

¹ Самарский государственный университет путей сообщения
1-й Безымянный переулок, 18, Самара, 443066, Россия

² Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королёва
Московское шоссе, 34, Самара, 443086, Россия

E-mail: ¹ hubita@mail.ru; ² dim1r@yandex.ru

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПРОДВИЖЕНИЕ СТРИМЕРОВ

Определена концентрация частиц, при которой возникают статистические флуктуации, влияющие на продвижение лавины или стримера. Проанализирована геометрия флуктуаций. Уточнена роль электронов и отрицательных ионов, вызванных фоновым излучением, в формировании неоднородностей. Предложено использовать степенной закон для учета влияния перколяционных эффектов на динамику формирования проводящих структур в случае, если происходит одновременное развитие множества лавин и стримеров. Приведены результаты моделирования.

Ключевые слова: газовый разряд, стримеры, лавины, флуктуации, неоднородности, множественное развитие.

Введение

Для описания развития разряда с помощью интегродифференциальных уравнений используются представления о том, что плотности таких компонентов, как электроны, фотоны, ионы описываются гладкими функциями. Например, считается, что фотоны, вылетевшие из головки лавины или стримера, имеют симметричное и гладкое распределение плотности [1]; фоновые электроны распределены равномерно в предпробойном газе [2] и т. д. [3–5]. При таком подходе получаемое решение имеет симметричный вид, и в случае стримерного пробоя рассматривается продвижение только одного осесимметричного стримера, рожденного из одной начальной неоднородности (затравочного электрона). Дифференцируемые функции хорошо описывают явления при простых граничных условиях, однако в газовом разряде эти условия могут оказаться неоднородными. В работах [6; 7] было предложено использовать теорию перколяции для описания группового поведения множества лавин и стримеров. В рамках данной статьи уточняются причины возникновения неоднородностей и приводятся дополнительные доводы в пользу теории

перколяции. Обращено внимание на флуктуации активных частиц, от которых зависит пространственное распределение заряда. К таким частицам относятся фоновые электроны, отрицательные ионы, ионизирующие фотоны и легкоионизирующиеся примеси.

Приведем формулы физики газового разряда. Электрон разгоняется во внешнем поле и благодаря ударной ионизации на своем пути порождает экспоненциально растущее облако электронов [8]. Количество порождаемых электронов имеет следующий вид:

$$n_e(x) = n_0 \exp(\alpha_{\text{eff}} x),$$

где α_{eff} – эффективный коэффициент ионизации, учитывающий разные эффекты (ионизации, прилипания, рекомбинации, тушения и др.); а n_0 – плотность электронов в начальной неоднородности; x – длина пути вдоль вектора E .

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha - \eta,$$

где α – коэффициент ионизации, а η – коэффициент прилипания.

$$\alpha = Ap \cdot \exp(-Bp/E),$$

где A и B – константы, свойственные газу; p – давление; E – напряженность электрического поля.

$$\eta = p \cdot f(p/E),$$

где f – функция, которая не имеет аналитического выражения, а остальные параметры описаны выше; η имеет более слабую зависимость от E и p , по сравнению с α .

Данные зависимости говорят о большой роли областей разрядного промежутка, в которых есть отклонения p , E и n_0 . Такие сильные зависимости могут влиять на геометрию разряда, и разряд будет более охотно проходить по областям, где соотношение p/E минимально, а n_0 максимально. Структура разряда формируется не под влиянием усредненных величин, а на первый план выступают определенные области в распределениях некоторых величин и их отношений.

Сильные зависимости приводят к эффекту перемежаемости, т. е. к чередованию областей с различными характеристиками. Подобные явления возникают при описании турбулентных потоков и случайных сред [9]. Перспективными для описания таких явлений оказываются теория самоорганизующейся критичности [10; 11] и теория направленной перколяции [12; 13]. При использовании данных теорий следует учитывать физические эффекты, существующие в газовом разряде.

Источники неоднородностей

В допробойном газе вариация величины плотности частиц может быть вызвана статистической флуктуацией количества частиц, в некоторых случаях – турбулентными потоками, звуковыми или ударными волнами. Во время пробоя вариация давления вызывается неравномерным нагревом.

