

5. Павловский А. И., Бабич Л. П. и др. Структура электронной лавины при больших E/p // ДАН СССР.— 1982.— Т. 266, № 4.
6. Гуревич А. В. К теории эффекта убегающих электронов // ЖЭТФ.— 1960.— Т. 39, № 5.
7. Davies A. I., Evans C. J. Field distortion in gaseous discharges between parallel-plane electrodes // Proc. IEE.— 1967.— V. 114, N 10.
8. Thomas W. R. L. The determination of the total excitation cross section in neon by comparison of theoretical and experimental values of Townsend's primary ionization coefficient // J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.— 1969.— V. 2, N 5.
9. Rapp D., Englander-Golden P. Total cross sections for ionization and attachment in gas by electron impact. I. Positive ionization // J. Chem. Phys.— 1965.— V. 43, N 5.
10. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.
11. Segur P., Yousfi M. et al. The microscopic treatment of nonequilibrium regions in a weakly ionized gas // Electr. Breakdown and Discharges Gases. Proc. NATO Adv. Study.— N. Y.; L., 1983.
12. Рошаль А. С. Моделирование заряженных пучков.— М.: Атомиздат, 1979.
13. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics // J. Appl. Phys.— 1962.— V. 33, N 9.
14. Reininghaus W. Calculations of streamers in gaseous discharges // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1973.— V. 6, N 12.
15. Kline L. E. Calculations of discharge initiation in overvolted parallel-plane gaps // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 5.
16. Kitamory K., Tagashira H., Sakai Y. Relaxation processes of the electron velocity distributions in neon // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1978.— V. 11, N 3.
17. Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н., Швейгерт В. А. Релаксация функции распределения электронов в слабоионизованной плазме неона // Физика плазмы.— 1985.— Т. 11, № 4.
18. Tzeng V., Kundhardt E. E. New insight into streamer development // 4th IEEE Pulsed Power Conf.— N. Y., 1983.
19. Руденко Н. С., Сметанин В. И. Механизм распространения стримеров на основе плазменных колебаний // Изв. вузов. Физика.— 1977.— № 7.
20. Омаров О. А., Хачалов М. Б. и др. К вопросу формирования канала искры // Физика плазмы.— 1978.— Т. 4, № 2.
21. Бабич Л. П. Об участии плазменных колебаний в искровом пробое газов // Физика плазмы.— 1981.— Т. 7, № 6.
22. Гинзбург В. П., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электрическом поле // УФН.— 1960.— Т. 10, № 2.
23. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л. Критерий перехода от стримерного механизма разряда к непрерывному ускорению электронов // ЖТФ.— 1972.— Т. 42, № 8.
24. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В. Импульсный наносекундный электрический разряд в газе // УФН.— 1972.— Т. 107, № 2.
25. Гадняк Г. В., Насыров К. А. и др. Математическое моделирование газоразрядных лазеров.— Новосибирск, 1985.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 30—85).

Поступила 8/IV 1987 г.

УДК 537.521

МОДЕЛЬ СТРИМЕРА В ДЛИННОМ РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

В. П. Мелешко, В. А. Швейгерт
(Новосибирск)

К настоящему времени имеются подробные экспериментальные данные о развитии стримера с характерными временами, значительно превышающими время лавинно-стримерного перехода (ЛСП). Однако результаты различных экспериментов не вполне согласуются даже на качественном уровне. Так, авторы работ [1, 2], наблюдая возникновение стримера в центре разрядного промежутка и распространение его к электродам, установили быстрое и непрерывное увеличение скорости продвижения обоих концов стримера. В [3] получено насыщение скорости стримера при продвижении канала через длинный разрядный промежуток. Противоречие не разрешается результатами других экспериментальных работ. В [4—6] проведены расчеты стримера в диффузионно-дрейфовом приближении. Однако изучена лишь начальная стадия формирования стримерного канала, не дающая представления о характере его развития в длинном разрядном промежутке на больших характерных временах. Развитие длинного стримера существующими моделями описывается лишь феноменологически [7, 8].

В настоящей работе в диффузионно-дрейфовом приближении численно исследован процесс развития стримера в неоне при одноэлектронном иницировании разряда в центре промежутка и атмосферном давлении газа. Промежуток считался неограни-

ченным — влияние электродов не учитывалось. Прорастание стримерного канала рассчитывалось до 7 см длины. Показано, что существуют две фазы в развитии стримера: фаза ускорения, когда скорость стримера быстро нарастает; фаза квазистационарного развития. В последней скорость стримера меняется очень медленно.

Двумерный расчет развития стримера на большие времена требует больших затрат машинного времени. Поэтому для расчета переноса заряженных частиц используется одномерная модель. В рамках подобной модели уже была просчитана начальная стадия развития стримера [4].

