

ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

**С. П. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц,
Д. И. Проскуровский**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	101
2. Процессы на катоде при интенсивной термоавтоэлектронной эмиссии	102
3. Расход материала катода	107
4. Катодный факел	109
а) Скорость расширения факела (109). Состав плазмы катодного факела (110).	
5. Эмиссия электронов из плазмы катодного факела	110
а) Устойчивый режим эмиссии (110). б) Неустойчивый режим эмиссии (111). в) Взрывная эмиссия электронов, стимулированная плазмой (112). г) О механизме неустойчивой взрывной эмиссии (113).	
6. Электрический разряд в вакууме и газе	114
а) Инициирование и развитие вакуумного пробоя (114). б) Взрывная эмиссия и катодное пятно вакуумной дуги (114). в) Разряд по диэлектрику в вакууме (115). г) Разряды в газе (115).	
7. Генераторы мощных электронных пучков и рентгеновских импульсов	116
а) Сильноточные вакуумные диоды (116). б) Генераторы рентгеновских импульсов (117).	
8. Заключение	117
Цитированная литература	117

1. ВВЕДЕНИЕ

Электроны проводимости не могут покидать металл в обычных условиях из-за наличия потенциального барьера. Для преодоления такого барьера электронам необходимо сообщить дополнительную энергию. Например, при термоэлектронной эмиссии это достигается путем увеличения кинетической энергии электрона за счет нагрева, при фотоэффекте — за счет передачи энергии фотона электрону.

Существует, однако, один тип эмиссии, не требующий затраты дополнительной энергии, — это автоэлектронная эмиссия¹. В этом случае эмиссия происходит при наличии у поверхности металла сильного электрического поля. Образующийся потенциальный барьер имеет конечную ширину, и существует отличная от нуля вероятность квантового выхода электронов из металла.

В практике нашли широкое применение различные виды эмиссии. Однако до последнего времени не удавалось создать сильноточные катоды, работа которых была бы основана на одном из указанных выше видов электронной эмиссии. Плотность тока термоэлектронной эмиссии ограничена температурой плавления материала катода. Повышение плотности тока фотоэмиссии требует использования настолько мощных источников излучения, что это приводит к разрушению поверхности катода. Плотность тока автоэлектронной эмиссии очень сильно зависит от напряженности

электрического поля на катоде, и в принципе возможно получение больших (10^6 — 10^8 а/см²) плотностей тока. Однако для получения таких плотностей тока приходится изготавливать катоды в виде острий с микронными радиусами закругления. Тут же следует отметить, что микроострия всегда присутствуют на любой, даже оптически полированной поверхности. Поэтому всегда автоэмиссионные катоды являются острыми. Для получения больших электронных токов необходимо изготавливать огромное количество острий идентичной геометрии, что практически невозможно. Кроме того, увеличение плотности тока до 10^8 а/см² приводит к взрывообразному разрушению эмиттера.

Впервые систематическое изучение нарушения устойчивости работы автокатада при высоких плотностях тока проведено Дайком с сотрудниками². Установлено, что нарушение устойчивости эмиссии сопровождается переходом автоэмиссии в дугу. Природа такого процесса перехода в дугу однозначно была выяснена при изучении импульсного пробоя в вакууме³⁻⁵. Оказалось, что при подаче напряжения на промежуток под действием термоавтоэмиссионного тока происходит взрыв микроострий на поверхности катода с образованием локальных плазменных сгустков — катодных факелов. Электроны на анод поступают с поверхности плазмы факелов, расширяющейся со скоростью $\sim 10^6$ см/сек. Эмиссия электронов с катода в процессе перехода металла в плазму определяют рост электронного тока в промежутке. В целом все это явление получило название взрывной эмиссии электронов⁶. В последние годы взрывная эмиссия электронов стала широко использоваться в генераторах сильно-точных релятивистских электронных пучков^{7, 8} и мощных рентгеновских вспышек⁹. Это явление имеет также самостоятельное значение в физике электрических разрядов, главным образом, разрядов в вакууме¹⁰.

Во втором разделе настоящего обзора описываются процессы на катоде, непосредственно предшествующие взрывной эмиссии, затем описываются результаты исследований эрозии катода, основных характеристик плазмы катодного факела, самого процесса взрывной эмиссии. В конце рассматривается роль взрывной эмиссии в электрических разрядах, а также некоторые вопросы практического использования этого явления.

2. ПРОЦЕССЫ НА КАТОДЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ ТЕРМОАВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

При наличии электрического поля потенциальный барьер для электронов вблизи границы металлический катод — вакуум имеет вид, показанный на рис. 1¹. Основной характеристикой процесса эмиссии является плотность тока

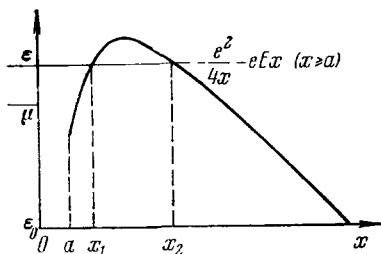


Рис. 1. Вид потенциального барьера на границе металл — вакуум.

$$j_e = e \int dp \nabla_p \varepsilon D(p_\perp, E) f(p, T_e); \quad (1)$$

здесь e — элементарный заряд, $D(p_\perp, E)$ — коэффициент прозрачности потенциального барьера, зависящий от нормальной составляющей p_\perp импульса электрона к границе эмиссии и напряженности электрического поля E на катоде, f — функция распределения электронов проводимости катода по импульсам, T_e — электронная температура, ε — энергия электронов.

Проблема определения плотности тока заключается в нахождении коэффициента прозрачности D и вычислении интеграла (1).

Мы не будем подробно останавливаться на методах, которые применяются при вычислениях. Достаточно полное представление о современном состоянии теории термоавтоэлектронной эмиссии можно получить из монографий ^{1, 11, 12}. Для дальнейшего нам понадобится зависимость плотности тока $j_e(T_e, E)$ от температуры и величины электрического поля E . В работе ¹³ получены относительно простые формулы, имеющие широкий диапазон применимости. Коэффициент прозрачности D вычислялся в квазиклассическом приближении. Аналитические формулы для j_e получены в двух основных предельных случаях: при больших полях и относительно низких температурах (E — T -эмиссия), а также при слабых полях и высоких температурах (T — E -эмиссия). Соответствующие выражения выглядят следующим образом — E — T -эмиссия:

$$j_e = \frac{E^2}{16\pi^2 \Phi t^2(y)} \frac{\pi T_e / 2T_n}{\sin(\pi T_e / 2T_n)} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2}\Phi^{3/2}v(y)}{3E}\right), \quad (2)$$

T — E -эмиссия:

$$j_e = \frac{T_e^2}{2\pi^2} \frac{E^{3/4} T_e^{-1}}{\sin(E^{3/4} T_e^{-1})} \exp\left(-\frac{\Phi - \sqrt{E}}{T_e}\right); \quad (3)$$

здесь $y = \sqrt{E}/\Phi$, Φ — работа выхода, $T_n = E/4\sqrt{2}\Phi t(y)$, $t(y) = v(y) - (2/3)y (dv/dy)$. Функция Нордгейма $v(y)$ для $0 \leq y \leq 1$ табулирована в книге ¹. Плотность тока j_e записана в единицах $m_e^9 \hbar^{-7} = 2,37 \cdot 10^{14} \text{ а/см}^2$ (m_e — масса электрона, $\hbar = h/2\pi$ — постоянная Планка), поле E — в единицах $m_e^2 e^5 \hbar^{-4} = 5,15 \cdot 10^9 \text{ в/см}$, температура T_e и работа выхода Φ — в единицах $m_e e^4 \hbar^{-2} = 27,1 \text{ эв}$. На рис. 2 показаны области значений температуры и электрического поля, при которых справедливы формулы (2) и (3) для работы выхода вольфрама, равной 4,5 эв.

При $T_e \rightarrow 0$ формула (2) переходит в соотношение Фаулера — Нордгейма для плотности тока автоэмиссии ¹. Показатель экспоненты в (3) соответствует уменьшению работы выхода при наличии электрического поля (эффект Шоттки) (см. рис. 1). При $E \rightarrow 0$ формула (3) переходит в известное соотношение Ричардсона — Дэшмана ¹².

Как будет показано ниже, важную роль в энергетическом балансе катода играет эмиссионный, поверхностный источник энергии, связанный с плотностью потока энергии j_e через эмиссионную границу

$$j_e = \int d\mathbf{p} \epsilon \nabla_p \epsilon D(p_\perp, E) f(\mathbf{p}, T_e). \quad (4)$$

Хорошо известно, что при термоэмиссии, которую можно интерпретировать как испарение электронов, возникает охлаждающий фактор. Подобное явление пытались обнаружить при автоэлектронной эмиссии, однако получили отрицательный результат ¹. Ноттингам ¹⁴ впервые показал, что при автоэмиссии может иметь место как разогрев, так и охлаждение катода. Пользуясь приближениями, аналогичными (2) и (3), для j_e получаем — E — T -эмиссия:

$$j_e = j_e\left(-\Phi - \pi T_e \operatorname{ctg} \frac{\pi T_e}{2T_n}\right); \quad (5)$$

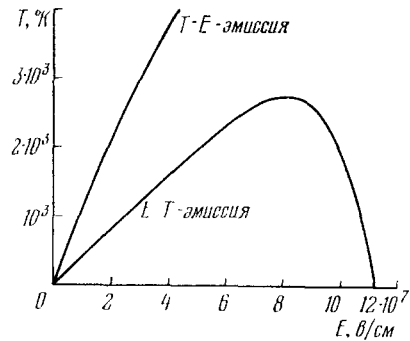


Рис. 2. Области значений температуры и электрического поля для вольфрама, при которых справедливы формулы (2), (3), (5) и (6).

