

УДК 539.143

©1995

СПЕКТР ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ, КОНТАКТИРУЮЩЕЙ С МАССИВНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ

В.И.Бойчук, О.Н.Войцегивская, В.А.Головацкий, Н.В.Ткач

Черновицкий государственный университет

(Поступила в Редакцию 22 марта 1994 г.

В окончательной редакции 14 сентября 1994 г.)

Рассчитаны спектры и волновые функции заряженной квазичастицы в двойной гетеросистеме, образованной тонкой пленкой и окружающими ее средами. Показано, что в таких системах возможны три типа спектров. Проанализирована их зависимость от соотношения диэлектрических проницаемостей контактирующих сред и от толщины пленки. Установлен тип гетеросистемы, у которой спектр неустойчив относительно изменения величины диэлектрической проницаемости.

Технологические возможности применения сверхтонких пленок, сверхрешеток и пространственно ограниченных твердотельных систем постоянно привлекают к этим объектам внимание экспериментаторов [1-3]. В теории [4-9] такие системы интересны не только своими физическими свойствами, но и тем, что в них спектр квазичастиц кардинально отличается от спектра в массивных кристаллах.

Распространенной гетерогенной системой, которую часто исследуют, является тонкая плоская полупроводниковая пленка, окруженная двумя массивными средами с различными значениями диэлектрических проницаемостей (например, вакуум и подложка).

Если диэлектрические проницаемости контактирующих сред не сильно различаются, то спектр заряженных частиц в пленке обусловлен главным образом размерным квантованием, взаимодействием с поляризационными фононами или внешними полями. Теория таких систем детально разрабатывалась и изложена, например, в монографии [9].

Последовательной и полной теории спектра заряженных частиц в двойной гетеросистеме с произвольными величинами диэлектрических проницаемостей контактирующих сред пока не существует, хотя важные ее фрагменты уже разрабатывались и изложены, например, в [9]. В цитируемой работе, в частности, приведен рассчитанный авторами потенциал самовоздействия электрона в двойной гетеросистеме и найдена его энергия взаимодействия с поляризационными фононами. Однако, поскольку задача Шредингера для электрона в потенциале

самовоздействия не решалась, при дальнейшем исследовании спектра полярона авторам пришлось использовать волновые функции частицы в бесконечно глубокой прямоугольной потенциальной яме (БГППЯ), что оправдано лишь при близких значениях проницаемостей контактирующих сред.

Вообще говоря, в зависимости от соотношения между величинами диэлектрических проницаемостей сред (ϵ_1, ϵ_2) и пленки между ними (ϵ), возможны три различных типа двойных гетеросистем:

а) система, в которой $\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2$, т.е. заряженная частица, находящаяся в пленке, притягивается к среде с ϵ_2 и отталкивается от среды с ϵ_1 (например, экспериментально изучаемая система типа вакуум/SiO₂/Si [9]);

б) система, в которой $\epsilon_1, \epsilon_2 < \epsilon$, т.е. заряженная частица в пленке отталкивается от обеих сред (любая диэлектрическая пленка в вакууме: AlAs/GaAs/AlAs, вакуум/GaAs/AlAs и т.п.);

в) система, в которой $\epsilon_1, \epsilon_2 > \epsilon$, т.е. заряженная частица в пленке притягивается к обоим средам (например, GaAs/AlAs/GaAs, GaAs/AlAs/металл [9]).

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы рассчитать и изучить спектр и волновые функции заряженной квазичастицы в гетерогенной системе, представляющей собой тонкую пленку с проницаемостью ϵ , которая окружена средами с произвольными величинами диэлектрических проницаемостей (ϵ_1, ϵ_2). Помимо самостоятельного интереса, решенная здесь задача важна и тем, что с учетом известного [10] спектра фононов и электрон-фононного взаимодействия найденные здесь спектр и волновые функции открывают возможность рассчитать гамилтониан электрон-фононной системы в представлении вторичного квантования по переменным обеих подсистем. Это позволит методом функций Грина [11] построить последовательную теорию электронного спектра в гетерогенной системе с учетом инерциальной и безынерциальной поляризации не только при $T = 0$ К, но и при конечной температуре.

