

- [7] К о р о л ь к о в В.И., М и х а й л о в а М.П. // ФТП. 1983. Т. 17. № 4. С. 569-582.
- [8] M c I n t y r e // IEEE Trans. El. Dev. 1966. ED-13. P. 164.
- [9] Ж и н г а р е в М.З., К о р о л ь к о в В.И., М и х а й л о в а М.П. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 24. С. 1487-1490.
- [10] S u s a N., N a k a g o m e H., M i k a m i O., A n d o H., K a n b e H. // IEEE J. Quant. Electr. 1980. QE-16. N 8. P. 864-869.
- [11] А н д р е е в И.А., А ф р а и л о в М.А., Б а р а н о в А.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 8. С. 481-486.
- [12] А н д р е е в И.А., А ф р а и л о в М.А., Б а р а н о в А.Н. и др. В сб.: Полупроводники и гетеропереходы. Таллин, 1987. С. 51-53.
- [13] Техника оптической связи. Фотоприемники. М.: Мир, 1988. 526 с.
- [14] B e n o i t J., B o u l o u M., S o u l a g e G., J o u l l i e A., M a n i H. // J. Opt. Commun. 1988. V. 9. P. 55-58.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
6 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 17

12 сентября 1989 г.

04; 09

НАГРЕВ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА,  
УДЕРЖИВАЕМОГО НЕОДНОРОДНЫМ  
ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

В.П. К о в а л е н к о

Известно, что усредненная по времени сила, действующая на заряд в слабо неоднородном высокочастотном поле, не равна нулю и направлена в сторону убывания амплитуды поля [1-3]. Заряд выталкивается из поля, причем эта выталкивающая сила (сила Миллера) при достаточно плавном изменении в пространстве амплитуды ВЧ поля носит потенциальный характер. Последнее, в частности, означает, что заряд, влетающий в рассматриваемое поле, отражается им упруго, без изменения энергии.

Взаимодействие неоднородных ВЧ полей с частицами играет важнейшую роль в плазме [4, 5], причем пространственные градиенты амплитуд могут быть весьма значительными. Большие градиенты достигаются и в случае возбуждения переменных полей современными мощными СВЧ устройствами.

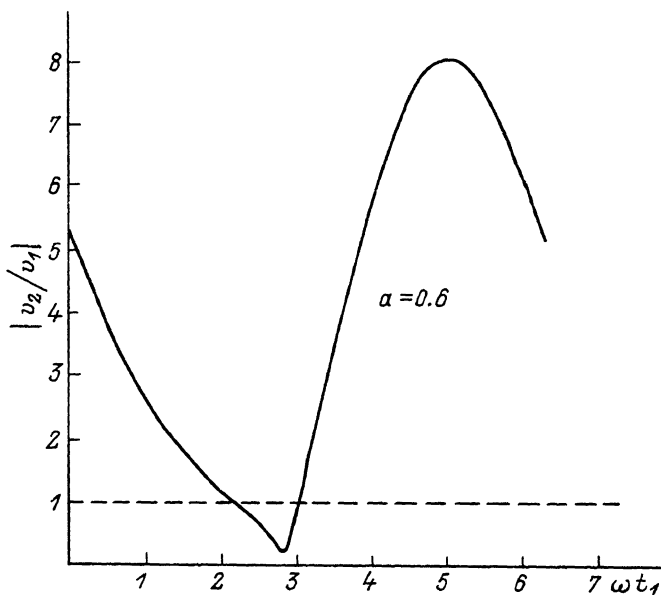


Рис. 1.

Механизм выталкивания заряда из неоднородного ВЧ поля [6] должен становиться при переходе к сильным градиентам амплитуды еще более эффективным, однако упомянутый выше приближенный анализ так же, как и вывод о потенциальности силы Миллера, в этом случае неприменимы. Естественно поставить вопрос о том, что происходит с частицей, влетающей в сильнонеоднородное поле. В работе [7] авторы, изучая движение электронов в электромагнитном поле сложной пространственной структуры, определили, до каких градиентов амплитуды пригодно еще приближение ВЧ квазипотенциала. Что касается других особенностей динамики электронов в рассмотренном поле [7], то они связаны не столько с самим градиентом ВЧ поля, сколько с ограниченностью системы по двум направлениям в пространстве.

