

01;04;10

Ускорение электронов в газовом диоде атмосферного давления с горячим каналом

© В.В. Лисенков, В.В. Осипов

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: lisenkov@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 27 декабря 2006 г.)

Предложен и теоретически обоснован новый способ ускорения электронов в газовой среде, заключающийся в использовании высокотемпературной области (лазерный факел, искровой канал и т. п.) в качестве генератора убегающих электронов с последующим их ускорением в плотной низкотемпературной газовой среде. Показана возможность получения пучков ускоренных электронов с током до 1 кА и средней энергией примерно $(2/3)eU$ (где U — ускоряющее напряжение), что вполне сопоставимо с пучками, получаемыми с помощью ускорителей на вакуумном диоде.

PACS: 41.75.Lx

Введение

Эффект непрерывного ускорения электронов в газовой среде высокого давления был обнаружен более 30 лет назад [1]. Эти исследования вызвали значительный интерес, поскольку при таком подходе отпадала необходимость использования в ускорителе металлической фольги, разделяющей вакуумный и внешний газовый объемы. Разрушение металлической фольги является главной причиной, ограничивающей срок службы ускорителя в безостановочном режиме, оно сдерживает их широкое технологическое использование. Однако из-за низкой эффективности выхода быстрых электронов в условиях атмосферного воздуха эффект непрерывного ускорения электронов не нашел до сих пор серьезного практического применения.

Состояние дел в данной области на настоящий момент достаточно подробно описано в обзорах [2,3]. Отметим, что основной проблемой является то, что для ухода даже малой части электронов в режим непрерывного ускорения требуются большие приведенные напряженности электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, N — концентрация молекул газовой среды) $\sim 10^5 - 10^6$ V/(cm · atm) или $10^3 - 10^4$ Td. Такие высокие значения могут быть реализованы только в областях усиления поля перед искровым каналом, катодом специальной формы и т. п. при средних полях $< 10^3$ Td.

Характерное время пробоя разрядного промежутка в таких условиях лежит в нано- и субнаносекундном диапазоне и уменьшается с ростом E . Следовательно, время нарастания напряжения τ_f не должно превышать $\sim 10^{-10} - 10^{-9}$ s.

Таким образом, традиционный путь решения проблемы — увеличение E и, как необходимое условие, уменьшение τ_f .

В настоящей работе предлагается другой подход, основанный на том, что критерий убегания электро-

нов есть функция соотношения E/N и увеличить это соотношение можно, не только увеличивая E , как это делается традиционно, но и уменьшая N . Для этого необходимо создать около катода высокотемпературную разряженную область. Это может быть, например, лазерный факел или искровой канал, закончившие свое тепловое расширение и восстановившие свою электрическую прочность благодаря рекомбинации. Нейтральные частицы при выравнивании давления в таком горячем канале с окружающей средой будут распределены в соответствии с соотношением $p_{\text{atm}} = NkT$, где: p_{atm} — атмосферное давление, N — концентрация нейтральных частиц, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Подчеркнем, что концентрация нейтральных частиц в горячем канале обратно пропорциональна его температуре. Поскольку, например, в режиме развитого испарения температура в лазерном факеле близка к температуре кипения материала мишени [4] и составляет тысячи градусов, а в режиме оптического пробоя — десятки тысяч градусов [5], то концентрация нейтральных частиц в горячем канале может быть на 1–2 порядка ниже концентрации молекул в воздухе при комнатной температуре. Таким образом, не увеличивая E , можно повысить соотношение E/N на 1–2 порядка. Кроме того, пропорционально N уменьшится скорость ионизации, и, как следствие, увеличится ее характерное время. Все это значительно ослабляет жесткие требования, налагаемые на фронт нарастания напряженности электрического поля, и способствует существенному увеличению эффективности генерации быстрых электронов.