Источником неоднородностей может служить внешнее электрическое поле. Неоднородность поля вблизи электродов может быть вызвана шероховатостями или выступами на электродах.

Существуют несколько источников свободных электронов. В допробойном газе свободные электрон-ионные пары возникают под действием фоновой радиации, либо дополнительного облучения (лазером, ультрафиолетовыми источниками и т. п.). В некоторых экспериментах используют внешние источники электронов [14].

В процессе разряда электроны могут появиться как за счет ионизации, так и за счет эмиссии из катода. При этом пространственная структура эмиссии определяется структурой катодного пятна. Его структура

имеет сложный характер, и эмиссия является неравномерной и нестационарной [15; 16].

Еще одним источником электронов являются ионизирующие кванты света, которые возникают в процессе разряда. Их характеристики сильно зависят от газовой смеси. Если они распространяются в радиальном направлении от головки стримера, то вблизи головки их концентрация может оказаться высокой и уменьшаться при удалении от головки.

Другим источником являются отрицательные ионы и легкоионизирующиеся примеси. В момент разряда электроны легко отрываются от них.

Причинами вариации плотности электронов являются статистические особенности возникновения электронов и особенности источников облучения и эмиссии. Для того чтобы упростить рассуждения, рассмотрим наиболее простые условия, возникающие в глубине промежутка вдали от электродов в газе, который не подвергается дополнительному воздействию, кроме фоновой радиации. Источником неоднородностей в таком случае могут служить заряженные частицы (отрицательные ионы, электроны) и малые легкоионизирующиеся примеси.

Флуктуация количества частиц

Движение частиц в газе приводит к тому, что в одних областях их может оказаться больше, в других меньше. При атмосферном давлении статистические флуктуации малы, однако активные компоненты малой концентрации вполне подвержены флуктуациям. Флуктуации количества частиц приведут к неоднородному распределению заряда в момент пробоя. Это приведет к искажению локального поля. Изменение поля приведет к изменению локального коэффициента ионизации, что в свою очередь будет влиять на распределение заряда. Таким образом, неоднородность усиливается.

В монографии [8] как значимое рассматривается отклонение электрического поля в 1%. В момент пробоя заряды производят локальное поле, которое сопоставимо по величине с внешним полем. Поэтому однопроцентное отклонение количества заряженных частиц при пробое может привести однопроцентному искажению локального

электрического поля. Далее будут рассмотрены условия, при которых могут возникнуть отклонения количества частиц от среднего количества в некотором небольшом объеме.

Электронная лавина или стример будут чувствовать влияние неоднородностей, если масштаб этих неоднородностей сравним с размерами головки стримера или лавины. Если неоднородность возникает на значительно меньших длинах, то фронт ионизации не будет испытывать влияние неоднородностей на свою пространственную структуру, подобно тому как большая морская волна не чувствует влияние отдельных песчинок. Однако если такая волна встретится с неоднородностями, сравнимыми по размерам с ее размерами, то ее пространственная структура может исказиться. Поэтому возникает вопрос: существуют ли в газовой смеси при нормальных условиях неоднородности, сравнимые по размерам с размерами головки лавины или стримера R ? Для воздуха $R = 2 \cdot 10^{-2}$ см [8].

В идеальном газе количество частиц, заключенных в ограниченном объеме, имеет нормальное распределение со средним значением \bar{N} и стандартным отклонением $\sigma = \sqrt{\bar{N}}$ [17]. Пусть N – количество частиц в кубическом объеме $V_R = R^3$. В качестве V_R рассматривается объем, сравнимый с объемом головки стримера. Обозначим через ζ – относительное отклонение плотности $\zeta = (\bar{N} - N) / \bar{N}$. Вероятность V_R иметь отклонение ζ и выше выражается интегралом по функции вероятности распределения:

$$P(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} \int_0^{\bar{N}(1-\zeta)} \exp\left(-\frac{(\bar{N}-x)^2}{2\bar{N}}\right) dx \cong \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\bar{N}}\zeta}{\sqrt{2}}\right).$$

Представим, что разрядный промежуток V_L состоит из множества V_R , тогда вероятность $P(\zeta)$ говорит о доле объемов V_R , имеющих отклонение от среднего больше ζ . Нас будет интересовать вероятность возникновения хотя бы одного объема V_R в разрядном промежутке V_L , в котором относительное отклонение количества частиц от среднего больше ζ . Таким образом, возникает вопрос: при каких условиях $P(\zeta) > V_R / V_L$?

