

01; 07

© 1990

СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ТУННЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ
АТОМОВ И ИОНОВ В НИЗКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

П.А. Головинский

Движение электрона при ионизации в низкочастотном лазерном поле можно разделить на три области, как показано на рис. 1. Ось z выбрана вдоль направления внешнего поля, которое мы будем предполагать линейно поляризованным. Вся задача является квазиклассической [1]. В области I электрон совершает финитное движение, соответствующее связанному состоянию. Область II является классически недоступной, уравнение Ньютона разрешимо только при мнимых значениях времени. Метод мнимого времени позволяет найти вероятность ионизации в единицу времени из S состояния с энергией E_0 с точностью до предэкспоненциального множителя в виде ($m = e = \hbar = 1$):

$$W = C(x, \mathcal{E}) \exp\left(-\frac{2x^3}{3\mathcal{E}}\right), \quad (1)$$

где $x = \sqrt{2|E_0|}$, $C(x, \mathcal{E})$ – медленно меняющаяся по сравнению с экспонентой функция, \mathcal{E} – напряженность электрического поля.

Электрон может выйти из-под барьера в произвольный момент времени с нулевым импульсом и подхватывается внешним полем [2]. В области III его движение в нерелятивистском приближении описывается уравнением

$$\dot{p}_z = \mathcal{E}_0 \cos(\omega t + \varphi), \quad (2)$$

где p_z – проекция импульса электрона на направление поля, t – амплитуда поля, ω – его частота, φ – начальная фаза.

Пусть ионизация произошла в момент времени t_0 , когда $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos(\omega t_0 + \varphi)$. Соответственно

$$p_z = \alpha + \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi)/\omega, \quad (3)$$

$$\text{где } \alpha = -\mathcal{E}_0 \sqrt{1 - (\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)^2}/\omega.$$

Таким образом, кроме осцилляционной энергии появится энергия поступательного движения; средняя энергия электрона будет равна

$$\bar{E} = T + E_K, \quad (4)$$

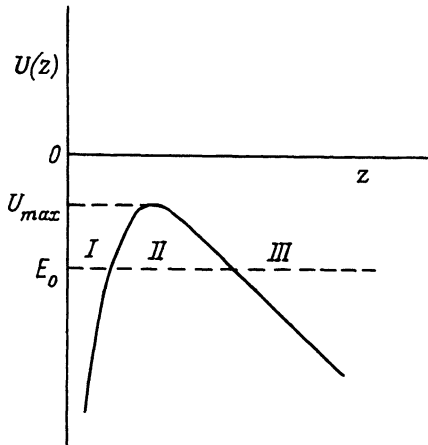


Рис. 1. Качественный вид зависимости потенциальной энергии электрона атома или иона в электрическом поле от координаты z вдоль направления поля. U_{max} - максимальное значение потенциальной энергии, E_0 - энергия квазистационарного состояния.

где $T = (\mathcal{E}_0/\omega)^2 (1 - (\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)^2)/2$ - кинетическая энергия поступательного движения, $E_K = \mathcal{E}_0^2/(4\omega^2)$ - пондеромоторный потенциал. Наличие пондеромоторного потенциала само может сказаться на спектре электронов, поскольку возникает дополнительное ускорение

$$\vec{a} = -\frac{1}{4\omega^2} \nabla(\mathcal{E}_0^2). \quad (5)$$

В итоге энергия электрона при его вылете из лазерного пучка может варьироваться от T до $T + E_K$ в зависимости от длительности лазерного импульса. Далее мы не рассматриваем пондеромоторные эффекты, а проанализируем распределение электронов по величине поступательной энергии T . Выражая напряженность поля, при которой произошла ионизация через T и подставляя в формулу (1), получим распределение электронов по энергиям T :

$$W = C(\mathcal{E}, \mathcal{E}_0, \alpha(T)) \exp\left(-\frac{2\mathcal{E}^3}{3\mathcal{E}_0\alpha(T)}\right), \quad (6)$$

$$\alpha(T) = \sqrt{1 - T/\left(\frac{\mathcal{E}_0^2}{2\omega^2}\right)}.$$

Аналогичным образом можно рассмотреть задачу и в случае, когда электрон во внешнем поле волны может достигать релятивистских значений скорости $v \sim c$. Как известно [3], импульс частицы в поле волны изменяется по закону

