

Роль дефектов в формировании локальных состояний, наведенных атомами, адсорбированными на поверхности полупроводников

© С.Ю. Давыдов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 ноября 1996 г. Принята к печати 18 февраля 1997 г.)

В рамках обобщенной зонной модели полупроводника Андерсона–Халдейна рассмотрено влияние квазилокализованных электронных состояний, лежащих в запрещенной зоне, на состояния, наведенные атомами металла, адсорбированными на поверхности полупроводника. Обсуждается формирование барьера Шоттки при малых степенях металлического покрытия. Численные расчеты выполнены для системы металл–*p*-GaAs (110).

Задача о формировании барьера Шоттки на границе металл–полупроводник, несмотря на почтенный возраст, до сих пор не имеет однозначного решения [1,2]. На данный момент наиболее популярными являются две модели контакта: единая модель дефекта, восходящая к работам Спайсера с соавт. [3], и модель индуцированных металлом состояний в запрещенной зоне, основанная на идее Хейне [4]. Модель дефекта хорошо объясняет пиннинг уровня Ферми и, как следствие, слабую зависимость высоты барьера Шоттки Φ для различных металлических компонентов контакта с данным полупроводником. Модель наведенных состояний, наоборот, способна описать существенные изменения величины Φ при переходе от одного металлического покрытия, нанесенного на полупроводник, к другому. Обе вышеупомянутые тенденции реализуются на эксперименте. Более того, для одной и той же системы наблюдаются как слабые, так и сильные вариации высоты барьера Шоттки (см., например, работы [5,6], где исследовались контакты металл–(карбид кремния)), что, по-видимому, связано с технологией изготовления контакта.

В настоящее время в теории формирования барьера Шоттки популярен подход, пришедший из физики адсорбции [1]. В рамках такого подхода были сформулированы и модель дефекта [7], и модель наведенных состояний [8,9]. Представляется интересным сформулировать единую модель контакта металл–полупроводник. В настоящей публикации мы рассмотрим влияние поверхностных дефектов на положение и заполнение локальных и квазилокальных уровней изолированного адатома, что моделирует раннюю стадию формирования контакта.

1. Модель

Будем рассматривать адсорбцию одноэлектронного атома на поверхности полупроводника. Гамильтониан системы в бесспиновом приближении может быть представлен в виде

$$H = \sum_k \varepsilon_k c_k^\dagger c_k + E_a a^\dagger a + \sum_k V_k (c_k^\dagger a + \text{h. c.}) \quad (1)$$

Здесь 1-е слагаемое соответствует полупроводнику: величина ε_k описывает электронную структуру полупроводника, c_k^\dagger — оператор рождения электрона в состоянии $|k\rangle$ (мы здесь опускаем зонный индекс). 2-е слагаемое относится к атому с одноэлектронным уровнем E_a , a^\dagger — оператор рождения электрона в состоянии $|a\rangle$. 3-й член отвечает гибридизации полупроводниковых и атомных состояний.

Функции Грина G , соответствующая гамильтониану (1), имеет вид

$$G^{-1}(\omega) = \omega - E_a - \Lambda(\omega) + i\Gamma(\omega), \quad (2)$$

где

$$\Gamma(\omega) = \pi \sum_k |V_k|^2 \delta(\omega - \varepsilon_k), \quad (3)$$

$$\Lambda(\omega) = P \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega'. \quad (4)$$

Здесь ω — энергетическая переменная, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, P означает главное значение интеграла, $\Gamma(\omega)$ — функция, пропорциональная плотности состояний полупроводника $\rho_k = \sum_k \delta(\omega - \varepsilon_k)$ и определяющая полуширину квазиуровня адатома.

