

РАДИАЦИОННО ИНДУЦИРОВАННАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ ЗАРЯДА В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Корнеева Л. А., Мазур Е. А., Руденко А. И.

Дана теоретическая интерпретация процесса объемного разделения заряда в узкозонных полупроводниках при имплантации легких ионов и последующем термическом отжиге. Исследуется формирование чередующейся структуры разноименно заряженных областей за счет диффузии радиационно индуцированных дефектов разного знака заряда, имеющих различную подвижность. Профиль возникающего при этом внутреннего электрического поля может быть использован для создания высококачественных $p-n$ -переходов в узкозонных полупроводниках.

В последнее время ведется интенсивное и всестороннее исследование условий формирования радиационного заряда в облучаемых материалах [1, 2]. При прохождении заряженных частиц через вещество в нем создается большое число разнообразных дефектов, приводящих к перераспределению плотности электронов в облучаемом материале. В ряде случаев имеет место объемное зарядное вещества, т. е. макроскопическое пространственное разделение заряда. Авторами [3] экспериментально наблюдалось объемное зарядное состояние некоторых стекол при облучении ускоренными электронами, причем профиль объемного заряда представлял собой узкую отрицательно заряженную область, окруженную двумя компенсирующими слоями положительного заряда. Однако это явление не получило адекватной интерпретации.

В настоящей работе предлагается механизм формирования заряженных областей в узкозонных полупроводниках (например, $HgCdTe$) при облучении легкими ионами (например, ^{10}B) и последующем термическом отжиге. Представим себе процесс следующим образом. В результате ионной бомбардировки в кристалле образуется профиль дефектов в виде нейтральных кулоновских комплексов, т. е. создается равное количество дефектов донорного и акцепторного типа (пар Френкеля и электронно-дырочных пар), которые за очень малые времена распределяются так, что экранируют друг друга. Далее, в процессе отжига происходит разделение нейтральных комплексов на положительные и отрицательные дефекты, имеющие различную подвижность в кристалле. Известно, например [4], что в результате имплантации ионов бора в кристалл $HgCdTe$ в нем образуются положительные межузельные атомы ртути Hg_i и отрицательные ртутные вакансии V'_{Hg} , причем скорость диффузии Hg_i значительно превышает скорость перехода V'_{Hg} в нейтрального состояния за счет образования би- и дивакансий. Поэтому в процессе отжига происходит быстрое удаление донорной компоненты дефектов из области имплантации, в то время как профиль акцепторной компоненты сохраняется длительное время, что приводит к объемной стратификации заряда.

Полная система уравнений, описывающая диффузию донорных (i) и акцепторных (e) дефектов, имеет вид [5]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} - \frac{D_e}{kT} q_e \frac{\partial}{\partial x} (E n_e) - \lambda_e n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} - \frac{D_i}{kT} q_i \frac{\partial}{\partial x} (E n_i) - \lambda_i n_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi (q_e n_e + q_i n_i). \quad (3)$$

Здесь n_e, n_i — концентрации отрицательно заряженных акцепторов и положительно заряженных доноров; D_e, D_i — соответствующие коэффициенты диффузии; $q_e = -q_i = -|e|$; λ_e, λ_i — скорости захвата на глубокие ловушки; E — внутреннее электрическое поле.

Сравнение по порядку величины на основании экспериментальных данных [4] вкладов от диффузии, обусловленной градиентом концентрации $D_e d^2 n_e / dx^2$, и диффузии во внутреннем поле $D_e (q_e / kT) d(E n_e) / dx$ дает основание пренебречь в уравнениях (1), (2) членами с E . Внутреннее поле не оказывает существенного влияния на распределение заряда, которое обусловлено в основном различием коэффициентов диффузии ($D_e \ll D_i$) и захватом на ловушки. Для простоты предположим, что ловушки распределены однородно по кристаллу (λ не зависит от x). Тогда система уравнений (1)–(3) распадается на две независимые системы для донорной и акцепторной компонент:

$$\frac{\partial n_{i(e)}}{\partial t} = D_{i(e)} \frac{\partial^2 n_{i(e)}}{\partial x^2} - \lambda_{i(e)} n_{i(e)}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_{i(e)}}{\partial t} = \lambda_{i(e)} n_{i(e)}, \quad (5)$$

где $\tilde{n}_{i(e)}$ — концентрация захваченных на ловушки дефектов донорного (акцепторного) типа. Начальными условиями являются совпадение профилей обеих компонент при $t=0$ и отсутствие захваченных дефектов:

$$n_i(t=0) = n_e(t=0) = n_0(x), \quad \tilde{n}_i(t=0) = \tilde{n}_e(t=0) = 0. \quad (6)$$