Поведение электронов и ионов описывается уравнениями

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \mu_e \frac{\partial n_e E}{\partial x} = D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \alpha n_e \mu_e E - \beta n_e n_i + \frac{n^*}{\tau_{ac}},$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \alpha n_e \mu_e E - \beta n_e n_i + \frac{n^*}{\tau_{ac}},$$

где n_e , n_i — концентрации электронов и ионов; n^* — концентрация возбужденных атомов; E — электрическое поле в промежутке; μ_e — подвижность электронов; D_e — коэффициент диффузии электронов; $1/\tau_{ac} = \langle \sigma_{ac} v_a \rangle n_a$; v_a — тепловая скорость движения атомов газа; n_a — концентрация атомов газа; β — коэффициент рекомбинации; α — коэффициент ударной ионизации; σ_{ac} — сечение ассоциативной ионизации.

Для вычисления электрического поля используется модель дисков [5]

$$E(x) = E_0 + 2\pi e \int [n_i(x') - n_e(x')] \left\{ \frac{x-x'}{|x-x'|} - \frac{x-x'}{\sqrt{R_K^2 + (x-x')^2}} \right\} dx'.$$

Здесь E_0 — внешнее электрическое поле; e — элементарный заряд; R_K — радиус канала стримера. В качестве вторичного механизма ионизации рассматривается ассоциативная ионизация. Учтены механизм возбуждения газа при взаимодействии с резонансным излучением, возбуждение атомов газа электронами и их спонтанное высвечивание. Считается, что перенос излучения происходит на эффективном резонансном уровне. Рассмотрен механизм уширения линии излучения. Для описания распределения возбужденных атомов использовано уравнение Бибермана — Холстейна

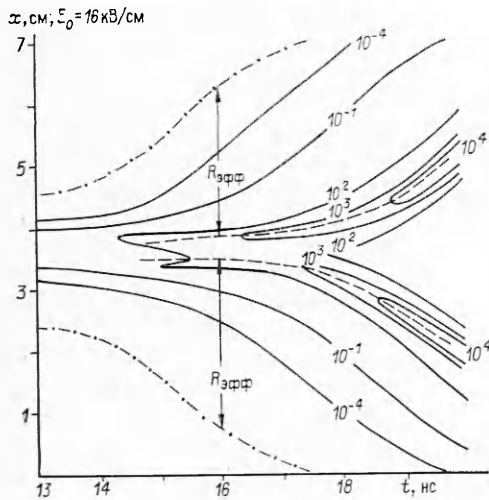
$$\frac{\partial n^*(x)}{\partial t} = \frac{n_e(x)}{\tau_{ex}} - \frac{n^*(x)}{\tau_l} - \frac{n^*(x)}{\tau_{ac}} + \frac{1}{\tau_l} \int n^*(x') G(x, x') dx'.$$

Ядро $G(x, x')$ представляет собой вероятность того, что излучение из точки с координатой x поглотится в элементарном объеме V в точке x' . В проведенных расчетах для шага координатной сетки h всегда выполнялось соотношение $h \ll \lambda_p^c$ (λ_p^c — длина свободного пробега фотона в центре линии). Механизм уширения считался лоренцевским. Для $G(x, x')$ использовалась простая аналитическая зависимость $G(x, x') = \sqrt{\lambda_p^c} V / (\sqrt{\pi} R^{7/2})$ [9], коэффициент ударного возбуждения $\tau_{ex} = \delta \alpha \mu_e E$ (δ — количество актов возбуждения, приходящихся на один акт ударной ионизации, τ_l — время жизни эффективного резонансного уровня).

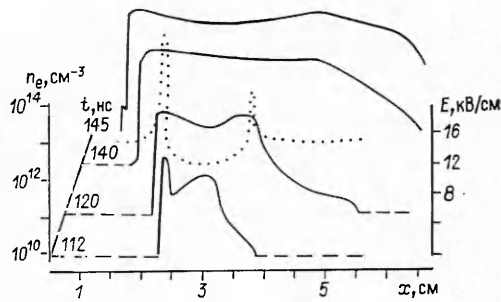
По результатам двумерного моделирования стримера [6, 10] можно сделать вывод, что поперечный размер стримерного канала меняется очень мало с момента ЛСП. Поэтому радиус канала R_K задавался постоянным и равным диффузионному радиусу лавины к моменту ЛСП. Сравнение пробных расчетов ЛСП в азоте с данными [11] показало, что ЛСП описывается принятой моделью достаточно хорошо.

Известно, что лавина размножается по закону Таунсенда $N_e \sim \exp(\alpha v_e t)$ до числа электронов в ней $N_e \sim 10^5$ [12]. Расчет начинался с $N_e = 10^5$ и момента времени $t_{пл} = \ln(N_e) / \alpha \mu_e E_0$.

