

Д. ф.-м. н. А. С. ГАРКАВЕНКО¹, д. т. н. В. А. МОКРИЦКИЙ²,
к. т. н. О. В. БАНЗАК³, к. т. н. В. А. ЗАВАДСКИЙ⁴

¹Германия, г. Корнвестхайм, Фирма «Гайстескрафт»;

²Украина, ³Одесский национальный политехнический университет; ⁴Одесская национальная академия связи имени А.С. Попова;

E-mail: garks@arcor.de; mokrickiy@mail.ru

ИОНИЗАЦИОННЫЙ ОТЖИГ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ. ЧАСТЬ ПЕРВАЯ: ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

При облучении полупроводниковых кристаллов мощными (сильноточными) импульсными электронными пучками высоких энергий получен новый вид отжига, названный авторами «ионизационным», дано его теоретическое обоснование.

Ключевые слова: лазер, отжиг, электронный пучок.

Ранее в исследованиях влияния облучения на основные характеристики полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком было обнаружено, что при облучении полупроводниковых кристаллов мощными (сильноточными) импульсными электронными пучками высоких энергий улучшаются структурные свойства образцов, т. е. происходит отжиг их дефектов [1, 2]. Однако, поскольку основное внимание в этих работах было уделено исследованию лазерных характеристик, исчерпывающего объяснения обнаруженному эффекту дано не было. В настоящей работе проведены исследования (теоретическое в первой части и экспериментальное во второй), позволившие выяснить физическую суть данного явления и получить новые результаты при использовании более коротких и мощных пучков электронов с более высокой энергией. В нашем случае под их воздействием отжиг кристаллов происходил не через несколько часов или суток, как в [1, 2], а непосредственно после окончания облучения. Этот эффект авторы предлагают называть «ионизационным отжигом» [3–5].

При возбуждении полупроводникового кристалла сильноточным импульсным электронным пучком с энергией выше порога генерации дефектов ($E_0 \geq 0,3 - 1$ МэВ при плотности тока пучка электронов $j = 15 - 300$ А/см² и длительности импульса $t = 0,1 - 10$ нс) в нем происходят процессы генерации, во-первых, неравновесной электронно-дырочной плазмы высокой плотности и, во-вторых, неравновесных дефектов, а именно пар Френкеля, состоящих из внедренного в междоузлие атома и вакансии. Рассмотрим первый процесс.

При облучении полупроводникового образца быстрые электроны, проникая в кристалл на глубину x , ионизируют на своем пути атомы решетки. Величина ионизационных потерь $-dE/dx$ была вычислена Г. Бете [6], однако полученная

им формула слишком громоздка, поэтому для аппроксимации распределения плотности потерь энергии электронов на ионизацию воспользуемся более удобной формулой [7, с. 202]

$$-\frac{dE}{dx} = A(E_0) \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{b^2}\right), \quad (1)$$

где E_0 — начальная кинетическая энергия электронов;

$A(E_0)$ — нормировочный множитель;

a, b — эмпирические константы.

Нормировочный множитель A выбирается таким, чтобы максимальное значение $-dE/dx$, проходящееся на точку $x = a$, было равно единице. Параметр b был найден из сравнения кривой, описанной формулой (1), с экспериментальными кривыми. Возникшие в результате ионизации первичные электроны имеют энергию, достаточную для того, чтобы ионизировать новые атомы и выбить из них вторичные электроны и т. д. Развивается лавинообразный процесс, приводящий к появлению в кристалле большой концентрации неравновесной горячей электронно-дырочной плазмы. Глубина проникновения электронов в кристалл увеличивается с ростом E_0 . В таблице приведены данные, полученные для кристалла CdS.

Значения параметров из формулы (1), полученные для кристалла CdS

E_0 , кэВ	A , кэВ/мкм	a , мкм	b , мкм	x , мкм
30	11,19	0,785	1,42	1,97
50	7,62	1,920	3,38	4,73
70	6,32	3,510	5,49	7,95
100	5,10	5,470	10,3	14,10
200	3,31	19,100	31,3	44,70
300	2,76	33,500	57,9	81,40

Пространственно-временное распределение такой неравновесной плазмы можно найти из уравнения типа Фоккера–Планка. При этом если электроны и дырки создаются накачиванием энергии, имеет место соотношение $n = p = \Delta N$, где n и p – концентрация электронов и дырок соответственно. В этом случае:

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = g - \frac{\Delta N}{\tau} + D \nabla^2 (\Delta N), \quad (2)$$

где ΔN – пространственно-временное распределение неравновесной электронно-дырочной плазмы;

τ, g – время жизни свободных носителей заряда и скорость их генерации;

D – коэффициент амбиполярной диффузии, $D = D_e D_h / (D_e + D_h)$;

D_e, D_h – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно.

