

05.2;06.3;07;12

ТРАНСФОРМАЦИЯ В СИСТЕМЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ВЫЗВАННАЯ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© В.П.Кладько, С.В.Пляцко

Лазерно-стимулированное перераспределение собственных и примесных дефектов в полупроводниковых кристаллах в значительной степени определяется соотношением энергий кванта лазерного излучения ($h\omega$) и ширины запрещенной зоны (E_g). В случае, когда лазерное излучение находится в области фундаментального поглощения ($h\omega > E_g$), изменение свойств полупроводника происходит в основном в приповерхностном слое ($h \simeq 10-40$ мкм) за счет генерации макроскопических структурных преобразований с рождением и уничтожением как точечных, так и протяженных областей структурных дефектов. Принято считать, что механизм лазерно-стимулированной трансформации ($h\omega > E_g$) приповерхностных свойств кристалла является тепловым [1,2] и практически не зависит от длины волны, а определяется плотностью мощности и длительностью импульса лазерного излучения.

В случае же когда матрица кристалла прозрачна для лазерного излучения ($h\omega < E_g$), преобразования в системе точечных дефектов имеют объемный характер и не связаны с термическими процессами миграции собственных и примесных компонент в кристаллической решетке [3,4].

В настоящей работе исследованы электрофизические свойства, а также стехиометрия с помощью квазизапрещенных рентгеновских отражений (КЗРО) в широкозонных полупроводниках GaAs, GaAs:Sn, GaAs:Te, подвергнутых воздействию лазерного инфракрасного (ИК) излучения ($h\omega < E_g$, где $h\omega = 0.118$ эВ, $E_g = 1.5$ эВ — ширина запрещенной зоны GaAs). Плотность мощности лазерного излучения была значительно ниже порога теплового разрушения кристалла ($10 < W < 45$ Вт/см²). Температура кристаллов при облучении контролировалась и не превышала $T < 150^\circ\text{C}$. Толщина образцов составляла 0.35–4 мм. Все исследованные кристаллы имели химически обработанные поверхности, ориентированные по (100).

Интегральная отражательная способность (ИОС) КЗРО измерялась на двухкристальном рентгеновском спектроме-

тре по схеме $(n, -m)$ с использованием $\text{Cu K}\alpha$ -излучения и отражения 200. Размеры исследуемых областей составляли 50×500 мкм. Погрешность измерения ИОС в режиме накопления была не больше 0.3%. Этот метод является чувствительным к изменениям стехиометрии кристаллов [5,6]. ИОС пропорциональна структурному фактору F , выражение для которого для КЗРО типа $h+k+l = 4n+2$ ($n = 0, 1, 2, \dots, hkl$ — индексы Миллера) имеет вид

$$F = 4 \cdot (c_{\text{Ca}} \cdot f_{\text{Ca}} - c_{\text{As}} \cdot f_{\text{As}}), \quad (1)$$

где $f_{A(B)}$ — функция атомного рассеяния с дисперсионными поправками, $c_{A(B)}$ — атомная доля атомов A(B) в решетке.

Для идеального кристалла $c_{\text{Ga}} = c_{\text{As}} = 1$. Анализ формулы (1) показывает, что ИОС КЗРО будет увеличиваться по отношению к идеальному кристаллу при $c_{\text{As}} > c_{\text{Ca}}$ и уменьшаться при $c_{\text{As}} < c_{\text{Ga}}$. Изменение ИОС ΔR_i характеризуется изменением концентрации компонент

$$\Delta R/R = k \cdot (c_{\text{As}} - c_{\text{Ga}}), \quad (2)$$

где k — константа, зависящая от типа отражения и вида излучения. Расчеты показывают, что при точности измерения ИОС 0.3% для $\text{CuK}\alpha$ -излучения можно определить отклонение $c_{\text{As}} - c_{\text{Ga}}$ на уровне $1.2 \cdot 10^{-4}$.

Исследуемые кристаллы были близки к стехиометрическому составу с незначительным отклонением в сторону избытка атомов As. Образцы имели конфигурацию двойного холмовского креста. Облучению подвергалась половина образца. Вторая половина использовалась для тестового контроля.

