

Таблица 2

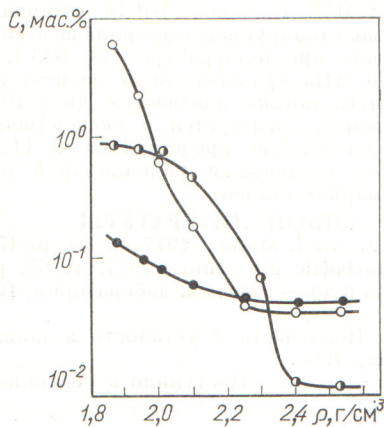


Рис. 2. Зависимость концентрации кислорода (○), азота (●) и водорода (■) от плотности изделий из додекаборида алюминия.

ческого анализа и восстановительного плавления в потоке инертного газа. Результаты измерений (табл. 2) показывают, что содержание кислорода в изделиях по сравнению с исходным порошком увеличивается в несколько раз. Для удаления газовых примесей, особенно кислорода, из образцов необходим термический отжиг. Отжиг при 1200 °С в течение 2 ч в среде инертного газа уменьшает концентрацию газов в образцах на 30–100%. На рис. 2 показано, как зависит общая концентрация газов от плотности образцов додекаборидов алюминия, полученных методом горячего прессования на воздухе.

Таким образом, содержание газов в изделиях из додекаборида алюминия в основном определяется технологией получения исходного порошка и горячего прессования, обуславливающей количество и размеры пор в материале.

Концентрация газов в исходном порошке и горячепрессованных изделиях из додекаборида алюминия, мас. %

Материал	O	N*	H*
Исходный порошок	1,07	0,16; 0,08	0,025; 0,011
Изделие	3,4	0,013; 0,004	0,016; 0,005

* Первое число — общая концентрация; второе — на поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перонов В. А. Бориды алюминия. Новосибирск, Наука, 1966.
2. Байрамашвили И. А. и др. — Физика и техника полупроводников, 1977, т. 41, № 4, с. 768.
3. Berezin A. A. et al. — In: Proc. 12th Intern. Conf. of Phys. of Semicond. Stuttgart, 1974, p. 291.
4. Перонов В. А., Ламихов Л. К., Самсонов Г. В. — В кн.: Исследования в области химии и технологии минеральных солей и окислов. М.— Л., Наука, 1965, с. 368.
5. Оганезов К. А. и др. — Сообщ. АН СССР, 1971, т. 63, № 3, с. 578.
6. Оганезов К. А., Байрамашвили И. А., Чепелев В. В. — Там же, 1972, т. 67, № 1, с. 125.
7. Оганезов К. А., Байрамашвили И. А. — Там же, 1977, т. 85, № 3, с. 657.

Поступило в Редакцию 28.10.79

УДК 539.122.717

Распределение объемного заряда в слоистых структурах

АДАДУРОВ А. Ф., ЛАЗУРИК В. Т., ШИЛОБРЕЕВ Б. А., ЯКОВЛЕВ М. В.

Прохождение γ -излучения через вещество сопровождается образованием в облучаемом материале объемного заряда, величина которого в бесконечной однородной среде определяется ослаблением потока γ -квантов и в области γ -электронного равновесия мала. Вблизи границы раздела различных материалов равновесие нарушается, что может приводить к возникновению в приграничной области значительного объемного заряда. В некоторых экспериментальных и теоретико-расчетных работах [1–4] показано, что величина и знак образующегося объемного заряда зависят от атомных номеров Z_i граничащих материалов, направления падения и энергии γ -квантов, а пространственная функция распределения заряда на границе раздела претерпевает разрыв.

Знание характеристик этого эффекта необходимо для оценки электрических потенциалов и значения ионизационного тока в элементах электронной аппаратуры, находящейся под облучением, для расчета зарядовых детекторов γ -излучения и т. п. [5, 6]. Опубликованные данные о распределении заряда в многослойных конструкциях недостаточны и зачастую противоречивы. В настоящей работе проведен анализ процессов, влияющих на формирование распределений объемного заряда в плоской конструкции. Приведены результаты расчета методом Монте-Карло глубинных распределений объемного заряда в полиэтилене

на границе с медью при облучении квантами энергией 0,2–1,5 МэВ. Результаты расчета сравниваются со специально поставленным экспериментом.

Будем интересоваться лишь возникающим за счет взаимодействия квантов с веществом зарядом Q , не учитывая при этом эффектов, связанных с изменением потенциала и электропроводности образца в процессе облучения. В этом случае при облучении двухслойной конструкции ($Z_1 \neq Z_2$) потоком γ -квантов, нормально падающих на поверхность первого слоя, знак и величина заряда Q_i , отнесенная к числу падающих γ -квантов, в первом приближении может быть оценена разностью соответствующих квантовых эффективностей. Так, в приграничной области второго слоя образуется заряд

$$Q_2 \approx e(\eta_2^F - \eta_1^F),$$

где η_i^F — квантовый выход в направлении движения γ -квантов; e — заряд электрона.