Концентрация электронов в исходной лавине задавалась с гауссовским распределением вдоль оси стримерного канала с характерным размером лавины $R \sim \sqrt{4D_e t_{пл}}$. Параметры газа взяты из [13]: $\mu_e = 800 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, $D_e = 7 \cdot 10^3 \text{ см}^2 / \text{с}$, $\alpha/p = A \exp[-B/(E/p)]$, $\beta = 0$, $A = 9,98 \times$



Р и с. 1



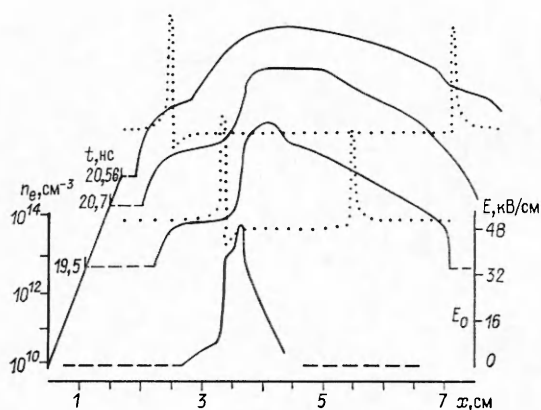
Р и с. 2

$\times 10^3 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$, $B = 2,7 \cdot 10^4 \text{ В} / (\text{см} \cdot \text{Па})$. В литературе отсутствует необходимая информация по кинетическим параметрам неона τ_{ac} , τ_l . В [14] выбраны некоторые уровни, способные участвовать в переносе возбуждения с последую-

щей ассоциативной ионизацией, для них введены комплексные кинетические параметры. В настоящей работе параметры вторичной ионизации типичны для резонансных уровней неона, способных участвовать в этом процессе ($\tau_l = 10^{-8} \text{ с}$, $\tau_{ac} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $\delta = 10$ [9, 14, 15]). Неопределенность в выборе указанных параметров, а также механизма уширения слабо влияет на характер развития стримера. Так, в данном случае на краях линии работает квазистатический механизм. Однако для рассматриваемой задачи этот момент непринципиален. Подробнее вопросы, связанные с вторичной ионизацией, обсуждаются ниже.

Расчет проводился в лагранжевой системе координат на неравномерной подвижной сетке со сгущениями в областях сильных градиентов электрического поля. С целью уменьшения влияния численной диффузии развитие вторичных лавин, образующихся в промежутке далеко от канала стримера, просчитывалось отдельно методом частиц с последующей интерполяцией на сетку. Минимальный шаг сетки по оси x составлял $h_{\min} = 0,2 R_K$. При выборе шага по времени учтены два ограничения: устойчивость по Куранту для явной схемы, аппроксимирующей уравнение переноса $\tau_K = \min_i \{1/(v_i/h_i + 2D_e/h_i^2)\}$ (h_i и v_i — размер i -й ячейки и дрейфовая скорость электронов в ней); характерное время релаксации заряда в плазме $\tau_p = 1/(4l\sigma)$ (σ — проводимость плазмы). Шаг по времени не должен превышать τ_p . Таким образом, $\tau = \min[\tau_K, \tau_p]$. В начале развития лавины $\tau_K < \tau_p$. К моменту ЛСП проводимость канала возрастает и $\tau_K \ll \tau_p$. При развитии стримера после ЛСП проводимость плазмы в канале увеличивается настолько, что $\tau_p \ll \tau_K$. В пробных расчетах после ЛСП полагалось $\tau = \tau_p$. При таком шаге на больших временах все же возникала численная неустойчивость, и поэтому на стадии развитого стримера расчеты проводились с $\tau = 0,2 \tau_p$. Дальнейшее уменьшение τ не приводило к заметным изменениям в результатах расчета.

Механизм ЛСП изучен достаточно хорошо [11, 16], поэтому не будем акцентировать на нем внимание. К моменту ЛСП формируется характерное распределение электрического поля в канале с двумя максимумами на его концах. Поле внутри канала составляет $(0,6-0,8)E_0$ и меняется слабо. Затем довольно быстро устанавливается линейное распределение заряда в канале стримера. Все времена отсчитываются от момента появления в промежутке иницирующего электрона. На рис. 1 показана картина изолиний светимости стримерного канала, полученная для $E_0 = 16 \text{ кВ/см}$. На этом и последующих рисунках ось x направлена навстречу внешнему электрическому полю. На изолиниях поставлены соответствующие им относительные уровни светимости, которые определялись по concentra-



Р и с. 3

личивается. Затем возрастает крутизна все более ярких линий. Здесь и далее, если не делается оговорок, речь идет как об анодном, так и о катодном стримере. Быстрому росту светимости канала отвечает интенсивная ионизация. Развитие лавины в слабом внешнем поле ($E_0 \leq 9$ кВ/см) имеет надэкспоненциальный участок, т. е. промежуток времени, когда число электронов в лавине меняется быстрее, чем по закону $N_e \sim \sim \exp(\alpha v_e t)$. В относительно сильных внешних полях ($E_0 \geq 16$ кВ/см) их размножение всегда медленнее экспоненциального. На рис. 2 и 3 приведены распределения концентраций электронов в промежутке в различные моменты времени для $E_0 = 8,6$ и 16 кВ/см соответственно. Пунктиром показано наличие области слабоионизированного газа ($n_e \leq 10^6$ см $^{-3}$) с обеих сторон стримерного канала за счет вторичной ионизации. На левой вертикальной оси в логарифмическом масштабе нанесена шкала плотностей n_e , на правой — шкала напряженности электрического поля. Распределения поля в промежутке обозначены на рис. 2 и 3 точками, но не для всех отмеченных моментов времени, чтобы не перегружать рисунки.

