

ВЛИЯНИЕ U^- -ЦЕНТРОВ НА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЙ ТОК В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Гончарова А. Г., Зуев В. В.

В последние годы внимание все большего числа исследователей привлекает изучение влияния U^- -примесей на электрофизические свойства и характеристики полупроводника.

Особенностям, возникающим в условиях термодинамического равновесия, посвящено множество работ [1-3]. В то же время поведение U^- -центров в неравновесных условиях практически не исследовано. Первой работой в этом направлении была работа [4], посвященная изучению фотопроводимости, обусловленной термодонорами в кремнии, которые, по мнению авторов, обладают U^- -свойствами.

Цель нашей работы — исследовать влияние U^- -центров на термостимулированный ток (ТСТ) полупроводника теоретически.

В качестве модели U^- -примеси нами взят межузельный бор в кремнии. Наличие U^- -свойств у межузельного бора доказано экспериментально Уоткинсом [1]. В этой работе показано, что межузельный бор в Si является амфотерным U^- -центром, акцепторный уровень которого E_a на 0.37 эВ лежит ниже дна зоны проводимости E_c , а донорный E_d — на 0.13 эВ.

Если в полупроводник, кроме интересующей нас U^- -примеси, концентрация которой N , ввести более глубокую акцепторную примесь, концентрация которой N_a значительно превышает N ,

$$N_a \gg N, \quad (1)$$

то в условиях термодинамического равновесия концентрация носителей в зоне проводимости полупроводника будет определяться этой более глубокой примесью. Однако если мы при низкой температуре засветим этот полупроводник таким образом, что сможем часть электронов с глубокой примеси перевести на U^- -центры, уровни E_a и E_d , а затем снимем зависимость тока от температуры, то этот ТСТ уже будет в основном определяться параметрами U^- -центров (темпом теплового выброса электронов с U^- -примесей, начальными концентрациями заполненных перезаряженных U^- -центров).

В неравновесных условиях изменения концентрации свободных носителей Δn определяется следующим образом [5]:

$$\frac{d\Delta n}{dt} + \frac{dn_t}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}, \quad (2)$$

где $\Delta n \equiv n - n_0$, n — неравновесная концентрация носителей в s -зоне, n_0 — равновесная концентрация носителей, t — время, n_t — неравновесная концентрация электронов на примесных центрах, τ — время рекомбинации.

Выбирая соответствующие скорости нагрева β , можно добиться выполнения условия квазистационарности:

$$\Delta n \ll n_t, \quad \frac{d\Delta n}{dt} \ll \frac{dn_t}{dt}. \quad (3)$$

Тогда для U^- -центра уравнение (2) можно представить в виде

$$\frac{\Delta n}{\tau} = \alpha^-(T) N^-(T) + \alpha^0(T) N^0(T), \quad (4)$$

где $\alpha^-(T)$, $\alpha^0(T)$ — коэффициенты теплового выброса с отрицательно заряженных и нейтральных центров соответственно [6]; $N^-(T)$, $N^0(T)$ — концентрации отрицательно заряженных и нейтральных центров соответственно.

При наличии глубоких уровней, через которые проходит рекомбинация и концентрация которых превышает концентрацию U^- -центров [условие (1)],

время жизни τ можно считать независимым от перезаполнения U^- -центров [5].

В начальный момент времени после предварительной засветки имеются как нейтральные U^- -центры A_0^0 , концентрация которых $N^0(T_0)$, так и отрицательно заряженные A_0^- с концентрацией $N^-(T_0)$.

Предположим, что нагрев происходит по линейному закону

$$T = T_0 + \beta t. \quad (5)$$

Тогда концентрация центров $N^-(T)$ и $N^0(T)$ будет изменяться с температурой согласно уравнениям [5]

$$\begin{aligned} \frac{dN^-(T)}{dT} &= -\frac{1}{\beta} \alpha^-(T) N^-(T), \\ \frac{dN^0(T)}{dT} &= -\frac{1}{\beta} (\alpha^-(T) N^-(T) - \alpha^0(T) N^0(T)). \end{aligned} \quad (6)$$

