канала в слабых полях и причины нарастания скорости продвижения стримера к катоду.

New experimental data reported in the paper [6] allow the completed electron avalanche to be represented as a double charge layer. Based on this model, qualitative explanation is given to the issues related to formation and growth of the streamer and the structure of the ionized channel and its stability mechanism are considered.

The model defines the conditions for the growth of the channel in weak fields and explains the increase in the velocity of the streamer motion towards the cathode.

### **ВВЕДЕНИЕ**

При изучении характеристик узкозазорных камер было обнаружено, 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.

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 [1–5].

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. КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СГУСТКА

Учитывая направления полей, создаваемых зарядами относительно направления внешнего поля (рис. 1), и используя данные, приведенные в работе [6], запишем результирующие поля, находящиеся вонне непосредственно за ионным и электронным слоями, а также внутри двойного слоя:

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

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

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

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  $x_4$ , рис. 1) равна  $\mathbf{E}(x_4)$ , а в центре тяжести положительной поверхности (точка  $x_5$ ) 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. 1 можно записать в виде

$$\mathbf{F}_{xC} = (N_i - N_e)e \mathbf{E}(x_4) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\Delta\mathbf{E}}{\alpha_0^{-1}} = (N_i - N_e)e \mathbf{E}(x_4) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\partial\mathbf{E}(x_5)}{\partial\alpha}, \quad (4)$$

где  $\partial\mathbf{E}(x_5)/\partial\alpha$  — производная вектора  $\mathbf{E}$  по направлению  $\alpha$ , совпадающему с направлением приращения вектора  $\mathbf{E}$ . Из выражения (4) 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 (3), 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

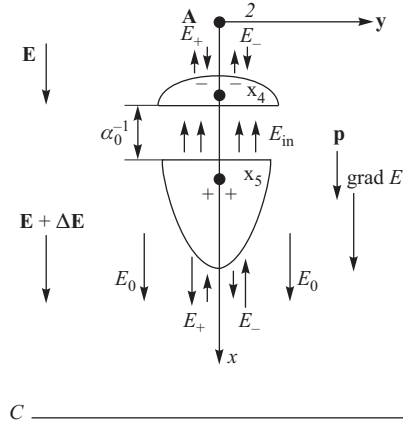


Рис. 1. Схема к расчету вынуждающей силы, действующей на поляризованный сгусток зарядов в неоднородном поле

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

$$\mathbf{F}_{xA} = - \left[ (N_e - N_i) e \mathbf{E}(\mathbf{x}_4) + N_i e \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{x}_4)}{\partial \mathbf{x}} \alpha_0^{-1} \right]. \quad (5)$$

Сила, действующая между зарядовыми слоями, равна

$$F_{dl} = -[(N_i - N_e) e]^2 / 2 \epsilon_0 S_0. \quad (6)$$

Движение ионного слоя к катоду вдоль убывающего внешнего поля ослабит действие вынуждающей силы (4). Возвращающая сила (5), 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. 10–12 в работе [6]. 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 [7, 8] связан с заряженной системой электродов камеры, то в разных камерах наблюдалась бы разная частота из-за более чем двукратного 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 [9]. На осциллограммах (рис. 10–12 [6]) с ростом напряжения растет 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 (2), 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 обязано в основном протекающим в камере токам смещения, вызванным поляризацией электродов изменяющимся электрическим полем колеблющихся зарядов.

На рис. 2 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. 12 [6]). Рис. 2 отражает изменение формы сигналов, вызванное совместными колебаниями зарядов; величину задержки катодного импульса относительно анодного и позволяет проследить за их фазой колебаний. Хорошо видно, что частоты колебаний на анодном и катодном сигналах совпадают.

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. 12, б [6]), а длительность анодного сигнала укорачивается (рис. 12, а [6]), так как на его задний фронт накладывается сигнал, сформированный отходящими от анода электронами. Движение двойного слоя к аноду отражается 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. 12, а [6]. 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 [10]. В указанной работе приведены фотографии сигналов (см. рис. 5, в [6]), отражающие укорочение анодных импульсов и колебательные процессы в лавине.

