

04;10;12

## Экспериментальное и численное исследования двух механизмов формирования пучков убегающих электронов

© Е.Х. Бакшт,<sup>1</sup> С.Я. Беломытцев,<sup>1</sup> А.Г. Бураченко,<sup>1</sup> В.В. Рыжов,<sup>1,2</sup> В.Ф. Тарасенко,<sup>1</sup> В.А. Шкляев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: shklyaev@to.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 5 августа 2011 г.)

Исследуются режимы развития электрического пробоя газонаполненного диода с сильно неоднородным электрическим полем, когда в течение одного импульса напряжения амплитудой 25 кВ за анодной фольгой регистрируются пучки убегающих электронов с двумя разделенными во времени максимумами, имеющих разную длительность. Проводены анализ экспериментальных результатов и численное моделирование с использованием PIC/MC-кода OOPIC-Pro. Показано, что в рамках используемой модели оба пучка формируются вблизи катода, однако их механизмы отличаются. За формирование первого пучка убегающих электронов, имеющего длительность не более 500 ps, отвечает ионизационный механизм, за формирование второго, длительность которого может достигать нескольких наносекунд, — эмиссионный.

### Введение

При формировании пробоя газового промежутка электроны под действием внешнего электрического поля приобретают энергию направленного движения и расходуют ее в основном на ионизацию и возбуждение молекул и атомов газа. При этом если напряженность внешнего электрического поля достаточно велика (больше критического значения  $E_{cr}$ ), то электроны между неупругими столкновениями набирают энергии больше, чем теряют в столкновениях и начинают непрерывно ускоряться (убегающие электроны, (УЭ)) [1–4]. В определенных условиях такие электроны существенно влияют на ход развития пробоя и способны формировать пучок, регистрируемый за анодной фольгой или сеткой, см. [2,4] и ссылки в этих работах. Наибольшие амплитуды тока пучка в воздухе атмосферного давления формируются при использовании катода специальной конструкции и газового диода с боковыми стенками, покрытыми диэлектриком [5,6].

В работах [7–10] исследуются режимы развития пробоя газонаполненного диода с резко неоднородным электрическим полем, которое задается геометрией катода, при скоростях роста напряжения на диоде  $\sim 10^{15}$  В/с. Экспериментально в [10] и теоретически на основе численного моделирования в [9] показано, что в таких условиях при заполнении диода воздухом атмосферного давления формируется пучок УЭ, длительность которого не превышает 50 ps. При этом основное влияние на амплитуду и длительность тока пучка оказывает ионизационное размножение электронов вблизи катода. В работах [7,8] высказано предположение о том, что состояние поверхности катода и время перехода от авто- к взрывной эмиссии может определять механизм формирования пучка УЭ (источник электронов пучка и причины срыва тока пучка).

В работах [11,12] представлены экспериментальные результаты, в которых в течение одного импульса напряжения за анодной фольгой регистрируются два разделенных во времени пучка УЭ, имеющих разную длительность. Можно предположить, что механизмы формирования этих пучков также различны. Для исследования процессов, происходящих при формировании этих пучков, были проведены дополнительный анализ условий эксперимента и численное моделирование развития пробоя в этих условиях.

### Эксперимент и результаты эксперимента

Эксперимент проводился с использованием импульсного кабельного генератора, который формировал на газоразрядном промежутке импульсы напряжения амплитудой  $\sim 25$  кВ, фронтом  $\sim 5$  ns и длительностью до  $\sim 90$  ns. Отраженные от нагрузки импульсы напряжения поглощались в генераторе. Внутренний диаметр камеры равнялся  $\sim 50$  mm. Газоразрядный промежуток был образован плоским анодом и катодом в виде трубки диаметром  $\sim 5$  mm из титановой фольги толщиной 50  $\mu$ m. Расстояние между кромкой катода и плоским анодом составляло 12 mm. Конструкция камеры приведена на рис. 1. Схема измерений подробно описана в работе [12].