T — E -эмиссия:

$$j_e = j_e \left(T_e + E^{3/4} \operatorname{ctg} \frac{E^{3/4}}{T_e} - \sqrt{E} \right); \quad (6)$$

здесь величина j_e выражена в единицах $m_e^4 e^{12} \hbar^{-9} = 4,02 \cdot 10^{34}$ эв/см²·сек. Второе слагаемое в скобках (5) меняет свой знак при $T_e = T_u$, что соответствует переходу от греющего фактора к охлаждающему. Величина T_u получила поэтому название температуры инверсии. Понять механизм явления легко, если обратиться к рис. 1. Электроны проводимости приносят к эмиссионной границе из глубины металла среднюю энергию, совпадающую с энергией Ферми. При малых T_e электроны в основном находятся на низколежащих энергетических уровнях, с которых и уходят в вакуум при автоэмиссии. Вблизи границы эмиссии накапливаются горячие электроны и катод греется. По мере роста T_e все больше горячих электронов покидает катод, и в конце концов катод перестает греться, а затем начинает охлаждаться.

Наряду с поверхностным источником тепла при протекании тока эмиссии возникает объемный источник в теле катода, связанный с джоулевской диссипацией. Оба эти фактора приводят к интенсивному выделению тепла при больших токах эмиссии, что влечет за собой разрушение катода.

Впервые систематическое изучение теплового режима автокатода было проведено Дайком с сотрудниками². Между катодом и анодом, разделенными вакуумным промежутком, прикладывался импульс высокого напряжения длительностью порядка 10^{-6} сек. Удалось получить максимальную плотность тока эмиссии $j_e \approx 6 \cdot 10^7$ а/см², при которой катод еще не разрушался за время действия импульса напряжения. В работе³ рассматривался тепловой баланс острейного катода. В качестве источника тепла привлекался один только механизм джоулева разогрева, а излишки тепла отводились через основание катода за счет теплопроводности. Условием разрушения считалось равенство максимальной температуры на вершине эмиттера температуре плавления материала катода. Исходя из этого были сделаны оценки величины максимальной плотности тока эмиссии, при которой эмиттер сохранялся. Получено качественное согласие с экспериментальными результатами работы².

В дальнейшем многие авторы дополняли и уточняли результаты^{2, 3}. Так, в работе¹⁵ исследовалась зависимость величины предпробойного тока (максимального тока, предвещающего разрушение острия) от угла раствора конуса острия. Было проделано также более тщательное численное решение уравнения теплового баланса катода, причем постановка задачи была аналогична².

Поведение автоэмиттера в режиме предельных плотностей тока описано в работе¹⁶. Например, аналогично результатам² на эмиссионном изображении в проекторе Мюллера¹ наблюдалось несколько колец, причем ток в кольцах появлялся с запаздыванием относительно момента приложения импульса напряжения и зависел от исходной температуры острия. Наличие таких колец связывалось с термоавтоэмиссией с боковой части острия при разогреве катода. Необходимо отметить, что ток автоэмиссии идет в основном через вершину острия, так как именно на вершине имеет место наибольшая напряженность электрического поля E .

Исследования автоэлектронной эмиссии вольфрама в наносекундном диапазоне длительностей импульсов описаны в работах^{17, 18}. При длительности импульса $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ сек с острейного эмиттера из вольфрама удалось получить без разрушения плотность тока $\sim 5 \cdot 10^9$ а/см². Кольца на эмиссионном изображении при таких длительностях отсутствуют. По-видимому, это связано с тем, что боковая поверхность катода не успе-

вайт прогреться и увеличить свою эмиссионную способность за счет термоэмиссии. В работе ¹⁷ установлена резко выраженная зависимость между временем запаздывания (относительно момента подачи импульса напряжения) взрыва кончика острия t_3 и напряженностью поля E на его вершине. Обнаружено также, что произведение $j_e^2 t_3$ в большом интервале плотностей тока и времен запаздывания остается величиной постоянной и равной $\sim 4 \cdot 10^9 \text{ а}^2 \text{сек/см}^4$ для W (рис. 3).

В работах ¹⁹⁻²² исследовался температурный режим работы термоавтокатода, причем учитывался как джоулевский источник тепла, так и эффект Ноттингама. Однако расчеты проводились только для стационарного случая, в предположении, что в теле катода успевает устанавливаться статическое температурное поле. Выполнение таких условий трудно предполагать при длительностях импульсов, используемых в ^{17, 18}, и поэтому результаты расчетов, проведенных в работах ¹⁹⁻²², не могут объяснить экспериментальные данные в наносекундном диапазоне импульсов напряжения. Это обстоятельство привело к необходимости рассмотреть задачу о повышении температуры автоэммитера в более общей постановке.

Прежде всего заметим, что эффект Ноттингама и джоулева диссипация приводят непосредственно к изменению температуры электронов T_e . Температура решетки T_ϕ изменяется благодаря электрон-фононному взаимодействию. Такая ситуация может быть описана следующей системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \lambda_e \Delta T_e + \frac{j_e c_e}{e n_e} \nabla T_e + j_e^2 \kappa_0 T_\phi - \dot{\varepsilon}, \\ c_\phi \frac{\partial T_\phi}{\partial t} &= \dot{\varepsilon}, \quad T_e = T_\phi |_{t=0} = T_0, \\ \lambda_e \nabla T_e |_{\text{граница эмиссии}} &= - \frac{2kT_e j_e}{e} \left(\frac{\pi k T_e}{\mu} \frac{\pi T_e}{2T_\phi} + \frac{\pi T_e}{2T_\phi} \operatorname{ctg} \frac{\pi T_e}{2T_\phi} \right); \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

здесь c_e и c_ϕ — теплоемкости единицы объема электронного газа и решетки соответственно, n_e — концентрация электронов проводимости, μ — уровень Ферми, k — константа Больцмана. Предложенная система уравнений справедлива в диапазоне температур $10^2 - 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, когда можно пренебречь фононной теплопроводностью ($\lambda_e \nabla T_e \gg \lambda_\phi \nabla T_\phi$) и считать удельное сопротивление зависящим линейно от температуры решетки ($\kappa = \kappa_0 T_\phi$), а электрон-фононное взаимодействие представить в форме, предложенной в работах ²³⁻²⁶:

$$\dot{\varepsilon} = AT_D \left[\left(\frac{T_e}{T_D} \right)^5 \int_0^{T_D/T_e} \frac{x^4 dx}{e^x - 1} - \left(\frac{T_\phi}{T_D} \right)^5 \int_0^{T_D/T_\phi} \frac{x^4 dx}{e^x - 1} \right], \quad (8)$$

где T_D — температура Дебая. Коэффициент $A = \pi^2 v_{\text{зв}}^3 n_e^2 e^2 \kappa_0 / 6$, где $v_{\text{зв}}$ — скорость звука в металле. Оценки, проведенные в работе ²⁶, дают $A \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ дж/см}^3 \text{сек} \cdot \text{град}$.

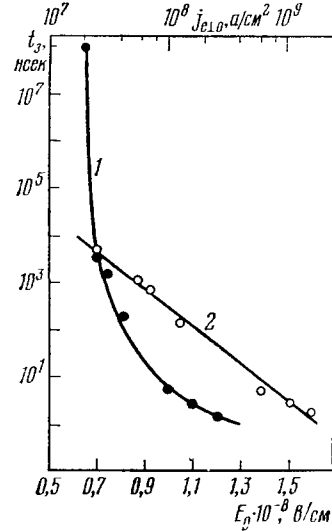


Рис. 3. Время запаздывания взрыва автоэммитера из вольфрама как функция напряженности электрического поля (1) и логарифма плотности тока (2).

Задача решалась численно для вольфрамового катода в форме усеченного конуса с радиусом кривизны эмиттирующей вершины $r_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ см и углом раствора $\theta = 10^\circ$. Результаты расчета представлены на рис. 4–6.

