

К МОДЕЛИ ЭФФЕКТА РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A^{III}B^V$

Борковская О. Ю., Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Мищук О. Н.

Проведен анализ зависимости величины эффекта радиационно-стимулированного увеличения времени жизни неосновных носителей тока τ в полупроводнике при малых дозах облучения Φ от концентрации исходных и введенных облучением центров рекомбинации и температуры измерения с учетом пространственной локализации эффекта вблизи границ раздела.

Для этого зависимость τ от Φ представляется в виде $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_{\tau}\Phi - A(\Phi, \tau_0)$, где k_{τ} — коэффициент радиационной деградации времени жизни, определяемый для области больших доз, а A — величина, описывающая эффект упорядочения. Эксперимент, проведенный на структурах Au — $GaAs$, облучаемых электродами с энергией ~ 2 МэВ или γ -квантами ^{60}Co , подтверждает модель радиационно-стимулированного геттерирования исходных и введенных облучением центров рекомбинации границами раздела.

1. В результате исследований радиационных воздействий на электрические, рекомбинационные и структурные свойства барьерных структур на основе полупроводников $A^{III}B^V$, содержащих границы раздела фаз типа металл—полупроводник (МП) или диэлектрик—полупроводник (ДП) [1-6], обнаружен эффект радиационно-стимулированного улучшения характеристик в диапазоне малых доз облучения быстрыми электронами с энергией $1-4$ МэВ или γ -квантами ^{60}Co . Эффект заключается в стимулированном облучением уменьшении рекомбинационной активности приграничной области полупроводника и самой границы раздела, т. е. увеличении времени жизни неосновных носителей тока τ и уменьшении скорости поверхностной рекомбинации s , сопровождающихся структурным упорядочением этих областей, а также улучшением других электрических характеристик диодных структур. Исследования дозовые зависимости эффекта, установлена его пространственная локализация вблизи границ раздела, а также зависимость его величины от структурного совершенства исходного материала и границ МП и ДП. Однако микромеханизм явления остается дискуссионным.

Возможны два альтернативных объяснения: 1) эффект имеет локальную природу, т. е. связан с перестройкой объемных центров рекомбинации (например, вследствие протекания процессов типа реакций Уоткинса [7] — перевода рекомбинационно-активной примеси из узла в междоузлье — или так называемых фотохимических реакций [8]), а вблизи границ раздела он усилен из-за ослабления связей между атомами; 2) эффект обусловлен геттерированием рекомбинационно-активных примесей или дефектов границами раздела фаз, окруженными электрическими и механическими полями и выполняющими роль стоков.

С целью дискриминации отмеченных механизмов в настоящей работе проведен анализ экспериментальных зависимостей величины эффекта от концентраций исходных и вводимых радиацией рекомбинационно-активных центров полупроводника. Получены новые данные о температурной зависимости времени жизни неравновесных неосновных носителей тока в диодах Au — n - $GaAs$, позволившие предположительно дискриминировать тип дефектов среди многочисленных собственных и примесных дефектов в бинарных соединениях типа $GaAs$.

2. Согласно литературным данным [9-11], для соединений $A^{III}B^V$, как и для Si, в достаточно широком диапазоне средних и больших доз облучения, создающего точечные структурные дефекты (для быстрых электронов при дозах $\Phi \geq 10^{14}$ см⁻²), справедлива дозовая зависимость времен жизни

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_{\tau}\Phi, \quad (1)$$

где τ_0 и τ — времена жизни носителей тока до и после облучения, k_{τ} — коэффициент радиационной деградации времени жизни, не зависящий от дозы облучения при данной его интенсивности. Пример такой зависимости, построенной в двойных логарифмических координатах при $k_{\tau} = 3 \cdot 10^{-5}$ см²/с, изображен кривой 1 на рис. 1. Экспериментальные результаты представлены точками на том же рисунке. Видно, что в области доз $10^{12} - 10^{14}$ см⁻² экспериментальные точки сильно отклоняются вниз от расчетной кривой 1, что и является свидетельством существования эффекта радиационно-стимулированного улучшения рекомбинационных свойств материала. При определении k_{τ} из результатов эксперимента

