

05.4; 11

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ  
И ВЗРЫВОЭМИССИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

С.А. Баренгольц, Е.А. Литвинов,  
Г.А. Месяц

В работах [1-3] исследовались автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Экспериментально установлено, что спектр эмитированных электронов близок к металлическому, вольт-амперные характеристики в координатах Фаулера-Нордгейма представляют собой, как правило, прямые линии. Предельные токи  $I_{np}$  автоэмиссии составляют единицы А в диапазоне времен запаздывания взрыва микроострий  $t_3$  десятки-сотни наносекунд. На осциллограммах предпробойного тока отсутствовало нарастание. После кондиционирования катода импульсными дуговыми разрядами электрическая прочность вакуумного промежутка возрастала в 2-2,5 раза при охлаждении до 4.2 К. Отмечена большая эрозия катода в процессе взрывной эмиссии.

Величина предельного тока автоэмиссии ограничена разогревом эмитирующего острия-выступа на катоде. Запишем уравнение теплового баланса следующим образом [4]:

$$\int_V c(T_2 - T_1) dV = - \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{S_B} \frac{j_3}{e} \Delta \mathcal{E} dS_B + \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{S_V} \lambda \nabla T dS_V + \int_{t_1}^{t_2} dt \int_V j^2 \varpi dV, \quad (1)$$

где  $c$  - теплоемкость единицы объема,  $T_1$  и  $T_2$  - температура в момент времени  $t_1$  и  $t_2$  соответственно,  $dV$  - элемент объема,  $dS_V$  - площадка в объеме эмиттера,  $dS_B$  - эмитирующая поверхность (см. рис. 1),  $\frac{j_3}{e} \Delta \mathcal{E}$  - плотность потока тепла за счет эффекта Ноттингама,  $\lambda \nabla T$  - за счет теплопроводности,  $j^2 \varpi$  - джоулево тепловыделение,  $j_3$  - плотность тока через границу эмиссии,  $j$  - в объеме эмиттера,  $\varpi$  - удельное электросопротивление,  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности,  $\Delta \mathcal{E}$  - средняя энергия эмитированного электрона, отсчитанная от уровня Ферми.

Зависимости  $j_3(T)$  и  $\Delta \mathcal{E}(T)$  учитывались по формулам, приведенным в [5]. Аппроксимация формы эмиттера и учет объемного заряда проводились согласно [6, 7], величины  $\varpi$ ,  $\lambda$ ,  $c$  брались из работ [8-10]. В зависимости  $\varpi(T)$  не учитывалось отклонение сопротивления от линейного роста в области высоких температур, связанное с несовершенством образцов.

Необходимо отметить некоторые особенности разогрева микро-эмиттеров из ВТСП протекающим автоэмиссионным током. Низкая температура плавления достигается в привершинной области, поскольку температура инверсии  $T_{и}$  эффекта Ноттинггема  $2000\text{ К}$  превышает температуру плавления  $T_{п} \approx 1500\text{ К}$  данного материала. Джоулево тепловыделение преобладает над эффектом Ноттинггема при комнатных температурах и выше, вследствие более высокого (по сравнению с обычными металлами) удельного электросопротивления  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

На рис. 1 представлены расчетные осциллограммы предпробойного тока. Как видно из данных осциллограмм, величина предельного тока составляет единицы  $mA$ , что согласуется с экспериментальными данными [1-3]. Отсутствие нарастания связано с большой работой выхода  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  и высокой  $T_{и}$  в формулах для плотности тока [5], вследствие чего термодобавка к току мала.

Согласно расчетам, охлаждение до  $4.2\text{ К}$  приводит к увеличению пробойного напряжения на несколько процентов. Таким образом, экспериментально наблюдаемое увеличение электрической прочности в  $2-2.5$  раза при охлаждении нельзя объяснить изменением теплофизических характеристик ( $\alpha, \lambda, c$ ) ВТСП или переходом в сверхпроводящее состояние. Это свидетельствует, на наш взгляд, о сильной температурной зависимости эмиссионного тока. Для определения характера эмиссии необходимо экспериментальное исследование автоэмиссионных свойств (вольт-амперных характеристик, спектров эмитированных электронов) ВТСП после кондиционирования.

Проводилось исследование эрозии материала катода в процессе взрывной эмиссии. При достижении  $T_{п}$  в уравнении (1) задавался линейный рост тока, т.е. моделировалась экспериментальная осциллограмма. При некоторой критической температуре  $T_{кр}$ , величина которой варьировалась в пределах от  $2000$  до  $20000\text{ К}$ , счита-

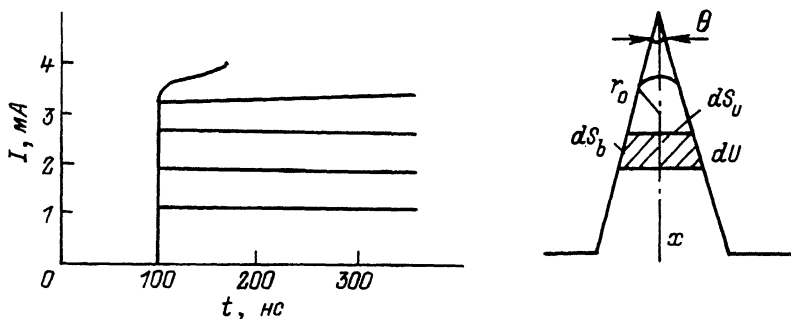
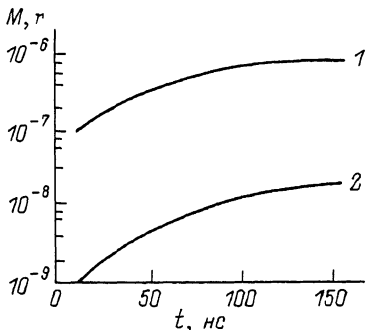


Рис. 1. Осциллограммы предпробойного тока. Радиус эмиссии  $r_0 = 210\text{ см}$ , угол раствора конуса  $\theta = 20^\circ$ .

Рис. 2. Зависимость уносимой массы от времени в процессе взрывной эмиссии для катода из  $Y, Ba, Ca, O_{7-8}$  (1) и катода из Nb (2). Взрыво-эmissionный ток  $I = 100$  А.



лось, что слой, которому соответствует данная температура, уносился. Изменение  $T_{кр}$  слабо влияет, как показали расчеты, вследствие малой теплопроводности.

Как видно из рис. 2, унос массы для катода из ВТСП существенно выше чем для Nb, что связано с различием теплофизических характеристик данных материалов. Результаты расчета соответствуют экспериментальным данным [1–3].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что более низкие предельные токи и большая эрозия катодов из ВТСП в процессе взрывной эмиссии (по сравнению с обычными металлами) обусловлены различием их теплофизических свойств (высоким удельным электросопротивлением, меньшими теплопроводностью и теплоемкостью). Для исследования влияния температуры на эмиссионные токи необходимы дополнительные эксперименты.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 16. С. 1441–1444.
- [2] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. Труды 1 Всесоюзного рабочего совещания по проблеме высокотемпературной сверхпроводимости. Свердловск, 1987. Т. 2. С. 248–250.
- [3] Месяц В.Г., Шкуратов С.И. Сер. препринтов научных докладов „Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости“ УрО АН СССР, Сыктывкар, 1988. В. 4. 24 С.
- [4] V a r e n g o l t s S.A. et al. XIII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988. V. 1. P. 28–30.
- [5] Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. – Успехи физ. наук. 1983. Т. 189. В. 2. С. 265–287.
- [6] D u k e W.P., T r o l a n J.K., D o l a n W.W., V a r n e s G. // J. Appl. Phys. 1953. V. 24. N 5: P. 570–578.
- [7] Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. М: Физматгиз. 1958. 272 с.

- [8] G u r v i t c h M., F i o r y A.T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 1027.
- [9] F r e e m a n J.J. et al // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8786-8787.
- [10] J u n o d A. et al // Jap. J. Appl. Phys. 1987. v. 26. S. 26-3. P. 1119.

Поступило в Редакцию  
12 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13

12 июля 1989 г.

02; 04; 07

## КИНЕТИКА НАСЕЛЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ: СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ КАРС И СПОНТАННОГО СВЕЧЕНИЯ

С.М. Г л а д к о в, А.М. Ж е л т и к о в,  
Н.И. К о р о т е е в, И.С. К о л е в а,  
А.Б. Ф е д о т о в

1. Возможность спектроскопии возбужденных ионов в низкотемпературной плазме, в том числе лазерной, с помощью когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) была недавно продемонстрирована в экспериментальных работах [1, 2]. В них было зарегистрированы процессы КАРС, происходящие с участием возбужденных атомарных ионов азота, алюминия, индия. В настоящей статье мы приводим результаты экспериментов по КАРС на возбужденных в лазерной плазме ионах азота и алюминия. Показано, что кинетики спонтанного свечения плазмы и КАРС на тех же переходах существенно отличны: интенсивность КАРС максимальна, когда свечение плазмы уже значительно ослабло. Качественные черты этой картины воспроизведены в простой численной модели распадающейся квазиравновесной плазмы, с учетом выхода линейчатого излучения.

2. В использованной нами схеме метода КАРС резонансное возрастание интенсивности рассеянного сигнала имеет место в том случае, когда частота рассеянного сигнала  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$  совпадает с частотой какой-либо линии спонтанного свечения плазмы. В нашей схеме  $\omega_1$  — излучение второй гармоники лазера на  $Nd:YAG$ , а  $\omega_2$  — перестраиваемое по частоте излучение лазера на растворе органического красителя. При выполнении условий такого резонанса интенсивность когерентного рассеяния на несколько порядков превосходит интенсивность спонтанного свечения плазмы (см. ниже, а так же работы [1, 3]).

3. Цель наших экспериментов состояла в исследовании спектра и кинетики антистоксова сигнала  $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ , генерируемого в области оптического пробоя излучения  $Nd:YAG$  лазера на поверх-