Описание расчетной модели

Для теоретического анализа предложенного подхода была разработана одномерная численная модель, состоящая из системы балансных уравнений для плазменных

и быстрых электронов, ионов, и уравнения Пуассона

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e \mu_e E}{\partial x} &= \nu_i(E) n_e + \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} \nu n_{fe}(\varepsilon, x) \sigma_i(\varepsilon) d\varepsilon \\ &\quad - \nu_{esc}(E) n_e - kr n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial n_i \mu_i E}{\partial x} &= \nu_i(E) n_e + \int_{\varepsilon_{th}}^{\infty} \nu n_{fe}(\varepsilon, x) \sigma_i(\varepsilon) d\varepsilon - kr n_e n_i, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i), \end{aligned}$$

где n_i, n_e, n_{fe} — концентрации ионов, плазменных и быстрых электронов соответственно; ν_i — частота ионизации тепловыми и быстрыми электронами соответственно, $\nu_{esc} = 1/\tau_{esc}$; $\tau_{esc}(E)$ — среднее время перехода электрона в режим непрерывного ускорения; μ_e, μ_i — подвижности электронов и ионов; kr — коэффициент рекомбинации; ε_{th} — условная граница между плазменными и быстрыми электронами.

Кинетические коэффициенты, зависящие от электрического поля, в том числе вероятность ухода электрона в режим убегания, были получены в результате моделирования движения электрона методом Монте-Карло.

Распределение быстрых электронов по энергии и координате в разрядном промежутке $n_{fe}(\varepsilon, x)$ вычислялось следующим образом:

$$n_{fe}(\varepsilon_i, x_j, t + \Delta t) = \sum_{k,m} p(\varepsilon_{k,i}, x_{m,j}) n_{fe}(\varepsilon_k, x_m, t),$$

где $p(\varepsilon_{k,i}, x_{m,j})$ — вероятность того, что за время Δt электрон с энергией ε_k и координатой x_m окажется в пределах ячейки с центром x_j, ε_i ; i, j и k, m — номера ячеек в сетке координат и энергий. Значения $p(\varepsilon_{k,i}, x_{m,j})$ получены моделированием движения электрона методом Монте-Карло. Кроме того, в самые нижние ячейки по оси энергии $n_{fe}(\varepsilon_{th}, x)$ добавлялись электроны, перешедшие за время Δt в режим убегания. Их количество определялось произведением $\nu_{esc}(E(x)) n_e(x) \Delta t$.

При построении модели предполагалось (дальнейшие расчеты это подтвердили), что убегаящие электроны, обладая высокими скоростями, покидают межэлектродный промежуток достаточно быстро, поэтому их концентрация мала по сравнению с тепловыми („медленными“) электронами. Следовательно, их влиянием на распределение электрического поля в промежутке можно пренебречь. Это обстоятельство существенно упрощает расчеты.

Начальная концентрация электронов и ионов предполагалась одинаковой. Для горячего канала она определялась по соотношению Саха, для воздуха при комнатной температуре — 10^3 см^{-3} , что соответствует данным [6].

Эмиссия электронов с катода в горячий канал предполагалась свободной. Это приближение оправдано до-

статочно высокой плотностью тока термоэмиссии при температурах, близких к температуре кипения катода. Например, для графита при температуре 4500 К плотность тока термоэмиссии, рассчитанная по формуле Ричардсона–Дэшмана, $1.3 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$.

В случае холодного трубчатого катода (см. ниже) ток электронов определялся как сумма токов ион-электронной эмиссии и автоэлектронной эмиссии. Для вычисления последнего вводился эффективный коэффициент усиления поля β_{eff} , учитывающий усиление поля на микроостриях. Параметр β_{eff} являлся подгоночным и варьировался в пределах 10–100. Этот диапазон согласуется с данными монографии [6].

Для проведения тестовых расчетов нами использовалась геометрия и результаты экспериментов по ускорению электронов в воздухе атмосферного давления, полученные с применением традиционного подхода [7].

Упрощенная геометрия задачи показана на рис. 1 (вставка). Электродная система представляла собой плоский анод (в действительности это была фольга, через которую проходили быстрые электроны) и графитовый катод, выполненный в виде тонкостенной трубки (на рисунке он показан в разрезе). На электроды подавалось импульсное напряжение с амплитудой 160 кВ и фронтом нарастания $\tau_f \sim 10^{-10} \text{ с}$. Осциллограммы напряжения и тока быстрых электронов, взятые из работы [7], показаны на рис. 1 сплошными кривыми.