В этих уравнениях неучтен повторный захват электронов на уровни. Из (4) и (6) находим зависимость неравновесных носителей от температуры:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \tau \left\{ \alpha^-(T) N^-(T_0) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^-(T')}{\beta} dT'\right) \left[1 + \frac{\alpha^0(T)}{\alpha^-(T)\beta} \int_{T_0}^T dT' \alpha^-(T') \exp \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(-\int_{T'}^T \frac{\alpha^0(T'') - \alpha^-(T'')}{\beta} dT''\right) \right] + \alpha^0(T) N^0(T_0) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^0(T')}{\beta} dT'\right) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выражение (7) верно при любом соотношении тепловых выбросов α^- и α^0 . Но в случае U^- -центра $\alpha^0 \gg \alpha^-$, что позволяет (7) преобразовать и привести к виду

$$\begin{aligned} \Delta n(T) &= \tau \left\{ N^-(T_0) \alpha^-(T) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^-(T')}{\beta} dT'\right) \left[1 + \frac{\alpha^0(T)}{\alpha^-(T)} \left(\frac{\alpha^-(T')}{\alpha^0(T') - \alpha^-(T')} \exp \times \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(-\int_{T'}^T \frac{\alpha^0(T'') - \alpha^-(T'')}{\beta} dT''\right) \right] \right] + N^0(T_0) \alpha^0(T) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^0(T')}{\beta} dT'\right) \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из этого решения видно, что второе слагаемое — вклад в ТСТ от той части примеси, которая в начальный момент времени была нейтральной (A_0^0), т. е. вклад от реакции $A_0^0 \rightarrow e + A^+$. Это слагаемое имеет максимум при температуре, характерной для энергии E_d .

Теперь рассмотрим первое слагаемое. Для удобства перепишем его в виде

$$\begin{aligned} N^-(T_0) \alpha^-(T) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^-(T')}{\beta} dT'\right) \left[1 + \frac{\alpha^0(T)}{\alpha^-(T)} \left(\frac{\alpha^-(T')}{\alpha^0(T') - \alpha^-(T')} \exp \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(-\int_{T'}^T \frac{\alpha^0(T'') - \alpha^-(T'')}{\beta} dT''\right) \right] \right] \equiv B [1 + \delta], \end{aligned} \quad (9)$$

где $B \equiv N^-(T_0) \alpha^-(T) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^-(T')}{\beta} dT'\right)$ — вклад от реакции распада отрицательного состояния A_0^- :



а δB — вклад от отрицательно заряженных U -центров при повторной ионизации, т. е. от реакции $A^0 \rightarrow e + A^+$.

Таким образом, первое слагаемое в уравнении (8) — вклад от реакции



Поскольку δ меняется в пределах от 0 до 1, скорость изменения зависит от соотношения между α^- и α^0 . В нашем случае, когда начинается ионизация отри-

цательного центра, величина δ заведомо равна единице. Тогда уравнение (8) можно переписать в виде

$$\Delta n = 2\alpha^-(T) N^-(T_0) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^-(T')}{\beta} dT'\right) + \alpha^0(T) (N^0/T_0) \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{\alpha^0(T')}{\beta} dT'\right). \quad (12)$$

Первое слагаемое будет иметь максимум при температуре, определяемой уровнем E_a . При этом концентрация неравновесных носителей в зоне Δn будет вдвое больше того, что можно было бы ожидать от ионизации отрицательного состояния в обычном случае. Такое удвоение обусловлено природой U^- -центра

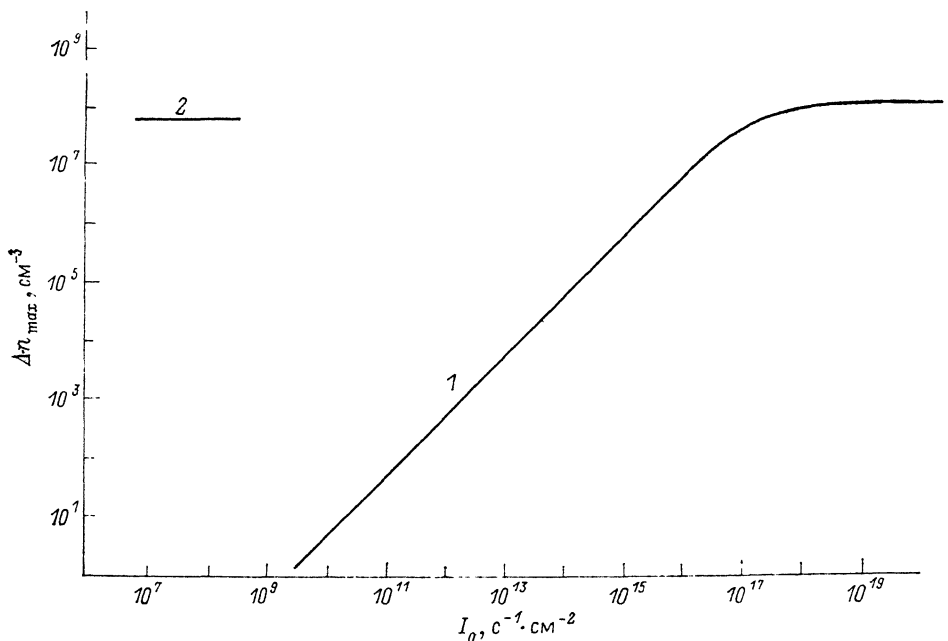


Рис. 1. Зависимость амплитуд пиков сигнала ТСТ (расчет для обычной двухуровневой примеси) от интенсивности предварительной засветки I_0 .

Концентрация двухуровневой примеси $N=1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, концентрация компенсирующей примеси $N_a=1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, скорость нагрева $\beta=1$ К/с; $\alpha^0, - = \gamma^0, - N_c \exp(-E_d, a/kT)$, где $\gamma^0=1 \cdot 10^{-7}$ см³/с, $\gamma^- = 1 \cdot 10^{-9}$ см³/с, $E_a=E_c-0.13$ эВ; $E_d=E_c-0.37$ эВ; $\tau=10^{-6}$ с. 1 — для амплитуды низкотемпературного пика; 2 — для амплитуды высокотемпературного пика.

и тем, что энергия связи второго электрона больше, чем первого. Поэтому ионизация примеси с двумя электронами может начаться с температур, для которых начинается ионизация отрицательного центра. При этих температурах распад нейтрального состояния происходит гораздо быстрее, чем отрицательного. Таким образом, можно считать, что первое слагаемое в выражении (12) описывает ТСТ центра, который выбрасывает электроны в s -зону парами: $A_0^- - 2e + A^+$.

Таким образом, термостимулированный ток при наличии U^- -центров вдвое превышает соответствующий ток от обычных центров. Эта ситуация переключается с той, которая имеет место в случае спектроскопии глубоких центров [1]. Но трудность состоит в определении начальной концентрации перезаряженных U^- -центров.

На наш взгляд, определить, обладает ли примесь U^- -свойствами по ТСТ, можно еще, исследуя зависимость сигнала ТСТ от интенсивности предварительной засветки. Различия в зависимости сигналов ТСТ от интенсивности предварительной засветки для прямого порядка и обратного следования уровней по энергии, как это имеет место для U^- -примеси, показаны соответственно на рис. 1 и 2. Эти зависимости построены в предположении, что ионизация уровней внешним излучением незначительно меняет начальное заполнение этих центров.

Так, на рис. 1 видно, что при святых ТСТ мы будем наблюдать только один высокотемпературный пик, так как после предварительной засветки с малым уровнем интенсивности в обычной двухуровневой примеси успеваеет заполнить только глубокий донорный уровень.

Для U^- -центра в случае малого уровня интенсивности предварительной засветки мы будем также наблюдать только высокотемпературный пик, который обусловлен парным выбросом электронов с донорного и акцепторного уровней U^- -примеси (рис. 2).

Если в случае обычной двухуровневой примеси интенсивности света будет достаточно для того, чтобы образовались не только нейтральные, но и отрицательные центры, то, наблюдая ТСТ, мы увидим два пика. Причем при повышении интенсивности света низкотемпературный пик растет до тех пор, пока не ока-

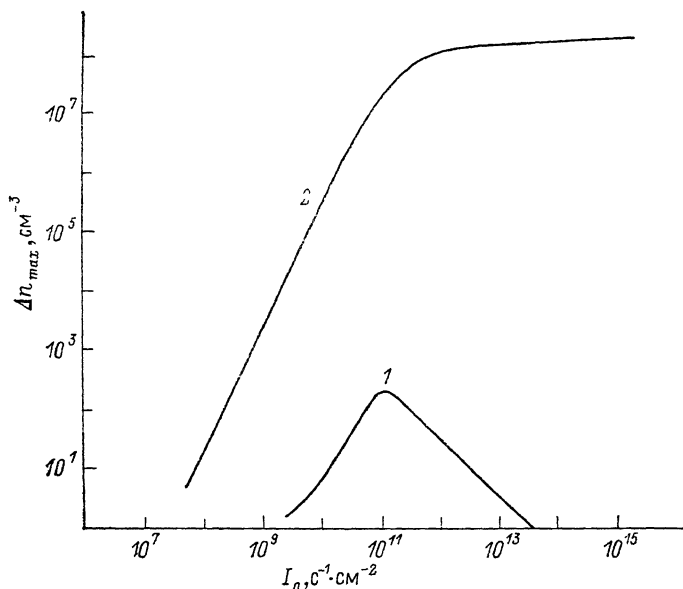


Рис. 2. Зависимость амплитуд пиков сигнала ТСТ (расчет для U^- -центра) от интенсивности предварительной засветки I_0 .