В данном случае мы пренебрегаем зарядом самих имплантированных ионов, поскольку каждый ион рождает большое количество электрон-дырочных пар и дефектов Френкеля, которые и определяют дальнейшие процессы. Граничные условия связаны с отсутствием диффузионного потока через границу кристалла:

$$\left. \frac{\partial n_i}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial n_e}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad (7)$$

Решение краевой задачи (4)–(6), (7) записывается в виде (опускаем индексы i, e)

$$n(x, t) = \int_0^\infty n_0(z) G(x, t, z) dz, \quad (8)$$

где $G(x, t, z)$ — функция Грина

$$G(x, t, z) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \left[\exp\left(-\frac{(x-z)^2}{4Dt}\right) + \exp\left(-\frac{(x+z)^2}{4Dt}\right) \right] e^{-\lambda t}. \quad (9)$$

С течением времени первоначальный профиль каждой из компонент дефектов претерпевает диффузионное размытие и поглощение ловушками, причем при $t \rightarrow 0$ $n(x, t) \rightarrow 0$ за счет множителя $\exp(-\lambda t)$, т. е. все первоначально созданные дефекты оказываются захваченными на ловушки. Согласно уравнению (5),

распределение захваченных дефектов $\tilde{n}(x, t) = \lambda \int_0^t n(x, t') dt'$, где $n(x, t')$ определяется из (8), (9). Тогда при $t \rightarrow \infty$ получаем стационарный профиль каждой из компонент дефектов в виде

$$n_{i(e)}^\infty = \lambda_{i(e)} \int_0^\infty n_{i(e)}(x, t) dt = \int_0^\infty n_0(z) dz \lambda_{i(e)} \int_0^\infty G(x, t, z) dt.$$

Интеграл по t от функции (9) вычисляется в элементарных функциях и приводит к результату

$$n_i^{CT}(e) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda_i(e)}{D_i(e)}} \int_0^{\infty} n_0(z) [e^{-\sqrt{\lambda_i(e)/D_i(e)} |x-z|} + e^{-\sqrt{\lambda_i(e)/D_i(e)} (x+z)}] dz. \quad (10)$$

Тогда суммарное стационарное распределение заряда $\rho = q_i n_i^{CT} + q_e n_e^{CT} = |e| \lambda \times (n_i^{CT} - n_e^{CT})$ запишется в виде

$$\rho = \frac{|e|}{2} \int_0^{\infty} dz n_0(z) \{a_i [e^{-a_i |x-z|} + e^{-a_i (x+z)}] - a_e [e^{-a_e |x-z|} + e^{-a_e (x+z)}]\}, \quad (11)$$

где $a_i = \sqrt{\lambda_i/D_i}$, $a_e = \sqrt{\lambda_e/D_e}$.

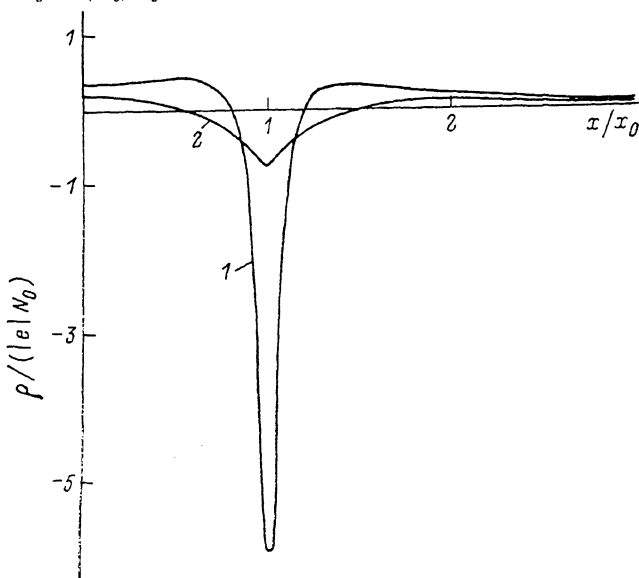


Рис. 1. Зависимость плотности объемного заряда от расстояния до облучаемой поверхности. $(D_e/D_i) \cdot 10^2$: 1 — 0.6, 2 — 14.

Для простоты иллюстрации основных закономерностей процесса стратификации заряда выберем начальный профиль распределения в виде

$$n_0(x) = N_0 x_0 \delta(x - x_0). \quad (12)$$

Согласно [6], экспериментально наблюдаемый профиль дефектов, сопутствующих полной имплантации, близок к распределению Пирсона IV типа, ширина которого в случае имплантации легких ионов значительно меньше характерных линейных масштабов в эксперименте [4]. Поэтому аппроксимация начального распределения δ -функцией не может существенно исказить качественный характер рассматриваемых перераспределений заряда. Подставляя (12) в (11) получаем

$$\rho_e = \frac{|e|}{2} N_0 x_0 \{a_i [e^{-a_i |x-x_0|} + e^{-a_i (x+x_0)}] - a_e [e^{-a_e |x-x_0|} + e^{-a_e (x+x_0)}]\}.$$

График этого распределения представлен на рис. 1 для случая $D_e/D_i \ll 1$, $\lambda_i = \lambda_e$, $x_0 \sqrt{\lambda_i/D_i} = 1$. Видно, что распределение заряда представляет собой узкую область отрицательного заряда, окруженную двумя положительно заряженными зонами, что качественно объясняется следующим образом. Диффузия донорной компоненты происходит существенно быстрее, чем акцепторной. Поэтому профиль положительного заряда быстро сглаживается, в то время как распределение отрицательных носителей почти не изменяет своей первоначаль-

ной формы. В результате в области максимума начального распределения концентрируется отрицательный заряд, а в периферийном слое преобладает положительный. Соответственно в таком же соотношении находятся и захваченные ловушками носители, поскольку захват происходит пропорционально концентрации. Таким образом осуществляется стратификация заряда: образуется структура типа $+ - +$, причем с увеличением различия скоростей диффузии профиль становится более резким.

Такое распределение заряда создает в кристалле внутреннее электрическое поле, которое можно определить как

$$E(x) = 4\pi \int_{\infty}^x \rho(x') dx'. \quad (13)$$

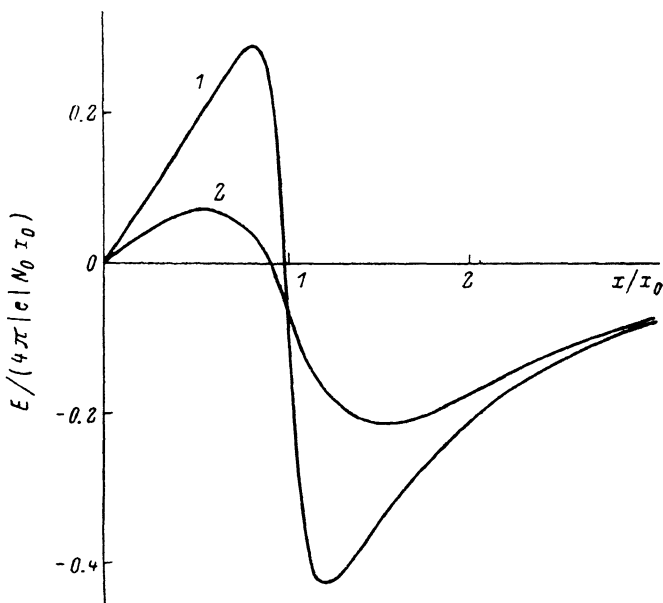


Рис. 2. Зависимость внутреннего электрического поля от расстояния до облучаемой поверхности.

$(D_e/D_i) \cdot 10^2$: 1 — 0,6, 2 — 14.

Подставляя (11) в (13) и интегрируя по x' , для произвольного начального распределения получаем

$$E = 2\pi |e| \left\{ \int_0^x n_0(z) dz [-e^{-a_i(x-z)} - e^{-a_i(x+z)} + e^{-a_e(x-z)} + e^{-a_e(x+z)}] + \int_x^{\infty} n_0(z) dz [e^{-a_i(x-z)} - e^{-a_i(x+z)} - e^{-a_e(x-z)} + e^{-a_e(x+z)}] \right\}. \quad (14)$$

В частности, при δ -функциональном начальном распределении имеем

$$E_{\delta} = 2\pi |e| N_0 x_0 \begin{cases} -e^{-a_i(x-x_0)} - e^{-a_i(x+x_0)} + e^{-a_e(x-x_0)} + e^{-a_e(x+x_0)}, & x > x_0, \\ e^{-a_i(x_0-x)} - e^{-a_i(x+x_0)} - e^{-a_e(x_0-x)} + e^{-a_e(x+x_0)}, & x < x_0. \end{cases}$$

График распределения поля представлен на рис. 2. Для положительно заряженной частицы он представляет собой последовательность ускоряющего (зона I) и запирающего (зона II) полей. Такой профиль внутреннего поля может быть использован для создания $p-n$ -переходов заданной формы и глубины залегания.

Список литературы

- [1] Вайсбурд А. Г., Вайсбурд Д. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1978. № 10. С. 159—162.
- [2] Ремизович В. С., Руденко А. И. // Атомная энергия. 1976. Т. 40. С. 64—66.
- [3] Громов В. В. Электрический заряд в облученных материалах. М., 1982. 112 с.
- [4] Bubulas L. O., Tennant W. E. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 5. P. 335—357.
- [5] Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д. Элементы математической физики. Среда из взаимодействующих частиц. М., 1973. 351 с.
- [6] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А., Темкин М. М. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М., 1985. 248 с.

Московский инженерно-физический институт

Получена 17.04.1989
Принята к печати 5.07.1989