Представим плотность состояний $\Gamma(\omega)$ в виде (см. рис. 1)

$$\Gamma(\omega) = \begin{cases} \Gamma, & \text{если } |\omega| > \Delta/2; \\ \gamma, & \text{если } |\omega| < \delta/2; \\ 0 & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\Gamma = \pi V_b^2 \rho_b$, $\gamma = \pi V_i^2 \rho_i$, где $V_{b(i)}$ — матричный элемент гибридизации атомного состояния $|a\rangle$ с зонными состояниями дефектов, $\rho_{b(i)}$ — плотность зонных состояний дефектов. Таким образом, мы имеем 2 полубесконечные зоны (проводимости и валентную) с плотностью состояний $\rho_b = \text{const}$, разделенные щелью шириной Δ . В центре щели лежит зона примесных состояний (в дальнейшем *i*-зона) шириной δ с постоянной плотностью ρ_i . В случае $\gamma = 0$ данная модель совпадает с известной моделью Халдейна–Андерсона [10]. Отметим, что, хотя

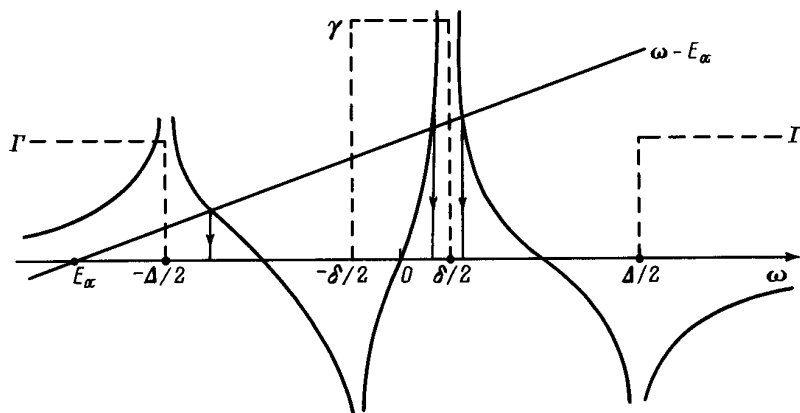


Рис. 1. Уширение $\Gamma(\omega)$ (штриховая линия) и сдвиг $\Lambda(\omega)$ (сплошная) атомного уровня. Потолок валентной зоны $E_V = -\Delta/2$, дно зоны проводимости $E_C = \Delta/2$, примесная зона расположена между значениями $-\delta/2$ и $\delta/2$. Стрелками, проведенными из точек пересечения прямой $(\omega - E_a)$ с контуром $\Lambda(\omega)$, обозначены решения уравнения (7), отвечающие двум локальным и одному квазилокальному уровням.

мы расположили i -зону в центре щели исключительно для простоты, это, по-видимому, приблизительно соответствует экспериментальной ситуации [1,2].

Подставляя (5) в (4), получим

$$\Lambda(\omega) = \frac{\Gamma}{\pi} \ln \left| \frac{\omega - \Delta/2}{\omega + \Delta/2} \right| - \frac{\gamma}{\pi} \ln \left| \frac{\omega - \delta/2}{\omega + \delta/2} \right|. \quad (6)$$

Функция сдвига $\Lambda(\omega)$ изображена на рис. 1. Положение уровней адатома ω^* (как локальных, так и квазилокальных) определяется уравнением

$$\omega - E_a - \Lambda(\omega) = 0. \quad (7)$$

В дальнейшем нас будут интересовать лишь решения уравнения (7), лежащие в области щели $-\Delta/2 < \omega^* < \Delta/2$. Графический способ их нахождения представлен на рис. 1. Из рисунка следует, что минимальное число корней уравнения (7) равно 3. Два из них, попадающие в щели 1 ($-\Delta/2 < \omega^* < -\delta/2$) и 2 ($\delta/2 < \omega^* < \Delta/2$), отвечают локальным уровням адатома, а одно, перекрывающееся с i -зоной, — квазилокальным. Если, однако, атомный уровень с энергией E_a находится вблизи центра i -зоны, то можно показать, что при выполнении неравенства

$$C \equiv \frac{4}{\pi} \left(\frac{\gamma}{\delta} - \frac{\Gamma}{\Delta} \right) < 1 \quad (8)$$

в i -зоне появляются 2 дополнительных квазиуровня, и общее число решений уравнения (7) становится равным 5.

