

## ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОБЛУЧЕННОМ $\gamma$ -КВАНТАМИ $^{60}\text{Co}$ , НЕЛЕГИРОВАННОМ GaAs n-ТИПА

*Ф.П.Коршунов, Н.Ф.Курилович, Т.А.Прохоренко, В.К.Шешолко,  
Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, г. Минск, Беларусь;  
Ю.А.Бумай  
Белорусская государственная политехническая академия, г. Минск, Беларусь*

Досліджено вплив попередньої обробки у водневій плазмі (гідрогенізація) на явища розсіяння носіїв заряду у нелегірованому арсеніді галію n-типу з  $n_0 \cong (5 \dots 7) / 10^{15} \text{ см}^{-3}$  та  $\mu_0 \cong (5 \dots 6) / 10^3 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , опромінену  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Проведено порівнянне експериментально отриманих залежностей  $\mu(T)$  (Тз розрахунковими) у температурнім інтервалі 77...291 К для негідрогенізованих та гідрогенізованих неопромінених та опромінених  $\gamma$ -квантами кристалів. Показано, що основним механізмом розсіяння, що визначає рухливість носіїв заряду в опромінену негідрогенізованому матеріалі є розсіяння на заряджених центрах, якими є радіаційні дефекти в опромінену  $\gamma$ -квантами GaAs; можлива присутність двократно іонізованих дефектів. Роль розсіяння носіїв заряду на іонізованих центрах в опромінених тією ж самою дозою  $\gamma$ -квантів гідрогенізованих попередньо кристалів n-GaAs значно менша, ніж у негідрогенізованих кристалах. Це означає, що концентрація розсіюючих заряджених дефектів радіаційного походження у гідрогенізованих кристалах значно нижча, ніж у необроблених у водневій плазмі внаслідок пасивування їх воднем.

Исследовано влияние предварительной обработки в водородной плазме (гидрогенизации) на процессы рассеяния носителей заряда в нелегированном арсениде галлия n-типа с  $n_0 \cong (5 \dots 7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu_0 \cong (5 \dots 6) \cdot 10^3 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , облученном  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Проведено сравнение экспериментально полученных зависимостей  $\mu(T)$  с расчетными в температурном интервале 77...291 К для негидрогенизованных и гидрогенизованных необлученных и облученных  $\gamma$ -квантами кристаллов. Показано, что основным механизмом рассеяния, определяющим подвижность носителей заряда в облученном негидрогенизованном материале, является рассеяние на заряженных центрах, какими являются радиационные дефекты в облученном  $\gamma$ -квантами GaAs; возможно присутствие двукратно ионизованных дефектов. Роль рассеяния носителей заряда на ионизованных центрах в облученных той же дозой  $\gamma$ -квантов гидрогенизованных предварительно кристаллах n-GaAs значительно меньше, чем в негидрогенизованных кристаллах. Это означает, что концентрация рассеивающих заряженных дефектов радиационного происхождения в гидрогенизованных кристаллах значительно меньше, чем в необработанных в водородной плазме, из-за пассивации их водородом.

The pretreatment in hydrogen plasma ( the hydrogenation ) influences on the charge carrier dissipation processes in the non-alloyed gallium arsenide of n-type with  $n_0 = (5 \dots 7) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  and  $\mu_0 = (5 \dots 6) \cdot 10^3 \text{ cm}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$  irradiated by  $\gamma$ -quanta  $^{60}\text{Co}$  was studied . The comparison of experimental dependence  $\mu ( T )$  with the designed one in the temperature range 77...291 K for non-hydrogenized and hydrogenized non irradiated and  $\gamma$ - quantum irradiated crystals was carried out . It is shown that the main dissipative mechanism that determine the charged carrier mobility in the non hydrogenized material is the dissipation on the charged centers - the radiation defects in the  $\gamma$ - quantum irradiated GaAs ; the presence of double ionized defects is possible . The effect of charged carrier dissipation on the ionized centers in the irradiated by the same  $\gamma$ - quantum dose of prehydrogenized n-GaAs crystals is considerably lower than in the non-hydrogenized crystals . It means that the concentration of dissipative charged defects of radiation origin in the hydrogenized crystals is lower than that in the crystals not treated in the hydrogen plasma due to their passivation by hydrogen