1. Спектр и волновые функции системы

Рассматривается гетеросистема, состоящая из плоской полупроводниковой пленки толщиной L с диэлектрической проницаемостью ϵ , контактирующая с обеих сторон с полубесконечными кристаллами произвольных диэлектрических проницаемостей (ϵ_1, ϵ_2). Предполагается, что в пленке находится частица с зарядом, которая поляризует гетеросистему, создавая дальнедействующий потенциал самодействия [7]. Близкодействующая часть потенциала, созданного системой, предполагается формирующей бесконечно глубокую потенциальную яму на границах пленки. Взаимодействие заряженной частицы с инерциальной поляризацией системы (фононами) в исследуемой модели не учитывается. Это предполагается выполнить в дальнейшем именно на основе спектра и волновых функций, полученных в настоящей работе.

Декартова система координат выбирается так, чтобы плоскость XOY совпадала с плоскостью раздела сред с ϵ_1 и ϵ , а ось OZ была

направлена к среде с ε_2 . Потенциал самодействия, в котором находится заряженная частица в пленке, находится как решение задачи Пуассона. Он представляется аналитическим выражением [8]

$$W(z, L) = \frac{e^2}{2\varepsilon L} \left\{ 2 \ln(1 - \delta_1 \delta_2)^{-1} + \sum_{n=0}^{\infty} (\delta_1 \delta_2)^n \left[\frac{\delta_1}{n + z/L} + \frac{\delta_2}{n + 1 - z/L} \right] \right\},$$

где

$$\delta_p = \frac{\varepsilon - \varepsilon_p}{\varepsilon + \varepsilon_p}, \quad p = 1, 2.$$

В зависимости от соотношения между проницаемостями пленки и окружающих ее сред возможны три качественно различных типа потенциалов (W), изображенных на рис. 1. Там же показан и ближкодействующий потенциал

$$V(z, L) = \begin{cases} 0, & 0 < z < L, \\ \infty, & z = 0, L, \end{cases}$$

образующий БГПЯ на границах пленки.

Для определенности далее будем считать заряженную частицу электроном с координатами ($\mathbf{R}_{\parallel} = ix + jy, z$) и, вообще говоря, различными компонентами массы (m_{\parallel}, m_{\perp}).

Учитывая симметрию гамильтониана

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}_{\parallel}^2} - \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + W(z, L) + V(z, L), \quad (1)$$

решение уравнение Шредингера

$$H\Psi(\mathbf{R}_{\parallel}, z) = E\Psi(\mathbf{R}_{\parallel}, z) \quad (2)$$

будем искать в виде

$$\Psi(\mathbf{R}_{\parallel}, z) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \mathbf{R}_{\parallel}} \varphi(z), \quad (3)$$

где S — площадь основной области кристалла, \mathbf{k}_{\parallel} — квазиимпульс электрона в плоскости, параллельной XOY . Подставляя (1) и (3) в (2), для $\varphi(z)$ получаем уравнение

$$\begin{aligned} \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \frac{d^2}{dz^2} + V(z, L) + \frac{e^2}{4\varepsilon} \left[\frac{\delta_1}{z} + \frac{\delta_2}{L-z} \right] + W_1(z, L) \right\} \varphi(z) = \\ = \left(E - \Sigma - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}} \right) \varphi(z). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$\Sigma = -\frac{e^2}{2\varepsilon L} \ln(1 - \delta_1 \delta_2), \quad W_1(z, L) = \frac{e^2}{4\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} (\delta_1 \delta_2)^n \left(\frac{\delta_1}{nL+z} + \frac{\delta_2}{(n+1)L-z} \right).$$

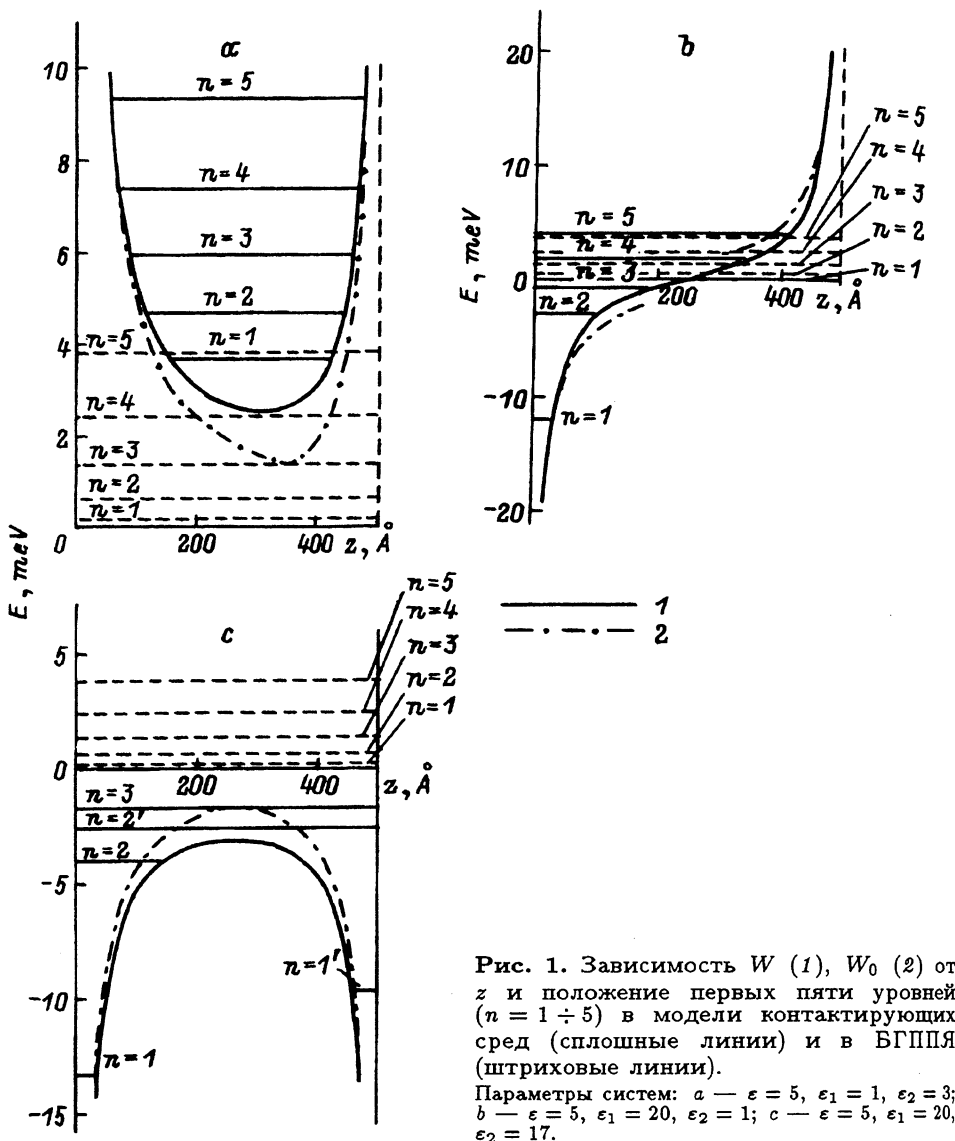


Рис. 1. Зависимость W (1), W_0 (2) от z и положения первых пяти уровней ($n = 1 \div 5$) в модели контактирующих сред (сплошные линии) и в БГПНЯ (штриховые линии).

Параметры систем: а — $\varepsilon = 5$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 3$; б — $\varepsilon = 5$, $\varepsilon_1 = 20$, $\varepsilon_2 = 1$; в — $\varepsilon = 5$, $\varepsilon_1 = 20$, $\varepsilon_2 = 17$.

Точно решить уравнение (4) невозможно. Однако из анализа потенциальной энергии и из рис. 1 легко увидеть, что в задаче присутствует главное слагаемое гамильтониана H_0 , которое содержит кинетическую энергию, потенциал $V(z, L)$ и два сингулярных слагаемых кулоновского типа. Оставшаяся часть (W_1) потенциальной энергии является достаточно плавной функцией от z и может рассматриваться как возмущение.

Дальнейшее решение задачи удобно выполнять, вводя характерное расстояние $a_{\perp} = \hbar^2/m_{\perp}e^2$ и безразмерные величины: энергию $\mathcal{E} = \frac{2a_{\perp}}{e^2}(E - \Sigma - \hbar^2 k_{\parallel}^2/2m_{\parallel})$, толщину $l = L/a_{\perp}$, координату $\rho = z/L$. Теперь уравнение (4) для безразмерной функции $U(\rho, l)$ можно пред-

ставить в виде

$$[H_0(\rho, l) + W_1(\rho, l) - \varepsilon]U(\rho, l) = 0. \quad (5)$$

Согласно сказанному ранее,

$$H_0(\rho, l) = -\frac{d^2}{d\rho^2} + w_0(\rho, l), \quad (6)$$

где

$$w_0(\rho, l) = \frac{l}{2\varepsilon} \left[\frac{\delta_1}{\rho} \Big|_{0 \leq \rho \leq \rho_0} + \frac{\delta_2}{1-\rho} \Big|_{\rho_0 \leq \rho \leq 1} \right] + v(\rho, l) -$$

главная часть потенциальной энергии с двумя сингулярными слагаемыми, а

$$\Delta w_0(\rho, l) = \frac{l}{2\varepsilon} \left[\frac{\delta_1}{\rho} \Big|_{\rho_0 \leq \rho \leq 1} + \frac{\delta_2}{1-\rho} \Big|_{0 \leq \rho \leq \rho_0} \right] + \sum_{n=1}^{\infty} (\delta_1 \delta_2)^n \left(\frac{\delta}{n+\rho} + \frac{\delta_2}{n+1-\rho} \right) \quad (7)$$

— возмущение, не содержащее сингулярных слагаемых. Точка ρ_0 определяется из условия $\frac{|\delta_1|}{\rho_0} = \frac{|\delta_2|}{1-\rho_0}$, откуда $\rho_0 = \frac{|\delta_1|}{|\delta_1| + |\delta_2|}$.

Поскольку из квантовой механики [12] известно точное решение уравнения Шредингера с кулоновским потенциалом, то легко найти и точное решение уравнения

$$H_0 U^0(\rho, l) = \mathcal{E}^0 U^0(\rho, l). \quad (8)$$

С этой целью удобно ввести переменные ρ_1 и ρ_2

$$\rho_{\{2\}}^{\{1\}} = \begin{cases} \rho, & 0 \leq \rho \leq \rho_0, \\ 1 - \rho, & \rho_0 \leq \rho \leq 1 \end{cases}$$

так, чтобы представить функцию $U^0(\rho, l)$ в виде

$$U^0(\rho, l) = \begin{cases} \zeta_1(\rho_1, l), & 0 \leq \rho \leq \rho_0, \\ \zeta_2(\rho_2, l), & \rho_0 \leq \rho \leq 1. \end{cases} \quad (9)$$

Когда $\mathcal{E}^0 \leq 0$, то, рассматривая конкретный случай $\delta_1, \delta_2 < 0$ (рис. 1, b) и полагая $\alpha^{-1} = i\sqrt{|\mathcal{E}^0|}$, для функций ζ_1, ζ_2 получаем систему уравнений

$$\left(\frac{d^2}{d\rho_p^2} + \frac{lm_{\perp}}{2\varepsilon m} \frac{\delta_p}{\rho_p} + \alpha^{(-)2} \right) \zeta_p(\rho_p, l, \delta_p) = 0, \quad p = 1, 2 \quad (10)$$

с граничными условиями $\zeta_1(\rho_1 = 0) = \zeta_2(\rho_2 = 0) = 0$, эквивалентными учету короткодействующего потенциала $v(\rho, l)$.

Из теории дифференциальных уравнений следует, что решением (10) будет

$$\zeta_p(\rho_p, l, \delta_p) = a_p e^{-\alpha^{(-)\rho_p} \Phi(\delta_p, \rho_p, l)}, \quad (11)$$

где

$$\Phi_p(\delta_p, \rho_p, l) = \rho_p F\left(1 - \frac{lm_\perp \delta_p}{2\epsilon m \alpha^{(-)}}, 2, 2\alpha^{(-)} \rho_p\right), \quad (12)$$

F — вырожденная гипергеометрическая функция.

Из условия непрерывности функции $U^0(\rho, l)$ и ее производной в точке ρ_0 получается трансцендентное уравнение

$$\frac{\Phi'_1(\delta_1, \rho_0, l)}{\Phi_1(\delta_1, \rho_0, l)} = \frac{\Phi'_2(\delta_2, 1 - \rho_0, l)}{\Phi_2(\delta_2, 1 - \rho_0, l)}, \quad (13)$$

определяющее спектр значений $\alpha_n^{(-)}$ ($n = 1, 2, \dots$). Исключая коэффициенты a_p с помощью условия нормировки и вводя следующие обозначения:

$$\rho_p(0) = \begin{cases} \rho_0, & p = 1, \\ 1 - \rho_0, & p = 2, \end{cases} \quad d = \begin{cases} 2, & p = 1, \\ 1, & p = 2, \end{cases}$$

