

Модель самокомпенсации и стабилизация уровня Ферми в облученных полупроводниках

© В.Н. Брудный[¶], Н.Г. Колин⁺, Л.С. Смирнов^{*}

Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия

⁺ Обнинский филиал ФГУП „НИФХИ им. Л.Я. Карпова“,
249033 Обнинск, Россия

^{*} Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 11 сентября 2006 г. Принята к печати 21 ноября 2006 г.)

Развита модель для численного анализа электрофизических свойств и оценки стационарного (предельного) положения уровня Ферми (F_{lim}) в тетраэдрических полупроводниках, облученных частицами высоких энергий. Показано, что облученный полупроводник является сильно компенсированным материалом, в котором значение F_{lim} тождественно $\langle E_G \rangle / 2$ (здесь $\langle E_G \rangle$ — средний энергетический интервал между зоной проводимости и валентной зоной в пределах всей зоны Бриллюэна кристалла). Приведены экспериментальные величины F_{lim} , расчетные значения $\langle E_G \rangle / 2$ и данные по электрофизическим свойствам облученных полупроводников. Проанализированы химические тенденции в изменении величины F_{lim} в группах полупроводников с родственными типом химической связи.

PACS: 61.80.Az, 61.82.Fk, 72.20.Dp, 72.20.Mu, 72.60.+g

1. Введение

Известно, что высокоэнергетическое радиационное воздействие приводит к изменению свойств (электрических, оптических, структурных и т. п.) полупроводников, что широко используется для модифицирования параметров материалов и приборов на их основе с использованием методов радиационной технологии [1,2]. К настоящему времени соответствующие исследования охватывают широкий круг полупроводниковых материалов и различные условия их облучения. При этом, несмотря на большой объем экспериментальных данных, полученных в течение нескольких десятилетий исследований, они не отвечают на главный вопрос радиационной физики — почему одни полупроводники при облучении приобретают проводимость, близкую к собственной, а в других имеет место образование низкоомных областей $n(n^+)$ - или $p(p^+)$ -типа проводимости. Иногда такую разницу в поведении полупроводниковых материалов связывают с особенностями дефектообразования в узкозонных и широкозонных полупроводниках.

В настоящее время основной путь исследований влияния высокоэнергетического облучения на свойства полупроводников включает изучение электронных и термодинамических характеристик радиационных дефектов (РД) и их атомной конфигурации, что требует получения обширной экспериментальной информации по каждому материалу. Именно таким образом развивалась радиационная физика кремния. Между тем значительное число полупроводниковых материалов, их различная предыстория, разные условия облучения, а также низкая эффективность использования ряда экспериментальных методик для анализа РД, например электронного пара-

магнитного резонанса в соединениях III–V, фактически делают нереальным такой подход при исследовании радиационных эффектов в полупроводниках. Поэтому в настоящее время для большинства полупроводниковых материалов данные о РД фрагментарны или отсутствуют совсем. Указанные обстоятельства как затрудняют понимание физической природы радиационных нарушений в полупроводниках, так и ограничивают возможности практического использования методов радиационной технологии. Именно дефицит информации о природе и параметрах РД обуславливает постановку вопроса о разработке прогностических моделей, пригодных не только для понимания физических процессов, протекающих в полупроводниках при радиационном воздействии, но и для практического использования методов радиационного модифицирования полупроводниковых материалов.

В работе на основе выявленных эмпирических закономерностей изменений электрофизических свойств полупроводников при жестком радиационном воздействии обобщены и систематизированы результаты экспериментальных исследований авторов и литературные данные для большой группы полупроводниковых материалов. Развивается простая прогностическая модель, пригодная для количественной оценки электрофизических параметров облученного полупроводника, которая не требует детальной информации о природе и параметрах РД. В качестве характеристики материала, чувствительной к воздействию высокоэнергетической радиации, используется положение уровня электронного химического потенциала (уровня Ферми F), поскольку именно его расположение относительно краев запрещенной зоны кристалла определяет электрофизические свойства облученного полупроводника. Особое внимание уделено явлению закрепления (пиннинга) уровня Ферми при воздействии жесткой радиации.

[¶] E-mail: brudnyi@mail.tsu.ru

2. Экспериментальные результаты

Если известен полный спектр радиационных дефектов, то положение уровня Ферми в облученном материале может быть численно проанализировано с использованием уравнения электронейтральности

$$n + D \sum_l I_{Al} f(E_{Al}) = p + D \sum_m I_{Dm} f(E_{Dm}) + (N_d - N_a). \quad (1)$$

Здесь $n(p)$ — концентрация свободных электронов (дырок), D — интегральный поток облучения, $I_{Dm}(I_{Al})$ — скорость введения радиационных доноров, индекс D (акцепторов, индекс A), $f(E_{ii}) = 1/\{1 + g_{ii} \exp[(E_{ii} - F)/kT]\}$ — функция заполнения уровня E_{ii} с фактором вырождения g_{ii} , $t = D$, A и $i = m, l$; $N_d(N_a)$ — концентрация исходных химических доноров (акцепторов), учет которых важен только при малых потоках облучения, когда плотность РД меньше плотности исходных химических примесей; T — температура, k — постоянная Больцмана. В настоящее время имеются только единичные исследования такого рода [3], поскольку данные о полном спектре РД в большинстве полупроводников отсутствуют. Поэтому предпринимаются попытки построения эмпирических моделей, пригодных не только для анализа и систематизации экспериментальных данных, но и для соответствующих прогнозных оценок свойств облученных полупроводников. Первая попытка такого рода была предпринята авторами [4], которые отметили переход к проводимости, близкой к собственной, в „широкозонных“ полупроводниках (ширина запрещенной зоны $E_g > E_g(\text{Si})$) и возможность конверсии типа проводимости в „узкозонных“ полупроводниках ($E_g < E_g(\text{Si})$) при радиационном воздействии (табл. 1). Такие особенности облученных полупроводников были описаны в рамках явления самокомпенсации в предположении, что захват свободных носителей на глубокие уровни РД уменьшает энергию электронной подсистемы кристалла на величину энергии связи носителя на дефекте (энергию компенсации E_K), что предположительно способствует стабилизации в решетке кристалла „глубоких“ РД и тем самым обеспечивает переход „широкозонного“ материала в высокоомное состояние в результате облучения. Однако эта модель была чисто качественной, не имела всеобъемлющего характера и применительно к „узкозонным“ полупроводникам нуждалась в дополнительных предположениях.

