Одночастичная энтропия в двумерном электронном газе в узкозонных полупроводниках

G. Gulyamov[1], Б.Т. Абдулазизов[*,2], М.С. Тохиржонов[3], П.Ж. Байматов[3]

[1]Наманганский инженерно-строительный институт, ул. И. Каримова 12, 160103, Наманган, Узбекистан
[2]Физико-технический институт АН РУз, ул. Ч. Айтматова 2б, 100084,Ташкент, Узбекистан
[3]Наманганский государственный университет, ул. Уйчинская 316, 716019, Наманган, Узбекистан

Получена 24.12.2021

*Corresponding author: e-mail: bt_abdulazizov@mail.ru, Phone: +998 91 186 06 05, Fax: +998 71 235 42 91

Представляются численные и аналитические результаты изучения эффекта размерного квантования одночастичной энтропии в двумерном электронном газе в полупроводниковых материалах с непараболичной зоной проводимости. Анализируется зависимость одночастичной энтропии от химического потенциала газа в точках резонанса и вдали от них. Показано, что при низких температурах непараболичность зоны дает малую поправку к одночастичной энтропии. Как в точке резонанса, так и вдали от нее эта поправка пропорциональна произведению коэффициента непараболичности и температуры αT. Численным путем оценивается влияние уширения уровней пространственного квантования на одночастичную энтропию. Полученные результаты представлены для разных значений температуры, степени непараболичности зоны проводимости и величины уширения.

Ключевые слова: гетероструктуры, квантовая яма, пространственное квантование, двумерный электронный газ, вырожденный Ферми газ, химический потенциал, энергия Ферми, одночастичная энтропия, минизоны, узкозонные полупроводники, зоны непараболичности, фазовый переход.

Numerical and analytical results of studying the effect of size quantization of single-particle entropy in a two-dimensional electron gas in semiconductor materials with a nonparabolic conduction band are presented. The dependence of the one-particle entropy on the chemical potential of the gas at resonance point and far from it is analyzed. It is shown that at low temperatures the nonparabolicity of the band gives a small correction to the single-particle entropy. Both at the resonance point and far from it, this correction is proportional to the product of the nonparabolic coefficient and the temperature αT. The influence of the broadening of spatial quantization levels on the single-particle entropy is estimated numerically. The results obtained are presented for different temperatures, the degree of nonparabolicity of the conduction band, and the magnitude of the broadening.

Keywords: heterostructure, quantum well, size quantization, two-dimensional electron gas, degenerated Fermi gas, chemical potential, Fermi energy, single particle entropy, mini-bands, narrow band semiconductors, band nonparabolicity, phase transition.

DOI: https//doi.org/10.52304/.v23i4.284

I. Введение

Экспериментальное и теоретическое изучение свойств газа носителей тока (электронов и дырок) в квантовых ямах полупроводниковых гетероструктур вызывают как фундаментальный, так и прикладной интерес. Пространственное квантование энергий носителей приводит к проявлению ряда интересных низкоразмерных эффектов [1-9].

Основной причиной проявления размерно-квантовых эффектов в газе является ступенчатое изменение плотности состояний в точках резонанса, где химический потенциал μ сравнивается с энергетическими уровнями E_n пространственного квантования. Изменение химического потенциала относительно энергетических уровней пространственного квантования можно наблюдать в зависимости от концентрации n_s или ширины квантовой ямы L. Ступенчатое изменение плотности состояний проявляется в наблюдаемых на опыте термодинамических и кинетических величинах.

Температурная зависимость химического потенциала $\mu(T)$ и/или его производная $\partial\mu/\partial T$ является одной из важных характеристик Ферми-газа. Из статистической физики известно, что почти все термодинамические и кинетические параметры газа непосредственно связаны с функцией $\mu(T)$. Определение производной $\partial\mu/\partial T$ также важно, например, для расчета теплоемкости как трехмерного [10], так и двумерного Ферми-газа [11].

С другой стороны, производная $\partial\mu/\partial T$ непосредственно связана с одночастичной энтропией газа, если учесть соотношение Максвелла [12, 13]

$$s=\left(\frac{\partial S}{\partial n_s}\right)_T=-\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{n_s}. \qquad (1)$$

Здесь S – энтропия и n_s – концентрация двумерного газа на единицу площади.

