

Поэтому в данном диапазоне частот коэффициент прохождения $T_p^{(4)}$ значительно превосходит $T_p^{(1)}$.

С п и с о к л и т е р а т у р а

- [1] V i s o n i c S. In: 1987 International Conf. on Plasma Phys. Proc. of the Invited Papers / Ed. by A.G. Sitenko. World Scientific. P. 1293.
- [2] Алиев Ю.М., Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Фролов А.А. В кн.: Взаимодействие и самовоздействие волн в нелинейных средах. Ч. 1. Душанбе: Даниш, 1988. С. 7.
- [3] Красовский В.Л., Ораевский В.Н. // ДАН СССР. 1978. Вып. 242. С. 584.
- [4] I s h i m a r u S., Y a k i m e n k o I.P. // Physica Scripta. 1974. V. 10. С. 244.
- [5] Загородний А.Г., Кривцун И.В., Якименко И.П. // Укр. физич. журн. 1977. № 9. С. 1533.
- [6] Гвоздецкий В.С., Загородний А.Г., Кривцун И.В., Корчинский Г.М., Якименко И.П. // Препринт ИТФ-88-110Р. Киев. 1988. 36 с.

Институт теоретической физики
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
17 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

01

© 1990

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМАХ ТИПА СТМ

Р.З. Бахтизин, В.Г. Валеев,
А.А. Ковальский

Целью настоящего сообщения является анализ особенностей туннелирования электронов в структурах с узким вакуумным зазором d (например, СТМ). Малость величины d приводит к значительному влиянию проводящих „берегов“ на структуру потенциального барьера. Отвлекаясь на первых порах от сложного динамического характера такого влияния, мы ограничимся статическим приближением и сосредоточим внимание на рассмотрении лишь роли довольно очевидного факта существования бесконечного ряда зарядов изображений, порождаемых туннелирующим электроном в „берегах“ вакуумного промежутка.

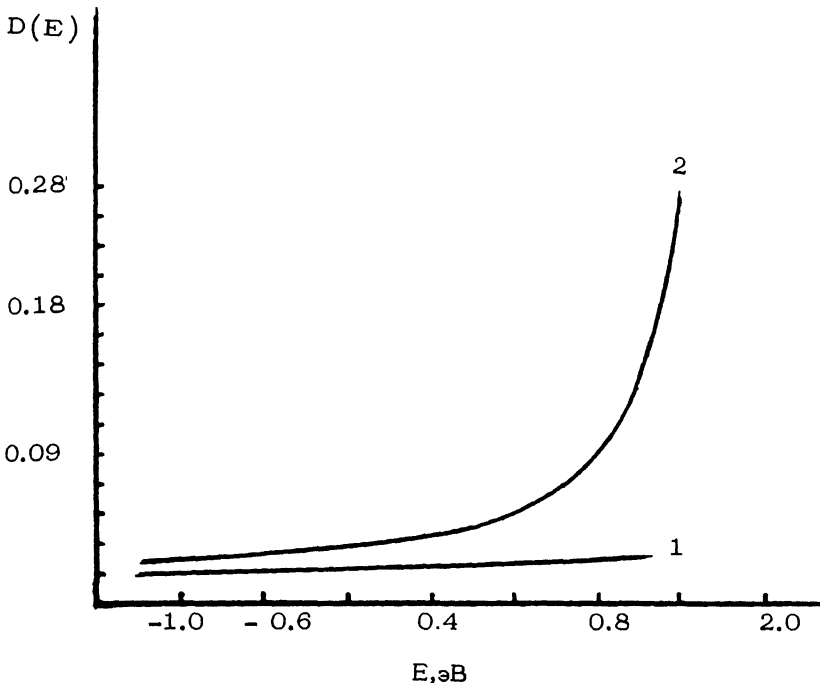


Рис. 1. Зависимость прозрачности потенциального барьера D от полной энергии туннелирующего электрона E для конфигурации плоскость-плоскость; a - величина „зазора“ (Å), qV - приложенная разность потенциалов (эВ). Значения параметров: $a = 10$ Å, $qV = 1.4$ эВ. 1 - зависимость $D(E)$ с учетом одного изображения; 2 - зависимость $D(E)$ с учетом всей совокупности изображений.

Например, в системе с плоскими „берегами“ потенциал сил изображения для туннелирующего электрона имеет вид

$$V_{im}(z) = \sum_i \frac{e q_i}{|z - z_i|}, \quad (1)$$

где z - координата электрона в зазоре, z_i - координата i -го изображения ($i = 1, 2, \dots$), связанная с z обычной процедурой инверсии последовательно относительно каждой из плоскостей электродов q_i - заряд i -го электрического изображения. При этом, как легко видеть, возникают две бесконечные системы зарядов - изображений; для одной первое отражение исходного заряда e

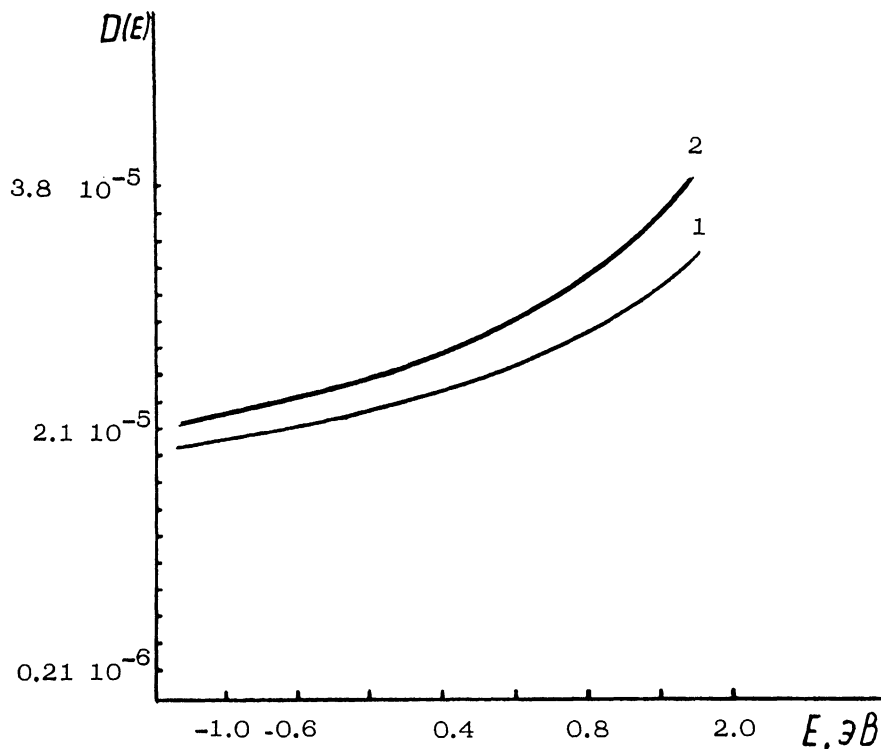


Рис. 2. Зависимость прозрачности потенциального барьера D от полной энергии туннелирующего электрона E для конфигурации сфера-плоскость; d - величина „зазора“ (\AA), qV - приложенная разность потенциалов (эВ). Значения параметров: $d = 10 \text{\AA}$, $qV = 1.4$ эВ. 1 - зависимость $D(E)$ с учетом одного изображения, 2 - зависимость $D(E)$ с учетом всей совокупности изображений.

производится в левой плоскости, для другой - в правой. Каждая инверсия меняет знак заряда на противоположный.

Функция $V_{in}(z)$ может быть найдена аналитически и для системы плоскость - сфера радиуса R [1].

Результаты для прозрачности потенциального барьера D , полученные в приближении ВКБ [2] с учетом влияния одного изображения (кривые 1) и всей их совокупности (кривые 2) в зависимости от полной энергии туннелирующего электрона E при характерных значениях d и разности потенциалов „берегов“ qV приведены на рис. 1 - для конфигурации плоскость - плоскость и на рис. 2 - для конфигурации плоскость - сфера радиуса R соответственно.

Видно, что действие сил со стороны зарядов - изображений уже в статическом приближении весьма существенно изменяет D . Заметим, что в обычных для СТМ - эксперимента конфигурациях $d \sim 5-10 \text{ \AA}$ время туннелирования электрона $\tau \sim d^2$ значительно превосходит характерное время формирования потенциала сил изображения $\tau_{pl} \sim \omega_{pl}^{-1} \approx 10^{-15} \text{ с}$ [3]. Поэтому можно ожидать, что динамические эффекты в этом случае малы [4]. Последнее утверждение, впрочем, не является очевидным в применении к далеким изображениям.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [2] К е м б л е Е.С. The Fundamental Principles of Quantum Mechanics. New York: Mc Graw-Hill, 1937.
- [3] Б а с к и н Л.М., С о к о л о в с к и й Д.Г. // Известия вузов. Физика. 1987. Т. XXX. № 3. С. 26-29.
- [4] G a b o v i c h A.M. et all. // Surf. Sci. 1987. V. 186. P. 523-549.

Башкирский
государственный
университет
им. 40-летия Октября

Поступило в Редакцию
21 октября 1989 г.
В окончательной редакции
24 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

04

© 1990

О МЕХАНИЗМЕ ВЫКЛЮЧЕНИЯ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ В ТОКАМАКАХ

В.Н. Б у д н и к о в, Л.А. Е с и п о в,
М.А. И р з а к

Создание стационарных токов безындукционным путем является важной задачей в программе термоядерного реактора - токамака. Наибольшие успехи в генерации токов увлечения в настоящее время достигнуты с помощью НГ волн [1]. Однако во всех экспериментах по генерации токов НГ волнами обнаружен предел по плотности n_{cr} , при переходе через который генерация токов прекращается. Эта „критическая” плотность обычно в несколько раз меньше НГ плотности n_{LH} . Резкое падение эффективности генерации токов увлечения совпадает с началом генерации быстрых ионов, т.е. с началом сильного взаимодействия волны с ионами, которое обычно связывают с периферийными распадными неустойчивостями [2].