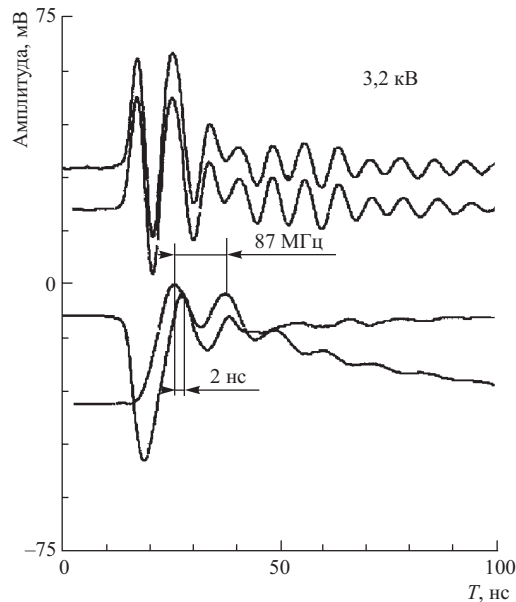


Рис. 2. Осциллограммы сигналов с анода, катода (нижние) и с контрольных проволок (верхние) в газовой смеси 85 %  $CF_4$  + 13 %  $C_4H_{10}$  + 2 %  $CO(CH_3)_2$ . Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ

Из-за инерции и действия удерживающей силы со стороны анода электронный слой начнет увлекаться ионным слоем с задержкой  $\approx 2$  нс (рис. 2). Отход электронов от анода уменьшит величину индуцированного на нем положительного заряда, что уменьшит в итоге суммарный анодный заряд. Приближение ионов поляризованного сгустка к катоду индуцирует на нем на 30 % больше отрицательного заряда, чем заряда, наведенного электронами на аноде, так как 30 % «быстрых» электронов ушли на анод. Более быстрый рост сигналов на катоде по сравнению с анодными сигналами с ростом напряжения на камере хорошо подтверждается амплитудными спектрами, измеренными на

аноде и катоде при напряжении 3,8 кВ (рис. 7 [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 сгустка, имеющего две степени свободы, характеризуются двумя модами колебаний [11, 12]. В первой моде зарядовые поверхности колеблются с одинаковой частотой и совершаются так, как если бы вынуждающая и возвращающая силы (4), (5) были меньше силы притяжения (6) 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 колебания затухают (рис. 2). Вторая мода колебаний реализуется, когда связь между зарядами начинает уступать вынуждающей силе.

Колебания системы, связанной силами, характеризуются коэффициентом связанности [11]

$$\sigma = \gamma_2 \frac{2\omega_e\omega_i}{|\omega_e^2 - \omega_i^2|}. \quad (7)$$

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 (6). 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 [13]. 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  $n_e = 0,7n_i = 5,74 \cdot 10^{14}$  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

$$u_e = \frac{eE_1}{m\omega_e} \approx 6,8 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad a_e = \frac{eE_1}{m\omega_e^2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}, \quad (8)$$

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. 2. 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. 10–12 [6] видно, что колебания зарядовой системы в первой моде наблюдаются в широком диапазоне напряжений, что позволяет рассматривать данную область как проявление плазменного режима, предшествующего стримерному [9]. Для реализации плазменного режима необходимо, чтобы поле, связывающее зарядовые поверхности двойного слоя (2), превосходило поле за его пределами, т. е.  $E_{in} > E_1^-$ ,  $E_{in} > E_1^+$  (см. (1) и (3)). Смещение ионов к катоду с колебательной скоростью  $u_i \approx 10^7$  см/с и быстрое затухание совместных колебаний позволяют в режиме большого газового усиления достигать скорости счета  $5 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup> · см<sup>-2</sup>. При сравнимых токовых характеристиках скорость счета в плазменном режиме более чем на два порядка превышает скорость счета в самогасящемся стримерном режиме.

Ниже в таблице приведены характеристики проволочных камер работающих в пропорциональном, стримерном и плазменном режимах.