Поскольку $D_e \gg D_h$, имеем $D = D_h$. Уравнение Фоккера–Планка, как феноменологическое, формально применимо к сколь угодно плотной электронно-дырочной плазме. Если внешний электронный пучок, возбуждающий полупроводниковый кристалл, направлен вдоль оси $0x$, то уравнение (2) переписывается в виде

$$\frac{\partial \Delta N(x, t)}{\partial t} = g(x, t) - \frac{\Delta N(x, t)}{\tau} + D \nabla^2 (\Delta N(x, t)). \quad (3)$$

Будем решать одномерную задачу в предположении, что время жизни носителей заряда не зависит от ΔN . В стационарном случае (3) переходит к виду

$$D \frac{d^2 \Delta N(x)}{dx^2} - \frac{\Delta N(x)}{\tau} + g(x) = 0$$

или

$$\frac{d^2 \Delta N(x)}{dx^2} - \frac{\Delta N(x)}{L^2} = -\frac{g(x)}{D}, \quad (4)$$

L – диффузионная длина, $L = (D\tau)^{1/2}$.

Входящая в формулу (4) объемная скорость генерации пар $g(x)$ вычисляется как

$$g(x) = g(0) \cdot \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{b^2}\right),$$

где $g(0) = j \cdot A(E_0) / (3eE_g)$;

e – заряд электрона;

E_g – ширина запрещенной зоны.

Обычно уравнение (4) решается при условии, что процесс генерации уже закончен и $g = 0$. Рассмотрим решение этого уравнения при $g \neq 0$, т. е. в процессе возбуждения кристалла.

Распределение концентрации неравновесных носителей имеет вид

$$\Delta N(x) = C_1 \exp(-x/L) + C_2 \exp(x/L) - \Gamma, \quad (5)$$

$$\text{где } \Gamma = \frac{g(0) \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{b^2}\right)}{D \left(\frac{4a^2}{b^4} - \frac{2}{b^2} - \frac{1}{L^2} \right)}.$$

Поскольку концентрация неравновесных носителей уменьшается по мере удаления от области их инжекции, а не наоборот, коэффициент C_2 можно положить равным нулю, а C_1 определить из следующего граничного условия: при $x = 0$ $\Delta N(x) = \Delta N(0) = \tau j \cdot A(E_0) / (3eE_g)$. При этом учтено, что при таких высоких уровнях возбуждения все поверхностные уровни насыщаются. Таким образом, получим

$$\Delta N(x) = g(0) \cdot \exp(-x/L) \times \left[\tau + \frac{\exp(-a^2/b^2)}{\Lambda} \right] - \Gamma, \quad (6)$$

где $\Lambda = D \left(\frac{4a^2}{b^4} - \frac{2}{b^2} - \frac{1}{L^2} \right)$.

С учетом того, что $\frac{4a^2}{b^4} - \frac{2}{b^2} \ll \frac{1}{L^2}$ и $L^2 = D\tau$, формула (6) преобразуется к виду

$$\Delta N(x) = g(0) \cdot \tau \left[\exp\left(-\frac{x}{L}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{a^2}{b^2}\right) \right) + \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{b^2}\right) \right]. \quad (7)$$

При больших значениях энергии электронного пучка глубина проникновения электронов в кристалл довольно значительна. Например, в CdS при $E_0 = 300$ кэВ она составляет 81,4 мкм (см. таблицу), а диффузионная длина $L \approx 1$ мкм (член в круглых скобках в (7) дает примерно 0,33). Поэтому, пренебрегая первым членом в квадратных скобках, окончательно получим выражение

$$\Delta N(x) = g(0) \cdot \tau \cdot \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{b^2}\right) = g(x) \cdot \tau. \quad (8)$$

Этот результат совпадает с решением, полученным на основе несколько иных соображений авторами [7]. Решение нестационарного уравнения (3) отличается от (8) наличием временного множителя:

$$\Delta N(x, t) = g(x) \cdot \tau [1 - \exp(-t/\tau)]. \quad (9)$$

Таким образом, получены пространственное и пространственно-временное распределения неравновесной электронно-дырочной плазмы, образующейся в процессе возбуждения полупроводникового кристалла. Из формул (8) и (9) видно, что эти распределения неоднородны в пространстве и во времени.

