

Лазерно-стимулированное перемещение границы $p-n$ -перехода в прямозонных GaAsP-структурах

© Г.А. Сукач

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
252028 Киев, Украина

(Получена 31 июля 1996 г. Принята к печати 25 октября 1996 г.)

Экспериментально обнаружено перемещение границы $p-n$ -перехода в прямозонных GaAsP-структурах, подвергнутых мощному облучению сильно поглощаемым излучением лазера. Показано, что причиной такого явления служат преимущественно диффузионные потоки ионов цинка из p - в n -область, которые проявляются в полях термоупругих напряжений, обусловленных значительными градиентами температуры. Установлены зависимости величин перемещения $p-n$ -перехода от параметров лазерного облучения.

Управление параметрами полупроводниковых приборов после их изготовления актуально в связи с требованиями, предъявленными современной микро- и оптоэлектроникой, в частности, к качеству их выпрямляющих ($p-n$ -переходов) и невыпрямляющих (низкоомных омических) контактов. Исследованию процессов и механизмов перемещения $p-n$ -переходов, изготовленных, как правило, методом изотермической диффузии, во внешних термических, электрических, оптических и радиационных полях посвящено много работ (см., например, [1–4]). Общей чертой всех этих работ было то, что перемещение $p-n$ -перехода осуществлялось в стационарных (не градиентных) температурных [1], фотонных [2] и радиационных [3] полях. Движущей силой перемещения $p-n$ -перехода являлся, как правило, исходный градиент концентрации легирующей примеси [1–5]. При этом смещение $p-n$ -перехода, обусловленное внешними стационарными полями, осуществлялось в направлении градиента легирующей примеси.

С нашей точки зрения, более интересным представляется случай исследования процессов и механизмов перемещения $p-n$ -переходов во внешних градиентных полях, обусловленных, в частности, облучением полупроводниковой структуры сильно поглощаемым излучением лазера. В этом случае может проявиться качественно новая ситуация за счет большего числа возможностей управления параметрами полупроводниковой структуры.

Цель настоящей работы — исследование процессов и механизмов перемещения $p-n$ -переходов во внешних полях, обусловленных градиентом температуры и связанных с ним термоупругими напряжениями.

1. Образцы, методики и результаты эксперимента

Исследовались экспериментальные образцы $p-n$ -переходов на основе GaAsP, выращенные по хлоридно-гибридной технологии [6] на подложке n -GaAs с промежуточным слоем n -GaAsP переменного состава и n -слоем GaAs_{1-x}P_x ($x \simeq 0.35 \div 0.38$) постоянного состава, толщиной $d \simeq 10$ мкм. Концентрация теллура

в нем (N_d) соответствовала концентрации электронов $n_0 = (2 \div 4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Электронно-дырочный переход на глубине $w_0 \simeq 2.5$ мкм создавался изотермической диффузией акцепторной примеси цинка (с концентрацией N_a) из газовой фазы в предварительно отожженный n -GaAs_{1-x}P_x. Для того чтобы область пространственного заряда (ОПЗ) располагалась преимущественно в p -области, легирование структуры осуществлялось таким образом, что поверхностная концентрация цинка в подконтактной области не превышала величины $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а концентрация дырок в объеме была $p_0 \simeq (1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и убывала до величины $p_0 = n_0$ на границе $p-n$ -перехода. Площадь поверхности образца составляла величину $0.35 \times 0.35 \text{ мм}^2$.

В качестве источника градиента температуры использовалась вторая гармоника неодимового лазера, работающего в режиме модулированной добротности (длина волны излучения $\lambda = 0.53$ мкм, длительность импульса $t_i = 40$ нс, коэффициент поглощения света $\alpha \geq 10^5 \text{ см}^{-1}$). Облучение всей поверхности образца осуществлялось в направлении, перпендикулярном площади $p-n$ -перехода, потоком фотонов, не приводящим к разрушению поверхности материала (энергия в импульсе $E \lesssim 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$). С целью устранения влияния электрического поля потенциального барьера на процессы диффузии примесей лазерному облучению подвергались $p-n$ -переходы в режиме короткого замыкания.

