

УДК 537.525.2

**ИНТЕНСИВНАЯ ЭМИССИЯ ИОНОВ,
ИНИЦИИРУЕМАЯ ПРОЦЕССОМ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ***М. А. Поляков, Г. Н. Фурсей, Л. А. Широкин*

Экспериментально исследованы основные характеристики ионной эмиссии, возбуждаемой взрывной электронной эмиссией. Показано, что эффективность процесса определяется не столько рассасыванием предварительно созданного при взрывной эмиссии ионного компонента катодной плазмы, сколько поставкой ионов с поверхности эмиттера под действием сильного электрического поля, причем этот процесс при определенных условиях может быть квазистационарным.

Значительный интерес представляет получение интенсивных пучков тяжелых ионов в решении многих физических и технологических задач [1, 2]. Существующие методы получения таких ионов, основанные на инжекции в ускоряющий промежуток плазмы от дополнительного источника [3] либо на использовании различных модификаций диодов сильноточных ускорителей [4], не позволяют получать широкий набор масс ускоряемых ионов. Поэтому в настоящее время перспективным представляется использование явления взрывной эмиссии (ВЭ), с помощью которой можно получать ионные потоки практически любой массы, определяемой материалом вещества эмиттера [5, 6, 7]. В этом случае на катод подаются разнополярные импульсы напряжения, первый реализует процесс ВЭ, во время которого происходит образование катодной плазмы (КП) и формирование жидкой фазы на поверхности катода [8], а на втором — отбор ионных токов.

Уже первые эксперименты [5, 7, 9] показали высокую эффективность метода — максимальные плотности ионных токов оказались сравнимы с плотностью электронного тока ВЭ [9].

Важно отметить, что исследования ионных токов, генерируемых этим методом, позволяют получить важную информацию о самом процессе ВЭ: о параметрах состояния КП, диодных характеристиках, механизмах возбуждения поверхности катода и их роли в поддержании процесса.

Целью настоящей работы является изучение основных закономерностей эмиссии ионов с предварительным возбуждением взрывной электронной эмиссии: разработка методики импульсных измерений ионных токов с учетом пролетных эффектов ионов, изучение законов токопрохождения ионных токов в диоде с КП и выяснение роли поверхности эмиттера в поддержании ионной эмиссии.

1. Измерение импульсных ионных токов

С точки зрения изучения эмиссионных закономерностей процессов, инициируемых ВЭ, наиболее важными и информативными являются начальные стадии, когда разлет КП и особенности токопрохождения в ней не маскируют роль поверхности самого эмиттера. В то же время при исследовании эмиссионных характеристик, их кинетики, важно иметь, в предлагаемой методике, прямоугольные и независимо регулируемые импульсы напряжения. Одной

из особенностей импульсных токов тяжелых ионов, когда длительность импульса сравнима с временем пролета ионов $\tau_{пр}$, является наложение ограничения на минимальную длительность импульса напряжения для отбора ионного тока. Как будет показано далее, это связано с тем, что, если $\tau_{и} < \tau_{пр}$, электроны из КП, ускоренные ионным облаком в пролетном промежутке, могут полностью скомпенсировать измеряемый ионный ток. Поэтому необходимо иметь возможность независимо варьировать длительность импульсов напряжения в широких пределах.

