

УДК 537.311.33

РАСЧЕТ ПОДВИЖНОСТИ КВАЗИДВУМЕРНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

I. Рассеяние на заряженных примесях

А.Л. АСАТРЯН, А.Л. ВАРТАНЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 октября 1994г.)

Развит метод энергетических потерь для расчета подвижности в низкоразмерных полупроводниковых структурах с квазидвумерным газом носителей заряда. При рассеянии на заряженных примесях найдено выражение для подвижности, зависящее от характеристик квантовой ямы, вида распределения примесных центров в области ямы и в окружающей среде, а также от диэлектрических постоянных рассматриваемой системы.

Введение

Для расчета кинетических коэффициентов однородных полупроводников в последнее время успешно применяется метод энергетических потерь (МЭП) [1,2]. Основная идея МЭП, предложенного в [3] и обобщенного в [4] для произвольного рассеивающего потенциала, состоит в замене рассеивающего центра неким распределением заряда, электростатический потенциал которого идентичен потенциалу данного центра. Далее, в системе координат, связанной с газом носителей заряда (НЗ) вычисляются энергетические потери движущихся через газ центров, которые отождествляются с выделившимся в системе джоулевым теплом, в выражении которого входит подлежащая определению подвижность. Энергетические потери движущегося заряда выражаются в виде функционала плотности незэкранированного заряда, его скорости и функции диэлектрической проницаемости (ФДП) среды. Этот метод универсален тем, что при различных механизмах рассеяния используется одна и та же ФДП, с помощью которой в процессах переноса можно одновременно учитывать не только эффекты обменных и кулоновских корреляций электронов, динамическое экранирование и плазменные эффекты, но и реальную зонную структуру полупроводника, а также внешнее магнитное поле.

В данной работе развит МЭП применительно к низкоразмерным структурам и рассчитана подвижность квазидвумерного газа НЗ при рассеянии на заряженных примесях.

1. Формализм метода энергетических потерь для квазидвумерных электронных систем. Перейдем к выводу выражения для мощности энергетических потерь. Плотность распределения заряда, создающего поле с потенциалом,

эквивалентным потенциалу рассеивающего поля $\vec{e}_x$ данного дефекта, определяется из уравнения Пуассона. Из-за неоднородности среды в одном направлении (ось z) $\vec{e}_x$ в точке z в общем случае будет зависеть и от координаты дефекта z' . Мощность энергетических потерь НЗ, движущегося параллельно границам двумерного (2D) канала со скоростью $\vec{v}$, вычисляется по формуле ([5])

$$-\frac{dW(z')}{dt} = \int d\vec{r} \int dz \vec{v} \nabla V_{ind}(\vec{r}, z, z', t) \rho_{ex}^*(\vec{r}, z, z', t), \quad (1.1)$$

где $V_{ind}(\vec{r}, z, z', t)$ - потенциал индуцированного в рассматриваемой среде поля, обусловленного перераспределением свободных НЗ. 2D фурье-образы функций V_{ind} и ρ_{ex} связаны между собой соотношением

$$V_{ind}(\vec{q}, z, z', \omega) = \int dz_1 \int dz_2 G(\vec{q}, z, z_1) \chi(\vec{q}, z_1, z_2, \omega) V_{ex}(\vec{q}, z_2, z', \omega), \quad (1.2)$$

где $G(\vec{q}, z, z')$ - 2D фурье-образ кулоновского взаимодействия двух электронов в среде, $\chi(\vec{q}, z, z', \omega)$ - функция линейного отклика, удовлетворяющая уравнению Дайсона [6]:

$$\begin{aligned} \chi(\vec{q}, z, z', \omega) &= \chi_0(\vec{q}, z, z', \omega) + \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \chi_0(\vec{q}, z, z_1, \omega) G(\vec{q}, z_1, z_2) \chi(\vec{q}, z_2, z', \omega), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $\chi_0(\vec{q}, z, z', \omega)$ - функция линейного отклика свободного 2D электронного газа (2ДЭГ) [6].