Согласно работе [12], одноэлектронную энтропию $\partial S/\partial n_s$ можно определить экспериментально. В теоретической работе [13] изучена энтропия, приходящаяся на один электрон (1) в зависимости от химического потенциала μ. Оказалось, что при низких температурах в точках резонанса $\mu = E_n$ (n=1,2,3…), имеет узкие пики, а высота и ширина этих пиков зависят от температуры и акта рассеяния (степени беспорядки).

В работе [14] изучена энтропия двумерного электронного газа S в зависимости от концентрации n_s. Показано, что если химический потенциал находится внутри какой-либо подзоны $E_n<\mu<E_{n+1}$, энтропия газа меняется с концентрацией двояким образом. В случае параболической зоны, S не меняется, а в случае непараболической зоны растет примерно линейно с концентрацией. Эти результаты показывают, что производная $\partial S/\partial n_s$ равна нулю для параболической зоны, и положительна для непараболической зоны. Величины скачков в точке резонанса больше для непараболической зоны.

Цель настоящей работы – расчет одночастичной энтропии (1) для случая электронов квазидвумерного газа с непараболической дисперсией. При низких температурах получены аналитические формулы для $s(T)$ в точках резонанса и вдали от них. Показано, что при низких температурах непараболичность зоны дает малую поправку к одночастичной энтропии, имеет порядок $\sim\alpha T$. Влияние уширения уровней пространственного квантования Γ на одночастичную энтропию изучено численно. Результаты представлены для разных значений температуры, степени непараболичности зоны проводимости и величины уширения.

II. Основные соотношения

Уровни размерного квантования для конкретной квантовой ямы гетероструктур определяются квантовомеханическими расчетами [3]. Для наших целей достаточно применять простую модель квантовой ямы с бесконечно высокими стенками. Если предполагать, что квантовая яма выращена по оси Z, то на основе двухзонной модели Кейна дисперсию электрона можно представить в виде [15]

$$E(1+\alpha E)=\frac{\hbar^2k^2}{2m_n}+E_1i^2, \quad E_1=\frac{\hbar^2\pi^2}{2m_nL^2}. \qquad (2)$$

Здесь $k(k_x, k_y)$ – волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы, m_n – эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, L – ширина ямы. Значения параметра непараболичности зоны α можно оценить по формуле [16]

$$\alpha=\frac{1}{\varepsilon_g}\left(1-\frac{m_n}{m_0}\right)^2. \qquad (3)$$

Зонные параметры полупроводниковых материалов из группы A_3B_5, которые используются в численных расчетах, приведены ниже.

Соединение	InSb	InAs	GaSb	InP	GaAs
ε_g, eV	0.237	0.42	0.813	1.423	1.519
m_n/m_0	0.014	0.023	0.041	0.08	0.067
α, eV^{-1}	4.1	2.27	1.13	0.6	0.57

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

При $k = 0$ из (2) следует: $E_i(1+\alpha E_i) = E_1 i^2$. Тогда его можно представить в виде

$$E_1(1+\alpha E) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} + E_i(1+\alpha E_i),$$
$$E_i = \frac{\sqrt{4\alpha E_1 i^2 + 1} - 1}{2\alpha}. \quad (4)$$

Используя спектр (4), можно найти уравнение для полной двумерной концентрации электронного газа

$$n_s = \int_0^\infty dE g(E) f(E),$$
$$g(E) = g_0(1+2\alpha E)\sum_{i=1}\theta(E-E_i). \quad (5)$$

Здесь $\theta(x)$ – функция Хэвисайда, $g_0 = m_n/\pi\hbar^2$ и $f(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-\mu}{T}\right)+1},$$

где через T, [eV] обозначена величина $k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана). В уравнении (5) слагаемые под знаком суммы должны быть положительными. Отрицательные слагаемые исключаются функцией $\theta(x)$.