Расчеты показывают, что если компонент имеет концентрацию меньше $N_{\text{плот}} = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, то частицы могут проявлять отклонение в 1 % и более от средней плотности в объеме порядка V_R , при $R = 1 \cdot 10^{-2}$ см, где R – радиус головки стримера или лавины в момент ее максимального роста.

Геометрия неоднородностей

Какие структуры образуют флуктуации? Расположены они в виде отдельных точек или же образуют структуры более высокой размерности? Чтобы проанализировать геометрию флуктуаций, можно воспользоваться методом подсчета кубов, который используется при анализе фракталов [18]. Если покрывать исследуемое множество кубической решеткой с длиной ребра δ , то понадобится N_{cover} элементов решетки. В случае фракталов будет наблюдаться более-менее гладкое поведение графика $\ln(N_{\text{cover}})$ от $\ln(\delta)$. Если график зависимости $\ln(N_{\text{cover}})$ от $\ln(\delta)$ имеет разный наклон в разных диапазонах, то имеет смысл рассмотреть отдельные части графика. Такой прием используется при формировании фрактальных сигнатур [19. С. 493] для идентификации сложных объектов. Таким образом, можно исследовать размерность, определенную в некотором небольшом диапазоне длин.

Локальный наклон графика фрактальной размерности может говорить о том, каким образом множество распределено в пространстве. Если наклон порядка трех в каком-то диапазоне длин, то это будет соответствовать равномерному заполнению пространства. Если наклон порядка единицы в каком-то диапазоне длин, то, скорее всего, в данном диапазоне будут наблюдаться нитеподобные структуры. Если наклон равен нулю, то структура имеет точечный характер.

Для исследования геометрии флуктуаций была написана программа. В качестве входного параметра использовалось число ξ . Также использовался генератор случайных чисел с нормальным распределением $\mathbf{N}(\mu=0, \sigma=1)$ и трехмерный массив байтов размером $500 \times 500 \times 500$.

Массив заполнялся нулями и единицами по следующим правилам: для каждой ячейки генерировалось псевдослучайное число

$r \sim \mathbf{N}(\mu = 0, \sigma = 1)$; если $r > \xi$, то в ячейку заносилось число 1, в противном случае – 0. Таким образом, единицами заполнялись только те ячейки, в которых отклонение от среднего было больше ξ .

Эта идеализированная задача имеет отношение к статистическим флуктуациям компонентов малой концентрации. Если предположить, что одна ячейка массива соответствует объему головки лавины $0,02 \times 0,02 \times 0,02$ см, тогда весь массив соответствует промежутку $(0,02 \cdot 500)^3 = 1\,000$ см³. А число ξ соответствует тем областям, в которых количество частиц $N \sim \mathbf{N}(\mu = \bar{N}, \sigma = \sqrt{\bar{N}})$ отклоняется от среднего μ более чем на $\xi\sigma$.

Множества единиц последовательно покрывались кубическими решетками, и строился график зависимости $\ln(N_{cover})$ от $\ln(\delta)$ (рис. 1).

Рассмотрим график для $\xi = 3$. При большой длине ребра элемента решетки наклон графика близок к трем. Это говорит о том, что на больших масштабах заполнение является равномерным. При уменьшении масштаба проявляются аспекты меньших размерностей, т. е. точки сгруппированы в виде скоплений, линий и т. п. Об этом говорит закругленная часть графика. И в более мелких масштабах размерность равна нулю, т. е. области флуктуации представляют собой набор точек.