Основные результаты работ приведены на рис. 1. Лазерное ИК излучение мощностью $W = 20$ Вт/см², взаимодействуя с кристаллом GaAs:Te (кривая 1, $n_{300} = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³), уменьшало ИОС R_i приблизительно на 2% в течение двух часов облучения. Дальнейшее увеличение времени взаимодействия ($W = 20$ Вт/см²) не приводило к заметным изменениям ИОС. Удвоение мощности лазерного излучения ($W = 40$ Вт/см²) вызывало резкое падение ИОС. При этом следует отметить, что ИОС пересекает эталонное значение $R_i = 1$, соответствующее стехиометрическому составу, что говорит о лазерно-стимулированном отклонении стехиометрии кристалла в сторону избытка Ga. Аналогичные изменения (уменьшение ИОС) наблюдались в кристаллах GaAs:Te с меньшей концентрацией примеси теллура ($n_{300} = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³), но в этом случае ($W = 50$ Вт/см²) зависимость R_i от времени облучения не пересекает стехиометрическое значение ИОС (кривая 2, рис. 1).

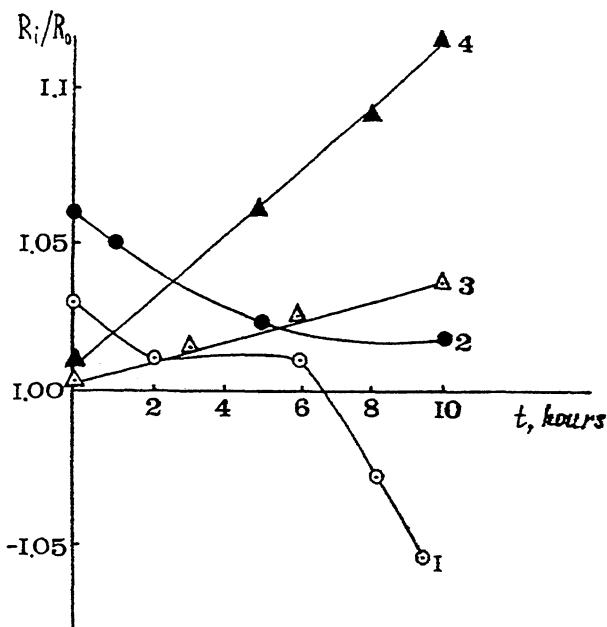


Рис. 1. Зависимость отношения ИОС R_i/R_0 от времени ИК облучения для образцов GaAs, легированных: 1, 2 — теллуrom, 3, 4 — оловом. R_0 — значение ИОС для стехиометрического кристалла.

Как видно из рисунка (кривые 3, 4), лазерно-стимулированные преобразования в GaAs с различной концентрацией примеси олова приводят, в противоположность GaAs:Te, к возрастанию ИОС, что соответствует увеличению отклонения от стехиометрии в сторону избытка атомов As. Однако достичь области насыщения в зависимости $R_i(t)$ не удалось.

Анализ зависимостей ИОС R_i от времени лазерного облучения говорит о том, что лазерно-стимулированное перераспределение в системе точечных дефектов зависит от времени облучения, мощности лазерного излучения, концентрации и природы введенной примеси.

ИОС на противоположной облучаемой стороне кристалла в пределах ошибки измерения повторяла зависимость $R_i(t)$ от облучаемой стороны, что свидетельствует об объемных изменениях в кристалле.

Исследования коэффициента Холла в зависимости от времени облучения кристаллов GaAs:Te ($n_{300} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), GaAs:Sn ($n_{300} = 1.32 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_{300} = 8.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$), которые изначально обладали *n*-типом проводимости (Sn и Te-мелкие доноры в узле Ga и As соответственно), коррели-

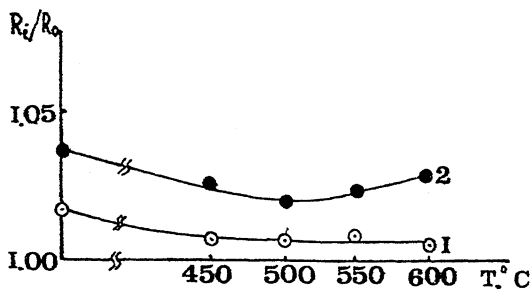


Рис. 2. Зависимости R_i/R_0 от температуры изохронного отжига ($t_{\text{отж}} = 1$ ч): 1 — GaAs, легированный Te; 2 — GaAs, легированный Sn.