Осциллограмма напряжения как функция $U(t)$ использовалась в расчетах в качестве граничных условий.

Чтобы избежать решения двумерной задачи, но вместе с тем учесть усиление поля около трубчатого катода, были использованы результаты точного численного ре-

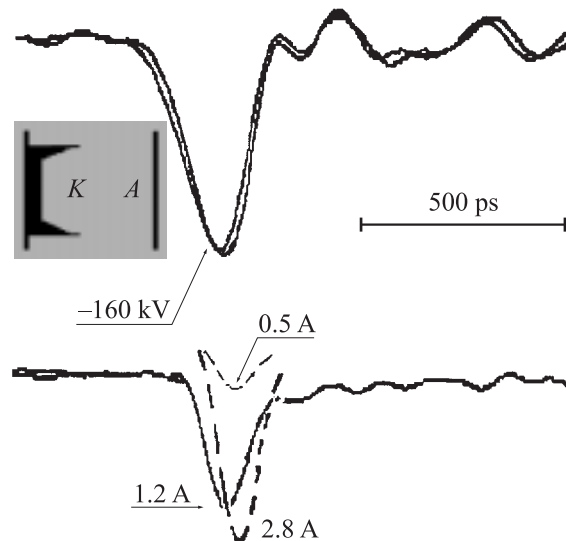


Рис. 1. Упрощенная геометрия задачи для условий эксперимента [7] (на вставке) и экспериментальные осциллограммы напряжения на разрядном промежутке и тока быстрых электронов из работы [7] (сплошные кривые), и расчетные осциллограммы тока быстрых электронов, полученные в настоящей работе (пунктир).

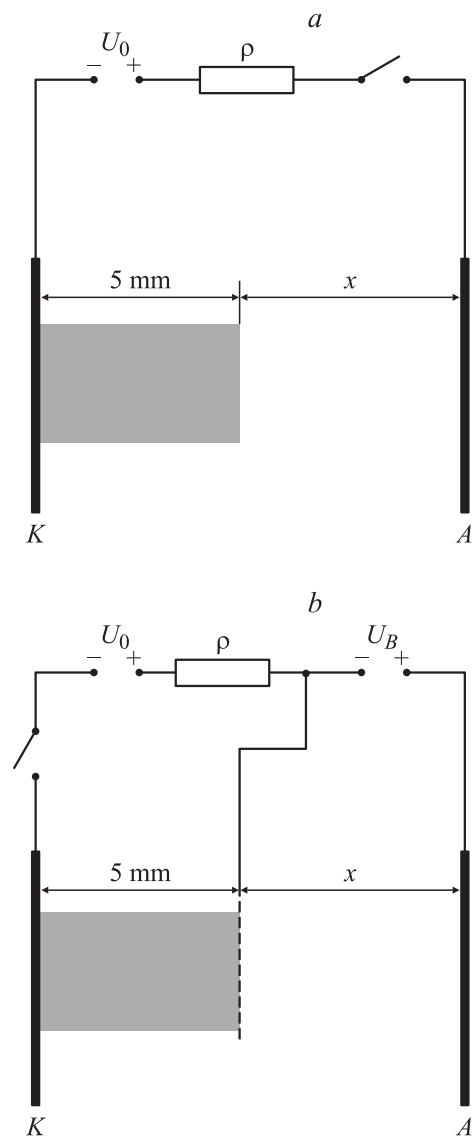


Рис. 2. Геометрия задачи и схема электрической цепи генератора быстрых электронов с использованием одного (а) и двух (б) промежутков и источников питания.

шения двумерного уравнения Лапласа, выполненного с помощью программы SAM в работе [7]. Полученный таким образом коэффициент усиления поля около катода использовался нами в одномерных расчетах.

Результаты расчета тока быстрых электронов нанесены пунктиром на экспериментальную осциллограмму (рис. 1). Расчетные осциллограммы тока быстрых электронов 2.8 и 0.5 А в случае наличия предимпульса длительностью 1 ns и его отсутствия соответственно (подробнее см. [7]) качественно согласуются с экспериментальными результатами. При наличии предимпульса экспериментально наблюдался ток с амплитудой 1.2 А, при отсутствии ток не наблюдался.