Подобным образом можно рассмотреть и остальные графики. Видно, что области с небольшими отклонениями ($\xi < 4$) могут проявлять промежуточную геометрию, в то время как области с большими отклонениями ($\xi \geq 4$) ведут себя как набор случайных точек.

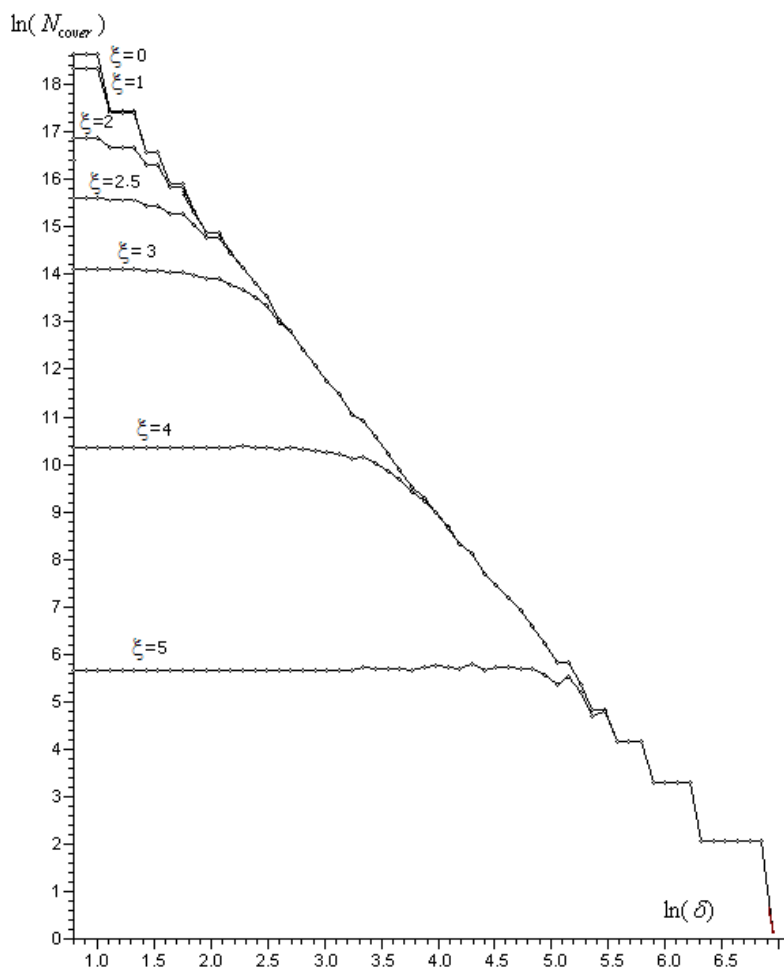


Рис. 1. Зависимость $\ln(N_{cover})$ от $\ln(\delta)$ для областей, где произошло отклонение количества частиц от среднего

Ввиду того что в газовом разряде вклад областей с разными отклонениями экспоненциально зависит от величины отклонения, наибольший вклад будут производить области с наибольшими ξ . Учитывая тенденцию, описанную выше, можно сделать вывод, что совокупная геометрия этих областей будет носить точечный характер в масштабе, сравнимом с размерами промежутка.

Заряженные частицы, вызванные фоновой радиацией

Почти в любой газовой смеси присутствуют заряженные частицы, вызванные фоновой радиацией порядка 10 микрорентген в час. Радиация производит электрон-ионные пары. Дальнейшая их судьба зависит от типа газа. Основным механизмом исчезновения электрон-ионных пар в электроположительных газах является диссоциативная рекомбинация. Для многих газов коэффициенты диссоциативной рекомбинации совпадают по порядку величины [20] и составляют 10^{-7} см³/с. Плотность свободных электрон-ионных пар – порядка 10^3 см⁻³ [2].

Для электроотрицательных газов в силу вступает механизм прилипания электронов к электроотрицательным молекулам. В этом случае образуются отрицательные ионы, чья концентрация составляет порядка $10^3 \div 10^4$ см⁻³ [21; 22], а свободные электроны практически отсутствуют. В момент разряда электроны легко отрываются от отрицательных ионов. Таким образом, отрицательные ионы можно считать центрами, с которых начинают развиваться электронные лавины.