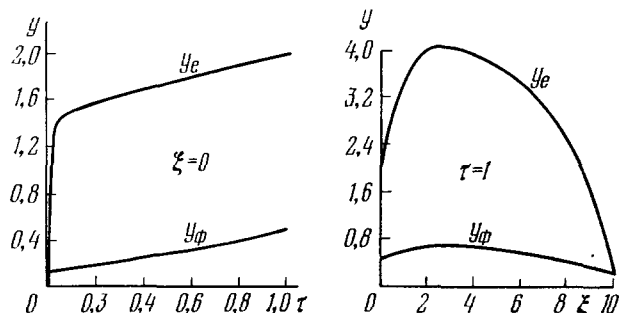


Рис. 4. Зависимость безразмерной температуры $y = \pi T / 2 T_{\text{и}}$ от времени $\tau = j_{e0}^2 \kappa_0 / c_{\Phi} t$ и расстояния от вершины эмиттера $\xi = \sqrt{j_{e0}^2 \kappa_0 / \lambda_e} \cdot (r - r_0) / \sin(\theta/2)$.

Напряженность электрического поля на вершине катода $E = 1,2 \cdot 10^8$ в/см, $j_{e0} = 1,25 \cdot 10^9$ а/см², $(r - r_0) / \sin(\theta/2) = 4 \cdot 10^{-8}$ см, $t = 1,3 \cdot 10^{-11}$ с, $T = 2 \cdot 10^3$ у°К.

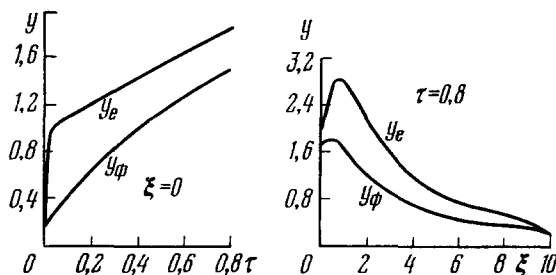


Рис. 5. Зависимость температуры y от времени τ и расстояния ξ .

Поле $E = 10^8$ в/см, $j_{e0} = 6,8 \cdot 10^8$ а/см², $(r - r_0) / \sin(\theta/2) = 1,5 \cdot 10^{-8}$ см, $t = 1,7 \cdot 10^{-10}$ с, $T = 1,7 \cdot 10^3$ у°К.

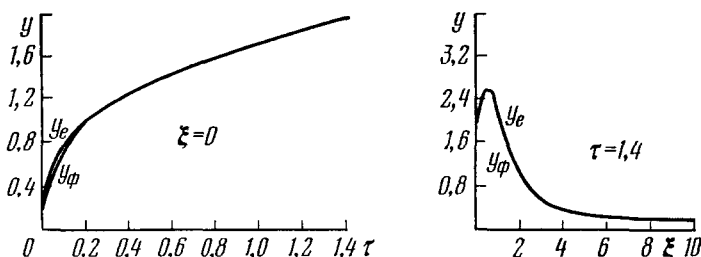


Рис. 6. Зависимость температуры y от времени τ и расстояния ξ .

Поле $E = 0,8 \cdot 10^8$ в/см, $j_{e0} = 10^8$ а/см², $(r - r_0) / \sin(\theta/2) = 10^{-4}$ см, $t = 8 \cdot 10^{-9}$ с, $T = 1,4 \cdot 10^3$ у°К.

При полях $E \geq 10^8$ в/см электронная температура сильно «обгоняет» фононную. В начальный момент времени температура электронов повышается в основном за счет эффекта Ноттинггама, затем превалирующим становится джоулевский источник тепла. При $T_e \geq T_u$ скорость роста T_e резко снижается, что соответствует сильному эмиссионному охлаждению. Время t_3 определяется скоростью передачи энергии от электронной под-

системы к решетке ($t_3 = 4c_\Phi/A \approx 10^{-11} - 10^{-10}$ сек). Указанные обстоятельства открывают возможности для получения кратковременных ($t \leq 10^{-10}$ сек) импульсов тока эмиссии без разрушения катода с плотностью тока $j_e \geq 10^{10}$ а/см². Для $E \leq 0,8 \cdot 10^8$ в/см температура решетки практически совпадает с температурой электронов. Время t_3 связано с плотностью тока автоэмиссии $j_{e0} = j_e$ ($T_e = 0$) из условия $c_\Phi \partial T / \partial t \approx j_e^2 \kappa_0 T$, т. е. $j_{e0}^2 t_3 \approx c_\Phi / \kappa_0$ (для эффекта Ноттинггама при учете закона Видемана—Франца аналогично имеем $c_\Phi \partial T / \partial t \approx k T_{\text{и}} j_e / e \sqrt{\lambda_e t} / c_\Phi$ и $j_{e0}^2 t_3 \approx e^2 c_\Phi \lambda_e / 4k^2 \approx c_\Phi / \kappa_0$). Более детальные численные расчеты²⁷ дают

$$j_{e0}^2 t_3 = \gamma \frac{c_\Phi}{\kappa_0}, \quad (9)$$

где $0,75 \leq \gamma \leq 2,35$ в зависимости от высоты острия и угла конуса при вершине. Соотношение (9) хорошо согласуется с экспериментальными данными работы¹⁷.

В конце этого раздела заметим следующее. Определенный интерес может представлять изучение автоэлектронной эмиссии с катода, охлажденного до состояния сверхпроводимости. При таких условиях отсутствует разогрев автоэммиттера, связанный с джоулевской диссипацией, однако остается открытым вопрос о влиянии эффекта Ноттинггама. Препятствовать получению больших токов со сверхпроводящего автоэммиттера может собственное магнитное поле тока эмиссии, которое разрушит сверхпроводящее состояние. Эти ограничения описываются известным соотношением Сильсби $i = 2\pi r_3 H_{\text{кр}}$, где $H_{\text{кр}}$ — критическое поле сверхпроводника, i — ток, r_3 — радиус автоэммиттера. Обычно $H_{\text{кр}} \approx 10^3$ э и можно надеяться получать со сверхпроводящего автоэммиттера в стационарных условиях небольшие токи, в пределах от долей до единиц ампер.

3. РАСХОД МАТЕРИАЛА КАТОДА

Перегрузка эмиттера электронным током приводит к разогреву вершины, ее разрушению и образованию прикатодной плазмы, которую в дальнейшем будем называть катодным факелом. Одной из характеристик указанного процесса является интенсивность разрушения катода. Целенаправленные измерения массы металла, расходимого острием катодом при функционировании факела, были предприняты в работах^{18, 28–31}. По данным²⁹, коэффициент электропереноса для острий из Мо составляет $(2 \div 6) \cdot 10^{-5}$ г/кул. В работах^{32–34} исследовался характер разрушения острийных катодов (Мо, W, Cu, Al, Ni) путем сравнения фотографий острий до эксперимента и после, полученных в оптическом или электронном микроскопах (рис. 7). При первом включении и длительностях импульсов тока $t_{\text{и}} \leq 4 \cdot 10^{-8}$ сек металл уносился только с вершины острия. Эта ситуация хорошо описывается моделью джоулева разогрева в предположении, что весь ток эмиссии проходит через вершину³². Выражение для количества массы, унесенной в течение импульса, имеет следующий вид:

$$M = \left(6 \sqrt{\pi} \sin \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \left[\frac{\sqrt[3]{\rho} \kappa_0}{c \ln(T_{\text{кр}}/T_0)} \int_0^{t_{\text{и}}} i^2(t) dt \right]^{3/4}, \quad (10)$$

где удельная теплоемкость $c = c_\Phi / \rho$, ρ — плотность материала катода, $T_{\text{кр}}$ — некоторая критическая температура, принимающаяся обычно равной температуре плавления. На рис. 7 приведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

При длительности импульсов $t_{\text{и}} = 8 \cdot 10^{-8}$ сек наблюдается эрозия боковой поверхности острия. При этом экспериментально определенное количество унесенной массы с вершины значительно меньше рассчитываемого по формуле (10). Предварительный анализ показывает, что эти отклонения могут быть объяснены уменьшением плотности тока через вершину из-за увеличения площади эмиссии катода при взрыве микроострий на боковой поверхности эмиттера³⁵.

В работе³²⁻³⁴ установлено, что при многократных (10^4 — 10^6) включениях тока, несмотря на рост радиуса кончика острия и уменьшение

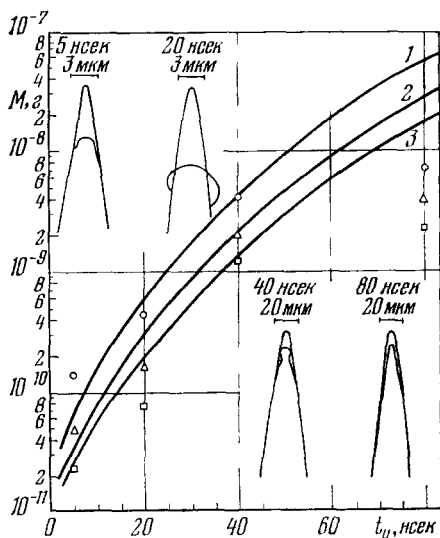


Рис. 7. Зависимость унесенной с вершины молибденового острия массы металла M от длительности токового импульса при первом включении тока.

1 — $\theta = 8^\circ$, 2 — $\theta = 10^\circ$, 3 — $\theta = 24^\circ$. Кривые построены по формуле (10). На рисунке представлены также профили острий до и после включения тока. $U = 20$ кВ, $d = 0,2$ см.

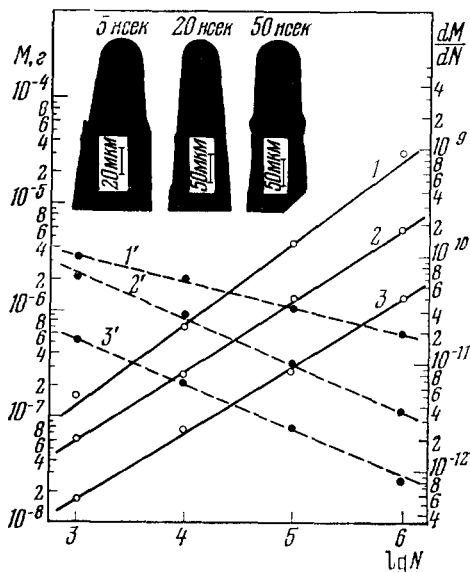


Рис. 8. Расход массы медных острий при многократных включениях тока.

$U = 30$ кВ, $d = 0,3$ см, $\theta = 6^\circ$. 1'—3 — $M(N)$, 1'—3' — dM/dN ; 1, 1' — $t_{\text{и}} = 5 \cdot 10^{-8}$ сек, 2, 2' — $t_{\text{и}} = 2 \cdot 10^{-6}$ сек, 3, 3' — $t_{\text{и}} = 5 \cdot 10^{-9}$ сек. На рисунке представлены также профили острий после 10^6 включений тока.

макрополя на вершине, время запаздывания появления факела остается в пределах 10^{-9} сек. Это объясняется усилением поля на катодных микроостриях, возникающих в результате предшествующих взрывов³⁶ и влияния адсорбированных газов³⁷. Наиболее стабильной (до 10^6 включений) оказалась эмиссия из медных острий. В пределах разброса экспериментальных данных зависимости унесенной массы M от числа включений N (рис. 8) могут быть описаны формулой $M(N) = BN^\alpha$, где $B \approx (10^{-9} - 10^{-10})$ г, $\alpha = 0,65 \div 0,85$. Уменьшение массы металла, расходуемой за одно включение тока, dM/dN с ростом N можно объяснить из выражения (10) ростом радиуса острия ($\theta \rightarrow 180^\circ$), а также увеличением числа одновременно взрывающихся микроострий.

Наличие большого числа микроострий на поверхности катодов, работающих в режиме взрывной эмиссии, подтверждено рядом прямых^{28-30, 34} и косвенных³⁸ наблюдений. Интересные данные о микрогеометрии поверхности острия получены при использовании метода оборванной вакуумной дуги^{36, 39-41}. Возникновение микроострий обычно связывается с действием пондеромоторных электрических сил, вытягивающих микро-

острия из жидкой фазы ^{36, 38-40}. Однако пока нет достоверных измерений электрических полей на границе плазмы с катодом.

Необходимо также отметить, что в некоторых экспериментах функционирование катодного факела приводило к появлению микрочастиц ^{34, 42}. Однако, кроме факта их присутствия, других сведений о них пока не имеется.

4. КАТОДНЫЙ ФАКЕЛ

а) Скорость расширения факела. Она определялась несколькими методами: по измерению скорости движения границы свечения катодного факела ^{4, 43, 44}, по нарастанию интенсивности свечения факела на разных расстояниях от вершины катода ⁴⁵, по скорости движения границы эмиссии электронов из плазмы факела в соответствии с законом «трех вторых» ⁴⁶ (см. также п. 5), по определению скорости перемещения плазмой факела промежутка катод-сетчатый анод, что фиксируется прекращением тока на коллектор, расположенный за сеткой ^{47, 48}. Все эти методы показали, что скорость расширения плазмы катодного факела практически не меняется во времени, слабо зависит от приложенного напряжения и составляет $\sim 3 \cdot 10^6$ см/сек для Al, $\sim 2 \cdot 10^6$ см/сек для W, Mo и Cu, $\sim 1 \cdot 10^6$ см/сек для Pb.

В работах ^{49, 50} была предложена гидродинамическая модель расширяющегося катодного факела. Рассматривалась двухкомпонентная плазма (электроны и ионы со средним зарядовым числом \bar{Z}). В автомодельном пределе, когда размер факела становится много больше первоначального объема взорвавшегося металла, для скорости разлета факела v можно записать

$$v = \int_{n_{i0}}^{n_i} \sqrt{\frac{\partial (P_i + P_e)}{\partial n_i}} \frac{d \ln n_i}{\sqrt{m_i}}, \quad (11)$$

где n_i ($n_{i0} = n_i(t=0)$) — концентрация ионов, m_i — масса иона, P_i и P_e — ионное и электронное давление соответственно. Полагая, что условия разлета факела близки к адиабатическим, т. е. $P_i = n_i k T_{i0} (n_i/n_{i0})^\gamma$, $P_e = n_e k T_{e0} (n_e/n_{e0})^\gamma$ (γ — показатель адиабаты, k — константа Больцмана, T_0 — первоначальная температура), из (11) получаем

$$v = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} (\varepsilon_{i0} + \bar{Z}\varepsilon_{e0})}, \quad (12)$$

где ε_0 — начальная удельная энергия. Если ε_{i0} положить равной удельной энергии сублимации материала катода, а ε_{e0} — энергии Ферми, деленной на массу иона, $\bar{Z} = 3$ и $\gamma \simeq 5/3$, то значение скорости v , вычисленное из (12), хорошо совпадает с экспериментальными данными работ ^{4, 43-50}.

Распределение концентрации частиц в факеле определяется соотношением

$$n_i = \frac{M_0 \lambda (vt - r)^{\lambda-1}}{4\pi m_i v^\lambda r^2} \quad (\lambda \approx 2), \quad (13)$$

которое удовлетворяет условию баланса масс

$$M = M_0 t^2 = 4\pi m_i \int_0^{v_t} n_i r^2 dr. \quad (14)$$

б) Состав плазмы катодного факела. Он исследовался в работе ⁴⁵ путем определения спектральных характеристик излучения плазмы с помощью фотоэлектрического спектрометра. Использовался катод из алюминия. Обнаружено, что двухзарядные ионы Al появляются одновременно с началом роста электронного тока. Момент появления излучения однозарядных ионов Al заметно сдвинут относительно начала роста тока. Это объясняется меньшей концентрацией Al II в плазме факела по сравнению с концентрацией Al III. Нейтральных атомов алюминия обнаружено не было. После окончания импульса тока интенсивность излучательных переходов одно- и двухзарядных ионов Al продолжала нарастать и достигала максимума через 15—20 нсек для линий Al III (4529 Å) и через 20 ÷ 30 нсек для линий Al II (4666 Å). Указанный характер свечения типичен для рекомбинационного послесвечения плазмы и свидетельствует о присутствии в плазме ионов Al IV, излучательные переходы которого лежат в ультрафиолетовой области.

Анализ элементарных процессов в плазме катодного факела, которые могут приводить к возбуждению и ионизации атомов, показал ⁴⁵, что основную роль играет ионизация электронным ударом. При этом необходимо, чтобы длина свободного пробега электронов была мала по сравнению с размерами катодного факела. По оценкам в плазме факела должны присутствовать ионы Al вплоть до Al IV, что согласуется с описанными выше экспериментальными данными.

Температура электронов в плазме катодного факела, определенная по отношению интенсивностей линий Al III 4529 и 4479 Å, оказалось равной $4,5 \pm 0,8$ эв ⁴⁵.

5. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ПЛАЗМЫ КАТОДНОГО ФАКЕЛА

а) Устойчивый режим эмиссии. Выше было показано, что катодный факел расширяется со скоростью v , практически не зависящей от приложенного напряжения и не меняющейся с течением времени. Расширение факела сопровождается интенсивной электронной эмиссией. Естественно предположить, что объемный заряд эмиттированных электронов как бы экранирует плазму факела от внешних воздействий ⁴⁹. В работах ⁵¹ показано, что при свободном расширении плазмы в вакуум происходит ускорение ионов. Это обусловлено тем, что при сравнимых электронной и ионной температурах электроны обладают значительно большей скоростью и могут покидать плазму. Образующееся в результате разделения зарядов электрическое поле ускоряет ионы и тормозит электроны. В нашем случае, когда нет ускорения плазменной границы факела, следует, по-видимому, ожидать выполнения закона Чайлда-Лэнгмюра ⁵², т. е. $i = PU^{3/2}$, где i — ток эмиттированных электронов, P — перванс электронного потока, U — разность потенциалов между фронтом плазмы и анодом. Электроны покидают катодный факел, пересекают вакуумный промежуток и попадают на анод, причем их объемный заряд распределен таким образом, что напряженность электрического поля на эмиссионной границе плазмы факела равна нулю.

Величина перванса P определяется геометрией вакуумного промежутка фронт плазмы — анод. Вычислить P можно, пользуясь методом приравнивания удельных емкостей ⁵³. Вычисления проводились для случая, когда эмиссия имеет место из факела, образовавшегося при взрыве вершины острейного эмиттера ⁵³. Эти вычисления показали, что в соответствии с экспериментом ⁶ перванс

$$P = 37 \cdot 10^{-6} \frac{vt}{d - vt} \frac{a}{b^{3/2}}. \quad (15)$$

Здесь d — межэлектродный зазор, vt — радиус плазменного сгустка, образованного при взрыве вершины эмиттера.

б) Неустойчивый режим эмиссии. Установленные выше закономерности характерны для режима устойчивой эмиссии, который имеет место на ранней стадии разлета катодного факела и отличается неизменными формой и величиной тока в течение многих импульсов. По истечении некоторого времени с момента возникновения катодного факела, когда ток превысит определенный предел, эта закономерность нарушается, токоотбор из плазмы становится неустойчивым, что отмечается по появлению хаотических выбросов на осциллограммах тока (рис. 9) ⁵⁵⁻⁵⁸. Подобные колебания тока наблюдались также при изучении импульсного пробоя в вакууме ^{59, 60} и в рентгеновских трубках с поджигом ⁶¹.

Целенаправленному изучению неустойчивого режима взрывной эмиссии электронов посвящены работы ^{55-58, 62}. Установлено, что амплитуда выбросов тока в 1,5—3 раза превосходит значение тока, соответствующее закону степени «трех вторых». Одновременно с выбросами тока наблюдается увеличение в 5 и более раз плотности тока по оси острия. Продолжительность всплесков на токе и плотности тока не превышает 10^{-8} сек.

Среднее время до появления всплесков по оси пучка $\bar{t}_{кр}$ увеличивается с ростом промежутка d и уменьшением напряжения на диоде. Обнаружена ⁶² зависимость среднего времени $\bar{t}_{кр}$ от плотности тока по оси пучка в момент, предшествующий всплеску (рис. 10). По мере удаления от оси пучка всплески на осциллограммах плотности тока возникают с большим запаздыванием и меньшей амплитудой. Установлено ⁶², что всплески на осциллограммах плотности тока обусловлены формированием в прикатодной области плотных тонких (диаметром 10^{-2} см) электронных струй. Формирование таких струй, видимо, связано с размножением и перемещением локальных центров эмиссии на катоде.

В моменты выбросов тока наблюдаются ускоренные в сторону анода положительные ионы прикатодной плазмы ^{55, 56}. Энергетический спектр таких ионов весьма широк, а максимальная их энергия не зависит от кратности заряда и достигает значений 300—400 кэв при напряжении на диоде $U = 80$ кэв и 10—15 Мэв при $U = 300$ кэв. Следует отметить, что аналогичный эффект наблюдался ранее при эмиссии электронов в искровых источниках ⁶³, что указывает на одинаковую природу процесса

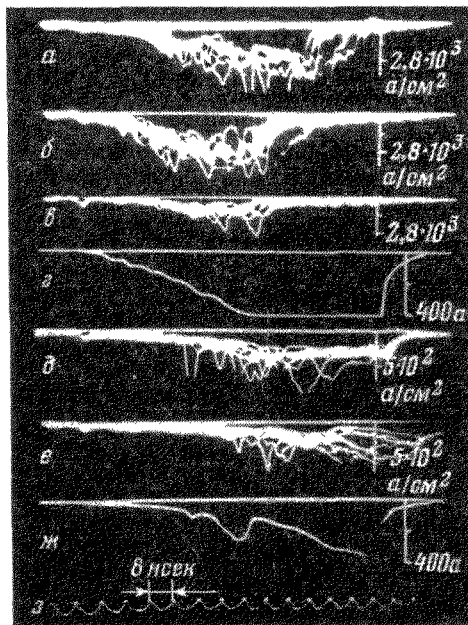


Рис. 9. Осциллограммы тока и плотности тока, на которых видна устойчивая и неустойчивая стадии взрывной эмиссии электронов.

а — е) осциллограммы плотности тока, снимаемого с коллектора, расположенного за отверстием в аноде; а) отверстие расположено на оси электронного пучка; б, в) увеличивающееся смещение от оси пучка; г) осциллограмма полного тока, а — г) при $d = 0,1$ см, $U = 30$ кэв, б — ж) при $d = 0,2$ см, $U = 30$ кэв.

ускорения ионов. В режиме неустойчивой эмиссии обнаружены также электроны с энергией, превышающей в несколько раз приложенную к диоду разность потенциалов ^{64, 65}.

Причина возникновения токовой неустойчивости при взрывной эмиссии связывается с повышением потенциала прикатодной плазмы ⁵⁷. По мнению авторов ⁵⁷, потенциал плазмы начинает возрастать в момент, когда ее эмиссионная способность становится меньше пропускной способности промежутка факел — анод. При повышении потенциала катодного факела в плазме возникают сильные электрические поля, что приводит

к образованию разрыва с высоким падением потенциала на нем. В разрыве формируется электронный пучок, который проходит через промежуточную плазму, компенсирующую его объемный заряд. Перед фронтом промежуточной плазмы образуется область со значительным отрицательным объемным зарядом. В возникшую при этом потенциальную яму могут захватываться ионы и увлекаться к аноду. Ограничением эмиссионной способности катодного факела попытались объяснить условия перехода в режим неустойчивого токоотбора также авторы ⁶². Следует отметить, что в последнее время вопросам коллективного ускорения ионов в сильноточных вакуумных диодах уделяется существенное внимание ^{56, 66–68}.

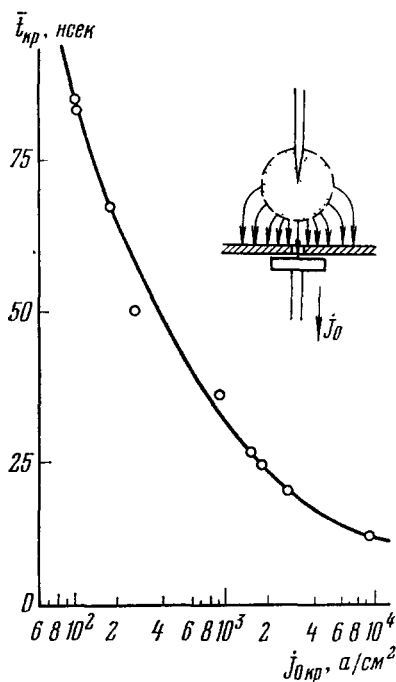


Рис. 10. Зависимость времени $t_{кр}$ наступления неустойчивой стадии взрывной эмиссии от плотности тока по оси пучка.

в) Взрывная эмиссия электронов, стимулированная плазмой. Плазма у поверхности катода может быть получена разрядом в поджигающей цепи, воздействием мощного лазерного излучения на катод, а также инжекцией от постороннего источника. Однако, независимо от способа создания плазмы, поддержание ее высокой эмиссионной способности возможно только при наличии хорошей проводимости кон-

такта плазмы с катодом. Как показали эксперименты ^{69, 70}, такой контакт осуществляется за счет взрывной эмиссии электронов, которая стимулируется плазмой от внешнего источника. Расположение электродов и типичные осциллограммы представлены на рис. 11. С приходом на анод импульса высокого напряжения на катоде 1 возникал факел и начинался рост тока в диоде. Через время t_3 одновременно с одним из всплесков на осциллограмме тока с катода 1 резко возрастал ток с катода 2. При этом на его поверхности, охваченной налетающей плазмой, возникало несколько локальных центров свечения, в спектре которого присутствовали линии многозарядных ионов материала катода 2. С увеличением анодного напряжения и концентрации плазмы время t_3 уменьшалось.

В работах ^{6, 71–73} проводились эксперименты с двойными импульсами напряжения. На вакуумный диод подавался импульс высокого напряжения и возникала взрывная эмиссия электронов. Затем следовала пауза, в течение которой напряжение на диоде отсутствовало, после чего вновь

подавался импульс высокого напряжения. Типичные осциллограммы напряжения и тока представлены на рис. 12⁷². Характерной особенностью

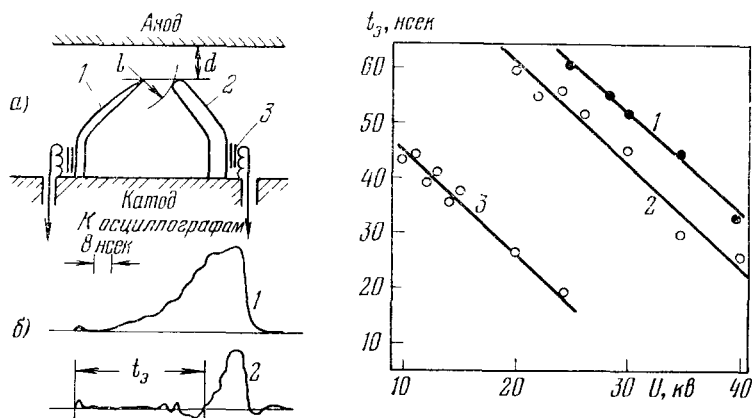


Рис. 11. Взрывная эмиссия, стимулированная плазмой постороннего катодного факела. а) Электроды: 1 — острое, 2 — «широкий» электрод, 3 — пояс Роговского; б) осциллограммы тока с острого (1) и «широкого» электрода (2); в) зависимость времени t_3 от напряжения на промежутке: 1 — $d = 0,091$ см, $l = 0,035$ см; 2 — $d = 0,097$ см, $l = 0,029$ см; 3 — $d = 0,038$ см, $l = 0,025$ см.

является то, что повторный импульс тока значительно превышает ту величину, которая имела бы место при отсутствии паузы.

г) О механизме неустойчивой взрывной эмиссии. Анализ описанных выше экспериментальных данных приводит к выводу, что в момент развития неустойчивостей электронный ток, отбираемый из плазмы факела, превышает ток, инжектируемый из катода в факел. Плазма обедняется электронами, образуется нескомпенсированный положительный заряд, потенциал плазмы факела повышается. Возникает прикатодный слой объемного заряда ионов, на котором сосредоточивается падение потенциала и который характеризуется наличием сильного электрического поля на катоде. Ускоряясь в прикатодном слое, электроны попадают в промежуток фронт плазмы — анод с большими начальными скоростями. Это повышает пропускную способность вакуумного промежутка между факелом и анодом. Другими словами, катодный факел играет как бы роль сетки в триоде. Такие представления позволяют объяснить всплески тока в момент неустойчивости и в экспериментах с повторными импульсами напряжения. По мере роста прикатодного падения растет и напряженность электрического поля на катоде, что

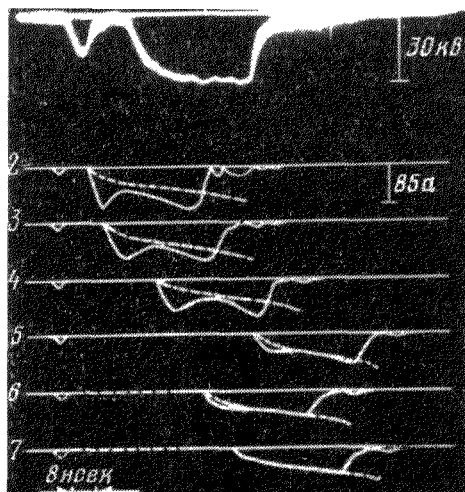


Рис. 12. Влияние длительности паузы $t_{\text{п}}$ между вспомогательным и основным импульсами напряжения, прикладываемого к диоду с острым катодом, на ток в основном импульсе.

а) осциллограмма напряжения; б — ж) осциллограммы тока, соответствующие увеличивающейся паузе (б) — $t_{\text{п}} = 120$ нсек, ж) — $t_{\text{п}} = 420$ нсек; штриховой линией показаны осциллограммы тока в диоде без предимпульса; $d = 0,4$ см.

в конце концов приводит к новому акту инициирования взрывной эмиссии. Таким образом можно понять возникновение взрывной эмиссии, стимулированной плазмой. Появление новой порции плазмы с высокой концентрацией увеличивает электронный ток с катода, потенциал факела понижается и весь процесс возвращается в устойчивую стадию.

6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ВАКУУМЕ И ГАЗЕ

а) Инициирование и развитие вакуумного пробоя. При изучении механизма вакуумного пробоя основная задача заключается в выяснении природы образования проводящей среды в промежутке^{5, 10, 37}. Явление взрывной эмиссии электронов позволяет дать однозначное объяснение этим процессам^{10, 74}.

В случае импульсного пробоя основные закономерности состоят в следующем. 1) Наблюдается высокая критичность времени запаздывания пробоя к средней напряженности электрического поля^{10, 75}. 2) Начало роста тока в промежутке (переход к искровой стадии) обусловлено появлением катодных факелов^{10, 75}. 3) Время роста тока до максимальной величины, ограниченной сопротивлением в контуре (время коммутации), прямо пропорционально длине промежутка и почти не зависит от напряжения^{10, 75}. 4) В процессе роста тока наблюдается сильное рентгеновское излучение и эрозия анода⁷⁵⁻⁷⁸.

С позиций взрывной эмиссии время запаздывания разряда определяется задержкой взрыва микроострий. Из формулы (9) следует $t_3 \propto j_e^{-2}$, что объясняет резкое уменьшение времени t_3 с увеличением поля. В наносекундном диапазоне времен, когда с микроострий отбираются высокие плотности тока и имеет место влияние объемного заряда электронов, величина $t_3 \propto E_0^{-3}$ ⁴⁹. Рост тока в промежутке обусловлен эмиссией из плазмы расширяющихся катодных факелов. Из расчетов закономерностей роста тока, проведенных в работе⁷⁹, следует прямая пропорциональность времени коммутации t_k длине промежутка d и слабая зависимость t_k от напряжения. Появление импульса рентгеновского излучения, анодного факела, а также разрушение анода и перенос материала анода на катод объясняются действием на анод мощных электронных пучков, эмиттируемых факелами в искровой стадии разряда.

Механизм пробоя вакуумных промежутков на постоянном напряжении пока не получил однозначной интерпретации³⁷. Однако проведенные недавно эксперименты с использованием аппаратуры, обладающей временным разрешением 10^{-9} сек⁷⁶, указывают на то, что необратимое нарушение вакуумной изоляции в этих условиях также обусловлено появлением катодных факелов.

б) Взрывная эмиссия и катодное пятно вакуумной дуги. Исследование взрывной эмиссии электронов из металла имеет прямое отношение к вопросу о природе процессов в катодном пятне вакуумной дуги^{5, 10}. Сравнивая результаты вышеизложенных исследований с данными по катодным процессам в дуговом разряде^{80, 81}, нетрудно обнаружить, что эти два явления имеют много общих черт. К ним относятся: наличие плотной ($n \approx 10^{18}$ см⁻³) плазмы у катода; высокая ($10^7 - 10^8$ а/см²) плотность тока в области фазового перехода металл — плазма; периодическое повышение потенциала прикатодной плазмы, усиливающее эмиссию электронов из катода; появление новых центров эмиссии, стимулированное плазмой; близкие значения удельного расхода металла; близкие значения скорости расширения плазмы катодного факела и плазменных струй пятна; наличие многозарядных ионов в при-

катодной плазме; наличие ионов, ускоренных от катода к аноду. Такое сопоставление позволило утверждать^{5, 10}, что катодный факел представляет собой начальную фазу формирующегося катодного пятна дуги. Анализ результатов недавних исследований катодных пятен с высоким временным разрешением⁸² дает основания предположить, что взрыв микроострия и появление катодного факела являются элементарным актом при функционировании катодных пятен. Важную роль в процессе поддержания катодного пятна играет взрывная эмиссия электронов, стимулированная плазмой предыдущих факелов.

в) Р а з р я д п о д и э л е к т р и к у в в а к у у м е. Иницирование этого разряда всегда происходит в области контакта катода с изолятором⁸³. Из-за наличия микрошероховатостей на поверхности металла и диэлектрика в области контакта имеются зазоры, напряженность поля в которых может усиливаться в ϵ раз^{84, 85}, где ϵ — диэлектрическая проницаемость изолятора. Для диэлектриков с $\epsilon = 10^1 - 10^3$ величина поля на катоде с учетом его усиления на микроостриях может достигать 10^7 в/см и выше, при этом естественно ожидать существенной эмиссии электронов из металла и протекания явлений, характерных для иницирования вакуумного разряда.

Результаты спектральных исследований состава плазмы в начальных стадиях разряда (до 10 нсек)⁸⁶ показывают, что в момент иницирования протекают два процесса: 1) нагрев участка диэлектрика под действием электронной бомбардировки, десорбция адсорбированных газов и испарение материала керамики с последующей ионизацией этих паров; 2) нагрев микроострий джоулевым теплом вследствие протекания эмиссионного тока и взрыв их с образованием плазмы.

Плазма на диэлектрике распространяется со скоростью 10^7 см/сек под действием тангенциальной составляющей электрического поля. Для изоляторов с большой величиной диэлектрической проницаемости характерна очень низкая величина пробивной напряженности электрического поля ($10^2 - 10^3$ в/см). Снижению напряженности поля, при которой происходит разряд, способствует также взрывная эмиссия из катода, стимулированная плазмой, образующейся на поверхности диэлектрика.

г) Р а з р я д ы в г а з е. В некоторых типах газовых разрядов напряженность электрического поля в промежутке приближается к 10^6 в/см. К таковым относится разряд в сильносжатых обычных газах (азот, воздух и др. при $P \leq 100$ атм)⁸⁷, разряд при давлениях в несколько атмосфер в высокопрочных газах (элегаз, фреон и др.)⁸⁷, разряд в микронных газовых промежутках при обычных условиях⁸⁸, разряд в сжатых или разреженных газах при воздействии наносекундных импульсов⁸⁹, а также разряд в газе по поверхности диэлектриков с большими ϵ ⁹⁰. Поскольку напряженность поля на катоде в этих условиях сравнима с пробивной напряженностью в вакууме, то уже давно пытаются привлечь автоэлектронную эмиссию для объяснения некоторых характеристик газового разряда⁸⁹. Логично предположить, что иницирование разряда в газе может произойти за счет взрывной эмиссии электронов. Наличие микровыступов на катоде увеличивает локальную напряженность поля в 10^2 раз и более. При напряженности поля $\sim 10^8$ в/см возможен взрыв микроострий еще до того, как число электронов в лавине достигнет критической величины и она перейдет в стример. Например, в сантиметровом воздушном промежутке с вольфрамовым плоским катодом при перенапряжении в десятки процентов разряд в области давлений порядка 10^2 атм будет обусловлен взрывом острий, а не стримером. Возможно,

что отклонение зависимости пробивного напряжения от давления в сжатых газах от кривой Пашена обусловлено наличием процесса взрывной эмиссии.

Имеются прямые доказательства влияния поверхности катода на время запаздывания пробоя и величину пробивной напряженности поля при воздействии на газовый промежуток импульсами наносекундной длительности. Тщательной полировкой и использованием катода из монокристалла можно в несколько раз повысить электрическую прочность воздушного промежутка длиной порядка 1 мм и довести ее до $1,0 - 3 \cdot 10^6$ в/см при времени запаздывания около 10^9 сек⁸⁹. Возможно, что рентгеновское излучение с анода, зафиксированное при разряде в атмосферном воздухе в области $E = 10^6$ в/см под действием наносекундных импульсов напряжения⁴, обусловлено электронами, образованными за счет взрывной эмиссии.

В газовых микропромежутках, длина которых сравнима или меньше длины свободного пробега электронов, разряд вообще близок к вакуумному и роль взрывной эмиссии там решающая.

7. ГЕНЕРАТОРЫ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И РЕНТГЕНОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ

а) Сильноточные вакуумные диоды. Одним из наиболее существенных применений взрывной эмиссии электронов являются генераторы мощных импульсных электронных пучков с длительностью порядка 10^{-8} сек и мощностью от 10^8 до 10^{13} вт^{7,8}. Такие электронные пучки нашли широкие применения в исследованиях по термоядерному синтезу, радиационной физике, для генерации СВЧ и рентгеновского излучения и т. д. Основным элементом генератора является диод, состоящий из катода, изолятора и тонкого анода для выпуска электронов. Применяются два типа диодов: первый для генерации плотных пучков $10^4 - 10^7$ а/см² длительностью $10^{-8} - 10^{-7}$ сек, второй — для пучков плотностью $1 - 10$ а/см², площадью $10^2 - 10^4$ см² и длительностью до 10^{-6} сек для накачки СО₂-лазеров и технологических целей. Изучение явлений в диодах с токами до 2000 кг показало^{91,92}, что скорость катодных факелов составляет $(2 - 5) \cdot 10^6$ см/сек, а ток в диоде вплоть до пинчевания пучка описывается законом «степени $3/2$ ».

При использовании сильноточных электронных пучков важное значение имеет их структура. Можно отметить несколько обстоятельств, влияющих на структуру пучка в диоде. Это собственное магнитное поле пучка, неустойчивый режим взрывной эмиссии, конфигурация электрического поля вблизи катода, а также взаимодействие близлежащих эмиссионных центров. Неоднородности в распределении плотности тока на аноде в виде страт, вытянутых перпендикулярно к плоскости лезвия, наблюдались в работах^{42,93,94}. По мнению авторов⁹³, такие страты возникают благодаря нестабильности в токонесящей плазме (разрыв токового слоя), которая образуется на кромке лезвия. В работах^{95,96} при использовании плоского катода наблюдались неоднородности пучка в плоскости анода, представляющие собой удлиненные пятна эрозии, расположенные перпендикулярно к линии, соединяющей катодные факелы. Такая картина, по мнению авторов^{95,96}, обусловлена взаимодействием близкорасположенных друг к другу катодных факелов. Целенаправленный эксперимент с двумя острыми катодами^{95,96} подтвердил это предположение. Расчеты показывают, что такая сложная структура электронных потоков в диоде со взрывной эмиссией обусловлена конфигурацией электрических полей в прикатодной области⁹⁶.

Предельная длительность импульса электронного тока ограничивается временем, в течение которого происходит перемыкание промежутка плазмой. В большинстве известных генераторов пучков эта величина не превышает 10^{-7} сек. Можно назвать несколько путей увеличения длительности импульса электронного тока. Это увеличение длины промежутка в диоде⁹⁷, устранение анодного факела, замедление скорости катодного факела наложением поперечного магнитного поля⁹⁸⁻¹⁰⁰. Устранение анодного факела достигается применением анода с отверстием, в котором проходит сформированный пучок⁹⁸⁻¹⁰⁰, либо снижением плотности электронного пучка на аноде⁹⁷.

б) Генераторы рентгеновских импульсов. Если в генераторах электронных пучков электроны обычно выводятся за пределы диода, то в импульсных рентгеновских трубках они направляются на установленную в аноде мишень^{101, 102}. Зная закономерности взрывной эмиссии электронов, можно оценить параметры рентгеновских импульсов¹⁰².

Например, если энергия, необходимая для рентгеновского импульса, накапливается в конденсаторе емкостью C , то в случае трубки с плоским анодом и катодом, имеющим N отдельных эмиттирующих центров, совместное решение уравнения (15) и уравнения Кирхгофа для разрядного контура позволяет получить следующее соотношение для длительности рентгеновского импульса^{101, 102}:

$$t_{p.и} \propto [cd/(Nvu_0^{1/2})]^{1/2}, \quad (16)$$

где u_0 — напряжение, до которого заряжена емкость, v — скорость движения плазмы катодного факела, d — расстояние между катодом и анодом.

В случае разряда линии на диод с острым катодом в соответствии с экспериментом^{54, 103} длительность рентгеновского импульса $\propto d/v$ и будет определяться временем перемыкания промежутка плазмой.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взрывная эмиссия электронов лежит в основе ряда практически реализованных импульсных генераторов мощных электронных пучков и рентгеновских лучей. Это единственный вид эмиссии, который уже сейчас позволяет получать потоки электронов с мощностью до 10^{13} вт.

Поддержание процесса взрывной эмиссии обеспечивается плазмой, образованной за счет испарения материала катода под действием тока эмиттированных электронов. В процессе взрывной эмиссии происходит также непрерывная регенерация микроострий, взрыв которых обеспечивает повторяемость явления. Автоматизм этого явления позволяет весьма просто извлекать из катода большие электронные токи.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Елисон, Г. Ф. Васильев, Автоэлектронная эмиссия, М., Физматгиз, 1958.
2. W. P. Duke, I. K. Trolan, E. E. Martin, J. P. Barbour, Phys. Rev. **91**, 1043 (1953); W. W. Dolan, W. P. Duke, I. K. Trolan, *ibid.* p. 1054.
3. Г. А. Месяц, Докт. диссертация (Томск, ТПИ 1966).
4. С. П. Бугаев, А. М. Искольдский, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, ЖТФ **37**, 2206 (1967).
5. Г. Н. Фурсей, П. Н. Воронцов-Вельяминов, *ibid.*, стр. 1870.
6. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, Письма ЖЭТФ **13**, 7 (1971).

7. S. F. Graybill, S. V. Nablo, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14, 782 (1967).
8. O. Shipman, *ibid.* NS-18, 243 (1971).
9. В. А. Цукерман, Л. В. Тарасова, С. И. Лобов, УФН 103, 319 (1971).
10. G. A. Mesyats, in Phenomena in Ionized Gases. Proc. of 10th Intern. Conference, vol. 2, Oxford, 1971, p. 333.
11. Р. Фишер, Х. Нойман, Автоэлектронная эмиссия полупроводников. М., «Наука», 1971.
12. А. М. Бродский, Ю. Я. Гуревич, Теория электронной эмиссии из металлов, М., «Наука», 1973.
13. E. L. Murphy, R. H. Good, Phys. Rev. 102, 6 (1956).
14. W. B. Nottingham, Phys. Rev. 59, 11 (1941).
15. В. А. Горьков, М. И. Елинсон, Г. Д. Яковлева, Радиотехн. и электрон. 7, 1501 (1962).
16. И. Л. Сокольская, Г. Н. Фурсей, *ibid.*, стр. 1484.
17. Г. К. Карцев, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн, Г. Н. Фурсей, ДАН СССР 192, 309 (1970).
18. Г. Н. Фурсей, А. А. Антонов, Б. Ф. Гулин, Вестн. Ленинград. ун-та сер. «Физика. Химия», № 10 (вып. 2), 71 (1971).
19. R. N. Levine, J. Appl. Phys. 33, 2 (1962).
20. P. A. Chatterton, Proc. Phys. Soc. 88, 231 (1966).
21. F. M. Charbonnier, C. I. Bennette, L. M. Swanson, J. Appl. Phys. 38, 627 (1967); C. I. Bennette, L. W. Swanson, *ibid.*, p. 634.
22. D. W. Williams, W. I. Williams, J. Phys. D5, 280 (1972).
23. В. П. Шабанский, ЖЭТФ 27, 142 (1954).
24. В. Л. Гинзбург, В. П. Шабанский, ДАН СССР 100, 445 (1955).
25. М. И. Каганов, М. И. Лифшиц, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ 31, 232 (1956).
26. С. И. Анисимов, Н. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, Действие излучения большой мощности на металлы, М., «Наука», 1970.
27. Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, А. Ф. Шубин, Изв. вузов СССР (Физика), № 4 (1971); Е. А. Литвинов, А. Ф. Шубин, *ibid.*, № 1.
28. Г. А. Месяц, Г. П. Баженов, С. П. Бугаев, Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн, Я. Я. Юрик, *ibid.*, № 5, (1969).
29. Г. Н. Фурсей, А. А. Антонов, В. М. Жуков, Вестн. Ленингр. ун-та № 10, 75 (1971).
30. И. Д. Вентова, А. С. Насибов, Г. Н. Фурсей, Е. Г. Широков, В. Н. Шредник, *ibid.*, стр. 79.
31. G. N. Fursey, V. M. Zhukov, B. F. Gubin, I. D. Ventova, *цит. в* ³² сб., стр. 43.
32. G. A. Mesyats, G. P. Bazhenov, E. A. Litvinov, D. I. Proskourovsky, E. B. Yankelevitch, Proc. of 5th Intern. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Poznan, Poland, 1972, p. 185.
33. Г. П. Баженов, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, А. Ф. Шубин, Е. Б. Янкеlevич, ЖТФ 43, 1255, 126 (1973).
34. Д. И. Проскуровский, Е. Б. Янкеlevич, Сборник «Тезисы Симпозиума по эмиссионной плазменной сильноточной электронике», Томск, 1973, стр. 3.
35. В. П. Ротштейн, Канд. диссертация (ТПИ, Томск, 1974).
36. А. П. Комар, В. П. Савченко, В. Н. Шредник, ДАН СССР 129, 540 (1959).
37. И. Н. Сливков, Электроизоляция и разряд в вакууме, М., Атомиздат, 1972.
38. Г. Н. Фурсей, А. А. Антонов, Б. Ф. Гулин, Вестн. Ленингр. ун-та № 10, 71 (1971).
39. А. П. Комар, В. П. Савченко, В. Н. Шредник, Радиотехн. и электрон. 5, 1342 (1960).
40. А. П. Комар, Н. Н. Сюткин, ДАН СССР 158, 821 (1964).
41. Н. Н. Сюткин, Н. Н. Вяткин, ЖТФ 41, 1979 (1971).
42. Н. Г. Павловская, С. Л. Эльяс, доклад на Симп. по эмисс. плазменной сильноточной электронике, Томск, 1973.
43. A. Maitland, R. Hawley, Vacuum 18, 403 (1968).
44. H. M. Epstein, W. I. Gallagher, P. I. Mallozi, T. F. Stratton, Phys. Rev. A2, 146 (1970).
45. Р. Б. Бакшт, А. П. Кудинов, Е. А. Литвинов, ЖТФ 43, 146 (1973).
46. Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн, сборник «Генераторы мощных импульсных электронных пучков», Новосибирск, «Наука», 1974.
47. Г. А. Месяц, Г. К. Карцев, В. П. Ротштейн, Г. Н. Фурсей, ЖТФ 40, 1550 (1970).
48. С. П. Вавилов, Изв. вузов СССР (Физика) № 9, 139 (1972).

49. G. A. Mesyats, E. A. Litvinov, D. I. Proskourovsky, Proc. of 4th Intern. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Waterloo, Canada, 1970, p. 82.
50. R. B. Baksht, S. P. Vavilov, A. P. Kudinov, E. A. Litvinov, V. I. Manilov, M. N. Urbathayev, цит. в ³² сборник, p. 139.
51. А. В. Гуревич, Л. В. Парийская, Л. Н. Пятаевский, ЖЭТФ 49, 647 (1965); 54, 891 (1968).
52. П. Кирштейн, Г. Кайно, У. Уотерс, Формирование электронных пучков, «Мир», М., 1970.
53. Г. А. Месяц, Е. А. Литвинов, Изв. вузов СССР (Физика) № 8 (1972).
54. Р. Б. Бакшт, С. П. Вавилов, М. Урбазаев, Изв. вузов СССР (Физика) № 2, (1972).
55. Е. Д. Короп, А. А. Плутто, ЖТФ 40, 2534 (1970).
56. Е. Д. Короп, А. А. Плутто, ЖТФ 41, 1055 (1971).
57. А. А. Plytto, K. V. Suladze, E. D. Kogor, V. N. Ruzhkov, цит. в ³² сборник, p. 146.
58. Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн, Изв. вузов СССР (Физика) № 11, 142 (1973).
59. А. А. Лукашев, ЖТФ 31, 1262 (1961).
60. Г. М. Кассиров, Г. А. Месяц, ЖТФ 34, 1476 (1964).
61. R. T. Flynn, Proc. Phys. Soc. B69, 748 (1956).
62. Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн, А. Ф. Шуонин, Е. Б. Янкевич, ЖТФ (1975).
63. А. А. Плутто, К. В. Суладзе, С. М. Темчин, Е. Д. Короп, АЭ 27, 418 (1968).
64. А. Г. Павловская, Т. В. Кудрявцева, ПТЭ № 2, 198 (1972).
65. С. П. Бугаев, В. И. Кошелев, М. Н. Тимофеев, ЖТФ 44(9) (1974).
66. S. Graubill, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19, 292 (1972).
67. J. K. Kuswa, L. P. Bradley, J. Ionas, ibid. NS-20, 305 (1973).
68. J. S. Luce, H. I. Sahlin, T. R. Critis, ibid., p. 336.
69. Г. П. Баженов, Канд. диссертация (Томск, ТПИ), 1972.
70. G. P. Bazhenov, G. A. Mesyats, D. I. Proskourovsky, Proc. Intern. Conference, Bucharest, 1974.
71. С. П. Бугаев, Ф. Я. Загулов, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц, Изв. вузов СССР (Физика), № 1, (1968).
72. Г. П. Баженов, Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн. Цит. в ³⁴ сборник, стр. 15.
73. Г. П. Баженов, В. П. Ротштейн, сборник «Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов», Новосибирск, «Наука», 1974, стр. 67.
74. С. П. Бугаев, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, ДАН СССР 186, 1067 (1969).
75. Г. А. Месяц, С. П. Бугаев, Д. И. Проскуровский, В. И. Эшкенази, Я. Я. Юрике, Радиотехн. и электрон. 14, 2222 (1969).
76. Д. И. Проскуровский, Я. Я. Юрике, Изв. вузов СССР (Физика), № 9 (1971).
77. Ya. Ya. Urike, цит. в ³² сборник, стр. 111.
78. Я. Я. Юрике, В. Ф. Пучкарев, Д. И. Проскуровский, ibid. № 3 (1973).
79. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, Изв. вузов СССР (Физика) № 1 (1968).
80. И. Г. Кесаев, Катодные процессы электрической дуги, М., «Наука», 1968.
81. В. И. Раховский, Физические основы коммутации электрического тока в вакууме, М., «Наука» 1970.
82. V. I. Rakhovskiy, цит. в ³² сборник, стр. 207.
83. M. I. Kofoid, Power Appar. and Syst. № 6, 991 (1960).
84. С. П. Бугаев, Г. А. Месяц, ЖТФ 35, 7 (1965).
85. С. П. Бугаев, А. И. Искольдский, Г. А. Месяц, ЖТФ 37, 10 (1967).
86. С. П. Бугаев, В. В. Кремнев, Ю. И. Терентьев, В. Г. Шпак, Я. Я. Юрике, ЖТФ 41, 9 (1972).
87. Д. Мик, Д. Крэгс, Электрический пробой в газах, М. ИЛ, 1960.
88. Р. Хольм, Электрические контакты, М., ИЛ, 1961.
89. Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, УФН 107, 201 (1972).
90. Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, Я. Я. Юрике, Ж. ПМТФ № 1, 48 (1973).
91. R. Parker et al., J. Appl. Phys. 45(6), 2463 1974.
92. I. Kelly et. al., ibid., № 12.

93. A. I. Тоерфер, L. Bradley, J. Appl. Phys. **43**, 7 (1972).
 94. С. П. Бугаев, Ф. Я. Загулов, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, ЖТФ **43** (1973).
 95. Г. П. Баженков, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, Изв. вузов СССР (Физика) № 8 (1970).
 96. Г. Б. Баженков, С. Я. Беломытцев, Г. А. Месяц, цит. в ³⁴ сборник, стр. 19.
 97. С. П. Бугаев, Г. М. Кассиров, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц, Письма ЖЭТФ **18** (1973).
 98. Р. Б. Бакшт, Г. А. Месяц, Изв. вузов СССР (Физика), № 7 (1970).
 99. M. Friedman, M. Ury, Rev. Sci. Instr. **43**, 11 (1972).
 100. В. С. Воронин, А. Н. Лебедев, цит. в ³⁴ сборник, стр. 17.
 101. Г. А. Месяц, Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., «Сов. радио», 1974.
 102. Г. А. Месяц, ЖТФ **46**, 1521 (1974).
 103. I. Freytag, P. Buchet, Extrait de la Revue Tech. Thomson-CSF. **1** (4), 1969.
-