Расхождения, на наш взгляд, объясняются тем, что одномерная модель, к сожалению, не может точно

описать конфигурацию электрического поля в межэлектродном промежутке при распространении вытянутого ионизационного фронта искрового канала. Причем, чем больше отношение его длины к толщине, тем больше погрешность, ограничивающая применимость одномерной модели.

Тем не менее сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает возможность корректных качественных оценок параметров тока убегающих электронов с помощью данной расчетной модели.

Для моделирования генерации потока быстрых электронов из нагретой области решалась следующая задача (рис. 2). Импульсом лазерного излучения около графитного катода создавался лазерный факел, образующий горячий канал, который после завершения стадии расширения имел длину 0.5 см, площадь 0.1 cm^2 и температуру, равную температуре сублимации графита (4500 К). Такие параметры могут быть легко получены с помощью импульсного CO_2 -лазера [4]. Межэлектродный промежуток состоял из области горячего канала (на рис. 3 она окрашена) с концентрацией нейтральных частиц $N < 0.1N_L$ (N_L — число Лошмита) и воздушного зазора ($N = N_L$) изменяемой длины. С технической точки зрения, воздушный зазор может быть обусловлен, во-первых, необходимостью теплоизоляции анода от горячего канала, во-вторых, невозможностью получить горячий канал, равный по длине межэлектродному промежутку (последнее актуально для лазерного факела). С точки зрения расчетной модели наличие воздушного зазора позволяет исследовать переход быстрых электродов из разреженной области в более плотную и возможность их дальнейшего ускорения.

На межэлектродный промежуток подавалось напряжение от предварительно заряженной до напряжения U_0 формирующей линии. Для простоты предполагалось, что скорость нарастания напряжения на промежутке постоянна и обеспечивается свойствами ключа. Известно, что при подключении к линии нагрузки R линия начнет разряжаться и волна напряжения будет распространяться от нагрузки к противоположному концу линии. При этом напряжение на нагрузке будет равно

$$U = U_0 R / (R + \rho),$$

где ρ — волновое сопротивление линии. Это значит, что, пока волна напряжения не достигнет противоположного края линии, т. е. будет выполняться условие

$$It \leq C(U_0 - U),$$

где I — ток через нагрузку R , линию можно условно заменить на цепь, состоящую из источника питания (конденсатора бесконечной емкости) и резистора с сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии. Такое упрощение было использовано нами в расчетах.

Результаты расчетов и их обсуждение

Численный анализ проводился для наиболее интересных, с нашей точки зрения, экспериментально реализуемых случаев.

1. Горячий канал пересекает промежуток KA (рис. 2, *a*). Этот случай важен, поскольку во всем межэлектродном промежутке создаются условия для перехода электронов в режим убегания.

2. Высота горячего канала меньше межэлектродного расстояния KA . Этот случай важен, поскольку наличие воздушного зазора позволяет увеличить напряжение, подаваемое на промежуток, и тем самым увеличить потенциально возможную энергию быстрых электронов.

3. Межэлектродный промежуток разделен на две части — KD и DA (рис. 2, *b*). В промежутке KD последовательность процессов аналогична случаю 1. К промежутку DA прикладывается напряжение, создающее в нем электрическое поле, равное 30 kV/cm . При таких значениях напряженности поля характерное время ионизации значительно превосходит характерное время задачи (1 ns), поэтому ионизационными процессами в промежутке DA можно пренебречь. Таким образом, KD является областью генерации быстрых электронов, т.е. областью, где электроны переходят в режим убегания, а DA — областью ускорения убегающих электронов.