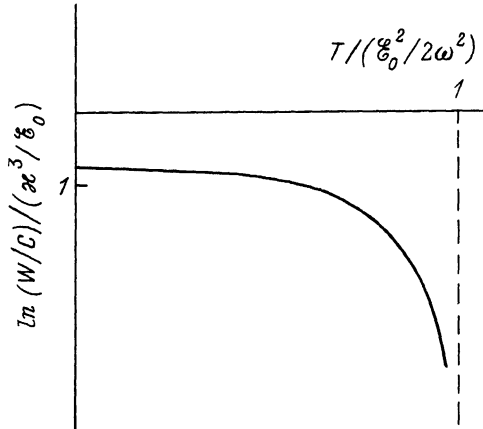


Рис. 2. Спектр вылетающих электронов в логарифмическом масштабе.

$$p_y = 0, \quad p_z = \alpha - A/c,$$

$$p_x = -\frac{\gamma}{2} + \frac{c^2 + \alpha^2}{2\gamma} - \frac{1}{c\gamma} + \frac{1}{2\gamma c^2} A^2, \quad (7)$$

где $\vec{A}(\xi)$ – вектор потенциал волны, зависящий от фазы $\xi = ct - x$. Электромагнитная волна при этом распространяется вдоль оси x , векторы \vec{A} и \vec{a} направлены вдоль оси z . В начальный момент времени при выходе из-под барьера импульс равен нулю. Отсюда определим константы

$$\alpha = A(\xi_0)/c, \quad \gamma = c. \quad (8)$$

При этом среднее значение энергии вылетевшего электрона

$$\bar{E} = c^2 + \alpha^2/2 + \frac{\bar{A}^2}{2c^2}, \quad (9)$$

где \bar{A}^2 – среднее значение величины A^2 .

Отсюда видно, что энергия поступательного движения T в релятивистском случае равна

$$T = \frac{A^2(\xi_0)}{2c^2}. \quad (10)$$

С учетом соотношения $\xi_0/\omega = A_0/c$ она совпадает с соответствующим выражением в нерелятивистском приближении. Поэтому распределение (6) сохраняет свой вид и при больших энергиях.

Некоторые поправки могут возникнуть за счет изменения (1) при учете релятивистских эффектов. Это не может изменить экспоненциальной зависимости вероятности ионизации от величины поля и изменить общий вид электронного спектра. На рис. 2 в логарифмическом масштабе приведена универсальная кривая, определяющая спектр электронов, вылетающих из атомов и ионов. Полученный результат имеет смысл при значениях параметра $\alpha^3/\epsilon_0 \gg 16$, когда $U_{max} > E_0$.

В заключение отметим, что с достижением в твердотельных лазерах интенсивностей лазерного излучения $I \sim 10^{21-22}$ Вт/см² можно ожидать появления в процессе ионизации тяжелых атомов электронов с энергиями $T \geq 1$ МэВ.

Автор благодарен М.В. Аммосову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, М.: Наука, 1974. 752 с.
- [2] Sorokum P.V. et al. Conference on superintense laser-atom physics. Abstracts. Rochester NY, 1989. P.44-
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М.: Наука, 1973. 504 с.

Институт общей
физики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
22 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 5

12 марта 1990 г.

01; 05.1

© 1990

ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЯДРА РЕШЕТОЧНОЙ ДИСЛОКАЦИИ В ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГРАНИЦЕ

Ю.А. Ф е д о р о в, Б.М. Д а р и н с к и й

В изучении явления делокализации ядра решеточной дислокации в границе общего типа сделаны первые шаги [1, 2], и в общих чертах оно понятно. В работе [2] изучена делокализация ядра дислокации, вектор Бюргера которой расположен перпендикулярно плоскости границы, происходящей по диффузионному механизму. В настоящем сообщении рассматривается дислокация, имеющая вектор Бюргера, расположенный в плоскости границы.

Во многих произвольных границах существуют такие направления τ , вдоль которых любой относительный сдвиг смежных кристаллов