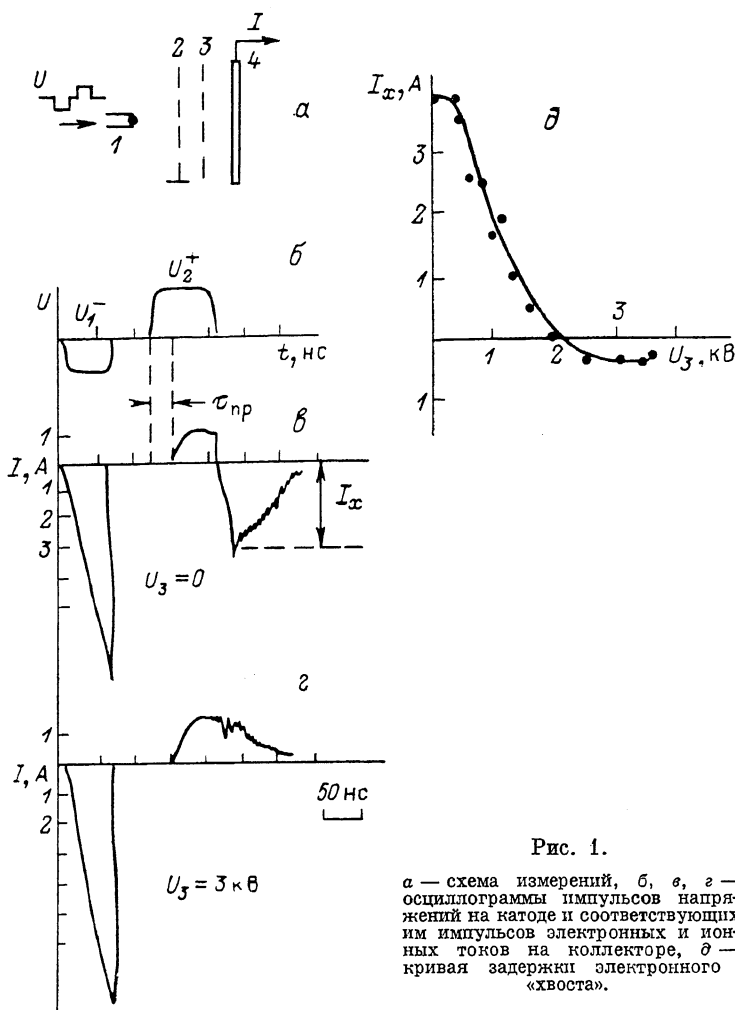


Рис. 1.

а — схема измерений, б, в, г — осциллограммы импульсов напряжений на катоде и соответствующих им импульсов электронных и ионных токов на коллекторе, д — кривая задержки электронного «хвоста».

Таким требованиям удовлетворяет методика с использованием наносекундного высоковольтного генератора [10] на двух кабельных формирующих линиях с независимым управлением и переключением на общую нагрузку — высоковольтный диод. Генератор позволяет подавать на катод два импульса напряжения произвольной полярности с независимо регулируемой длительностью ($\tau_1, \tau_2 = 3-80$ нс) и амплитудой импульсов $U = 10 \div 50$ кВ. Задержку между импульсами можно менять в пределах $\Delta t = 0 \div 180$ нс.

На рис. 1, а приведена схема измерения ионных токов. Два импульса, отрицательной и положительной полярностей, подавались на катод 1. Анодом служила заземленная сетка 2; диодный зазор $d_{AK} = 1-30$ мм.

Ионы приходят на коллектор 4 с задержкой $\tau_{пр}$ относительно фронта импульса напряжения положительной полярности, которая определяется временем их пролета (рис. 1, б, в). После окончания импульса, отбирающего ионы U_2^+ , промежуток до коллектора заполнен ускоренными ионами, пространствен-

ный заряд которых вытягивает электроны из КП, что приводит к появлению сквозного электронного пучка на коллектор — электронных «хвостов» (рис. 1, в). Для выделения ионного тока, идущего на коллектор после окончания импульса напряжения U_2^+ , в дрейфовый промежуток, образованный анодной сеткой 2 и графитовым коллектором 4, введена дополнительная сетка 3, на которую подавалось смещение U_{c2} , запирающее электроны. С целью проверки возможного влияния на измерения вторичной ион-электронной и ион-ионной эмиссии на коллектор подавалось смещение U_k , величина и знак которого задавались относительно U_{c2} . Эксперименты показали, что влияние вторично-эмиссионных процессов на измерения несущественно.

На рис. 1, в, г представлены осциллограммы, иллюстрирующие ионную природу токов, инициируемых ВЭ при последующем приложении к катоду положительного импульса напряжения U_3^+ . Характерное время задержки до появления ионного тока τ_{ip} относительно фронта U_2^+ соответствует времени пролета ионов материала катода. В зависимости от величины смещения U_{c2} (ср. 1, б и 1, в) характер осциллограмм тока коллектора меняется, что подтверждает высказанный ранее механизм появления на коллекторе электронных «хвостов» после окончания импульса U_3^+ . На рис. 1, д, з представлена кривая задержки токов электронных «хвостов» в зависимости от величины U_{c2} , характеризующая энергии электронов из КП, набираемую в процессе их коллективного ускорения пространственным зарядом ионного потока, дрейфующего между КП и коллектором в отсутствие внешнего поля.

С целью увеличения градиента электрических полей у поверхности эмиттера, повышения стабильности эмиссионных характеристик [11] большинство экспериментов проводилось на катодах с жестко ограниченной изолятором эмиссионной поверхностью. В качестве изоляторов использовались кварцевые капилляры диаметром 200 мкм. Материалом эмиттера являлся графит, твердый или жидкий Ga, W, что определялось конкретными задачами исследования.

2. Закономерности токопрохождения ионов в диоде

При изучении зависимости эмиссии ионов от параметров возбуждающего ее процесса ВЭ обнаружено, что величины ионных токов аномально высоки [7]. В этих исследованиях на катод подавался импульс напряжения отрицательной

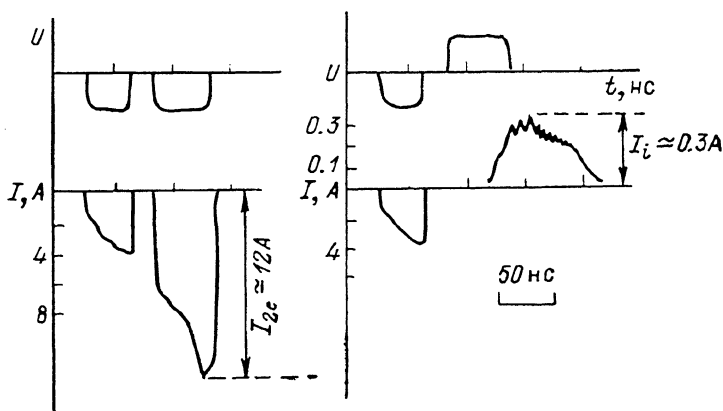


Рис. 2.

$$U_1 = U_2 = 20 \text{ кВ}, \tau_1 = 40 \text{ нс}, \tau_2 = 60 \text{ нс}.$$

полярности $U_1^- = 20$ кВ, длительностью $\tau_1 = 10-70$ нс, возбуждавший ВЭ. После этого с задержкой $\Delta t = 0-180$ нс подавался второй импульс $U_2 = 20$ кВ длительностью $\tau_2 = 70$ нс. Полярность U_2 менялась для отбора либо электронного, либо ионного тока, проводилось сравнение ионного I_i и электронного I_e токов на коллектор (рис. 2).

Значения электронных токов на первом I_{e1} и втором импульсах I_{e2} удовлетворительно описываются законом степени $3/2$ с движущейся эмиссионной гра-

ницей [12] во всем интервале длительностей паузы Δt . Тогда при тех же напряжениях на диоде и тех же значениях задержки Δt между U_1 и U_2 следовало ожидать, что $I_{e2}/I_i \approx (m_i/m_e)^{1/2} \approx 145$, где m_i и m_e — соответственно массы иона углерода и электрона. Как показали эксперименты, величина $I_e/I_i < 50$, что определялось аномально высокими значениями токов I_i .

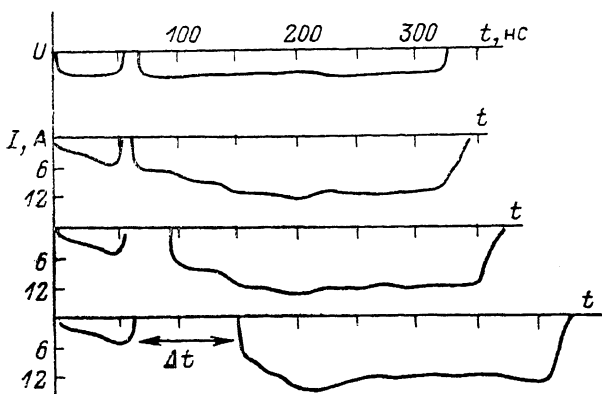


Рис. 3. Кинетика электронного тока при ВЭ для различных Δt , $U_1 = U_2 = 20$ кВ.

Следует отметить, что в работе [5] при ускорении ионов из взрывоэмиссионной плазмы также получены аномально высокие значения ионных токов: «... ионный ток существенно превышает чайдл—ленгмюровский предел».

Очевидно, что механизм генерации столь высоких значений требует отдельного исследования. Как видно из рис. 2, значительная часть ионного потока на коллектор в силу большого $\tau_{пр}$ ионов и сравнимого с ним по длительности импульса тока τ_2 приходит на коллектор уже после окончания импульса U_2^+ .

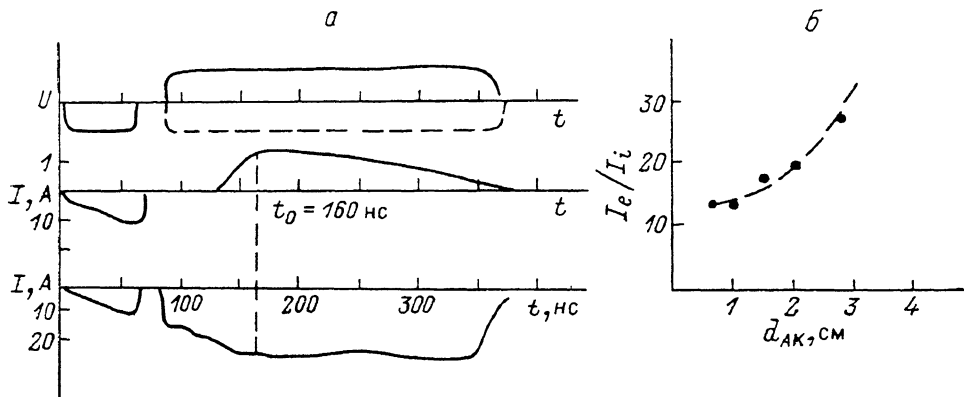


Рис. 4. Сравнение электронных и ионных токов в одинаковые моменты времени (а) и связь отношения ионного и электронного тока с величиной диодного зазора (б). $U_1 = U_2 = 20$ кВ.

При этом в промежутке до сетки Z заряд ионного пучка может быть скомпенсирован ускоряемыми им из КП электронами. Поэтому мы увеличили длительность импульса τ_2 , так, чтобы исключить этот эффект. Кроме того, в этих исследованиях мы использовали квазиплоский катод большой площади ($S \approx 2$ см²) с большим числом графитовых эмиттеров ($n=50$), так как в этом случае вольт-амперные характеристики диода могут быть точнее проанализированы. За счет увеличения длины формирующей линии одного из генераторов длительность импульса τ_2 была увеличена до 300 нс.

Вначале исследовалась кинетика электронных токов ВЭ (рис. 3). Она хорошо описывается законом $3/2$ для планарного диода с движущейся эмиссионной границей с учетом эффекта ее замедления при выходе тока на насыщение» $I(t) \sim$

$\sim U^{3/2}/\sqrt{m_e} (d_{AK} - v_{KП}t)^2$, где d_{AK} — расстояние катод-анодная сетка, $v_{KП}$ — скорость движения эмиссионной границы КП [12, 13].

Важно отметить, что движение эмиссионной границы КП не зависит от того, происходит отбор электронного тока или нет (от длительности паузы Δt), и, таким образом, положение ее может быть определено осциллографически, т. е. по осциллограмме электронного тока (рис. 3), в любой момент исследуемого временного интервала.

В следующей серии экспериментов на втором импульсе (U_2^+) изучались ионные токи. На рис. 4, а представлены осциллограммы ионного ($I_i(t)$) и электронного токов ($I_e(t)$) для того же интервала Δt . Сравниваются $I_i(t_0)$ и $I_{e2}(t_0)$, когда ионный ток достигает квазистационарного значения. Видно, что $I_{e2}(t_0)/I_i(t_0) \approx 20$ определяется превышением ионным током чайлд-ленгмюровского предела, если считать положение эмиссионной границы для случая отбора электронного и ионного токов одинаковой. Поэтому величину ионного тока можно объяснить, предполагая, что за время пролета ионов формируется иная, чем в случае отбора электронов, эмиссионная граница. Положение эмиссионной границы для ионов, в момент t_0 , можно оценить из следующих соображений. Поскольку

$$I_{e2}(t_0) \sim \frac{U^{3/2}}{\sqrt{m_e} (d_{AK} - v_{KП}t_0)^2} \quad \text{и} \quad I_i(t_0) \sim \frac{U^{3/2}}{\sqrt{m_i} d_i^2},$$

где d_i — положение эмиссионной границы для ионов, то

$$d_i = (d_{AK} - v_{KП}t_0) \sqrt{\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \frac{I_{e2}(t_0)}{I_i(t_0)}}.$$

Для случая, показанного на рис. 4, а; $d_{AK} - v_{KП}t_0 \approx 9$ мм, $d_i \approx 3$ мм.

Качественно механизм формирования эмиссионной границы можно пояснить следующим образом. При наложении поля, ускоряющего ионы от границы КП, начинается движение пучка ионов, который своим пространственным зарядом экранирует внешнее электрическое поле и подтягивает электроны из КП. Таким образом, за время пролета ионов эмиссионная граница продвигается к аноду, ускоряющий промежуток уменьшается, что позволяет получать высокие значения ионных токов.

Очевидно, что при достаточно большом расстоянии d_{AK} , когда перестройка и продвижение эмиссионной границы за характерные времена измерений малы по сравнению с d_{AK} , токопрохождение определяется в основном этим расстоянием, и соотношение токов должно стремиться к классическому $I_e/I_i \rightarrow \rightarrow (m_i/m_e)^{1/2}$. Поэтому для проверки предложенного механизма формирования эмиссионной границы была снята зависимость I_{e2}/I_i от d_{AK} (рис. 4, б).

Действительно, увеличение зазора d_{AK} приводит к росту соотношения I_{e2}/I_i , что качественно подтверждает предложенный механизм токопрохождения в диоде с КП при изменении знака электрического поля.

3. Эффект самоподдержания эмиссии ионов

До настоящего времени механизм ионной эмиссии, инициируемой ВЭ, не изучен. Так как в этом случае отбор ионов осуществляется в присутствии предварительно созданной катодной плазмы, то возникает вопрос — что является их источником: только КП или в процессе эмиссии существенную роль играет также возбужденная поверхность катода? В первом случае эмиссия обусловлена лишь «рассасыванием» ионного компонента КП, а во втором случае она в существенной степени определяется еще и условиями поставки ионов с поверхности катода в плазму.

Известно, что при взрывной эмиссии электронов величина образовавшегося заряда ионов $Q_{iKП}$ в зависимости от условий эксперимента много меньше величины заряда электронов пучка $Q_{eKП}/Q_e \leq 0.01$ [14]. Эти результаты получены методом оценки массы вещества катода, испаренного при взрыве [15]. Поэтому, зная заряд, перенесенный ионами, и сравнивая его с зарядом электро-

нов, генерируемым в процессе ВЭ, инициирующей эмиссией ионов, можно проверить, может ли предварительно созданная при ВЭ катодная плазма обеспечить наблюдаемые в опытах значения ионных зарядов. С этой целью были проведены эксперименты по измерению заряда ионов Q_i , отбираемого в процессе ионной эмиссии.

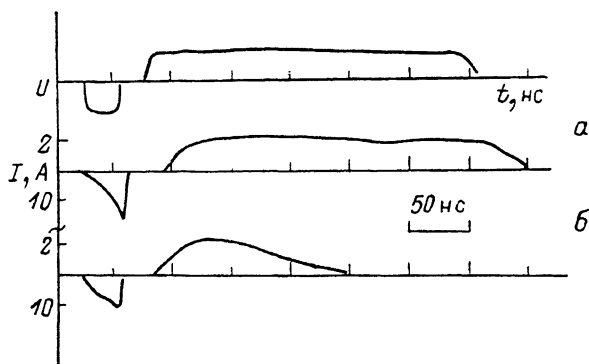


Рис. 5.

а, б — металлический и графитовый катоды.

Как следует из наших измерений ионных токов, оцененные по осциллограммам отношения Q_i/Q_e в зависимости от режима взрыва [16] и от материала катода могут быть существенно (до 10 раз) больше единицы. Это позволяет утверждать, что эмиссия ионов связана не столько с расходом предварительно созданного ионного заряда КП, сколько с поставкой ионов с поверхности катода при взаимодействии его поверхности с плазмой ВЭ и внешним электрическим полем в процессе отбора ионного тока.

Роль поверхности катода в эффективности поддержания процесса ионной эмиссии видна из рис. 5. Здесь при одном и том же поле длительность импульса

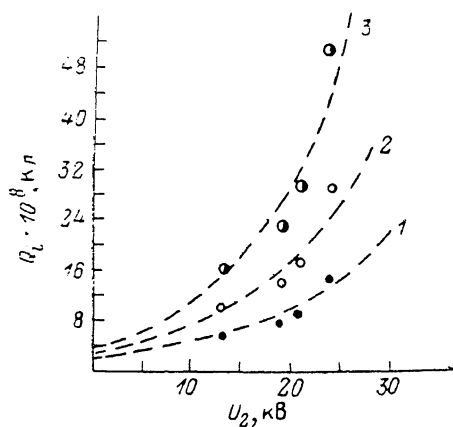


Рис. 6. Зависимость величины заряда ионов Q_i от внешнего электрического поля.

1 — (нс), Q_i (Кл): $1 - 15, 2 \cdot 10^{-8} \exp(8U_2 \times 10^{-3})$; $2 - 30, 3 \cdot 10^{-8} \exp(9U_2 \cdot 10^{-3})$; $3 - 50, 4 \cdot 10^{-8} \exp(U_2 \cdot 10^{-2})$.

ионного тока металлического катода ограничена длительностью импульса напряжения τ_2 , в то время как ионный ток графитового катода прекращается в присутствии поля. Так как существование жидкой фазы графита возможно только в силу огромных давлений ($P \approx 10^4$ атм), оказываемых КП на поверхность эмиттера [16, 8], то этот результат, по нашему мнению, связан с тем, что, как только в процессе отбора ионного тока давление в КП упадет ниже критического, поверхность эмиттера застывает и поставка ионов с нее прекращается. На металлическом катоде этого ограничения нет, эмиссия квазистационарна в течение всей длительности импульса напряжения.

Тот факт, что на графитовых катодах эмиссия ионов прекращается в течение импульса поля, позволил установить характер зависимости эмиссии от внешнего поля.

На рис. 6 представлены зависимости величины заряда, переносимого ионным пучком на коллектор, от напряжения на диоде (среднего поля в зазоре) для разных, строго фиксированных длительностей ВЭ, полученных на графитовых катодах, когда измеряется полный заряд ионной эмиссии Q_i , т. е. длительность тока ионов меньше длительности импульса напряжения U_2^+ . Следует отметить, что аппроксимация зависимостей $Q_i = f(U)$ для $U \rightarrow 0$ характеризует величину ионного заряда КП, образовавшегося в процессе ВЭ. Важным результатом яв-

ляется то, что процесс эмиссии ионов имеет полевую природу, т. е. при увеличении напряженности поля в диоде количество отбираемых ионов (Q_i) интенсивно возрастает и хорошо аппроксимируется зависимостью

$$Q_i = Q_0 \exp(kU).$$

Приведенные в работе экспериментальные результаты показывают, что в процессе ионной эмиссии существенными являются пролетные эффекты ионов, которые определяют кинетику эмиссионной границы КП и высокие значения ионных токов. Наиболее важным является то, что процесс ионной эмиссии из КП связан с интенсивной поставкой ионов с поверхности катода, имеющей полевую природу. На жидкометаллических и металлических катодах, на которых существование жидкой фазы поверхности эффективно поддерживается в сильном электрическом поле в присутствии КП [8], получены квазипостоянные значения токов до 2 А длительностью 0,3 мкс со средней по катоду плотностью тока до 10^4 А/см².

Литература

- [1] *Габович М. Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
- [2] *Winterberg F. J.* Plasma Phys., 1979, v. 12, N 2, p. 301—306.
- [3] *Humphries S. Jr., Nendel C. W., Jr., Kuswa G. W., Goldstein S. A.* Rev. Sci. Instr., 1979, N 8, p. 993—999.
- [4] *Пападицев В. А.* Атомная техника за рубежом, 1968, № 12, с. 3.
- [5] *Логачев Е. И., Ремнев Г. Е., Усов Ю. П.* Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, в 22, с. 1404—1406.
- [6] *Логачев Е. И., Ремнев Г. Е., Усов Ю. П.* ПТЭ, 1983, № 2, с. 21—23.
- [7] *Широчин Л. А., Поляков М. А., Фурсей Г. Н., Лупехин С. М.* Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 24, с. 1507—1510.
- [8] *Фурсей Г. Н., Лупехин С. М., Поляков М. А.* и др. ДАН, 1984, т. 276, № 4, с. 866—869.
- [9] *Поляков М. А., Широчин Л. А., Лупехин С. М.* и др. Тр. VI Всес. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1986, т. 1, с. 70—72.
- [10] *Гришанов Б. И., Широчин Л. А., Фурсей Г. Н.* и др. ПТЭ, 1986, № 4, с. 91—93.
- [11] *Фурсей Г. Н., Широчин Л. А., Чибуков Ю. Я., Баскин Л. М.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 4, с. 798—800.
- [12] *Бугаев С. П., Месяц Г. А., Литвинов Е. А., Проскуровский Д. И.* УФН, 1975, т. 115, № 1, с. 101—120.
- [13] *Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Литвинов Е. И., Чесноков С. М.* ЖТФ, 1977, т. 47, № 10, с. 2086—2092.
- [14] *Месяц Г. А., Фурсей Г. Н.* В кн.: Ненакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М.: Сов. радио, 1974, с. 277.
- [15] *Баженов Г. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. Н., Проскуровский Д. И.* ЖТФ, 1973, т. 43, № 6, с. 1255—1262.
- [16] *Коваль Б. А., Проскуровский Д. И., Трегубов В. Ф., Янкевич Е. Б.* Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 10, с. 603—606.

Ленинградский
электротехнический институт связи
им. проф. М. А. Бонч-Бруевича

Поступило в Редакцию
5 июня 1987 г.