Если в связанной с рассеивающим центром системе координат V_{ex} не зависит от времени, то в движущейся относительно центра со скоростью $\vec{v}$ системе двумерный фурье-образ

$$V_{ex}(\vec{q}, z, z', \omega) = 2\pi\delta(\omega - \vec{q} \cdot \vec{v}) V_{ex}(\vec{q}, z, z'). \quad (1.4)$$

С учетом соотношений (1.2) и (1.4) формула (1.1) принимает вид

$$\begin{aligned} -\frac{dW(z')}{dt} &= -\frac{i}{4\pi S} \sum_{\vec{q}} (\vec{q} \cdot \vec{v}) \int dz \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 G(\vec{q}, z, z_1) \chi(\vec{q}, z_1, z_2, \vec{q} \cdot \vec{v}) \times \\ &\times V_{ex}(\vec{q}, z_2, z') \left[-q^2 V_{ex}^*(\vec{q}, z, z') + \frac{\partial^2}{\partial z^2} V_{ex}^*(\vec{q}, z, z') \right]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

При заполнении только первой энергетической подзоны интегральное уравнение (1.3) имеет аналитическое решение

$$\chi(\vec{q}, z, z', \omega) = -\frac{q^2}{e^2} \cdot \frac{\chi_{2D}(\vec{q}, \omega) |\psi_0(z)|^2 |\psi_0(z')|^2}{1 + \frac{q^2}{e^2} \chi_{2D}(\vec{q}, \omega) G_0(\vec{q})}, \quad (1.6)$$

где $\chi_{2D}(\vec{q}, \omega)$ - поляризуемость 2ДЭГ [7],

$$G_0(\vec{q}) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 |\psi_0(z_1)|^2 |\psi_0(z_2)|^2 G(\vec{q}, z_1, z_2) \equiv \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0 q} A_0(q), \quad (1.7)$$

$\psi_0(z)$ - волновая функция основного состояния электрона в квантовой яме, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная 2D-канала.

После подстановки (1.6) в (1.5) получим

$$\begin{aligned} -\frac{dW(z')}{dt} = & -\frac{i}{4\pi S} \sum_{\vec{q}} \frac{(\vec{q} \cdot \vec{v})}{G_0(\vec{q})} \left[\frac{1}{\epsilon_{2D}(\vec{q}, \vec{q}, \vec{v})} - 1 \right] \int_{-\infty}^{\infty} dz G(\vec{q}, z) V_{ex}(\vec{q}, z') \times \\ & \times \left[-q^2 V_{ex}^*(\vec{q}, z, z') + \frac{\partial^2}{\partial z^2} V_{ex}^*(\vec{q}, z, z') \right], \end{aligned} \quad (1.8)$$

где введены следующие обозначения:

$$\epsilon_{2D}(\vec{q}, \omega) = 1 + \frac{q^2}{e^2} \chi_{2D}(\vec{q}, \omega) G_0(\vec{q}), \quad (1.9)$$

$$F(\vec{q}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\vec{q}, z, z') |\psi_0(z')|^2 dz'. \quad (1.10)$$

Выражение для полной мощности энергетических потерь получается усреднением (1.8) с помощью функции распределения рассеивающих центров $g(z)$, которая в предположении однородности распределения этих центров в плоскости слоев будет зависеть только от координаты z . Приравнявая полную мощность энергетических потерь джоулевому теплу, получим выражение для расчета подвижности НЗ:

$$\mu^{-1} = \frac{1}{n_s e v^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{dW(z')}{dt} \right] g(z') dz', \quad (1.11)$$

где n_s - поверхностная плотность НЗ.