Последующие экспериментальные исследования значительно расширили число изученных полупроводников в условиях „сильного“ облучения, когда плотность РД превышает исходную плотность легирующих химических примесей, что позволило получить новые данные о свойствах облученных материалов и значениях „предельного уровня Ферми“ F_{lim} в таких полупроводниках [5]. Следует отметить, что, хотя термин „предельный уровень Ферми“ в радиационной физике полупроводников используется с конца 60-х годов, в это понятие

Таблица 1. Изменение проводимости некоторых полупроводников при высокоэнергетическом радиационном воздействии [4]

Полупроводник	$E_g, \text{эВ}$	Изменение проводимости при облучении
Алмаз	5.5	Стремится к собственной проводимости
CdS	2.5	
SiC	2.3	
AlSb	2.2	
CdTe	1.5	
GaAs	1.4	Стремится к собственной проводимости
Si	1.1	
Ge	0.67	Возможна конверсия типа проводимости
GaSb	0.67	
InAs	0.36	
InSb	0.17	

часто вкладывался разный смысл [6,7]. Обычно этот параметр используют тогда, когда достигается стабилизация электрических характеристик полупроводника в определенном интервале потоков бомбардирующих частиц и условий облучения. При таком определении „предельный уровень Ферми“ фактически характеризует условия облучения материала и конкретные типы доминирующих при этих условиях РД, так что для одного и того же полупроводника может быть введено несколько значений F_{lim} . В отличие от этого в настоящей работе величина F_{lim} — это характеристическое („каноническое“) положение уровня Ферми в облученном полупроводнике, инвариантное как к условиям облучения, так и к предыстории материала [5].

В условиях закрепления уровня Ферми в облученном полупроводнике уравнение электронейтральности (1) можно преобразовать к виду

$$D \left\langle \sum_m I_{Dm} f(E_{Dm}) - \sum_l I_{Al} f(E_{Al}) \right\rangle \approx n_{\text{lim}} - p_{\text{lim}}, \quad (2)$$

где $n_{\text{lim}}(p_{\text{lim}})$ — соответствующие стационарные (предельные) значения концентрации свободных электронов (дырок). Это уравнение в дальнейшем используется при анализе свойств облученного материала.

В основу систематизации экспериментальных данных по значениям F_{lim} и электрофизическим свойствам облученных полупроводников в настоящей работе был положен принцип физико-химических аналогий, который широко используется для материалов с родственным характером химических связей при анализе и прогнозировании таких параметров полупроводников, как температура плавления, ширина запрещенной зоны, кинетические параметры и т.п. [8]. Это позволило исследовать „химические“ тенденции в изменении свойств полупроводников под воздействием высокоэнергетической радиации и выявить новые эмпирические закономерности,

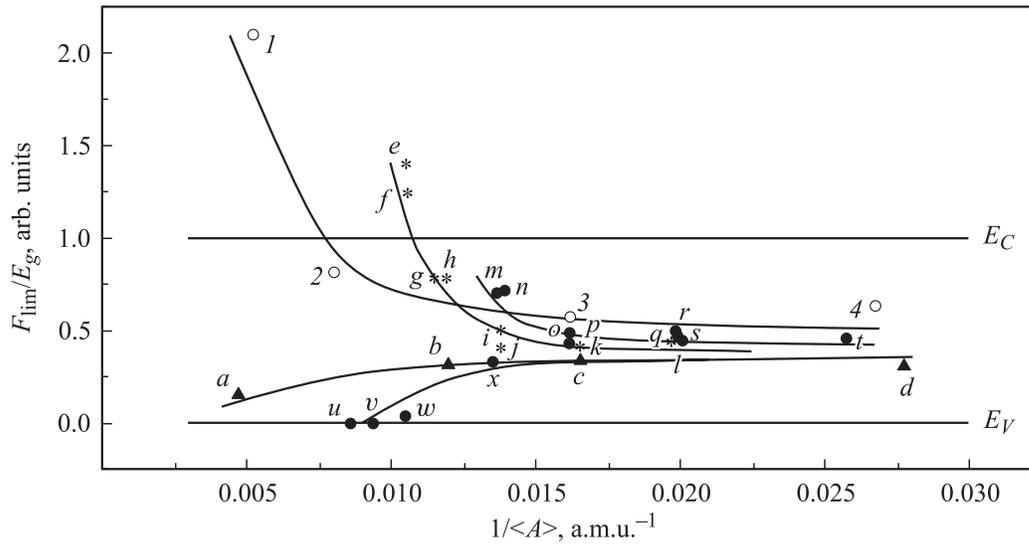


Рис. 1. Зависимость предельного положения уровня Ферми F_{lim} в облученных полупроводниках от величины $1/\langle A \rangle$ (в случаях Si, Ge, 3C-SiC, алмаза, InN, GaN, AlN, BN от величины $(1/\langle A \rangle)/3$, где $\langle A \rangle$ — средний атомный вес полупроводника. Для GaN, AlN и BN в качестве F_{lim} использованы расчетные значения $\langle E_G \rangle/2$ (см. табл. 2). Для всех полупроводников значения минимальной запрещенной зоны нормированы на единицу. Материалы: 1 — InN, 2 — GaN, 3 — AlN, 4 — BN, a — Ge, b — Si, c — 3C-SiC, d — алмаз, e — CdSnAs₂, f — InAs, g — CdGeAs₂, h — ZnSnAs₂, i — GaAs, j — CdSiAs₂, k — ZnSiAs₂, l — AlAs, m — InP, n — CdSnP₂, o — ZnSnP₂, p — CdGeP₂, q — GaP, r — CdSiP₂, s — ZnGeP₂, t — ZnSiP₂, u — InSb, v — ZnSnSb₂, w — GaSb, x — AlSb.

связывающие электрофизические параметры облученного полупроводника (и положение F_{lim}) с особенностями его энергетического зонного спектра $E(\mathbf{k})$ для большой группы полупроводниковых материалов [5,9,10].

Эти химические тенденции представлены на рис. 1 в виде зависимости положения F_{lim} от $1/\langle A \rangle$, где $\langle A \rangle$ — средний атомный вес полупроводника ($\langle A \rangle = A(IV)$ в материалах группы алмаза, $\langle A \rangle = [A(III) + A(V)]/2$ в соединениях группы III–V и $\langle A \rangle = [A(II) + A(IV) + 2A(V)]/4$ в тройных полупроводниках группы II–IV–V₂). Фактически представленные кривые описывают зависимость положения F_{lim} от величины минимальной ширины запрещенной зоны кристалла E_g , поскольку $(1/\langle A \rangle) \propto E_g$. Рассмотренные ряды материалов включают прямозонные и непрямозонные полупроводники, поэтому зависимость F_{lim} от $1/\langle A \rangle$ более удобна для анализа экспериментальных данных, к тому же она подчеркивает фундаментальность самой величины F_{lim} . На рис. 1 выделены ряды полупроводников с общими анионами (N, As, P, Sb), что позволило выявить эмпирические закономерности в изменении электрофизических свойств полупроводниковых материалов в изоанионных рядах материалов при облучении. Особенность выявленных закономерностей состоит в том, что с ростом $\langle A \rangle$ (уменьшением величины E_g) внутри каждого ряда полупроводников с общим анионом происходит переход от высокоомного (в широкозонных полупроводниках) к проводящему (в узкозонных полупроводниках) состоянию материала в результате облучения. При этом имеет место переход к $n(n^+)$ -типу проводимости в узкозонных нитридах, арсенидах и фосфидах и к $p(p^+)$ -типу про-

водимости в антимонидах. Эти данные и были положены в основу построения численной модели облученного полупроводника.