Одним из основных свойств, определяющих применение арсенида галлия для создания СВЧ-приборов электронной техники, является довольно высокая подвижность носителей заряда  $\mu$ . Величина подвижности носителей заряда в кристалле определяется набором различных механизмов рассеяния носителей заряда. Среди них рассеяние на колебаниях решетки, на ионизованных примесях (заряженных дефектах), на дислокациях, на неоднородностях,

электрон-электронное рассеяние и другие. Различного рода воздействия на кристалл, в том числе и обработка кристалла в водородной плазме (гидрогенизация), а также облучение ионизирующими излучениями приводят к изменению его дефектного состава, что отражается на процессах рассеяния носителей заряда, а следовательно, на их подвижности. В последние годы опубликовано достаточно большое количество работ по исследованию влияния водоро-

да на свойства кристаллов кремния а также пассивации водородом дефектов в кремнии, в том числе и радиационных. Что касается арсенида галлия, то подобных работ опубликовано значительно меньше, и они, главным образом, посвящены вопросам пассивации водородом собственных дефектов в эпитаксиальных пленках [1-5]. В данной работе исследуется влияние водорода на процессы рассеяния носителей заряда в монокристаллах GaAs, облученных  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ .

В качестве объекта исследования были использованы кристаллы нелегированного арсенида галлия *n*-типа проводимости с концентрацией основных носителей заряда  $n \cong (5...7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\mu \cong (5...6) \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  (при  $T = 291 \text{ К}$ ). Концентрация и подвижность носителей заряда определялись из измерений эффекта Холла и электропроводности по стандартной методике в температурном интервале 77...291 К. Толщина исследуемых образцов составляла около 1 мм. Обработка водородом объемных образцов GaAs выполнялась в плазме тлеющего разряда в реакторе для ионной очистки установки ВУП-5 при напряжении между электродами 700 В, плотности тока 44 мкА/см<sup>2</sup>, температуре образцов, расположенных непосредственно на катоде, 400°C в течение 4 ч. Через 10 мин после выключения разряда (после остывания до 250°C) кристаллы извлекались из реактора. Доза атомарного водорода, внедренного в образцы,  $4,0 \cdot 10^{18} \text{ ион/см}^2$  оценивалась из плотности ионного тока приблизительно, так как водород вводится из плазмы тлеющего разряда в виде  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}^0$ . Проводя оценку диффузионной длины  $L_{\text{H}}$  проникновения атомарного водорода при обработке в течение  $t = 4 \text{ ч}$  при 400°C для коэффициента  $D_{\text{H}} = D_0 \exp(-E_a/kT) \text{ см}^2/\text{с}$  (где  $D_0 = 0,02 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $E_a = 0,83 \text{ эВ}$  в слабо легированном и полуизолирующем GaAs [4],  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура), получим  $L_{\text{H}} = (D_{\text{H}}t)^{0,5} = 130 \text{ мкм}$  (что составляет  $\sim 10\%$  от общей толщины образца).

Облучение образцов арсенида галлия проводилось  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  на установке «Исследователь» при комнатной температуре.

Получены экспериментальные температурные зависимости подвижности носителей заряда, а также расчетные зависимости  $\mu(T)$  в интервале температур 77...291 К для кристаллов GaAs, негидрогенизированных и гидрогенизированных, необлученных и облученных  $\gamma$ -квантами дозой  $4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

Каждый из механизмов рассеяния  $\mu_i$  вносит свой вклад в рассеяние носителей заряда и определяет подвижность носителей заряда. Суммарная подвижность  $\mu_{\text{полн}}$  определяется из соотношения Маттиссена:  $1/\mu_{\text{полн}} = \sum 1/\mu_i$ . В нашем случае преобладающими механизмами рассеяния являются механизмы рассеяния на ионизированных примесях и на колебаниях кристаллической решетки. Другие механизмы рассеяния, такие как рассеяние на нейтральных примесях, на дислокациях, на неоднородностях, на плазме и