2. Рассеяние на заряженных примесях. Рассмотрим рассеяние на примесном

центре с зарядом $Q = eZ$, находящемся в точке z', r . Фурье-образ $\epsilon_{ex}(\vec{q}, z, z')$ удовлетворяет уравнению

$$-q^2 V_{ex}^*(\vec{q}, z, z') + \frac{\partial^2}{\partial z^2} V_{ex}^*(\vec{q}, z, z') = -4\pi Q \delta(z - z') \quad (2.1)$$

Подставив (2.1) в (1.8), с учетом (1.11) получим

$$\mu^{-1} = -\frac{Q^2}{2\pi n_s e v^2 \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' g(z') \int d\vec{q} \frac{\vec{q} \cdot \vec{v}}{q A_0(q)} \cdot \text{Im} \epsilon_{2D}^{-1}(\vec{q}, \vec{q}, \vec{v}) \cdot A^2(\vec{q}, z') , \quad (2.2)$$

где

$$A(\vec{q}, z) = \frac{\epsilon_0 q}{2\pi e^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dz' |\psi_0(z')|^2 G(\vec{q}, z, z') . \quad (2.3)$$

В рамках приближения бесконечно глубокой квантовой ямы выражения для $A_0(q)$ и $A(q, z)$ приведены в [8].

Вычисление входящей в (2.2) мнимой части $\epsilon_{2D}^{-1}(\vec{q}, \vec{q}, \vec{v})$ при $v \ll \bar{v} = (2\epsilon^- / m)^{1/2}$ приводит к результату

$$\text{Im} \epsilon_{2D}^{-1}(\vec{q}, \vec{q}, \vec{v}) = -\frac{1}{4} \frac{\hbar \vec{q} \cdot \vec{v}}{(\epsilon_q \epsilon^-)^{1/2}} \cdot \frac{2\pi e^2 n_s A_0(q)}{[\epsilon_0 q \epsilon^- + 2\pi e^2 n_s A_0(q)]} \cdot f(\epsilon_q, \epsilon^-) , \quad (2.4)$$

где $\epsilon_q = \hbar^2 q^2 / 8m$, $\epsilon^- = k_B T$, $f(\epsilon_q, \epsilon^-) = \pi^{1/2} \exp(-\epsilon_q / k_B T)$ для невырожденного и $\epsilon^- = \epsilon_F$, $f(\epsilon_q, \epsilon^-) = (1 - \epsilon_q / \epsilon_F)^{-1/2}$ для вырожденного газа НЗ, ϵ_F - фермиевская энергия.

После подстановки (2.4) в (2.2) и последующего интегрирования по углу между векторами $\vec{q}$ и $\vec{v}$, приходим к следующей расчетной формуле для подвижности

$$\mu^{-1} = \frac{\epsilon_0 S_0}{8\pi^2 \bar{v} n_s e^3} \int_0^{\bar{k}} q^2 \frac{\langle |V(q)|^2 \rangle f(\epsilon_q, \epsilon^-) dq}{\left[1 + \frac{S_0}{q} A_0(q) \right]^2} , \quad (2.5)$$

где

$$\langle |V(q)|^2 \rangle = \left(\frac{2\pi Z e^2}{\epsilon_0 q} \right)^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dz g(z) A^2(q, z) - \quad (2.6)$$

- случайный потенциал заряженных примесей, S_0 - параметр экранирования. Для невырожденного газа НЗ

$S_0 = 2\pi e^2 n_s / \epsilon_0 k_B T$, $\bar{k} = k_T = (2mk_B T / \hbar^2)^{1/2}$, а для вырожденного - $S_0 = 2e^2 m / \epsilon_0 \hbar^2 = 2/a_0$, $\bar{k} = k_F = (2\pi n_s)^{1/2}$ (a_0 - эффективный боровский радиус).

Для вырожденного квазидвумерного электронного газа формула (2.5), полученная по МЭП, при определенных приближениях совпадает с формулой для вычисления подвижности в борновском приближении, полученной Стерном и Ховардом [9], что является важным аргументом в пользу применения МЭП в задачах 2D - переноса. В [10] по формуле (2.5) вычислено время релаксации вырожденного газа квазидвумерных электронов инверсионного слоя на границе

раздела $SiO_2 - Si$ с конечной толщиной слоя SiO_2 при их рассеянии на примесных центрах и поверхностных шероховатостях. По этой формуле вычислена также подвижность НЗ в гетерогереходе $GaAlAs / GaAs$ [11] и в квантовой яме $GaAlAs / GaAs / GaAlAs$ [12] при рассеянии электронов на удаленных и фоновых примесях, а также на поверхностных шероховатостях.