После ЛСИ перед каналом формируется длинный предвестник (рис. 3). Затем по предвестнику в сторону катода проходит быстрая волна ионизации. При этом резко повышается скорость перемещения максимума поля на катодном конце канала. Развитие стримера в направлении анода происходит более равномерно, однако и его скорость растет. В момент резкого увеличения скоростей стримеров поле на концах канала несколько уменьшается. При дальнейшем развитии стримерного канала число электронов в нем растет все медленнее, а крутизна дальних изолиний светимости начинает падать (см. рис. 1).

Наиболее подробные данные о развитии стримера в длинном разрядном промежутке в неоне приведены в работе [1], авторы которой наблюдали продвижение границ свечения стримерного канала. Получены временные зависимости длины стримеров для различных значений внешнего поля. Однако по приведенным результатам нельзя сделать вывод о моментах иницирования стримеров при различных значениях внешнего поля. Сравнение полученных в настоящей работе данных с результатами [1] носит качественный характер и проводится безотносительно начального момента развития (рис. 4). Расчетные зависимости ($a, b - E_0 = 16$ и $8,6$ кВ/см) отражают перемещение фиксированного уровня светимости на конце канала. Для сравнения выбран такой уровень светимости, при котором расчетные зависимости максимально отвечают экспериментальным кривым $l(x)$ (уровень 10^{-1} на рис. 1). По данным [1], графики b и g соответствуют $E_0 = 16$ и $8,6$ кВ/см. Кривые $1 - 3$ — изменение общей длины стримера, $2, 3$ — распространение катодного и анодного стримеров. При различных значениях внешнего поля наблюдается качественное согласие экспериментальных и расчетных кривых.

Вторичная ионизация приводит к образованию перед каналом стримера области слабоионизированного газа. Наличие такой зоны предыони-

ции возбужденных атомов n^* в данной точке канала. Штрихпунктирной линией дана граница области, где протекает вторичная ионизация, обусловленная излучением канала. Влияние этой области на развитие стримера обсуждается ниже. Штриховыми линиями нанесены положения максимумов электрического поля на концах канала. Видно, что в ходе развития стримера скорость распространения переднего фронта светимости резко уве-

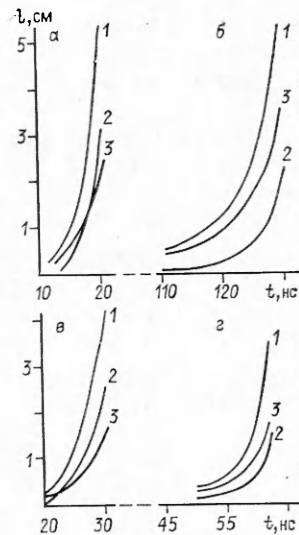
зации (ЗПИ) оказывает влияние на профиль электронной концентрации в канале. Так, профили концентрации n_e в канале стримера, развивающегося в сильном ($E_0 = 16$ кВ/см) и достаточно слабом ($E_0 = 8,6$ кВ/см) внешнем поле, отличаются друг от друга. В обоих случаях к моменту ЛСП перед каналом формируются быстро растущие ЗПИ. Однако в первом случае за характерное время движения стримера $\tau \sim l/(v_{ст} + v_e)$ (l — характерный размер ЗПИ перед каналом, $v_{ст}$ — скорость стримера, v_e — дрейфовая скорость электронов) концентрация заряженных частиц в ЗПИ успевает заметно вырасти за счет ионизации во внешнем поле, так как выполняется соотношение $(v_{ст} + v_e)/(\alpha_0 E_0 \mu_e l) \ll 1$. Здесь и далее верхний знак отвечает катодонаправленному стримеру, нижний — анодонаправленному. Таким образом, ударная ионизация эффективно протекает как в усиленном поле непосредственно перед каналом, так и во внешнем электрическом поле. Особенно это заметно на катодной стороне канала (см. рис. 3). Здесь прорастание канала в область ЗПИ происходит на фоне равномерного роста концентрации электронов по всей длине этой зоны. Распределения на катодном и анодном концах канала отличаются. Электронные лавины движутся с приблизительно одинаковыми дрейфовыми скоростями в ЗПИ с разных сторон канала. Однако время развития лавины в ЗПИ на анодной стороне ($\tau_a \simeq l/(v_{ст} - v_e)$) больше, чем на катодной ($\tau_k \simeq l/(v_{ст} + v_e)$). Вторичные лавины на анодном конце канала длиннее. Это приводит к относительному размыванию анодного фронта, стример движется здесь более равномерно, чем в катодном направлении. Для $E_0 = 8,6$ кВ/см коэффициент ударной ионизации во внешнем поле достаточно мал ($(v_{ст} \pm v_e)/(\alpha_0 E_0 \mu_e l) \geq 1$) и быстрая ионизация в ЗПИ идет в основном в усиленном поле со стороны стримерного канала. Различия в профилях электронной концентрации в канале стримера с разных его сторон сглаживаются по мере роста скорости стримера, когда $v_{ст} \gg v_e$.