прочие мы не рассматриваем, поскольку предполагаем, что в нашем случае (довольно узкий диапазон температур, низкий уровень легирования, отсутствие механических воздействий, относительно небольшие дозы облучения и т.д.) другие механизмы рассеяния не реализуются. Подвижность носителей заряда, определяемая тем или иным механизмом рассеяния носителей заряда, для большинства механизмов рассеяния имеет зависимость от температуры кристалла. Подвижность, обусловленная рассеянием носителей заряда на ионизированных центрах  $\mu \sim T^{3/2}$ . Рассеяние носителей заряда на колебаниях кристаллической решетки, которое определяет величину  $\mu_{\text{реш}}$ , включающее в себя рассеяние на полярных оптических фононах  $\mu_{\text{ПО}}$ , рассеяние на акустических фононах  $\mu_{\text{АС}}$ , пьезоэлектрическое рассеяние  $\mu_{\text{ПЭ}}$  ( $1/\mu_{\text{реш}} = 1/\mu_{\text{ПО}} + 1/\mu_{\text{АС}} + 1/\mu_{\text{ПЭ}}$ ), причем, величина  $\mu_{\text{АС}} \sim T^{-3/2}$ , величина  $\mu_{\text{ПО}} \sim T^{1/2}$ , а величина  $\mu_{\text{ПЭ}} \sim T^{1/2}$ . Для построения зависимости  $\mu_{\text{реш}}(T)$  мы использовали результаты работы [7]. Кривые  $\mu(T)$  рассчитывались с применением формул Брукса-Херринга (сокращенно Б-Х) [8] и Конуэлл-Вайскопфа (сокращенно К-В) [8]. Формулы Брукса-Херринга и Конуэлл-Вайскопфа могут быть представлены соответственно в удобном для расчетов виде :

$$\mu_{\text{БХ}} = 3,3 \cdot 10^{15} \frac{\epsilon^2 \cdot T^{3/2}}{N_I \cdot (m^*/m_0)^{1/2} \cdot Z^2 \ln(1 + \beta_{\text{БХ}})} \cdot \frac{1}{1 + \beta_{\text{БХ}}} \quad (1)$$

$$\mu_{\text{КВ}} = 3,3 \cdot 10^{15} \frac{\epsilon^2 \cdot T^{3/2}}{N_I \cdot (m^*/m_0)^{1/2} \cdot Z^2 \ln(1 + \beta_{\text{КВ}})} \quad (2)$$

где члены  $\beta_{\text{БХ}}$  и  $\beta_{\text{КВ}}$ , имеют вид:

$$\beta_{\text{БХ}} = 1,3 \cdot 10^{14} \frac{\epsilon^2 \cdot T^2 \cdot m^*/m_0}{n} \quad (3)$$

$$\beta_{\text{КВ}} = \frac{1}{Z^2} \left( \frac{\epsilon}{16} \right)^2 \cdot \left( \frac{T}{100\text{К}} \right)^2 \cdot \left( \frac{2,35 \cdot 10^{19}}{N_I} \right)^{2/3} \quad (4)$$

В формулах (1) - (4) для полупроводника *n*-типа  $\epsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $T$  - абсолютная температура;  $m^*$  - эффективная масса электрона;  $m_0$  - масса свободного электрона;  $Z$  - кратность ионизации рассеивающего центра;  $N_I$  - суммарная концентрация ионизированных центров;  $n$  - концентрация свободных электронов.

В работе [9] на примере арсенида галлия *n*-типа мы показали, что при расчетах подвижности носителей заряда, обусловленной рассеянием на заряженных центрах, применение формулы Брукса-Херринга правомочно лишь в относительно слабо компенсированном материале; при высоких степе-

нях компенсации при расчетах  $\mu_i$  следует использовать формулу Конуэлл-Вайскопфа. Также были определены области применимости формулы Б-Х и К-В в поле значений  $n$  и  $\mu$ .

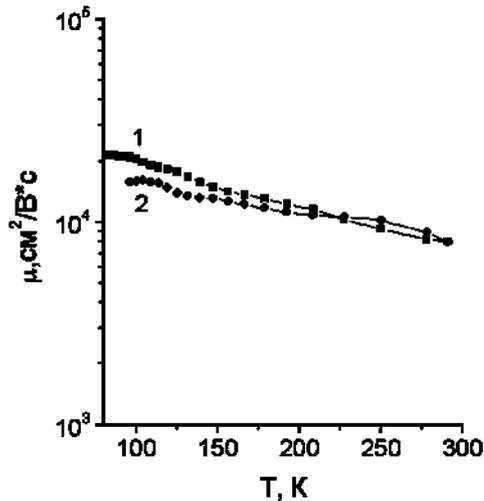


Рис.1. Температурные зависимости подвижности носителей заряда  $\mu(T)$ , полученные экспериментально, в кристаллах арсенида галлия  $n$ -типа, нелегированных с концентрацией носителей  $n=(5...7)10^{15} \text{ см}^{-3}$  негидрогенизированных - 1 и гидрогенизированных - 2