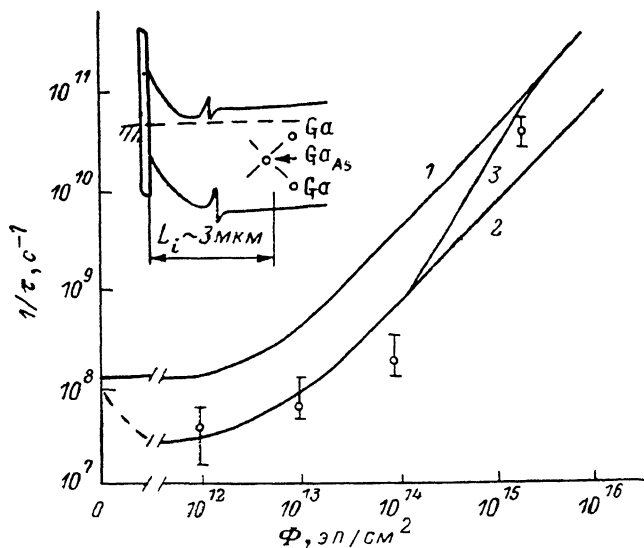


Рис. 1. Зависимость величины $1/\tau$ от дозы облучения быстрыми электронами структуры Au—GaAs.

Точки — эксперимент; расчет по формулам: 1 — (1) при $k_{\tau} = 3 \cdot 10^{-5}$ см²/с, 2 — (4), 3 — (4) с учетом насыщения A (Φ) при больших дозах.

предполагалось, что в области доз $\Phi \geq 2 \cdot 10^{15}$ см⁻² эффект введения облучением новых центров рекомбинации является основным, т. е. справедливо уравнение (1), что согласуется с литературными данными [9, 10]. Оказалось, что найденная таким образом величина k_{τ} слабо зависит от исходных рекомбинационных свойств и уровня легирования материала (в исследованных пределах) и составляет $(1.3 - 2.5) \cdot 10^{-5}$ см²/с.¹ Поскольку концентрация радиационных дефектов, вводимых в GaAs облучением электронами с энергией < 10 МэВ, пропорциональна дозе облучения, естественно предположить, что увеличение интенсивности рекомбинации за счет введения новых рекомбинационных центров при малых дозах облучения происходит с той же эффективностью $\sim k_{\tau}\Phi$, но одновременно имеет место процесс стимулированного облучением уменьшения концентрации центров рекомбинации, так что в общем случае результирующая величина $1/\tau$ может быть представлена в виде

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_{\tau}\Phi - A(\Phi, \tau_0), \quad (2)$$

¹ В литературе известны значения $k_{\tau} = (2 - 6) \cdot 10^{-5}$ см²/с, определенные для материала с большим уровнем легирования [9, 11], причем отмечена тенденция к увеличению k_{τ} с уменьшением уровня легирования [11].

где $A(\Phi, \tau_0)$ — некоторая функция дозы облучения и исходного состояния системы, описывающая эффект упорядочения, т. е. пропорциональная уменьшению концентрации рекомбинационно-активных центров.