В данном случае рассматривается неравновесная электронно-дырочная плазма высокой плотности ($\Delta N = 10^{19} - 10^{22}$ см⁻³, среднее расстояние между частицами $r_0 = 10^{-6} - 10^{-8}$ см). При таких концентрациях она вырождена (например, для GaAs, CdS и других полупроводников) и представляет собой слабонеидеальную плазму, когда кинетическая энергия ее частиц имеет порядок энергии Ферми и намного превышает потенциальную энергию их взаимодействия, равную $e^2 / (r_0 \epsilon_1)$, где ϵ_1 – действительная часть диэлек-

трической проницаемости. Таким образом, кинетическая энергия играет определяющую роль, обменная энергия Хартри – Фока при этом является уже малой поправкой, а корреляционная энергия вносит еще меньший вклад [8, с. 210]. Это означает, что при очень высокой плотности системы ферми-частиц ведут себя подобно идеальным газам [9]. Это необходимо учитывать в тех случаях, когда неравновесная электронно-дырочная плазма будет находиться в полностью термализованном состоянии.

Как следует из проведенного в [5, с. 21] анализа, электронно-электронное и дырочно-дырочное рассеяние не вносят никакого вклада в энергообмен, поскольку их энергия при межэлектронных и междырочных столкновениях не меняется и интегралы столкновений равны нулю, так что доминирующим становится электронно-дырочное рассеяние. Для количественного описания взаимодействия неравновесной электронно-дырочной плазмы с решеткой кристалла воспользуемся формулой полной диэлектрической проницаемости кубического кристалла $\epsilon(\omega)$. Соответствующее дисперсионное соотношение имеет вид [10, с. 81]

$$\epsilon(\omega) = 0$$

или

$$\left(\epsilon_{\infty} + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}) \omega_t^2}{\omega_t^2 - \omega^2} \right) \left(1 - \frac{4\pi e^2 \Delta N}{\epsilon_{\infty} m_e \omega^2} \right) + \epsilon_{\infty} \frac{(\omega_l^2 - \omega_t^2)}{\omega^2 - \omega_t^2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 0, \quad (10)$$

где ϵ_{∞} , ϵ_0 – соответственно, высокочастотная и низкочастотная диэлектрические проницаемости кристалла;

ω_t , ω_l – частота поперечного и продольного оптических фононов соответственно;

ω_p – плазменная частота,

$\omega_p = [4\pi e^2 \Delta N / (\epsilon_{\infty} m_e)]^{1/2}$;

m_e – эффективная масса электрона.

Решая уравнение (10) относительно ω , получим следующее выражение:

$$\omega_{1,2}^2 = 0, 5(\omega_t^2 + \omega_p^2) \pm 0, 5[(\omega_t^2 + \omega_p^2)^2 - 4\omega_t^2 \omega_p^2]^{1/2}. \quad (11)$$

При плотности плазмы $\Delta N = 10^{19} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ справедливы неравенства $\omega_p \gg \omega_t$ и $\omega_p \gg \omega_l$, и тогда (11) преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}^2 &= 0, 5\omega_p^2 \pm 0, 5(\omega_p^4 - 4\omega_t^2 \omega_p^2)^{1/2} = \\ &= 0, 5\omega_p^2 \pm 0, 5\omega_p (\omega_p^2 - 4\omega_t^2)^{1/2} = \\ &= 0, 5\omega_p^2 \pm 0, 5\omega_p^2 = 0, 5(\omega_p^2 \pm \omega_p^2). \end{aligned} \quad (12)$$

Отсюда можем записать решения:

$$\omega_1^2 = \omega_p^2, \quad (13)$$

$$\omega_2^2 = 0. \quad (14)$$

Известно, что плазма приводит к изменению частоты колебаний кристаллической решетки и, как видно из (13), (14), при таких больших значениях ΔN фоновые частоты практически пода-

вляются, т. е. ими можно пренебречь по сравнению с плазменной частотой ω_p . При высоких уровнях возбуждения все донорные и акцепторные уровни насыщаются, поэтому рассеянием на заряженных примесях также можно пренебречь.