Расчет показывает, что скорость продвижения анодного стримера выше скорости электронов в усиленном поле на конце канала. Следовательно, скорость анодного стримера, как и скорость катодного, определяется вторичными электронами, образующимися перед каналом.

Вероятность для фотона пройти расстояние R от канала, не поглотившись, $P(R) = \int a_\omega \exp(-k_\omega R) d\omega$ (k_ω — коэффициент поглощения резонансного излучения, a_ω — спектральная плотность излучения). При $k_0 R_k \ll 1$ (k_0 — коэффициент поглощения излучения в центре линии) эта вероятность может выражаться простой асимптотической формулой. Так, для ударного и доплеровского механизмов уширения получаются зависимости $P(R) \sim (k_0 R)^{-c}$ ($c \geq 0,5$). Считаем, что развитие стримера происходит в цилиндрической области с осью x и радиусом R_k . Распространение излучения рассматривается внутри телесного угла $\pi R_k^2/R^2$. Вероятность поглощения резонансного излучения на расстоянии R от канала в заданном телесном угле

$$(1) \quad P_{\text{л}}(R) = \int \left(\frac{4}{3} \right) \pi R_k^3 P(R) / R^3 \sim (k_0 R)^{-(c+3)}.$$

Удобно считать точкой $R = 0$ точку максимума поля на конце канала. В выбранной таким образом системе координат расстояние R отсчитывается от точки, где $E(R = 0) = E_{\text{max}}$, по ходу движения каждого из стримеров. Соответственно спадают при увеличении R концентрация резонансовозбужденных атомов и число электронов $N_{\text{вт}}(R)$, образованных в результате ассоциативной ионизации. Наконец, при достаточном удалении от



Р и с. 4

канала возможно образование лишь одного вторичного электрона. Расстояние, на котором образуется единственный вторичный электрон $R_{\text{эфф}}$, ограничивает область вторичной ионизации перед стримерным каналом ($N_{\text{евт}}(R_{\text{эфф}}) = 1$). При расчете появление вторичного электрона в объеме V считается достоверным событием в том случае, когда $Vn_{\text{вт}}(R) \geq 1$ ($n_{\text{вт}}(R)$ — концентрация вторичных электронов на расстоянии R от канала по оси x). При $Vn_{\text{вт}}(R) \leq 1$ рождение электронов в объеме V носит стохастический характер, и в расчете вероятность этого процесса статистически разыгрывалась. Характерный объем V выбирался равным $(4/3)\pi R_{\text{к}}^3$, $R_{\text{эфф}}$ определялась по координате на оси x наиболее вероятного появления единственного вторичного электрона. В области вторичной ионизации $N_{\text{евт}}(R) \sim P(R)$. Число электронов во вторичных лавинах, развивающихся из точки, удаленной на расстояние R от канала к моменту прихода лавины на головку (в точку $R = 0$):

$$(2) \quad N_{\text{ег}}(R) = N_{\text{евт}}(R) \exp \left[\int_0^R (\alpha(r) dr) / (v_{\text{ст}}/v_e \pm 1) \right].$$

Можно показать, что, несмотря на убывающую зависимость $N_{\text{евт}}(R)$, $N_{\text{ег}}(R)$ монотонно возрастает с увеличением R при $v_{\text{ст}} = \text{const}$. Таким образом, наиболее мощные из приходящих к головке вторичные лавины зарождаются на границе области вторичной ионизации. Период быстрого изменения числа электронов в канале в начальной фазе развития стримера соответствует периоду быстрого увеличения $R_{\text{эфф}}$. В это время равномерно засвечиваются большие области с обеих сторон канала и растут ЗПИ. Ионизация достаточно интенсивно протекает на головке стримера и непосредственно за ней. Плотность электронов на головке $n_{\text{ег}}$, ее светимость, а также $R_{\text{эфф}}$, E_{max} быстро растут. По мере развития канала все большая часть его оказывается в области слабого поля. Рост общего числа электронов замедляется. К тому моменту резко ускоряется продвижение канала и падает производная $\partial R_{\text{эфф}}/\partial t$ (см. рис. 1). Несмотря на это, скорость стримера продолжает нарастать, так как по протяженной ЗПИ движется быстрая волна ионизации (см. рис. 3). Описанная фаза ускорения — начальная фаза развития стримера. Постепенное уменьшение производной $\partial R_{\text{эфф}}/\partial t$ ведет с некоторой задержкой во времени к падению крутизны увеличения скорости стримера. Поле на головке увеличивается настолько, что $(\partial\alpha/\partial E)_{R \sim R_{\text{к}}} \gg (\partial\alpha/\partial E)_{R=0}$, тогда как непосредственно за точкой максимума поля в канале его напряженность падает до $E_{\text{к}} < E_0/(2-4)$ на размере, много меньшем $R_{\text{к}}$ (см. рис. 2, 3). Динамика продвижения стримера изменяется. Происходит фактически фазовый перенос передней части канала за счет ударной ионизации в усиленном поле. Значения $R_{\text{эфф}}$, $n_{\text{ег}}$, E_{max} , $v_{\text{ст}}$ почти не изменяются. В этой фазе квазистационарного развития устанавливается монотонная зависимость $v_{\text{ст}}$ от $R_{\text{эфф}}$ и, следовательно, от n_e в передней части канала. Здесь правомерно предположить равновесную ситуацию на головке и в промежутке перед ней. В системе координат, движущейся со скоростью стримера, распределение возбужденных атомов описывается уравнением $\pm v_{\text{ст}} \partial n^*/\partial x = n_e/\tau_{\text{ex}} - n^*(1/\tau_e + 1/\tau_{\text{ac}})$.

Расчеты стримера для различных E_0 показали, что электрическое поле перед головкой резко возрастает на расстоянии порядка радиуса канала до $E_{\text{max}} \simeq (2-4)E_0$. При этом для $R > 0$ $\alpha(R \sim R_{\text{эфф}})/\alpha(R \gg R_{\text{к}}) \sim 10^2$, $\tau_{\text{ex}} \ll \tau_{\text{ac}}\tau_l/(\tau_{\text{ac}} + \tau_l)$. За головкой, напротив, $\tau_{\text{ex}} \gg \tau_{\text{ac}}\tau_l/(\tau_{\text{ac}} + \tau_l)$. Концентрация возбужденных атомов

$$(3) \quad n^*(r) \simeq \frac{n_{\text{ег}}}{\langle \tau_{\text{ex}} \rangle} \frac{R_{\text{к}}}{v_{\text{ст}}} \exp(-r/R_{\text{р}}).$$

Здесь расстояние r отсчитывается от головки в глубь канала; $1/\langle \tau_{\text{ex}} \rangle$ — средняя скорость ударного возбуждения в районе $R_{\text{к}} \gg R > 0$; $R_{\text{р}} = v_{\text{ст}}\tau_{\text{ac}}\tau_l/(\tau_{\text{ac}} + \tau_l)$ — релаксационный параметр. Для $R_{\text{р}} \sim R_{\text{к}}$ вы-

свечение возбужденных атомов происходит в основном в области головки. При параметрах вторичной ионизации, выбранных для расчета, такая ситуация реализовывалась при $E_0 \leq 8$ кВ/см. В полях $E_0 \geq 16$ кВ/см область интенсивной светимости размазывается за головкой на длину $R_p \gg R_k$. Подобная зависимость распределения светимости в канале от внешнего поля экспериментально наблюдалась в [1]. Принимая во внимание, что $n_{\text{вт}}(R_{\text{эфф}}) (4/3) \pi R_k^3 \simeq 1$, $v_{\text{ст}}/v_e \gg 1$, а также (1)–(3), для скорости стримера можно получить $v_{\text{ст}} = S_1(R_{\text{эфф}})/\ln k_{\tau} S_2(R_{\text{эфф}})$, где $k_{\tau} = (1/\langle \tau_{\text{ex}} \rangle) \tau_i \tau_{\text{ac}} R_k / (\tau_i + \tau_{\text{ac}})^2 / v_{\text{ст}}$ — безразмерная величина, характеризующая эффективность процессов вторичной ионизации,

$$S_1(R_{\text{эфф}}) = \int_0^{R_{\text{эфф}}} v_e(r') \alpha(r') dr',$$

$$S_2(R_{\text{эфф}}) = (1/R_k) \int_0^{\infty} P_{\text{л}}(R_{\text{эфф}} + r') \exp(-r'/R_p) dr' \sim$$

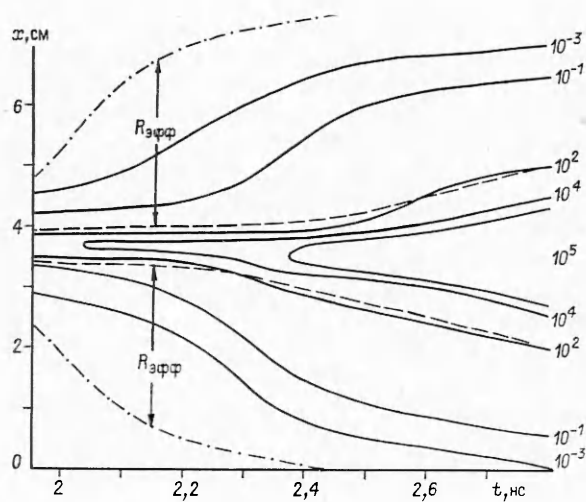
$$\sim \int_0^{\infty} [k_0(R_{\text{эфф}} + r')]^{-(c+3)} \exp(-r'/R_{\text{л}}) dr'.$$

С учетом структуры поля перед головкой легко показать, что $R_{\text{эфф}} \times (\partial S_1 / \partial R)_{R \sim R_{\text{эфф}}} \ll S_1(R_{\text{эфф}})$. Кроме того, из (1) имеем $R_{\text{эфф}} \sim (n_{\text{вт}} k_{\tau} R_k^6)^{-(c+3)} k_0^{-c}$. Отсюда видно, что скорость стримера слабо зависит от эффективности вторичных процессов. Очевидно также, что характер последней зависимости не является спецификой квазистационарной фазы.

В фазе ускорения процессы в разрядном промежутке носят существенно нестационарный характер. За время роста лавины в ЗПИ значительно изменяются $n_{\text{вт}}$, n^* , $R_{\text{эфф}}$, $v_{\text{ст}}$. Для этой стадии трудно проанализировать зависимость $v_{\text{ст}}$ от k_{τ} , а также ее продолжительность от напряженности внешнего поля. Из численных результатов ясно, что с момента ЛСП длительность фазы ускорения по порядку величины $\tau_y \sim \tau_{\text{ЛСП}} \sim 20 / (\alpha_0 \mu_e E_0)$.

Для проверки правильности полученных результатов проводился расчет для $E_0 = 16$ кВ/см на равномерной мелкой неподвижной сетке с шагами по координате $h_1 = 0,1 R_k$ и $h_2 = 0,25 R_k$, $\tau = 0,1 \tau_p$. Такой расчет требует больших затрат машинного времени. Поэтому процесс развития стримера после ЛСП просчитывался на небольшом интервале физического времени. Укрупнение сетки приводило к ухудшению разрешения структуры поля в максимумах. Пиковые значения поля на концах канала уменьшались (при изменении шага от h_1 к h_2) на 35 %. Однако такое падение максимальных значений электрического поля слабо влияет на скорость стримера. Профиль поля перед каналом и внутри его, а также скорость стримера изменялись незначительно (≤ 15 %).

Существует неопределенность в выборе радиуса стримерного канала и параметров, ответственных за вторичную ионизацию. Значение R_k варьировалось в пределах ± 20 %, что приводило к увеличению или уменьшению характерных времен развития стримерного канала. Скорость продвижения стримера в соответствующих фазах менялась не более чем на 20 %. Однако в целом качественная картина развития оставалась прежней. Варьирование параметров τ_{ac} , τ_i , τ_{ex} на порядок приводило к изменению скорости стримера не более чем на 50 %. В целом увеличение или уменьшение любого из параметров, ответственных за фотоионизацию, на ± 100 % приводило к уменьшению или увеличению времени развития стримера в фазе ускорения на ± 40 %. Скорость стримера в квазистационарной фазе менялась при этом не более чем на 10 %. Варьирование на порядок любого из фотопараметров приводило к соответствующему изменению скорости стримера в последней фазе в 1,4–1,7 раза. Эти результаты под-



Р и с. 5

газа $\tau_{ac}=10^{-9}$ с, $\tau_l=10^{-8}$ с для $E_0=40$ кВ/см, $\beta = 2 \cdot 10^{-4}$ см³/с. Здесь искусственно завышен коэффициент рекомбинации β . В результате насыщение концентрации электронов в канале происходит раньше и при меньших значениях n_e . Цель расчета — проследить развитие стримера в квазистационарной стадии и более наглядно продемонстрировать сделанные выше утверждения о выходе на квазистационарный режим развития стримера. Полученная картина изолиний светимости приведена на рис. 5. Видно, что к концу фазы ускорения $R_{эфф}$ несколько уменьшается. В квазистационарной фазе характерное время роста $R_{эфф}$ и $v_{ст}$ увеличивается на порядок по отношению к соответствующим временам в фазе ускорения. Отсюда легко понять утверждения о постоянстве скорости стримера в длинном разрядном промежутке (например, [3]). Поскольку в квазистационарной фазе характерные времена изменения параметров стримера значительно превышают время развития вторичной лавины, зависимость $v_{ст}$ от $R_{эфф}$ приобретает монотонный характер.

В начальной стадии развития стримера время формирования вторичной лавины перед каналом значительно превышает характерные времена изменения $R_{эфф}$, $v_{ст}$ и других параметров процесса. Этот факт запаздывания развития стримерного канала по отношению к моменту появления вторичных электронов на оси разряда ($\tau \sim R_{эфф}/v_{ст}$) не учитывается в большинстве априорных моделей стримера [7, 8, 17]. Такие модели пригодны для описания стримерного разряда лишь в очень больших разрядных промежутках.

Существуют газы, в которых сечение ассоциативной ионизации крайне мало или указанный процесс вообще отсутствует. В таких газах при развитии стримера работают другие механизмы вторичной ионизации (например, фотоионизация различных примесей, прямая фотоионизация), связанные с возбуждением атомов газа и их высвечиванием. Все эти процессы описываются уравнениями того же вида, что и использованные в данной работе. Так как зависимость динамики стримера от параметров вторичной ионизации слабая и их вариации не приводят к существенным изменениям в характере продвижения канала, то результаты проведенных расчетов для неона и, следовательно, сделанные выше выводы допускают качественное обобщение и на другие газы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Руденко Н. С., Сметанин В. И. Исследование развития стримерного пробоя неона в больших промежутках // ЖЭТФ.— 1971.— Т. 61, вып. 1.
2. Давиденко В. А., Долгошеин Б. А., Сомов С. В. Экспериментальное исследование развития стримерного пробоя в неоне // ЖЭТФ.— 1968.— Т. 55, вып. 2.

3. Bayle M., Bayle P., Crokaert M. The development of breakdown in a homogeneous field at overvoltages in helium-neon mixtures and nitrogen // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1975.— V. 8.— P. 2181.
4. Kline L. E. Calculation of discharges initiation in overvolted parallel-plane gaps // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 5.
5. Reininghaus W. Calculation of streamers in gaseous discharges // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1973.— V. 6.— P. 1486.
6. Dhali S. K., Williams P. F. Numerical simulation of streamer propagation in nitrogen at atmospheric pressure // Phys. Rev.— 1985.— V. 31, N 2.
7. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры.— М.: Атомиздат, 1975.
8. Dawson G. A., Winn W. P. Model of streamer propagation // Z. Phys.— 1965.— Bd 183, N 2.
9. Смирнов Б. М. Физика слабоионизированного газа.— М.: Наука, 1972.
10. Geary J. M., Penney G. W. Charged-sheath model of cathode-directed streamer propagation // Phys. Rev.— 1978.— V. 17, N 4.
11. Бортник И. М., Кочетов И. И., Ульянов К. И. Математическая модель лавинно-стримерного перехода // ТВТ.— 1982.— Т. 20, вып. 2.
12. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах.— М.: Мир, 1968.
13. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах.— М.: Мир, 1977.
14. Kanl V. W., Seyfried T. W. Die Lebensdauer der angeregten Reaktanten in Ventralreaktionen // Z. Naturforsch.— 1963.— Bd 18a.— S. 432.
15. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоиздат, 1982.
16. Кремнев В. В., Месяц Г. А., Янкевич Ю. Б. О развитии одиночной электронной лавины в газе в наносекундном диапазоне // Изв. вузов. Физика.— 1970.— Вып. 2.
17. Rodin A. V., Starostin A. N. On the theory of cathode-directed streamer // Proc. 11th Intern. Conf. on phenomena in ionized gases.— Prague, 1973.

Поступила 11/XI 1987 г.

УДК 533.95

СИЛЬНОЕ СЖАТИЕ ВЕЩЕСТВА ПРИ ПОМОЩИ КУМУЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

*Г. Дерентович
(Варшава)*

В Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза выполняются теоретические и экспериментальные исследования различных физических явлений, которые происходят в веществе при высокой плотности энергии. Работы ведутся с использованием различных экспериментальных методов, которые включают в себя: лазерный метод, метод сильных электронных пучков, системы с плазменным фокусом и методы, использующие взрывчатые вещества как источник энергии. Что касается последней группы методов, высокая плотность энергии достигается здесь при использовании взрывных генераторов и сходящихся к оси детонационных и ударных волн (УВ). В конических генераторах детонационных (ударных) волн получены маховские волны очень большой интенсивности.

Высокие скорости металлических лайнеров достигнуты в цилиндрических генераторах. Для ускорения лайнеров применялось промежуточное устройство. Взрывные генераторы, разработанные в институте, используются для создания и сжатия дейтериевой плазмы в различных системах.

Настоящая работа — обзор, и поэтому в нее не включены детали, связанные с теоретическими исследованиями используемых моделей и с экспериментальными подробностями.

1. Взрывные системы генерации мощных маховских волн в концентрических системах. Явления, связанные с нерегулярным отражением и получением маховских волн при косом столкновении УВ, интересны с точки зрения кумуляции энергии. В плоских системах наблюдается увеличение давления на фронте маховских волн по сравнению с давлением первичных волн. Теоретическое описание этого явления и результаты экспериментов приведены в [1, 2]. Более значительное увеличение давления можно получить в осесимметричных системах, в которых в результате нерегулярного отражения в центре системы возникают маховские волны большой интенсивности. Такое явление исследовалось во взрывных системах с цилиндрическими или коническими образцами [3, 4], в которых зарегистрированы давления на фронте маховских волн от 0,2 до 1,8 ТПа. Этим