Характеристики камер	Режим		
	Пропорциональный	Стримерный	Плазменный
Ток электронной лавины	1–5 мкА	0,2–4 мА	0,2–4 мА
Амплитудный разброс, %	100	60	10–15
Длительность сигнала на полувывоте, нс	60	40	2,5–5
Длительность сигнала на уровне 10 % от максимума амплитуды, нс	120	100	5–10
Скорость счета, с <sup>-1</sup> · см <sup>-2</sup>	$5 \cdot 10^5$	$10^3$	$5 \cdot 10^5$
Радиационная стойкость, Кл/см	0,2	0,2	10

Видно, что в плазменном режиме достигаются существенно лучшие параметры, что позволяет успешно использовать его для создания компактного электромагнитного калориметра, а также реализации на базе быстрых узкозасорных камер триггера на наличие трека в камерах либо триггера на множественность регистрируемых частиц.

Покажем, что поведение осциллограмм с контрольных проволок на рис. 10–12 [6] и рис. 2 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  $U_{ch}$ , а заряд на проволоке 2 (см. рис. 2 [6]) равен  $q_1$ . Разность потенциалов между точками 4 и 5 (см. рис. 1), в которых будут находиться центры тяжести отрицательной и положительной поверхностей с зарядами  $\pm q_2$ , равна  $U_4 - U_5 = E \cdot \alpha_0^{-1}$ , где  $E$  — напряженность поля между точками 4 и 5. Используя потенциальные коэффициенты (5) [6], определим потенциалы проволоки 2 и поверхностей в поле зарядов  $q_1, q_2, -q_2$  и их зеркальных изображений:

$$\begin{aligned}
 U_2 &= \alpha_{22}q_1 + \alpha_{24}q_2 - \alpha_{25}q_2, \\
 U_4 &= \alpha_{42}q_1 + \alpha_{44}q_2 - \alpha_{45}q_2, \\
 U_5 &= \alpha_{52}q_1 + \alpha_{54}q_2 - \alpha_{55}q_2.
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

Из выражений (9) определим потенциалы в точках 2, 4 и 5 до образования зарядовых слоев:

$$U_2 = U_{\text{ch}} = q_1 \alpha_{22} = q_1 / C; \quad U_4 - U_5 = q_1 (\alpha_{42} - \alpha_{52}) = \mathbf{E} \alpha_0^{-1}, \quad (10)$$

где  $C$  — емкость проволоки относительно катода камеры. Образование зарядовых слоев не влияя на заряд проволоки 2 изменит ее потенциал до значения  $U_2 + \Delta U$  и, согласно первому уравнению системы (9),

$$U_2 + \Delta U = \alpha_{22} q_1 + q_2 (\alpha_{24} - \alpha_{25}). \quad (11)$$

Так как значения потенциальных коэффициентов не зависят от порядка расположения их индексов, то из выражений (9–11) получим:

$$\Delta U = q_2 (\alpha_{24} - \alpha_{25}) = q_2 \frac{\mathbf{E} \alpha_0^{-1}}{q_1} = q_2 \frac{\mathbf{E} \alpha_0^{-1}}{C U_{\text{ch}}}. \quad (12)$$

Повышение потенциала на проволоке 2 вызовет понижение потенциалов на всех остальных проволоках камеры. Поэтому амплитуда первого пика на контрольных проволоках (рис. 10–12 [6] и рис. 3–4) спадает в отрицательную область. Движение поляризованного сгустка к катоду уменьшит влияние заряда двойного слоя на анод и потенциалы проволок вернутся к прежним значениям.