получим аналитическое выражение для волновых функций

$$U_n^0(\rho, l, \alpha_n^{(-)}) = \frac{\sum_{p=1}^2 e^{-\alpha_n^{(-)} \rho_p} \Phi_p(\delta_p, l, \rho_p) \Phi_d(\delta_d, l, \rho_d(0))}{\sqrt{\int_0^1 d\rho \sum_{p=1}^2 e^{-2\alpha_n^{(-)} \rho_p} \Phi_p^2(\delta_p, l, \rho_p) \Phi_d^2(\delta_d, l, \rho_d(0))}}. \quad (14)$$

В области $\mathcal{E}^0 > 0$ спектр и волновые функции получаются из формул (13) и (14) заменой $\alpha_n^{(-)} \rightarrow i\alpha_n^{(+)}$. Таким образом, формулы (12), (14) определяют волновые функции электрона в нулевом приближении, а с учетом (5), (7) его энергетический спектр находится в первом приближении

$$E(\alpha_n^{(\pm)}, k_{\parallel}) = Ry \frac{m_{\perp}}{m} \left[\pm \alpha^{(\pm)2} - \frac{\ln(1 - \delta_1 \delta_2)}{\epsilon l} + \langle \alpha_n^{(\pm)} | w | \alpha_n^{(\pm)} \rangle \right] + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}}. \quad (15)$$

Здесь Ry — энергия Ридберга, m — масса свободного электрона, а матричный элемент определяется выражением

$$\langle \alpha_n^{(\pm)} | w(\rho, l) | \alpha_n^{(\pm)} \rangle = \int_0^1 d\rho U_n^{0*}(\rho, l, \alpha_n^{(\pm)}) w(\rho, l) U_n^0(\rho, l, \alpha_n^{(\pm)}). \quad (16)$$

Спектр и волновые функции электрона в случае других возможных знаков δ_1 и δ_2 могут быть получены из ранее приведенных формул очевидными заменами. Таким образом, решена задача о спектре и волновых функциях заряженной частицы в общем случае двойной гетеросистемы, образованной пленкой и двумя массивными средами с произвольными величинами диэлектрических проницаемостей. Конкретный расчет возможен лишь с использованием ЭВМ. Некоторые результаты исследования всех трех типов гетеросистемы будут изложены в следующем разделе.

2. Три типа спектров заряженной частицы в двойных гетеросистемах

Расчет спектра заряженной частицы выполнялся для всех трех типов гетеросистем. Характерный вид потенциалов (точных и приближенных), а также значения энергий пяти нижних уровней ($k_{\parallel} = 0$), рассчитанных в модели контактирующих сред, приведены на рис. 1. Там же для сравнения приведены значения энергии тех же уровней в модели БГППЯ, где [12]

$$E_n = Ry \left(\frac{\pi a n}{L} \right)^2 \frac{m_{\perp}}{m}, \quad (n = 1, 2, \dots, \infty).$$

Из рис. 1 видна малосущественная разница между точным и приближенным потенциалами, что позволяет применять теорию возмущений, а также видны качественные различия спектра в зависимости от характера потенциала, создаваемого гетеросистемой.

Конечно, наибольший интерес представляет исследование таких гетеросистем, в которых диэлектрические проницаемости контактирующих сред (ϵ_i) довольно значительно отличаются от проницаемости пленки (ϵ). В любой такой системе спектры зарядов в модели контактирующих сред количественно существенно отличаются от БГППЯ. Однако если в системах, где обе контактирующие среды имеют $\epsilon_i < \epsilon$, спектры в обеих моделях качественно близки (рис. 1,а), то в системах, где хотя бы с одной из сред $\epsilon_i > \epsilon$, спектры качественно разные (рис. 1,б,с).

Действительно, в системе с отталкивающим с обеих сторон потенциалом самодействия (рис. 1,а) дискретный спектр независимо от толщины пленки, как и в модели БГППЯ, существует лишь в области положительных энергий. В системах (рис. 1,б,с), где имеется притягивающий потенциал либо к одной (б), либо к обеим (с) границам раздела, при определенных толщинах пленки дискретный спектр кроме области положительных энергий имеет некоторое число уровней в отрицательной области. В области $E < 0$ спектр оказывается водородоподобным с конечным числом уровней, количество которых растет с увеличением толщины пленки.

Детальная зависимость пяти нижних уровней спектра от толщины пленки для всех трех типов гетеросистемы, рассчитанная в модели контактирующих сред с конкретными значениями параметров, приведена на рис. 2. Там же для сравнения приведены результаты расчета в модели БГППЯ. Зависимость энергии основного уровня от толщины приведена в нулевом и в первом приближении теории возмущений.