В соответствии с приведенным выражением были рассчитаны энергетические зависимости полного заряда Q_t , образующегося при облучении пластин углерода, алюминия и меди в вакууме и в воздухе (рис. 1). Из рис. 1 видно, что наличие воздуха может приводить к существенному изменению величины и даже знака заряда. Это связано

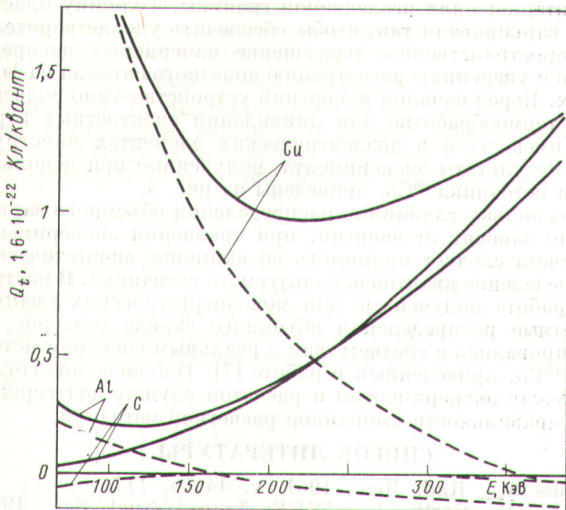


Рис. 1. Полный заряд, образующийся в пластинах меди, алюминия и углерода равновесной толщины при облучении γ -квантами различной энергии в вакууме (—) и в воздухе (---)

с тем, что для слоев, толщина которых превышает равновесную, квантовая эффективность слабо зависит от плотности материала слоя.

При высоких энергиях γ -квантов анализ глубинных распределений объемного заряда аналогичен проведенному в работе [3]. Отметим, что в этом случае возможно непотопное поведение функции распределения объемного заряда во втором слое, причем $Q_2 > 0$ при $Z_1 > Z_2$. Для низких энергий определяющим процессом взаимодействия квантов будем считать фотоэффект. Так как сечение фотоэффекта возрастает быстрее, чем Z , квантовый выход вторичных электронов из слоя увеличивается с ростом атомного номера материала слоя. Угловое распределение выходящих из пластины фотоэлектронов близко к диффузному и слабо меняется в зависимости от энергии. Поэтому функция распределения объемного заряда в приграничной области второго слоя при малой энергии квантов монотонна, и $Q_2 > 0$ при $Z_1 < Z_2$. Отметим, что с уменьшением энергии квантов пробег комптоновских электронов уменьшается быстрее, чем пробег фотоэлектронов, поэтому вклад последних в полный квантовый выход может быть определяющим и при $\Sigma_{\text{ф}} \leq \Sigma_{\text{К}}$ ($\Sigma_{\text{ф}}$, $\Sigma_{\text{К}}$ — полные сечения фотоэффекта и эффекта Комптона соответственно). В этом случае для $Z_1 > Z_2$ в приграничной области второго слоя образуется отрицательный объемный заряд.

Расчет приграничных распределений объемного заряда проводили методом Монте-Карло по программе «Граница-2» [3]. При моделировании траекторий частиц вычисляли глубинные распределения точек вылета и остановки электронов. Полученные распределения аппроксимировали полиномами третьей степени, разность которых является искомым функцией распределения. На рис. 2 приведены результаты расчета распределений заряда в полиэтилене на границе с медью при облучении со стороны меди (а) и со стороны полиэтилена (б). Расчет проводили для конструкции, состоящей из пластины полиэтилена толщиной 1,5 см, которая была помещена между двумя медными фольгами толщиной 0,02 см в равновесной области полиэтиленового блока, облучаемого квантами энергии 0,2; 0,3; 0,5; 0,75; 1,0; 1,25; 1,5 МэВ (кривые 1—7 соответственно). Из рисунка видно, что при $E = 0,3$ МэВ величина объемного заряда в полиэтилене мала. Это связано с тем, что при данной энергии квантовые выходы из меди и полиэтилена близки. Для $E < 0,35$ МэВ $\eta_{\text{CH}_2}^E < \eta_{\text{Cu}}^E$, поэтому на рис. 2, а кривые 1 и 2 расположены ниже оси