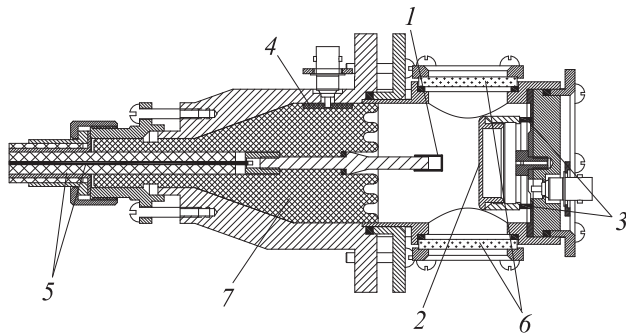
Для измерения тока разряда плоский анод был соединен с корпусом камеры через шунт, состоящий из 60 пленочных чип-резисторов с величиной сопротивления 3.3  $\Omega$  каждый. При регистрации тока пучка убегающих электронов анод был выполнен из металлической сетки с прозрачностью 64%, за которой помещалась металлизированная (слой алюминия толщиной 0.2  $\mu$ m) пленка из кимфоли ( $C_{16}H_{14}O_3$ ) толщиной 2  $\mu$ m или

фольга из алюминия толщиной  $3 \mu\text{m}$ . Поток электронов в плоскости сетки ограничивался медной диафрагмой диаметром  $20 \text{ mm}$ . За анодом из сеток с фольгой на расстоянии  $9 \text{ mm}$  устанавливался коллектор с временным разрешением не хуже  $0.1 \text{ ns}$ .

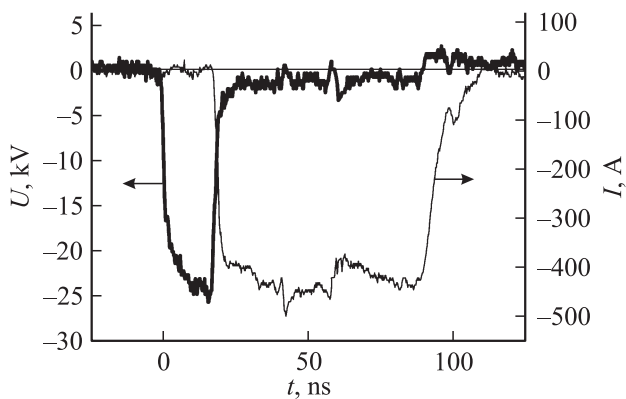
В ходе экспериментов регистрировались напряжение на электродах и ток разряда, а также напряжение на электродах и ток электронного пучка в гелии при разном давлении. Для регистрации электрических сигналов применялись осциллографы TDS-6604 с полосой пропускания  $6 \text{ GHz}$  при  $20 \text{ Gs/s}$  и TDS-3054B с полосой пропускания  $0.5 \text{ GHz}$  при  $5 \text{ Gs/s}$ .

Эксперименты были проведены при заполнении камеры гелием либо азотом при давлении до  $76 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ . При подаче на межэлектродный промежуток импульса напряжения амплитудой  $25 \text{ kV}$  и длительностью  $90 \text{ ns}$  промежуток пробивался, и в зависимости от давления газа, формировался объемный либо контрагированный разряд. Но даже в случае контракции в начальный период горения разряда всегда присутствовала объемная фаза [13].

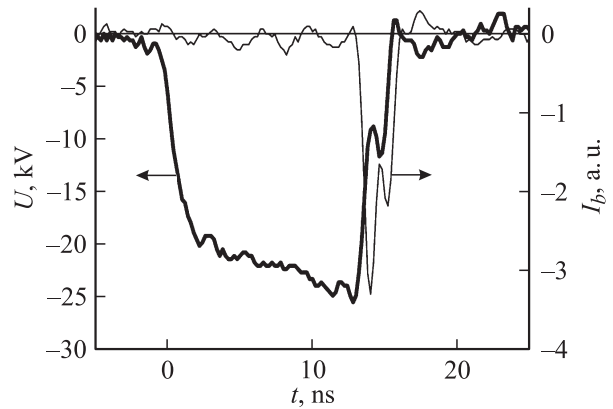
Характерные осциллограммы тока и напряжения разряда представлены на рис. 2. Время запаздывания пробоя изменялось случайным образом и могло составлять