руют с ИОС. В кристаллах GaAs:Te концентрация электронов в процессе облучения возрастала $n_{300} = (3-8) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в кристаллах GaAs:Sn уменьшалась. Более того, с увеличением дозы лазерного излучения образцы GaAs, легированные Sn, изменяли тип проводимости с электронного на дырочный $p_{300} = 7.9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $p_{300} = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ соответственно для двух разных концентраций примеси олова. Концентрация носителей тока и тип проводимости в необлучаемой части образца оставались изначальными, но после воздействия лазерного излучения и в этой части образца происходила инверсия типа проводимости.

С целью определения влияния термического нагрева на распределение дефектов в матрице GaAs был проведен изохронный отжиг таких же образцов в диапазоне температур $100-600^\circ\text{C}$ с интервалом 50°C . На рис. 2 приведена зависимость R_i от температуры отжига образцов. Видно, что влияние термического разогрева в данном диапазоне температур незначительно и даже качественно не коррелирует с лазерно-стимулированным изменением R_i .

Экспериментально полученные результаты указывают на то, что в кристаллах GaAs:(Sn,Te) существуют электрически нейтральные и недифрагирующие области собственных и примесных компонент. Лазерное излучение ($h\omega < E_g$) разрушает эти области, что приводит к появлению в матрице кристалла одиночных атомов (ионов) и их миграции в поле электромагнитной волны лазерного излучения по узлам и междоузлиям решетки.

Лазерно-стимулированные преобразования точечных дефектов не являются тепловыми, поскольку, как отмечалось выше, термический отжиг в таких же условиях не приводит к такому эффекту. Это также подтверждается более ранними исследованиями лазерно-стимулированной трансформации физических свойств полупроводниковых соеди-

нений A^4B^6 . В нашем случае различие в поведении R_i , а также в изменении концентрации свободных носителей тока при лазерном облучении кристаллов GaAs:(Sn,Te) возможно только в случае, когда преобладающим является механизм лазерно-стимулированной трансформации примесной подсистемы. Более того, поскольку практически все узлы металлической подрешетки заняты, примесь Sn заполняет вакансии As, что приводит к инверсии типа проводимости (Sn в подрешетке As — акцептор) и к росту R_i , а примесь Te заполняет вакансии в подрешетке металла (Te в подрешетке Ga — донор), что вызывает рост концентрации электронов и уменьшение R_i .

Аналогичный цикл исследований проведен также на монокристаллах GaAs:(Sn, Te, Zn) с несимметрично обработанными поверхностями. Зависимость $R_i(t)$ имеет быстро осциллирующий характер, поскольку механически обработанная поверхность является аккумулятором точечных дефектов, которые также активно взаимодействуют с лазерным ИК излучением.

Список литературы

- [1] *Кашкаров П.К., Петров В.И., Птицын Д.В. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 2080–2082.*
- [2] *Деуреченский А.В., Качурин Г.А., Нудаев Е.В., Смирнов Л.С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982. 208 с.*
- [3] *Gromovoj Yu.S., Plyatsko S.V., Sizov F.F. // Materials Letters. 1989. V. 8. N 11, 12. P. 495–499.*
- [4] *Plyatsko S.V., Sizov F.F., Darchuk S.D. // Materials Letters. 1989. V. 6. N 4. P. 116–118.*
- [5] *Fujimoto I. // Jap. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 5. P. 1287–1289.*
- [6] *Кладько В.П. // УФЖ. 1994. Т. 39. № 3. С. 22–25.*

Институт
физики полупроводников
НАН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
4 мая 1995 г.