Для расчета одночастичной энтропии, согласно формуле (1), необходимо найти производную $\partial\mu/\partial T$ из условий постоянства числа частиц [10]. Из (5) можно найти, что

$$s = 2\frac{(1+2\alpha\mu)J_1 + 4\alpha T J_2}{(1+2\alpha\mu)J_0 + 4\alpha T J_1}, \quad (6)$$

где

$$J_0 = \sum_{i=1}^{M}\int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x}, \quad J_1 = \sum_{i=1}^{M}\int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{xdx}{\cosh^2 x},$$
$$J_2 = \sum_{i=1}^{M}\int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{x^2 dx}{\cosh^2 x}. \quad (7)$$

Здесь $x = (E-\mu)/2T$.

III. Анализ при низких температурах

Сначала рассмотрим низкотемпературную асимптотику (ур-ние 6) в точке резонанса, где химический потенциал газа равен энергии некоторого N-го уровня пространственного квантования. Эти условия можно написать в виде $T \ll E_{n+1} - E_n$, $\mu = E_N$, $N < M$, где M – максимальное число уровней в квантовой яме. Первое условие означает, что тепловая энергия электрона вблизи энергии Ферми значительно меньше межуровневых расстояний (энергий).

Выделяя N-й член, перепишем

$$J_0 = \sum_{i=1}^{M}\int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x} = \sum_{i=1}^{N-1}\int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x} + \int_{\frac{E_N-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x} + \sum_{i=N+1}^{M}\int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x}.$$

Поскольку в резонансной точке $\mu = E_N$ и $\mu > E_{N-1}, E_{N-2}, \ldots E_1$, то, согласно условию $T \ll E_{n+1} - E_n$, нижний предел первого интеграла полагаем равным $-\infty$. Аналогично, при условии $T \ll E_{n+1} - E_n$, нижний предел третьего интеграла стремится к ∞, поскольку $\mu < E_{N+1}, E_{N+2}, \ldots E_M$. Тогда третьим слагаемым можно пренебречь, оно экспоненциально мало. Таким образом, в низкотемпературном пределе J_0 имеет вид

$$J_0 = \sum_{i=1}^{N-1}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x} + \int_0^\infty\frac{dx}{\cosh^2 x} + 0 = (N-1)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\cosh^2 x} + \int_0^\infty\frac{dx}{\cosh^2 x} = 2(N-1)+1 = 2N-1$$

Аналогично, можно упростить J_1 и J_2. Они сводятся к виду $J_1 = \ln 2$, $J_2 = \pi^2(N-1/2)/6$. Подставляя найденные выражения в формулу (6), приходим к результату

$$s_N = \frac{(1+2\alpha E_N)\ln 2 + 2\alpha\pi^2 T(N-1/2)/3}{(1+2\alpha E_N)(N-1/2) + 2\alpha T\ln 2}. \quad (8)$$

Здесь учтено, что $\mu = E_N$. Поскольку $E_N = (\sqrt{4\alpha E_1 N^2 + 1} - 1)/2\alpha$, в пределе $T \to 0$ из формулы (8) следует

$$s_N = \frac{\ln 2}{N-1/2} + \frac{2\alpha T(\pi^2/3 - (\ln 2/(N-1/2))^2)}{\sqrt{4\alpha E_1 N^2 + 1}}. \quad (9)$$

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

Эта формула предсказывает влияние степени непараболичности зоны на одночастичную энтропию в двумерном электронном газе в точке резонанса. При получении формулы (8) мы пренебрегали экспоненциальными малыми членами в исходной формуле (6). Оказалось, что из-за непараболичности зоны линейные по T члены не исчезали. При T=0 или α=0 из формулы (9) следует формула для параболической зоны [13]

$$s_N(0) = -\frac{\partial \mu}{\partial T} = \frac{\ln 2}{N - 1/2}. \qquad (10)$$

Для представления ниже приведены оценки нескольких значений (9) при N=2,3,4,5,6 и при E=10 meV, α=4 eV^{-1}, T=3 meV (35 K). Видно, что как $s_N(0)$, так и поправки от непараболичности зоны Δs_N (где Δs_N – последний член в формуле(9)) уменьшаются с ростом номера энергетического уровня N

N	$s_N(0)=\ln 2/(N-1/2)$	Δs_N	s_N
2	0.462	0.058	0.520
3	0.277	0.049	0.327
4	0.198	0.041	0.240
5	0.154	0.035	0.190
6	0.126	0.030	0.156

Однако, относительные доли поправок от непараболичности зоны растут с ростом N. Так например, для N=2 она составляет 11% от s_N, для N=6 составляет 20% от s_N.

Теперь рассмотрим низкотемпературные асимптотики (6) в точке, где химический потенциал находится примерно в середине между двумя энергетическими уровнями пространственного квантования. Эти условия можно написать в виде $T \ll E_{n+1}-E_n$, $E_{N-1}<\mu<E_N$, $N<M$.

В данном случае в суммах (7) можно пренебречь вкладами слагаемых с $\mu<E_N, E_{N+1}, \ldots E_M$. Здесь, кроме условия $T \ll E_{n+1}-E_n$, подразумевается также $T \ll \mu - E_{N-1}$ и $T \ll E_N - \mu$. Тогда имеем

$$J_0 = \sum_{i=1}^{M} \int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty} \frac{dx}{\cosh^2 x} = \sum_{i=1}^{N-1} \int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty} \frac{dx}{\cosh^2 x} + 0 = (N-1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\cosh^2 x} = 2(N-1),$$

$$J_1 = \sum_{i=1}^{M} \int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty} \frac{x dx}{\cosh^2 x} = \sum_{i=1}^{N-1} \int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty} \frac{x dx}{\cosh^2 x} + 0 = (N-1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x dx}{\cosh^2 x} = 0,$$

$$J_2 = \sum_{i=1}^{M} \int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{\cosh^2 x} = \sum_{i=1}^{N-1} \int_{\frac{E_i-\mu}{2T}}^{\infty} \frac{x^2 dx}{\cosh^2 x} + 0 = (N-1)\frac{\pi^2}{6}.$$

Подставляя найденные выражения в формулу (6) приходим к результату

$$s_N = \frac{2\alpha T \pi^2}{3(1+2\alpha\mu)}. \qquad (11)$$

Здесь можно полагать $\mu=(E_{N-1}+E_N)/2$. Отсюда видно, что s_N уменьшается с ростом номера энергетического уровня N. Таким образом, в случае непараболической зоны одночастичная энтропия s_N (или темп изменения химического потенциала с температурой $\partial\mu/\partial T$) всегда больше, чем в случае параболической зоны. Это связано с зависимостью плотности состояний (5) от энергии.

IV. Численные результаты и обсуждение

Интегралы в выражениях (7) можно вычислять численно. Их можно выразить также полулогарифмическими функциями [17]. Анализ этих функций при низких температурах опять приводит к результатам (8-11). Согласно формуле (2), энергия E_1 определяется значением эффективной массы на дне зоны проводимости m_n и ширины квантовой ямы L.

Согласно формуле (4), энергетические уровни электрона в квантовой яме определяются значением энергии первого уровня E_1 и параметра непараболичности зоны α. Ниже в численных расчетах параметра E_1 полагается заданным E_1=0.01 eV. Тогда, например, первые четыре уровня энергии при α=0, $E_i = Ei^2$ равны E_i=0.01, 0.04, 0.09, 0.016 eV, а при α=4.1 eV^{-1}, $E_i = (\sqrt{4\alpha E_1 i^2 + 1} - 1)/2\alpha$, E_i=0.0096, 0.035, 0.07, 0.11 eV.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

Результаты численного моделирования ур. (1) для разных значений α и T показаны на рис. 1. При низких температурах одночастичная энтропия проявляется в виде узких пиков в резонансных точках (рис. 1a). Известно, что с ростом степени непараболичности зоны эффективная масса электрона растет, а квантованные уровни энергии уменьшаются [3, 4, 14-16]. Это приводит к тому (см. рис. 1a), что серии пиков с большим номером N сильно разделены – расположены далеко друг от друга. Высоты пиков, относящихся к одному значению N, почти равны. Иначе говоря, при низких температурах непараболичность зоны не изменяет высоты пиков, что согласуется с (10).

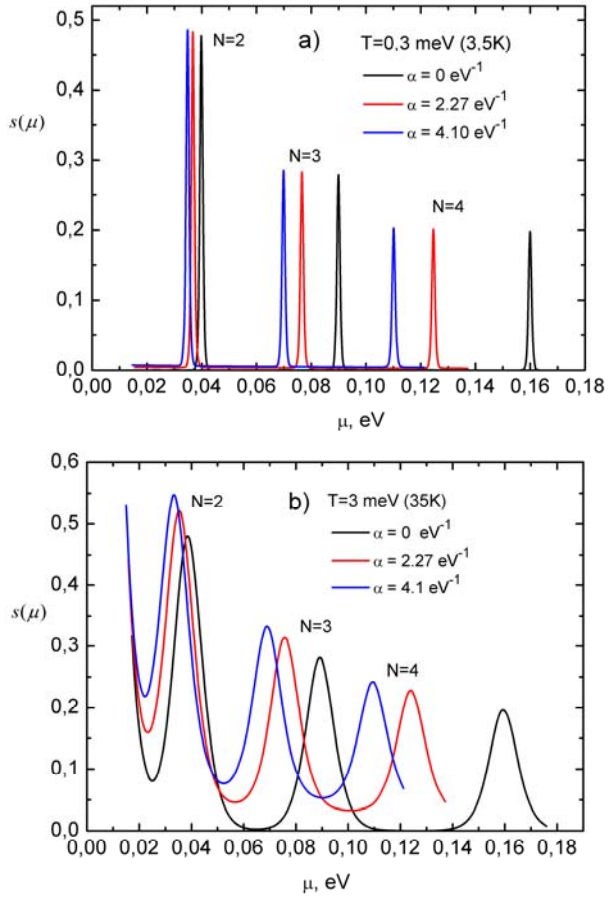


Рисунок 1. Зависимости одночастичной энтропии двумерного электронного газа от химического потенциала при различных значениях степени непараболичности.

С ростом температуры (рис. 1b) график смещается вверх, причем, чем больше коэффициент α, тем больше смещения. Этот результат согласуется с предсказанием по формулам (9) и (11).

Надо отметить, что во всех представленных графиках резонансная точка $\mu = E_1$, где химический потенциал газа равен первому квантовому уровню электрона, не показана. Для того, чтобы при низких температурах химический потенциал находился вблизи первого уровня, концентрация газа должна быть достаточно малой. При малых концентрациях взаимодействие между электронами может играть существенную роль. Это обстоятельство требует учесть в теории важные эффекты, как-то: вигнеровская кристаллизация газа, перенормировка спектра электрона и.т.д. Такие вопросы обсуждены, н-р, в [12, 13].

На рис. 2 показаны зависимости $s(\mu)$ при трех температурах как параболической (рис. 2a) так и непараболической (рис. 2b) зоны. Их сравнение показывает, что в обоих случаях высокие температуры размывают пики. Однако в случае непараболической зоны размытие пиков происходит быстрее. Это связано с уменьшением значений как отдельных энергетических уровней, так и расстояния между ними.

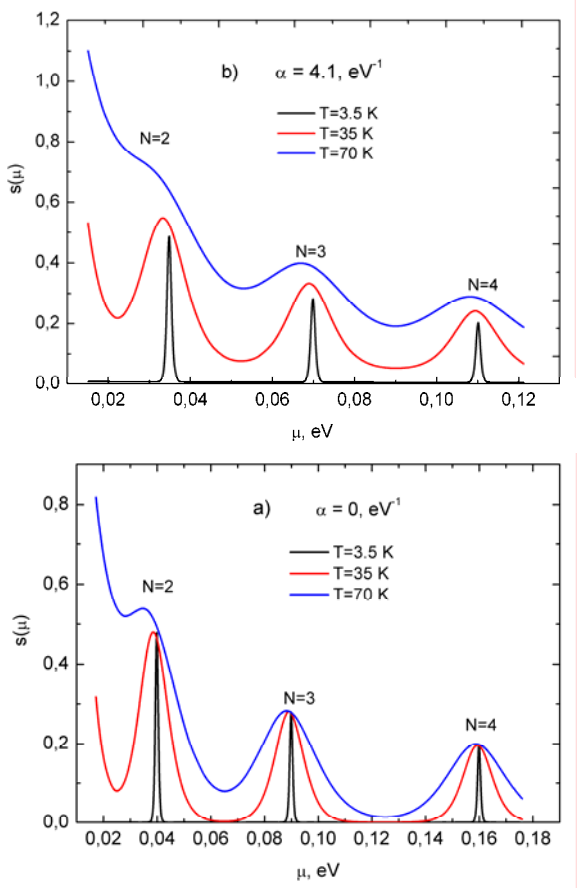


Рисунок 2. Зависимости одночастичной энтропии двумерного электронного газа от химического потенциала при различных значениях температуры.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

На рис. 3 представлена зависимость одночастичной энтропии от химического потенциала газа при следующих параметрах α = 4.1 eV^{-1}, N = 2,3,4. Для проверки аналитических результатов на этом же рисунке приведены горизонтальные линии соответствующих значений $s(\mu)$ в резонансных точках по формулам (9) и (11). Надо отметить, что аналитические формулы справедливы только для низких температур. Сравнения проведены для температуры T = 9.3 К. При этом условие $T \ll E_{n+1} - E_n$ хорошо выполняется.

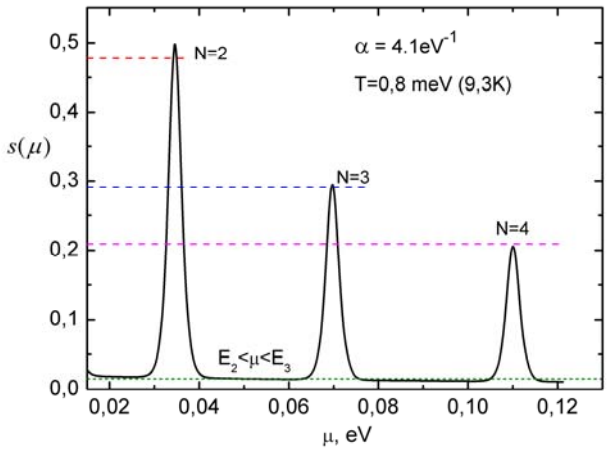


Рисунок 3. Сравнение аналитических формул (9) и (11) с численным результатом.

Как видно из рис. 3, высота пика с N=2, полученным численным путем, больше, нежели дает аналитическая формула (горизонтальная линия). Эта разница может быть связана с асимметрией плотности состояний относительно химического потенциала [13]. Для больших значений N=3,4,… эта разность постепенно уменьшается.

Самая нижняя горизонтальная линия соответствует аналитической формуле (11), где значение химического потенциала полагалось равным $\mu = (E_2+E_3)/2$. Из сравнений ясно, что при низких температурах аналитические формулы (9) и (11) дают верные результаты.

Из формулы (5) для плотности состояний видно, что проявления квантоворазмерных эффектов в двумерном газе непосредственно связаны с дискретным изменением функции Хэвисайда $\theta(E-E_i)$ по энергии E. В простой модели идеального Ферми-газа время жизни электрона τ предполагается бесконечным. В реальных ситуациях, из-за процесса рассеяния, время жизни τ станет конечным $\tau \sim \hbar/\Gamma$, что соответствует конечной ширине квантованных уровней Г. Но, оставаясь в модели идеального Ферми-газа, его можно учитывать феноменологически, заменив функции Хэвисайда $\theta(E-E_i)$ его представлением (например, [3, 4, 13]).

$$\theta(E-E_i) \to \theta_\Gamma(E-E_i) = \frac{1}{\pi}\left[\frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{E-E_i}{\Gamma}\right)\right].$$

Для нахождения выражения для одночастичной энтропии (или $\partial\mu/\partial T$) снова воспользуемся условием постоянства числа частиц (5). Однако конкретные результаты получены численным путем.

На рис. 4 представлены зависимости одночастичной энтропии от химического потенциала газа при следующих параметрах T = 35 К, α = 4.1 eV^{-1}, N = 2,3,4 и Г = 0, 0.6, 1.5 meV. Как видно из рис. 4, с ростом параметра уширения максимумы одночастичной энтропии понижаются, а минимумы поднимаются. Иначе говоря, амплитуды пиков подавляются.

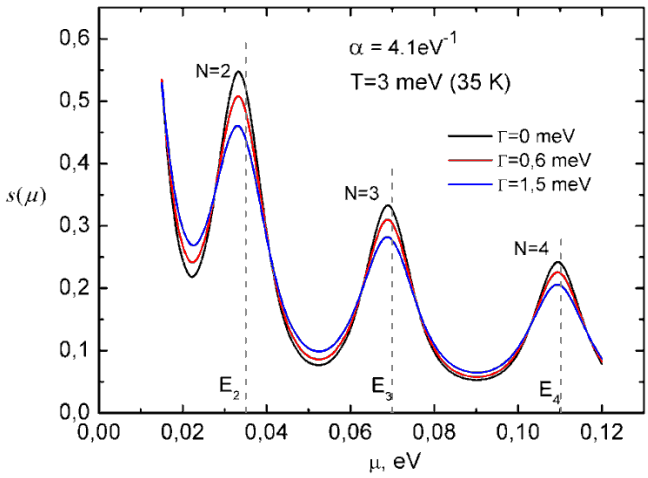


Рисунок 4. Зависимости одночастичной энтропии двумерного электронного газа от химического потенциала с учетом уширения уровней

V. Заключение

Численные и аналитические результаты данной работы показывают, что непараболичность зоны проводимости заметно влияет на одночастичную энтропию s двумерного электронного газа.

Согласно аналитическим формулам (9) и (11), эта величина пропорциональна произведению коэффициента непараболичности и температуры αT.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

Поэтому при достаточно низких температурах непараболичность мало изменяет высоты пиков, однако расположение пиков смещается влево по сравнению с параболическим приближением (рис. 1a). Это смещение обусловлено известным эффектом, ростом эффективной массы электрона. С повышением температуры поправки от непараболичности зоны более заметны, как показывает рис. 1b. Линия зависимости s(μ) смещена вверх, что отчетливо наблюдается во втором пике N=2.

Расчеты, представленные на рис. 4, показывают, что уширение квантовых уровней, обусловленное процессами рассеяния подавляет эффективную высоту пиков.

Благодарности. Работа выполнена по гранту ФЗ-20200929243 «Влияние горячих электронов и фононов в сильном электромагнитном поле на характеристики полупроводниковых солнечных фотоэлектрических элементов и наноструктур».

Single-particle entropy in two-dimensional electron gas in a narrow-band semiconductors

G. Gulyamov[1], B.T. Abdulazizov[2], M.S. Tokhirjonov[3], P.J. Baymatov[3]

[1]Namangan Engineering Construction Institute, И. Каримов str.12, 160103 Namangan, Uzbekistan
[2]Physical-Technical Institute, Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2B, 100084 Tashkent, Uzbekistan
[3]Namangan State University, Uychi str. 316, 716019 Namangan, Uzbekistan

Numerical and analytical results of studying the effect of size quantization of single-particle entropy in a two-dimensional electron gas in semiconductor materials with a nonparabolic conduction band are presented. The dependence of the one-particle entropy on the chemical potential of the gas at resonance points and far from it is analyzed. It is shown that at low temperatures the nonparabolicity of the band gives a small correction to the single-particle entropy. In both of the resonance point and far from it, this correction is proportional to the product of the nonparabolic coefficient and the temperature αT. The influence of the broadening of spatial quantization levels on the single-particle entropy is estimated numerically. The results obtained are presented for different temperatures, the degree of nonparabolicity of the conduction band, and the magnitude of the broadening.

Keywords: heterostructure, quantum well, size quantization, two-dimensional electron gas, degenerated Fermi-gas, chemical potential, Fermi energy, single particle entropy, minibands, narrow-band semiconductors, band nonparabolicity, phase transition

Литература (References)

[1] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
[2] L.L. Chang. Electron properties of semiconductor heterostructures in magnetic field. In: Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures. Edited by L.L. Chang and K. Ploog (Martinus Nijhoff, Dordrecht, 1985).
[3] G. Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les Editions de Physique (New York, Halsted Press, 1988).
[4] G. Bastard, J.A. Brunt, R. Ferreira. Electronic Ssates in sermiconductor heterostructures. Solid State Physics **44**, 229-415 (1991).
[5] C.W.J. Beenaker, H. von Houten. Quantum transport in semiconductor nanostructures. Solid State Phys. **44** (1991).
[6] S. Datta. Electronic transport in mesoscopic systems (Cambridge, Univ. Press, 1995).
[7] Y. Imry. Introduction to mesoscopic physics (Oxford, Univ. Press, 1997).
[8] A.Ya. Shik, L.G. Bakueva, S.F. Musikhin, S.A. Rykov. Fizika nizkorazmthnykh system Ed. A.Ya. Shik (Sankt-Peterburg, Nauka, 2001).
[9] E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H. L. Stormer, A.C. Gossard, W. Wiegmann. Specific heat of two-dimensional electrons in GaAs-GaAlAs multilayers. Physical Review Letters **54**, No.16, 1820-1823 (1985).
[10] A.A. Abrikosov. Fundamentals of the Theory of Metals (Elsevier, Amsterdam, 1989).
[11] P.J. Baymatov, A.G. Gulyamov, and B.T. Abdulazizov. On the heat capacity of a quasi-two-dimensional electron gas. Advances in Condensed Matter Physics (Hindawi Publishing Corporation) **2019**, Article ID 8317278, 6 pages, https://doi.org/10.1155/2019/8317278.
[12] A.Yu. Kuntsevich, I.V. Tupikov, V.M. Pudalov, Y.S. Burmistrov. Strongly correlated two-dimensional plasma explored from entropy measurements. Nat. Commun. **6**, 7298 (2015).
[13] A.A. Varlamov, A.V. Kavokin, and Y.M. Galperin. Quantization of entropy in a quasi-two-dimensional electron gas. Phys. Rev. B **93**, 155404 (2016). doi: 10.1103/ PhysRev B.93.155404
[14] P.J. Baymatov, B.T.Abdulazizov. On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. World Journal of Condensed Matter Physics **6**, 294-299 (2016).
[15] B.M. Askerov. Electron transport phenomena in semiconductors. (World Scientific, Singapore, 1994).
[16] B.K. Ridley. Quantum processes in semiconductors (Clarendon Press, Oxford, 1982).
[17] Polylogarithms and associated functions, by Leonard Lewin, (North-Holland, Amsterdam, 1981).

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.

Тор зонали яримўтказгичлардаги икки ўлчамли электрон газда битта заррага тўғри келувчи энтропия

Г. Гулямов[1], Б.Т. Абдулазизов[2], М.С. Тохиржонов[3], П.Ж. Байматов[2]

[1]Наманган муҳандислик-қурилиш институти, И. Каримов кўчаси, 12 уй, 160103, Наманган, Ўзбекистан
[2]ЎзР ФА Физика-техника институти, Ч. Айтматов кўчаси 2б, 100084, Тошкент, Ўзбекистон
[3]Наманган давлат университети, Уйчи кўча 316, 716019, Наманган, Ўзбекистон

Ўтказувчанлик зонаси нопараболик бўлган яримўтказгич материаллардаги икки ўлчамли электрон газида битта электронга тўғри келувчи энтропияни ўлчамли квантланиш эффектлари тадқиқотининг сонли ва аналитик тахлил натижалари келтирилган. Бир электронга тўғри келувчи энтропияни химиявий потенциалга боғланиши резонанс нуқталарда ва улардан узоқда тахлил қилинган. Натижалардан кўринишича, паст температураларда зона нопараболиклиги туфайли пайдо бўлган тузатма кичик бўлиб, у резонанс нуқталарда ва ундан узоқда хам зонани нопараболик коэффициент ва температура кўпайтмаси αT га пропорционал экан. Ўлчамли квантланиш энергияси кенглигини битта электрон энтропиясига таъсири сонли усуллар ёрдамида баҳоланган. Олинган натижалар температуранинг турлича қийматларида ўтказувчанлик зонаси нопараболиклиги даражаси ва квант сатҳлар кенглиги келтирилган.

Калит сўзлар: гетеротузилмалар, квант ўра, ўлчамли квантланиш, икки ўлчамли электрон гази, айниган Ферми-газ, химиявий потенциал, Ферми энергияси, битта зарра энтропияси, минизоналар, тор зонали яримўтказгичлар, нопараболик зона, фазавий ўтиш.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2021 г.