Профиль доминирующей в p -области примеси, несущий в себе информацию о глубине $p-n$ -перехода, исследовался путем анализа дифференциальных вольт-фарадных характеристик (dC/dV -характеристик) и с помощью двухчастотного метода измерения емкости обратно смещенного диода на разностной частоте [7,8]. Контрольные эксперименты по определению положения $p-n$ -перехода осуществлялись с применением методик косоугольного шлифа и растровой электронной микроскопии.

На рис. 1 представлен профиль концентрации доминирующей в высокоомной p -области примеси ($N_a^* = N_a - N_d \simeq p_0$) до и после лазерного облучения ($E = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$) $p-n$ -структуры на основе GaAsP. Для наглядности отсчет расстояний производился от внешней поверхности эпитаксиального p -слоя. Здесь

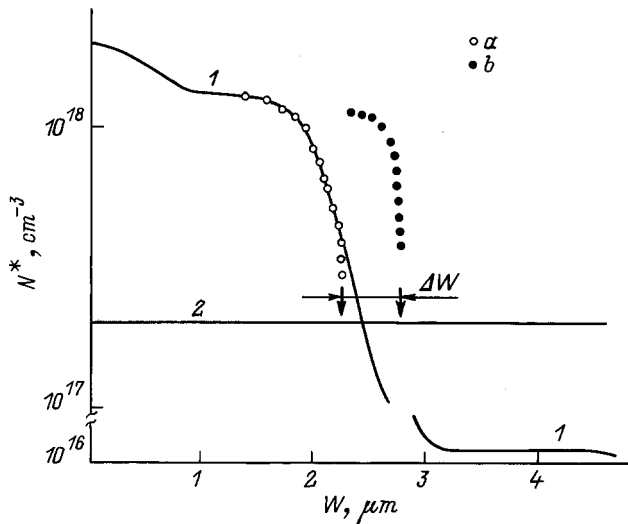


Рис. 1. Профили распределения цинка до (а) и после (b) облучения p - n -перехода лазерным импульсом. Режим облучения: $\lambda = 0.53$ мкм, $E = 2 \cdot 10^{-2}$ Дж/см², $t_i = 4 \cdot 10^{-8}$ с, $K = 100$. Сплошные линии — характерное распределение атомов цинка (1) и теллура (2) в исходных образцах.

же схематически показан характерный фронт легирования цинком, состоящий из быстродействующей части высокой концентрации и двух "полочек" [5]. Положение p - n -перехода определялось по точке перехода от ОПЗ к полностью компенсированной области — резкий спад профиля примеси, переходящий в обрыв (на рис. 1 отмечено вертикальными стрелками). Видно, что после облучения импульсами числом $K = 100$ p - n -переход перемещается в глубь n -области на расстояние $\Delta w = 0.550 \pm 0.002$ мкм (с глубины $w_0 = 2.25$ мкм). Кроме того, после лазерного облучения наблюдалось увеличение крутизны зависимости $N_a^*(w)$ (изменение энергии мало сказывалось на форме профиля) и незначи-

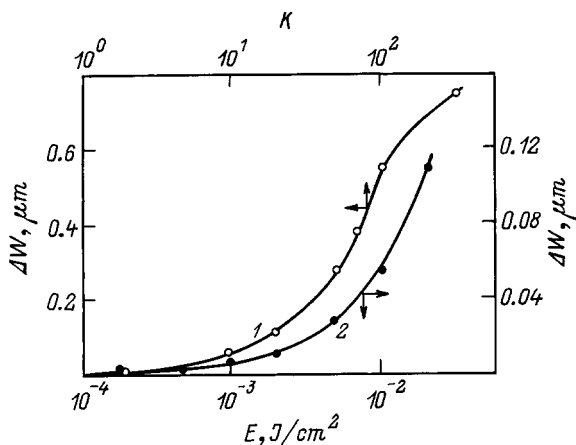


Рис. 2. Зависимость величины смещения p - n -перехода в глубь n -области от количества импульсов лазерного облучения при $E = 2 \cdot 10^{-2}$ Дж/см² (1) и энергии в импульсе при $K = 20$ (2).

тельное уменьшение N_a^* на участке насыщенной кривой. На рис. 2 представлены зависимости величины смещения Δw от энергии и числа импульсов облучения. Видна линейная связь $\Delta w(E)$ и тоже линейная, но переходящая в сублинейную (при $K > 100$), зависимость $\Delta w(K)$. Отметим, что во всех случаях наблюдалась тенденция движения p - n -перехода в одну и ту же сторону (в глубь n -GaAs_{1-x}P_x).

