

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

3715/2-80

11/8-80

P17-80-355

М.Т.Приматарова,* И.С.Стойнова

К ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ
НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА
В ДЕФОРМИРОВАННОМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ
МЕЖДУ ДВУХАТОМНЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

* Институт физики твердого тела БАН, София

1. ВВЕДЕНИЕ

Реальные полупроводниковые гетеропереходы практически всегда содержат локализованные электронные состояния на границе раздела, которые определяют целый ряд их электрических и фотоэлектрических характеристик. Вопрос о происхождении и параметрах этих состояний является в настоящее время объектом внимания множества научных исследований.

Существование связанных состояний на границе раздела между двухатомными полупроводниками типа АВ-ВС изучалось в работе /1/. Там были получены необходимые и достаточные условия существования этих состояний в так называемом "идеальном" гетеропереходе второго рода.

Имея в виду, что при современной технологии полупроводниковых приборов /2,3/ можно получить сравнительно резкие гетеропереходы, глубина кристаллографической переходной области которых редуцирована на несколько атомных слоев, при теоретическом рассмотрении учет малых изменений /деформации/ в расположении атомов по обе стороны граничной поверхности является целесообразным. Поэтому определение влияния деформации в структуре гетеропереходной области на условие существования локализованных состояний на поверхности раздела представляет определенный интерес в теории этих состояний /4,5/.

Целью настоящей работы является изучение влияния деформации гетеропереходной области на условие существования связанных состояний при контакте двухатомных решеток типа АВ-ВС с δ -потенциалами. Исследование проведено на основе подходящих одномерных моделей, с использованием S-матричного подхода Саксона-Хатнера /6,7/. При этом рассматривается как деформация сжатия, так и деформация растяжения гетеропереходной области.

2. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПРИ ДЕФОРМАЦИИ СЖАТИЯ

Рассмотрим гетеропереход типа АВ-ВС при наличии деформации сжатия $|\Delta a \geq 0, \Delta b \geq 0|$ в гетеропереходной области. Контакт между двумя полубесконечными кристаллами характеризуется наличием потенциального скачка $-eV_0$ и примесным атомом с потенциалом U_0 /рис.1/. Потенциальная энергия электрона есть сумма потенциалов решетки правого и левого кристаллов и потен-

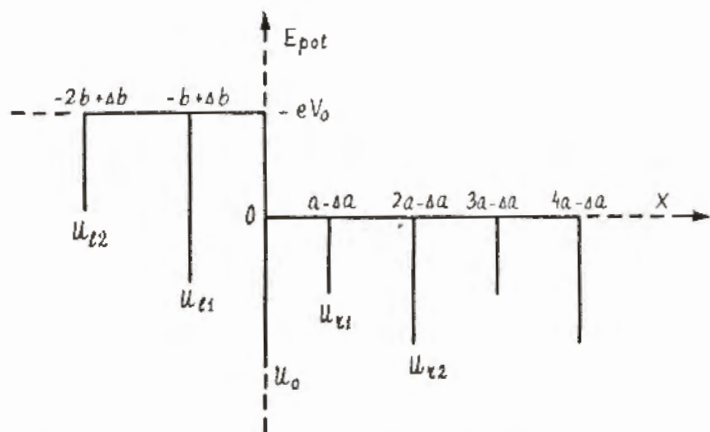


Рис. 1. Одномерная модель деформированного гетероперехода между двухатомными полупроводниками с примесным атомом на границе раздела, $2a$ и $2b$ — суть решеточные константы кристаллов, а U_{ij} / $j = r, \ell$, $i = 1, 2$ / и U_0 — потенциалы соответствующих атомов.

циала гетероперехода:

$$(E_{pot})_r = \frac{\hbar^2}{m} |U_{r2}| \sum_{n=1}^{\infty} \delta(x - 2na + \Delta a) + U_{r1} \sum_{n=0}^{\infty} \delta[x - (2n + 1)a + \Delta a] + U_0 \delta(x),$$

$$(E_{pot})_\ell = \frac{\hbar^2}{m} |U_{\ell 2}| \sum_{n=1}^{\infty} \delta(x + 2nb - \Delta b) + U_{\ell 1} \sum_{n=0}^{\infty} \delta[x + (2n + 1)b - \Delta b],$$

причем $(E_{pot})_\ell$ измеряется от уровня $(-eV_0)$, и для рассматриваемого гетероперехода АВ — ВС имеем $aU_{r2} = bU_{\ell 2}$.

Общее решение уравнения Шредингера для каждого кристалла запишем в виде линейной суперпозиции двух линейно независимых блоховских волн ϕ и ϕ^* , распространяющихся вправо и влево, соответственно.

$$\psi_r(x) = \alpha_2 \frac{\phi_r^*(x)}{\phi_r^*(-\Delta a)} + \beta_2 \frac{\phi_r(x)}{\phi_r(-\Delta a)},$$

$$\psi_\ell(x) = \alpha_1 \frac{\phi_\ell(x)}{\phi_\ell(\Delta b)} + \beta_1 \frac{\phi_\ell^*(x)}{\phi_\ell^*(\Delta b)}.$$

Здесь, как обычно, константы α_i (β_i) связаны с амплитудами входящих /исходящих/ волн /6,7/. Выражения для блоховских волн ϕ_r , ϕ_ℓ , в соответствии с /1,8/, суть

$$\phi_r(x) = \frac{aU_{r2}}{k} \phi_r(-\Delta a) \frac{e^{2ia\mu} \sin k(x + \Delta a) - \sin k(x - 2a + \Delta a)}{\cos 2a\mu - \cos 2ak} + \frac{aU_{r1}}{k} \phi_r(a - \Delta a) \frac{\sin k(x + a + \Delta a) - e^{-2ia\mu} \sin k(x - a + \Delta a)}{\cos 2a\mu - \cos 2ak},$$

$$\phi_\ell(x) = \frac{bU_{\ell 2}}{\lambda} \phi_\ell(\Delta b) \frac{\sin \lambda(x + 2b - \Delta b) - e^{-2ib\nu} \sin \lambda(x - \Delta b)}{\cos 2b\nu - \cos 2b\lambda} + \frac{bU_{\ell 1}}{\lambda} \phi_\ell(-b + \Delta b) \frac{e^{2ib\nu} \sin \lambda(x + b - \Delta b) - \sin \lambda(x - b - \Delta b)}{\cos 2b\nu - \cos 2b\lambda}.$$

ϕ_r^* (ϕ_ℓ^*) получим, как обычно, заменяя в /3/ $\mu(\nu)$ на $-\mu(-\nu)$. Здесь $\hbar\mu$ ($\hbar\nu$) есть квазиимпульс электрона, движущегося в правом /левом/ кристалле, $E = \hbar^2 k^2 / 2m$ — его энергия, а величины λ и k связаны соотношением

$$\lambda^2 = k^2 + (2meV_0) / \hbar^2.$$

Рассматривая поверхность раздела как рассеиватель, найдем соответствующую R-матрицу /6,7/, связывающую амплитуды волн, распространяющихся в правом кристалле, с распространяющимися в левом. Существование "контактных" состояний, локализованных на границе раздела, определяется уравнением

$$R_{22} = 0$$

при дополнительном условии локализации уровня в общей энергетической щели двух кристаллов:

$$\mu = n_r \pi/2a + i\xi; \quad \xi > 0, \quad n_r = 1, 2, \dots, \quad /6/$$

$$\nu = n_\ell \pi/2b + i\eta; \quad \eta > 0, \quad n_\ell = 1, 2, \dots$$

Здесь n_r и n_ℓ - суть номера энергетических щелей кристаллов. Матричные элементы R-матрицы найдем из граничных условий, накладываемых на волновые функции и их производные на границе раздела $x=0$. При этом получаем

$$R_{mn} = \frac{1}{2} [1 + (-1)^{m+n} M \frac{\cos \lambda \Delta b}{\cos k \Delta a} + (-1)^m iN], \quad /7/$$

Здесь

$$M = \frac{\lambda}{k} \frac{1 + \frac{aU_{r1}}{k} \operatorname{tg} ak}{1 + \frac{bU_{\ell 1}}{\lambda} \operatorname{tg} b\lambda}, \quad \frac{\sin 2ak \sin 2b\nu}{\sin 2a\mu \sin 2b\lambda}, \quad /8/$$

$$N = \frac{1 + \frac{aU_{r1}}{k} \operatorname{tg} ak}{k \cos k \Delta a} \frac{\sin 2ak}{\sin 2a\mu} [2aU_0 - aU_{r2} \cos k \Delta a - bU_{\ell 2} \cos \lambda \Delta b + k \sin k \Delta a + \lambda \sin \lambda \Delta b], \quad /9/$$

причем U_{r1} , $U_{\ell 1}$ - ближайшие к поверхности раздела атомы.

Рассмотрим некоторые частные случаи, представляющие интерес. Очевидно, в пределе $\Delta a = \Delta b = 0$, $U_0 = U_{r2}$ выражение /7/ для R-матрицы совпадает с выражением, полученным в работе /1/ для "идеального" гетероперехода типа АВ-ВС.

Полагая $\Delta a = \Delta b = 0$, $\Delta U_0 = U_0 - U_{r2} \neq 0$, получим выражение для R-матрицы "загрязненной" поверхности раздела /при наличии примесного атома и отсутствии деформаций/. Следует отметить, что в этом случае имеет место равенство $R = R^{(0)} R^{(2)}$, где $R^{(0)}$ - матрица рассеяния примесным атомом в идеальной двухатомной решетке /8/, а $R^{(2)}$ - матрица рассеяния идеальным гетеропереходом АВ-ВС /1/. Этот случай является аналогом случая "загрязненной" поверхности одноатомной решетки, рассмотренного Эртсом /9/, для которого $R = R^{(0)} R^{(1)}$, где $R^{(0)}$ - матрица рассеяния примесным атомом, $R^{(1)}$ - матрица рассеяния "идеальной" поверхностью кристалла.

Полагая, далее, $\Delta a \neq 0$, $\Delta b = 0$, $\Delta U_0 = 0$, можно проследить влияние односторонней деформации, а при $\Delta a \neq 0$, $\Delta b \neq 0$, $\Delta U_0 = 0$ - двусторонней деформации гетероперехода на условие существования связанных состояний на поверхности раздела. Эти случаи подвергаются далее численному анализу для конкретных случаев.

Преобразуем теперь матричный элемент R_{22} матрицы /7/, используя соотношение Кронига-Пенни для двухатомного кристалла:

$$\cos^2 a\mu = \cos^2 ak (1 + \frac{aU_{r1}}{k} \operatorname{tg} ak) (1 + \frac{aU_{r2}}{k} \operatorname{tg} ak), \quad /10/$$

$$\cos^2 b\nu = \cos^2 b\lambda (1 + \frac{bU_{\ell 1}}{\lambda} \operatorname{tg} b\lambda) (1 + \frac{bU_{\ell 2}}{\lambda} \operatorname{tg} b\lambda),$$

имея в виду при этом, что выполняются также условия /6/. Переходя к новым переменным и параметрам по формулам

$$\begin{aligned} ak &= x & A_{r1} &= -a^2 U_{r1} & \epsilon_r &= \Delta a/a \\ y &= a\lambda & A_{\ell 1} &= -b^2 U_{\ell 1} & i &= 1, 1, \\ B &= b/a & \Delta A_0 &= -a^2 \Delta U_0 & \epsilon_\ell &= \Delta b/b, \end{aligned} \quad /11/$$

где A_{r1} , $A_{\ell 1}$ принадлежат интервалу (0,1) и $A_{\ell 2} = BA_{r2}$, представим уравнение /5/ в виде

$$\tilde{W}_\pm (By, A_{\ell 1}, A_{\ell 2}, \epsilon_\ell) = -B\tilde{W}_\mp (x, A_{r1}, A_{r2}, \epsilon_r) - 2B\Delta A_0, \quad /12a/$$

$$\tilde{W}_\pm (By, A_{\ell 1}, A_{\ell 2}, \epsilon_\ell) = -B\tilde{W}_\pm (x, A_{r1}, A_{r2}, \epsilon_r) - 2B\Delta A_0. \quad /12b/$$

Выражения для функций \tilde{W}_\pm следующие:

$$\begin{aligned} \tilde{W}_\pm (z, A_{j1}, A_{j2}, \epsilon_j) &= W_\pm (z, A_{j1}, A_{j2}) \cos z \epsilon_j - \\ &- z \sin z \epsilon_j + A_{j2} (1 - \cos z \epsilon_j), \end{aligned} \quad /13/$$

где W_\pm - функция, полученная в работе /1/, имеет вид:

$$W_\pm (z, A_{j1}, A_{j2}) = (-1)^{p_j} (z - A_{j2} \operatorname{tg} z) \sqrt{\frac{A_{j1} A_{j2} - z^2 - z(A_{j1} + A_{j2}) \operatorname{ctg} z}{(z - A_{j1} \operatorname{tg} z)(z - A_{j2} \operatorname{tg} z)}}. \quad /14/$$

В /13/ и /14/ $j=r$ приводит к $z=x$, а $j=\ell$ к $z=By$, и функция \tilde{W}_+ соответствует четным значениям p_j ($j=r, \ell$), а \tilde{W}_- - нечетным. Таким образом, равенство /12a/ дает локализованные уровни на стыке двух запрещенных зон с противоположной четностью /уровни типа Эртса /7//, а равенство /12b/ - соответствующие уровни на стыке двух запрещенных зон с одинаковой четностью. Следовательно, /12b/ определяет локализованные уровни "неэртсовского"