Концентрация и подвижность носителей заряда при температуре 77 К, определенные экспериментально, в исходном (до облучения) материале составили соответственно  $n=5,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu=2,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ . Концентрация ионизованных центров в необлученном материале  $N_{i \text{ исх}}$  получена из значений  $n$  и  $\mu$ , измеренных экспериментально при 77 К, при помощи формулы Брукса-Херринга (1), (3). Заметим, что использование формулы Брукса-Херринга при значении  $n=5,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu=2,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ , как следует из диаграммы, полученной нами расчетным путем в [9], правомочно. Необходимо отметить, что концентрация ионизованных дефектов, принимающих участие в рассеянии носителей заряда, не является неизменной величиной в интервале температур 80...300 К из-за ионизации дефектов с ростом температуры кристалла. Поэтому при построении расчетных кривых  $\mu_i(T)$  мы использовали значения  $(N_{i \text{ исх}}, N_{i \text{ обл}})_T$  - концентрации заряженных дефектов при некоторой температуре в необлученном и облученном материале соответственно, где  $(N_{i \text{ исх}})_T = (N_{i \text{ исх}})_{77\text{К}} + \Delta n_1$  ( $\Delta n_1$  - разность концентраций носителей заряда при некоторой температуре  $T$  и при температуре 77 К, взятых из зависимости  $n(T)$ , полученной экспериментально для необлученного кристалла), а  $(N_{i \text{ обл}})_T = (N_{i \text{ обл}})_{77\text{К}} + \Delta n_2$  ( $\Delta n_2$  - разность концентраций носителей заряда при некоторой температуре  $T$  и при температуре 77 К, заимствованные из зависимости  $n(T)$ , полученной экспериментально для облученного кристалла). Концентрация ионизованных центров в облученном материале рассчиты-

валась из соотношения  $N_{i \text{ обл}} = N_{i \text{ исх}} + \Delta n$  ( $\Delta n$  - уменьшение концентрации свободных носителей заряда вследствие введения радиационных дефектов (РД)), т.е. полагалось, что введенные облучением РД являются однозарядными дефектами [10] акцепторного типа [11], а концентрация доноров остается неизменной [11].

Температурные зависимости подвижности носителей заряда в необлученных негидрогенизированных и гидрогенизированных кристаллах GaAs изображены на рис 1.

Из рисунка видно, что подвижность носителей заряда в кристаллах, прошедших обработку в водородной плазме, незначительно изменилась во всем температурном диапазоне по сравнению с  $\mu$  в исходном кристалле. Водород, внедренный в кристаллы GaAs, легко связывается в комплексы с мелкими донорами [4].

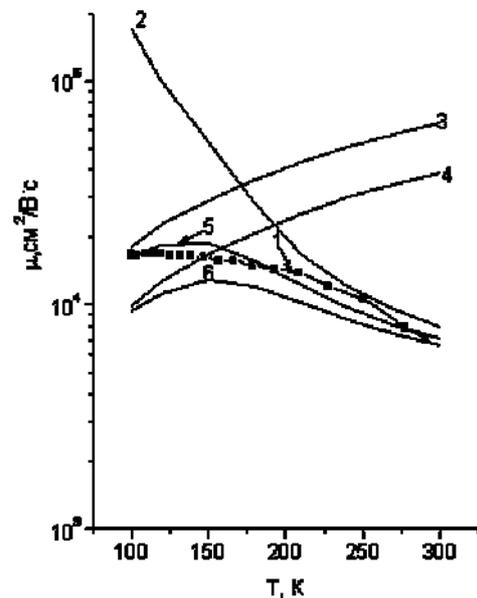


Рис.2. Сравнение экспериментальной температурной зависимости подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{экс}}(T)$  - 1; с расчетными температурными зависимостями подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{реш}}(T)$  - 2;  $\mu_i(T)_{\text{Б-Х}}$  - 3;  $\mu_i(T)_{\text{К-В}}$  - 4;  $\mu_{i \text{ обл}}(T)_{\text{Б-Х}}$  - 5;  $\mu_{i \text{ обл}}(T)_{\text{К-В}}$  - 6 в кристаллах арсенида галлия с  $n=(5...7)10^{15} \text{ см}^{-3}$  негидрогенизированных, необлученных гамма-квантами