Вычислим подвижность НЗ невырожденного 2D газа в квантовой яме при различных распределениях примесных центров в условиях, когда

$$\varepsilon_1 \cong \varepsilon_2 \cong \varepsilon_0, \quad \bar{k}L \ll 1, \quad (2.7)$$

где ε_1 и ε_2 - диэлектрические постоянные областей, граничащих с квантовой ямой, а L - ее ширина. С учетом выражений $A_0(q)$ и $A(q, z)$ [9]

$$A_0(q) = A(q, 0 \leq z \leq L) = 1, \quad A(q, z < 0) = \exp(qz), \quad (2.8)$$

для подвижности получим:

$$\mu^{-1} = \frac{2\pi^{3/2} e^3 m L}{\varepsilon_0^2 \hbar k_B T} \left\{ n_2 G_2(p_0) + \frac{n_1}{4k_T L} G_1(p_0) \right\} \quad (2.9a)$$

$$\text{при} \quad g(z) = n_1 \Theta(-z) + n_2 \Theta(L - z) \Theta(z), \quad (2.10a)$$

$$\mu^{-1} = \frac{2\pi^{3/2} e^3 m}{\varepsilon_0^2 \hbar k_B T} N_1 G_2(p_0, \alpha) \quad (2.9b)$$

$$\text{при} \quad g(z) = N_1 \delta(z + z_i). \quad (2.10b)$$

В (2.9a) - (2.10b) введены обозначения:

$$G_s(p_0) = \int_0^1 \frac{x^s \exp(-x^2) dx}{(x + p_0)^2}, \quad G_s(p_0, \alpha) = \int_0^1 \frac{x^s \exp(-x^2 - \alpha x) dx}{(x + p_0)^2}, \quad (2.11)$$

$$p_0 = S_0 / 2k_T, \quad \alpha = 4k_T z_i,$$

N_1 - поверхностная плотность δ -легированной плоскости, n_1 и n_2 - объемные плотности заряженных примесей соответственно в диэлектрической области и в пленке, $\Theta(z)$ - функция единичного скачка.

При увеличении ширины квантовой ямы первое слагаемое в (2.9a) растет пропорционально L , что в рассматриваемом квантовом пределе обусловлено ростом эффективной поверхностной плотности Ln_2 примесных центров. Температурная зависимость подвижности определяется относительной ролью экранирования и средней скорости НЗ. Увеличение температуры приводит к уменьшению рассеяния, но и ослабляет эффект экранирования. Согласно (2.9a) μ^{-1} в области $T \sim 30 \div 60 K$ можно аппроксимировать

линейной функцией, убывающей с ростом T , при этом с уменьшением величины n_1/n_i наклон прямой уменьшается.

В случае легирования по закону (2.10b), если $z_i \gg \max(r_0, \lambda_T)$, (r_0 - радиус экранирования) для μ^{-1} получим выражение

$$\mu^{-1} = \frac{1}{16(2\pi)^{1/2}} \cdot \frac{N_1 (mk_B T)^{1/2}}{ez_i^3 n_s^2} \quad (2.12)$$

Перейдем к вычислению подвижности НЗ квазидвумерного газа в квантовой яме в условиях, когда

$$\varepsilon_1 \cong \varepsilon_2 \ll \varepsilon_0, \quad kL \ll 1. \quad (2.13)$$

При этом, согласно [9]

$$A(q, z < 0) = A_0(q) \exp(qz), \quad A(q, 0 \leq z \leq L) = A_0(q), \quad (2.14)$$

$$A_0(q) = \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2\varepsilon_0} + qL \right)^{-1}.$$

Если газ НЗ вырожден, то в случае распределения примесей по закону (2.10a) получим, что

$$\mu^{-1} = \frac{\pi \hbar n_1}{ek_F} \cdot \frac{1 + \pi \frac{n_L}{n_1} k_F L}{\left[1 + k_F a_0 \left(k_F L + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2\varepsilon_0} \right) \right]^2}. \quad (2.15)$$

При распределении примесей по закону (2.10b), в зависимости от соотношения между k_F и z_i получаем:

