

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.08

В.П. ДЕМКИН, С.В. МЕЛЬНИЧУК*, А.В. БОРИСОВ*, Б.С. СЕМУХИН**, С.С. БАРДИН****ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
В He–N₂-ПЛАЗМЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА
ПУЧКОВОГО ТИПА**

Представлены результаты измерений электрофизических свойств и пространственно-временных характеристик спектров излучения в межэлектродном зазоре высоковольтного импульсного разряда He–N₂-плазмы при средних давлениях. Изложена методика вычисления пространственно-временной динамики электрического поля в межэлектродном зазоре газоразрядного источника, на основе измерений вольт-амперной характеристики и интенсивностей спектральных линий.

Ключевые слова: импульсный высоковольтный разряд, плазмохимия, диагностика, спектральный метод, пространственно-временная динамика, электрическое поле, эффект Штарка.

Введение

Высоковольтный импульсный разряд пучкового типа формировался на коротком межэлектродном промежутке с сетчатым анодом. Данный тип разряда хорошо изучен [1–3] и относится к импульсным самостоятельным объемным разрядам [3, 4] среднего давления. В зависимости от условий могут наблюдаться различные режимы разряда [1, 2]. С целью получения в данном типе разряда пучка электронов с высокой проникающей и ионизирующей способностью мы провели исследования пространственно-временной динамики электрического поля во время импульса разряда. На межэлектродный зазор порядка $d = 1$ мм, образованный сплошным катодом и сетчатым анодом, подавался высоковольтный импульс напряжения. Амплитудное значение импульса приложенного напряжения U может достигать 10 кВ при длительностях от 0,5 до 5 мкс. При давлениях инертных газов ~ 10 Торр, а молекулярных газов ~ 1 Торр напряженность электрического поля превышает критические значения, необходимые для возникновения режима «убегания» [5, 6]. В работе [7] проведен численный расчет функции распределения электронов по энергиям в гелии методом Монте-Карло. Показано, что распределение электронов по энергиям на выходе из межэлектродного зазора имеет характерный вид: область медленных (максвелловских) электронов, широкую область быстрых электронов и область пучковых электронов с энергией $\sim eU$, обладающих высокой проникающей и ионизирующей способностью. Покидая межэлектродный зазор, электроны образуют плазму факела.

Данный тип разряда имеет широкое применение. Пучковые свойства разряда используются для накачки лазеров [2]. В работах [8, 9] показано его применение для модификации приповерхностных слоев полупроводниковых образцов. Однако эффективность этих технологий зависит от вида функции распределения электронов (ФРЭЭ), формирующейся в межэлектродном зазоре.

Одним из основных факторов, определяющих свойства разряда, включая пространственно-временную кинетику частиц в межэлектродном зазоре, является электрическое поле $E(x, t)$ (где x – расстояние от катода вдоль оси разряда). Зная его вид, можно судить о динамике формирования объемного заряда и ФРЭЭ в межэлектродном зазоре [7].

При малой величине межэлектродного зазора наиболее доступным является спектральный метод диагностики, относящийся к локальным невозмущающим методам. Анализ пространственной и временной динамики интенсивностей спектральных линий, с одной стороны, является источником данных о протекающих процессах в плазме, с другой – может служить надежным количественным критерием точности расчетов при численном моделировании процессов в плазме. Кроме того, спектральный анализ излучения плазмы в межэлектродном зазоре показывает наличие заметного эффекта Штарка, что может являться основой для определения величины $E(x, t)$.

В соответствии с этим, в данной работе проведены экспериментальные исследования спектров излучения He–N₂-плазмы в межэлектродном зазоре импульсного разряда при средних давлениях и получена пространственно-временная зависимость $E(x, t)$.

Пространственные и временные характеристики излучения He–N₂-плазмы в межэлектродном зазоре высоковольтного импульсного разряда

Измерения видимой области спектра излучения He–N₂-плазмы проводились при следующих условиях: диаметр катода – 20 мм, диаметр сетчатого анода – 25 мм с прозрачностью – 50 %, ширина межэлектродного зазора $d = 1$ мм, давление He – 12 Торр, давление N₂ – 0,7 Торр, накопительная емкость $C = 1$ нФ. Накопительная емкость заряжалась от высоковольтного источника постоянного тока через ограничивающее ток сопротивление до напряжения $U = 2$ кВ. В качестве коммутирующего устройства использовался тиратрон, управляемый генератором импульсов запуска с частотой $f = 1$ кГц. Величина сопротивления шунтирующего газоразрядный источник $R = 15$ кОм. В схеме использовались сопротивления типа ТВО (термовлагостойкие объемные). Газоразрядный источник размещался на подвижном столике, позволяющем определять расстояние x с точностью до $\Delta x = 0,1$ мм. Измерения проводились по схеме [10] с автоматизированным каналом регистрации, выполненным на ПЗС-линейке ILX511 (ПЗС – прибор с зарядовой связью), сопряженной с микропроцессором АТmega8. Данная схема дает возможность накапливать полезный сигнал, вычитая в ходе накопления темновой сигнал ПЗС-линейки. Это позволяет вести регистрацию интегральных характеристик излучения при быстро протекающих процессах в широком диапазоне интенсивностей, что является важным для анализа спектрального состава. Измерения интегральных интенсивностей линий проводились в спектральном интервале от 3500 до 6500 Å на расстоянии 0,5 мм от катода. отождествление полученного спектра по таблицам [11] показало, что его вид в основном совпадает со спектром излучения He–N₂-плазмы, представленным в работе [12]. В указанном спектральном интервале регистрируется излучение на переходах, соответствующих верхним состояниям $N_2(C^3\Pi_u)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ с различными колебательными квантовыми числами, а излучение возбужденного атомарного азота не наблюдается. Как следует из работы [13], интенсивные линии атомарного азота находятся в ИК-области спектра соответствующей малой спектральной чувствительности установки. Помимо этого, в полученном нами спектре излучения, в областях 4700 и 5000 Å, наблюдаются достаточно интенсивные линии N^+ , а контуры синглетных и триплетных линий He 4922 и 4471 Å указывают на наличие заметного эффекта Штарка.

На основании проведенного спектрального анализа для диагностики пространственно-временных характеристик излучения и распределения электрического поля были выбраны следующие спектральные переходы: He($2s^1S - 3p^1P^\circ$), He($2p^3P^\circ - 3d^3D$), He($2p^1P^\circ - 4d^1D$), He($2p^1P^\circ - 4f^1F^\circ$), N₂($B^3\Pi_g - C^3\Pi_u$), N₂⁺($X^2\Sigma_u^+ - B^2\Sigma_g^+$), N⁺($3p^3D - 3d^3F^\circ$). Данный выбор основывался на следующих требованиях: учет переходов различных компонент плазмы; контуры спектральных линий и молекулярных полос должны быть изолированы друг от друга; интенсивности выбранных переходов должны быть достаточными для скоростной обработки большого количества пространственных и временных контрольных точек. В число диагностических не включены переходы атома гелия с $n > 4$, более чувствительные к электрическому полю. Их излучение при данных условиях разряда практически не регистрируется.

Оптимальные условия горения разряда подбирались из наблюдений за интенсивностью излучения диагностической линии N^+ . При этом варьировалось давление гелия в диапазоне 5–30 Торр, азота в диапазоне 0,1–3 Торр. При давлении гелия 9 Торр и азота 0,5 Торр в прикатодной области разряда ($x = 0,2$ мм) интенсивность линии N^+ оказалась максимальной. Это соответствует максимальной ионизирующей способности электронного пучка с учетом того, что временная динамика интенсивности излучения N^+ совпадает с динамикой импульса тока. В дальнейшем работа проводилась при указанных давлениях компонент смеси.

Для выбранных диагностических переходов было проведено измерение относительных интенсивностей излучения в зависимости от положения в межэлектродном зазоре с шагом 0,1 мм. Результаты измерений представлены на рис.1. Положение катода соответствует $x = 0$ мм, а сетчатого анода $x = 1$ мм. Из рисунка видно, что ионы атомарного азота группируются вблизи катода, в

то время как ионы молекулярного азота в основном находятся ближе к сетчатому аноду. Результаты, представленные на рис. 1, и предварительные оценки штарковского расщепления линий гелия показали, что электрическое поле в межэлектродном зазоре неоднородно – достигает максимальных значений в прикатодной области и сравнительно мало в области сетчатого анода.