Инжектированные свободные носители экранируют химические связи атомов кристалла. Простейший способ описания этого явления основан на учете только статического плазменного экранирования электростатического взаимодействия, когда кулоновский потенциал атома кристалла $V(r) = Ze/(\epsilon_0 r)$ заменяется на потенциал Юкавы, соответствующий короткодействующим силам:

$$V(r) = \frac{Ze}{\epsilon_0 r} \exp \frac{-r}{r_{TF}}, \quad (15)$$

где Z – заряд ядра;

r – среднее расстояние между частицами;

r_{TF} – радиус экранирования Томаса – Ферми.

В интересующем нас случае, когда неравновесные носители вырождены, имеем

$$r_{TF} = \left(\frac{2E_F}{3e^2 \Delta N} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

На малых расстояниях r (при $T = 300 \text{ К}$), сравнимых со средней длиной волны де Бройля для экранирующих зарядов, где существенно сказываются квантовые эффекты, потенциал (15) стремится к асимптотическому виду:

$$V(r) = \frac{Ze}{\epsilon_0 r} \exp(-\beta r) \cos \beta r, \quad (17)$$

где $\beta = 1/r_{TF}$.

Как видно из формулы (16), радиус экранирования r_{TF} с увеличением концентрации неравновесных носителей ΔN уменьшается. При достижении достаточно малых его значений ($r_{TF} \approx 10^{-8} \text{ см}$), соизмеримых с радиусом первой боровской орбиты, т. е. $r_{TF} \approx a_B = \hbar^2 / (m_e e^2)$, локальные электронные состояния могут вообще исчезнуть (\hbar – постоянная Планка). В этом случае атомы кристалла и точечные дефекты неизбежно ионизируются.

Для оценки критической концентрации неравновесных носителей заряда $\Delta N_{кр}$, когда химические связи полностью экранируются и происходит обусловленное ионизацией исчезновение локальных уровней, необходимо решить следующее уравнение Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \psi - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} \exp(-\beta r) \cos \beta r \cdot \psi = E \psi, \quad (18)$$

где собственные значения энергии E отсчитываются от дна зоны проводимости и, следовательно, абсолютное значение энергии низшего уровня $|E_{\min}| = E_I$ есть непосредственно энергия ионизации.

Численное решение уравнения (18) дает искомое критическое значение концентрации $\Delta N_{кр}$,

при которой энергия ионизации обращается в нуль:

$$\Delta N_{\text{кр}} = 0,27 \left(\frac{m_e e^2}{\hbar^2 \epsilon_0} \right)^3 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}. \quad (19)$$

Значение $\Delta N_{\text{кр}}$ такого порядка соответствует тем концентрациям электронно-дырочной плазмы, которые используются нами в эксперименте. Когда частота плазмы такова, что $\omega_p \gg k v_F^{e,h}$, экранирование становится также и динамическим [8, с. 41] (здесь k и $v_F^{e,h}$ — волновое число и скорость носителей на поверхности Ферми соответственно). При $E_0=15,2$ МэВ, $j=150$ А/см², $\Delta N=2,2 \cdot 10^{21}$ см⁻³ радиус Томаса — Ферми составляет примерно 10^{-8} см, при этом наступает полное экранирование химических связей. При такой плотности плазмы происходит ее сжатие и, соответственно, возрастание энергии Ферми, а также увеличение давления и связанная с этим ионизация атомов кристалла. При $T = 300$ К и $\Delta N \approx 10^{19}$ см⁻³ давление достигает порядка $21,5 \cdot 10^5$ Н/см², что соответствует 21,3 атм [11, с. 71]. При этом термализованная электронно-дырочная плазма рассматривается как идеальный газ.