если $k_F z_i \leq 1/4$, то

$$\mu^{-1} = \frac{\pi^2 \hbar}{e} \cdot \frac{N_1 \exp(-4k_F z_i)}{\left[1 + k_F a_0 \left(k_F L + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2\varepsilon_0} \right) \right]^2}, \quad (2.16)$$

если $k_F z_i \gg 1/4$, то

$$\mu^{-1} = \frac{8\hbar}{\pi^{1/2} e} \cdot \frac{N_1 z_i}{a_0^2 L^2 n_s^{3/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_0} \cdot \frac{2z_i}{L} + \frac{z_i^2}{La_0} \right]^2} \quad (2.17)$$

или с учетом условий (2.13)

$$\mu^{-1} \approx \frac{8h}{\pi^{1/2} e} \cdot \frac{N_1}{n_s^{3/2}} \cdot \frac{1}{z_i^3}, \quad (2.18)$$

что с точностью до численного коэффициента совпадает с выражением для подвижности, полученном методом кинетического уравнения [13].

В случае невырожденного газа НЗ получаются следующие результаты, соответствующие распределениям (2.10а) и (2.10б):

$$\mu^{-1} = \frac{\pi^{3/2} e^3 h}{(\epsilon_0 k_B T)^2 L} \left\{ n_L G_2(a, b) + \frac{n_i}{4k_T L} G_1(a, b) \right\}, \quad (2.19a)$$

$$\mu^{-1} = \frac{\pi^{3/2} e^3 h}{(\epsilon_0 k_B T)^2 L^2} N_1 G_2(a, b, \alpha), \quad (2.19b)$$

где

$$G_s(a, b) = \int_0^1 \frac{x^s \exp(-x^2) dx}{[x(x+a) + b^2]^2}, \quad G_s(a, b, \alpha) = \int_0^1 \frac{x^s \exp(-x^2 - \alpha x) dx}{[x(x+a) + b^2]^2}, \quad (2.20)$$

$$a = (\epsilon_1 + \epsilon_2) / 2\epsilon_0 k_T L, \quad b = (k_T^2 L a_0)^{-1/2}, \quad \alpha = 4k_T z_i.$$

При выполнении условия $z_i \gg \max(r_0, \lambda_T)$ из выражения (2.19b) непосредственно следует результат (2.12).

Как показывает графический анализ выражения (2.19b), μ^{-1} имеет максимум при температуре T_0 , лежащей в области 50 ÷ 60 K, значение которого слабо зависит от z_i . Если $T < T_0$, то эффективный параметр экранирования удовлетворяет условию $S_0 > k_B T m L / h^2$, и качественный характер температурной зависимости μ^{-1} обусловлен экранированием. При увеличении температуры ($T > T_0$) преобладает эффект ослабления рассеяния примесью.

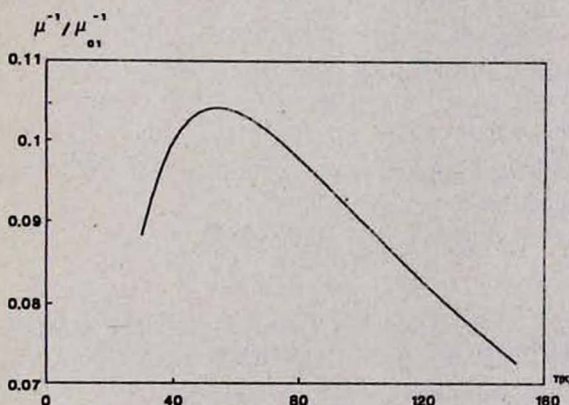


График зависимости μ^{-1} от T , при "δ-легировании" для квантовой ямы с параметрами: $L = 10^{-6}$ см, $N_1 = 10^{10}$ см $^{-2}$, $z_i = 10^{-6}$ см, при $T_0 = 50$ K, $\epsilon_L = 18$, $(\epsilon_1 + \epsilon_2) / \epsilon_L \cong 1/6$ (в единицах $\mu_{01}^{-1} = \pi^{3/2} e^3 h N_1 / \epsilon_0^2 k_B^2 L^2 T_0^2 = 1,257 \cdot 10^{-4}$ Вc/см 2).