Из рис. 2 видно, что в обеих моделях независимо от типа системы с увеличением толщины пленки все уровни сдвигаются в область меньших энергий, хотя качественные изменения спектра во всех типах систем различны.

Простейший характер генезиса спектра с изменением толщины пленки имеет место в гетеросистеме с отталкивающим потенциалом с обеих сторон (рис. 2,а). В этом случае обе модели дают одинаковую зависимость спектра от толщины, только при любом фиксированном значении L соответствующие уровни в модели контактирующих сред всегда сдвинуты вверх по отношению к модели БГППЯ. Величина

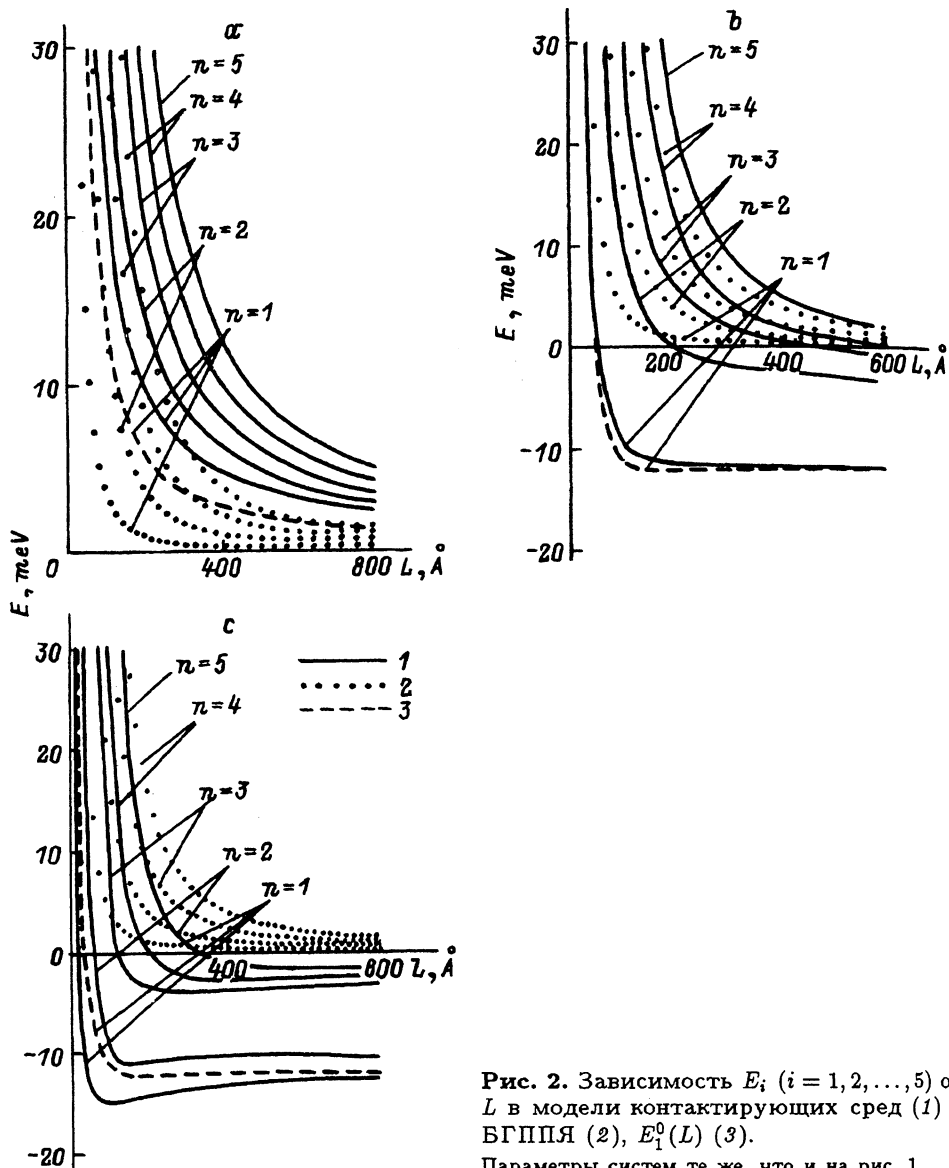


Рис. 2. Зависимость E_i ($i = 1, 2, \dots, 5$) от L в модели контактирующих сред (1) и ВГПЯ (2), $E_1^0(L)$ (3).
 Параметры систем те же, что и на рис. 1.

