Известия НАН Армении, Физика, т. 30, №4, с.149 – 155 (1995)
УДК 537.311.33

РАСЧЕТ ПОДВИЖНОСТИ КВАЗИДВУМЕРНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

2. РАССЕЯНИЕ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ШЕРОХОВАТОСТЯХ И СПЛАВНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТЯХ КВАНТОВОЙ ЯМЫ.

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

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 июля 1995г.)

Методом энергетических потерь, развитым в [1] для полупроводниковых структур с квазидвумерным газом носителей заряда, вычислена подвижность при рассеянии на поверхностных шероховатостях и сплавных неупорядоченностях квантовой ямы. Показано, что учет рассеяния на поверхностных шероховатостях при температурах, близких к комнатным, значительно улучшает соответствие теории с известными экспериментальными данными.

Для вычисления подвижности носителей заряда (НЗ) в полупроводниковой структуре с одиночной квантовой ямой в [1] получено выражение

$$\mu^{-1} = \frac{\varepsilon_0 S_0}{8\pi^2 \bar{v} n_s e^3} \int_0^{2\bar{k}} \frac{q^2 < |V(q)|^2 > f(\varepsilon_q, \bar{\varepsilon}) dq}{\left[1 + \frac{S_0}{q} A_0(q)\right]^2}, \tag{1}$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная квантовой ямы, n_s – поверхностная плотность НЗ, $<|V(q)|^2>$ – потенциал рассеивающего поля, S_0 – параметр экранирования, $\varepsilon_q = \hbar^2 q^2 / 8m$. Выражения для параметров S_0, $\bar{k}$, $\bar{\varepsilon}$, $\bar{v}$, $f(\varepsilon_q, \bar{\varepsilon})$ как для вырожденного, так и для невырожденного газа НЗ приведены в [1]. В рамках приближения бесконечно глубокой квантовой ямы в [2] получено следующее выражение для $A_0(q) \equiv A_0(qL)$:

$$A_0(x) = a(x)\left\{\frac{3x}{4\pi^2} + \frac{2}{x}\left[1 - a(x) \cdot \frac{1 - \exp(-x)}{x}\right]\right. +$$

$$+a(x)\cdot\left(\frac{1-\exp(-x)}{x}\right)^2\cdot\frac{\delta_1+\delta_2+\delta_1\delta_2\exp(-x)}{1-\delta_1\delta_2\exp(-2x)}\Bigg\}, \qquad (2)$$

где $x = qL$, $L-$ ширина квантовой ямы,

$$a(x)=\left[1+\left(\frac{x}{2\pi}\right)^2\right]^{-1},\ \delta_1=\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_1}{\varepsilon_0+\varepsilon_1},\ \delta_2=\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_2}{\varepsilon_0+\varepsilon_2}, \qquad (3)$$

а ε_1 и ε_2- диэлектрические постоянные окружающих квантовую яму сред.

Следует заметить, что в случае вырожденного электронного газа выражение (1) совпадает с формулой для вычисления подвижности в борновском приближении, полученной Стерном и Ховардом [3].

1. Рассеяние на поверхностных шероховатостях

Рассеяние двумерных электронов на поверхностных шероховатостях квантовых ям и инверсионных слоев в условиях вырождения электронного газа подробно изучено в [4,5]. Экспериментально было установлено, что этот механизм рассеяния является доминирующим в тонких квантовых ямах [6] и в сверхрешетках [7] вплоть до комнатных температур. Поэтому представляет значительный интерес расчет подвижности НЗ при рассеянии на поверхностных шероховатостях в условиях невырожденности электронного газа.

В предположении, что только одна из поверхностей ямы имеет шероховатости [6], случайный потенциал можно представить в виде [8]

$$<|V(q)|^2>=\frac{\pi^5\hbar^4\Delta^2\lambda^2}{m^2L^6}\exp(-q^2\lambda^2/4)F_{IR}, \qquad (4)$$

где $\Delta-$ среднее значение отклонения ширины ямы от L, λ – средний продольный размер этого отклонения, m – эффективная масса НЗ, а множитель F_{IR} описывает обусловленные поверхностными шероховатостями слабые флуктуации энергии размерного квантования из-за проникновения волновой функции электрона в область конечного барьера. Для рассматриваемого нами случая бесконечного барьера $F_{IR}=1$.

После подстановки (4) в (1) получим

$$\mu_n^{-1} = \frac{4\pi^{9/2}\hbar\Delta^2\lambda^2}{eL^6}\cdot\int_0^1 \frac{x^4\exp\left[-x^2(1+k_T^2\lambda^2)\right]dx}{\left[x+p_0A_0(2k_TLx)\right]^2}, \qquad (5)$$

где $k_T = (2mk_BT/\hbar^2)^{1/2}$, $p_0 = S_0/2k_T$.

В [6] проведено экспериментальное исследование температурной зависимости подвижности двумерных электронов в квантовой яме AlAs/GaAs/AlAs с гелиевых до комнатных температур. Ввиду того, что примесное рассеяние НЗ подавлено из-за селективного легирования и исключено рассеяние на сплавных неупорядоченностях, делается заключение, что температурная зависимость подвижности в низкотемпературной области в основном обусловлено рассеянием НЗ на поверхностных шероховатостях. В области $T \le 100K$ имеется удовлетворительное совпадение теоретических и экпериментальных результатов. Однако в области температур $T > 100K$ ход теоретической кривой температурной зависимости подвижности резко отличается от наблюдаемого в эксперименте. Такое расхождение объясняется влиянием термически активационных процессов, в первую очередь, фононным рассеянием и параллельной проводимостью низкоподвижных электронов в области AlAs.

С целью объяснения наблюдаемой в эксперименте [6] температурной зависимости подвижности двумерных электронов при высоких температурах сопоставим теоретические результаты по температурной зависимости подвижности при различных механизмах рассеяния.

Фононное рассеяние двумерных электронов теоретически изучено в ряде работ (см., например, литературу в [9,10]). Установлено [10], что в GaAs как при высоких ($T > 100K$), так и при промежуточных ($T < 100K$) температурах пьезоэлектрическое рассеяние на акустических фононах не играет заметной роли и поэтому следует учитывать рассеяние на акустических фононах в рамках модели деформационного потенциала. При этом подвижность электронов определяется по формуле [10]

$$\mu_{ac} = \frac{2e\hbar^3 \rho u^2 L}{3m^2 E_1^2 k_B T}, \tag{6}$$

где ρ – плотность кристалла, u – продольная скорость звука, E_1 – постоянная деформационного потенциала.

Рассматривая рассеяние электронов на оптических фононах, следует учитывать, что в квантовых ямах типа $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ рассеяние электронов на неполярных оптических фононах подавлено по сравнению с рассеянием на полярных оптических фононах [10]. При этом эффекты динамического и статического экранирования практически компенсируют друг друга и поэтому оправдано использование неэкранированной модели [11]. Именно в рамках этой модели исследовано рассеяние двумерных электронов на полярных оптических фононах в работе [12], согласно которой

$$\mu_{po} = \frac{2\hbar\varepsilon_p}{\pi m k_0 e N_0}, \tag{7}$$

где $\varepsilon_p^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_s^{-1}$, $k_0 = (2m\omega_0/\hbar)^{1/2}$, $\hbar\omega_0$, $N_0 = \left[\exp(\hbar\omega_0/k_BT) - 1\right]^{-1}$ – число, а $\hbar\omega_0$ – энергия оптических фононов, ε_∞ – высокочастотная, а ε_s – статическая диэлектрические постоянные.

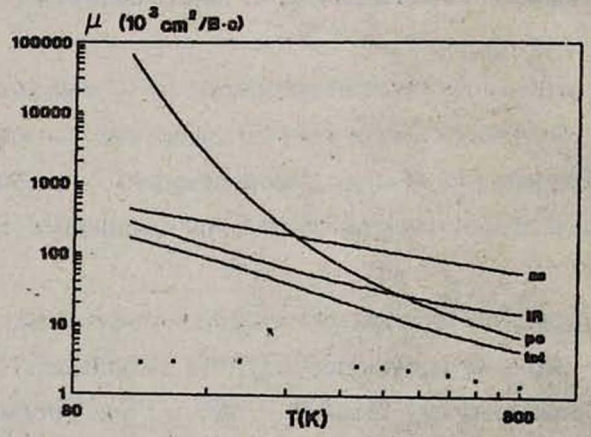

Рис.1 График зависимости $\mu(T)$ для квантовой ямы с параметрами [13]: $\rho u^2 = C_l = 14{,}03 \cdot 10^{11}$ дн/см^2; $E_1 = 7$ эВ; $\varepsilon_\infty = 10{,}82$; $\varepsilon_0 = 12{,}53$; $\hbar\omega_0 = 0{,}0353$ эВ $m = 0{,}067\,m_0$; $L = 60\,\mathring{A}$; $n_s = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$; $\Delta = 5\,\mathring{A}$; $\lambda = 70\,\mathring{A}$ при рассеянии на 1) акустических фононах (ac), 2) полярных оптических фононах (po), 3) поверхностных шероховатостях (IR), 4) $\mu_{tot}^{-1} = \mu_{ac}^{-1} + \mu_{po}^{-1} + \mu_{IR}^{-1}$, 5) квадратами обозначены экспериментальные значения работы [6].

На рис.1 вместе с экспериментальными данными представлены результаты расчетов температурной зависимости подвижности, вычисленные с помощью формул (5), (6), (7), а также обратная полная подвижность $\mu_{tot}^{-1} = \mu_{ac}^{-1} + \mu_{po}^{-1} + \mu_{IR}^{-1}$ при следующих значениях параметров [13]: $\varepsilon_\infty = 10{,}82$; $\varepsilon_s = 12{,}53$; $\hbar\omega_0 = 0{,}0353$ эВ, $L = 60\,\mathring{A}$, $n_s = 2\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Как следует из рис.1, рассеяние на поверхностных шероховатостях является одним из основных механизмов в широкой температурной области вплоть до комнатной.

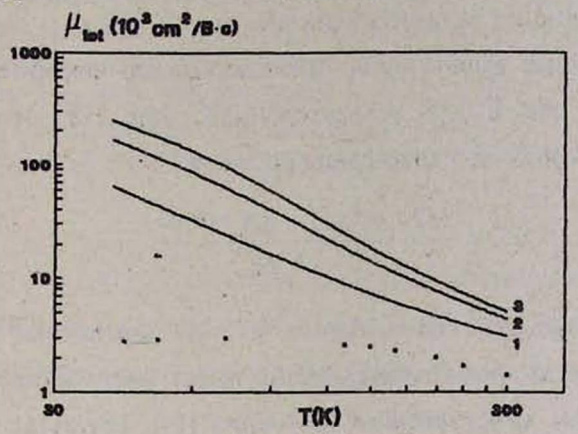

Рис.2 График зависимости $\mu(T)$ для квантовой ямы (со значениями параметров, приведенных в подписи к рис.1) при $n_s = 10^{11}$ см$^{-2}$ (1), $n_s = 2\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ (2), $n_s = 2\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ (3).

На рис.2 представлена зависимость $\mu_{tot}(T)$ при различных значениях концентрации двумерных электронов. Ввиду того, что μ_{ac} и μ_{po} не зависят от n_s, можно утверждать, что с уменьшением концентрации НЗ механизм рассеяния на шероховатостях поверхности становится преобладающим.

2. Рассеяние на сплавных неупорядоченностях

Двумерный фурье-образ случайного потенциала сплавных неупорядоченностей в системе $Ga_{1-x}Al_xAs$ – GaAs можно, согласно [8], представить в виде

$$<|V(q)|^2> = \Omega x(1-x)(\Delta V)^2 \int dz \varphi^4(z), \qquad (8)$$

где Ω– объем элементарной ячейки сплава, ΔV– разность между энергиями краев зоны проводимости в GaAs и AlAs, $\varphi(z)$– волновая функция НЗ в квантовой яме, которая в приближении бесконечно глубокой ямы, в квантовом пределе дается выражением $\varphi(z) = (2/L)^{1/2} \cdot \sin(\pi z / L)$, а интегрирование проводится в пределах ямы. Ввиду того, что $\langle |V(q)|^2 \rangle$ не зависит от q, случайный потенциал в r-пространстве имеет δ-образный характер и поэтому не экранируется двумерным электронным газом. Это позволяет в (1) знаменатель подынтегральной функции заменить единицей.

Непосредственные вычисления, проведенные по формуле (1) как для вырожденного, так и для невырожденного газа НЗ, приводят к одному и тому же выражению для подвижности:

$$\mu^{-1} = \frac{3\Omega}{2} \cdot \frac{m^2 x(1-x)(\Delta V)^2}{\hbar^3 eL} \tag{9}$$

Такая "нечувствительность" подвижности к типу статистики НЗ при рассеянии на сплавных неупорядоченностях имеет место и при расчете подвижности методом кинетического уравнения [14], результат которого отличается от выражения (9) только лишь численным коэффициентом 0,34.

Таким образом, резюмируя результаты проведенных в [1] и в данной работе расчетов подвижности квазидвумерного газа НЗ развитым в [1] методом энергетических потерь для рассмотренных конкретных механизмов рассеяния, можно подтвердить физическую обоснованность и применимость этого метода в кинетике. Следует думать, что этот метод приведет к разумным физическим результатам и в других, не рассмотренных выше случаях расчетов кинетических коэффициентов квазидвумерных электронных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Л.Асатрян, А.Л.Вартанян, А.А.Киракосян.** Известия НАН Армении, Физика, **29**, 101 (1994).
2. **A.A. Kirakosian, A.L. Vartanian.** Physics of Solid Surfaces, Proc. fourth symp.

surface phys., 36, 306 (1987).
3. F. Stern, W.E. Howard. Phys. Rev. 163, 816 (1967).
4. A.Gold. Appl. Phys. Lett. 46, 439 (1986), Z. Phys. B-Condens.Matter, 71, 295 (1988), Appl. Phys. Lett, 54, 2100 (1989).
5. A.Gold, V.T.Dolgopolov. Phys. Rev. B, 33, 1076 (1986).
6. H.Sakaki, T.Noda, K.Hirakawa, M.Tanaka, T.Matsusue. Appl. Phys. Lett, 51, 1934 (1987).
7. I.Dharssi, P.N.Butcher, J.Phys.: Condens. Matter, 2, 4629 (1990).
8. U.Bockelmann, G.Abstreiter, G.Weiman, W. Schlapp. Phys. Rev.B., 41, 7864 (1989).
9. N.Mori, T.Ando. Phys. Rev.B., 40, 6175 (1989).
10. V.K.Arora, A.Naeem. Phys. Rev.B, 31, 3887 (1985).
11. X.L.Lei. J.Phys. C, 18, L593 (1985).
12. P.J.Price. Ann. Phys. 133, 217 (1981).
13. D.Chattopadyay. Solid St. Commun., 62, 395 (1987).
14. D.Chattopadyay. Phys. Rev.B., 31, 1145 (1985).

MOBILITY CALCULATION OF QUASI-TWO-DIMENSIONAL CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTOR STRUCTURES BY ENERGY LOSS METHOD 2. SCATTERING ON SURFACE ROUGHNESSES AND ALLOY DISORDER OF QUANTUM WELL

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

The energy loss method developed in [1] for the mobility calculation in low-dimensional semiconductor structures with quasi-two-dimensional gas of charge carriers is used to calculate the mobility in the case of an interface roughness and the alloy disorder scattering of a quantum well. Taking into account the interface roughness scattering at temperatures close to room temperature improves considerably the accordance of the theory with the known experimental data.