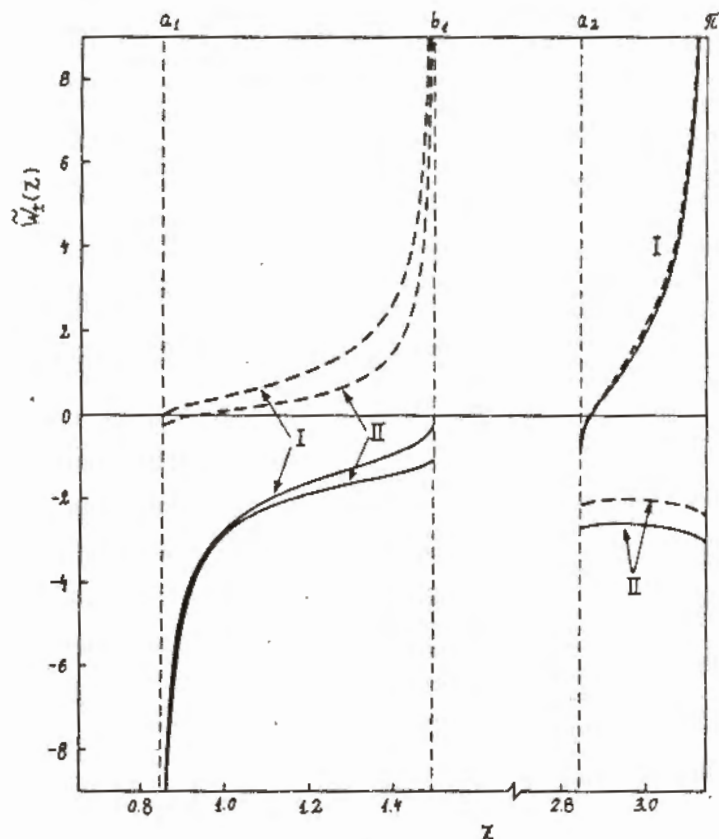


Рис.2. График функций W_{\pm} . Сплошная /пунктирная/ линия соответствует выбору параметров $A_{j1}=0,750$ и $A_{j2}=0,125$ / $A_{j1}=0,125$ и $A_{j2}=0,750$ /. Кривые I получены для $\epsilon_j = 0,1$, а кривые II - для $\epsilon_j = 0,5$, a_1 и b_1 являются нижней и верхней границами первой энергетической щели, соответственно, а a_2 и π - второй.

типа. Следует подчеркнуть, что наличие обоих типов состояний встречается также при деформированных гетеропереходах между одноатомными^{4/} и двухатомными полупроводниками с разделительной поверхностью первого рода^{5/}. "Неэртсовские" состояния возникают также и при недеформированном гетеропереходе с примесным атомом, причем в зависимости от величины потенциала примесного атома они могут возникнуть как на стыке двух нечет-

ных, так и на стыке двух четных щелей, в отличие от случая "идеального" гетероперехода^{1/}.

Используя соотношения Кронига-Пенни /10/, можно исследовать поведение функций W_{\pm} , причем надо разграничить следующие случаи: 1/ p_j нечетное - а/ $A_{j1} > A_{j2}$ б/ $A_{j1} < A_{j2}$ и 2/ p_j - четное. Поведение функции W_{-} для $p_j = 1$ и функции W_{+} для $p_j = 2$ показано на рис.2 для конкретных значений параметров ϵ_j , A_{ji} ($j = r, \ell$, $i = 1, 2$).

3. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПРИ ДЕФОРМАЦИИ РАСТЯЖЕНИЯ

При деформации растяжения / Δa , $\Delta b < 0$, ср. с рис.1/ рассеяние блоховских волн описывается обобщенной R-матрицей /см., например, /6/ /

$$R = R \begin{vmatrix} \Delta a & \Delta a \\ \Delta b & \Delta b \end{vmatrix} R^* T \begin{vmatrix} \Delta b \\ \Delta b \end{vmatrix} R^{-1} \begin{vmatrix} \Delta b \\ \Delta b \end{vmatrix} \quad /15/$$

где R^d есть матрица рассеяния на вакансию /отсутствие атома в узле решетки/ в точке d. Применяя метод Саксона-Хатнера /6/, получим для R^d в двухатомном кристалле АВ, при отсутствии атома В в точке d

$$R^d = \begin{pmatrix} 1 + i\Gamma & i\Gamma \\ -i\Gamma & 1 - i\Gamma \end{pmatrix}, \quad \text{где} \quad /16/$$

$$\Gamma = \frac{cU_B}{k} \frac{\sin 2ck}{\sin 2ck} \left(1 + \frac{cU_A}{k} \operatorname{tg} ck \right).$$

T^d - матрица трансляции /переноса/ на расстояние; d - расстояние между соответствующим дефектом и разделительной поверхностью. Матрица имеет вид /6/:

$$T^d = \begin{pmatrix} e^{idk} & 0 \\ 0 & e^{-idk} \end{pmatrix}, \quad /17/$$

где $\hbar k$ - квазиимпульс электрона, $2c$ - константа решетки, R^* - матрица рассеяния /7/ гетероперехода между двухатомными решетками с подходящим выбором деформации сжатия.

Ограничимся далее случаем, показанным на рис.3. Деформация заключается в смещении правой решетки на расстояние a /растяжение в области гетероперехода $\Delta a = -a$ /. Подобная деформа-

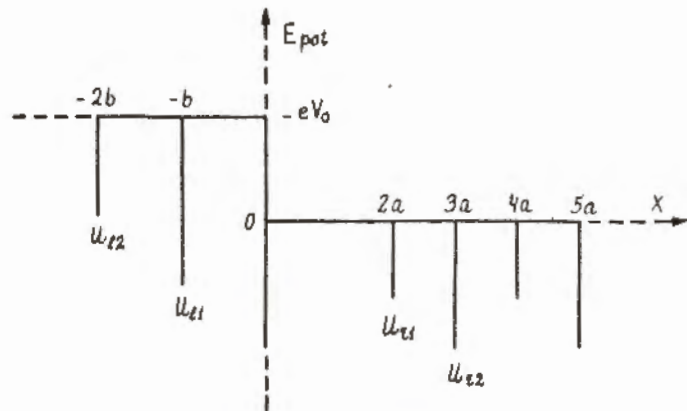


Рис.3. Одномерная модель гетероперехода между двухатомными полупроводниками с разделительной поверхностью второго рода и деформацией $\Delta a = -a$ /обозначения те же, что и на рис.1/.

ция рассматривалась при гетеропереходах между одноатомными кристаллами /10,11/, а также методом многомерных матриц /12/. В рассматриваемом здесь случае $\Delta a = -a$, $\Delta b = 0$ имеем

$$R = R^* T^* R^*, \quad /18/$$

где R^* задана формулой /16/ при $U_B = U_{r2}$, $U_A = U_{r1}$, а T^* - формулой /17/ при $d = a$, $\kappa = \mu$. Для R^* имеем /см. /7//

$$R^* = \frac{1}{2} [1 + (-1)^{m+n} M + i(-1)^m \frac{a\Delta U}{k} \frac{\sin 2ak}{\sin 2a\mu} (1 + \frac{aU_{r2}}{k} \operatorname{tg} ak)], \quad /19/$$

где $\Delta U = U_{r2} - U_{r1}$, а выражение для M задано формулой /8/ при замене U_{r1} с U_{r2} .

Условие /5/ в этом случае приводит к следующим уравнениям:

$$W_{\pm}(V_u, A_{\ell 1}, A_{\ell 2}) = -BF_{\mp}(x, A_{r1}, A_{r2}) W_{\mp}(x, A_{r2}, A_{r1}), \quad /20a/$$

$$W_{\pm}(V_u, A_{\ell 1}, A_{\ell 2}) = -BF_{\pm}(x, A_{r1}, A_{r2}) W_{\pm}(x, A_{r2}, A_{r1}), \quad /20б/$$

где

$$F_{\pm}(x, A_{r1}, A_{r2}) = [A_{r2} \frac{\sigma_r}{S_{r2}} \operatorname{tg} x + (-1)^{n_r} \sqrt{\frac{\sigma_r}{S_{r1} S_{r2}} (A_{r2} S_{r1} + \frac{x^2}{\sin 2x})}]^{-1} \times \\ \times [\frac{\Delta A}{S_{r1}} (A_{r2} S_{r1} + \frac{x^2}{\sin 2x}) - \frac{A_{r2} S_{r1}}{\operatorname{tg} x} + \\ + (-1)^{n_r} \sqrt{\frac{\sigma_r}{S_{r1} S_{r2}} (A_{r2} S_{r1} - \frac{x^2}{\sin 2x} - A_{r2} \Delta A \operatorname{tg} x)}]. \quad /21/$$

Здесь $S_{ri} = x - A_{ri} \operatorname{tg} x$, $\sigma_r = A_{r1} A_{r2} - x^2 - x(A_{r1} + A_{r2}) \operatorname{ctg} x$, $\Delta A = -a^2 \Delta U$ и функция W_{\pm} задана равенством /14/. Из равенства /20/ видно, что влияние деформации в этом случае выражается множителем F_{\pm} . Видно также, что в пределе $\Delta U_a = U_a - U_{r2} = 0$ и $\Delta U = 0$ этот множитель принимает значение $F_{\pm} = 1$ и /20/ переходит в соответствующее условие для идеального гетероперехода.

На рис.4 представлен график функции F_{\pm} для конкретных значений A_{ji} . Видно, что в зависимости от значений параметров A_{ji} и конкретных значений x , деформация может привести к значительным отклонениям от соответствующего условия существования связанных состояний в идеальном гетеропереходе.

4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим более подробно условия существования связанных состояний /12/ и /20/ на основе $V - \gamma^2$ соотношений, где $\gamma^2 = -a^2 m e V_0 / \hbar^2$. Тогда равенство /4/ принимает вид $\gamma^2 = x^2 - 2\gamma^2$.