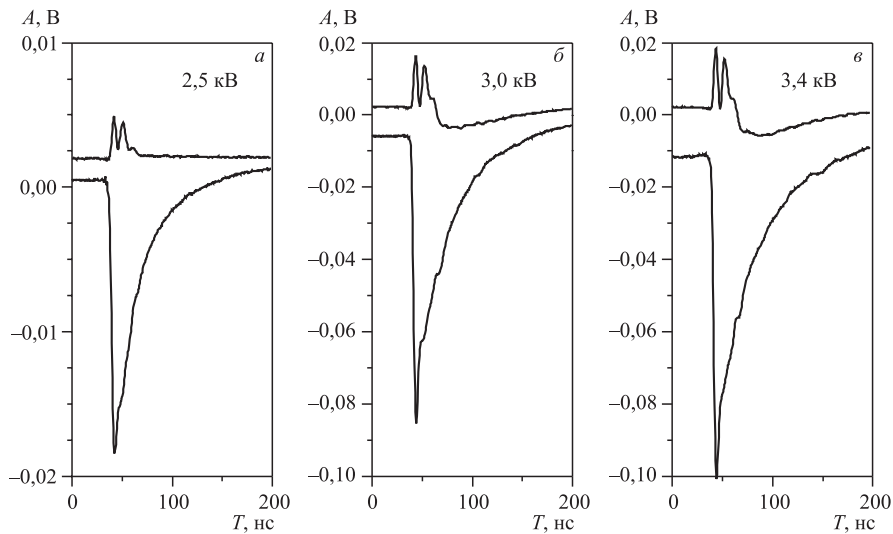


Рис. 3. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 19,88 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,12 %  $\text{Hg}$

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

$$\Delta q_1 = -q_2 \frac{\alpha_{24} - \alpha_{25}}{\alpha_{22}} = -q_2 \frac{\mathbf{E} \alpha_0^{-1}}{U_{\text{ch}}}. \quad (13)$$

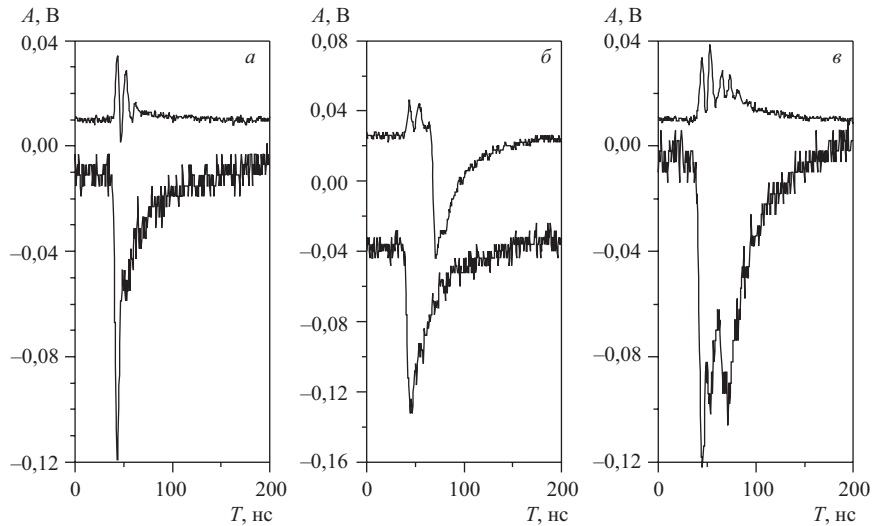


Рис. 4. Осциллограммы сигналов с зондов (верхние) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80 %  $\text{CF}_4$  + 19,88 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,12 %  $\text{Hg}$

Опираясь на полученный результат, проследим за изменением поведения колебаний, приведенных на рис. 10 и 11, *a*, *б* [6]. Наличие двух малых всплесков на верхней осциллограмме ( $U_{\text{ch}} = 2,3$  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. 11, *a* [6]) сила (6), 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 с напряжения 3,3 кВ (рис. 9 [6]). Число быстрых электронов в данной области возрастает до 30 % (рис. 3, *a* [6]). Амплитуда импульсов насыщается и в их спектрах наблюдается скачкообразный рост (рис. 7 [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. 10–12 [6] в пределах первого периода связано, согласно (12), с изменением потенциала проволоки 2, обусловленным зарядами двойного слоя.

## 2. ПРОРАСТАНИЕ ИОНИЗОВАННОГО КАНАЛА

Наличие в газе  $\text{CF}_4$  электроотрицательных примесей не позволяет в пределах рабочих напряжений достигнуть критической плотности заряда в лавине и перевести камеру в са-