Следует отметить, однако, что локальные решения ω^* , соответствующие областям, очень близким к потолку валентной зоны, нижнему и верхнему краям i -зоны, а также квазилокальное решение в области потолка i -зоны могут быть фиктивными. Дело в том, что вследствие ступенчатообразной формы краев зон, функция $\Lambda(\omega)$ испытывает разрывы в точках $\omega = \pm\Delta/2, \pm\delta/2$. При

более строгой аппроксимации плотности состояний полупроводника функция $\Lambda(\omega)$ разрыва испытывать не будет. В результате некоторые решения вблизи точек $(\pm\Delta/2)$ и $(\pm\delta/2)$ могут отсутствовать. На заряд адатома, однако, эти, возможно фиктивные, решения влияют слабо (см. далее).

2. Уровни адатома и их заполнение

Как следует из рис. 1, с ростом E_a от $-\infty$ до $+\infty$ локальный уровень с энергией ω^* смещается от потолка валентной зоны к дну зоны проводимости. Можно показать, что чем меньше Γ , тем резче этот сдвиг. При одном и том же значении E_a меньшим Γ соответствуют локальные уровни, расположенные ближе к краям щели.

При наличии i -зоны дефектов (в дальнейшем будем именовать эту модель "дефектной моделью" (ДМ), отличая ее от "бездефектной модели" (БДМ), соответствующей значению $\gamma = 0$ в выражении (5)) зависимости $\omega^*(E_a)$ изображены на рис. 2. Для случая, изображенного на рис. 2, а, выполняются условия неравенства (8). Именно поэтому для атомных уровней E_a , лежащих близко к центру щели, уравнение (7) имеет 5 решений, 3 из которых соответствуют квазилокальным уровням, перекрывающимся с i -зоной. Можно показать, что для реализации 5 решений необходимо и достаточно, чтобы энергия атомного уровня E_a удовлетворяла неравенству

$$-\tilde{E}_a \leq E_a \leq \tilde{E}_a, \quad (9)$$

где

$$\tilde{E}_a = (2/3)\tilde{\omega}(1 - C),$$

$$\tilde{\omega} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \sqrt{\frac{1 - C}{(\gamma/\delta^3) - (\Gamma - \Delta^3)}}. \quad (10)$$

С ростом отношения γ/Γ (при постоянстве остальных параметров) неравенство (8) перестает выполняться.