2. Обсуждение результатов эксперимента

Неизменность знака и линейный характер зависимости $\Delta w(E)$ свидетельствуют о том, что механизм смещения p - n -перехода при лазерном облучении остается неизменным во всем диапазоне изменения энергий (вплоть до разрушения материалов). Известно, что в области энергий, не приводящих к разрушению полупроводникового материала, лазерное облучение сопровождается когерентной генерацией активных гиперзвуковых волн, плазмы, дефектов вакансионного и межузельного типов, снижением потенциальных барьеров, перезарядкой примесей, а также неоднородным по объему и времени нагревом. Однако в нашем случае или превалирующим является какой-то один механизм, или их совокупность действует в одном направлении.

Поскольку p - n -переходы облучались в коротко-замкнутом состоянии, основными внешними факторами их перемещения являются градиентные, механические (за счет термоупругих напряжений) или температурные поля (факторы электрического характера сведены к минимуму).

Облучение полупроводниковой структуры мощным потоком фотонов из области собственного поглощения приводит к созданию неоднородной плотности точечных дефектов вакансионно-межузельного типа в объеме материала, что всегда в сплошном твердом теле с ограниченной возможностью его расширения приводит к искажению кристаллической структуры и возникновению внутренних механических напряжений. Такая ситуация способствует аномально резкому ускорению процессов диффузии примесей [9]. Генерация гиперзвуковых волн также действует в этом направлении. Диффузия примесных атомов осуществляется под действием механической силы F_G пластической деформации [10,11],

$$F_G = \frac{4}{3} \frac{1 - \nu^2}{(1 - 2\nu)^2} G(\Omega_i - \Omega_0) \nabla(\beta T), \quad (1)$$

где ν — коэффициент Пуассона, G — модуль сдвига, Ω_0 и Ω_i — элементарный объем атома основного вещества и примеси соответственно, ∇ — оператор Пуассона, β — коэффициент линейного термического расширения полупроводникового материала, T — температура.

С другой стороны, при неоднородном нагреве, обусловленном огромными температурными градиентами, в твердом теле возникают силы, увлекающие атомы

примесей из горячих мест в холодные. Проявление термодиффузии акцепторной примеси алюминия, осажденного на поверхности n -Si, в поле градиента температуры наблюдалось в работе [12]. Выражение для термической силы (F_T), действующей на атом примеси, имеет вид [11]

$$F_T = -\frac{1}{3}\Omega_0 C \langle \sigma_0 / \sigma_i \rangle \nabla T, \quad (2)$$

где C — теплоемкость материала, $\langle \sigma_0 / \sigma_i \rangle$ — усредненное отношение сечений рассеяния фононов атомами основного вещества и примеси соответственно.

Здесь необходимо отметить, что физический формализм воздействий на примесный атом термодинамических и деформационных факторов идентичен.

Скорость движения атомов примеси в полях термоупругих напряжений и градиента температуры [5,11]

$$V = \frac{D}{kT} (F_G + F_T) \quad (3)$$

зависит от соотношения сил F_G и F_T . В выражении (3) D — коэффициент диффузии.

Оценки сил F_G и F_T с использованием выражений (1) и (2) показали, что при приведенных выше параметрах лазерных импульсов сила упругой деформации по модулю всегда превышает термическую силу. Значит, направление потока легирующей примеси зависит от знака разности ($\Omega_i - \Omega_0$).

Проанализируем данные по изменению профиля распределения Zn после лазерного облучения (рис. 1). Поскольку, с одной стороны, диффузионный поток J связан с концентрацией примеси N прямо пропорциональной зависимостью [5]

$$J = VN \quad (4)$$

и, с другой стороны, из выражений (1)–(3) видно, что $V \sim \text{grad}T$, то в той области, где имеют место наибольшие величины N и $\text{grad}T$, скорость движения акцепторов (ионы цинка на местах галлия — Zn_{Ga}^-) максимальна. Значит, по мере роста интегрального потока лазерного облучения будет наблюдаться увеличение крутизны профиля $N^*(\Delta w)$ — рис. 1.

Перейдем теперь к обсуждению механизмов перемещения $p-n$ -перехода при лазерном облучении неоднородно легированной GaAsP-структуры сильно поглощаемым светом в сопоставлении с результатами численного анализа процессов, возникающих в однородно легированном полупроводнике при импульсном лазерном нагреве [11].

В нашем случае ионный радиус акцепторов Zn_{Ga}^- несколько превышает ковалентный радиус атомов Ga [13], т.е. $\Omega_i > \Omega_0$. Значит, примесь Zn_{Ga}^- будет двигаться по направлению градиента температуры. Численные оценки показали, что максимальный градиент температуры (его величина достигает значений 10^5 К/см [11,12]) расположен на расстоянии $l_0 = (4\lambda\rho^{-1}C^{-1}t_i)^{1/2} \leq 0.1$ мкм от поверхности p -GaAsP. С учетом резкой температурной зависимости $\lambda \sim T^{-m}$, где $m = 1 \div 2$ [14], это

неравенство усиливается. Следовательно, ионы Zn_{Ga}^- от плоскости l_0 под действием суммарной силы $F_G + F_T$ движутся, во-первых, к поверхности полупроводниковой структуры, образуя высоколегированный поверхностный p^+ -слой¹, и, во-вторых, в глубь полупроводниковой структуры, способствуя диффузии профиля цинка, а значит, и перемещению $p-n$ -перехода от поверхности в глубь n -области GaAsP.

Поскольку в p -области GaAsP-структуры концентрация межузельных атомов цинка (Zn_i^+) на 2 и более порядков меньше, чем концентрация ионов Zn_{Ga}^- [5], вкладом их в общий поток можно пренебречь. Однако отметим, что, поскольку ионный радиус Zn_i^+ меньше ковалентного радиуса Ga [13], то перемещение фронта Zn_i^+ обратно направлению градиента температуры и эта примесь диффундирует к плоскости l_0 . Особенно важен этот момент для второй полочки профиля цинка, обусловленной диссоциативным механизмом диффузии [5]. При этом межузельные атомы цинка, проникшие на стадии изготовления далеко в глубь n -области GaAsP-структуры, диффундируют в поле хотя и значительно меньшего градиента температуры, но к $p-n$ -переходу. По мере продвижения к поверхности они, встречая вакансии галлия, появляющиеся в результате лазерного облучения, способны, хотя и в значительно меньшей степени, чем Zn_{Ga}^- , перемещению $p-n$ -перехода в глубь n -области.

Что касается перемещения второй легирующей примеси — теллура (ионы Te_{As}^+ или Te_P^+), концентрация которой по всей глубине GaAsP-структуры в исходных образцах постоянно и остается неизменной ($N_d \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³), то ее ионный радиус больше ковалентного радиуса как As (1.21 нм), так и P (1.10 нм) [13]. Значит, теллур диффундирует по направлению градиента температуры. Движение ионов теллура к p -поверхности не дает практически никакого вклада (ввиду того, что $N_{Zn} \gg N_{Te}$) в величину удельного контактного сопротивления. Движение же теллура от плоскости l_0 в направлении n -GaAsP проявляется наиболее существенным образом вблизи границы n - и p -областей. Такая ситуация приводит к незначительному смещению $p-n$ -перехода в сторону p -поверхности полупроводниковой структуры (ввиду малости градиента T в окрестности $p-n$ -перехода). Это способствует также незначительному увеличению минимальной концентрации доминирующей примеси, которая фиксируется на границе перехода от ОПЗ к компенсированной области после лазерного облучения (на рис. 1 отмечено вертикальными стрелками). Поскольку в p -области $N_{Zn} \gg N_{Te}$ и существует различие градиентов температуры в областях максимального проявления диффузионных процессов, связанных с этими примесями, поток ионов цинка значительно интенсивнее потока ионов теллура. В результате должно иметь место перемещение границы $p-n$ -перехода в глубь n -GaAsP,

¹ Об этом свидетельствует уменьшение поверхностного сопротивления растекания после лазерного облучения $p-n$ -перехода на основе GaAsP, измеренного на тестовых структурах.

что и наблюдается на эксперименте (см. рис. 1 и 2). При этом увеличение температуры и термоупругих напряжений способствует тому, что коэффициенты диффузии примесей значительно превосходят таковые не только для стационарного случая, но и для случая диффузии этих примесей в жидкости (на $3 \div 4$ порядка [9]).

Оценка скорости перемещения ионов цинка в поле упругих напряжений дала величину $V \simeq 14$ см/с. Отметим, что в расчетно-теоретической работе [11] максимальная величина скорости переноса примесных атомов меди достигала значений $V \simeq 180$ см/с. Однако скорость, по результатам численных расчетов [11], резко падала по мере удаления от области максимального градиента температуры. Таким образом, полученные нами экспериментальные значения V хорошо укладываются в модель термоупругого взаимодействия примесей с решеткой полупроводника.

Перемещение границы p - n -перехода в глубь n -GaAs $_{1-x}$ P $_x$ наблюдалось в работе [3] после облучения прямозонных структур потоком быстрых нейтронов, пронизывающих полупроводниковый материал практически без ослаблений. Однако физические механизмы перемещений p - n -переходов в этих двух случаях различны. При нейтронном облучении основной причиной перемещения p - n -перехода является равномерная генерация вакансий галлия по всему объему полупроводниковой структуры. Такая ситуация способствует перемещению ионов Zn $_{Ga}^-$ под действием градиента концентрации и потоков ионов, связанных с внутренним встроенным электрическим полем. В случае лазерного облучения сильно поглощаемым светом имеет место экспоненциальное уменьшение интенсивности проникающего в образец излучения, а значит, и создаваемых им вакансий, в частности, галлия. Следовательно, вклад механизма, связанного с генерацией вакансий галлия, по мере приближения к геометрической границе между p - и n -областями ослабевает (на глубине $w_0 = 2.25$ мкм приблизительно в 10^{10} раз).

Таким образом, на основании выполненных исследований можно сделать вывод о том, что основной механизм перемещения p - n -перехода при облучении его сильно поглощаемым светом связан с термоупругими напряжениями, обеспечивающими аномально ускоренную диффузию ионов цинка в процессе пластической деформации. Обнаруженные явления показали возможность получения p - n -переходов с рядом заданных свойств.

Список литературы

- [1] Э.Л. Савин, Б.И. Болтакс. ФТП, **5**, 1331 (1971).
- [2] Б.И. Болтакс, С.М. Городецкий, Т.Д. Джафаров, Г.С. Куликов, Р.Ш. Малкович. ФТТ, **13**, 3420 (1971).
- [3] Г.А. Сукач. ФТП, **27**, 697 (1993).
- [4] А.В. Двуреченский, Г.А. Качурин, Е.В. Нидаев, Л.С. Смирнов. *Импульсный отжиг полупроводниковых материалов* (М., Наука, 1982).
- [5] Б.И. Болтакс. *Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [6] М.М. Артамонов, Е.Н. Вигдорович, В.А. Федоров. Электрон. техн. Материалы, вып. 8, 63 (1977).
- [7] Л.С. Берман. *Емкостные методы исследования полупроводников* (Л., Наука, 1972).
- [8] И.Б. Пузин. ПТЭ, N 4, 155 (1983).
- [9] Л.Н. Ларииков, В.М. Фальченко, В.Ф. Мазанко, С.М. Гуревич, Г.К. Харченко, А.И. Игнатенко. ДАН СССР, **221**, 1073 (1976).
- [10] Дж. Эшебли. *Континуальная теория дислокаций* (М., ИЛ, 1963).
- [11] В.П. Воронков, Г.А. Гурченко. ФТП, **24**, 1831 (1990).
- [12] В.И. Фистуль, А.М. Павлов. ФТП, **17**, 854 (1983).
- [13] С.С. Стрельченко, В.В. Лебедев. *Соединения A³B⁵. Справочник* (М., Металлургия, 1984).
- [14] А.Л. Захаров, Е.И. Асвадунова. *Расчет тепловых параметров полупроводниковых приборов* (М., Радио и связь, 1983).

Редактор Л.В. Шаронова

Laser-induced shift of a p - n junction boundary in direct-gap GaAsP structures

G.A. Sukach

Institute of Semiconductor Physics,
Ukrainian Academy of Sciences,
252028 Kiev, the Ukraine

Abstract The p - n junction boundary shift has been found experimentally in the direct-gap GaAsP structures treated by a strongly absorbed laser radiation. It is shown that this phenomenon is caused primarily by the diffusion fluxes of Zn ions from the p to n region, which manifest themselves in the fields of thermoelastic stresses induced by significant temperature gradients. The dependence of the p - n junction shift on the laser parameters has been established.