Рассмотрим сначала условия /12/ и ограничимся случаем $U_0 = U_{r2}$ /общий В-атом/. В γ^2 соотношения представлены на рис.5 и 6 при конкретном выборе параметров A_{ji} и ϵ_j ($j=r, \ell$, $i=1,2$) и фиксированных значениях энергии x . На рис.5а x принадлежит первой энергетической щели правого кристалла, а на рис.5б и на рис.6 - второй. Видно, что малые односторонние деформации /малые смещения правого кристалла/ $\epsilon_r = 0,1$ вызывают малые отклонения $V - \gamma^2$ кривых по сравнению с кривыми "идеального" гетероперехода /сравни с результатами работы /1//. Большие деформации ($\epsilon_r = 0,5$) могут привести к значительным отклонениям от кривых соответствующего идеального гетероперехода. Для того, чтобы существовало связанное состояние в деформированном гетеропереходе для данного значения x , соответствующее значение V_u может принадлежать опять первой щели левого кристалла, но уже для других значений параметра V . Кроме того, при деформированном гетеропереходе возникают и локализованные уровни, принадлежащие второй энергетической щели левого кристалла, т.е. деформация "снимает" правило запрета /1/ для идеального гетероперехода между двухатомными решетками.

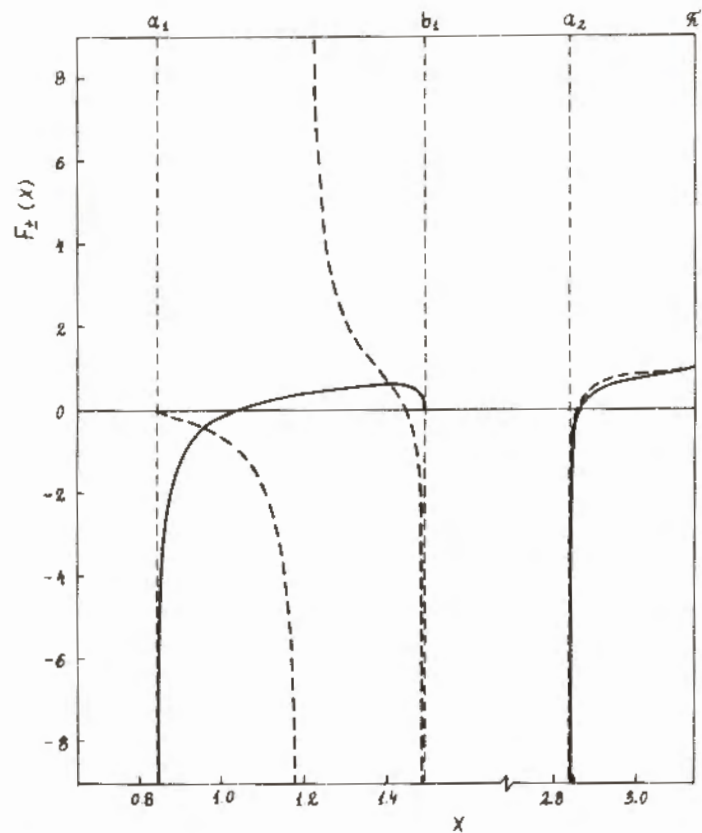


Рис. 4. График функций F_{\pm} . Сплошная /пунктирная/ линия соответствует выбору параметров $A_{j1} = 0,750$ и $A_{j2} = 0,125$ / $A_{j1} = 0,125$ и $A_{j2} = 0,750$ /.

Двусторонние деформации тоже вызывают существенные изменения хода $B-\gamma^2$ кривых, причем сужается область допустимых значений B , для которых уравнение /12/ имеет решения.

На рис. 7 продемонстрировано влияние деформации растяжения $\Delta a = -a$, $\Delta b = 0$ /модель на рис. 3/ на $B-\gamma^2$ соотношения идеального гетероперехода типа АВ - ВС. Оказывается, что в зависимости от величины фактора F_{\pm} для выбранных значений x /рис. 4/, эта деформация может оказать сильное или слабое влияние.

Следует отметить, что во всех рассмотренных здесь случаях допустимые значения параметра B ограничены условием $B < 1/A_{j2}$, так как $A_{j2} = BA_{r2}$ и $A_{j1} < 1$.