сдвига тем больше, чем больше разность диэлектрических проницаемостей пленки и контактирующих сред.

В гетеросистеме с одной отталкивающей, а другой притягивающей границей (рис. 2, b) зависимость спектра от толщины более сложная. Если в предыдущей системе независимо от L все уровни находились в области $E > 0$, то теперь лишь при очень малых толщинах все они расположены в положительной области (в конкретном случае $L \lesssim 40$ Å). По мере увеличения толщины пленки нижние уровни, начиная с основного, последовательно сдвигаются в область отрицательных энергий. Таким образом, при достаточно большой, но конечной толщине L полный спектр частицы состоит из конечного числа (N) уровней в области

$E < 0$, образующих квазиводородную серию

$$E_n = -Ry \frac{m_{\perp}}{m} \left(\frac{\delta_{\perp}}{4\epsilon n} \right)^2, \quad n = 1, 2, \dots, N,$$

и бесконечного числа уровней в области $E > 0$. Если толщина L стремится к бесконечности, $L \rightarrow \infty$, то, как и должно быть, влияние на заряд отталкивающего потенциала и размерного квантования исчезает, поэтому спектр совпадает с тем, который соответствует притяжению заряда своим мнимым изображением [7].

При заданной толщине L разница между положением уровней в моделях контактирующих сред и БГППЯ тем больше, чем меньше квантовое число n . Это понятно из физических соображений, так как в состоянии с меньшим квантовым числом заряженная частица находится ближе к притягивающей поверхности, а поэтому на нее больше влияет кулоновский потенциал, чем размерное квантование. По той же причине уменьшение толщины пленки увеличивает разницу между положениями соответствующих уровней в обеих моделях. При произвольных значениях $\epsilon_1, \epsilon, \epsilon_2$, но при условии $\rho_i < 0$ всегда существует такая критическая толщина пленки $L_0^{(n)}$ (разная для различных n), что если толщина L превышает $L_0^{(n)}$, то положения всех нижних энергетических уровней (до n включительно) практически уже не меняются. Величина $L_0^{(n)}$ легко оценивается из физических соображений. Она определяется условием равенства величин энергий n -го уровня в яме кулоновского потенциала и за счет размерного квантования

$$L_0^{(n)} = \frac{\sqrt{2\pi\epsilon n^2 m_0}}{m\delta_1} a.$$

Понятно, что при толщинах $L > L_0^{(n)}$ из-за удаленности отталкивающей среды от заряда, локализованного вблизи притягивающей поверхности, влияние размерного квантования ослабляется и уровни практически не зависят от размера пленки. Если же $L < L_0^{(n)}$, то обе поверхности приближаются к заряду, энергия размерного квантования преобладает над энергией кулоновского потенциала и потому уровень существенно изменяет свое положение.

В гетеросистеме с притягивающим потенциалом к обеим границам пленки зависимость от L спектра заряженной частицы имеет в основном те же черты, что и система с притяжением к одной границе. Однако наличие двух потенциальных ям приводит к тому, что при определенной толщине L в отрицательной области энергий образуются две группы энергетических уровней, связанных с соответствующими ямами. Поэтому если диэлектрические проницаемости окружающих пленку сред близки (но не равны по величине), то в области образуется парный водородоподобный спектр (рис. 2,с). Если же проницаемость сред различается значительно, то характер спектра усложняется.

На рис. 3 показана эволюция спектра в зависимости от соотношения между величинами диэлектрических проницаемостей (ϵ_1, ϵ_2) окружающих пленку сред при фиксированном значении ее толщины. Из рис. 3 видно, что в области $E > 0$ при любой величине ϵ_2 спектр является

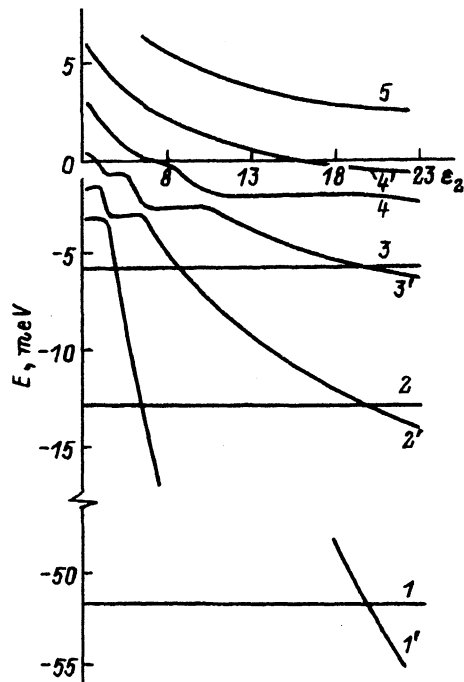


Рис. 3. Зависимость энергетических уровней электрона от ϵ_2 при $\epsilon = 3$, $\epsilon_1 = 20$, $L = 400 \text{ \AA}$.

Кривые 1-4 соответствуют уровням второй, а 1'-5' — первой ямы.

монотонным. Но в области $E < 0$ нижняя часть спектра имеет разный характер эволюции в зависимости от соотношения ϵ_2/ϵ . Точка $\epsilon_2 = \epsilon_1$ разделяет весь интервал изменения ϵ_2 на две области: I) $\epsilon_2 > \epsilon_1$ — область стабильного, II) $\epsilon_2 < \epsilon_1$ — область нестабильного спектра. Малое изменение ϵ_2 в области I незначительно меняет спектр, а в области II — существенно, особенно в окрестности точки ϵ . Причина такого поведения спектра понятна из физических соображений. Действительно, в области I из двух водородоподобных серий ниже расположены уровни (кривые 1-4), формируемые более «мощной» второй ямой, находящейся возле среды с ϵ_2 . Менее «мощная» первая яма, находящаяся возле среды с ϵ_1 , сформирует более высокие уровни (кривые 1'-4'). По мере приближения ϵ_2 к ϵ_1 из области I обе серии сближаются, выходясь в точке $\epsilon_2 = \epsilon_1$ в одну. Поскольку в области II ($\epsilon_2 < \epsilon_1$) вторая яма уже менее «мощная», формируемые ею уровни располагаются выше, чем уровни первой ямы. По мере уменьшения ϵ_2 вторая яма становится все менее «мощной», ее уровни серии (1'-4') «выталкиваются» в область больших энергий, последовательно сближаясь с различными уровнями первой ямы. В результате возникает хорошо известный в теории [13] эффект «расталкивания близких уровней», типичный для поляритонных и других систем. В области значений ϵ_2 , близких к ϵ , возникает эффект нестабильности спектра. От спектра заряженных квазичастиц (электронов, дырок) зависят физические параметры гетеросистемы (проводимость, подвижность, коэффициенты поглощения и преломления света и т.п.). Следовательно, даже в одинаковых образцах гетеросистем типа с физическими параметрами могут сильно различаться, если по технологическим причинам проницаемости соответствующих подсистем хотя бы незначительно отличаются.

Такая ситуация может возникать при экспериментальном исследовании образцов гетероструктур типа GaAs/AlAs/GaAs или же соответствующих систем со сверхрешетками.

Список литературы

- [1] Ageev Л.А., Милославский В.К., Шкляревский И.М. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 9. С. 2794-2796.
- [2] Consadori F., Frindt R.F. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 12. P. 4893-4896.
- [3] Корбутяк Д.В., Курик М.В., Литовченко В.Г., Параненко Е.Ю. // Поверхность. 1982. № 6. С. 51-58.
- [4] Wendler L., Jager E. // Phys. Stat. Sol. (b). 1983. V. 120. N 1. P. 235-249.
- [5] Wendler L. // Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V. 123. N 2. P. 469-479.
- [6] Wendler L. // Phys. Stat. Sol. (b). 1985. V. 129. N 2. P. 513-531.
- [7] Ткач Н.В., Головацкий В.А. // УФЖ. 1990. Т. 35. № 2. С. 278-282.
- [8] Покатилов Е.П., Фомин В.М., Берил С.И. Колебательные возбуждения, поляроны и экситоны в многослойных системах и сверхрешетках. Кишинев: Штиинца, 1990. 298 с.
- [9] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
- [10] Mori N., Ando T. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 9. P. 6175-6188.
- [11] Ткач Н.В. // ТМФ. 1984. Т. 61. № 3. С. 400-407.
- [12] Давыдов А.С. Квантовая механика. М.: Физматгиз, 1963. 748 с.
- [13] Агранович В.М. Теория экситонов. М.: Наука, 1968. 382 с.