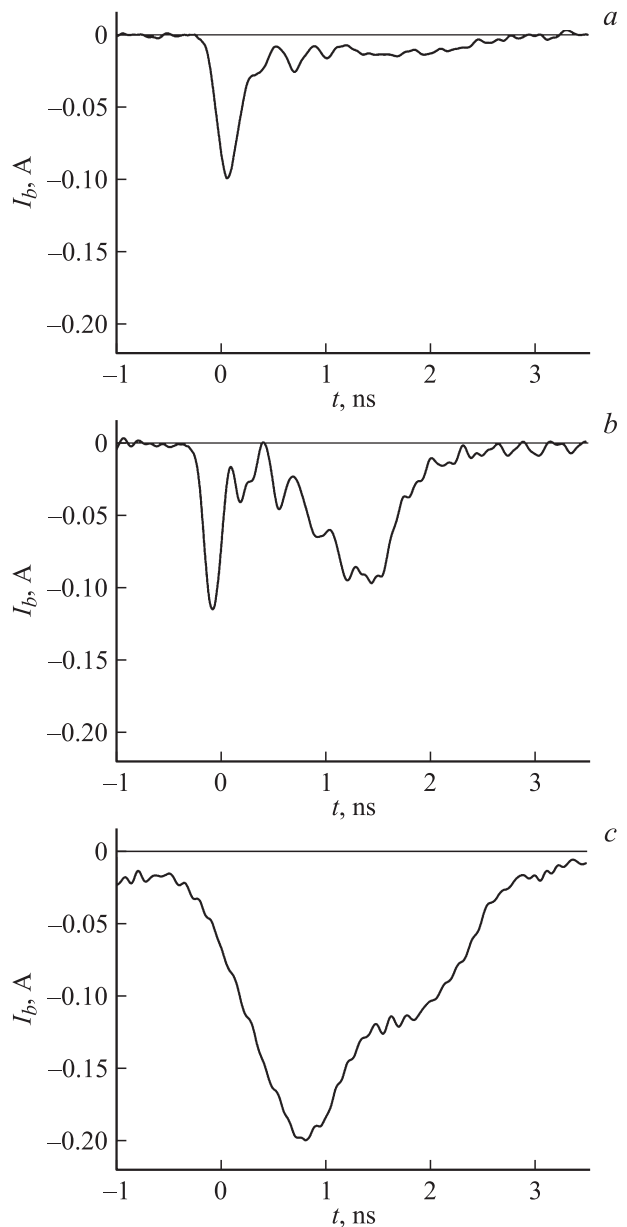
**Рис. 1.** Конструкция разрядной камеры в случае проведения измерений тока разряда: 1 — трубчатый катод; 2 — плоский анод; 3 — измерительный шунт из чип-резисторов; 4 — емкостный делитель напряжения; 5 — передающая 50-омная кабельная линия; 6 — кварцевые окна; 7 — изолятор.



**Рис. 2.** Ток разряда в гелии и напряжение на электродах. Давление гелия  $15 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ .



**Рис. 3.** Ток пучка убегающих электронов в гелии и напряжение на электродах. Давление гелия  $12 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ .



**Рис. 4.** Характерные осциллограммы тока пучка. Давление гелия  $12 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ .

десятки наносекунд. Запаздывание момента начала или регистрации электронного пучка относительно начала спада напряжения на промежутке составляло менее 1 ns (рис. 3).

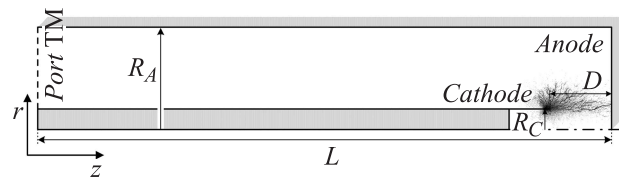
Наибольший интерес с точки зрения понимания физики процессов, отвечающих за формирование и срыв тока пучка УЭ в таких условиях при заполнении газоразрядной камеры гелием, представляет диапазон давлений  $6\text{--}15 \cdot 10^3$  Па. В этом случае реализуется один из следующих вариантов: а) формируется субнаносекундный электронный пучок и электронный пучок большой длительности с амплитудой в несколько раз меньше первого пучка (рис. 4, а); реализуется смешанный режим, когда и первый (субнаносекундный), и второй (наносекундной длительности) пучки одинаковы по амплитуде и разделены во времени (рис. 4, б); б) формируется электронный пучок большой длительности  $\sim 1.5\text{--}3$  ns по основанию (рис. 4, в). При уменьшении давления гелия ( $6 \cdot 10^3$  Па и менее) разряд загорался уже не в межэлектродном промежутке, а между основанием катодного штока, на котором крепился катодный электрод, и стенками камеры. Поэтому в таких условиях измерения не проводились. Аналогичные режимы были получены при заполнении камеры азотом, но в другом диапазоне давлений [12].

Амплитуда тока субнаносекундного электронного пучка за анодом при изменении давления гелия колебалась в широких пределах, достигая при давлении  $18 \cdot 10^3$  Па максимального значения 0.1–0.2 А. Реальная амплитуда тока несколько больше, так как поглощение пучка сеткой, малый диаметр коллектора и потери на диафрагме не учитывались.

## Численное моделирование

Для описания динамики процессов, протекающих в таких условиях, и объяснения результатов экспериментов было проведено численное моделирование развития пробоя газонаполненного диода с резко неоднородным электрическим полем с помощью двумерного PIC/MC кода OOPIC-Pro [14]. Для расчета электромагнитных полей в этом коде используется метод конечных разностей. Для моделирования взаимодействия заряженных частиц с газом используется метод Монте-Карло (модель индивидуальных столкновений). В программе на каждом шаге по времени для всего ансамбля частиц с учетом их функции распределения при помощи генератора случайных чисел и базы данных по сечениям процессов разыгрывается тот или иной тип взаимодействия: упругое рассеяние, возбуждение, ионизация или рекомбинация.

RZ-геометрия расчетной области, используемая в моделировании, была задана таким образом, чтобы максимально приблизить ее к условиям эксперимента. Для того чтобы моделировать режимы работы диода при напряжении 25 кВ в систему, состоящую из передающей линии, нагруженной на диод, слева (рис. 5) подавалась падающая волна напряжения, имеющая форму трапеции с фронтом 0.3 ns и амплитудным значением 12.5 кВ.

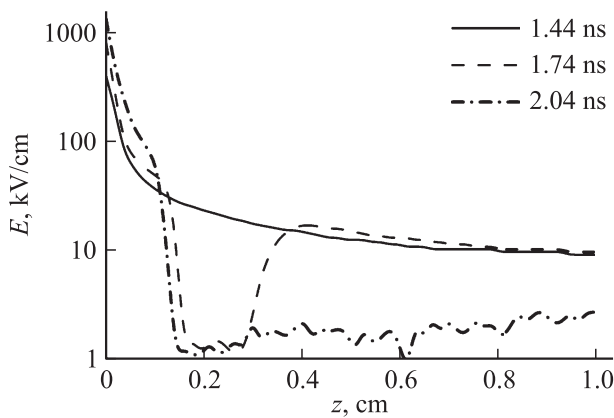


**Рис. 5.** Геометрия расчетной области.  $R_A = 3.4$  см — радиус анода,  $R_C = 0.3$  см — радиус катода,  $D = 1$  см — диодный зазор,  $L = 30$  см — длина передающей линии с диодом. Port TM — открытая граница для подачи волны напряжения. Здесь же приведено пространственное распределение электронов в газоразрядном промежутке на конечной стадии развития пробоя, полученное в численном моделировании.