3. Модельные оценки

В настоящее время для оценки величины F_{lim} широкое распространение получила концепция точки ветвления комплексной зонной структуры кристалла (уровня локальной зарядовой нейтральности, или, по-другому, „нейтральной“ точки кристалла) с использованием различных эвристических моделей [11,12], что требует значительного объема вычислений. Поэтому представляет интерес возможность разработки более простых подходов к проблеме облученных полупроводников, обладающих к тому же большей наглядностью и физическим смыслом. В представленной работе развивается простая модель облученного полупроводника, основанная на развитии модели самокомпенсации при воздействии жесткой радиации на материал, пригодная для численных прогнозных оценок его электрофизических параметров. Модель учитывает, что РД — это дефекты типа оборванных связей, которые относятся к „глубоким“ состояниям кристалла и содержат вклад от блоховских состояний зон проводимости и валентных со значениями волнового вектора \mathbf{k} из всей зоны Бриллюэна кристалла. В формировании таких состояний доминирующую роль как раз выполняют зонные состояния $E(\mathbf{k})$ с волновыми векторами \mathbf{k} , сравнимыми с вектором обратной решетки кристалла. „Размазанность“ волновых функций РД в

Таблица 2. Расчетные значения минимальной ширины запрещенной зоны E_g , величин $\langle E_G^* \rangle^{gsp}/2$ и $\langle E_G^* \rangle^{ssp}/2$, экспериментальные значения F_{lim} в некоторых полупроводниках, экспериментальные и прогнозные электрофизические параметры облученных полупроводников для $F \approx F_{lim}$

Полупроводник	E_g	$\langle E_G^* \rangle^{gsp}/2$	$\langle E_G^* \rangle^{ssp}/2$	E_{AD}	E_{DD}	F_{lim}	Электрофизические свойства после облучения
C	5.45	2.22	2.73	1.96	2.16	1.71	(i-p)-тип *
Si	1.20	0.37	0.53	0.39	0.47	0.39	(i-p)-тип ($\rho \approx 10^5$ Ом·см)
Ge	0.78	0.06	0.09	0.18	0.26	0.13	p-тип ($\rho \approx 10^{16}$ см ⁻³)
BAAs	1.82	0.08	0.12	0.00	0.14	—	p ⁺ -тип *
AlAs	2.24	1.07	0.96	0.88	1.07	1.04	i-тип *
GaAs	1.51	0.70	0.66	0.63	0.77	0.6	(i-p)-тип ($\rho \approx 10^8$ Ом·см)
InAs	0.39	0.50	0.56	0.51	0.53	0.52	n ⁺ -тип ($n \approx (2-3) \cdot 10^{18}$ см ⁻³)
BP	1.99	0.80	0.91	0.71	0.95	—	(i-p)-тип *
AlP	2.48	1.31	1.24	1.20	1.37	—	i-тип *
GaP	2.37	1.03	0.98	1.00	1.16	1.1	i-тип ($\rho \geq 2 \cdot 10^{13}$ Ом·см)
InP	1.49	0.90	0.91	0.89	1.03	1.0	n-тип ($n \approx (3-6) \cdot 10^{12}$ см ⁻³)
BN	7.99	5.07	5.15	4.34	4.72	—	n-тип *
AlN	6.28	3.68	3.85	3.39	3.79	—	(n-i)-тип *
GaN	3.52	2.91	3.03	2.84	2.92	2.67	(n-i)-тип
InN	0.7	1.5	—	—	—	1.5	n ⁺ -тип ($n = 4 \cdot 10^{20}$ см ⁻³)
AlSb	1.74	0.45	0.56	0.47	0.63	0.5	p-тип ($\rho \approx 10^6$ Ом·см)
GaSb	0.87	0.00	0.00	0.14	0.24	0.02	p ⁺ -тип ($p \approx 3 \cdot 10^{18}$ см ⁻³)
InSb	0.14	0.05	0.05	0.12	0.17	0.0	p ⁺ -тип ($p \approx 7 \cdot 10^{17}$ см ⁻³)
3C-SiC	2.55	1.10	1.36	1.30	1.42	1.05	i-тип

Примечание. Расчетные и экспериментальные значения F_{lim} для большинства полупроводников взяты из работ [5,11,12] и ссылок, представленных в этих работах, расчетные данные для GaN и AlN из [13], величина F_{lim} для GaN из [14], расчетные и экспериментальные данные для InN из работ [15,16]. * — ожидаемые (прогнозные) электрофизические параметры облученного материала. Электрофизические свойства облученного InSb приведены для $T \approx 80$ К, остальных полупроводников для $T \approx 300$ К. Все энергии приведены в эВ. Отсчет значений от потолка валентной зоны (уровня Γ_{8V}). ρ — удельное сопротивление.

к-пространстве подтверждается измерениями их оптических спектров (см., например, [17]), а также исследованиями облученных полупроводников в условиях всестороннего сжатия [18,19]. Эти „глубокие“ дефекты определяют предельное положение уровня Ферми в облученном полупроводнике, поэтому в качестве „запрещенной“ энергетической щели облученного материала в работе использован не минимальный энергетический зазор E_g между зоной проводимости и валентной, а величина $\langle E_G \rangle = \langle E_C \rangle - \langle E_V \rangle$. Здесь $\langle E_C \rangle$ ($\langle E_V \rangle$) — средний по энергии уровень зоны проводимости (валентной) в пределах всей зоны Бриллюэна кристалла. Это позволяет преобразовать энергетический спектр трехмерного кристалла в спектр одномерного кристалла с изотропной энергетической щелью $\langle E_G \rangle$ и в соответствии с результатами расчетов для одномерного кристалла [20] отыскивать энергетическое положение точки ветвления полупроводника как величину $\langle E_G \rangle/2$ [21].

Методы оценки величины $\langle E_G \rangle$ в полупроводниках известны. Это расчеты с использованием спектров общего вида (gsp) [22] или симметричных точек (ssp) [23] зоны Бриллюэна кристалла. Рассчитанные значения $\langle E_G \rangle$, полученные с использованием спектров общего вида ($\langle E_G^{gsp} \rangle$), а также соответствующие значения с использованием симметричных точек ($\langle E_G^{ssp} \rangle$) представлены в табл. 2. Использование при расчетах величины $\langle E_G \rangle$

симметричных спектров подчеркивает тот факт, что локальные состояния РД „зарождаются“ в экстремальных критических точках (точках высокой симметрии) зонного спектра кристалла, поэтому эта энергетическая щель выполняет значительную роль в формировании электронных состояний РД.

Расчетную величину $\langle E_G \rangle$ можно переписать через параметры, характеризующие энергетический интервал вблизи минимальной запрещенной зоны полупроводника E_g :

$$\langle E_G \rangle = E_g + \Delta_C + \Delta_V.$$

Здесь энергетические зазоры $\Delta_C = \langle E_C \rangle - E_C(\min)$, где $E_C(\min) = E(\Gamma_C)$ в прямозонных и $E_C(\min) = E(X_C)$ либо $E(L_C)$ в непрямозонных материалах, а величина $\Delta_V = E(\Gamma_{8V}) - \langle E_V \rangle$. Тогда величину $\langle E_G \rangle/2$ можно записать в виде

$$\langle E_G \rangle/2 = E_g/2 + (\Delta_C + \Delta_V)/2,$$

т.е. значение $\langle E_G \rangle/2$ отличается от величины $E_g/2$ дополнительным членом $(\Delta_C + \Delta_V)/2$. Для удобства отсчет энергетического положения $\langle E_G \rangle/2$ будем проводить относительно потолка валентной зоны полупроводника (эту величину мы обозначим далее как $\langle E_G^* \rangle/2$). Тогда можно записать

$$\langle E_G^* \rangle/2 = E_g/2 + (\Delta_C - \Delta_V)/2.$$

Анализ этого выражения показывает, что полупроводники по особенностям их энергетических спектров $E(\mathbf{k})$ и изменению их электрофизических свойств в результате жесткого облучения можно разделить на 3 группы.

1) Первую группу образуют материалы, для которых выполняется условие $\Delta_C \approx \Delta_V$, или $E_g > (\Delta_C - \Delta_V)$, что будет соответствовать $F_{\text{lim}} \equiv \langle E_G^* \rangle / 2 \approx E_g / 2$. Выполнение такого условия характерно для материалов с широкой запрещенной зоной (или с „плоскими“ зонами). В этом случае величины n_{lim} , p_{lim} близки к концентрациям свободных носителей в собственном материале, и такой полупроводник при облучении переходит в высокоомное (полуизолирующее) состояние. Для таких материалов (Si, GaAs, GaP, AlAs и др.) в условиях „сильного“ облучения, когда плотность радиационных дефектов $N_{RD} \propto D$ превышает величину n_{lim} (p_{lim}), уравнение (2) приобретает вид, характерный для полностью компенсированного полупроводника,

$$D \left\langle \sum_m I_{Dm} f(E_{Dm}) - \sum_l I_{Al} f(E_{Al}) \right\rangle \approx 0. \quad (3)$$

Например, при облучении GaAs с $n(p) = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ электронами с энергией $E_e = 1 \text{ МэВ}$ уровень Ферми достигает своего стационарного положения $F_{\text{lim}} \approx E_V + 0.6 \text{ эВ}$ при интегральных потоках облучения $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$, что соответствует суммарной плотности электронных (E) и дырочных (H) ловушек $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом $n_{\text{lim}} \approx 7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ($p_{\text{lim}} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$) при 300 К [3,24].

2) Для второй группы материалов выполняется условие $\Delta_C > \Delta_V$, так что $F_{\text{lim}} > E_g / 2$. Это соответствует материалу n - или n^+ -типа проводимости после облучения. Такие свойства характерны для арсенидов, фосфидов и нитридов, химическая формула которых содержит тяжелый катион (InN, GaN, BN, InAs и InP). Уравнение (2) в этих условиях приобретает вид

$$D \left\langle \sum_m I_{Dm} f(E_{Dm}) - \sum_l I_{Al} f(E_{Al}) \right\rangle \approx n_{\text{lim}}. \quad (4)$$

Тестовым материалом для данной группы полупроводников может служить InAs, поведение которого при облучении „необычно“, а именно — уровень Ферми в нем при введении РД смещается в область разрешенных энергий зоны проводимости, что соответствует материалу n^+ -типа проводимости ($n_{\text{lim}} \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с $F_{\text{lim}} \approx E_V + 0.52 \text{ эВ}$ при 300 К [25]. Такое поведение InAs ранее приписывали преимущественному введению РД донорного типа, поскольку исследовались слабо легированные образцы n -типа проводимости ($n < n_{\text{lim}}$) или кристаллы p -InAs. Однако исследования сильно легированного n^{++} -InAs ($n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) показали, что при облучении такого материала имеет место уменьшение концентрации свободных электронов до значений $n_{\text{lim}} \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [26]. Это указывает на введение в n^{++} -InAs радиационных акцепторов, плотность которых в сильно облученных кристаллах оценена на уровне

не менее $1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что соответствует достигнутой в эксперименте степени компенсации облученного материала ~ 0.9 [25]. Таким образом, даже в случае InAs, где $n_{\text{lim}} \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, степень компенсации облученного материала в условиях $F \approx F_{\text{lim}}$ приближается к единице. Очевидно, что это имеет место и для других материалов, которые в результате облучения становятся вырожденными, в том числе и для InN, который становится материалом n^{++} -типа проводимости ($n = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) с $F_{\text{lim}} \approx E_V + 1.5 \text{ эВ}$, что на 0.8 эВ выше дна зоны проводимости [15].

3) Третью группу материалов образуют полупроводники, для которых выполняется условие $\Delta_C < \Delta_V$ и $F_{\text{lim}} < E_g / 2$, что соответствует формированию материала p (или p^+)-типа проводимости в результате облучения. К таким материалам относятся соединения с тяжелым анионом Sb (InSb, GaSb, AlSb), для которых уравнение (2) приобретает вид

$$D \left\langle \sum_l I_{Al} f(E_{Al}) - \sum_m I_{Dm} f(E_{Dm}) \right\rangle \approx p_{\text{lim}}. \quad (5)$$

При этом следует отметить, что, хотя сильно облученный полупроводник является материалом со степенью компенсации, близкой к единице, в зависимости от особенностей его зонного спектра в окрестности минимальной запрещенной зоны такой материал может вести себя как собственный полупроводник ($F_{\text{lim}} \approx E_g / 2$) либо как полупроводник $n(n^+)$ -типа проводимости с $F_{\text{lim}} > E_g / 2$ или $p(p^+)$ -типа проводимости с $F_{\text{lim}} < E_g / 2$. Это обусловлено тем, что знак и величина коэффициента Холла (или термоэдс) определяются минимальным энергетическим зазором между $F_{\text{lim}} \equiv \langle E_G \rangle / 2$ и ближайшим экстремумом в зонном спектре кристалла. При этом $n(n^+)$ -тип проводимости „узкозонных“ арсенидов и фосфидов определяется тем, что минимум зоны проводимости кристалла глубоко „проваливается“ в энергетическую щель $\langle E_G \rangle$ из-за наличия тяжелого катиона In. В свою очередь, $p(p^+)$ -тип проводимости облученных антимонидов обусловлен „выталкиванием“ вершины валентной зоны в глубь энергетической щели $\langle E_G \rangle$ из-за большого спин-орбитального расщепления валентной зоны (Δ_{SO}). Эти выводы подтверждаются экспериментальными данными и модельными оценками на примере GaAs и InAs, для которых значения $F_{\text{lim}}(\text{InAs}) = E_V + 0.52 \text{ эВ}$ и $F_{\text{lim}}(\text{GaAs}) = E_V + 0.6 \text{ эВ}$ близки. Однако при облучении InAs приобретает n^+ -тип проводимости ($n_{\text{lim}} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), а GaAs — i -тип проводимости ($p_{\text{lim}} \approx (2-6) \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К). Эти различия электрофизических характеристик облученных InAs и GaAs обусловлены тем, что положение $F_{\text{lim}} \equiv \langle E_G \rangle / 2$ соответствует области разрешенных энергий зоны проводимости для InAs и соответственно области $\sim E_g / 2$ для GaAs (рис. 2). При этом все сильно облученные полупроводники, независимо от их типа проводимости, имеют степень компенсации, близкую к единице.

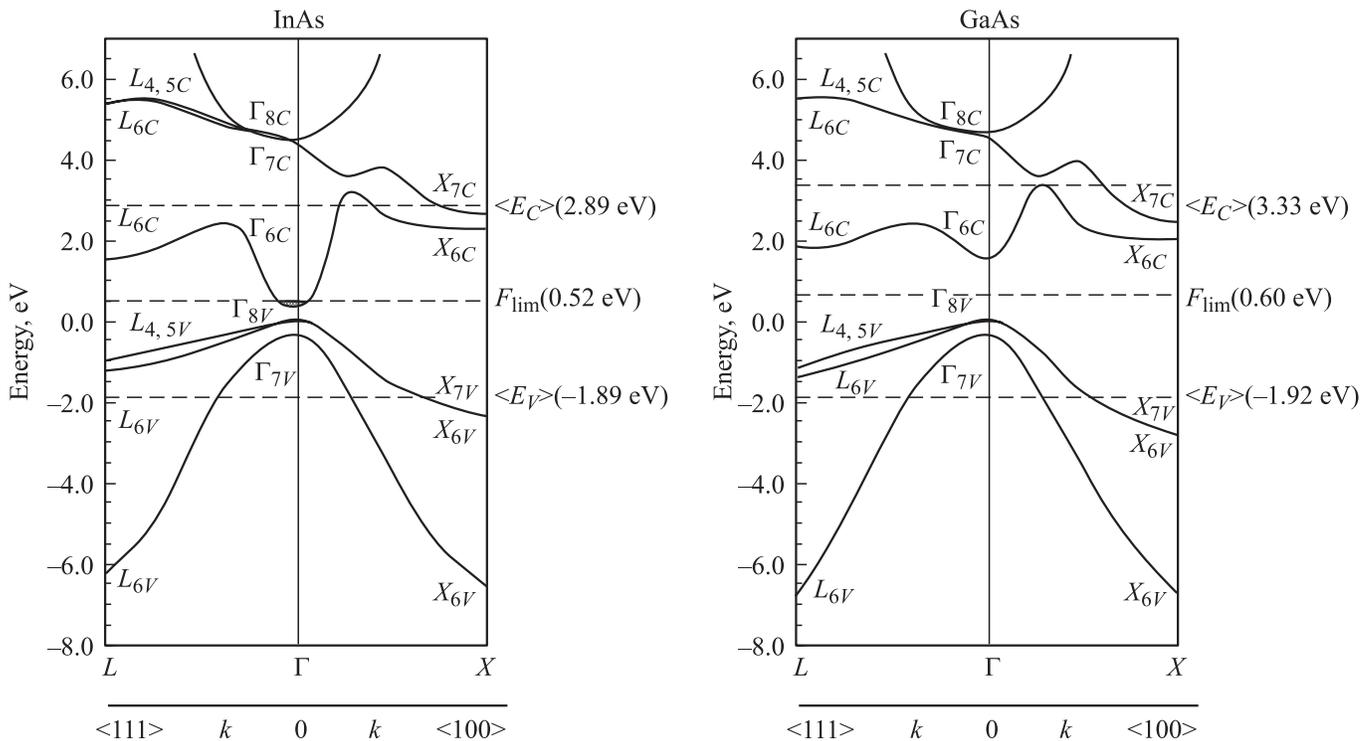


Рис. 2. Электронные зонные спектры InAs и GaAs, расчетные значения $\langle E_C \rangle$, $\langle E_V \rangle$ и экспериментальные величины $F_{\text{lim}} (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ (штриховые прямые). Отсчет всех значений осуществляется относительно потолка валентной зоны.

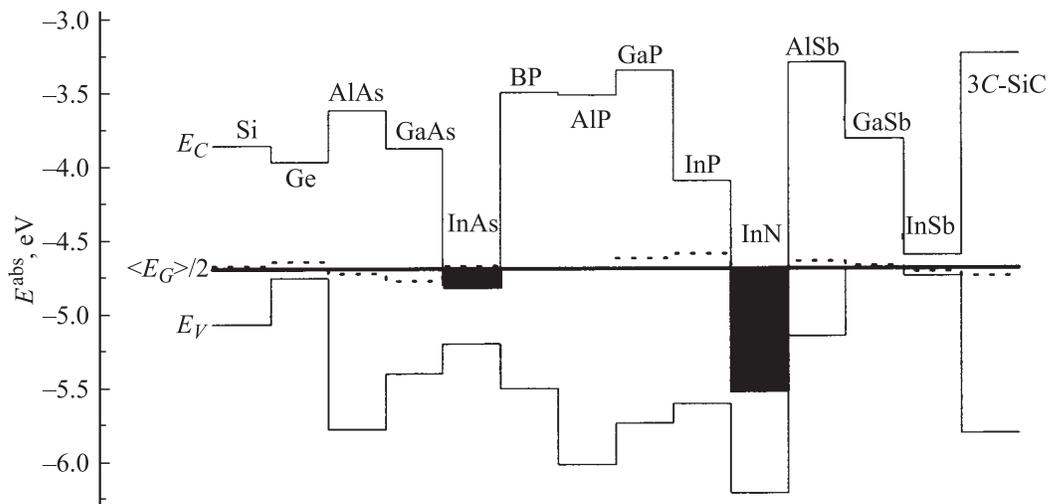


Рис. 3. Расчетное положение дна зоны проводимости E_C и потолка валентной зоны E_V относительно энергии $\langle E_G \rangle / 2 (\equiv F_{\text{lim}})$ в абсолютной шкале энергий E^{abs} для ряда полупроводников, представленных в табл. 2. Пунктиром показано экспериментальное положение F_{lim} . Черными прямоугольниками показано заполнение зоны проводимости свободными электронами в облученных InAs и InN.

Результаты расчетов значений $\langle E_G \rangle / 2$, экспериментальные величины F_{lim} , экспериментальные и прогнозные оценки электрофизических свойств облученных полупроводников суммированы в табл. 2 для группы исследованных материалов. В этой же таблице представлены результаты расчетов „нейтральной“ точки в модели амфотерного дефекта E_{AD} [11] и в модели наиболее „глубокого“ (наиболее локализованного) дефектного со-

стояния E_{DD} кристалла в окрестности его минимальной запрещенной зоны [12]. Из сравнения этих данных следует, что простая модель изотропного кристалла с энергетической щелью $\langle E_G \rangle$ дает близкое соответствие величин $\langle E_G \rangle / 2$ расчетным значениям E_{AD} и E_{DD} .

На рис. 3 представлены данные по положению краев минимальной запрещенной зоны полупроводника относительно положения $\langle E_G \rangle / 2$. Здесь использованы

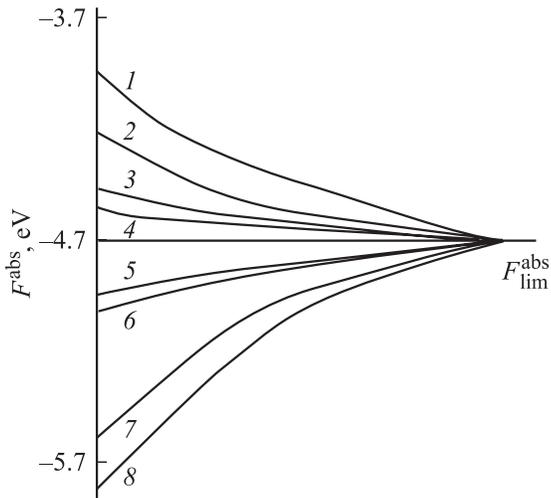


Рис. 4. Изменение положения уровня электронного химического потенциала F в некоторых полупроводниках при жестком облучении относительно его предельного значения $F_{\text{lim}}(\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ в абсолютной шкале энергий. В качестве исходных материалов выбраны нелегированные полупроводники с положением уровня Ферми вблизи $E_g/2$. Материалы: 1 — алмаз (C), 2 — GaSb, 3 — Si, 4 — GaAs, 5 — InAs, 6 — AlN, 7 — GaN, 8 — InN.

результаты исследований, свидетельствующие об единстве уровня локальной зарядовой нейтральности в полупроводниках с родственными типом химической связи, положение которого относительно уровня вакуума для рассмотренной группы тетраэдрических материалов $F_{\text{lim}}(\equiv \langle E_G \rangle / 2)^{\text{abs}} = (4.7 \pm 0.2)$ эВ [12]. Из рисунка следует, что электрофизические свойства облученных полупроводников определяются особенностями их энергетических спектров, т. е. положением уровня $\langle E_G \rangle / 2 (\equiv F_{\text{lim}})$ относительно краев минимальной запрещенной зоны кристалла.

На рис. 4 схематически представлено изменение положения уровня Ферми F^{abs} относительно его предельного положения $F_{\text{lim}}^{\text{abs}}$ в абсолютной шкале энергий (относительно уровня вакуума) в ряде полупроводников при облучении. В качестве исходных кристаллов для облучения выбраны нелегированные материалы, для которых величина положения уровня Ферми $F_0 \approx E_g/2$. При таком выборе исходного уровня легирования в полупроводниках InN, GaN, AlN, InAs, InP, BN уровень Ферми расположен ниже энергии $F_{\text{lim}}(\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ и при облучении „поднимается“, что приводит к формированию материалов n -типа (GaN, AlN, BN, InP) или n^+ -типа проводимости (InAs, InN). Для полупроводников, в которых уровень Ферми в результате облучения смещается ниже $E_g/2$, в абсолютной шкале энергий он также „опускается“, что приводит к формированию высокоомного материала p -типа (алмаз, Si, GaAs, AlAs, BP, GaP, AlSb, 3C-SiC) или p^+ -типа проводимости (Ge, BaS, GaSb, InSb). Таким образом $F_{\text{lim}}^{\text{abs}}$ является асимптотической точкой, в которую „сходятся“ электронные химиче-

ские потенциалы всех полупроводников с родственными типом химической связи при жестком радиационном воздействии. Это еще раз подчеркивает единство в поведении узкозонных и широкозонных полупроводников в условиях высокоэнергетического облучения.

Интересно сравнить поведение полупроводникового материала при химическом легировании примесями и при воздействии жесткого облучения, поскольку при таких обработках изменяются электрофизические свойства полупроводника и иногда между этими процессами ставят знак эквивалентности.

4. Радиационное модифицирование и легирование полупроводников химическими примесями

Известно, что введение в полупроводник химической примеси приводит к отклонению химического потенциала кристалла относительно некоторого его „канонического“ значения $F_S(\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ в материале в положение, задаваемое уровнем легирования [27,28]. При этом выполняется „правило предельного уровня легирования“, что соответствует закреплению уровня Ферми вблизи $F_{\text{pin}}^n (F_{\text{pin}}^p)$, где $F_{\text{pin}}^n (F_{\text{pin}}^p)$ — предельное значение уровня Ферми в полупроводнике, легированном донорными (акцепторными) примесями [29]. Допустимые отклонения уровня Ферми относительно $F_S(\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ за счет химического легирования составляют величину $\Delta E = \pm [F_S - (F_{\text{pin}}^n (F_{\text{pin}}^p))]$, которая в сильной степени определяется характером химической связи в полупроводниковом материале и максимальна в ковалентных полупроводниках [30]. Такое ограничение по уровню легирования связывают с процессами самокомпенсации, тем более эффективными, чем ближе разность значений $|F_S - F|$ к величине ΔE . Среди важнейших механизмов самокомпенсации при легировании можно выделить „классический“ механизм, включающий генерацию компенсирующих собственных дефектов решетки преимущественно в широкозонных материалах с большой долей ионной связи (большой энергией E_K), уменьшение энthalпии образования компенсирующих собственных дефектов решетки при значениях $|F_S - F|$, близких к величине ΔE [29,31], амфотерное поведение примесей с промежуточной валентностью, образование низкосимметричных комплексов примесь–дефект, формирование U^- -центров (центров с отрицательной корреляционной энергией).

Поскольку при жестком облучении генерируется большой набор собственных дефектов решетки, то, в отличие от легирования химическими примесями, открываются большие возможности для развития в кристалле процессов самокомпенсации даже в ковалентных полупроводниках. В зависимости от материала, его предыстории и условий облучения такие процессы могут развиваться различным образом. Так, при облучении „беспримесного“ Si электронами вблизи 300 К

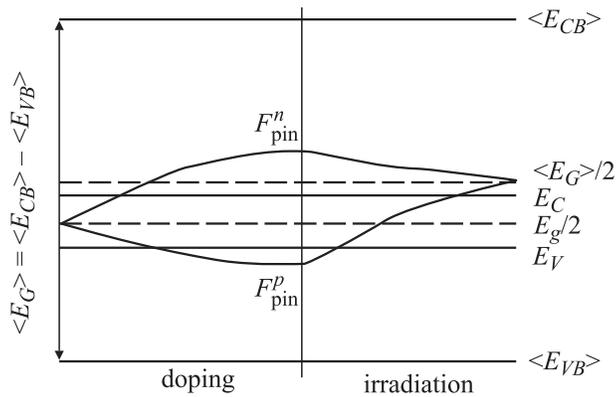


Рис. 5. Схематическое изменение положения уровня Ферми при легировании полупроводника водородоподобными примесями донорного (акцепторного) типа и при последующем жестком радиационном воздействии на такой материал. $E_g = (E_C - E_V)$ — минимальная запрещенная зона, $\langle E_G \rangle = (\langle E_{CB} \rangle - \langle E_{VB} \rangle)$ — средний энергетический зазор между нижней зоной проводимости и верхней валентной зоной в пределах первой зоны Бриллюэна кристалла; остальные обозначения см. в тексте. В качестве примера приведено изменение положения уровня Ферми при легировании и последующем облучении InAs.

основным компенсирующим дефектом является многозарядная амфотерная дивакансия $2V_{Si}$, в Si(P) — низкосимметричный центр ($V_{Si}-P$), а в Si(B) — комплекс ($B-Si_i$) [1]. Аналогичное облучение GaAs приводит к формированию E - и H -ловушек, уровни которых достаточно симметрично расположены относительно краев запрещенной зоны [3,24]. В то же время бомбардировка GaAs электронами при 300–400°С приводит к образованию более сложных P -дефектов, уровни которых сгруппированы вблизи $F_{lim} = E_V + 0.6$ эВ [32]. Однако, независимо от характера РД, накапливаемых в решетке Si или GaAs, мы получаем полуизолирующий материал с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^5$ Ом·см для Si и $\sim (10^8 - 10^9)$ Ом·см для GaAs при 300 К, что соответствует условию $F_{lim} \approx \langle E_G \rangle / 2$.

Если под легированием полупроводника химическими примесями понимать смещение уровня Ферми относительно его канонического положения $F_S (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ в кристалле [28], тогда радиационное модифицирование полупроводника следует рассматривать как процесс, противоположный (обратный) легированию, поскольку при радиационном модифицировании химический потенциал материала „возвращается“ из положения F , задаваемого уровнем легирования химической примесью, в каноническое для данного материала положение $F_S (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$. Именно рассмотренные процессы определяют эволюцию электронных свойств полупроводника при его легировании химической примесью или при воздействии жесткой радиации.

Изменение положения уровня Ферми в полупроводнике при легировании водородоподобными донорными

(акцепторными) примесями и последующем высокоэнергетическом облучении такого материала схематически показано на рис. 5 на примере InAs. За счет легирования водородоподобными донорными (акцепторными) примесями уровень Ферми в InAs уходит глубоко в зону проводимости (валентную), а при жестком облучении смещается („возвращается“) в положение $F_{lim} \approx E_V + 0.52$ эВ, т.е. закрепляется в пределах разрешенных энергий зоны проводимости. Это соответствует формированию материала n^+ -типа проводимости ($n \approx (2-3) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) за счет введения РД. Таким образом, в зависимости от особенностей энергетического спектра полупроводника уровень $F_{lim} (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ может оказаться выше середины минимальной запрещенной зоны $E_g/2$ (InP, AlN, GaN, BN) и даже в зоне проводимости (InAs, InN) либо ниже $E_g/2$, что наблюдается для большинства остальных представленных в настоящей работе полупроводниковых материалов. Именно это и определяет тип проводимости и электрофизические свойства облученного материала.

5. Обсуждение полученных результатов

Изменение свободной энергии (ΔF_{FE}) при формировании в решетке кристалла РД может быть записано в виде двух взаимосвязанных членов:

$$\Delta F_{FE} = \Delta F_{AT} + \Delta F_{EL}. \quad (6)$$

Здесь величина ΔF_{AT} — энергия атомного разупорядочения, включающая энергию оборванных связей, упругих напряжений и энтропийный вклад. Как следует из изменений оптического поглощения, теплопроводности, постоянной решетки и т.п. в облученных полупроводниках, вклад данного члена в свободную энергию кристалла растет пропорционально интегральному потоку облучения даже после перехода электронной подсистемы кристалла в стационарное состояние. После прекращения облучения такая неравновесная атомная подсистема может находиться в „замороженном“ (метастабильном) состоянии, если времена ее перехода к равновесному состоянию велики вследствие большой энергии активации, необходимой для миграции РД.

Ограничимся рассмотрением второго члена в выражении (6), который описывает изменение электронной составляющей свободной энергии при облучении полупроводника,

$$\Delta F_{EL} = \Delta F_{bond} + \Delta F_{free} + \Delta F_{cl}. \quad (7)$$

Величина ΔF_{EL} содержит вклад от свободных носителей заряда, ΔF_{free} , от связанного на РД заряда, ΔF_{bond} , и от случайного потенциала, создаваемого ассоциированными дефектами (кластерами), ΔF_{cl} . Из данных рис. 1 следует, что при облучении может иметь место как уменьшение концентрации свободных носителей, так и

ее увеличение в зависимости от исходного положения уровня Ферми F_0 и положения F_{lim} в полупроводнике. Поскольку в условиях сильного облучения полупроводник является системой с низкой плотностью свободных электронов (дырок) и высокой плотностью связанного заряда, член ΔF_{free} не является определяющим в изменении величины ΔF_{EL} . Решающий вклад в изменение электронной составляющей свободной энергии облученного полупроводника обеспечивает член ΔF_{bond} , величина которого определяется плотностью дефектов, их зарядовым состоянием и распределением энергетических уровней заряженных дефектов в зонном спектре кристалла. При условии $F = F_{lim}$, т.е. когда уровень Ферми совпадает с „нейтральной“ точкой (уровнем зарядовой нейтральности) кристалла, выполняется не только условие локальной электронейтральности, но и по определению уровня зарядовой нейтральности [33] выполняется условие максимальной парциальной электронейтральности для щелевых (дефектных) состояний донорного и акцепторного типов, что обеспечивает минимизацию величины ΔF_{bond} с ростом дозы облучения.

Это рассмотрение справедливо для макроскопически однородного образца с РД точечного типа, когда электронная подсистема кристалла находится в равновесном (квазиравновесном) состоянии. В случае облучения полупроводника быстрыми нейтронами (или тяжелыми ионами) генерируются ассоциированные дефекты (дефектные кластеры) — области высокой плотности собственных дефектов решетки, для которых выполняется условие $F \approx F_{lim}$. Такие кластеры создают хаотический электростатический потенциал — „потенциал радиационного повреждения“, максимальная величина которого $\Delta\varphi(r)_{max} \approx (F_0 - F_{lim})/q$, что приводит к искривлению энергетических зон кристалла и к формированию встроенных электрических полей с максимальной напряженностью $\xi_{max} \approx -grad \Delta\varphi(r)_{max}$. Хотя в таком материале для каждой локальной области выполняется условие электронно-дырочного равновесия, в целом электронная подсистема кристалла является неравновесной и положение уровня Ферми, приведенное относительно потолка валентной зоны полупроводника, будет зависеть от координаты r , так что

$$F = F(r) - q\Delta\varphi(r).$$

При достижении в результате жесткого облучения условия $F \approx F_{lim}$ в каждой локальной области полупроводника, что имеет место при пространственном перекрытии (перколяции) дефектных кластеров, макроскопически неоднородный материал переходит в макроскопически однородное состояние, соответствующее условиям $\Delta\varphi(r) = 0$ и $F(r) = F_{lim}$. Следует отметить, что аналогичное явление имеет место и в компенсированных полупроводниках при легировании химическими примесями [28].

В целом реакция электронной подсистемы полупроводника на воздействие жесткой радиации — это про-

явление компенсаторного механизма (принципа Ле Шателье) для системы, находящейся в термодинамическом равновесии с внешней средой.

6. Заключение

Независимо от ширины минимальной запрещенной зоны кристалла реакция полупроводникового материала на воздействие жесткой радиации — это всегда процесс самокомпенсации, в результате которого уровень Ферми переходит в стационарное „предельное“ состояние $F_{lim} \equiv \langle E_G \rangle / 2$. При этом исходные свойства материала (тип проводимости, уровень легирования, примесный состав), а также условия облучения определяют только скорость реализации этого стационарного предельного состояния. Такое состояние облученного полупроводника соответствует практически полной взаимной компенсации радиационных доноров и акцепторов, при этом плотность связанного на дефектах заряда превышает плотность свободных носителей даже в вырожденных в результате облучения материалах. В условиях стабилизации уровня Ферми вблизи $F_{lim} (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ скорости накопления заряженных РД донорного и акцепторного типов выравниваются.

Спектр РД, стабилизирующих уровень Ферми вблизи $F_{lim} (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$, в одном и том же полупроводнике может различаться в зависимости от режима облучения или преемственности материала. В каждом конкретном случае полупроводник „выбирает“ такой набор РД, который обеспечивает ему выполнение условия $F \rightarrow F_{lim} (\equiv E_G / 2)$. При этом не следует связывать тип проводимости облученного материала с преимущественным характером вводимых РД — доноров или акцепторов, учитывая многозарядность и амфотерность собственных дефектов в тетраэдрических полупроводниках. Так, при облучении Si электронами основными компенсирующими дефектами, стабилизирующими уровень Ферми вблизи $F_{lim} \approx E_V + 0.39$ эВ, являются дивакансии, которые выступают как многозарядные акцепторы при $F > F_{lim}$ и как однозарядные доноры при $F < F_{lim}$. Электрофизические свойства облученного материала определяются только особенностями его электронного спектра $E(\mathbf{k})$ вблизи его минимальной запрещенной зоны E_g , т.е. зависят от энергетического зазора между положением $F_{lim} (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ и ближайшими экстремумами зоны проводимости или валентной.

Модель кристалла с изотропной энергетической щелью дает общее понимание проблемы радиационного модифицирования полупроводников как процесса понижения электрической активности исходного материала, в результате которого уровень Ферми смещается из положения, задаваемого уровнем легирования химической примесью, в наиболее глубокое состояние $F_{lim} (\equiv \langle E_G \rangle / 2)$ в энергетическом зазоре $\langle E_G \rangle$ между зоной проводимости и валентной зоной кристалла в пределах всей зоны Бриллюэна. Энергия $\langle E_G \rangle / 2$ вы-

ступает как „центр тяжести“ (уровень Ферми) всего набора радиационных дефектов и „проявляется“ как предельный уровень Ферми F_{lim} в облученном полупроводнике. Таким образом, введение параметра $\langle E_G \rangle / 2$ как базовой характеристики материала позволяет не только систематизировать многочисленные экспериментальные данные по электрофизическим свойствам облученных полупроводников, но также предварительно вычислять изменение этих свойств в полях жесткой радиации.

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ № 3029 „Radiation Effects in Semiconductors III-Nitrides“ и гранта РФФИ № 06-02-16700.

Список литературы

- [1] *Вопросы радиационной технологии полупроводников*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980).
- [2] В.В. Козловский. *Модифицирование полупроводников пучками протонов* (СПб., Наука, 2003).
- [3] V.N. Brudnyi, V.M. Diamond. *Sol. St. Commun.*, **54** (4), 355 (1985).
- [4] В.Л. Винецкий, Л.С. Смирнов. *ФТП*, **5** (1), 176 (1971).
- [5] В.Н. Брудный. *Изв. вузов. Физика*, **29** (8), 84 (1986).
- [6] *Физические процессы в облученных полупроводниках*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1977).
- [7] В.Л. Винецкий, Г.А. Холодарь. *Радиационная физика полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1979).
- [8] Б.Ф. Ормонт. *Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников* (М., Высш. шк., 1968).
- [9] В.Н. Брудный, В.Г. Воеводин, О.В. Воеводина, С.Н. Гриняев, И.В. Ивонин, Л.Г. Лаврентьева, Г.Ф. Караваев. *Изв. вузов. Физика*, **41** (8), 26 (1998).
- [10] В.Н. Брудный. *Вестн. Томского гос. ун-та*, **285**, 95 (2005).
- [11] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. *Physica B*, **212**, 429 (1995).
- [12] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. *Physica B*, **348**, 213 (2004).
- [13] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. *Изв. вузов. Физика*, **49** (8) (2006, в печати).
- [14] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, S.Y. Pearton, J.M. Zawada. *J. Appl. Phys.*, **94** (5), 3069 (2003).
- [15] W. Walukiewicz, R.E. Jones, S.X. Li, K.M. Yu, J.W. Auger III, E.E. Halber, H. Lu, W.J. Schaff. *J. Cryst. Growth*, **288** (2), 278 (2006).
- [16] I. Mahboob, T.D. Veal, L.E.J. Piper, C.F. McConville, Hai Lu, W.J. Shaff, J. Furthmuller, F. Bechstedt. *Phys. Rev. B*, **69**, 201 307(R) (2004).
- [17] A. Chantre, G. Wincent, D. Bois. *Phys. Rev. B*, **23** (10), 5335 (1981).
- [18] R.H. Wallis, A. Zylbersztejn, J.M. Besson. *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 698 (1981).
- [19] В.Н. Брудный. *ФТП*, **33** (11), 1290 (1999).
- [20] J.J. Rehn, W. Kohn. *Phys. Rev. B*, **10**, 448 (1974).
- [21] В.Н. Брудный. Автореф. докт. дис. ТГУ (Томск, 1993).
- [22] D.J. Chadi, M.L. Cohen. *Phys. Rev. B*, **8**, 5747 (1973).
- [23] Р.А. Эварестов. *Квантово-химические методы в теории твердого тела* (Л., Изд-во ЛГУ, 1982).
- [24] D. Pons, J. Bourgoin. *J. Phys. C*, **18**, 3839 (1985).
- [25] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. *ФТП*, **39** (4), 409 (2005).

- [26] Н.Г. Колин, В.Б. Освенский, Н.С. Рыгова, У.С. Юрова. *ФТП*, **21** (3), 521 (1987).
- [27] E. Tokumitsu. *Jap. J. Appl. Phys.*, **29**, L698 (1990).
- [28] Н.В. Агринская, Т.В. Машовец. *ФТП*, **28** (9), 1505 (1994).
- [29] S.B. Zhang, S.H. Wei, A. Zunger. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (6), 1232 (2000).
- [30] C.G. Van de Walle, J. Neugebauer. *Nature*, **423**, 626 (2003).
- [31] W. Walukiewicz. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 2094 (1989).
- [32] V.N. Brudnyi, V.V. Peshev. *Phys. Status Solidi A*, **128** (1), 311 (1991).
- [33] F. Flores, C. Tejedor. *J. Phys. C*, **20** (2), 145 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

The selfcompensation model and the Fermi-level stabilization in the irradiated semiconductors

V.N. Brudnyi, N.G. Kolin⁺, L.S. Smirnov*

Tomsk State University,
634050 Tomsk, Russia
⁺ Obninsk Branch

of the Federal State Unitary Enterprise
„Karpov Institute of Physical Chemistry“,
249033 Obninsk, Russia

* Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The model for the numerical analysis of the electrical properties and the stationary (limit) Fermi-level positions (F_{lim}) evaluation in the tetrahedral semiconductors after high energy particles bombardment has been developed. It was revealed that F_{lim} level is identical to the $\langle E_G \rangle / 2$ value (here $\langle E_G \rangle$ is the average energy interval between the conduction and the valence bands in the range of the first Brillouin zone of the crystal). The experimental F_{lim} data, the numerical $\langle E_G \rangle / 2$ values and the electrical properties of the irradiated semiconductors are presented. The chemical trends in the F_{lim} position are analyzed in the semiconductors with the related character of the chemical bonds.