Концентрация U^- -центров $N=1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрация компенсирующей примеси $N_a=1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, скорость нагрева $\beta=1 \text{ К/с}$; $\alpha^0 = \gamma^0 = N_c \exp(-E_d, a/kT)$, где $\gamma^0=1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$; $\gamma^- = 1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$; $E_d = E_c - 0.13 \text{ эВ}$; $E_a = E_c = -0.37 \text{ эВ}$; $\tau = 10^{-6} \text{ с}$. 1 — для амплитуды низкотемпературного пика; 2 — для амплитуды высокотемпературного пика.

жется преимущественно в отрицательно заряженном состоянии вся примесь. После этого повышение интенсивности не влияет на максимальные значения пиков ТСТ (рис. 1).

Для U^- -центра при увеличении интенсивности предварительной засветки мы можем наблюдать появление низкотемпературного пика, который при еще больших интенсивностях, т. е. когда большая часть примеси заряжена отрицательно, исчезает (рис. 2).

Такое поведение низкотемпературного пика обусловлено природой U^- -центра. В самом деле, высокотемпературный пик обусловлен двойными выбросами электронов в зону проводимости в отличие от обычной двухуровневой примеси, когда ее высокотемпературный пик обусловлен выбросом только из нейтрального состояния. Таким образом, в обычном случае происходит последовательное очищение уровней, а в случае U^- -примеси выбрасываются два электрона по сути одновременно.

Таким образом, в работе показано влияние U^- -центров на ТСТ в полупроводнике. Видно, что в неравновесных условиях, так же как и в равновесных, могут ионизироваться одновременно два уровня U^- -примеси. Полученные в результате проведенных исследований зависимости амплитуд пиков ТСТ от интенсивности предварительной засветки дают один из критериев, по которому можно определить, обладает ли данная примесь U^- -свойствами.

- [1] Harris R. D., Newton J. L., Watkins G. D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 2. P. 1094—1104.
 [2] Watkins G. D., Troxel Phys. Rev. B. 1980. V. 44. N 9. P. 593—596.
 [3] Гончарова А. Г., Зуев В. В. ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. P. 660—663.
 [4] Makarenko L. F., Murin L. I. Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 145. N 1. P. 241—253.
 [5] Вергопрахов В. П., Сальман Е. Г. Термостимулированные токи в неорганических веществах. Новосибирск, 1979. 331 с.
 [6] Смит Р. Полупроводники. М., 1962. 468 с.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 4.12.1990
Принято к печати 21.03.1991

ФТП, том 25, вып 7, 1991

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЕГИРОВАННОГО МАРГАНЦЕМ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.57}\text{As}$ В УСЛОВИЯХ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОГРАНИЦЫ InP—InGaAs

Зимогорова Н. С., Карлина Л. Б., Никитин Л. П.

Свойства марганца как легирующей примеси соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и их твердых растворов являются предметом рассмотрения целого ряда работ [1^{–5}]. При изучении данной темы существенным оказывается решение как научной стороны вопроса об электронной структуре примесного центра марганца, так и практической — рассмотрение поведения марганца в материале матрицы, обусловленное спецификой его физико-химических свойств.

Так, марганец вследствие низкого давления паров и малого коэффициента диффузии в твердой фазе является перспективной акцепторной примесью при изготовлении приборных гетероструктур (ГС) с тонкими слоями [6, 7]. С другой стороны, в силу присущего марганцу свойства к комплексообразованию на гетерогранице (ГГ) могут создаваться комплексы сложной природы, включающие ионы Mn, дефекты приграничной области, ионы примеси материала подложки, что и наблюдалось в [2].

Механизмы взаимодействия ионов матрицы с примесями эпитаксиального слоя (ЭС) или дефектами вблизи эпитаксиальной границы или ГГ представляют интерес и обсуждаются до настоящего времени [8, 9].

Данная работа посвящена исследованию фотолюминесценции (ФЛ) слоев твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (Mn), выращенных па буферных, содержащих рений, слоях InP с целью выяснения возможности использования рения для подавления процессов дефектообразования в области ГГ, стимулируемых присутствием марганца.

Экспериментальные результаты

Изучаемые твердые растворы InGaAs(Mn) выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) при $T=620\text{—}615^\circ\text{C}$ как узкозонная p -область гетероструктур типа $n\text{-InP—}p\text{-InGaAs (Mn)}$ на подложках ориентациями (100), (111) А, В. Нарастивание твердых растворов обычно производилось на нелегированный или легированный рением буферный слой. Все слои InGaAs (Mn) имели дырочный тип проводимости, концентрация свободных дырок в слоях изменялась от $p \approx 10^{17}$ до $\approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, изменение подвижности составляло $\mu = 140\text{—}90 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 300 К. В процессе исследований было установлено, что при одинаковом количестве Mn, вводимого в жидкую фазу, эффективный коэффициент