На рис. 2 представлены зависимости вычисленной в соответствии с (2) величины A от исходного значения $1/\tau_0$ (а) и величины $(1/\tau_0) + k_\tau \Phi$ (б), пропорциональной суммарной концентрации исходных и введенных облучением центров рекомбинации. Из рис. 2, а видно, что при малых дозах ($\Phi = 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$, т. е. $k_\tau \Phi \ll 1/\tau_0$) функция $A(1/\tau_0)$ является растущей, причем с увеличением Φ ее наклон уменьшается. В предположении о соизмеримости величин сечений захвата дырок C_p на исходные и радиационные центры рекомбинации неравенство $k_\tau \Phi \ll (1/\tau_0)$ означает, что концентрация вводимых радиацией центров меньше концентрации исходных ($N_{r\Phi} < N_{r0}$), в то время как в модели локаль-

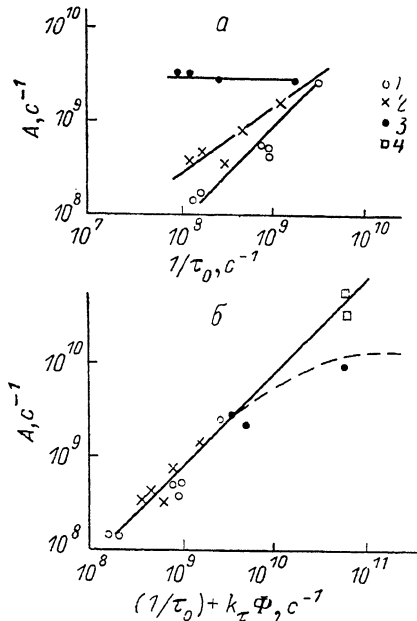


Рис. 2. Зависимость стимулированного облучением уменьшения интенсивности рекомбинации A от исходной интенсивности рекомбинации $1/\tau_0$ (а) и от величины $(1/\tau_0) + k_\tau \Phi$ (б). Доза облучения, см^{-2} : 1 — $1 \cdot 10^{12}$, 2 — $1 \cdot 10^{13}$, 3 — $1 \cdot 10^{14}$, 4 — $2 \cdot 10^{15}$.

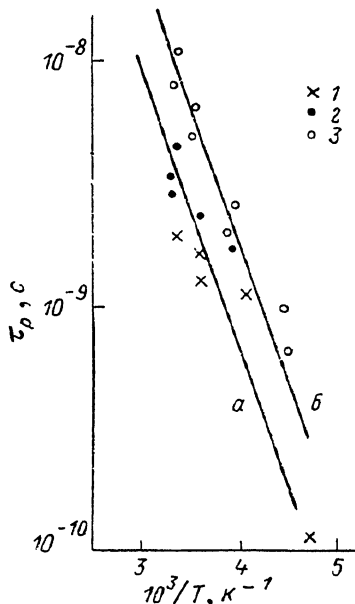


Рис. 3. Температурная зависимость τ_p в структуре Au—GaAs до (а) и после (б) γ -облучения дозой $5 \cdot 10^4$ рад.

1, 2 — до, 3 — после γ -облучения.

ного парного взаимодействия центров (эффект Уоткинса) ввиду растущего характера зависимости $A(1/\tau_0)$ следовало бы ожидать обратного соотношения концентраций дефектов, т. е. $N_{r\Phi} > N_{r0}$. Последнее условие может быть выполнено, если C_p введенных облучением центров рекомбинации значительно меньше C_p исходных центров рекомбинации, имеющих порядок $10^{-13} \div 10^{-14} \text{ см}^2$ [12, 13]. В таком случае это означало бы, что скорость введения облучением центров рекомбинации на несколько порядков величины превышает известные из литературы скорости введения глубоких уровней [14], в том числе и суммарную скорость введения центров, обуславливающих компенсацию материала $[(\Delta n/\Phi) \approx 8 \text{ см}^{-1}$ в наших образцах].

Следовательно, одним эффектом локального взаимодействия исходных и радиационных дефектов трудно объяснить наблюдаемую зависимость $A(\Phi, 1/\tau_0)$.

3. Рассмотрим теперь зависимость A от суммарной концентрации рекомбинационных центров, пропорциональной величине $(1/\tau_0) + k_\tau \Phi$. Из рис. 2. б видно, что для довольно широкого диапазона доз уменьшение концентрации рекомбинационных центров прямо пропорционально суммарной концентрации исходных и введенных облучением центров рекомбинации с тенденцией к выходу

на насыщение при дозах $\Phi \geq 10^{15}$ см⁻². В таком случае в некотором диапазоне доз $\Phi_1 < \Phi < \Phi_2$ можно записать

$$A(\Phi, \tau_0) = C \left(\frac{1}{\tau_0} + k_\tau \Phi \right), \quad (3)$$

где Φ_1 — минимальная доза, при которой обнаруживается эффект упорядочения, Φ_2 — доза, при которой он насыщается и (или) начинает уменьшаться, C — коэффициент пропорциональности ($C \approx 0.8$ для данных рис. 2, б). Тогда формула (2) может быть записана в виде

$$\frac{1}{\tau}(\Phi) = (1 - C) \left(\frac{1}{\tau_0} + k_\tau \Phi \right) \quad (4)$$

(представлена кривой 2 на рис. 1). Это свидетельствует о правильности описания экспериментальной зависимости $(1/\tau)(\Phi)$ в области малых и средних доз, однако при $\Phi \geq 10^{15}$ см⁻² имеется расхождение, которое может быть объяснено выходом функции $A(\Phi)$ на насыщение, что видно из рис. 2, б. Соответствующая расчетная зависимость $(1/\tau)(\Phi)$ представлена на рис. 1 кривой 3, описывающей эксперимент во всем исследованном диапазоне доз.

С учетом возможной неточности определения k_τ , поскольку резкое уменьшение τ и компенсация материала не позволяют провести измерения при больших дозах [обеспечивающих выход на зависимость (1)], соответствующий расчет был проведен при k_τ , варьируемом от $6 \cdot 10^{-6}$ до $6 \cdot 10^{-5}$ см²/с. Результаты сводятся к следующему: 1) расчет при малых k_τ не позволяет описать эксперимент в области больших доз; 2) расчет при больших k_τ приводит к качественно таким же $A(1/\tau_0)$ и $A[(1/\tau_0) + k_\tau \Phi]$, однако не позволяет достаточно хорошо описать всю экспериментальную зависимость $(1/\tau)(\Phi)$ (в расчете переход от эффекта геттерирования к накоплению центров рекомбинации происходит при меньших дозах, чем это имеет место на опыте). Таким образом, значение $k_\tau = (3 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$ см²/с и определенная в соответствии с (2) зависимость $A[(1/\tau_0) + k_\tau \Phi]$ (рис. 2, б) наилучшим образом описывают всю совокупность экспериментальных результатов.

Это означает, что наиболее вероятным механизмом уменьшения концентрации рекомбинационно-активных центров является геттерирование исходных (и введенных радиацией) центров рекомбинации стоками на границе раздела, которые постепенно насыщаются.

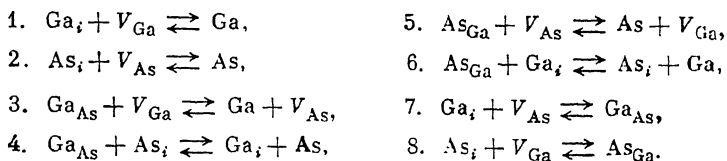
Меньше по сравнению с данной зависимостью величины A наблюдались на более совершенном материале, обладавшем сравнительно высокими для данного уровня легирования значениями τ_0 . Наиболее вероятным объяснением этого факта является то, что процесс радиационно-стимулированного геттерирования охватывает не все центры рекомбинации, а только центры определенного типа. С таким явлением мы столкнулись при исследовании радиационно-стимулированного упорядочения в структурах Au—GaP [3] на основе фосфида галлия, легированного теллуром с $N_d \geq 10^{17}$ см⁻³. В таком материале основным механизмом рекомбинации является зона-зонная оже-рекомбинация. Оказалось, что стимулированное облучением увеличение τ можно получить лишь в случае, когда его исходная величина меньше τ , характерного для оже-рекомбинации, т. е. при повышенной концентрации неконтролируемых центров рекомбинации. Отсюда следует, что максимально достижимое в результате радиационно-стимулированного геттерирования время жизни неосновных носителей тока определяется остаточными центрами или каналами рекомбинации, не принимающими участия в процессе геттерирования.

4. Таким образом, процесс радиационно-стимулированного геттерирования в структурах на основе полупроводников A^{III}B^V, содержащих границы раздела фаз, при облучении их малыми дозами проникающей радиации состоит из следующих основных этапов: 1) генерации первичных радиационных дефектов и свободных носителей тока; 2) взаимодействия рекомбинационных центров (примесь, структурный дефект или комплекс) с первичными радиационными дефектами и свободными носителями тока, образования рекомбинационно-неактивных комплексов или более подвижных дефектов, обладающих меньшей энергией

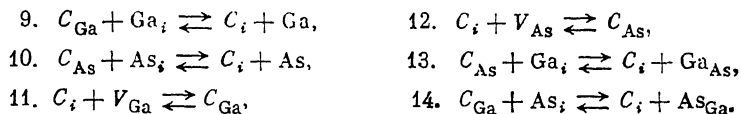
активации диффузии; 3) перемещения более подвижных примесей (дефектов) к стокам посредством одного из механизмов радиационно-ускоренной диффузии; 4) взаимодействия сложных дефектов границы раздела с простыми, геттеризуемыми из объема, перестройки первых и аннигиляции последних и, как результат, структурного упорядочения системы, перехода ее в более равновесное состояние [5]. Проявляется этот эффект, по-видимому, и при стимулированной облучением перестройке дислокационной структуры границ раздела [15].

В принципе, возможны следующие квазихимические реакции в системе точечных элементарных дефектов бинарных соединений (типа GaAs).

а) Собственные дефекты:



б) Примесные дефекты:



Реакции типа 9, 10 называют реакциями Уоткинса; аналогичны им также реакции 11, 12. Кроме того, возможно образование бивакансий и комплексов дефектов и примесей. Как видно из вышеприведенных реакций, используемое облучение не влияет на образование новых типов центров, а лишь изменяет их концентрации. В этом процессе роль стоков, способствующих аннигиляции дефектов, выходу на границу раздела примесей или вакансий и результирующей перестройке дислокационной структуры, может оказаться определяющей. Если принять, что собственные вакансии и междоузельные атомы более подвижны, чем примесные атомы, то кинетику накопления примеси в междоузлиях C_i и в узлах решетки C_s можно описать с помощью кинетических уравнений [16]

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} - \frac{C_i}{\tau_i} + GC_s, \quad (5)$$

$$\frac{\partial C_s}{\partial t} = D_s \frac{\partial^2 C_s}{\partial x^2} + \frac{C_i}{\tau_i} - GC_s, \quad (6)$$

где G и τ_i — скорости генерации и рекомбинации междоузельных центров, выраженные через постоянные соответствующих реакций 9—14.

Для дискриминации рекомбинационных центров можно воспользоваться температурной зависимостью времени жизни τ (рис. 3), описываемой одной и той же энергией активации до и после γ -облучения ($\Delta E = 0.23 \pm 0.03$ эВ), и привлечь литературные данные по энергетическому положению глубоких уровней в GaAs [17—19]. Тогда ответственным за наблюдаемые эффекты можно считать понижированный акцепторный уровень антиструктурного дефекта Ga_{As} ($E_v + 0.23$ эВ) или уровень сложного дефекта на основе атомов меди $\text{Cu} \cdot \text{Cu}^-$ ($E_v + 0.24$ эВ).

В таком случае на основе уравнений (5), (6) можно описать стационарную пространственную локализацию эффекта упорядочения, приняв дополнительные упрощения: 1) скорость генерации дефектов $GC_s = G_0$ и время их рекомбинации τ_i полагаем не зависящими от расстояния от поверхности x ; 2) поверхность представляет собой идеальный сток, т. е. в граничном условии $dC_i/dx|_{x=0} = -v_c C_i$ (0) величина $v_c \rightarrow \infty$. В этих предположениях решение уравнения (5) приобретает простой вид

$$C_i(x) = G_0 \tau_i (1 - e^{-x/L_i}), \quad (7)$$

где $L_i = (D_i \tau_i)^{1/2}$ — характеристическая длина геттерирования, имеющая в GaAs значение $3 \div 5$ мкм [4]. Оценка величин L_i по известным коэффициентам диффузии атомов Cu [20] и типичным значениям τ_i не позволяет прямо связать механизм явления с междоузельной медью. Для более однозначного решения этого вопроса необходимы дополнительные спектроскопические исследования.

Л и т е р а т у р а

- [1] Borkovskaya O. Yu., Dmitruk N. L., Konakova R. V., Tkhorik Yu. A. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. 48. N 1. P. K55—K58.
- [2] Borkovskaya O. Yu., Dmitruk N. L., Konakova R. V., Litovchenko V. G., Tkhorik Yu. A., Shakhovtsov V. I. // Rad. Eff. 1979. V. 42. N 3/4. P. 249—251.
- [3] Борковская О. Ю., Дмитриук Н. Л., Конакова Р. В., Литовченко В. Г., Шаховцов В. И. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 6. С. 1194—1199.
- [4] Борковская О. Ю., Дмитриук Н. Л., Конакова Р. В., Литовченко В. Г. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1885—1887.
- [5] Борковская О. Ю., Груша С. А., Дмитриук Н. Л., Евстигнеев А. М., Клебанова Н. А., Конакова Р. В., Красико А. Н., Исмаилов К. А., Синицук И. К., Лисогорский М. Е. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 10. С. 1977—1982.
- [6] Борковская О. Ю., Дмитриук Н. Л., Конакова Р. В., Литовченко В. Г., Маева О. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1640—1646.
- [7] Watkins G. D. // Lat. Def. Semicond. Conf. Ser. N 23. London—Bristol, 1975. P. 1—22.
- [8] Sheinkman M. K., Korsunskaya N. E., Markevich I. V., Torchinskaya T. V. // J. Phys. Chem. Sol. 1982. V. 43. N 5. P. 475—479.
- [9] Aukerman L. W., Millea M. F., McColl M. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 2. P. 685—690.
- [10] Ломако В. М., Новоселов А. М. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 5. С. 900—905.
- [11] Аствацатурьян Е. Р., Громов Д. В., Елесин В. В., Елисеев К. Г., Пронин С. А. // Зарубежн. электрон. техн. 1988. № 1. С. 48—83.
- [12] Henry S. H., Lang D. V. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 989—1016.
- [13] Ботнарюк В. М., Жпляев Ю. В., Кечек А. Г., Кузнецов Н. И., Лебедев А. А., Шульга М. И. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 2. С. 181—185.
- [14] Lang D. V. // Rad. Eff. Semicond. Conf. Ser. N 31a. London—Bristol, 1977. P. 70—94.
- [15] Brailovsky E. Yu., Matveeva L. A., Semenova G. N., Tkhorik Yu. A., Khazan L. S. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 66. N 1. P. K59—K62.
- [16] Lucas C., Gailliard J. P., Lonalichev S., Baruch P., Pfister J. C., Truche R. // Def. Rad. Eff. Semicond. Conf. Ser. N 46. London—Bristol, 1979. P. 551—558.
- [17] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках: Пер. с англ. / Под ред. М. К. Шейнкмана. М., 1977. 562 с.
- [18] Болтакс Б. И., Колотов М. Н., Скоряткина Е. А. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 10. С. 56—66.
- [19] Георгобини А. Н., Тигиняну И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 3—15.
- [20] Шипшияну Ф. С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах. Кипшиев, 1978. 230 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 18.05.1988
Принята к печати 21.07.1988