Итак, в большинстве газов при нормальных условиях присутствует $N_{\text{background}} = 10^3 \div 10^4$ см⁻³ частиц, которые в момент разряда являются начальными точками для развития электронных лавин. Если плотность N_{fluct} определяет вероятность появления одной неоднородности, то при плотности $N_{\text{background}}$ таких неоднородностей множество.

Начав развиваться из точки, лавина имеет нарастающий дипольный момент. Он достигает максимума при максимальной длине $x_{\text{max}} \approx 18/\alpha_{\text{eff}}$ и максимальном радиусе $R \approx 1/\alpha_{\text{eff}}$. В воздухе максимальная дли-

на лавины составляет порядка 1 см, и радиус порядка $2 \cdot 10^{-2}$ см [10]. Иначе говоря, объем лавины составляет порядка 10^{-3} см³. Объем такого же порядка приходится и на один отрицательный ион, вызванный фоновой радиацией. Таким образом, отдельный электрон имеет достаточный объем неионизированного газа, в котором развивается лавина с выраженным дипольным моментом.

Подобная картина может возникнуть и в других газах. $N_{\text{background}}$ зависит от плотности газа. Максимальный объем лавины зависит от типа газа, давления и напряженности поля. Эти параметры можно подобрать таким образом, чтобы возникало множество близко расположенных лавин.

Так возникает сложная нелинейная картина развития разряда. После приложения напряжения из электронов развиваются отдельные лавины. В местах, где электроны расположены благоприятным образом, происходит развитие лавин из двух и более электронов. Лавины и стримеры начинают влиять друг на друга. По мере увеличения поляризации отдельных элементов происходит искажение локального поля. Это еще больше влияет на локальное значение коэффициента ионизации α и усиливает перемежаемость.

Далее лавины сливаются и образуют проводящие кластеры. При столкновении отрицательной головки с положительным хвостом происходит перераспределение заряда. Также происходит перераспределение заряда под действием внешнего поля. Подобное перераспределение происходит в металлической проволоке, помещенной вдоль линий электрического поля.

Таким образом, заряженные частицы, вызванные фоновой радиацией, являются выраженным фактором, который обуславливает неоднородность пространственного распределения тока, заряда и других величин в газовом разряде. Это приводит к эффектам множественного поведения плазменных образований (лавин, стримеров, кластеров), которое было предложено описывать с помощью теории перколяции в работах [6; 7]. Геометро-топологические свойства вытекают из свойств перколяционных кластеров [23].

Теория перколяции описывает формирование бесконечного связанного кластера при достижении критической величины

плотности элементов. Средний размер кластеров имеет степенную зависимость от плотности элементов в областях, близких к пороговой [24]. Однако для теории газового разряда интересен наиболее длинный кластер, который, вероятно, перекрывает промежуток. Можно предположить, что длина самого длинного кластера тоже будет подчиняться степенному закону по мере роста кластерообразующих элементов

$$L_{\max}(t) \sim |t - t_c|^{-\lambda},$$

где t_c – время, когда происходит замыкание промежутка, а λ – показатель, зависящий от газа, плотности фоновых электронов, геометрии промежутка и других условий.

Компьютерное моделирование развития множества лавин показывает соответствие данной гипотезе (рис. 2). В трехмерном промежутке в однородном электрическом поле моделировалось развитие порядка 10^5 случайно разбросанных лавин. Длина моделируемого промежутка составляла 13 см. Связь с электродами отсутствовала. Моделирование проводилось при ряде допущений, одно из которых заключается в том, что слияние плазменных образований происходит мгновенно. В связи с этим длина максимального кластера имеет ступенчатый характер. Учитывалось электростатическое взаимодействие между плазменными образованиями.

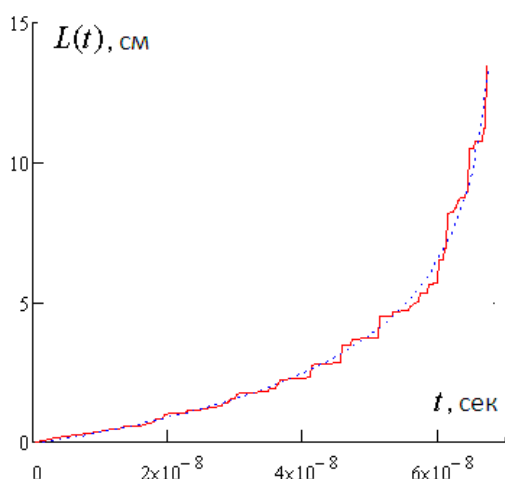


Рис. 2. Моделирование развития множества лавин. Сплошная ломаная линия – длина максимального кластера в зависимости от времени по результатам моделирования; пунктирная линия – интерполяция с помощью функции $L_{\max}(t) = |t - t_{cr}|^{-0.17}$

Экспериментальные данные

Следует отметить, что при экспериментальном исследовании лавин в камерах Вильсона [25; 26] групповое поведение лавин не обнаруживалось, ввиду того что такой цели не ставилось. Размеры установки и условия подбирались таким образом, чтобы выделить и исследовать отдельные лавины.

При исследовании искры [27] и подобных работах, также не ставилась цель обнаружить групповое поведение. В момент развития лавин еще не проявляется свечение, и эта фаза характеризуется как предпробойная задержка, а аппаратура регистрирует только следующую стадию. В интерпретации на основе теории перколяции она соответствует завершающей стадии развития проводящего кластера.

Наличие взаимодействия между лавинами было косвенным образом экспериментально исследовано в работе [28], когда затравочные центры искусственно формировались вдоль трека элементарной частицы, пролетавшей под углом к электрическому полю. При большом угле лавины расположены так, что одноименные заряды диполей отталкиваются, а при малом – разноименные заряды диполей притягиваются. В первом случае искровой канал развивался вдоль поля, а во втором – вдоль трека частицы, которая вызвала лавины. Величина критического угла, разделяющего два эти процесса, говорит о пространственном распределении заряда внутри лавин и наличии их взаимодействия.

С точки зрения методологии проведения эксперимента следует отметить работу [13]. В ней был экспериментально исследован спектр сигнала в тлеющем разряде. Обнаружен так называемый розовый шум $1/f$, который говорит в пользу процессов самоорганизации [12].

Выводы

В газовом разряде имеется множество источников неоднородностей. Особенности развития разряда приводят к тому, что они влияют на распределение заряда, тока, электрического поля, коэффициентов ионизации и другие величины. Это приводит к эффекту чередования областей с разными характеристиками. Концентрация частиц

$N_{\text{плст}} = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ приводит к появлению одной неоднородности, которая может повлиять на распределение заряда в лавине или стримере. Уменьшение концентрации приводит к увеличению количества таких неоднородностей и появлению более неоднородных областей.

Среди факторов, приводящих к неоднородности, стоит отметить затравочные центры, которые возникают под действием фонового излучения. Характеристики лавин и распределения центров способствуют развитию множества лавин, чье поведение можно описать с помощью теории перколяции. Эта теория подчеркивает пороговый характер развития разряда и дополняет физическую картину развития разряда.