Итак, в области облучения образца мощным электронным пучком все уровни энергии связанных состояний вследствие экранирования и ионизации практически полностью исчезают. Это резко увеличивает подвижность атомов кристалла и скорость их диффузии. Неоднородный характер возбуждения полупроводника электронным пучком по глубине кристалла, о котором упоминалось выше, способствует возникновению градиента концентрации, приводящего к возникновению силы, способствующей смещению атомов кристалла в междоузлия и «залечиванию» кристаллической решетки, увеличению ее однородности.

Рассмотрим второй процесс — релаксацию энергии и импульса горячей электронно-дырочной плазмы за счет упругого электронно-дырочного рассеяния между собой и неупругого рассеяния электронов и дырок на равновесных и неравновесных дефектах Френкеля (при энергии и токе возбуждающего электронного пучка, больших порога генерации дефектов: $E_0 \geq 0,3 - 1$ МэВ, $j = 15 - 300$ А/см², $t = 0,1 - 10$ нс). При этом процессы рассеяния неравновесной плазмы на дефектах и процессы экранирования их термализованной плазмой происходят практически одновременно (время релаксации импульса — порядка 10^{-14} с, энергии — $\tau_E \approx 10^{-12}$ с).

Максимальная энергия E_{max} , которую ускоренный электрон с кинетической энергией E_0 передает атому кристалла при столкновении, равна [12, с. 52]

$$E_{\text{max}} = 4mME_0 / (m+M)^2, \quad (20)$$

где m, M — соответственно, значения массы электрона и атома кристалла.

Первично выбитый атом с энергией E_{max} порождает множество других выбитых атомов, которые в свою очередь способны порождать так называемый каскад вторичных смещений [12]. Полное число неравновесных дефектов Френкеля в 1 см³ кристалла будет равно

$$N_d = \nu N, \quad (21)$$

где ν — среднее число столкновений первично выбитого из узла атома с другими атомами кристалла [5, с. 29; 13, с. 101];

N — число первично выбитых атомов, образовавшихся в единичном объеме.

При этом

$$\nu = \frac{E_{\text{max}}}{2E_d} f; \quad (22)$$

$$N = \Phi N_A \sigma, \quad (23)$$

где E_d — пороговая энергия, т. е. минимальная энергия, которую нужно передать атому кристалла, чтобы он перешел в междоузельное положение;

f — фактор, учитывающий анизотропию рассеяния;

Φ — интегральный поток (доза) электронов;

N_A — число Авогадро;

σ — поперечное сечение столкновений, смещающих атомы.

Поскольку рассматриваемые дефекты Френкеля являются неравновесными, можно считать, что в объеме облучаемого кристалла накапливается большой запас связанной с ними потенциальной энергии. Энергия 1 см³ облученного электронами кристалла больше энергии 1 см³ необлученного кристалла на величину

$$E(N_d) = N_d E_d. \quad (24)$$

Оценим величину $E(N_d)$ для GaAs. Типичное значение E_{max} при облучении электронами с $E_0=1$ МэВ для Ga равно 30 эВ, а для As — 29 эВ. Положим $f=2$, $E_d=10$ эВ, $\Phi=10^{18}$ электрон/см², $N_A=10^{22}$ см⁻³, $\sigma=10^{22}$ см². Тогда $\nu_{\text{Ga}}=3$, $\nu_{\text{As}}=2,9 \approx 3$, $N=10^{18}$ см⁻³, $N_d=3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $E(N_d)=3 \cdot 10^{19}$ эВ·см⁻³. Примерно такого же порядка значения величин получаются и для CdS. Таким образом, в неравновесных дефектах Френкеля в облученном полупроводнике может быть накоплена значительная энергия.

Одновременно с генерацией неравновесных дефектов происходит генерация электронно-дырочной плазмы высокой плотности, которая рассеивается на этих дефектах. В целом, рассеяние неравновесных носителей заряда на уже существующих в кристалле и порождаемых в течение импульса облучения пучком быстрых электронов дефектах Френкеля является неупругим, поскольку в процессе отдельного столкновения дефекту передается средняя энергия

$$\Delta E = (E_0/t) \tau_E. \quad (25)$$

Таким образом, при $E_0=1$ МэВ, $t=1$ нс и $\tau_E \approx 10^{-12}$ с дефекту передается средняя энергия порядка 10^3 эВ, т. е. 1 кэВ.