Однако ввиду малой энергии связи комплексы «мелкий донор-водород» при температуре гидрогенизации 400° С распадаются, а атомарный водород в основном взаимодействует с глубокими примесями и дефектами структуры, увеличивая количество электрически активных дефектов, являющихся центрами рассеяния, что приводит к изменению подвижности носителей заряда. Однако отметим, что введение водорода в кристаллы слаболегированного и полуизолирующего GaAs не приводит к существенному изменению его электрических свойств [5]. В нашей работе мы имеем случай слаболегированного кристалла GaAs, и, кроме того, глубина проникновения водорода в исследуемые кристаллы

незначительна (по нашим оценкам она составляет приблизительно 10% от общей толщины исследуемых кристаллов). Следовательно, взаимодействие водорода с дефектами (концентрация которых в нелегированном кристалле невелика) происходит лишь в приповерхностном слое кристалла, поэтому влияние водорода на процессы рассеяния в данном случае невелико. Однако забегая вперед, отметим, что после облучения гамма-квантами дозой  $4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  присутствие водорода в исследуемых кристаллах GaAs сильно влияет на их дефектный состав.

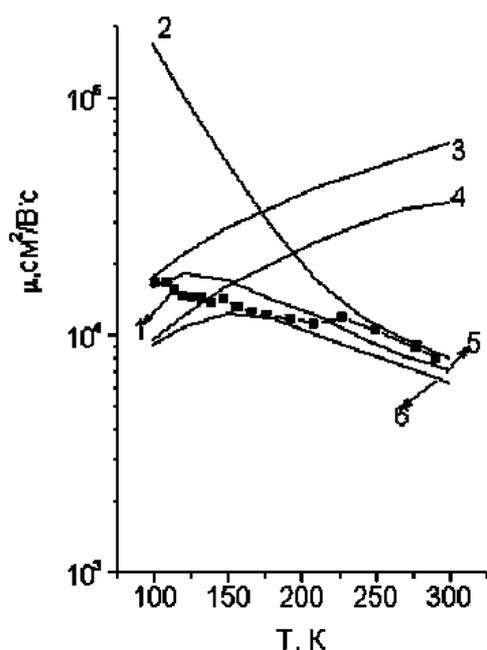


Рис.3. Сравнение экспериментальной температурной зависимости подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{экс}}(T)$  -1 с расчетными температурными зависимостями подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{реш}}(T)$  -2,  $\mu_i(T)_{\text{Б-Х}}$  -3,  $\mu_i(T)_{\text{К-В}}$  -4,  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{Б-Х}}$  -5,  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{К-В}}$  -6 в кристаллах арсенида галлия с  $n=(5...7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  гидрогенизированных, необлученных гамма-квантами

На рис.2 изображены зависимости  $\mu(T)$  для необлученного  $\gamma$ -квантами негидрогенизированного кристалла: полученная экспериментально  $\mu_{\text{экс}}$  и расчетные кривые  $\mu_i(T)$  с использованием формулы Брукса-Херринга  $\mu_i(T)_{\text{Б-Х}}$  и формулы Конуэлл-Вайскопфа  $\mu_i(T)_{\text{К-В}}$ , расчетная кривая  $\mu_{\text{реш}}$ , а также суммарные зависимости  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{Б-Х}}$  и  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{К-В}}$  соответственно с применением формулы Б-Х и К-В.

Из рисунка видно, что экспериментально полученная кривая  $\mu_{\text{экс}}(T)$  удовлетворительно описывается расчетной зависимостью  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{Б-Х}}$ . Из температурной зависимости  $\mu_{\text{экс}}$  следует, что в области низких температур  $\sim 100...175 \text{ К}$  подвижность определяется преимущественно рассеянием на ионизованных примесях, а в области температур  $175...300 \text{ К}$  - рассеянием на колебаниях кристаллической решетки, что характерно для достаточно чистых кристаллов с малой концентрацией дефектов.

Аналогичная ситуация наблюдается для необлу-

ченного гидрогенизированного кристалла (рис 3). Экспериментальная зависимость  $\mu_{\text{экс}}(T)$  достаточно хорошо описывается расчетной суммарной кривой  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{Б-Х}}$ . Таким образом, механизмы рассеяния носителей заряда в гидрогенизированном кристалле такие же, как и в негидрогенизированном кристалле. То есть дефектный состав гидрогенизированного исследуемого кристалла мало отличается от дефектного состава исходного кристалла, и влияние водорода на подвижность носителей заряда практически неощутимо.

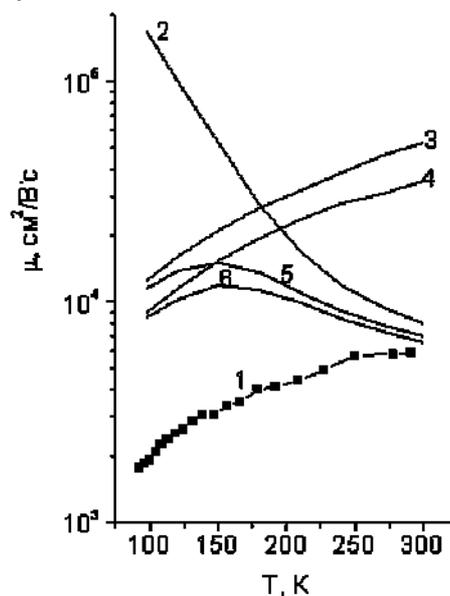


Рис.4. Сравнение экспериментальной температурной зависимости подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{экс}}(T)$  -1 с расчетными температурными зависимостями подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{реш}}(T)$  -2,  $\mu_i(T)_{\text{Б-Х}}$  -3,  $\mu_i(T)_{\text{К-В}}$  -4,  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{Б-Х}}$  -5,  $\mu_{\text{полн}}(T)_{\text{К-В}}$  -6 в кристаллах арсенида галлия с  $n=(5\div 7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  негидрогенизированных, облученных гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  дозой  $4,8 \cdot 10^{17} \text{ кв/см}^2$ .

После облучения негидрогенизированного кристалла арсенида галлия гамма-квантами дозой  $4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$  температурная зависимость подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{экс}}(T)$  сильно изменилась по сравнению с температурной зависимостью  $\mu_{\text{экс}}(T)$  в необлученном кристалле (рис. 4). Величина подвижности при  $T=77 \text{ К}$  упала на порядок, а зависимость подвижности от температуры  $\mu(T) \sim T^{3/2}$  во всем исследуемом интервале температур, т.е. преобладающим механизмом рассеяния в этом случае является рассеяние на ионизованных центрах (сравниваем  $\mu_{\text{экс}}(T)$ ,  $\mu_i(T)_{\text{Б-Х}}$  и  $\mu_i(T)_{\text{К-В}}$ ).

Из рис.4 видно, что экспериментальная кривая  $\mu_{\text{экс}}(T)$  не описывается двумя выбранными нами механизмами рассеяния. В данной ситуации, возможно, присутствует еще некоторый механизм рассеяния носителей заряда, для которого величина рассеяния не зависит от температуры кристалла в интервале температур  $77...291 \text{ К}$ , за счет которого могла так сильно уменьшиться подвижность носителей заряда в облученном кристалле. Возможно положен-

ное нами в основу расчетов  $\mu_i(T)_{Б-Х}$  и  $\mu_i(T)_{КВ}$  предположение об однозарядности вводимых облучением дефектов не выполняется, т.е. в формулах (1) и (3)  $Z \neq 1$ , значит, в облученном кристалле присутствуют дефекты с большей кратностью ионизации ( $Z = 2$ ). Таким образом, в данном случае можно предположить, что спектр дефектов, влияющих на подвижность носителей заряда, не ограничивается однозарядными дефектами, а более многообразен.

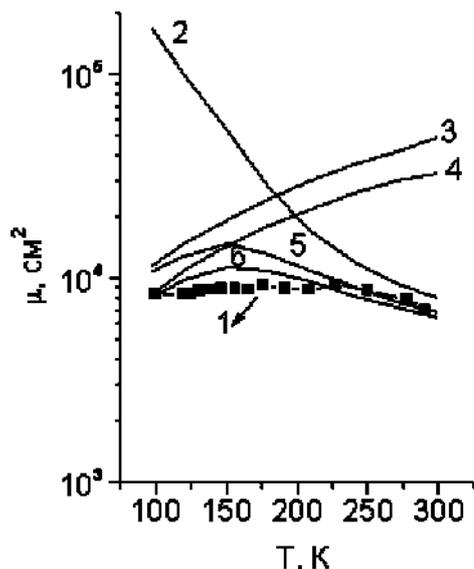


Рис.5. Сравнение экспериментальной температурной зависимости подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{эсп}}(T)$  - 1 с расчетными температурными зависимостями подвижности носителей заряда;  $\mu_{\text{реш}}(T)$  - 2;  $\mu_{Б-Х}(T)$  - 3;  $\mu_{К-В}(T)$  - 4;  $\mu_{\text{полнБ-Х}}(T)$  - 5;  $\mu_{\text{полнК-В}}(T)$  - 6 в кристаллах арсенида галлия с  $n=(5...7) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  гидрогенизированных, облученных гамма-квантами <sup>60</sup>Со дозой  $4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$

На рис.5 изображены зависимости  $\mu(T)$  (экспериментальная и расчетные как составляющие, так и суммарные) для облученного той же дозой гамма-квантов обработанного предварительно в водородной плазме кристалла GaAs.

Из рисунка видно, что подвижность носителей заряда после облучения в этом кристалле не так сильно уменьшилась, как в негидрогенизированном кристалле, что роль рассеяния на заряженных дефектах не так велика, как в негидрогенизированном облученном кристалле, что в данном случае ощущается роль рассеяния на колебаниях кристаллической решетки и что экспериментальная кривая удовлетворительно описывается расчетной кривой, полученной с учетом двух механизмов рассеяния: на колебаниях кристаллической решетки и на заряженных дефектах (по К-В).

12.

Удовлетворительное соответствие экспериментальной кривой и расчетной, полученной с использованием формулы К-В, свидетельствует о достаточно высокой степени компенсации кристалла. Однако количество рассеивающих центров в гидрогенизированном облученном материале значительно меньше, чем в облученном негидрогенизированном кристалле. Это означает, что в результате взаимодействия водорода с дефектами структуры происходит их пассивация, что в конечном итоге положительно сказывается на подвижности носителей заряда в облученных кристаллах GaAs. Таким образом, исследование механизмов рассеяния в гидрогенизированных и негидрогенизированных необлученных и облученных кристаллах GaAs n-типа показало, что в негидрогенизированных облученных кристаллах спектр радиационных дефектов не ограничивается однозарядными дефектами акцепторного типа, а, по-видимому, более многообразен. Предварительная обработка в водородной плазме приводит к частичной пассивации дефектов в облученных гамма-квантами кристаллах арсенида галлия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.L.Benton, C.J.Doherty, S.D.Ferris, D.L.Flamm, L.C.Kimerling, H.J.Leamy. // *Appl. Phys. Lett.* 1980, v.36, N8, p.670.
2. Э.М.Омельяновский, А.Я.Поляков. // *Высококичестые вещества.* 1988, N 5, с.5 - 19.
3. J.Lagowski, M.Kaminska, J.M.Parsey., H.C.Gatos. M.Lichtensteiger. // *Appl. Phys. Lett.* 1982, v.41, N11, p.1078.
4. S.J.Pearton. // *Hydrogen in III-V Compound Semiconductors. Materials Science Forum.* 1994, v.148-149, p.493-480.
5. Э.М.Омельяновский, А.В.Пахомов, А.Я.Поляков. // *ФТП*, т.21, вып 5, с.842-847.
6. D. Lancefield, A.K. Adams, M.A.Fisher. // *J. Appl. Phys.* 1987, v.62, N6, p.2342-2359.
7. C.M. Wolfe, G.E. Stillman, and W.T.Lindley. // *Journal of Applied Physics.* 1970, v.41, N7, p.3088-3091.
8. К. Зеегер. *Физика полупроводников.* Под ред. Ю.К.Пожелы. М.: «Мир», 1978, 615 с.
9. Ф.П.Коршунов, Н.Ф.Курилович, Л.И.Мурин., Т.А.Прохоренко // *Неорганические материалы.* 2000, т.36, №2, с.147-152.
10. D.Pons, J.Bourgoin. // *J.Phys. C: Solid State Phys.* 1985, v.18, p.3839 - 3871.
11. Ф.П.Коршунов, Т.А.Прохоренко, Н.А.Соболев. // *Весці Акадэміі навук БССР. Сер. фіз.-мат. Навук.* 1991, N1, с.44 - 50.