В режиме холостого хода после отражения от торца катода на диоде устанавливалось требуемое напряжение. Таким образом, при длине расчетной области 30 см, которая ограничивалась возможностями программы, время расчета в данных условиях составляло 2 ns от начала импульса напряжения на нагрузке (или 3 ns от начала расчета), после чего импульс напряжения, отраженный от левой границы, начинал влиять на напряжение на нагрузке. При моделировании столкновений учитывалось, что диод заполнен гелием при давлении  $1 \cdot 10^4$  Па.

При моделировании предполагалось, что первые электроны в зазоре могут появиться только благодаря автоэмиссии [7]. Однако, оценка автоэмиссионного тока по формуле Фаулера–Нордгейма с учетом функции распределения микроострий по геометрическим параметрам [15] показывает, что при средней напряженности электрического поля у катода  $\sim 400$  кВ/см [16] ток эмиссионных электронов не превышает значений  $\sim 10^{-11}\text{--}10^{-10}$  А, что означает эмиссию одного электрона за время больше чем 10 ns. Поскольку весь расчет ограничен временем 3 ns, при достижении напряжения на нагрузке амплитудного значения (в момент времени  $\sim 1.25$  ns) со стороны катода в зазор искусственно эмитировались от 1 до 10 электронов с тепловой энергией (инициирующие электроны).

Моделирование показало, что эмиссия инициирующих электронов является стартом для всех процессов, происходящих в диоде. Так, на начальном этапе инициирующие электроны производят ионизацию газа вблизи катода. Электроны, образованные в результате ионизации, находясь в области сильного электрического поля (больше необходимого для непрерывного ускорения электронов  $E > E_{cr} \sim 15$  кВ/см), переходят в режим непрерывного ускорения, формируя пучок. Длительность такого пучка может достигать нескольких сотен пикосекунд. За время  $\sim 350$  ps после эмиссии инициирующих электронов объемный заряд созданных ими лавин начинает искажать распределение напряженности электрического поля в диоде, увеличивая его у катода (рис. 6). Механизм формирования пучка УЭ в таких условиях подобен механизму, описанному в работе [9], с той лишь разницей, что развитие пробоя не поддерживается дополнительной



**Рис. 6.** Распределение  $z$ -компоненты напряженности электрического поля в диоде в различные моменты времени.

эмиссией с катода, поэтому все падение потенциала сосредоточивается у катода на расстоянии 1–1.5 мм. Амплитуда тока первого, субнаносекундного пучка УЭ определяется ионизационным размножением электронов вблизи катода, а срыв тока такого пучка при отсутствии автоэмиссии связан с уходом ионизационных электронов из области, где напряженность электрического поля больше критического значения (ионизационный механизм).

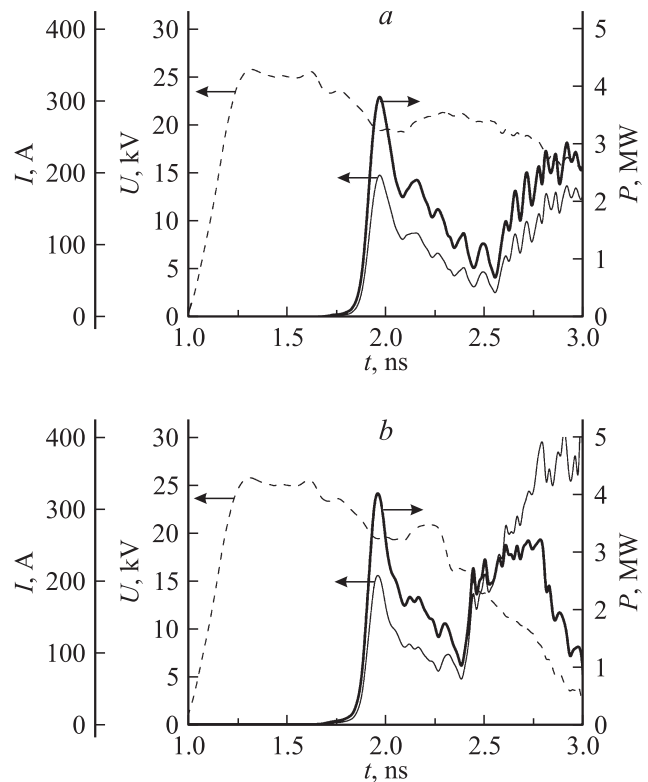
При этом ток низкоэнергетичных электронов на анод составляет примерно половину согласованного тока (тока в режиме согласования передающей линии и нагрузки), а напряжение на диоде падает (рис. 7) до значения  $\sim 20$  кВ (1.75–2.25 нс). Длительность пучка УЭ в эксперименте не превышает нескольких сотен пикосекунд, в моделировании она составила  $\sim 300$ –500 пс.