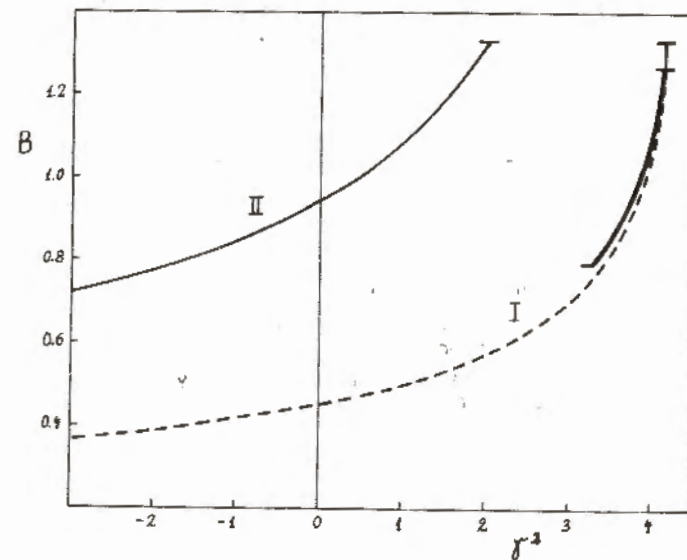
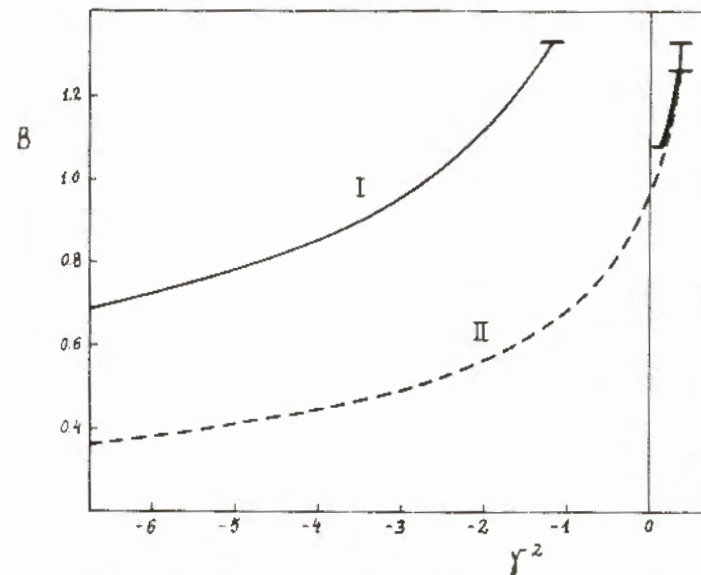


Рис. 5. $B-\gamma^2$ соотношения при $A_{r1} = 0,125$, $A_{r2} = 0,750$ и $A_{j2} = 0,950$. Пунктирная линия соответствует значениям $\epsilon_r = 0,1$, $\epsilon_l = 0$, сплошная - $\epsilon_r = 0,5$, $\epsilon_l = 0$ и толстая - $\epsilon_r = 0,1$, $\epsilon_l = 0,5$. Кривые I соответствуют уравнению /12а/, а кривые II - уравнению /12б/; а/ $x = 0,9$; б/ $x = 2,9$.

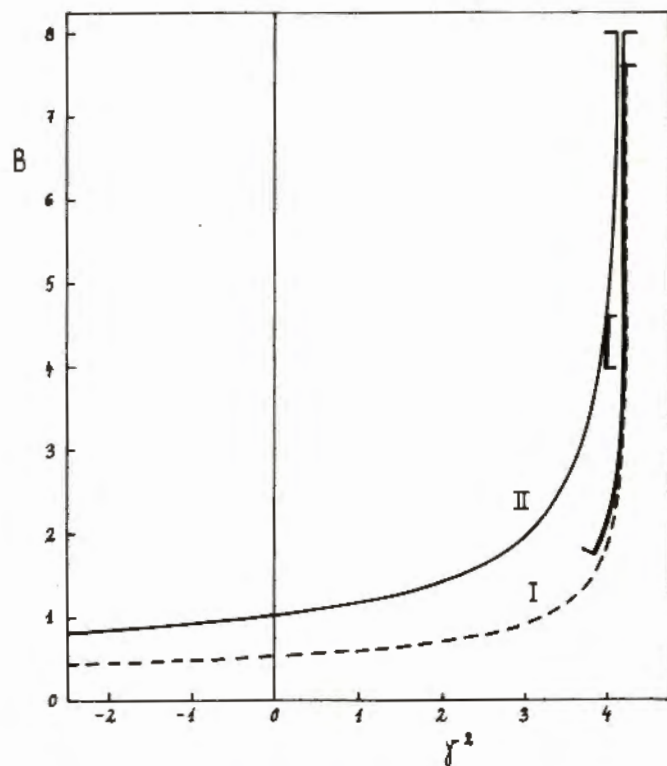


Рис.6. $B-\gamma^2$ соотношения при $A_{r1} = 0,750$, $A_{r2} = 0,125$, $\Delta f_1 = 0,950$ и $x = 2,9$. Пунктирная линия соответствует $\epsilon_r = 0,1$, $\epsilon_l = 0$; сплошная - $\epsilon_r = 0,5$, $\epsilon_l = 0$, толстая - $\epsilon_r = 0,1$, $\epsilon_l = 0,5$. Кривые I соответствуют уравнению /12а/, а кривые II - /12б/.

В заключение авторы выражают благодарность Б.Д.Кандиларову за обсуждение результатов и постоянное внимание к работе.