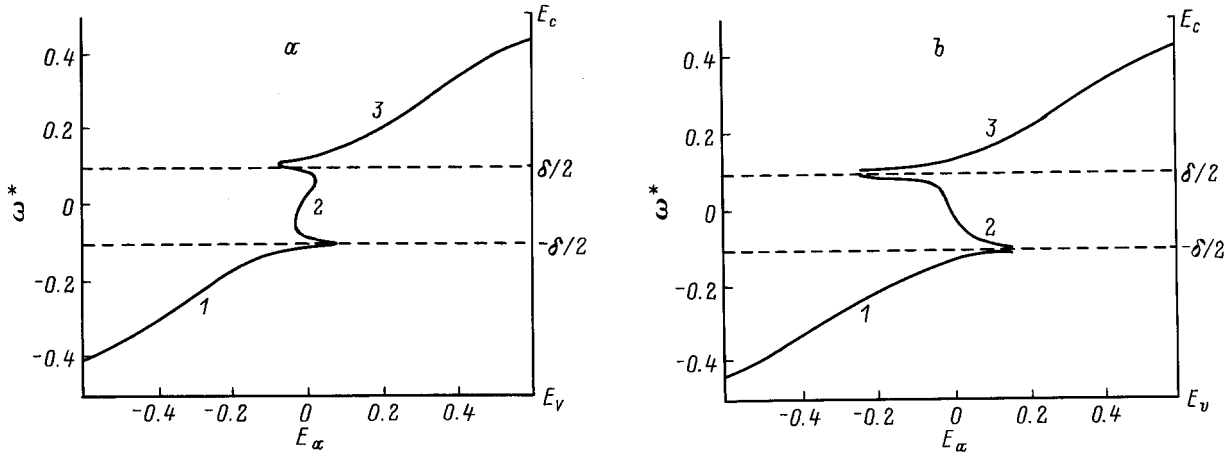


Рис. 2. Зависимости положения локального уровня адатома ω^* от E_a при наличии i -зоны. За единицу энергии принята ширина щели Δ и использованы значения параметров $\delta = 0.2$, $\Gamma = 0.25$. Зависимости рассчитаны при значениях: a — $\gamma/\Gamma = 0.5$, b — $\gamma/\Gamma = 1$. Цифрами 1, 2, 3 обозначены различные ветви решения уравнения (7).

Можно показать, что при увеличении γ уровень адатома в верхней щели 2 смещается по направлению к дну зоны проводимости (для нижней щели 1 — к потолку валентной зоны). Отметим, что наиболее сильно смещаются уровни, лежащие вблизи потолка i -зоны.

Рассмотрим теперь заполнение адатома. Число его заполнения

$$n_a = \frac{1}{\pi} \text{Im} \int_{-\infty}^{E_F} G(\omega) d\omega. \quad (11)$$

Представим n_a в виде суммы

$$n_a = Z_b + Z_1 + Z_i + Z_2. \quad (12)$$

Здесь Z_b обозначает вклад, возникающий из-за гибридизации между состоянием $|a\rangle$ и занятыми состояниями валентной зоны:

$$Z_b = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{E_F} \frac{\Gamma}{[\omega - E_a - \Lambda(\omega)]^2 + \Gamma^2} d\omega. \quad (13)$$

Под Z_i понимается вклад i -зоны

$$Z_i = \frac{1}{\pi} \int_{-\delta/2}^{E_F} \frac{\gamma}{[\omega - E_a - \Lambda(\omega)]^2 + \gamma^2} d\omega. \quad (14)$$

Естественно, это выражение справедливо лишь при $\delta/2 \geq E_F \geq -\delta/2$. Если $E_F < -\delta/2$, то $Z_i = 0$.

Заполнение локальных уровней в нижней (Z_1) и верхней (Z_2) щелях может быть определено по формуле [10]

$$Z_{1,2} = \left| 1 - \frac{d\Lambda(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_{1,2}^*}^{-1}, \quad (15)$$

которая в нашем случае приводит к следующему выражению:

$$Z_{1,2} = \left\{ 1 + \frac{1}{\pi} \left[\frac{\Gamma\Delta}{(\Delta/2)^2 - \omega^2} + \frac{\gamma\delta}{\omega^2 - (\delta/2)^2} \right] \right\}_{\omega_{1,2}^*}^{-1}. \quad (16)$$

Естественно, что и эти вклады реализуются лишь тогда, когда локальный уровень лежит под уровнем Ферми.

Интеграл (13) может быть вычислен приближенно. Начнем со случая $\gamma = 0$ (БДМ). Можно показать приближенно, что

$$Z_b(\gamma = 0) = \frac{1}{\pi} \text{arctg} \frac{\Delta/2 + \tilde{E}_a}{\Gamma}, \quad (17)$$

где

$$\tilde{E}_a = E_a + \frac{\Gamma}{\pi} \ln \frac{1+R}{1-R}, \quad R = \sqrt{1 + (4\Gamma/\pi\Delta)}. \quad (18)$$

Формула (17) качественно правильно описывает зависимость Z_b от параметров задачи, в частности от положения уровня E_a (см. [10], рис. 3), но является оценкой по максимуму, т.е. завышает значение Z_b . Необходимо помнить, что сумма всех вкладов в число заполнения адатома n_a (см. (12)) не должна превышать единицы.

Переходя к ДМ, нужно учесть, что для энергий, соответствующих валентной зоне, величина $\delta/2|\omega|$ является малым параметром. Тогда можно показать, что учет i -зоны приводит в первом приближении просто к сдвигу уровня E_a :

$$E_a \rightarrow E_a - 2(\gamma\delta/\pi\Delta) \quad (19)$$

Легко понять, что сдвиг уровня адатома в сторону отрицательных энергий приводит к увеличению его заполнения.