Расчетные осциллограммы напряжений, токов плазменных (медленных) и быстрых электронов представлены на рис. 3. Рис. 3, *a* соответствует (рис. 2, *a*) случаю отсутствия зазора между горячим каналом и анодом. Рис. 3, *b* соответствует наличию воздушного зазора $x = 0.5 \text{ cm}$. Максимальные значения напряженности электрического поля в обоих случаях равны 100 kV/cm . Максимальные напряжения составляли 50 и 100 kV для случаев (*a*) и (*b*) соответственно. Видно, что длительность импульса тока быстрых электронов во всех случаях ограничивается спадом напряжения на промежутке, что ведет к уменьшению напряженности поля и, как следствие, к уменьшению (вплоть до нуля) доли быстрых электронов, уходящих в режим убегания.

Изменение длины воздушного зазора x от 0 до 0.75 cm при одной и той же максимальной напряженности поля в промежутке (100 kV/cm) не оказывает серьезного качественного влияния на характеристики разряда и тока быстрых электронов. Как показывает рис. 4, увеличение x приводит к некоторому спаду амплитуды импульса тока быстрых электронов и смещению его по времени. Это смещение обусловлено увеличением времени пролета воздушного зазора. Такое поведение объясняется тем, что кинетические константы электронов являются функциями напряженности электрического поля и, следовательно, существенных отличий в кинетике электронов нет.

При увеличении максимальной напряженности поля в промежутке до 200 kV/cm ($U = 200 \text{ kV}$, $x = 0.5 \text{ cm}$, межэлектродное состояние — 1 cm) (рис. 3, *c*) происходит возрастание амплитуды импульса тока быстрых электронов до 1500 A , при почти той же длительности. Такое

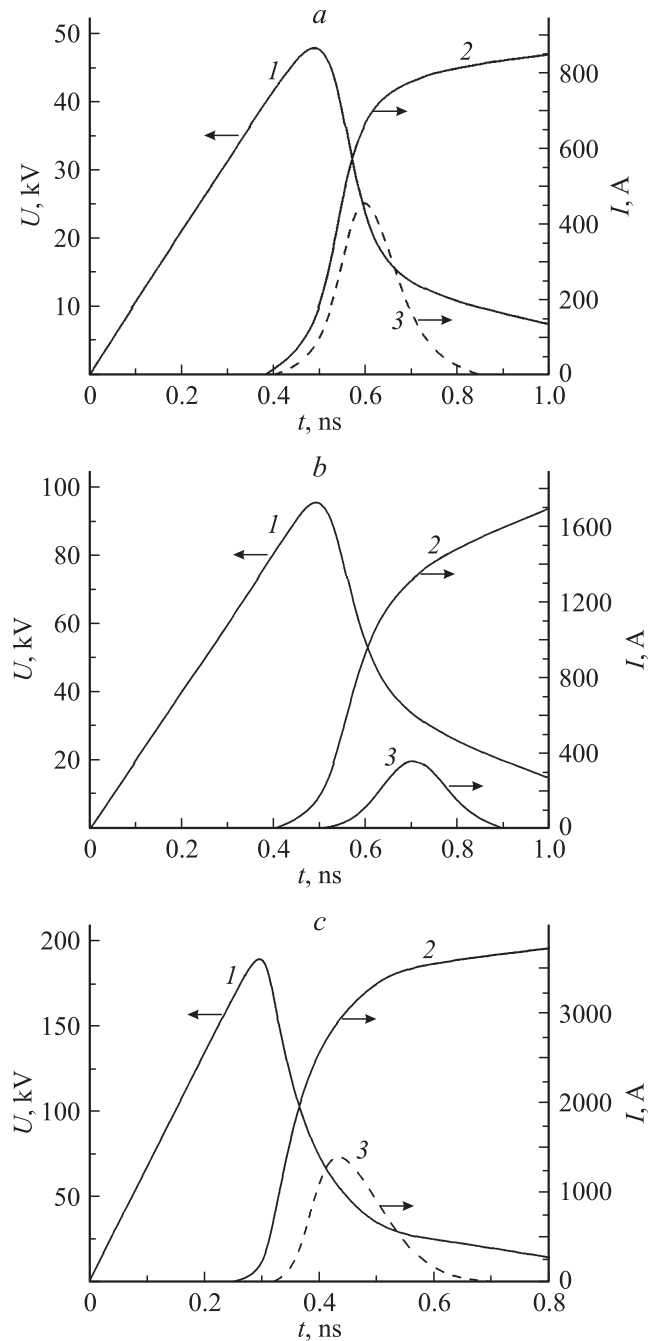


Рис. 3. Расчетные осциллограммы напряжения на разрядном промежутке (1), токов разряда (плазменных электронов) (2) и быстрых электронов (3); *a* — напряжение на линии 50 kV , воздушный зазор отсутствует, *b* — напряжение на линии 100 kV , длина воздушного зазора $x = 0.5 \text{ cm}$, *c* — напряжение на линии 200 kV , $x = 0.5 \text{ cm}$.

резкое увеличение обусловлено повышением эффективности ухода электронов в режим убегания при росте напряженности электрического поля E .

Однако рост E , который обеспечивался увеличением зарядного напряжения, ускоряет протекание ионизационных процессов в системе горячий канал—воздух. Наличие большого (относительно воздуха) числа электро-

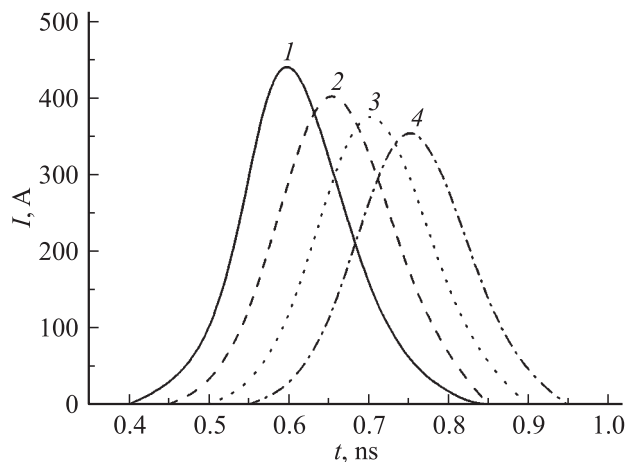


Рис. 4. Расчетные осциллограммы токов быстрых электронов при различных воздушных зазорах (x) и зарядных напряжениях линии (U_0) (рис. 3); 1 — $x = 0$, $U = 50$; 2 — 0.25, 75; 3 — 0.5, 100; 4 — 0.75 cm, 125 kV.

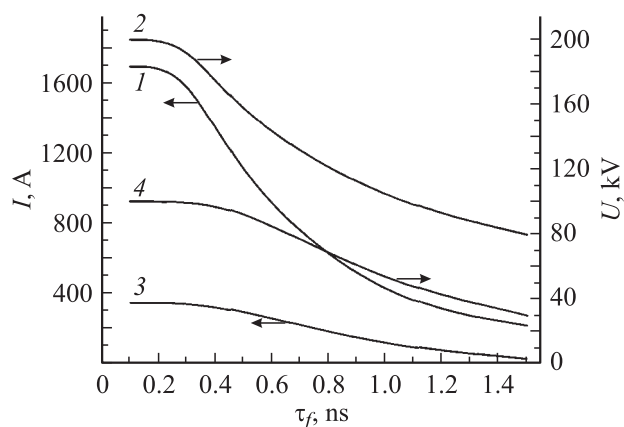


Рис. 5. Зависимости амплитуды импульса тока быстрых электронов (I , 3) и максимального напряжения на межэлектродном промежутке (U , 4) от длительности фронта нарастания напряжения. Кривые 1 и 2 соответствуют напряжению на линии 200, 3 и 4 — 100 kV. Воздушный зазор $x = 0.5$ cm.

нов в горячем канале, а также его разреженная среда являются дополнительными факторами, ускоряющими развитие пробоя промежутка. Это ужесточает требования к крутизне фронта подаваемого напряжения.

На рис. 5 приведены зависимости максимального напряжения на промежутке и амплитуды импульса тока быстрых электронов от времени нарастания напряжения (τ_f) при зарядном напряжении на линии 100 и 200 kV. Видно, что для 100 kV $\tau_f^{\max} \approx 0.5$ ns, а для 200 — ≈ 0.3 , т.е. почти вдвое меньше. Если $\tau_f > \tau_f^{\max}$, то из-за развития пробоя на фронте максимальное напряжение на промежутке оказывается существенно меньшим зарядного напряжения линии (рис. 5, кривые 2, 4), а это в свою очередь, приводит к уменьшению тока быстрых электронов (рис. 5, кривые 1, 2).

Как уже отмечалось выше, воздушный зазор в межэлектродном промежутке позволяет увеличить подаваемое напряжение. Кроме того, он оказывает заметное качественное влияние на функцию распределения быстрых электронов по энергиям.

При попадании из горячего канала в воздушный зазор электроны, находящиеся в интервале приблизительно 2–5 kV, с той или иной вероятностью либо ускоряются дальше, т.е. постоянно увеличивают свою энергию, либо замедляются и становятся плазменными с температурой < 10 eV. Таким образом, в отличие от горячего канала, где происходит генерация быстрых электронов (поэтому граница между ними и плазменными, „медленными“, электронами условна), в воздушном зазоре происходит четкое разделение между быстрыми и плазменными электронами, формирование энергетических спектров обеих групп и дальнейшее ускорение быстрых электронов в электрическом поле.

На рис. 6 представлен набор интегральных по времени распределений быстрых электронов по энергиям при различных зарядных напряжениях линии. Видно, что если напряжение растет за счет увеличения воздушного зазора, максимальная напряженность поля в промежутке сохраняется постоянной (100 kV/cm), то рост средней энергии электрона происходит неэффективно. При поэтапном увеличении напряжения линии на 25 kV (75, 100, 125 kV) максимум функции распределения составил 32 keV (кривая 1), 46 (2), 55 (3) соответственно, т.е. наблюдался рост энергии электронов сначала на 14 keV, а затем всего на 9 keV. Более эффективно можно ускорять электроны, увеличивая максимальную напряженность поля в промежутке. Так, например, увеличение этого параметра вдвое (со 100 до 200 kV/cm) вдвое увеличивает энергию максимума функции распределения (46 keV, кривая 2 и 92, 4). Тем не менее основным фактором, снижающим эффективность ускорения электронов в схеме с одним источником напряжения (рис. 2, а), является

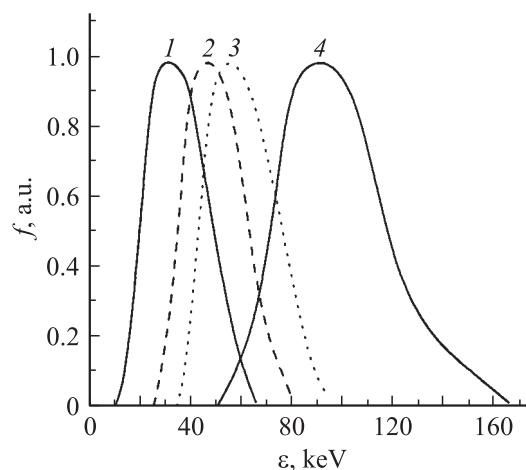


Рис. 6. Функции распределения быстрых электронов по энергиям для схемы с одним источником питания (рис. 3, а) для различных воздушных зазоров: 1 — $x = 0.25$, $U = 75$; 2 — 0.5, 100; 3 — 0.75, 125; 4 — 0.5 cm, 200 kV.

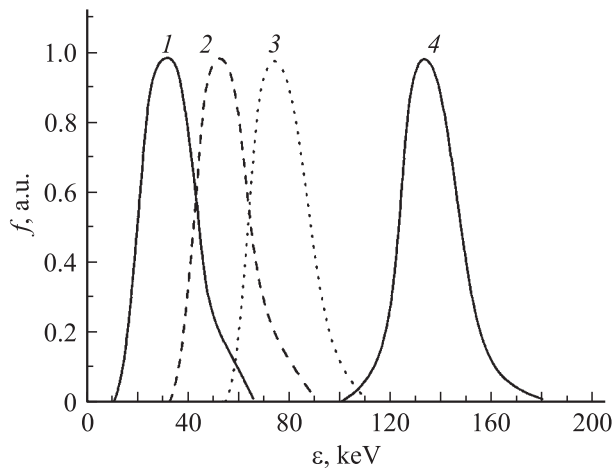


Рис. 7. Функции распределения быстрых электронов по энергиям для схемы с двумя источниками питания (рис. 3, *b*) для различных напряжений на воздушном зазоре U_B . Зарядное напряжение первого источника 50 кВ: 1 — $U = 25$, 2 — 50, 3 — 75, 4 — 150 кВ.

падение напряжения на промежутке вследствие роста тока. В результате большинство быстрых электронов не успевает достаточно ускориться в разрядном промежутке. Поэтому их энергия в среднем составляет примерно половину приложенного напряжения для воздушных зазоров $x = 0.25$ и 0.5 см и менее половины для зазора 0.75 см (рис. 6).

Эффективность ускорения электронов заметно возрастает, если использовать два высоковольтных генератора и два последовательных промежутка (рис. 2, *b*). Условия в первом промежутке (KD) полностью совпадают с условиями, соответствующими рис. 2, *a* при отсутствии воздушного зазора, т.е. KD — это область лазерного факела высотой 5 мм, ограниченная сеткой D . Через эту сетку пролетают быстрые электроны, импульс тока которых соответствует кривой 3 рис. 3, *a*. Во втором промежутке (DA) создается квазипостоянное электрическое поле напряженностью 30 кВ/см, что примерно соответствует пробойным значениям в воздухе. Время развития пробоя в такой системе значительно превышает длительность импульса тока быстрых электронов, т.е. интенсивного размножения электронов и резкого возрастания тока в промежутке DA не будет, что позволит поддерживать заданное напряжение на воздушном зазоре и эффективно ускорять быстрые электроны, вылетевшие из факела через сетку. Набор функций распределения электронов по энергиям, полученных в такой системе, представлен на рис. 7. Видно, что средняя энергия электронов во всех случаях составляет примерно 2/3 от ускоряющего напряжения, т.е. прирост средней энергии электрона пропорционален увеличению ускоряющего напряжения.

В заключение необходимо отметить, что основным преимуществом предложенного подхода является большой объем области генерации быстрых электронов.

Для сравнения, по нашим оценкам, размер области генерации быстрых электронов в эксперименте [7] составил $1.8 \times 0.02 \times 0.02 = 7.2 \cdot 10^{-4}$ см³, что почти на два порядка меньше, чем объем лазерного факела, рассмотренного в настоящей работе ($5 \cdot 10^{-2}$ см³). Различие в токах быстрых электронов составило тоже примерно два порядка, 2.8 и 400 А соответственно, при схожей напряженности поля ≈ 100 кВ/см. Поскольку объем лазерного факела может достигать 0.1 – 1 см³ (например в работе [4]), то при подходящих условиях представляется реальным получение токов быстрых электронов $\sim 10^3$ А. Такие токи уже вполне сопоставимы с генерируемыми электронными ускорителями на вакуумном диоде.

Необходимо отметить также, что несмотря на сложность и хорошие тестовые испытания разработанной одномерной модели результаты расчетов имеют в значительной мере оценочный характер, поскольку развитие кинетических процессов в горячем канале и особенно на его границе с воздухом представляет собой, строго говоря, двумерную задачу. Тем не менее проведенные расчеты показывают реализуемость предложенного метода и позволяют сделать следующие выводы.

1. Основным фактором, ограничивающим длительность импульса тока и энергию быстрых электронов, является спад напряжения на промежутке, обусловленный развитием в нем ионизационных процессов, приводящих к пробую.

2. При выборе оптимальных условий для ускорения электронов (с использованием генерирующего и ускоряющего промежутков) электроны могут набрать энергию в среднем $\approx 2/3$ от ускоряющего напряжения.

Авторы выражают благодарность М.И. Яландину за полезные обсуждения и предоставленные данные по конфигурации электрического поля для условий работы [7], полученные с помощью программного пакета SAM.

Список литературы

- [1] Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669.
- [2] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49.
- [3] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 963.
- [4] Осипов В.В., Соломонов В.И., Платонов В.В., Снигирева О.А., Иванов М.Г., Лисенков В.В. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 5. С. 467.
- [5] Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 4. С. 1240.
- [6] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 256 с.
- [7] Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 35.