В настоящей работе с целью выяснения роли градиента амплитуды как такового постановка задачи максимально упрощена. Рассматривается линейно нарастающее в пространстве высокочастотное электрическое поле, напряженность которого параллельна градиенту амплитуды. При этом число независимых параметров минимально и полученные численные результаты дают полную характеристику отражения электронов таким полем.

Зададим электрическое поле в полупространстве  $x \geq 0$  в виде

$$E_x = s x \sin \omega t,$$

$$E_y = E_z = 0.$$

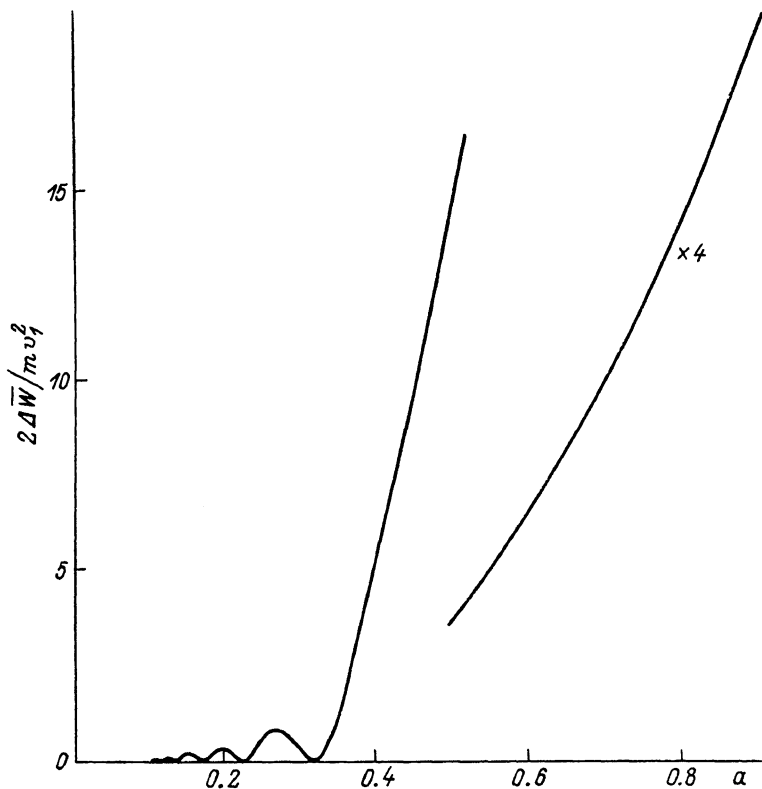


Рис. 2.

При  $x < 0$  электрическое поле отсутствует. Из области  $x < 0$  в область  $x > 0$  во всевозможные моменты времени поступают электроны, продольная скорость которых при  $x = 0$  равна  $v_1$ . Проинтегрируем уравнение движения произвольно выбранного электрона

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{e}{m} s x \sin \omega t \quad (1)$$

с начальными условиями

$$x \Big|_{t=t_1} = 0, \quad \frac{dx}{dt} \Big|_{t=t_1} = v_1$$

и найдем его скорость  $v_2$  по возвращении к плоскости  $x = 0$ .

В безразмерных переменных  $\xi = \frac{\omega x}{\pi v_1}$ ,  $\tau = \omega t$ ,  $\alpha = \frac{e s}{m \omega^2}$  уравнение (1) и начальные условия примут вид

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} = \alpha \xi \sin \tau, \quad (2)$$

$$\xi \Big|_{\tau=\tau_1} = 0, \quad \frac{d\xi}{d\tau} \Big|_{\tau=\tau_1} = \frac{1}{\pi}.$$

Уравнение (2) решалось численно. На каждом временном шаге размером  $\Delta\tau$  искомое решение и правая часть (2) представлялись в виде ряда по степеням  $\Delta\tau$  с отбрасыванием членов более высокого порядка, чем  $(\Delta\tau)^2$ . При уменьшении шага  $\Delta\tau$  до 0.1-0.05 результаты практически переставали зависеть от его размера. Результаты расчета следующие.

1. При любых значениях параметров  $\alpha$  и  $\tau_1$  электроны возвращаются к плоскости  $\xi = 0$  с отрицательным значением скорости — имеет место их отражение от поля.

2. Абсолютное значение скорости отраженного электрона может быть как больше его начальной скорости  $v_1$ , так и меньше ее, что зависит от фазы  $\tau_1$  влета электрона в область действия поля. Относительное изменение модуля скорости при  $\alpha \sim 0.1$  составляет несколько процентов и сильно возрастает с ростом параметра неоднородности  $\alpha$  (рис. 1). Время нахождения электрона в электрическом поле уменьшается с ростом  $\alpha$ .

3. Несмотря на то что изменение энергии электрона  $\Delta W$  в результате отражения полем

$$\Delta W = \frac{m v_1^2 \pi^2}{2} \left[ \left( \frac{d\xi}{d\tau} \right)_{\text{конечн.}}^2 - \frac{1}{\pi^2} \right]$$

может в зависимости от фазы влета быть как положительным, так и отрицательным, среднее значение  $\overline{\Delta W}$  этой величины по всем фазам влета всегда положительно. Другими словами, электронный газ, удерживаемый неоднородным ВЧ полем, одновременно нагревается им. Зависимость  $\overline{\Delta W}$  в единицах  $m v_1^2 / 2$  от параметра  $\alpha$  приведена на рис. 2. При значениях  $\alpha < 0.1$  усредненный энергообмен поля с электронами исчезающе мал. В дальнейшем наблюдается осцилляторная зависимость, и начиная с  $\alpha \approx 0.35$  величина  $\overline{\Delta W}$  резко возрастает. Заметим, что в этой области (расчет выполнен для  $\alpha = 0.8$ ) время пребывания электронов в поле близко к периоду колебаний поля.

В заключение подчеркнем еще раз, что установленные закономерности должны иметь место в сильнонеоднородных переменных полях, которые тем не менее могут быть реализованы в низкочастотной области СВЧ диапазона, в частности, выводы работы, по-видимому, могут быть использованы при анализе так называемого одноповерхностного вторично-эмиссионного СВЧ разряда с неоднородным полем у поверхности [8].

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гапонов А.В., Миллер М.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 242-243.  
 [2] Векслер В.И., Коврижных Л.М. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1116-1118.

- [3] Сагдеев Р.З. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 3. М.: АН СССР, 1958. 346 с.
- [4] Геккер И.Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. М.: Атомиздат, 1978. 310 с.
- [5] Взаимодействие сильных электромагнитных полей с бесстолкновительной плазмой / Под ред. Литвака А.Г. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. 200 с.
- [6] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 316 с.
- [7] Еремин Б.Г., Миллер М.А. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 5. С. 1151.
- [8] Гришин Л.В., Дорофеев А.А., Коссы И.А. и др. // Тр. ФИАН. М.: Наука, 1977. Т. 92. С. 82.

Институт физики АН УССР,  
Киев

Поступило в Редакцию  
12 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 17

12 сентября 1989 г.

05.4

## ПЛЕНОЧНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ КВАНТОВЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С РАБОЧЕЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ 77 К

С.И. Бондаренко, А.В. Лукашенко,  
А.А. Шабло, С.В. Гапонов,  
Л.В. Малышева, П.А. Павлов,  
А.Ю. Чурин, Д.Г. Павельев

Проведенные к настоящему времени исследования квантовой интерференции в высокотемпературных керамиках связаны в основном с объемными массивными образцами [1-5] и только в работе [6] представлены по пленочным интерферометрам с рабочей температурой 68 К. Основной причиной такой ситуации являются технологические трудности, связанные как с созданием пленки с необходимыми критическими параметрами, так и с получением на пленке необходимой конфигурации интерферометра.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования интерферометра, изготовленного на основе пленок  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ , полученных лазерным испарением на подложку  $SrTiO_3$ . Толщины пленок  $h \approx 500-1000 \text{ \AA}$ . Конфигурация и ВАХ образца при 77 К представлены на рис. 1. Диаметр отверстия в центре пленки равен  $d_0 = 5 \text{ мкм}$ . Измерения проводились на постоянном токе по четырехзондовой методике. Критическая температура пленки  $T_c = 85 \text{ К}$ . Критическая плотность тока  $J_c(77 \text{ К}) = 0.8 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$  возрастает с понижением температуры и при 4.2 К достигает величины  $J_c(4.2) = 0.7 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$ . На зависимости напряжения на интерферометре при  $J > J_c$  от внешнего перпендикулярного поверхности пленки магнитно-