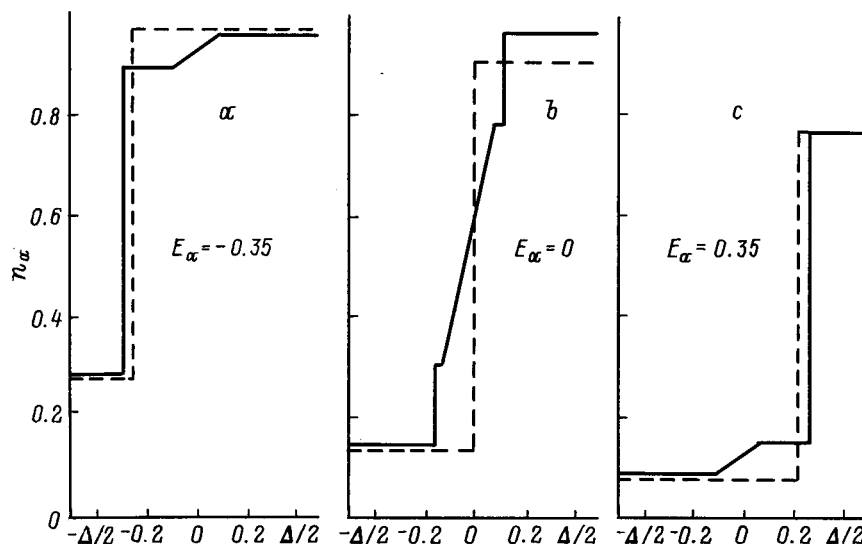


Рис. 3. Числа заполнения адатома n_a в бездефектном случае (штриховые линии) и при наличии i -зоны (сплошные) в зависимости от положения уровня Ферми; $\Delta = 1$, $\delta = 2$, $\Gamma = 0.25$, $\gamma/\Gamma = 0.5$. Зависимости рассчитаны при значениях E_a : a — -0.35Δ , b — 0 , c — 0.35Δ .

Рассматривая отношение δ/Δ как параметр малости, найдем выражение для Z_i :

$$Z_i = \frac{1}{\pi A} \left\{ \arctg \left(\frac{E_F A - E_a}{\gamma} \right) + \arctg \left[\frac{(\delta A/2) + E_a}{\gamma} \right] \right\}, \quad (20)$$

где $A = 1 - C$. Отметим, что не зависимо от знака A , величина Z_i всегда положительна. Функция $Z_i(E_a)$ имеет максимум $Z_{i \max}$ при следующем соотношении параметров:

$$E_a = \frac{1}{2} \left(E_F - \frac{\delta}{2} \right) A, \quad |E_F| \leq \frac{\delta}{2}. \quad (21)$$

Тогда

$$Z_{i \max} = \frac{2}{\pi A} \arctg \left[\frac{A(E_F + \delta/2)}{2\gamma} \right]. \quad (22)$$

Отметим, что зависимость Z_i от энергии Ферми E_F (для стандартных значений параметров задачи) близка к линейной.

Максимум функции $Z_{1,2}$ имеет место при

$$E_{a1,2}^* = \omega^* - \Lambda(\omega^*),$$

где

$$\omega^* = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta^2 r + \delta^2}{1+r}}, \quad r = \sqrt{\gamma\delta/\Gamma\Delta}. \quad (23)$$

при этом $Z_{1 \max} = Z_{2 \max} = Z_{\max}$ и

$$Z_{\max} = \left[1 + \frac{4(1+r)^2}{\pi} \frac{\Gamma\Delta}{\Delta^2 - \delta^2} \right]^{-1}. \quad (24)$$

Зависимости $Z_1(E_a)$ и $Z_2(E_a)$ являются зеркальными отражениями друг друга относительно центра i -зоны.