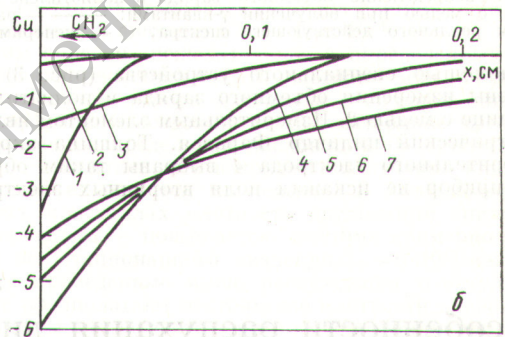
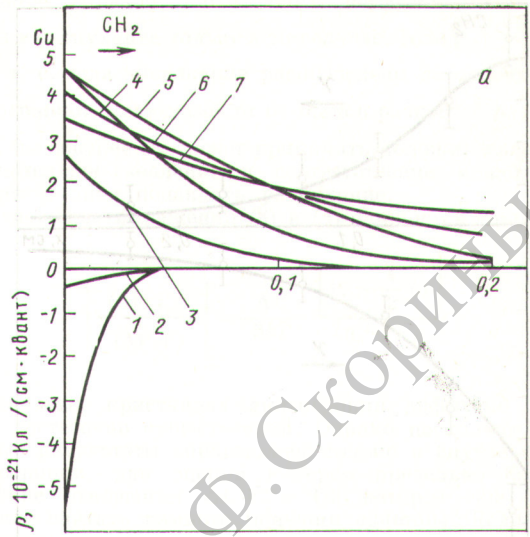


Рис. 2. Распределение объемного заряда в полиэтилене вблизи границы с медью (здесь и на рис. 4 стрелками показано направление движения γ -квантов)

абсцисс. При облучении со стороны полиэтилена заряд, образующийся в его приграничной области, определяется разностью квантовых выходов $\eta_{\text{CH}_2}^b$ и η_{Cu}^b в направлении, обратном направлению движения квантов. При $E = 0,2 \div 1,5$ МэВ ($\eta_{\text{CH}_2}^b - \eta_{\text{Cu}}^b < 0$), что и определяет знак заряда (см. рис. 2, б).

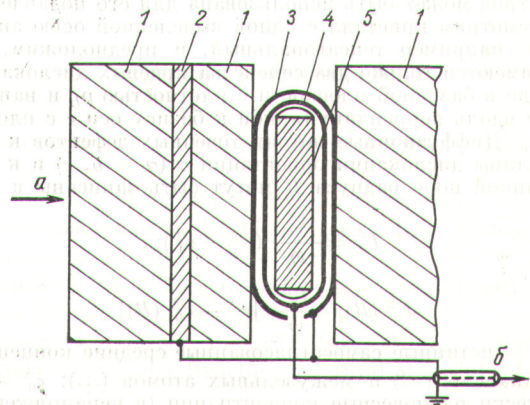


Рис. 3. Схема экспериментального устройства: а — поток γ -квантов; б — к электрометру.

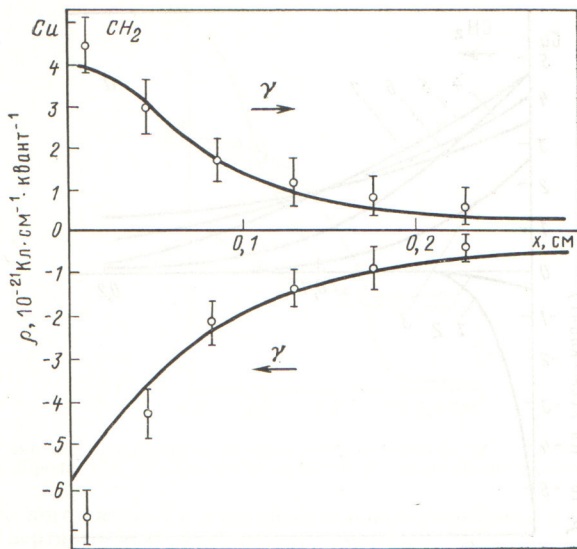


Рис. 4. Распределение объемного заряда в полиэтилене вблизи границы с медью при облучении γ -квантами: — расчет с учетом реального действующего спектра; \circ — эксперимент

С помощью специального устройства (рис. 3) были проведены измерения объемного заряда в полиэтилене 1 на границе с медью 2. Измерительным элементом является диэлектрический цилиндр Фарадея. Толщина экрана 3 и измерительного электрода 4 выбраны таким образом, чтобы прибор не искажал поля вторичных электронов,

характерного для исследуемой границы. Толщину пластины 5 варьировали так, чтобы обеспечить удовлетворительное пространственное разрешение измеряемых распределений и уверенную регистрацию полезного сигнала на фоне помех. Перед началом измерений устройство было подвергнуто термообработке для ликвидации электретенных зарядов, имевшихся в диэлектрических элементах конструкции. Результаты эксперимента, полученные при использовании источника ^{60}Co , приведены на рис. 4.

Поскольку глубинные распределения объемного заряда сильно зависят от энергии, при сравнении эксперимента и расчета следует принимать во внимание энергетическое распределение квантов используемого источника. В настоящей работе полученные для моноэнергетических квантов расчетные распределения объемного заряда (см. рис. 2) суммировались в соответствии с реальным спектром источника ^{60}Co , приведенным в работе [7]. Наблюдаемое согласие между экспериментом и расчетом служит подтверждением правильности выбранной расчетной методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gross B. — Rad. Res., 1961, v. 14, p. 117.
2. Burke E., Garth J. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, v. NS-23, p. 1838.
3. Ададунов А. Ф., Лазурик В. Т. — Атомная энергия, 1977, т. 43, вып. 1, с. 57.
4. Frederickson A. — [2], p. 1867.
5. Иванов В. П. и др. — In: Proc. IAEA Symp. on Advances in Physical and Biological Radiation Detectors. Vienna, IAEA, 1971, p. 381.
6. Полюев Г. Ф., Сафонов В. А. — Приборы и техника эксперимента, 1969, № 5, с. 210.
7. Pine V. e.a. — [2], 1978, v. NS-25, p. 1586.

Поступило в Редакцию 19.02.80

УДК 621.039.548.3

Особенности распухания диффузионно-анизотропных кристаллов

САРАЛИДЗЕ З. К.

В диффузионно-анизотропных кристаллах диффузионные потоки точечных дефектов к дислокациям зависят от их ориентации относительно кристаллографических осей. В процессе облучения это неравенство потоков к разноориентированным дислокациям приводит к радиационному росту [1]. Можно показать, что ориентационная зависимость диффузионных потоков существенно влияет на процесс распухания кристаллов и при определенном подборе параметров может быть использована для его подавления.

Рассмотрим кристалл с одной выделенной осью анизотропии, например гексагональный, и предположим, что в нем имеются только два семейства краевых дислокаций: лежащие в базисной плоскости с плотностью ρ_b и направленные вдоль перпендикулярной к базису оси c с плотностью ρ_c . Диффузионные потоки точечных дефектов к единице длины дислокации ориентации α ($\alpha = b, c$) и к изолированной поре радиуса R могут быть записаны в виде

$$\Gamma_{\alpha}^{\pm} = \frac{A_{\alpha}^{\pm}}{\omega} (c^{\pm} - c_0^{\pm}); \quad (1)$$

$$J^{\pm}(R) = \frac{B^{\pm}}{\omega} [c^{\pm} - c_0^{\pm}(R)],$$

где c^{\pm} — истинные самосогласованные средние концентрации вакансий (—) и межузельных атомов (+); c_0^{\pm} — их термические равновесные концентрации (в ненапряженном кристалле на ядре краевой дислокации поддерживается именно такая концентрация); $c_0^{\pm}(R)$ — концентрация на по-

верхности поры, которая для не слишком мелких пор мало отличается от c_0^{\pm} ; ω — атомный объем; A_{α}^{\pm} и B^{\pm} — величины, зависящие от коэффициентов диффузии точечных дефектов D^{\pm} и определенных характеристик стоков. Если рассмотреть стационарный процесс облучения, из уравнения баланса точечных дефектов легко определить стационарные концентрации c^{\pm} .

Нетрудно убедиться, что при выполнении условий

$$\omega Q \gg D^{\pm} c_0^{\pm} \rho_t^{\pm},$$

где $\rho(t)$ — полная эффективная линейная плотность стоков, а Q — интенсивность образования точечных дефектов, равновесные концентрации существенно меньше стационарных и ими можно пренебречь. Определив потоки J^{\pm} с помощью найденных в этом приближении c^{\pm} , можно получить следующее выражение для скорости распухания:

$$\left(\frac{\Delta V}{V}\right) = \frac{\bar{R}N}{2K} \left[\left(1 + \frac{4K\omega Q}{\rho_t^{\pm} \rho_t^{\pm}}\right)^{1/2} - 1 \right] \times \\ \times [(A_c^+ B^- - A_c^- B^+) \rho_c + (A_b^+ B^- - A_b^- B^+) \rho_b], \quad (2)$$

где \bar{R} — средний радиус пор; N — их объемная плотность; $\rho_t = \rho_c A_c^{\pm} + \rho_b A_b^{\pm} + \bar{R} N B^{\pm}$; $K = \frac{4\pi r_c}{\omega} (D^+ + D^-)$ — коэффициент объемной рекомбинации, в котором r_c является радиусом спонтанной рекомбинации.

Разности перекрестных произведений A_{α}^{\pm} и B^{\pm} в формуле (2) малы по сравнению со значениями этих произве-