

01;05

## О возможности реализации кулоновского взрыва металла

© А.А. Рухадзе, У. Юсупалиев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: nesu@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 15 сентября 2003 г. В окончательной редакции 16 декабря 2003 г.)

Обсуждается механизм кулоновского взрыва металла во внешнем импульсном электрическом поле. В случае низкочастотного поля, когда его частота меньше частоты столкновений электронов, достичь условий кулоновского взрыва металла возможно, если длительность импульса поля меньше времени релаксации энергии электронов при упругих столкновениях, а температура электронов намного превышает энергию Ферми и работу выхода. В случае высокочастотного поля, например в мощном импульсе ультрафиолетового лазерного излучения, кулоновский взрыв возможен, если напряженность поля намного больше напряженности внутриатомного поля, т.е. когда плотность мощности лазерного излучения  $\geq 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>.

1. В последние годы возрос интерес к так называемым микропинчам — мощным импульсным сильноточным разрядам через тонкие металлические проволоочки [1–3]. Такие пинчи имеют самые разнообразные применения: например, для инициирования термоядерных реакций, для создания источников рентгеновского излучения и плотной горячей плазмы и пр. Наше внимание микропинчи привлекли возможностью экспериментального наблюдения крайне интересного явления — кулоновского взрыва металла. Явление это состоит в электрическом взрыве положительно заряженного кристалла при быстром удалении электронов проводимости из объема металла без значительного нагрева самой решетки [4].

Чтобы понять возможность реализации кулоновского взрыва при электрическом пробое металлической проволоочки, приведем простые оценки. Предположим, что длительность импульса напряжения  $\tau$  удовлетворяет неравенству

$$10^{-14} \text{ s} \approx \nu_e^{-1} \gg \tau \gg (\delta\nu)^{-1} \approx 10^{-10} \text{ s}, \quad (1)$$

где  $\nu_e \approx 10^{14} \text{ s}^{-1}$  — частота упругих столкновений электронов в металле с плотностью  $n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  и проводимостью  $\sigma \approx 10^{16} \text{ s}^{-1}$ , а  $\delta \approx 10^{-4}$  — доля передаваемой энергии от электрона решетке при упругом столкновении.

Отметим, что длина свободного пробега электронов в металле порядка  $L \approx v_{Fe}/\nu_e \approx 10^{-6} \text{ cm}$ , а дебаевская длина экранировки  $r_D \approx v_{Fe}/\omega_{Le} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$  (здесь  $v_{Fe} \approx 10^8 \text{ cm/s}$  — скорость Ферми,  $\omega_{Le} \approx \sqrt{3 \cdot 10^9 n_e}$  — ленгмюровская частота электронов).

Пусть через проволоочку с радиусом  $r_0$  протекает импульсный разрядный ток с плотностью  $j$ . При выполнении условия (1), когда охлаждением электронов можно пренебречь, температура электронов  $T_e$  (которую считаем намного больше энергии Ферми  $\epsilon_{Fe} = mv_{Fe}^2/2 \approx 1-2 \text{ eV}$ ) за время импульса  $\tau$  достигает значения

$$T_e \approx \frac{j^2}{n_e \sigma} \tau = \frac{\sigma E^2}{n_e} \tau, \quad (2)$$

а магнитное поле тока на поверхности проволоочки оказывается равным

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{\pi}{2c^2} j^2 r_0^2 = \frac{\pi}{2c^2} \sigma^2 E^2 r_0^2, \quad (3)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля разряда,  $c$  — скорость света в вакууме.

Из формул (2) и (3) следует, что если  $r_0 \leq 10^{-3} \text{ cm}$ , то уже при  $\tau > 10^{-11} \text{ s}$  газокINETическое давление нагретого электронного газа в металле будет превышать давление магнитного поля тока независимо от величины последнего. Заметим также, что при такой длительности импульса обеспечивается полное проникновение электрического тока в проводник. Действительно, время проникновения тока в проволоочку с радиусом  $r_0$  порядка

$$\tau_1 \approx \frac{\sigma r_0^2}{c^2}. \quad (4)$$

Для указанных выше параметров металла имеем  $\tau_1 \approx 10^{-11} \text{ s}$ . Таким образом, при  $\tau > 10^{-11} \text{ s}$  обеспечивается полное проникновение импульса тока в проводник. При меньших же длительностях импульса тока он будет сканироваться, не говоря уже о том, что магнитное поле тока будет сжимать электронный газ металла.<sup>1</sup>

Оценим теперь температуру электронов при их нагреве импульсом тока с плотностью  $j \approx 10^{10} \text{ A/cm}^2$  (или в электрическом поле  $E \approx 10^7 \text{ V/cm}$  при полном токе  $I \approx \pi r_0^2 j \approx 30 \text{ kA}$ ) за время  $\tau \approx 10^{-11} \text{ s}$ . Из формулы (2) получим  $T_e \approx 100 \text{ eV}$ . Электроны с такой энергией беспрепятственно покинут проволоочку за время порядка  $10^{-11} \text{ s}$ , что „оголит“ кристаллическую решетку и приведет к кулоновскому взрыву металла. Заметим, что все проведенные оценки соответствуют экспериментам [1–3], и нам представляется, что в этих экспериментах по исследованию X-пинча, по-видимому, наблюдался

<sup>1</sup> Как нами было показано в [5], на стадии сжатия электронов магнитным полем тока кулоновский взрыв металла реализовать невозможно.

кулоновский взрыв металла в феномене, названном в [1] минидиодом.

2. Другую возможность реализации кулоновского взрыва мы видим в облучении тонкой металлической пленки мощным фемтосекундным импульсом ультрафиолетового излучения. Если при этом энергия осцилляции электронов в поле лазерного излучения намного превышает энергию Ферми, то распределение электронов по скоростям есть узкая функция с максимумом при скорости, равной скорости осцилляции электрона в поле лазерного излучения [6].

В этом случае, однако, также необходимо выполнение некоторых условий.

Во-первых, металл должен быть прозрачным для лазерного излучения с частотой  $\omega_0$ , т. е.

$$\omega_0 > \omega_{Le} \approx \sqrt{3 \cdot 10^9 n_e} \gg v_e. \quad (5)$$

Для металлов это условие хорошо выполняется для излучения в ультрафиолетовой области спектра с длиной волны  $\lambda < 300 \text{ nm}$ .

Во-вторых, амплитуда осцилляции электрона  $r_E$  в поле лазерного излучения должна превышать полутолщину металлической пленки  $d$ , т. е.

$$r_E = \frac{eE_0}{m\omega_0^2} = \frac{v_E}{\omega_0} > d, \quad (6)$$

где  $E_0$  — амплитуда электрического поля лазерного излучения,  $v_E$  — амплитуда скорости осцилляции электрона.

При  $\omega_0 \approx 10^{16} \text{ s}^{-1}$  ( $\lambda_0 \approx 200 \text{ nm}$ ) и  $d \approx 10^{-6} \text{ cm}$  из (6) получим  $v_E \geq 10^{10} \text{ cm/s}$ ,  $E_0 \geq 10^{10} \text{ V/cm}$ , что соответствует плотности мощности лазерного излучения  $P_0 = cE_0^2/4\pi \geq 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Такая плотность мощности ультрафиолетового лазерного излучения сегодня уже превзойдена.

В указанных условиях поле лазерного излучения проникает в металл без ослабления, приводит электроны пучка в осцилляторное движение с амплитудой  $r_E > d$ , поэтому электроны, обладая энергией, намного большей работы выхода, легко покидают металлическую фольгу за время  $2\pi/\omega_0$ . При этом кристаллическая решетка „оголяется“ от электронов, причем из-за правого неравенства (5) разогрев металла несуществен. Отметим также, что при  $E_0 \approx 10^{10} \text{ V/cm}$  энергия осцилляции электронов в поле лазерной волны намного превышает энергию Ферми, но все еще остается нерелятивистской, она порядка  $30 \text{ keV}$ .

Авторы признательны рецензенту статьи за стимулирующее критическое замечание.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы „Университеты России“ (грант № УР 0102002).

## Список литературы

- [1] Иванников Г.В., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А. и др. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 403.
- [2] Pikuz S.A., Shelkovenkov T.A., Sinars D.B. et al. // Phys. Rev. Lett., 1999. Vol. 83. N 21. P. 4313.
- [3] Sinars D.B., Chendler K.M., Hammer D.A. et al. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. N 1. P. 216; Ibid. Vol. 8. N 4. P. 1305.
- [4] Rusek M., Logatec I., Blensky T. // Phys. Rev. A, 2000. Vol. 63. N 13. P. 203,
- [5] Рухадзе А.А., Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. 2003. № 7. С. 36.
- [6] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 2. С. 170.