Суммарное заполнение адатома n_a в зависимости от положения уровня Ферми представлено на рис. 3. Для

простоты зависимости $Z_i(E_F)$ аппроксимированы прямыми линиями для всех случаев. Приведены результаты как для БДМ (штриховые), так и для ДМ (сплошные линии). Из рисунка следует, что максимальные различия чисел заполнения n_a в БДМ и ДМ имеют место, когда E_a и E_F лежат близко к центру i -зоны. Если же энергетический уровень атома смещается к краям зон (валентной и проводимости), то различия чисел заполнения n_a для БДМ и ДМ становятся заметны лишь при малых значениях $|E_F|$.

3. Адсорбция атомов металла на полупроводнике p -типа и формирование барьера Шоттки

В настоящее время установился следующий взгляд на формирование барьера Шоттки при адсорбции атомов металла на дырочных полупроводниках, не содержащих поверхностных дефектов (при этом речь идет о низких температурах подложки, когда образование металлических островков исключено) [1,7,11]. Состояния, наводимые адсорбированными атомами металлов, попадают в запрещенную зону полупроводника. Для p -типа легирования электроны с этих локализованных состояний уходят в объем, создавая положительный заряд на поверхности и отрицательный объемный заряд, что ведет к приконтактному изгибу зон вверх. Этот изгиб является функцией от поверхностной концентрации адатомов (степени покрытия). Искривление зон продолжается до тех пор, пока уровень Ферми на поверхности не перекроется (совпадет) с уровнем адатомов. Для наиболее тщательно изученной системы металл-GaAs (110) при концентрации акцепторов 10^{19} см^{-3} это имеет место при покрытиях порядка 0.01 монослоя [11]. Ясно, что при та-

Параметры модели для расчета барьера Шоттки, формируемого металлическими атомами, адсорбированными на *p*-GaAs (110)

Величина	Варианты расчета	Na	K	Rb	Cs	Cu	Ag	Au	Al	Ga	In
$-E_a/\Delta$		0.22	-0.31	-0.41	-0.61	1.68	1.82	2.91	0.77	0.78	0.64
Γ/Δ	1	1.23	0.69	0.61	0.53	2.70	2.14	2.14	4.21	4.46	3.08
Γ/Δ	2	0.78	0.57	0.44	0.38	1.59	1.24	1.25	2.14	2.93	1.65

ких покрытиях адатомы можно считать изолированными. Следовательно, мы вправе использовать нашу модель для расчета барьера Шоттки.

Рассмотрим адсорбцию металлических атомов ($M = \text{Na}, \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}, \text{Cu}, \text{Ag}, \text{Au}, \text{Al}, \text{Ga}, \text{In}$) на поверхности (110) *p*-GaAs. Принимаем ширину запрещенной зоны $\Delta = 1.52$ эВ [12] и сродство к электрону $\chi = 4.05$ эВ [1]. Тогда середина щели, от которой мы отсчитываем энергию, находится ниже уровня вакуума на $\chi + \Delta/2$. Энергия атомного уровня относительно середины щели есть

$$E_a = -I + \chi + \Delta/2, \quad (25)$$

где I — потенциал ионизации адсорбируемого атома.

Оценить параметр $\Gamma = \pi\rho_b V_b^2$ можно двумя способами. Первый заключается в том, чтобы рассмотреть взаимодействие $|sp^3\rangle$ -орбитали полупроводника с

$|s\rangle_a$ -орбиталями атома металла (для щелочных металлов и металлов группы Cu) или $|p\rangle_a$ -орбиталями (для Al, Ga и In). При этом V_b можно положить равным универсальному матричному элементу Харрисона V_2 [13,14]. Тогда $V_b = -14.4/d^2$ и $V_b = -20.06/d^2$ для взаимодействий $|sp^3\rangle-|s\rangle_a$ и $|sp^3\rangle-|p\rangle_a$ соответственно (d измеряется в Å, V_b — в эВ). Длина адсорбционной связи $d = r_a + r_s$, где r_a и r_s — атомные радиусы адсорбированного атома и атома полупроводника, с которым адатом непосредственно связан. Плотность состояний ρ_b оценим по аналогии с моделью Фриделя [15]:

$$\rho_b = 4/W_V. \quad (26)$$

Здесь W_V — ширина валентной зоны полупроводника (для GaAs $W_V = 12.5$ эВ [13]), содержащей 4 электрона на атом. Результаты расчетов E_a и Γ приведены в таблице (см. вариант 1). Данные по потенциалам ионизации и атомным радиусам взяты из работы [16]. Рассматривалась адсорбция на атоме Ga.