Выражения для подвижности при примесном рассеянии в квантовой яме со спейсерным слоем можно получить, используя результаты δ -распределения примесных центров. Общие выражения для μ^{-1} при невырожденности газа НЗ получаются из выражений (2.9), (2.19b) заменой z_i на толщину спейсерного слоя d , N_i на $n_i/4k_F$, $G_2(p_0, \alpha)$ на $G_1(p_0, \alpha)$ и $G_2(a, b, \alpha)$ на $G_1(a, b, \alpha)$. Соответствующие предельные результаты получаются с помощью замен z_i на d , N_i на $n_i d/2$. Такой переход объясняется тем, что при больших по сравнению с радиусом экранирования значениях толщины спейсерного слоя по сравнению с радиусом экранирования примесное рассеяние электронов одинаково мало для всех заряженных примесей. Следует заметить, что в этом случае функциональные зависимости μ^{-1} от d и T существенно различаются от соответствующих зависимостей, полученных в [14] в той же ситуации. Последнюю замену нужно сделать также для вырожденного газа НЗ при $4k_F d \gg 1$. Если же $4k_F d \sim 1$, то N_i следует заменять на $n_i/\pi k_F$.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Gerlach, P.Grosse. Festkorperprobleme, 17, 157 (1977).
2. E.Gerlach. J.Phys.,C: Solid St.Phys., 19, 4585 (1986).
3. M.G.Calkin, P.J.Nicholson. Rev.Mod.Phys., 39, 2, 361 (1967).
4. J.L.Farvacque, E.Gerlach. Phys.Stat.Sol.(b), 77, 651 (1976).
5. А.Ф.Александров, Л.С.Богданкевич, А.А.Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа, 1978.
6. D.A.Dahl, L.J.Sham. Phys.Rev.,B, 16, 651 (1977).
7. F.Stern. Phys.Rev.Lett., 18, 546 (1967).
8. A.A.Kirakosian, A.L.Vartanian. Physics of Solid Surfaces, Proc.fourth symp.surface phys., 36, 306 (1987).
9. F.Stern, W.E.Howard. Phys.Rev., 163, 816 (1967).
10. A.Gold, V.T.Dolgoplov. Phys.Rev.,B, 33, 1076 (1986).
11. A.Gold. Appl.Phys.Lett., 54, 2100 (1989).
12. A.Gold. Z.Phys.,B, 71, 295 (1988).
13. G.Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. 91944 Les Ulis Cedex, France, 1989.
14. H.N.Spector, V.K.Arora. Surf.Sci., 159, 425 (1985).

MOBILITY CALCULATION OF QUASI-TWO-DIMENSIONAL CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTOR STRUCTURES BY ENERGY LOSS METHOD

1. Scattering on charged impurities

A.L. ASATRIAN, A.L. VARTANIAN, A.A. KIRAKOSIAN

The energy loss method for mobility calculation in low-dimensional low-dimensional semiconductor structures with quasi-two-dimensional gas of charge

carriers is developed. In scattering on charge impurities the expression is found for mobility depending on quantum well characteristics, the type of impurity centers distribution in a well and surroundings, and also on dielectric constants of a system under consideration.

*ՔՎԱԶԻԵՐԿՉԱՓ ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԸ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ
ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴՈՎ*

1. Ցրում լիցքավորված խառնուրդների վրա

Ա.Լ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա.Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ցածր չափականությամբ կիսահաղորդչային կառուցվածքներում քվազիերկչափ լիցքակիրների շարժունության հաշվման համար զարգացված է էներգիական կորուստների մեթոդը: Լիցքավորված խառնուրդների վրա ցրման դեպքում ստացված է շարժունության արտահայտությունը կախված քվանտային փոսի բնութագրերից, փոսում և շրջապատող միջավայրում խառնուրդային կենտրոնների բաշխումից, ինչպես նաև դիտարկվող համակարգի դիէլեկտրիկական հաստատուններից: