

Исследование радиационных дефектов в полупроводниках в условиях всестороннего сжатия

© В.Н. Брудный[¶]

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, 634050 Томск, Россия

(Получена 6 июля 1998 г. Принята к печати 30 марта 1999 г.)

Исследована зависимость чувствительности электрических свойств облученных полупроводников к всестороннему сжатию как функции положения уровня Ферми в запрещенной зоне кристалла. Численный анализ экспериментальных данных выполнен на основе модели кристалла с изотропной запрещенной щелью $\langle E_G \rangle$, где $\langle E_G \rangle$ — средний энергетический интервал между зоной проводимости и валентной зоной. Выявлено, что уровни радиационных дефектов при изменении давления практически не изменяют своего положения относительно энергии, соответствующей середине изотропной щели $\langle E_G \rangle/2$, которая тождественна значению "предельного" положения уровня Ферми (F_{lim}) в облученном полупроводнике.

Введение

Известно, что собственные дефекты решетки или химические примеси с глубокими уровнями, как правило, повышают чувствительность полупроводников к всестороннему сжатию, что связывается с особенностями формирования "глубоких" состояний в полупроводниках. В работе исследуется влияние гидростатического сжатия на электрофизические свойства и энергетическое положение уровней радиационных дефектов (РД) в полупроводниках, подвергнутых воздействию высокоэнергетичной радиации. В этой области в последние годы накоплен определенный экспериментальный материал, который требует систематизации и осмысления. Обобщены как авторские результаты [1–5], так и литературные данные. В основу анализа представленных результатов положены экспериментальные и расчетные данные о закреплении уровня Ферми (F) в "предельном" положении (F_{lim}) в облученных (электронами, протонами, быстрыми нейтронами) полупроводниках [6]. Это позволяет, выбрав исходный уровень легирования, тип проводимости материала и дозы облучения, исследовать чувствительность характеристик облученного полупроводника к последующему гидростатическому сжатию P как функций положения F по всей ширине запрещенной зоны кристалла.

Методика эксперимента

Экспериментально исследованы GaAs, InP, GaSb и GaP (см. таблицу), облученные при температуре $T \approx 300$ К электронами (энергия электронов $E \approx 2$ МэВ) и ионами H^+ (энергия ионов $E = 5$ МэВ). Оценивался барический коэффициент удельного электрического сопротивления (ρ) как

$$\alpha_\rho = \partial(\ln \rho) / \partial P,$$

который с учетом биполярной (электронной и дырочной) проводимости, $\sigma_n(D)$, $\sigma_p(D)$ (D — доза облучения), и

вклада прыжковой проводимости носителей по локальным состояниям РД, $\sigma_{RD}(D)$, в полную проводимость кристалла

$$\rho(D)^{-1} = \sigma_n(D) + \sigma_p(D) + \sigma_{RD}(D)$$

можно записать в виде

$$\alpha_\rho(D) = \frac{\alpha_n(D)}{(1 + p/nb)} + \frac{\alpha_p(D)}{(1 + nb/p)} + \frac{\alpha_{RD}(D)}{(1 + \sigma_n/\sigma_{RD} + \sigma_p/\sigma_{RD})}, \quad (1)$$

где $\alpha_n = -\partial(\ln \sigma_n) / \partial P$, $\alpha_p = -\partial(\ln \sigma_p) / \partial P$, $\sigma_{RD} = -\partial(\ln \sigma_{RD}) / \partial P$, $n(p)$ — концентрация свобод-

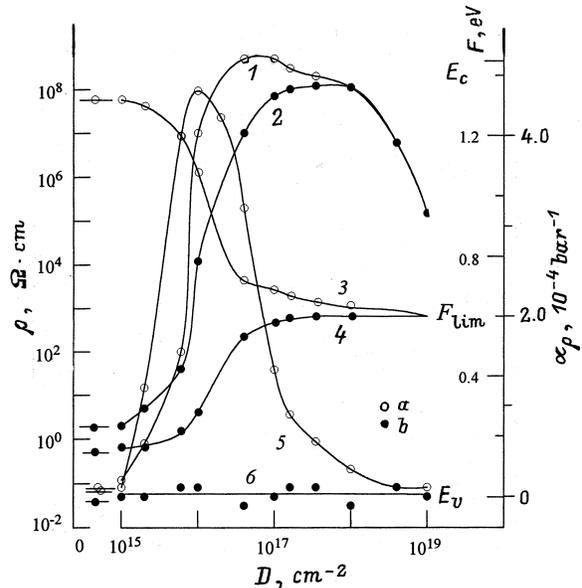


Рис. 1. Изменение с дозой облучения удельного сопротивления $\rho(D)$ (1, 2), положения уровня Ферми $F(D)$ (3, 4) и барического коэффициента удельного электросопротивления $\alpha_\rho(D)$ (5, 6) для кристаллов n - и p -GaAs (a и b соответственно) при облучении электронами с энергией $E = 2$ МэВ. $T = 300$ К. Сплошные кривые — расчет в соответствии с выражениями (1)–(4) на основе известного спектра E - и H -ловушек в GaAs (спектр ловушек показан на рис. 2).

[¶] Факс: (3822) 233034
E-mail: brudnyi@ic.tsu.ru

Экспериментальные значения F_{lim} в облученных полупроводниках, высот барьеров Шоттки (F_{bs}), расчетные значения минимальной запрещенной зоны E_g , величин средней изотропной энергетической щели $\langle E_G \rangle$, диэлектрической щели кристалла E_p и $\langle E_G \rangle/2$ в эВ, а также расчетные значения барических коэффициентов минимальной запрещенной зоны полупроводника $\gamma(E_g)$, изотропной энергетической щели $\gamma(\langle E_G \rangle)$ и $\gamma(\langle E_G \rangle/2)$ в 10^{-6} эВ/бар. Значения F_{lim} , F_{bs} , $\langle E_G \rangle/2$ и $\gamma(\langle E_G \rangle/2)$ приведены относительно потолка валентной зоны кристалла (уровня Γ_{8v})

Полупроводник	E_g	F_{lim}	F_{bs}	$\langle E_G \rangle/2$	$\langle E_G \rangle$	E_p	$\gamma(\langle E_g \rangle)$	$\gamma(\langle E_G \rangle)$	$\gamma(\langle E_G \rangle/2)$
C	5.45	—	1.71	2.32	10.47	12.9	0.5	4.90	1.37
Si	1.20	0.39	0.32 ÷ 0.4	0.37	4.98	4.8	−2.2	4.21	0.50
Ge	0.78	0.13	0.07 ÷ 0.18	0.06	4.56	4.3	4.2	5.18	−0.17
AlP	2.48	—	—	1.31	6.05	5.7	−2.4	3.13	0.46
AlAs	2.24	—	0.96	1.07	5.11	5.1	−2.4	4.02	0.36
AlSb	1.60	0.5	0.55	0.45	5.15	4.5	−4.0	5.40	−0.19
GaP	2.37	1 ± 0.2	0.94 ÷ 1.17	1.03	5.57	5.8	−2.6	5.52	−0.06
GaAs	1.51	0.6	0.52 ÷ 0.62	0.70	5.25	5.2	9.5	4.94	−0.56
GaSb	0.87	0.02	0.07 ÷ 0.1	0.00	4.58	4.1	14.9	6.68	−0.79
InP	1.42	1.0	0.76 ÷ 0.98	0.90	5.25	5.2	7.7	4.41	−0.38
InAs	0.39	0.51	0.47	0.50	4.79	4.6	11.5	5.91	−0.74
InSb	0.14	0.0	~ 0.0	0.05	4.30	3.7	12.5	6.95	−1.02
CdTe	1.48	—	0.9 ÷ 1.1	1.56	4.76	5.8	6.5	5.12	−2.65
ZnTe	2.33	—	—	1.72	5.37	5.5	10.3	5.25	−3.04
HgTe	0.23	—	—	0.76	3.86	5.0	5.8	7.41	−4.28

Примечание. Значения E_g показывают точность расчетов энергетических зазоров в зонном спектре кристалла, а величины $\gamma(E_g)$ — точность оценок барических коэффициентов $\gamma(\langle E_G \rangle)$ и $\gamma(\langle E_G \rangle/2)$.

ных электронов (дырок), $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок. В материале n -типа проводимости $n \gg p$, $\sigma_n \gg \sigma_p$ и $\alpha_p \simeq \alpha_n$; аналогично для кристаллов p -типа проводимости $\alpha_p \simeq \alpha_n$. Третий член в выражении (1) существен только в сильно облученных образцах — например, при потоках электронов ($E = 2$ МэВ), больших 10^{18} см $^{-2}$, для GaAs, когда $\rho(D)^{-1} \simeq \sigma_{RD}(D)$ (рис. 1). В настоящей работе мы ограничились случаем $\sigma_n(D)$, $\sigma_p(D) > \sigma_{RD}(D)$, поэтому третий член в выражении (1) не учитывался.

Для α_n можно записать $\alpha_n = (\gamma_n/kT) - \partial(\ln N_c)/\partial P - \partial(\ln \mu_n)/\partial P$, где $\gamma_n = \partial(E_c - F)/\partial P$ — коэффициент изотермического изменения положения уровня Ферми с давлением (коэффициент давления), N_c — эффективная плотность состояний, приведенная ко дну зоны проводимости. В выражении для α_n 2-й и 3-й члены — величины 2-го порядка малости по сравнению со значениями γ_n/kT ($\sim 10^{-4}$ бар $^{-1}$) в облученных образцах. Для высокоомных образцов вклад члена $\partial(\ln \mu_n)/\partial P$ в α_n может достигать (5 ÷ 7)%, что составляет до 10% вклада в общее изменение электропроводности при гидростатическом сжатии. Облучение практически не влияет на чувствительность образцов p -типа проводимости к давлению, поэтому вклад 2-го и 3-го членов ($\sim 10^{-5}$ бар $^{-1}$) в аналогичное выражение для α_p лишь ограничивает точность численных оценок для образцов p -типа проводимости. Все это позволяет при оценке значений γ (γ_n и γ_p) воспользоваться приближенным соотношением

$$\alpha_p(D) \simeq (\gamma_n/kT)/[1 + p(D)/n(D)b] + (\gamma_p/kT)/[1 + n(D)b/p(D)], \quad (2)$$

где γ_n отсчитывается от ближайшего экстремума зоны проводимости, а γ_p — от вершины валентной зоны.

Экспериментальные результаты

Детальные исследования спектра РД в настоящее время выполнены для GaAs, поэтому количественный анализ экспериментальных результатов проведем на примере этого материала.

Арсенид галлия. При облучении n -GaAs высокоэнергетичными частицами значение ρ возрастает до (3 ÷ 5) · 10 8 Ом·см (при 300 К), далее имеет место конверсия n – p типа проводимости и закрепление уровня Ферми вблизи $F_{\text{lim}} = E_v + 0.6$ эВ [6]. Одновременно это сопровождается увеличением α_p до значений $\sim 4.5 \cdot 10^{-5}$ бар $^{-1}$, что соответствует $\gamma_n \simeq 11.7 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар и близко к барическому коэффициенту (Γ_{8v} – Γ_{6c})-зазора [1]. Для кристаллов p -GaAs величина α_p практически не изменялась при облучении (рис. 1).

Анализ экспериментальных данных был проведен на основе численного решения уравнения (2) и уравнения электронейтральности вида

$$n + N_a^- + \sum_{j=1}^5 N_{RAj}^- = p + N_d^+ + \sum_{i=1}^2 N_{RD_i}^+ \quad (3)$$

для известного набора ловушек $E1$ – $E5$ и $H0$, $H1$ в облученном GaAs, полученного из измерений спектров нестационарной емкости (представлен на рис. 2) [2]. Здесь N_d , N_a — концентрации исходных химических примесей, доноров и акцепторов, N_{RD} , N_{RA} — концентрации радиационных дефектов, доноров и акцепторов. Численный анализ экспериментальных зависимостей $R_H(D)$ (R_H — коэффициент Холла) и $\alpha_p(D)$ с

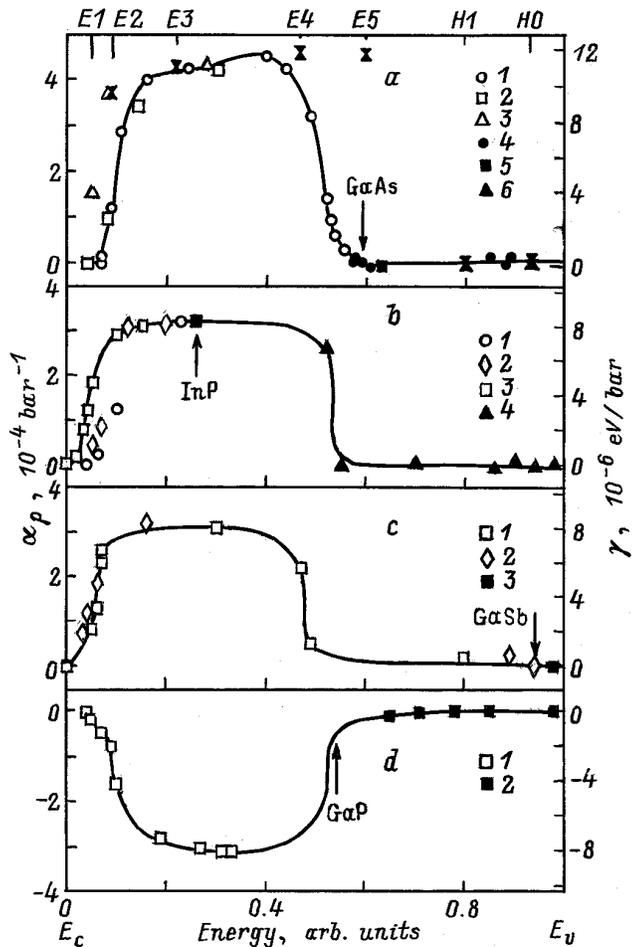


Рис. 2. Зависимость $\alpha_\rho(F)$ и $\gamma(F)$ в облученных полупроводниках GaAs (a), InP (b), GaSb (c), GaP (d).

a: (1–3) — *n*-GaAs, (4–6) — *p*-GaAs; $n, p, 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 — (1 ÷ 2), 2 — (8 ÷ 16), 3 — (300 ÷ 390), 4 — 1, 5 — 14, 6 — (500 ÷ 900).

b: (1–3) — *n*-InP, 4 — *p*-InP; $n, p, 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 — 2, 2 — 5, 3 — 30, 4 — 100.

c: 1, 2 — *n*-GaSb, 3 — *p*-GaSb; $n, p, 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 — (16 ÷ 36), 2 — (50 ÷ 90), 3 — (100 ÷ 400).

d: 1 — *n*-GaP, 2 — *p*-GaP; $n, p, 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 — 30, 2 — 150.

Стрелками показаны положения F_{lim} в облученных кристаллах. Для GaAs приведена расчетная кривая $\alpha_\rho(F)$ и значения γ_n и γ_p для *E*- и *H*-ловушек (кресты), для остальных материалов показаны качественные кривые $\alpha_\rho(F)$. Для GaP значения α_ρ и γ умножены на 5.

использованием уравнений (2), (3) позволил построить расчетные кривые $\rho(D)$, $F(D)$, $\alpha_\rho(D)$ и $\alpha_\rho(F)$ (рис. 1, 2) и оценить значения γ_n^i . Здесь $\gamma^i = dE_i/dP$, E_i — энергии ионизации уровней дефектов для ловушек *E2*–*E5* (9.6, 11.0, 11.6, 11.6) $\cdot 10^{-6}$ эВ/бар относительно уровня Γ_{6c} (кресты на рис. 2). Эти величины близки к соответствующим экспериментальным значениям (8.8, 13.5, 10.5) $\cdot 10^{-6}$ эВ/бар для энергий эмиссии электронов из ловушек *E2*–*E4* в *n*-GaAs согласно измерениям при всестороннем сжатии спектров нестацио-

нарной емкости [7]. Можно отметить, что полученные величины γ_n для *E*-ловушек близки к значению $\gamma_n \approx 9.5 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар для известного дефекта *EL2* ($\text{As}_{\text{Ga}} - X$) в GaAs [8]. Для дырочных ловушек *H1* и *H0* расчетные величины γ_p^i составляют (1 ÷ 2) $\cdot 10^{-6}$ эВ/бар. Эти данные показывают, что уровни *E*- и *H*-ловушек в GaAs в пределах точности эксперимента (и расчета) ”зафиксированы” относительно вершины валентной зоны (уровня Γ_{8v}) при изменении всестороннего сжатия. Полученные результаты сопоставимы с экспериментальными данными по исследованию высоты барьера Шоттки (F_{BS}) на контакте металл/GaAs в условиях всестороннего сжатия, например для барьеров Al/*p*-GaAs $\partial(F_{BS}^p)/\partial P \approx (0.2 \div 0.3) \cdot 10^{-6}$ эВ/бар и для Au/*p*-GaAs около $0.6 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар [8,9]. Это показывает, что независимо от природы дефектов, ответственных за закрепление уровня Ферми в облученном объемном GaAs или на границе раздела металл/GaAs, уровни собственных дефектов решетки незначительно смещаются относительно вершины валентной зоны при гидростатическом сжатии.

Детального численного анализа экспериментальных результатов на других материалах не проводилось, поскольку данные о спектрах РД для них недостаточны, а сами экспериментальные зависимости качественно аналогичны полученным для GaAs.

Фосфид индия.

В фосфиде индия при облучении имеет место закрепление уровня Ферми вблизи $E_v + 1.0$ эВ [6], т.е. исходные кристаллы *n*-InP сохраняют тип проводимости, а для образцов *p*-InP характерна конверсия *p*–*n* типа проводимости. При облучении *p*-InP значение α_ρ практически не изменяется, а при конверсии *p*–*n* типа проводимости достигает максимальной величины $3.2 \cdot 10^{-4}$ бар $^{-1}$, как и для облученного исходного *n*-InP. Это соответствует $\gamma_n \approx 8.3 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар и близко к величине барического коэффициента зазора (Γ_{8v} – Γ_{6c}). Таким образом, в облученном InP, как и в GaAs, выявлены области высокой (уровень Ферми расположен выше $E_g/2$) и низкой (уровень Ферми расположен ниже $E_g/2$) чувствительности ρ к давлению. (Здесь E_g — минимальная ширина запрещенной зоны).

Антимонид галлия.

В антимониде галлия уровень Ферми в результате облучения закрепляется вблизи потолка валентной зоны, около $E_v + 0.02$ эВ [6]. Максимальные значения $\alpha_\rho(F)$ ($\approx 3.1 \cdot 10^{-4}$ бар $^{-1}$) достигаются при облучении образцов *n*-типа проводимости, что соответствует $\gamma_n \approx 8.05 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар, а при конверсии *n*–*p* $^+$ типа проводимости величина α_ρ уменьшается до значений $5 \cdot 10^{-6}$ бар $^{-1}$, что близко к соответствующим значениям α_ρ в исходном и облученном *p*-GaSb. Особенностью GaSb является близкое расположение Γ_{6c} - и L_{6c} -минимумов в зонном спектре кристалла: для зазора $\Delta E_{\Gamma L}$ имеем $\Delta E_{\Gamma L}(T) = 0.084 - 3.4 \cdot 10^{-5} T$ и $\partial(\Delta E_{\Gamma L})/\partial P = (7.4 \div 10.0) \cdot 10^{-6}$ эВ/бар. Поэтому значение γ_n рассчитывалось с учетом парциального вклада барических коэффициентов зазоров

$\gamma(\Gamma_{6c} - \Gamma_{8v}) = 14 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар и $\gamma(L_{6c} - \Gamma_{8v}) = 6.6 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар [10]. Это дает расчетную величину $\gamma_n = (\gamma_\Gamma + 4\gamma_L) \simeq 8.1 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар, близкую к экспериментальным данным ($\sim 8.05 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар) в облученном *n*-GaSb.

Фосфид галлия. В фосфиде галлия уровень Ферми в результате облучения смещается в глубь запрещенной зоны и "закрепляется" при энергиях около $E_v + (1.0 \pm 0.2)$ эВ. В облученных кристаллах электрическое сопротивление достигает больших значений. Поэтому измерения $\alpha_p(F)$ были проведены при $\rho < 10^{10}$ Ом·см, а в области больших значений ρ величина $\alpha_p(F)$ была экстраполирована по аналогии с тем, как это делалось для кристаллов GaAs, InP и GaSb (рис. 2). При облучении *n*-GaP достигнуто максимальное значение $\alpha_p(D) \simeq -6.6 \cdot 10^{-5}$ бар⁻¹, что соответствует $\gamma \simeq -1.7 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар и близко к барическому коэффициенту зазора ($\Gamma_{8v} - X_{6c}$) в этом полупроводнике [11]. Для кристаллов *p*-GaP величина γ практически не изменяется в результате облучения (рис. 2).

Обсуждение полученных данных

Выполненные исследования показывают, что в облученных полупроводниках имеются области высокой ($E_c > F > E_g/2$) и низкой ($E_g/2 > F < E_v$) чувствительности ρ к гидростатическому сжатию, что обусловлено особенностями формирования "глубоких" состояний собственных дефектов решетки в полупроводниках. Для описания поведения этих состояний при гидростатическом сжатии использована модель полупроводника с эффективной изотропной "запрещенной" щелью $\langle E_G \rangle$ ($\langle E_G \rangle = \langle E_c \rangle - \langle E_v \rangle$) — средний энергетический интервал между нижней зоной проводимости E_c и верхней валентной зоной E_v), которая была развита нами ранее при описании эффектов радиационной модификации электрофизических свойств полупроводников [6]. В этой модели изменение свойств полупроводника при высокоэнергетичном облучении рассматривается как явление радиационной "самокомпенсации", в результате чего уровень Ферми закрепляется в положении $\langle E_G \rangle/2$ ($\sim F_{\text{lim}}$). Расчетные значения $\langle E_G \rangle$ и $\langle E_G \rangle/2$, полученные с использованием 10 специальных точек при учете нижней зоны проводимости и верхней валентной зоны, приведены в таблице, здесь же представлены величины диэлектрической щели (щели Пенна E_P) для данных материалов. Из расчетов следует, что величина $\langle E_G \rangle/2$ служит хорошей мерой для оценки значения F_{lim} в облученном полупроводнике.

С учетом парциального вклада коэффициентов давления межзонных энергетических Γ -, X - и L -зазоров [12]

$$\gamma(\langle E_G \rangle) \simeq (\gamma_\Gamma + 3\gamma_X + 4\gamma_L)/8 \quad (4)$$

были оценены барический коэффициент изотропной энергетической щели кристалла $\gamma(\langle E_G \rangle) = \partial(\langle E_G \rangle)/\partial P$

и барический коэффициент энергии, соответствующей середине изотропной энергетической щели кристалла $\gamma(\langle E_G \rangle/2) = \partial(\langle E_G \rangle/2)/\partial P$. При оценках предполагалось, что уровни РД, которые формируют F_{lim} ($\sim \langle E_G \rangle/2$), происходят из всех состояний зоны Бриллюэна кристалла (ранее подобное выражение было использовано при описании поведения так называемых DX -центров в *n*-Ga_{1-x}Al_xAs в условиях всестороннего сжатия [13]). Поскольку в литературе имеется значительный разброс по коэффициентам давления для Γ -, X - и L -зазоров в полупроводниках, их значения были оценены из выражения $\gamma^i = 3D_n^i/(c_{11} + 2c_{12})$. Здесь D_n^i — константы деформационного потенциала для Γ -, X - и L -экстремумов [14], c_{11} и c_{12} — модули упругости кристалла, $i = \Gamma, X, L$. Показано, что величина $\gamma(\langle E_G \rangle/2)$ в большинстве полупроводников групп IV и III-V составляет $\pm 0.5 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар (относительно уровня Γ_{8v}), что близко к экспериментальным значениям γ_p в исходных и облученных кристаллах *p*-типа проводимости.

Таким образом, в исследованных материалах значение $\langle E_G \rangle/2$ ($\sim F_{\text{lim}}$) практически не изменяется при всестороннем сжатии (относительно уровня Γ_{8v}), т.е. для глубоких уровней собственных дефектов решетки в большинстве полупроводников групп IV и III-V выполняются условия: $\partial(E_c - E_i)/\partial P \simeq \partial(E_g)/\partial P$ и $\partial(E_i - E_v)/\partial P \simeq \pm 0.5 \cdot 10^{-6}$ эВ/бар. Следствием этого является низкая чувствительность облученных кристаллов *p*-типа проводимости к всестороннему сжатию, конверсия *n-p* типа проводимости при всестороннем сжатии облученных кристаллов *n*-типа проводимости (например InSb при $P > 10$ кбар [15]) и "выталкивание" резонансных состояний собственных дефектов решетки из зоны проводимости в запрещенную зону кристалла при гидростатическом сжатии (например в *n*-InSb и *n*-InAs [16,17]).

Численные оценки показывают, что в отличие от полупроводников групп IV, III-V в соединениях группы II-VI, в частности II-Te, высокую чувствительность к давлению могут проявлять облученные образцы как *n*-, так и *p*-типа проводимости, так как для них выполняется условие $\partial(E_c - E_i)/\partial P \simeq \partial(E_i - E - v)/\partial P \simeq (1/2)\partial(E_g)/\partial P$. Отсутствие необходимых данных для полупроводников IV-VI — халькогенидов свинца (PbS, PbSe, PbTe) не позволяет выполнить соответствующие численные оценки для этих материалов. Однако экспериментальные исследования на этих материалах [18] выявили конверсию *n-p* типа проводимости в облученных твердых растворах PbTe-SnTe, PbSe-SnSe в условиях всестороннего сжатия (до 16 кбар). Это указывает на то, что и в этих соединениях при давлении имеет место смещение уровней РД в направлении валентной зоны, как и в полупроводниках группы II-Te.

Заключение

Исследования настоящей работы показывают, что в полупроводниках уровни собственных дефектов решетки, независимо от их природы и расположения в зонном

спектре кристалла, практически не изменяют своего положения относительно энергии $\langle E_G \rangle / 2$ ($\sim F_{\text{lim}}$) при изменении всестороннего сжатия. При этом диэлектрическая модель кристалла правильно описывает основные закономерности изменения электрических свойств облученных полупроводников при последующем всестороннем сжатии, позволяет оценить коэффициенты давления для глубоких уровней и открывает возможности априорного выбора материалов для разработки датчиков статических и динамических давлений на основе облученных полупроводниковых материалов и структур. Можно также отметить, что, несмотря на различные условия закрепления уровня Ферми в облученном объемном полупроводнике и на границе раздела металл/полупроводник, $F_{\text{lim}} \approx F_{bS}$ [19] и при этом $\partial(F_{\text{lim}})/\partial P \simeq \partial(F_{bS})/\partial P$.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках гранта МОПО "Фундаментальные исследования в области ядерной техники и физики ионизирующих излучений, 1998–1999 г."

Список литературы

- [1] В.Н. Брудный, А.А. Вилисов, В.М. Диамант, Н.П. Кривоногов. ФТП, **14** (1), 13 (1980).
- [2] V.N. Brudnyi, V.M. Diamond. Sol. St. Commun., **54**, 355 (1985).
- [3] В.Н. Брудный, В.М. Диамант. Изв. вузов. Физика, **29**, 81 (1986).
- [4] В.Н. Брудный, В.А. Новиков. Изв. вузов. Физика, **34**, 911 (1991).
- [5] В.Н. Брудный, П.Н. Дробот, В.А. Новиков. Деп. ВИНТИ N6854-B87 (1987).
- [6] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica B: Condens. Matter., **212**, 429 (1995).
- [7] R.H. Wallis, A. Zylbersztein, J.M. Besson. Appl. Phys. Lett., **38**, 698 (1981).
- [8] P. Phatak, N. Newman, P. Dreszer, E.R. Weber. Phys. Rev. B, **51**, 18003 (1995).
- [9] W. Shan, M.F. Li, P.Y. Yu, W.L. Hansen, W. Walukiewicz. Appl. Phys. Lett., **53**, 974 (1988).
- [10] *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. by O. Madelung (Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y.–London–Paris–Tokyo, 1987) v. 22: *Semiconductors*.
- [11] В.Н. Брудный, В.А. Новиков. Изв. вузов. Физика, **41**, 124 (1998).
- [12] Р.А. Эварестов. *Квантово-химические методы в теории твердого тела* (Л., Изд-во ЛГУ, 1982).
- [13] D.J. Chadi, K.J. Cheng. Phys. Rev. B, **39**, 10 063 (1989).
- [14] M. Cardona, N.E. Christensen. Phys. Rev. B, **35**, 6182 (1987).
- [15] В.В. Дмитриев, Е.П. Скипетров. ФТП, **24**, 897 (1990).
- [16] I. Booth, M.H. Hawton, W.J. Keller. Phys. Rev. B, **25**, 7713 (1982).
- [17] A. Kadri, R.L. Aulomhard, K. Zitouni, L. Konczewicz. Physica BC, **139–140**, 426 (1986).
- [18] Н.Б. Брандт, Е.П. Скипетров. Физика низких температур, **22**, 870 (1996).
- [19] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев. ФТП, **32**, 315 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Investigation of radiation defects in semiconductors under hydrostatic pressure

V.N. Brudnyi

V.D. Kuznetsov Siberian Physical Technical Institute, 634050 Tomsk, Russia

Abstract The effect of the hydrostatic pressure upon the electrical resistivity vs the Fermi-level position within the gap for the irradiated semiconductors has been investigated. A numerical analysis of the experimental data was fulfilled using the model of the crystal with the average isotropic gap $\langle E_G \rangle$, here $\langle E_G \rangle$ is the average energetic interval between the lowest conduction and the highest valence bands. It is revealed that upon the pressure the radiation defect levels are practically fixed to the mid isotropic gap energy $\langle E_G \rangle / 2$, which coincides with the "ultimate" Fermi-level position (F_{lim}) in the irradiated semiconductor.