За время  $\sim 500$  пс после эмиссии иницилирующих электронов напряженность электрического поля у поверхности катода увеличивается больше чем в 2 раза, что приводит к увеличению плотности тока автоэмиссии на несколько порядков. Эмиссионный ток с катода достигает значения  $\sim 10^{-3}$  А и продолжает увеличиваться по мере роста значения напряженности электрического поля у поверхности катода. За время  $\sim 1$ –10 нс автоэмиссионный ток приводит к разогреву микроострий и переходу эмиссии во взрывную стадию. На фоне постоянно увеличивающейся эмиссии из электронов, вылетевших с поверхности катода, и электронов, появившихся в прикатодной области (между катодом и плазмой) в результате ионизации газа, формируется второй пучок УЭ, длительность которого может достигать нескольких наносекунд. Причем, длительность и амплитуда этого пучка зависят от эмиссионных свойств катода и напряжения на диоде после прохождения первого пучка УЭ. Поскольку время расчета ограничено, для сокращения времени моделирования второй стадии развития пробоя в момент времени 2.2 нс с катода вместо автоэмиссии включалась эмиссия электронов, ток которой нарастал со временем до значения  $\sim 200$  А, что примерно со-

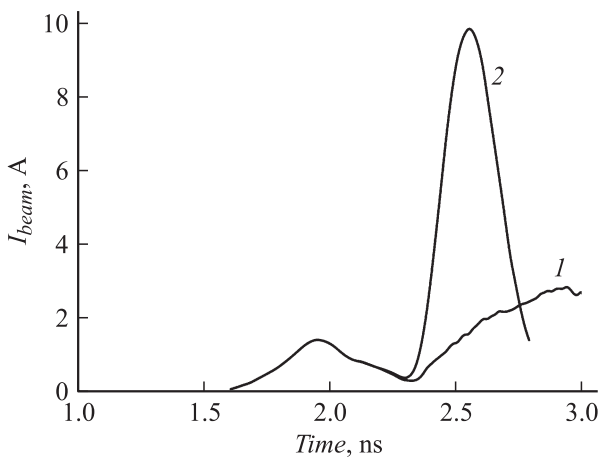
ответствует согласованному току для заданной передающей линии. Такая модель эмиссии не описывает поведение системы в стадии разогрева микроострий автоэмиссионным током, но позволяет учесть переход автоэлектронной эмиссии во взрывную и сократить время формирования второго пучка до нескольких сотен пикосекунд.

Расчеты показали, что в рамках такой модели эмиссии пучок электронов, сформированный в прикатодной области на второй стадии развития пробоя, имеет энергию не выше чем 20 кэВ. Это обусловлено тем, что напряжение на диоде после прохождения первого пучка УЭ упало до значения 20 кВ (рис. 7). Срыв тока второго пучка УЭ связан с падением напряжения до уровня в единицы киловольт (рис. 7).

Отметим также, что увеличение скорости нарастания эмиссионного тока приводит к уменьшению длительности и увеличению амплитуды тока второго пучка УЭ (моделирование — рис. 8, эксперимент — рис. 4, *a* и *b*). В случае, если этот вид эмиссии начинался раньше 2.2 нс, что в эксперименте может соответствовать наличию большого количества высоких микроострий на поверхности катода, первый и второй пучки УЭ нельзя разделить во времени (рис. 4, *c*). Результаты моделирования говорят о существенном влиянии эмиссии на параметры пучка УЭ. Кроме того, из рис. 7 видно, что скорость падения напряжения во втором случае



**Рис. 7.** Расчетный вид импульса напряжения на диоде (пунктирная линия), тока низкоэнергетичных электронов на анод и мощности диода (жирная линия). *a* — скорость роста тока эмиссии  $10^{11}$  А/с, *b* — скорость роста тока эмиссии  $10^{12}$  А/с.



**Рис. 8.** Расчетный вид импульса тока пучка УЭ. 1 — скорость роста тока эмиссии  $10^{11}$  A/s, 2 — скорость роста тока эмиссии  $10^{12}$  A/s.

(рис. 7, *b*) выше, чем в первом (рис. 7, *a*), что приводит к уменьшению длительности второго всплеска мощности диода (рис. 7, *b*, жирная кривая) и уменьшению длительности импульса тока второго пучка УЭ (рис. 8, кривая 2).

## Заключение

В работе проведен анализ экспериментальных результатов, опубликованных ранее в [11,12]. Показано, что существование режимов, когда в течение одного импульса напряжения регистрируются два разделенных во времени пучка УЭ, связано с двумя различными механизмами формирования пучков. Показано, что задержка пробоя и связанного с ним второго наносекундного пучка УЭ, зафиксированная в эксперименте, связана с задержкой эмиссии электронов с катода.

Моделирование показало, что эмиссия случайных иницирующих электронов является стартом для всех процессов, происходящих в диоде. Амплитуда тока первого, субнаносекундного пучка УЭ, определяется ионизационным размножением электронов вблизи катода, а срыв тока такого пучка, при отсутствии автоэмиссии, связан с уходом ионизационных электронов из области, где напряженность электрического поля больше критического значения (ионизационный механизм). Формирование второго, наносекундного пучка УЭ, связано с началом взрывной эмиссии электронов с катода, а его длительность и амплитуда определяются мощностью диода (эмиссионный механизм).

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН и УрО РАН № 42 „Сильноточные разряды в газах и разработка электрофизических устройств на их основе“ и в соответствии с разделом программы президиума РАН „Проблемы физической электроники, пучков заряженных частиц и генерации электромагнитного излучения в системах большой мощности“.

## Список литературы

- [1] Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 11. С. 1177–1199.
- [2] Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: ISTC Science and Technology Series. Vol. 2. Futurepast: Arlington, VA, 2003. 358 p.
- [3] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [4] Пучки убегающих электронов и разряды на основе волны размножения электронов фона в плотном газе / Отв. редактор С.И. Яковленко. Тр. ИОФАН. М.: Наука. 2007. Т. 63. 186 с.
- [5] Костыря И.Д., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 84–87.
- [6] Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 444–457.
- [7] Месяц Г.А. // Письма в ЖЭТФ. Т. 85. Вып. 2. С. 119–122.
- [8] Месяц Г.А., Яландин М.И. // ДАН. 2009. Т. 424. № 6. С. 755–759.
- [9] Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Рыжов В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 9. С. 10.
- [10] Яландин М.И., Месяц Г.А., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 8. С. 56.
- [11] Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф., Ломаев М.И., Рыбка Д.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 9. С. 29–36.
- [12] Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 98–103.
- [13] Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Ломаев М.И., Рыбка Д.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 51–59.
- [14] Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. // Comp. Phys. Comm. 1995. Vol. 87. P. 199.
- [15] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1.
- [16] Беломытцев С.Я., Романченко И.В., Ростов В.В. // Изв. вузов. Физика. 2008. Т. 51. № 3. С. 71–76.