Список литературы

1. Pancheshnyi S. V., Starikovskii A. Yu. Comments on 'The Role of Photoionization in Positive Streamer Dynamics' // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 248–250.
2. Яковленко С. И. Механизм распространения стримера от анода к катоду, обусловленный размножением электронов фона // ЖТФ. 2004. Т. 74, вып. 9.
3. Ульянов К. Н. Параметры электронных лавин и убегание электронов в сильных электрических полях // Теплофизика высоких температур. Июль-Август 2008. Т. 46, № 4. С. 486–494.
4. Georghiou G. E., Papadakis A. P., Morrow R., Metaxas A. C. Numerical Modelling of Atmospheric Pressure Gas Discharges Leading to Plasma Production // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. R303–R328.
5. Лозанский Э. Д. Развитие электронных лавин и стримеров // УФН. 1975. Т. 117, вып. 3.
6. Ламажапов Х. Д. Перколяционная модель пробоя газов // Вестн. Самар. гос. техн. ун-та. Серия: Физ.-мат. науки. 2007. № 1 (14). С. 108–113.
7. Ламажапов Х. Д., Рыбаков Д. А. Перколяционная модель лавинно-стримерного пробоя // Прикладная физика. 2008. Т. 6. С. 83–88.
8. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., 1992.
9. Зельдович Я. Б., Молчанов С. А., Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д. Перемежаемость в случайной среде // УФН. 1987. Т. 152, вып. 1.
10. Bak P., Tang Ch., Wiesenfeld K. Self-Organized Criticality // Physical Review. 1988. Vol. 38. No. 1
11. Nurujjaman Md., Sekar Iyengar A. N. Realization of SOC Behavior in a DC Glow Discharge Plasma // Physics Letters. A. 2007. Vol. 360. P. 717–721.
12. Hinrichsen H. Non-Equilibrium Critical Phenomena and Phase Transitions into Absorbing States // Advances in Physics. 2000. Vol. 49. Is. 7. P. 815–958.
13. Iudin D. I., Trakhtengerts V. Y., Hayakawa M. Fractal Dynamics of Electric Discharges in a Thundercloud // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 016601.
14. Aliverdiev A. A., Éfendiev A. Z., Éfendiev K. A. Formation of an Electron Beam-Induced Spark Discharge at Minimal Voltages // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. September 1987. Vol. 28. No. 5. P. 650–653.
15. Ламажапов Х. Д. Некоторые закономерности образования катодных пятен в самостоятельном и несамостоятельном тлеющих разрядах и влияние случайного распределения эмиссионных свойств катода // Препринт ФИАН, 1991. № 149.
16. Ламажапов Х. Д., Алчагиров Б. Б., Яковлев В. М. Фрактальные размерности распределения работы выхода и эмиссионных свойств катода // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, вып. 11.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. М., 1976. Т. 5.
18. Кроновер Р. Фракталы и хаос в динамических системах. М.: Техносфера, 2006.
19. Потапов А. А. Фракталы в радиофизике и радиолокации: топология выборки. М., 2005.
20. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона // УФН. 1982. Т. 136, вып. 1.
21. Wiegart N., Niemeyer L., Pinnekamp F., Boeck W., Morrow R., Zaengl W., Zwicky M., Gallimberti I., Boggs S. A. Inhomogeneous Field Breakdown in GIS – the Prediction of Breakdown Probability and Voltages // IEEE Transactions on Power Delivery. July 1988. Vol. 3. No. 3.
22. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество: Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1974.

23. *Ламажапов Х. Д., Прохоров С. А., Рыбаков Д. А.* Свойства трехмерных кластеров, составленных из параллелепипедов // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2009. Т. 4, вып. 3. С. 67–73.

24. *Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.

25. *Allen K. R., Phillips K.* Cloud Chamber Study of Electron Avalanche Growth // Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences. L., 1963. Vol. 274. Is. 1357. P. 163–186.

26. *Raether H.* Über eine gasionisierende Strahlung einer Funkenentladung // Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. 1938. Bd. 110, № 9–10.

27. *Yi W. J., Williams P. F.* Experimental Study of Streamers in pure N₂ and N₂/O₂ Mixtures and $a \approx 13$ cm gap // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 205–218.

28. *Frohlich A.* Formation of Sparks by Several Electron Avalanches // Nature. 23 September 1967. Vol. 215. P. 1362–1363.

Материал поступил в редколлегию 05.10.2009

Kh. D. Lamazhapov, D. A. Rybakov

INFLUENCE OF INHOMOGENEITIES ON PROPAGATION OF STREAMERS

It has been estimated concentration of particles bearing statistical fluctuations which have effect on propagation of streamers and avalanches. Geometry of fluctuations has been analyzed. It has been circumstantiated role of free electrons and negative ions caused by background radiation. Power function has been proposed in order to account percolation effects caused by plural development of avalanches and streamers. Simulation results have been represented.

Keywords: gas discharge, streamers, avalanches, fluctuations, inhomogeneities, plural development.