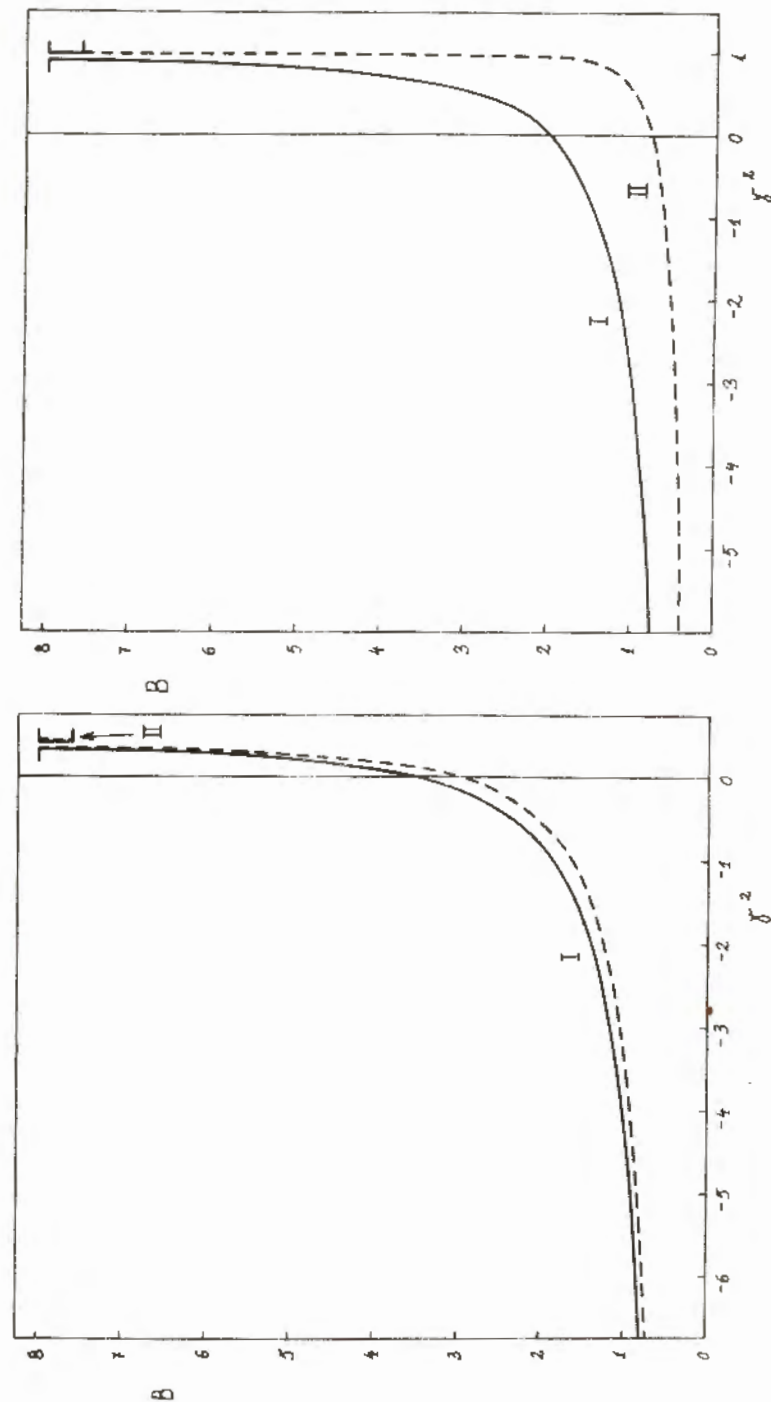


Рис.7. $B-\gamma^2$ соотношения при $A_{r1} = 0,750$, $A_{r2} = 0,125$ и $\Delta f_2 = 0,950$. Сплошная линия соответствует $\epsilon_r = 0$ /идеального гетероперехода/, пунктирная - $\epsilon_r = -1$; а/ $x=0,9$, б/ $x=1,4$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кандиларов Б.Д., Приматарова М.Т., Стоянова И.С. ОИЯИ, Р17-12930, Дубна, 1979.
2. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. "Мир", М., 1975.
3. Aleksandrov L.N. Thin Solid Films, 1978, 50, p.13.
4. Kandilarov B.D., Detcheva V., Primatarowa M.T. J.Phys.C, 1979, C12, p.3401.
5. Kandilarov B.D., Primatarowa M.T., Detcheva V. Internal Report IC/79/130, Trieste, 1979.
6. Saxon D.S., Hutner R.A. Philips Res.Rep., 1949, 4, p.81..
7. Aerts E. Physica, 1960, 26, p.1063.
8. Aerts E. Physica, 1960, 26, p.1057.
9. Aerts E. Physica, 1960, 26, p.1047.
10. Kandilarov B.D , et al. phys.stat.sol. (b), 1978, 86, p.425.
11. Kandilarov B.D., Tashkova M.G., Petrova P.C. phys.stat. sol. (b), 1978, 87, p.361.
12. Kandilarov B.D. Proc. Int. Conf. Heterojunctions. Acad. Kiado Budapest, 1971, vol.2, p.345.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1980 года.