могасящийся стримерный режим. Поэтому изучение лавины было продолжено с газовым наполнением камер 80 %  $\text{CF}_4$  + 19,88 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  + 0,12 % Hg. Большое сечение ионизации атомов ртути метастабильными молекулами, а также наличие ассоциативной ионизации с участием двух возбужденных атомов [5]  $\text{Hg}(6^3P_1) + \text{Hg}(6^3P_0) \rightarrow \text{Hg}_2^+ + e$ , позволило увеличить плотность лавины, о чем свидетельствуют осциллограммы на рис. 3–4. По сравнению с предыдущими осциллограммами (рис. 10–12 [6]) 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. 3 получены путем усреднения 256 событий. Осциллограммы для одиночных событий при фиксированном напряжении на камере 2,6 кВ приведены на рис. 4. На них видно, что изменились не только «колебания» на контрольных проволочках, но и форма анодных импульсов. Импульсы на аноде состоят из двух слагаемых: первый импульс быстрый (рис. 4, *a*), с длительностью 10 нс, отвечает плазменному режиму [9]; второй импульс с длительностью порядка 150 нс соответствует длительности импульса в самогасящемся стримерном режиме [14, 15]. Появление отрицательного сигнала на контрольных проволочках 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 испытывают диффузию в радиальном направлении до тех пор, пока возрастающее поле разделения, вызванное движением ионов, не увлекает 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 два раза. Разность потенциалов ((16), [6]) 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 (1), но меньше поля со стороны катода  $E_1^+ = 3 \cdot 10^5$  В/см (3). Под действием вынуждающей силы (4) двойной слой начнет смещаться в сторону катода. За время задержки электронов, равное  $\approx 2$  нс (см. рис. 2), 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. При этом вклад радиальной составляющей ионов в поле между анодом и слоем электронов существенно уменьшится. 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

$$A = N_i e E_e \Delta x = \frac{(N_i e)^2}{2\epsilon_0 S} \Delta x = 4,2 \cdot 10^{11} \text{ эВ}, \quad (14)$$

где  $E_e = \sigma / 2\epsilon_0 = 0,7 N_i e / 2\epsilon_0 S \approx 1,7 \cdot 10^5$  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 [2]. С разделением зарядов на  $\Delta x$  поле между зарядовыми слоями

после вытеснения из данной области внешнего поля станет равным

$$E_1 = \left[ (U_5 + 105 \Delta\varphi_2) - \left( U_4 + \frac{\varphi_-}{2} \right) \right] / \Delta x \approx 3,3 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (15)$$

где  $U_4 \{0,00235; 0\} = 3309 \text{ В}$ ,  $U_5 \{0,02355; 0\} = 1969 \text{ В}$ ,  $\Delta\varphi_2 = 77,5 \text{ В}$ ,  $\varphi_- = -61 \text{ В}$ . 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, равного  $\alpha \approx 6200 \text{ см}^{-1}$ , получено из (12) [6]. При таком значении  $\alpha$  зарядовому слою, содержащему  $8,4 \cdot 10^7$  электронов, достаточно пройти одну ионизационную длину  $\alpha_{\text{ch}}^{-1} \approx 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , чтобы образовать  $\approx (1-2) \cdot 10^8$  электронов. Тогда поле внутри нового двойного слоя становится сравнимым с полем (15) между разделенными зарядами и развитие лавины прекращается.

Для оценки толщины новых зарядовых слоев предположим, что плотность зарядов в них сохраняется и равна  $n \approx 3,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . При  $N_i = N_e = 1,5 \cdot 10^8$  и  $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  толщина слоя будет равна  $\approx 9 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ . 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  $10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  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  $R_0 = 1,2 \times 10^{-2} \text{ см}$  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. 3–4), который даст скачок амплитуды на аноде (рис. 7 [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 [3, 16], образующиеся в лавине (рис. 3 [6]). Из общего числа электронов в слое, находящемся между двумя слоями ионов, примерно  $n_f \leq 4,5 \cdot 10^7$  электронов (30 % согласно работе [6]), находящихся во фронте лавины в области ее оси, образуют группу быстрых электронов. Двигаясь в направлении катода к слою ионов со скоростью  $5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  (при ускорении  $9 \cdot 10^{20} \text{ см/с}^2$  данная скорость достигается за время  $t \approx 5,6 \cdot 10^{-13} \text{ с}$  (8)), электроны на длине  $\approx 11 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , 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 так далее.

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, расположен-

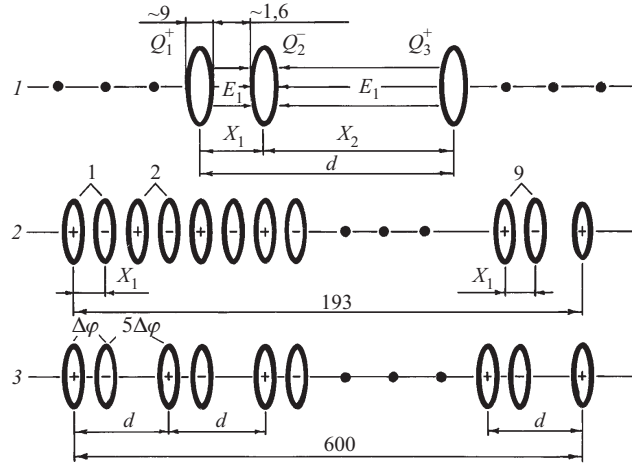


Рис. 5. Схематическая структура ионизованного канала: 1 — к расчету равновесия зарядовой системы; 2 — ионизованный канал после его завершения; 3 — ионизованный канал после установления динамического равновесия. Расстояния приведены в микронах

ные внутри ионизованного канала (рис. 5, 1). 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  $0,7|q_1^+|$  и  $q_1^+ = q_3^+$ . Такая система обладает неустойчивым равновесием, которое реализуется при равенстве нулю суммы сил, действующих на каждый из зарядовых слоев:

$$F_1 = F_2; \quad F_{13} = F_1; \quad F_2 = F_{13}, \quad (16)$$

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  $q_3^+$ .

$$F_2 = F_{13} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2^- q_3^+}{x_2^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1^+ q_3^+}{d^2}; \quad \frac{q_2^-}{x_2^2} = \frac{q_1^+}{d^2}. \quad (17)$$

Так как  $|q_2^-| = 0,7q_1^+$ , то  $x_2 = 0,836d$ , а  $x_1 = 0,164d$ . Расстояние  $x_1$  между центрами тяжести зарядов  $q_1^+$  и  $q_2^-$  устанавливается в процессе развития лавины равным  $\approx 11 \times 10^{-4}$  см (рис. 5, 1). Следовательно,  $d \approx 67 \cdot 10^{-4}$  см, а  $x_2 \approx 56 \cdot 10^{-4}$  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. 5, 1), 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 выполняется условие (16) 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. 5, 1). 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 девять двойных слоев (рис. 5, 2). 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. 5, 1; 3), 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. 5, 1). Однако из-за диффузии, столкновений с молекулами и ионизации внутри слоя электронный заряд подвержен постоянному изменению во времени. Смещение электронов в радиальном направлении ((14) [6]) сильно ограничено полем ионов (2), поэтому все возмущения будут протекать в основном в направлении поля между слоями.

Независимо от направления смещения электронного слоя в продольном направлении внешнее электрическое поле между ним и слоем ионов, к которому движутся электроны, будет уменьшаться. В то же время поле за самим электронным слоем возрастает и препятствует дальнейшему смещению электронного слоя. 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. 4 (особенно на рис. 4, а). 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. На рис. 6 представлен фрагмент нижней осциллограммы рис. 4, а, который демонстрирует характер поведения электронных слоев в канале.

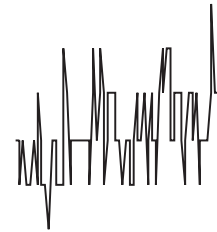


Рис. 6. Характер поведения электронных слоев в ионизованном канале

Процесс становления динамического равновесия между тремя слоями (рис. 5, 1) 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 (17)). 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 [17]. Примерную структуру установившегося ионизованного канала можно представить, как показано на рис. 5, 3. В такой системе благодаря кулоновскому взаимодействию между разноимен-

ными 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 [5]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{2m_e}{m_i} \epsilon n_i \bar{v}_e \sigma_C, \quad \sigma_C = \frac{4\pi}{9} \frac{e^4 \ln \Lambda}{(kT)^2} = 2,87 \cdot 10^{-14} \frac{\ln \Lambda}{T_e^2 [\text{эВ}]} \text{ см}^2, \quad (18)$$

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

Этот процесс должен повысить температуру ионизованного канала и привести к раскачке ионных колебаний [11]. 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 [18].

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.

$$\sum_k (F_{13})_k = \frac{\Delta(M_i v)}{\Delta t}, \quad \text{откуда} \quad \Delta v = \frac{\sum_k (F_{13})_k \Delta t}{M_i} = \sum_k \frac{N_i^2 e^2 \Delta t}{4\pi\epsilon_0 (m_i N_i) (kd)^2}, \quad (19)$$

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  $v_{\text{ch}} = e\mu_e n_i R_0 / 2\epsilon_0 \approx 5 \cdot 10^8$  см [4] требуется время  $\Delta t = 4,2 \cdot 10^{-11}$  с. За это время в результате действия импульса силы от девяти 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/с.

Увеличению смещения ионов способствует также возрастающая сила (4), 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 кулоновом поле, обладающем центральной симметрией относительно своего центра тяжести. Движение в таком поле происходит в плоскости, перпендикулярной вектору момента импульса  $L$  [19]. Полная энергия системы представляется в виде [20]

$$W = \frac{m \hat{v}^2}{2} + \frac{L^2}{2\mu r^2} - \frac{e(N_i e)}{r} = \frac{m \hat{v}^2}{2} + U_{\text{eff}}, \quad (20)$$

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 [20]. Радиус определяется из выражения для эксцентриситета эллипса, когда он равен нулю:

$$r = \frac{e(N_i e)}{v} \sqrt{\frac{1}{2\mu |W|}}, \quad (21)$$

где  $W$  — полная энергия частиц (без энергии покоя) (20). При  $|W| = 2 \cdot 10^4$  эВ получим значение максимального радиуса окружности, равное  $r_{\max} \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$  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 получает энергетической подпитки и быстро распадается.

Чередующиеся двойные слои можно представить как последовательно включенные конденсаторы, на каждом из которых поочередно устанавливается разность потенциалов, равная  $\Delta\varphi$  и  $5\Delta\varphi$  (рис. 5, 3). 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 создает условия для ионизации при прорастании канала в область слабого внешнего поля. Экспериментальным подтверждением этому может служить работа [15], 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 [4] 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 (4), направленная к катоду, и все процессы, формирующие следующий участок канала, повторяются. Это хорошо видно на рис. 4, 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, необходимых 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 [16] 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 [21] — немонотонностью зависимости частоты ионизации от напряженности поля.

Сила (5), удерживающая последний электронный слой со стороны канала, возрастает пропорционально  $k\Delta\varphi$ , что увеличивает задержку электронов. Это позволяет ионному слою под действием импульса силы (19) 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 ре-

зультате 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 [22].

Отметим, что представление завершившейся лавины в виде двойного слоя позволяет объяснить эффект уменьшения тока в момент лавинно-стримерного перехода [17]. 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. 17 [6]). Так как поле внутри слоя направлено противоположно внешнему, то с нарастанием  $\Delta\varphi$  уменьшается скорость дрейфа электронов (рис. 4 [6]) 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. 10–12 [6] в пределах первого периода связано, согласно (12), с изменением потенциала проволоки 2, вызванным зарядами двойного слоя. Так как положительная амплитуда  $A_+$  с контрольных проволок на рис. 11, *a, б* [6] практически не меняется, то ее отношение к отрицательной амплитуде характеризует уменьшение разности потенциалов в двойном слое, вызванное понижением поверхностной плотности зарядов. На рис. 7 приведена зависимость тока от времени в момент лавинно-стримерного перехода [17]. Рис. 8 отражает изменение отношения  $A_+/A_-$  в зависимости от напряжения, что совпадает по форме с поведением кривых на рис. 7. Зависимость на рис. 8 получена с учетом 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.

На основании изложенного рассмотрим осциллограммы на рис. 3–4. Из сравнения отрицательных импульсов на контрольных проволоках (рис. 3) 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 длитель-

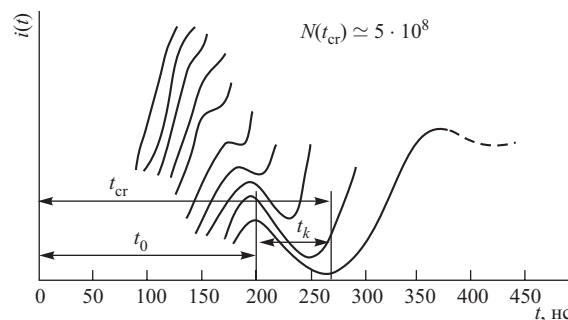


Рис. 7. Изменение тока разряда во времени [17]

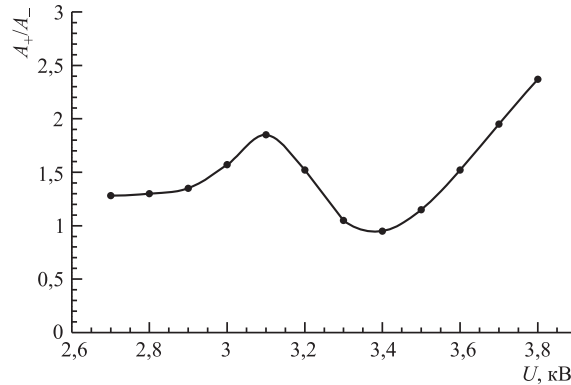


Рис. 8. Изменение отношения амплитуд  $A_+/A_-$  с изменением напряжения

ности сигнала, образующегося в СГС-режиме [14, 15], примерно в 30 раз превосходит длительность сигнала, образующегося в плазменном режиме.

Более информативными являются осциллограммы одиночных сигналов на рис. 4. Рис. 4, *a* 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. 4, *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. 4, *в* показано образование двух ионизованных каналов. Верхняя осциллограмма отражает разность потенциалов, возникшую на двух двойных слоях. То, что из образовавшихся двойных слоев формируются 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 узкозазорных 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. Механизм, обеспечивающий устойчивость ионизованного канала, может быть причиной разогрева ионов, который происходит благодаря сильному кулоновскому взаимодействию колеблющихся электронов с ионами.

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 шнур перейдет в устойчивое состояние как во внешнем поле, так и без него.

**Благодарности.** 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 конструктивные предложения, сотруднику Института общей физики профессору С. И. Яковленко за ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. М.: Гостехиздат, 1950. 672 с.
2. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
3. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 223 с.
4. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997. 318 с.
5. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
6. *Залиханов Б. Ж.* Особенности электронной лавины в режиме большого газового усиления // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, № 2(131). С. 81.
7. *Бессонов Л. Ф.* Теоретические основы электротехники. М.: Высш. шк., 1961. 792 с.
8. *Парселл Э.* Электричество и магнетизм. М.: Наука, 1975. 439 с.
9. *Залиханов Б. Ж.* Плазменный механизм разряда в проволочных камерах в режиме большого газового усиления // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 5. С. 1194–1258.
10. *Majewski S. et al.* A thin multiwire chamber operating in the high multiplication mode // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 217. P. 265–271.
11. *Стрелков С. П.* Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964. 437 с.
12. *Крауфорд Ф.* Волны: Пер. с англ. М.: Наука, 1976. 527 с.
13. *Френсис Г.* Ионизационные явления в газах: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1964. 302 с.
14. *Алексеев Г. Д. и др.* Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13, вып. 3. С. 703–748.
15. *Atas M. et al.* Self-quenching streamers. Fermilab Report FN-348. 1981. 8 p.
16. *Руденко Н. С., Сметанин В. И.* Механизм распространения стримеров на основе плазменных колебаний // Изв. вузов. Сер. «Физика». 1977. № 7. С. 34–39.

17. *Омаров О. А., Рухадзе А. А.* О проявлении плазменной стадии развития лавины при искровом пробое газов // *ЖТФ*. 1980. Т. 50, вып. 3. С. 536–539.
18. *Залиханов Б. Ж.* Динамика формирования стримера и механизм его прорастания. Препринт ОИЯИ Р13-2004-30. Дубна, 2004. 27 с.
19. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* *Механика*. М.: Наука, 1965. 203 с.
20. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* *Теория поля*. М.: Наука, 1967. 460 с.
21. *Яковленко С. И.* Механизм распространения стримера к аноду и катоду, обусловленный размножением электронов фона // *ЖТФ*. 2004. Т. 34, вып. 9. С. 47–54.
22. *Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.* *Теория искры*. М.: Атомиздат, 1975. 271 с.

Получено 25 мая 2005 г.