Второй способ определения Γ состоит в следующем. Пусть, как это делается в квантовой химии и теории сплавов, матричный элемент $V_b = (t_{at_s})^{1/2}$, где t_a и t_s — межатомные матричные элементы адсорбата и адсорбента соответственно. С другой стороны, в рамках теории сильной связи ширина валентной зоны полупроводника $W_V = 2n_s t_s$, где n_s — число ближайших соседей. Тогда, вновь используя для плотности состояний ρ_b модель Фриделя, получим

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} t_a. \quad (27)$$

Данные расчета Γ по формуле (27) приведены в таблице (см. вариант 2). На рис. 4 представлены результаты расчета $\omega^* - E_V$ в зависимости от величины потенциалов ионизации металлических атомов I . Из рисунка следует, что при расчете по варианту 2 зависимость $\omega^* - E_V$ от I близка к линейной (за исключением Au), тогда как при варианте 1 спад зависимости $\omega^* - E_V$ замедляется с ростом I . Экспериментальные данные приведены на рис. 5 [1,8]. Из сравнения теории с опытными данными следует, что тенденция лучше описывается вариантом 2, тогда как величина $\omega^* - E_V$, особенно для металлов с высокими потенциалами ионизации (Cu, Ag, Au), лучше описывается вариантом 1.

Теперь рассмотрим модель дефекта при $\gamma = 0$ (ДМ). Продифференцировав уравнение (7) по потенциалу ио-

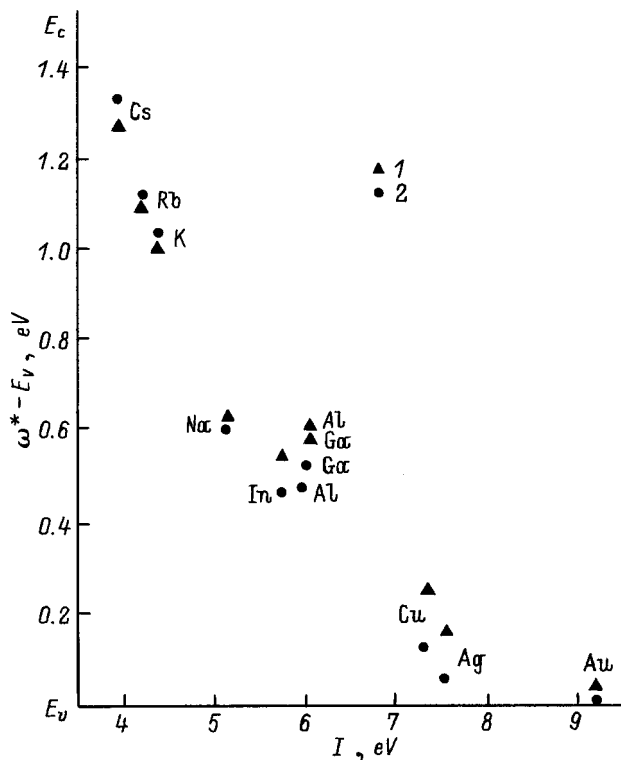


Рис. 4. Зависимость положения локальных уровней атомов металла (относительно потолка валентной зоны), адсорбированных на поверхности GaAs, от их потенциала ионизации I . Значки 1 и 2 соответствуют вариантам расчета (см. таблицу).