Чем чаще происходят столкновения неравновесных носителей с дефектами решетки, тем больше энергии получают дефекты и тем быстрее они отжигаются. Следует отметить, что при таком эффективном отжиге неравновесные дефекты Френкеля будут рекомбинировать с выделением запасенной при облучении энергии $E(N_d)$. При этом процессы «залечивания» дефектов будут происходить значительно быстрее, т. к. из-за сильного экранирования, как уже отмечалось выше, подвижность атомов (ионов) значительно увеличивается. В таком случае в течение импульса кристалл полностью отжигается и его электрофизические и оптические свойства существенно улучшаются.

Таким образом, междоузельные атомы и вакансии возникают при облучении интенсивным импульсным электронным пучком в одинаковом количестве и исчезают («залечиваются») путем взаимной рекомбинации при отжиге в течение импульса облучения благодаря взаимодействию с электронно-дырочной плазмой высокой плотности. При этом образец практически не нагревается, поэтому такой отжиг назван ионизационным.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Богданкевич О.В., Вавилов В.С., Данилычев В.А. и др. Влияние облучения на основные характеристики полупроводникового квантового генератора из арсенида галлия, возбуждаемого электронным пучком // Препринт № 127. — ФИАН. — Москва, 1969.

2. Богданкевич О.В., Борисов Н.А., Календин В.В. и др. Кинетика восстановления люминесцентных свойств монокристаллов GaAs, облученных интенсивным пучком электронов // Квантовая электроника. — 1972. — № 11. — С. 108 — 110.

3. Гаркавенко О.С., Мокрицкий В.А., Ленков С.В., Банзак О.В., Завадський В.А. Радіаційний відпал лазерних кристалів CdS // Матеріали всеукраїнської науково-технічної конференції з міжнародною участю «Лазерні технології. Лазери та їх застосування». — 2011. — Україна, Трускавець. — С. 54.

4. Мокрицкий В.А., Ленков С.В., Гаркавенко О.С. та ін. Аналіз механізмів відпалу лазерних кристалів CdS // 36. наук. праць ВІКНУ імені Тараса Шевченка. — 2011. — Вип. № 33. — С. 96 — 98.

5. Гаркавенко А.С. Радиационная модификация физических свойств широкозонных полупроводников и создание на их основе лазеров большой мощности. — Львов: ЗУКЦ, 2012.

6. Bethe H. The influence of screening on the creation and stopping of electrons // Proc. Camb. Phil. Soc. — 1934. — Vol. 30. — P. 524.

7. Богданкевич О.В., Дарзек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры. — Москва: Наука, 1976.

8. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. — Москва: Мир, 1967.

9. Крефт В.-Д., Кремп Д., Эбелинг В., Репке Г. Квантовая статистика систем заряженных частиц. — Москва: Мир, 1988.

10. Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлихов Е.З. Плазма полупроводников. — Москва: Атомиздат, 1979.

11. Шиллинг Г. Статистическая физика в примерах. — Москва: Мир, 1976.

12. Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С. Действие излучений на полупроводники. — Москва: Наука, 1988.

13. Ленков С.В., Мокрицкий В.А., Гаркавенко А.С. и др. Радиационное управление свойствами материалов и изделий опто- и микроэлектроники. — Одесса: Друк, 2003.

14. Экспериментальная ядерная физика. Т.1 / Под ред. Э. Сегре. — Москва: ИЛ, 1955.

*Дата поступления рукописи
в редакцию 25.12 2013 г.*

*Д. ф.-м. н. О. С. ГАРКАВЕНКО¹, д. т. н. В. А. МОКРИЦЬКИЙ²,
к. т. н. О. В. БАНЗАК³, к. т. н. В. О. ЗАВАДСЬКИЙ⁴*

¹Німеччина, г. Корнвестхайм, Фірма «Гайстескрафт»;

²Україна, Одеський національний політехнічний університет;

³Одеська національна академія ім. О. С. Попова;

⁴Одеська національна морська академія

E-mail: garks@arcor.de; mokrickiy@mail.ru

ІОНІЗАЦІЙНИЙ ВІДПАЛ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КРИСТАЛІВ. ЧАСТИНА ПЕРША: ТЕОРЕТИЧНІ ПЕРЕДУМОВИ

При опроміненні напівпровідникових кристалів потужними (сильнострумовими) імпульсними електронними пучками високих енергій отримано новий вид відпалу, названий авторами «іонізаційним», надано його теоретичне обґрунтування.

Ключові слова: лазер, відпал, електронний пучок.

Germany, Kornwestheim, Wissenschaftliche Vereinigung "Geisteskraft";
Ukraine, Odessa National Polytechnic University;
A. S. Popov Odessa National Academy of Telecommunications;
Odessa National Maritime Academy

E-mail: garks@arcor.de; mokrickiy@mail.ru

IONIZATION ANNEALING OF SEMICONDUCTOR CRYSTALS. PART ONE: THEORETICAL BACKGROUND

During irradiation of semiconductor crystals with powerful (high current) pulsed high-energy electron beams, a new type of annealing has been obtained. We could obtain new results and to find out physical nature of this phenomenon due to short and powerful bunches of electrons with high energy. Given its theoretical justification, the new annealing type has been called the "ionization annealing".

Keywords: laser, annealing, electron beam.

REFERENCES

1. Bogdankevich O.V., Vavilov V.S., Danilychev V.A., V.V. Alendin, Kryukova I.V. [Irradiation effect on the basic characteristics of semiconductor lasers made of gallium arsenide excited by an electron beam]. No 127, ASC LPI, Moscow, 1969. (in Russian, unpublished)
2. Bogdankevich O.V., Borisov N.A., Kalendin V.V., Kovsh I.B., Kryukova I.V. [Reduction kinetics of luminescence properties of single crystals of GaAs, irradiated by an intense beam of electrons]. Kvantovaya elektronika, 1972, no 11, pp. 108-110. (in Russian)
3. Garkavenko O.S., Mokritskii V.A., Lyenkov S.V., Banzak O.V., Zavads'kii V.A. [Laser radiation annealed CdS crystals]. Proc. of the confer. "Lazerni tekhnologiyi. Lazeri ta yikh zastosuvannya", Ukraine, Truskavec, 2011, p. 54. (in Ukrainian)
4. Mokritskii V.A., Lyenkov S.V., Garkavenko O.S., Zavads'kii V.A., Banzak O.V. [Analysis of the mechanisms of laser annealing CdS crystals] Collection of Scientific Papers of the Military Institute, Ukraine, Kiev, 2011, iss. 33, pp. 96-98. (in Ukrainian)
5. Garkavenko O.S. [Radiation modification of the physical properties of wide bandgap semiconductors and creation on their basis of high-power lasers]. Lviv, ZUKC, 2012, 258 p. (in Russian)
6. Bethe H. The influence of screening on the creation and stopping of electrons. Proc. Cambr. Phil. Soc., 1934, vol. 30, p. 524.
7. Bogdankevich O.V., Darznek S.A., Eliseev P.G. Poluprovodnikovye lazery [Semiconductor lasers]. Moscow, Nauka, 1976, 415 p. (in Russian)
8. Pains D., Noz'er F. Teoriya kvantovykh zhidkosti [The theory of quantum liquids]. Moscow, Mir, 1967, 382 p. (in Russian)
9. Kreft V.-D., Kremp D., Ebeling V., Repke G. Kvantovaya statistika sistem zaryazhennykh chastits [Quantum statistics of charged particles systems]. Moscow, Mir, 1988, 405 p. (in Russian)
10. Vladimirov V.V., Volkov A.F., Meilikhov E.Z. Plazma poluprovodnikov [Semiconductor plasma] Moscow, Atomizdat, 1979, 354 p. (in Russian)
11. Shilling G. Statisticheskaya fizika v primerakh [Statistical physics in the examples]. Moscow, Mir, 1976, 431 p. (in Russian)
12. Vavilov V.S., Kekelidze N.P., Smirnov L.S. Deistvie izlucheniya na poluprovodniki [Effect of radiation on semiconductors]. Moscow, Nauka, 1988, 173 p. (in Russian)
13. Lenkov S.V., Mokritskii V.A., Garkavenko A.S. et al. Radiatsionnoe upravlenie svoystvami materialov i izdelii opto- i mikroelektroniki [Radiation control properties of materials and products opto- and microelectronics]. Odessa, Druk, 2003, 345 p. (in Russian)
14. Segre E. (Ed.) Experimental nuclear physics. Vol. 1. John Wiley, 1953.