Для анализа временной динамики протекающих плазмохимических процессов в высоковольтном импульсном разряде и их влияния на формирование функции распределения электронов по энергиям была измерена вольт-амперная характеристика разряда и зависимость относительных

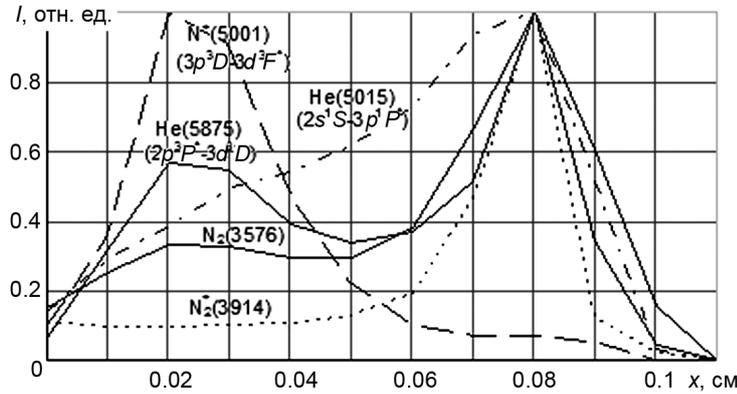


Рис. 1. Зависимость относительных интенсивностей диагностических линий от положения в межэлектродном зазоре

интенсивностей диагностических линий от времени в двух точках межэлектродного зазора с $x = 0,2$ и $0,8$ мм. Зависимость импульса тока от времени позволяет оценить временную динамику концентрации электронной компоненты плазмы. Зависимость напряжения от времени необходимо учитывать при анализе временной динамики напряженности электрического поля. Для синхронизации измерений импульса тока и временной динамики излучения диагностических линий использовался импульс, инициирующий пробой тиратрона, заряжающего накопительную емкость.

Измерения временной динамики интенсивности спектральных линий проводились по усовершенствованной методике [10], позволяющей вести регистрацию с разрешением 7 нс и копировать сигнал от более 10 000 вспышек разряда. Результаты по измерению временной динамики интенсивности излучения $I(t)$ диагностических переходов, синхронизованные с импульсом тока, представлены на рис. 2 и 3 соответственно для $x = 0,2$ и $0,8$ мм. Предварительно данные по интенсивностям и току нормировались на их максимальное значение и обрабатывались кубическим сплайном. Из рисунков видно, что формирование пучкового разряда начинается с $t \approx 0,3$ мкс. Для положения $x = 0,2$ мм излучение выбранного синглетного перехода атомов гелия $\text{He}(2s^1S-3p^1P^o)$ (5015 Å) и иона атомарного азота

$\text{N}^+(3p^3D-3d^3F^o)$ (5001 Å) практически повторяет фронт нарастающего тока и далее спадает несколько быстрее, чем токовый импульс, в то время как излучение молекулярного иона азота все время запаздывает относительно импульса тока. Для положения $x = 0,8$ мм у всех диагностических переходов появляется дополнительное запаздывание относительно импульса тока. Кроме того, у N^+ на интервале от 0,3 до 0,4 мкс наблюдается немонотонный характер $I(t)$.

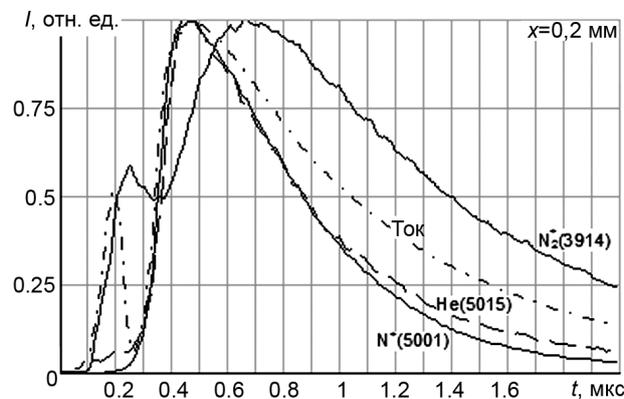


Рис. 2. Зависимость относительных интенсивностей диагностических линий $I(t)$ и тока от времени для $x = 0,2$ мм

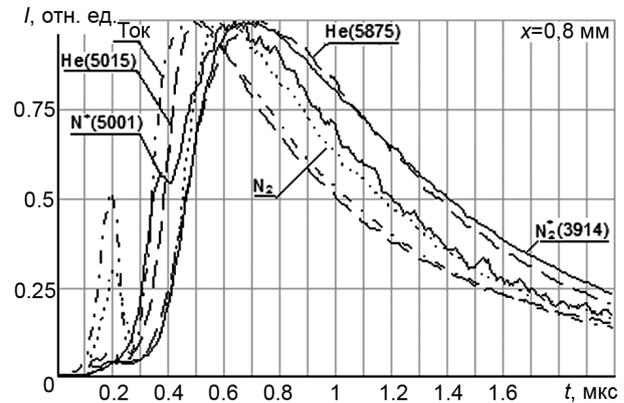


Рис. 3. Зависимость относительных интенсивностей диагностических линий $I(t)$ и тока от времени для $x = 0,8$ мм

Перечисленные выше особенности $I(t)$ согласуются с результатами анализа кинетики процессов, основанных на уравнениях баланса, где временная динамика представленных $I(t)$ объясняется соотношением констант скорости реакций, приводящих к заселению и дезактивации верхних состояний диагностических переходов. Для положения $x = 0,2$, в указанном интервале времени, возбуждение прямым электронным ударом преобладает над скоростью дезактивации верхних состояний для всех диагностических переходов, кроме синглетного (5015 Å) перехода в атоме гелия и иона атома азота (5001 Å). Изменение характера кривых при переходе к точке $x = 0,8$ мм указывает на изменение баланса в константах скорости реакций. Изменение баланса во многом определяется пространственно-временной динамикой электрического поля в межэлектродном зазоре, влияющего как на кинетику электронной компоненты плазмы, так и на подвижность ионов, обуславливающую их потери из-за дрейфа на катод.

Пространственно-временные характеристики напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре высоковольтного импульсного разряда

Спектроскопические измерения расщеплений спектральных линий показали, что электрическое поле в межэлектродном зазоре достигает значений, при которых появляется заметный эффект Штарка на переходах гелия $2P-4Q$; $Q = D$ (4921,93 Å), F (4920,35 Å), P (4910,76 Å).

Для расчета распределения электрического поля в межэлектродном зазоре по смещениям спектральных линий синглетных переходов гелия $2P-4Q$ были сняты контуры этих линий в зависимости от x . Полученные результаты представлены на рис. 4, где $\Delta\lambda$ – смещение относительно перехода $2P-4D$ (4921,93 Å) в отсутствие электрического поля. Как видно из рисунка, более приемлемым является анализ перехода $2P-4F$, поскольку компоненты переходов $2P-4D$ накладываются друг на друга из-за интегрирования интенсивностей по времени. Поскольку интенсивность запрещенных переходов убывает с уменьшением электрического поля, основной вклад в распределение интенсивности вносят моменты времени, соответствующие максимальным значениям напряженности электрического поля. На основании полученных результатов по смещениям линии $2P-4F$ (4920,35 Å) и сопоставления их с данными работы [14] были вычислены значения электрического поля $E(x)$. Расчеты проводились с использованием сплайн-интерполяции. Смещение рассчитывалось из условия $dI(\Delta\lambda)/d\Delta\lambda = 0$. Ошибка расчета E зависит от чувствительности выбранного спектрального перехода к напряженности электрического поля и от точности измерений положения максимума интенсивности диагностической линии. В нашем случае ошибка изменяется от 10 % рассчитанных значений для $x = 0,2$ мм до 20 % для $x = 0,8$ мм.

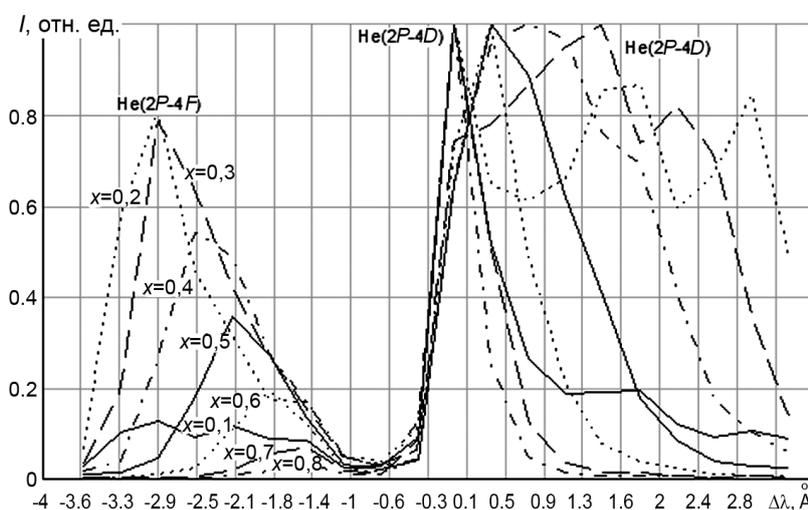


Рис. 4. Зависимость интенсивности переходов He $2P-4(D, F)$ от смещения $\Delta\lambda$ относительно положения 4921,93 Å

Рис. 5. Зависимость максимальных значений напряженности электрического поля E_{\max} от положения x в межэлектродном зазоре

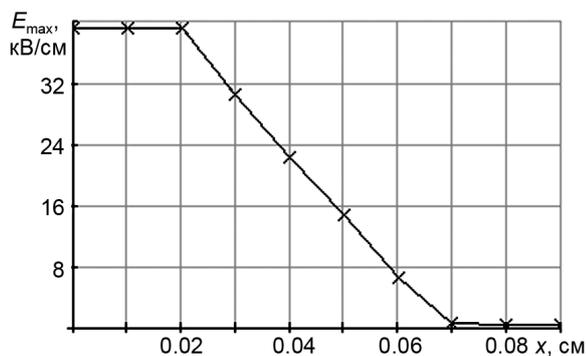


Рис. 5. Зависимость максимальных значений напряженности электрического поля E_{\max} от положения x в межэлектродном зазоре

Смещение рассчитывалось из условия $dI(\Delta\lambda)/d\Delta\lambda = 0$. Ошибка расчета E зависит от чувствительности выбранного спектрального перехода к напряженности электрического поля и от точности измерений положения максимума интенсивности диагностической линии. В нашем случае ошибка изменяется от 10 % рассчитанных значений для $x = 0,2$ мм до 20 % для $x = 0,8$ мм.

На рис. 5 представлен график зависимости максимальных значений напряженности электрического поля $E_{\max}(x)$. Площадь под указанной зависимостью составляет 1,73 кВ. Это значение несколько занижено относительно U , поскольку, как следует из вольтамперной характеристики, пробой

межэлектродного зазора начинается раньше, чем напряжение успевает достигнуть своего максимального значения. Поэтому к моменту времени, соответствующему максимуму напряжения, накопительная емкость успевает несколько разрядиться.

Как видно из этого рисунка, электрическое поле не однородно, а начинает линейно падать с $x = 0,2$ мм к сетчатому аноду. Это указывает на наличие экранирующего действия ионной компоненты плазмы в моменты времени, соответствующие максимальным значениям напряженности электрического поля.

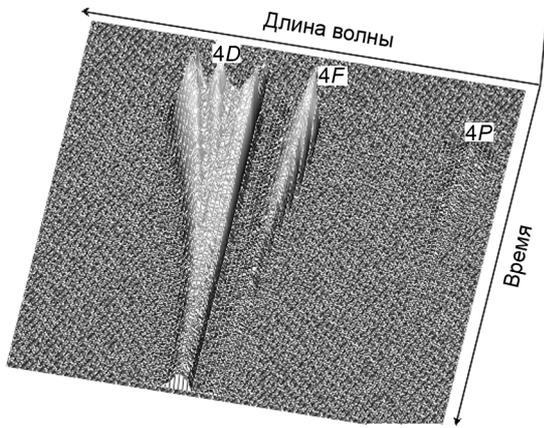


Рис. 6. Зависимость интенсивности переходов гелия $2P-4(P, D, F)$ от длины волны и времени

максимальными значениями $U_{\max} = (1,8 \pm 0,07)$ кВ и $I_{\max} = (1 \pm 0,04)$ А, нормированные на максимальное значение напряженности электрического поля. Как видно из этого рисунка, максимальное значение напряженности электрического поля совпадает с ее максимальным значением, представленным на рис. 5, что указывает на хорошее согласие расчетов напряженности электрического поля из данных по различным спектральным переходам.

Максимальное значение импульса напряжения в межэлектродном зазоре составляет примерно 1,8 кВ и остается практически неизменным на интервале времени от 0,3 до 0,4 мкс. Рассчитанная напряженность электрического поля на этом интервале времени монотонно возрастает от 16 до 35 кВ/см. Это означает, что на указанном интервале времени происходит формирование катодного падения потенциала, вызванное экранирующим действием положительных ионов плазмы. До 0,3 мкс поле можно считать однородным, и его величина определяется значениями напряжения. Увеличение напряженности электрического поля в $x = 0,2$ мм на интервале 0,3–0,4 мкс при почти неизменном напряжении с необходимостью влечет уменьшение поля в области сетчатого анода, что приводит к уменьшению потерь ионной компоненты плазмы в области анода из-за дрейфа ионов в электрическом поле на катод. Этому интервалу времени соответствует отмеченное выше (см. рис. 3) изменение динамики интенсивности излучения атомарного иона азота в $x = 0,8$ мм, которое также указывает на изменение баланса в механизмах, приводящих к образованию и исчезновению данного сорта частиц, в сторону уменьшения последних.

С учетом известного соотношения между напряжением и напряженностью электрического поля $U = -\int_0^d E(x) dx$, полученной зависимости $E_{\max}(x)$ (рис. 5) и зависимости $E(t)$ (рис. 6) была рас-

считана зависимость $E(x, t)$ на всем межэлектродном зазоре. Результаты вычислений приведены на рис. 8. Как видно из рисунка, напряженность электрического поля отражает все отмеченные выше

Для учета временной динамики напряженности электрического поля в формировании функции распределения электронов по энергиям была измерена зависимость интенсивности переходов гелия $2P-4(P, D, F)$ от длины волны в 296 точках по времени с разрешением 7 нс для положения в межэлектродном зазоре $x = 0,2$ мм. Полученная карта представлена на рис. 6. Как видно из рисунка, наиболее чувствительным к электрическому полю является переход с 4D-уровня.

По измерениям смещений компонент линии $2P-4D$ ($4921,93 \text{ \AA}$) была вычислена зависимость напряженности электрического поля от времени $E(t)$ в прикатодной области. Полученные результаты представлены на рис. 7. Для анализа временной динамики напряженности электрического поля на этом же графике представлены импульсы напряжения и тока с

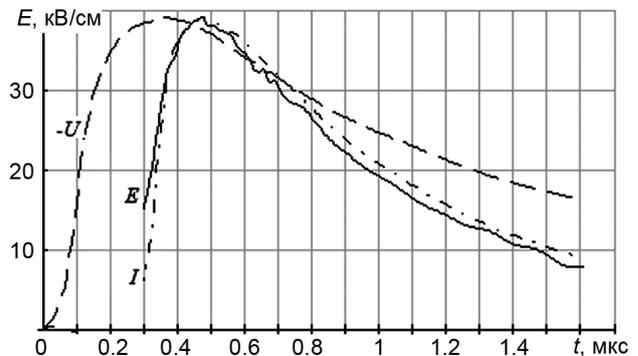


Рис. 7. Зависимость напряжения U , тока I и напряженности электрического поля E (в $x = 0,2$ мм) от времени

особенности пространственно-временной динамики. Кроме этого, для $t > 1$ мкс обнаруживается незначительный рост напряженности электрического поля в области сетчатого анода, что указывает на ослабление влияния экранирующего действия ионной компоненты плазмы из-за снижения ионизирующей способности электронного пучка.

Заключение

Спектроскопические измерения излучения плазмы и электрофизических характеристик импульсного разряда позволяют определить пространственно-временную динамику электрического поля. Проведенные исследования показали, что при данных условиях эксперимента, распределение электрического поля $E(x, t)$ обладает ярко выраженной пространственно-временной структурой, характерной для импульсного тлеющего разряда. Полученная зависимость $E(x, t)$ может служить основой для вычисления ФРЭЭ в межэлектродном зазоре.

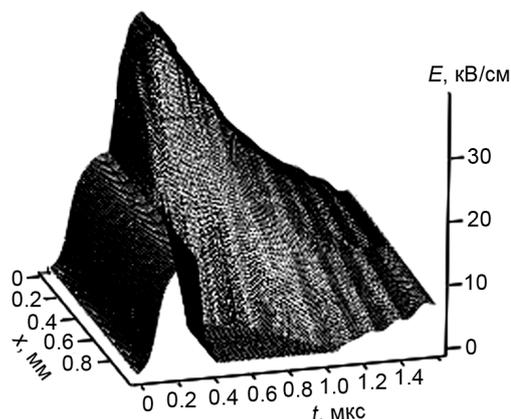


Рис. 8. Пространственные и временные характеристики напряженности электрического поля в межэлектродном зазоре

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бохан П. А., Сорокин А. Р. // ЖТФ. – 1985. – Т. 55. – № 1. – С. 88–95.
2. Клименко К. А., Королев Ю. Д. // ЖТФ. – 1990. – Т. 60. – Вып. 9. – С. 138–142.
3. Демкин В. П., Мельничук С. В. // Изв. вузов. Физика. – 1997. – Т. 40. – № 8. – С. 73–77.
4. Месяц Г. А., Королев Ю. Д. // УФН. – 1986. – Т. 148. – Вып. 1. – С. 101–122.
5. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
6. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. // УФН. – 1990. – Т. 160. – Вып. 7. – С. 49–82.
7. Демкин В. П., Королев Б. В., Мельничук С. В. // Физика плазмы. – 1995. – Т. 21. – № 1. – С. 81–84.
8. Демкин В. П., Мельничук С. В., Семухин Б. С. // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31. – Вып. 7. – С. 57–63.
9. Демкин В. П., Мельничук С. В., Семухин Б. С. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 11. – С. 33–36.
10. Демкин В. П., Королев Б. В., Мельничук С. В. // Изв. вузов. Физика. – 1995. – Т. 38. – № 1. – С. 26–33.
11. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С. Таблицы спектральных линий. – М.: Атомиздат, 1966. – 900 с.
12. Naveed M. A., Rehman N. U., Zeb S., et al. // Eur. Phys. J. D. – 2008. – V. 47. – P. 395–402.
13. Petrov G. M., Matte J. P., Peres I., et al. // Plasma Cem. Plasma Proc. – 2000. – V. 20. – No. 2. – P. 183–206.
14. Sjogren K. Experimentelle Untersuchungen des Starkeffekts bei Wasserstoff und Helium. – Lund: Hakan Ohlssons Buchdruckerei, 1934. – 94 p.

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

**Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия
E-mail: demkin@ido.tsu.ru; osbereg@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.02.12,
после доработки – 28.05.12

Демкин Владимир Петрович, д.ф.-м.н., профессор каф. общей и экспериментальной физики;
Мельничук Сергей Васильевич, к.ф.-м.н., доцент каф. общей и экспериментальной физики;
Борисов Алексей Владимирович, к.ф.-м.н., доцент каф. общей и экспериментальной физики;
Семухин Борис Семенович, д.т.н., ст. науч. сотр.;
Бардин Станислав Сергеевич, аспирант, инженер Центра информационных сетей управления информатизации.