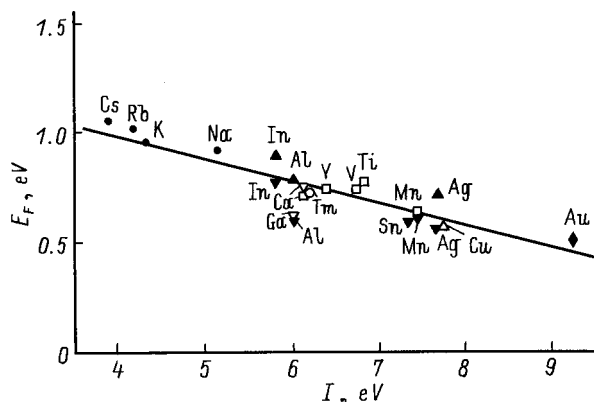


Рис. 5. Экспериментальные данные о положении уровня Ферми относительно потолка валентной зоны (высота барьера Шоттки) для контакта металл-*p*-GaAs (110) по данным работ [1,8].

низации, получим

$$\frac{\partial \omega_{1,2}^*}{\partial I} = -Z_{1,2}, \quad (28)$$

где $Z_{1,2}$ дается формулой (16). Легко видеть, что чем меньше член в квадратных скобках, тем в большей степени зависимость $\omega_{1,2}^*(I)$ приближается к линейной. В рассматриваемой области ($|\omega^*| > \delta/2$) величина $|\partial \omega^*/\partial I|$ для ДМ меньше, чем для БДМ, так как в квадратных скобках выражения (16) появляется дополнительное положительное слагаемое. Более того, появление *i*-зоны приводит, по сравнению с БДМ, к сближению локальных уровней с краями соответствующих зон ($\pm \Delta/2$, $\pm \delta/2$) и, следовательно, уменьшает величину $|\partial \omega^*/\partial I|$. Эти выводы качественно согласуются с результатами работы [7]. Получить количественные результаты здесь, однако, затруднительно, поскольку нам не известны значения параметров γ и δ , так как природа возникающих на контакте дефектов неизвестна [1].

Таким образом, в рамках единой модели нам качественно (а в случае отсутствия дефектов и количественно) удалось объяснить экспериментально наблюдаемые тенденции при образовании барьера Шоттки на контакте металл-*p*-GaAs (110).

Список литературы

- [1] W. Mönch. Rep. Prog. Phys., **53**, 221 (1990).
- [2] Ф. Бехштедт, Р. Эндерлайн. *Поверхности и границы раздела полупроводников* (М., Мир, 1990).
- [3] W.E. Spicer, I. Lindau, P. Skeath, C.Y. Su, P. Chye. Phys. Rev. Lett., **44**, 420 (1980).
- [4] V. Heine. Phys. Rev., **138**, A1689 (1965).
- [5] J.R. Waldrop. Appl. Phys., **75**, 4558 (1994).
- [6] А.Н. Андреев, А.А. Лебедев, М.Г. Растегаева, Ф.М. Снегов, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков, Л.Н. Шестопалов. ФТП, **29**, 1828 (1995).
- [7] R. Lideke. Phys. Rev. B, **40**, 1947 (1989).

- [8] W. Mönch. Europhys. Lett., **7**, 275 (1988).
- [9] С.Ю. Давыдов, С.К. Тихонов. ФТТ, **37**, 2749 (1995).
- [10] F.D.M. Haldane, P.W. Anderson. Phys. Rev. B, **13**, 2553 (1976).
- [11] J.E. Klepeis, W.A. Harrison. Phys. Rev. B, **40**, 5810 (1989).
- [12] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников. Справочник* (Киев, Наук, думка, 1978).
- [13] У. Харрисон. *Электронная структура и свойства твердых тел* (М., Мир, 1983) т. 1.
- [14] W.A. Harrison. Phys. Rev. B, **27**, 3592 (1983).
- [15] У. Харрисон. *Электронная структура и свойства твердых тел* (М., Мир, 1983) т. 2.
- [16] *Физические величины. Справочник*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).

Редактор Т.А. Полянская

The role of defects in formation local states that are induced by atoms adsorbed on semiconductor surfaces

S.Yu. Davydov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia