

10;11

## Экспериментальное исследование взрывоэмиссионных графитовых катодов в импульсно-периодическом режиме работы

© С.Д. Коровин, Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, А.М. Мурзакаев,  
В.В. Ростов, В.Г. Шпак, С.А. Шунайлов, М.И. Яландин

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: rostov@ife.hcei.tsc.ru

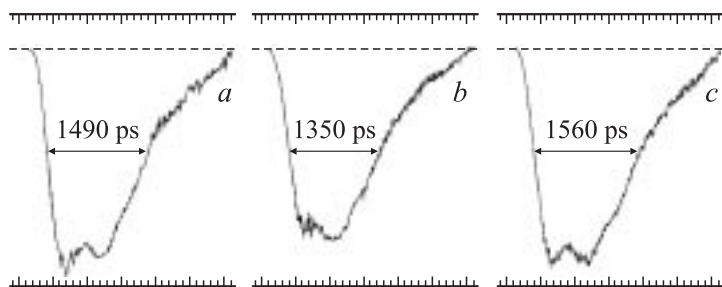
Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: yalandin@iep.uran.ru

Поступило в Редакцию 5 апреля 2004 г.

Исследованы эмиссионные свойства графитовых катодов, на которые подавались импульсы напряжения с амплитудой 300 кВ, длительностью  $10^{-9}$  с и частотой повторения от 1 до 3.5 кГц. В формируемом магнитоизолированном электронном пучке достигалась пиковая мощность до 600 МВт, а средняя — от 1 до 3 кВт. Изучена динамика задержки эмиссии тока в корреляции с зарядом, переносимым пучком, и снимками поверхности катода, получаемыми растровым электронным микроскопом. Экспериментальные данные указывают, что эффект сглаживания микрорельефа приводит к деградации катода, которую можно преодолеть повышением частоты следования импульсов выше некоторой критической.

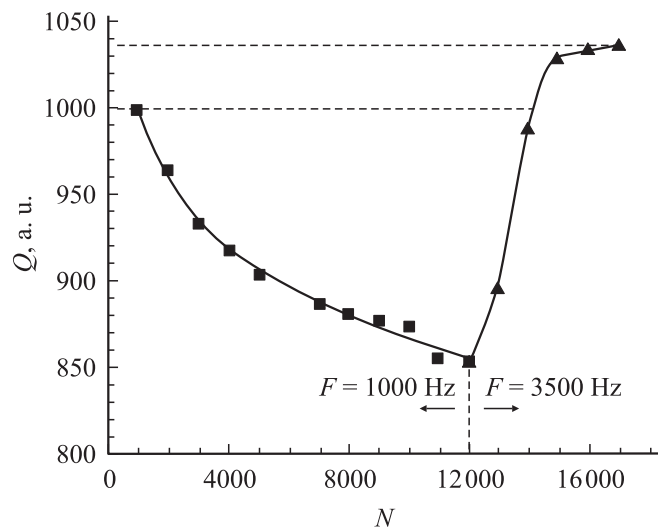
В исследованиях субнаносекундного релятивистского СВЧ-генератора обратной волны диапазона 38 ГГц [1] впервые использовались сильноточный ускоритель на основе гибридного модулятора [2] и магнитная система фокусировки пучка, обеспечивавшие пакетный режим работы продолжительностью 1 с при частоте повторения импульсов до 3500 Нз. Коаксиальный магнитоизолированный вакуумный диод электронного ускорителя был снабжен взрывоэмиссионным трубчатым острокромочным катодом диаметром 8.6 мм из графита марки МПГ-6. Плотность электронного тока составляла  $5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> при радиальном размере эмитирующего пояса  $\sim 150$  мкм. Катод располагался в области однородного аксиального магнитного поля с индукцией 2 Т. Интерес



**Рис. 1.** Импульсы тока электронного пучка с амплитудой  $\sim 2$  кА, регистрируемые с помощью цилиндра Фарадея и стробоскопического осциллографа при накоплении 512 отсчетов на каждой осциллограмме. Режим: пакеты по 1000 импульсов. *a* — импульс тока пучка с катода до тренировки (частота повторения 1000 Hz); *b* — ток пучка после тренировки в 12 000 импульсов при той же частоте повторения; *c* — импульс тока в результате последующей тренировки (до 17 000 импульсов) при частоте повторения в 3500 Hz.

представляло изучение особенностей работы катода ускорителя, генерировавшего электронный пучок с высокой пиковой ( $\sim 600$  MW) и средней (до 3 kW) мощностью.

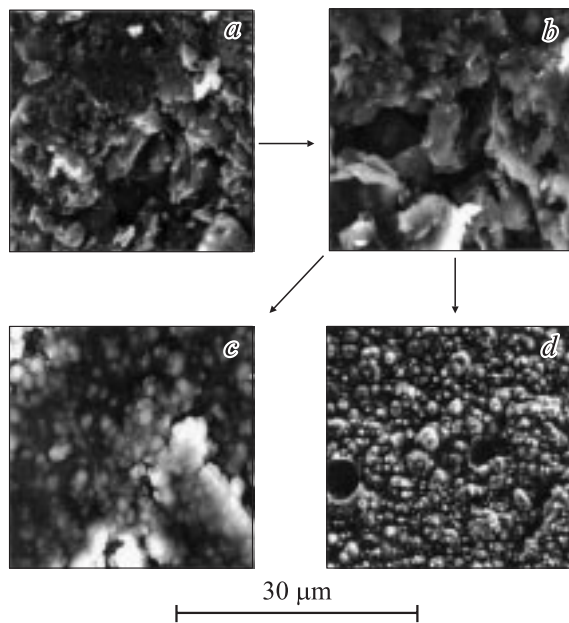
Импульсы ускоряющего напряжения трапецеидальной формы имели фронт 200 ps, полку  $\sim 900$  ps и длительность на полувысоте 1500 ps при амплитуде на катоде до  $-290$  kV. Их высокая амплитудная стабильность (среднеквадратичное отклонение было не хуже 1%) позволила применить для регистрации цифровой стробоскопический осциллограф Tektronix-TDS820 с полосой 6 GHz. Для получения одной осциллограммы требовалось 512 последовательных отсчетов. Таким образом, при развертке 500 ps на одно деление частота дискретизации в 10 ps определяла точность измерения временных характеристик. Параметры импульсов тока электронного пучка с амплитудой  $\sim 2$  кА (рис. 1) измерялись с помощью датчика, который устанавливался в дрейфовую камеру ускорителя. Датчик представлял собой цилиндр Фарадея, смонтированный на торце 3-омной коаксиальной линии, согласованной на выходе с полосковой линией. Точность калибровки датчиков ускоряющего напряжения и тока пучка составляла  $\sim 5\%$ , а их переходные характеристики были не хуже (150–200) ps. В токовых измерениях использовалась опция осциллографа Tektronix-TDS820 по



**Рис. 2.** Изменение заряда электронного пучка (в усл. ед.) при частоте повторения 1000 Hz в диапазоне тренировки катода  $N = (0 \div 12) \cdot 10^3$  и при частоте повторения 3500 Hz в диапазоне  $N = (12 \div 17) \cdot 10^3$ . Режим: пакеты по 1000 импульсов.

интегрированию осциллограммы, обеспечившая измерение суммарного заряда электронов в пучке.

Приведенные на рис. 1 осциллограммы импульсов тока электронного пучка получены по мере тренировки катода. График на рис. 2 построен в диапазоне тренировки катода количеством импульсов  $N = (0 \div 12) \cdot 10^3$  и суммирует данные измерений заряда электронного пучка при работе на частоте повторения 1000 Hz пакетами по 1000 импульсов. Начальному значению спадающего участка (при  $N = 1000$  импульсов) соответствует осциллограмма на рис. 1, *a*. После  $12 \cdot 10^3$  импульсов была снята осциллограмма рис. 1, *b*. В данном режиме тренировки очевидны спад характерной амплитуды тока пучка, уменьшение длительности импульса и некоторое удлинение фронта. Последующий переход к частоте повторения в 3500 Hz (также пакетами по 1000 включений) привел к изменениям, показанным в диапазоне  $N = (12 \div 17) \cdot 10^3$  импульсов. Последнему значению ( $N = 17 \cdot 10^3$ )



**Рис. 3.** Фотографии эмиттирующей кромки катода: *a* — до тренировки; *b* — после тренировки на частоте повторения 1000 Hz с количеством импульсов  $10^4$ ; *c* — после тренировки на частоте повторения 1000 Hz с количеством импульсов  $3 \cdot 10^4$ ; *d* — после тренировки на частоте повторения 1000 Hz и 3500 Hz при количестве импульсов в соответствии с режимом на рис. 2.

соответствует осциллограмма рис. 1, *c*. Анализ приведенных данных показывает, что, в отличие от режимов работы электронного инжектора на частоте повторения 1000 Hz, резкое уменьшение интервала между импульсами (с 1 ms до  $\sim 300 \mu\text{s}$ ) привело к существенному изменению эмиссионных свойств катода, а именно к полному их восстановлению и даже некоторому улучшению. Заметим, что график, представленный на рис. 2, качественно повторял зависимость изменения длительности импульса тока пучка от числа импульсов. При этом длительность фиксировалась на уровне „0.5“ от амплитудного значения, соответствовавшего току инжекции нетренированного катода. На рис. 3 показаны фотографии поверхности катода, полученные по мере тренировки в режимах измерений тока пучка (рис. 1, 2).

Для интерпретации полученных экспериментальных данных был проведен следующий анализ:

1. С учетом теплофизических и электрофизических свойств массивного графита определялась плотность тока эмиссии, достаточная для джоулева разогрева и разрушения отдельного эмиссионного центра катода за время длительности импульса ( $\sim 10^3$  ps).

2. Исходя из закона „степени трех вторых“ и плотности тока эмиссии, оценены электрическое поле в области эмиттера и его пространственный масштаб.

3. На интервале времени между импульсами рассмотрена динамика теплоотвода с эмиттера за счет испарения графита и процесса его теплопроводности.

В соответствии с концепцией взрывной электронной эмиссии [3] считалось, что под действием высокого напряжения эмиссия электронов происходит с отдельных микроучастков, имеющих наибольший коэффициент усиления электрического поля. Исходя из фотографий поверхности катода (рис. 3), а также из имеющихся литературных данных (см. [3,4] и цитированную там литературу) полагалось, что микроэмиттер представляет собой выступ, по форме близкий к полусфере или к усеченному конусу с большим углом раствора. Выделение энергии в веществе такого микроэмиттера описывается уравнением:

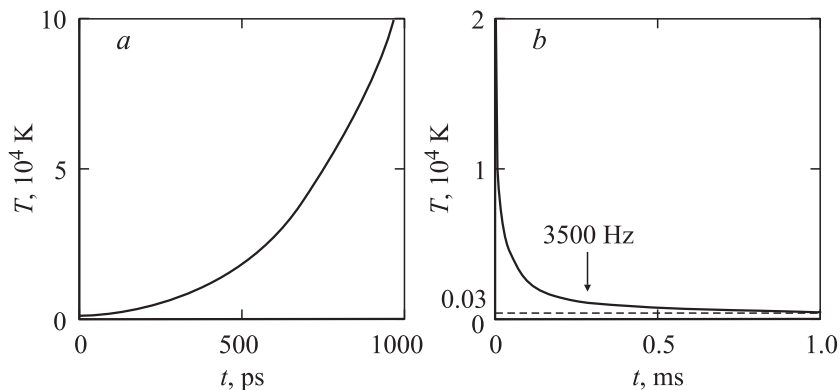
$$\rho c (\partial T / \partial t) = j^2 (r/r')^4 k. \quad (1)$$

Слева в уравнении (1) — изменение внутренней энергии вещества катода, справа — выделение тепла за счет джоулевой диссипации тока. Принятые обозначения:  $\rho$  — плотность вещества катода,  $c$  — удельная теплоемкость,  $T$  — температура,  $t$  — время,  $j$  — плотность тока эмиссии,  $k$  — удельное сопротивление,  $r$  — линейный размер зоны эмиссии,  $r'$  — текущая координата в глубь катода. При записи (1) пренебрегалось теплопроводностью, влияние которой будет рассмотрено ниже. Теплофизические и электрофизические свойства вещества были выбраны как для массивного графита [5]. Анализ справочных данных позволил принять следующие аппроксимации:

$$\rho c = 1.72 \ln T - 7.93, \quad (2)$$

$$k = k_0 T \quad (3)$$

(здесь  $(\rho c)$  — в  $\text{J} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{K}^{-1}$ ;  $T$  — в К;  $k$  —  $\Omega \cdot \text{cm}$ ;  $k_0 \approx 3.75 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Энергия связи на один атом принята  $\varepsilon = 10 \text{ eV}$  [4].



**Рис. 4.** *a* — расчетная зависимость температуры эмиттера от времени при плотности тока эмиссии  $j = 10^9$  A/cm<sup>2</sup>; *b* — расчет температуры центра взрывной эмиссии в зависимости от времени после прекращения импульса тока и начального охлаждения за счет процесса испарения.

Для того чтобы разрушить область эмиссии, необходима такая плотность тока, чтобы достичь температуры  $\sim 10^5$  K за время импульса тока ( $\sim 10^3$  ps). Решение уравнения (1) с учетом этих требований и соотношений (2) и (3) представлено на рис. 4, *a*. Таким образом, в результате расчета можно принять необходимую плотность тока эмиссии  $\sim 10^9$  A/cm<sup>2</sup>.

Ясно, что зависимости (2) и (3) некорректны при высоких температурах. Следует учитывать и наличие пор в графите, поскольку эти поры заполняются электронным газом за счет термоэмиссии, что, естественно, должно оказывать существенное влияние на теплофизические и электрофизические свойства материала в целом. Однако структура решения уравнения (1) имеет вид

$$\int_0^t j^2 dt' = (\rho c)_0 / k_0 f(T),$$

где  $(\rho c)_0$  — значение при комнатной температуре,  $f(T)$  — функция, слабо зависящая от температуры и от свойств материала. Поэтому следует ожидать, что ошибка в определении  $j$  невелика, что подтвер-

ждается специально проведенными вычислительными экспериментами. Величина интеграла действия при этом остается равной

$$\int_0^t j^2 dt' \approx 10^9 \text{ A}^2 \cdot \text{cm}^{-4} \cdot \text{s}.$$

Для оценки пространственных масштабов области эмиссии будем исходить из закона „степени трех вторых“, записанного в виде

$$j = AE^2/\sqrt{U}. \quad (4)$$

Геометрия области формирования пространственного заряда содержится в величине электрического поля  $E$ ;  $U$  — приложенное напряжение,  $A = 2.33 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$ . Оценки из (4) дают  $E \approx (4 \div 5) \cdot 10^8 \text{ V/cm}$ . Указанную выше плотность тока обеспечивает термоавтоэлектронная эмиссия при меньших полях (при работе выхода  $\varphi = 4.7 \text{ eV}$ ). Отсюда следует ограничение пространственным зарядом (4). Полагая  $E \approx U/r$ , эмиттирующая неоднородность составит  $r \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ . При этом ток на один такой центр взрывной эмиссии будет  $i \approx j \cdot r^2 \approx (2 \div 3) \cdot 10^2 \text{ A}$ , а количество центров —  $N \approx I/i \approx (5 \div 10)$ . Если в соотношении (4) положить среднее поле  $E_{av.} \approx U/\sqrt{D_c h/2} \approx 4 \text{ MV/cm}$  (согласно точному расчету, значение поля, усредненного по площади кромки катода, составляет  $3-3.5 \text{ MV/cm}$ ), тогда  $j_{av.} \approx 8 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ , что близко к величине  $5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ , определенной из эксперимента. Отметим, что применительно к рассматриваемой ситуации, когда индукция магнитного поля в вакуумном диоде составляет  $2 \text{ T}$ , следует иметь в виду возможное влияние известного эффекта экранировки поверхности катода [6] на дискретность эмиссионных центров.

Рассмотрим динамику процессов температурной релаксации эмиттера. Для коэффициента теплопроводности исследуемого материала можно принять следующую аппроксимацию [5]:

$$\lambda \approx 121.66 \cdot T^{-0.792} \quad (5)$$

(здесь  $\lambda$  — в  $\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $T$  — в  $\text{K}$ ). Влияние теплопроводности, а также граничных условий (эмиссионного охлаждения, охлаждения при испарении) за время импульса распространится на длину температуропроводности  $L_T \approx \sqrt{\lambda t / \rho c}$ . Оценки этой величины с учетом (2) и (5)

показывают, что она мала по сравнению с характерным масштабом  $r$ , т.е. при длительности импульса  $\sim 10^3$  ps процессы температурной релаксации „включаются“ после окончания инжекции тока и только в паузе между импульсами имеет место охлаждение за счет испарения и теплопроводности.

Скорость испарения оценивалась исходя из формулы  $V \approx V_{\perp} \times \exp(-\varepsilon/T)$ , где  $V_{\perp}$  — поперечная скорость звука материала катода. Процесс испарения можно описать с помощью уравнения

$$dr'/dt = V_{\perp} \cdot \exp(-\varepsilon/T). \quad (6)$$

С учетом зависимости от координаты в (1):

$$t = r/V_{\perp} \cdot \int_1^{x1} \exp(\varepsilon/T(x)) dx, \quad T(x) = T_0(\varepsilon/T_0)^{x-4}, \quad x1 = r'/r. \quad (7)$$

Расчеты по формулам (7) показывают, что испаряется очень узкий слой материала и процесс испарения быстро прекращается. Это обусловлено резкой зависимостью температуры от координаты, в соответствии с уравнением (1). Процесс испарения является превалирующим в течение времени порядка 10 ns и понижает температуру до  $T \approx 2 \cdot 10^4$  K. Затем определяющей является теплопроводность.

Охлаждение за счет теплопроводности можно описать с помощью уравнения

$$\rho c (\partial T / \partial t) \approx -\lambda T / (r^2 + \lambda t / \rho c). \quad (8)$$

Запись правой части уравнения (8) сделана исходя из вида функции температурного влияния [7].

Из представленного на рис. 4, *b* решения задачи (8) видно, что эмиттер полностью остывает до температуры 300 K за время порядка миллисекунды, т.е. при частоте повторения до 1000 Hz. Как показали эксперименты, в этом случае микрогеометрия поверхности претерпевает изменения (рис. 3, *a*  $\rightarrow$  *b*  $\rightarrow$  *c*) в соответствии с известным эффектом полировки взрывоэмиссионных катодов [8], имеющим место при воздействии коротких импульсов напряжения. Сглаживание микрорельефа приводит к увеличению задержки эмиссии тока пучка и постепенному снижению перенесенного за импульс заряда (рис. 2). Следует отметить, что наряду с эффектом „полировки“ на снижение эмиссии катода



должны влиять дегазация графита и очистка его поверхности от различных включений.

При подаче напряжения с частотой повторения 3500 Hz эмиссионный центр на катоде не успевает остыть и можно предположить, что при последующем импульсе новый центр будет локализован вблизи. Этому способствует термоэлектронная эмиссия из области с повышенной температурой. Таким образом, имеет место нарастающий разогрев катода вблизи зоны эмиссии и, судя по фотографии (рис. 3, *d*), данный режим приводит к плавлению поверхности кромки при достаточном количестве импульсов в пакете. Об этом свидетельствуют не только гомогенизация поверхности катода и снижение ее видимой пористости, но и появление застывших кратеров, типичных для всплывания пузырей адсорбированного газа. На острых кромках подобных кратерных образований могут локализоваться новые эмиссионные центры при подаче последующих пакетов импульсов. Следовательно, рост температуры зоны эмиссии и своеобразная регенерация микрорельефа вполне могут объяснять наблюдавшееся в эксперименте увеличение заряда пучка (рис. 2) на высоких частотах повторения.

Таким образом, приведенное рассмотрение указывает на возможность существования своеобразного частотного порога эффекта „полировки“. Аналогичные оценки для металлов показывают, что такой порог находится в мегагерцевом диапазоне частоты следования импульсов.

Авторы выражают признательность С.Н. Рукину, С.К. Любутину и Б.Г. Словицкому за предоставленную возможность использования экспериментальной техники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 04–02–16576-а.

## Список литературы

- [1] Гришин Д.М., Губанов В.П., Коровин С.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 19. С. 24–31.
- [2] Любутин С.К., Месяц Г.А., Рукин С.Н. и др. // ПТЭ. 2001. № 5. С. 80–88.
- [3] Месяц Г.А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. С. 424.
- [4] Шешин Е.П. Структура поверхности и автоэмиссионные свойства углеродных материалов. М.: Изд-во МФТИ. Физматкнига, 2001. С. 288.

- [5] *Таблицы физических величин* / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. С. 1008.
- [6] *Беломягцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 18. С. 1089–1092.
- [7] *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. С. 735.
- [8] *Juttner B., Putschkarjov V.F., Rohrbech W.* // Proc. of VII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Novosibirsk, 1976. P. 189–192.