

<https://doi.org/10.21122/2227-1031-2020-19-4-311-319>

УДК 535.14:621.375.826

Природа деградации полупроводниковых лазеров с электронным накачиванием энергии. Теоретические предпосылки

Докт. физ.-мат. наук А. С. Гаркавенко¹⁾, докт. техн. наук, проф. В. А. Мокрицкий²⁾,
докт. техн. наук, доц. О. В. Маслов²⁾, канд. техн. наук А. В. Соколов²⁾

¹⁾Фирма «Гайтескрафт» (Корнвестхайм, Германия),

²⁾Одесский национальный политехнический университет (Одесса, Украина)

© Белорусский национальный технический университет, 2020
Belarusian National Technical University, 2020

Реферат. В статье отмечено, что при достижении определенных критических значений плотности мощности лазерного излучения в полупроводниковых лазерах с электронным накачиванием энергии, изготовленных из монокристаллов ряда соединений, имеет место катастрофическая деградация. Она сопровождается механическим разрушением поверхности торцов резонатора, необратимым падением мощности излучения и увеличением порога генерации. Причем при катастрофической деградации полупроводниковых лазеров под действием собственного излучения в монокристалле происходят существенные изменения кристаллической структуры: плотность дислокаций достигала более 10^{12} – 10^{15} см⁻². Показано, что исходная плотность дислокаций и критическая плотность мощности собственного излучения обратно пропорциональны. Таким образом, процесс деградации полупроводниковых лазеров прямо связан с генерацией и размножением дислокаций во время работы лазера. При критических значениях плотности лазерного излучения и плотности дислокаций происходит механическое разрушение кристаллической решетки кристалла. Для выяснения предложенного механизма деградации полупроводниковых лазеров необходимо учесть влияние дислокаций на оптические свойства полупроводников. Обычно это влияние рассматривается следующим образом. Дислокации вызывают появление поля локальных деформаций и, кроме того, образуют области пространственного заряда, которые окружают ядро дислокации в виде заряженной трубки. Предлагается модель исследуемого явления: в ядре дислокации возникают большие напряжения, ведущие к смещению отдельных атомов и деформации решетки кристалла. Деформация решетки в ядре дислокации приводит к локальному изменению ширины запрещенной зоны. Это изменение порядка 10^{-2} эВ для винтовой дислокации и 10^{-1} эВ для краевой. Механизм данного изменения состоит в том, что упомянутая деформация приводит к множественному разрыву электронных связей и увеличению в ядре дислокации концентрации электронов примерно до 10^{18} см⁻³. Разработанная аналитическая модель механизма деградации позволит производить выбор полупроводника и оценку режима работы лазера в условиях повышенной мощности излучения.

Ключевые слова: дислокация, лазер, деградация, полупроводник, излучение

Для цитирования: Природа деградации полупроводниковых лазеров с электронным накачиванием энергии. Теоретические предпосылки / А. С. Гаркавенко [и др.] // *Наука и техника*. 2020. Т. 19, № 4. С. 311–319. <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2020-19-4-311-319>

Nature of Degradation in Semiconductor Lasers with Electronic Energy Pumping. Theoretical Background

A. S. Garkavenko¹⁾, V. A. Mokritsky²⁾, O. V. Maslov²⁾, A. V. Sokolov²⁾

¹⁾Gaisteskraft Firm (Kornwestheim, Germany),

²⁾Odessa National Polytechnic University (Odessa, Ukraine)

Abstract. Catastrophic degradation takes place in case of reaching critical values of laser radiation density power in semiconductor lasers with electronically pumped energy made from single crystals of some compounds. It has been accompanied

Адрес для переписки

Мокрицкий Вадим Анатольевич
Одесский национальный политехнический университет
просп. Шевченко, 1,
65044, г. Одесса, Украина
Тел.: +38 048 734-86-36
mokrickiy37@gmail.com

Address for correspondence

Mokritsky Vadim A.
Odessa National Polytechnic University
1, Shevchenko Ave.,
65044, Odessa, Ukraine
Tel.: +38 048 734-86-36
mokrickiy37@gmail.com

by mechanical destruction of the surface at resonator ends, an irreversible decrease in radiation power and an increase in generation threshold. Moreover, during the catastrophic degradation of semiconductor lasers under the action of intrinsic radiation, significant changes in the crystal structure occur within the single crystal: dislocation density reaches a value more 10^{12} – 10^{15} cm^{-2} . It has been shown that initial density of dislocations and critical power density of the intrinsic radiation are inversely proportional. Thus, the degradation process of semiconductor lasers is directly related to generation and multiplication of dislocations during laser operation. Mechanical destruction of a crystal lattice occurs at critical values of laser radiation power and dislocation density. To clarify the proposed mechanism for the degradation of semiconductor lasers, it is necessary to take into account an effect of dislocations on optical properties of semiconductors. Typically, this effect is considered as follows: dislocations cause an appearance of a local deformation field and, in addition, form space-charge regions that surround a dislocation core in the form of a charged tube. The paper proposes a model of the phenomenon under study: large stresses arise in the dislocation core, leading to a displacement of individual atoms and deformation of the crystal lattice. Lattice deformation in the dislocation core leads to a local change in the width of a forbidden band. This change value is about 10^{-2} eV for a screw dislocation and 10^{-1} eV for a boundary dislocation. The mechanism of this change is that aforementioned deformation leads to a multiple rupture of electronic bonds and an increase in the electron concentration in the dislocation core to approximately value 10^{18} cm^{-3} . The developed analytical model of the degradation mechanism allows to perform selection of a semiconductor and estimation of a laser operating mode under conditions of increased radiation power.

Keywords: dislocation, laser, degradation, semiconductor, radiation

For citation: Garkavenko A. S., Mokritsky V. A., Maslov O. V., Sokolov A. V. (2020) Nature of Degradation in Semiconductor Lasers with Electronic Energy Pumping. Theoretical Background. *Science and Technique*. 19 (4), 311–319. <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2020-19-4-311-319> (in Russian)

Введение

Изучение процессов деградации источников когерентного излучения и возможных путей их устранения представляет собой фундаментальную проблему лазерной техники. Ее решение определяет практическое применение лазеров в различных областях науки и техники, увеличение их срока службы, надежности и стабильности выходных параметров в режиме максимальной мощности. Однако в настоящее время нет единого теоретического представления о механизмах деградации, а экспериментальные результаты разных авторов порой противоречивы. В случае полупроводников эти трудности усугубляются неоднородностью кристаллов, которые содержат большое количество примесей и дефектов структуры, обладают низкой механической прочностью. Кроме того, им свойственно различное поглощение энергии: собственное, экситонное, примесное, на свободных носителях и колебаниях решетки. Все это снижает оптическую прочность материала и усложняет изучение физических причин деградации лазеров.

Основная часть

В статье содержатся результаты исследования процессов деградации полупроводниковых сред с разной степенью оптической однородности под воздействием собственного лазерного

излучения. Исследования проводились на модифицированных с помощью радиационных технологий оптически однородных кристаллах арсенида галлия и сульфида кадмия с флуктуациями показателя преломления Δn в диапазоне 10^{-1} – 10^{-4} [1–3]. Выделены два механизма деградации – разрушение кристалла и зеркала резонатора под действием собственного мощного излучения и постепенное снижение мощности в процессе длительной работы лазера. Картина разрушения имела следующий характер: деградация оптически менее однородных кристаллов (с флуктуациями показателя преломления в диапазоне 10^{-1} – 10^{-4}) сопровождается механическим разрушением поверхности торцов резонатора, объема кристалла и связанным с этим необратимым падением мощности излучения и увеличением порога генерации [4]; деградация более оптически однородных кристаллов ($\Delta n \sim 10^{-5}$ – 10^{-6}) связана с эффектом самофокусировки лазерного пучка и в данной статье рассматриваться не будет. Величина критической плотности мощности $P_{кр}$ при $T = 80$ К в образцах первого типа в кристаллах CdS составляет $\sim(0,2\text{--}3,0)$ МВт/см², в кристаллах GaAs $\sim(2,0\text{--}15,0)$ МВт/см². При таких значениях плотности мощности излучения плотность дислокаций в этих образцах достигает величины $N^0 \geq (10^{15}\text{--}10^{17})$ см⁻², что и обуславливает механическое разрушение кристаллической решетки кристалла. Подобный вы-

вод об определяющем влиянии дислокаций на деградацию подтверждается результатами экспериментальных исследований (рис. 1) [4, 5].

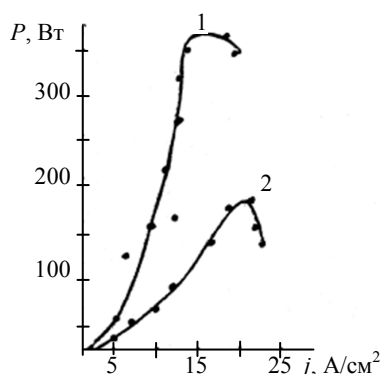


Рис. 1. Зависимость мощности лазерного излучения от плотности тока накачки для оптически однородных кристаллов GaAs для $T = 80$ К при:
1 – $N_d = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n \sim 10^{-4}$; 2 – $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $\Delta n \sim 10^{-3}$

Fig. 1. Dependence of laser radiation power on pump current density for optically homogeneous GaAs crystals with $T = 80$ K at: 1 – $N_d = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\Delta n \sim 10^{-4}$; 2 – $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $\Delta n \sim 10^{-3}$

Для выяснения предложенного механизма деградации полупроводниковых лазеров необходимо учесть влияние дислокаций на оптические свойства полупроводников. Обычно это влияние рассматривается следующим образом. Дислокации вызывают появление поля локальных деформаций и, кроме того, образуют области пространственного заряда, которые окружают ядро дислокации в виде заряженной трубки [6]. На изменение локальной концентрации свободных электронов влияет как поле деформации, так и потенциал, создаваемый заряженной трубкой. Дислокации, рассеивая электроны, влияют на время релаксации электронного импульса и тем самым на поглощение излучения свободными носителями заряда. При плотности дислокаций 10^7 см^{-2} изменение коэффициента поглощения составит не более 10^{-2} см^{-1} [7]. Отсюда следует, что якобы влияние дислокаций на оптические свойства полупроводников незначительно.

Однако этот вывод неверен, поскольку он не учитывает, что поля локальных деформаций, вызванные дислокациями, влияют на электронные параметры кристалла не только тем, что они вызывают рассеяние электронов, но и тем, что приводят к локальным изменениям ширины

запрещенной зоны [6]. Такие изменения обуславливают прямое взаимодействие исходных дислокаций с собственным излучением лазера, при котором на них поглощается значительная доля световой мощности (рис. 1) [8]. Сказанное выше указывает на то, что процесс деградации полупроводникового лазера прямо связан с генерацией и размножением дислокаций во время его работы.

Предлагается следующая модель исследуемого явления. Как известно, возникающие в ядре дислокации напряжения очень велики и ведут к смещению отдельных атомов и деформации решетки кристалла [8]. Деформация решетки в ядре дислокации приводит к локальному изменению ширины запрещенной зоны [6]

$$\Delta E_1 = E_g \frac{\Delta d}{d}, \quad (1)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводникового кристалла; d – период решетки.

Механизм этого изменения состоит в том, что упомянутая деформация, связанная с винтовой дислокацией, приводит к сильному перекрытию электронных волновых функций и, следовательно, к значительному возрастанию проводимости внутри дислокационной трубки, а деформация, связанная с краевой дислокацией, ведет к множественному разрыву электронных связей и опять же к увеличению концентрации электронов до $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, область, заключенная внутри ядра, ведет себя подобно участку полупроводника с вырожденной концентрацией носителей заряда. Это, в свою очередь, приводит к эффекту Бурштейна – Мосса, т. е. к локальному увеличению ширины запрещенной зоны на ΔE_2 по порядку величины, равному ΔE_1 :

$$\Delta E = \Delta E_1 = \Delta E_2 = \left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right) (E_F - E_{co} - 4kT), \quad (2)$$

где E_{co} – дно зоны проводимости; m_e , m_h – эффективные массы электронов и дырок соответственно; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; E_F – энергия Ферми.

Отмеченное увеличение будет порядка 10^{-2} эВ для винтовой дислокации и 10^{-1} эВ для краевой. Таким образом, когда лазер начинает работать, находящиеся в кристалле исходные дис-

локации не смогут поглощать лазерное излучение из-за того, что локальная ширина запрещенной зоны в ядре дислокации E'_g больше ширины запрещенной зоны полупроводникового кристалла E_g и энергии лазерного кванта $\hbar\omega_0$:

$$E'_g = (E_g + \Delta E) > \hbar\omega_0. \quad (3)$$

Однако в процессе работы лазера плотность мощности лазерного излучения внутри резонатора увеличивается со временем и приближается к критической $P_1 \approx P_{кр}$. Напряженность электрического поля в лазерном луче ε становится значительной и определяется формулой [4]

$$\varepsilon = \left(\frac{4\pi P_{кр}}{c} \right)^{1/2} \cdot 3 \cdot 10^2 \text{ В/см}, \quad (4)$$

где c – скорость света в вакууме.

Величина ε для полупроводниковых лазеров изменяется в пределах (10^3-10^5) В/см. Под влиянием этого поля сдвигается край собственного поглощения в ядре дислокации в сторону меньшей энергии фотонов, т. е. более длинных волн. Другими словами, локальная ширина запрещенной зоны в ядре дислокации уменьшается на величину [8]

$$\Delta E = 3 \sqrt{\frac{(e\hbar)^2}{m_e}}, \quad (5)$$

где e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка.

Например, для сдвига $\Delta E \sim 10^{-2}$ эВ требуется напряженность поля $\varepsilon = 5 \cdot 10^4$ В/см. Таким образом, при больших плотностях мощности лазерного излучения происходит компенсация изменений ширины запрещенной зоны в ядре дислокации. После компенсации ширина запрещенной зоны в ядре дислокации и полупроводниковом кристалле становится практически одинаковой

$$E'_g \cong E_g \leq \hbar\omega_0. \quad (6)$$

При этом ядро дислокации начинает интенсивно поглощать излучение за счет разрешенных прямых переходов, поскольку в полупро-

водниковых лазерах используются только прямозонные материалы. Коэффициент поглощения α_0 при таких переходах [9]

$$\alpha_0 = \frac{2e^2(2M)^{3/2}}{\pi^3 cm_0^2 \hbar^3 n \omega_0} |P_{ij}(0)|^2 (\hbar\omega_0 - E_g)^{1/2}, \quad (7)$$

где $M = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ – приведенная масса; m_0 – масса электрона в вакууме; n – показатель преломления кристалла; $|P_{ij}(0)|^2 = \langle j | \vec{\varepsilon}_{ij} \vec{Y} | i \rangle$ – дипольный матричный элемент; $\vec{Y} = -e \sum \vec{r}$ – дипольный момент; $\vec{\varepsilon}_{ij}$ – вектор поляризации излучения.

Формулу (7) можно преобразовать к виду

$$\alpha_0 = \frac{3,38 \cdot 10^3}{n} \left(\frac{m_e}{m_h} \right)^{1/2} \frac{E_g}{\hbar\omega_0} (\hbar\omega_0 - E_g)^{1/2}. \quad (8)$$

В прямозонных полупроводниках значение коэффициента α_0 может достигать $\sim (10^3-10^5)$ см⁻¹. Поток энергии излучения, поглощенный ядром дислокации, равен

$$\alpha_0 n \hbar\omega_0 = \alpha_0 P, \quad (9)$$

где n – число фотонов, попавших на поверхность ядра дислокации в единицу времени; P – мощность излучения лазера.

В равновесных условиях упругая энергия краевой дислокации равна энергии лазерного излучения, поглощенной ее ядром:

$$\alpha_0 \hbar\omega_0 = \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{r_2}, \quad (10)$$

где μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; b – величина вектора Бюргерса; r_1 – расстояние, на которое распространяется деформация; r_2 – радиус ядра дислокации.

Если дислокация не закреплена и может свободно двигаться, то поглощенная ею энергия идет на изменение скорости ее распространения по кристаллу, т. е. на ускорение дислокации. Дислокации, движущиеся с большой скоростью, имеют достаточную кинетическую энергию для образования других дислока-

ций, т. е. становятся источниками их размножения [10]. Критическое значение скорости, при которой это происходит, $v \sim 0,6c_t$, где $c_t = (\mu/\rho_0)^{1/2}$ – скорость распространения поперечной звуковой волны (волны сдвига); ρ_0 – плотность кристалла. Если же линия дислокации по каким-либо причинам закреплена с обоих концов, то напряжение, необходимое для ее изгиба до радиуса R , составит [10]

$$\sigma = \frac{0,5\mu b}{R}. \quad (11)$$

Используя (11), запишем (10) в виде

$$\sigma = \frac{2\pi(1-\nu)\alpha_0\hbar\omega_0}{bR \ln \frac{r_1}{r_2}}. \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что энергия излучения, поглощенная ядром закрепленной дислокации, идет на создание источника Франка – Рида, который генерирует другие дислокации. Даже при небольшой плотности таких дислокаций ($N_d \sim (10^2 - 10^3) \text{ см}^{-2}$) начинается процесс быстрого их размножения. С учетом других источников размножения, названных выше, он перерастает со временем в лавинообразный (каскадный). Это приводит к деградации полупроводникового лазера и к его механическому разрушению.

Фотоны, поглощенные ядрами малоподвижных дислокаций, являются резонансными с частотой ω_0 . Однако после того, как сформировалась дислокационная лавина, движущаяся с большой скоростью, благодаря эффекту Доплера частота поглощенных фотонов отклоняется от основной (резонансной) частоты. Коэффициент поглощения в данном случае

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 Q(\omega), \quad (13)$$

где $Q(\omega) = \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}$ – форма спектральной линии; Γ – ширина спектральной линии.

Вероятность поглощения определяется формулой

$$w(\vec{r}) = \int_0^\infty \exp[-\alpha(\omega)\vec{r}] Q(\omega) d\omega. \quad (14)$$

Подставляя (13) в (14) с учетом того, что $\alpha_0 r \gg 1$, найдем

$$w(r) = (\pi\alpha_0 r)^{-1/2}.$$

Вероятность того, что фотон поглотится в единице телесного угла в пределах от r до $r + dr$, имеет вид

$$R(r) = -\frac{1}{4\pi r^2} \frac{dw(r)}{dr} = (4\pi)^{-3/2} r^{-7/2} \alpha_0^{-1/2}.$$

Изменение плотности дислокаций $N_d^0(\vec{r}, t)$ при развитии дислокационной лавины определяется следующими процессами: генерацией дислокаций за счет поглощения на них собственного лазерного излучения, генерацией дислокаций за счет избыточной энергии их ускоренного движения и источников Франка – Рида, а также их диффузией и подвижностью. Уравнение для лавинного нарастания плотности дислокаций имеет вид

$$\frac{\partial N_d^0(\vec{r}, t)}{\partial t} = q\nu N_d^0(\vec{r}, t) + D\nabla^2 N_d^0(\vec{r}, t) - \nu\nabla N_d^0(\vec{r}, t) + \alpha_0\nu \int R|\vec{r} - \vec{r}'| N_d^0(\vec{r}', t) d\vec{r}', \quad (15)$$

где q – число дислокаций, образуемых ускоренно движущимися дислокациями на единице длины пробега; ν – скорость движения лавины.

Решение уравнения (15) с начальным условием $N_d^0(\vec{r}, 0) = \delta(\vec{r})$ (где $\delta(\vec{r})$ – дельта-функция Дирака) имеет вид

$$N_d^0(\vec{r}, t) = \frac{e^{(q+\alpha_0)\nu t}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 \sin(k\vec{r}_0)}{\vec{r}_0} \times \exp\left[-k^2 D + \alpha_0\nu(k/\alpha_0)^{1/2}\right] t dk, \quad (16)$$

где \vec{r}_0 – радиус-вектор, имеющий компоненты $(x, y, z - \nu t)$.

Поскольку скорость дислокационной лавины достаточно велика, коэффициентом диффузии D в экспоненте под интегралом в формуле (16) можно пренебречь. Тогда

$$N_d^0(\vec{r}, t) = \frac{e^{(q+\alpha_0)\nu t}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k^2 \sin(k\vec{r})}{\vec{r}_0} \exp\left[\alpha_0\nu(k/\alpha_0)^{1/2}\right] t dk. \quad (17)$$

Из показателя экспоненты под интегралом найдем радиус лавины

$$r_{\pi} \sim \frac{1}{k} \sim \alpha_0 v^2 t^2.$$

Примем, что дислокационная лавина распространяется вдоль оси x резонатора лазера, и поскольку ее распространение ограничено размерами кристалла, заменим верхнюю границу в интеграле на $1/L_0$ (L_0 – длина лазерного резонатора). Используя тот факт, что

$$\frac{k^2 \sin(kx)}{x} = \pi k^2 \delta(x, k),$$

где $\delta(x, k)$ – дельта-функция Дирака, и известное соотношение $\int \delta(x, \xi) f(\xi) d\xi = f(x)$, найдем, что:

$$\int_0^{1/L_0} \frac{k^2 \sin(k\bar{r}_0)}{\bar{r}_0} \exp(\alpha_0^{1/2} v t k^{1/2}) dk = \frac{\pi}{L_0^2} \exp\left[\left(\sqrt{\alpha_0/L_0}\right) v t\right]. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (17), найдем окончательно

$$N_{\pi}^0(x, t) = \frac{1}{2L_0^2} \exp\left[\left(q + \alpha_0 + \sqrt{\alpha_0/L_0}\right) v t\right]. \quad (19)$$

Из (19) видно, что экспоненциальная связь между плотностью дислокаций $N_{\pi}^0(x, t)$ и параметрами α_0, q, L_0, v, t определяет лавинообразный характер ее развития в кристалле.

Примем, что дислокационная лавина движется как единое целое и скорость любой дислокации в ней равна скорости движения лавины. Однородное напряжение сдвига на ядре дислокации $\sigma_{yz} = 10^{-3} \mu \frac{v}{c_t}$ равно давлению собственного излучения лазера на ядро дислокации

$$p = \frac{nP}{cS},$$

где n – показатель преломления кристалла; c – скорость света в вакууме; S – площадь поверхности ядра дислокации.

Тогда, приравнивая величины $\sigma_{yz} = p$, найдем скорость движения дислокации под действием светового давления

$$v = \frac{10^3 n c_t P}{\mu c S}.$$

Оценим эту величину для лазера на GaAs. При $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, $n = 3,6$, $\mu = 10^{12}$ дин/см², $c_t = 4,3 \cdot 10^5$ см/с, $P = 1$ МВт, $v = 4,1 \cdot 10^5$ см/с получим почти скорость звука, т. е. $v \sim c_t$. Однако при мощностях излучения лазера ~ 10 МВт и выше, v будет значительно превышать скорость звука c_t ($v = 4,1 \cdot 10^6$ см/с и выше), и дислокационная лавина преодолевает звуковой барьер.

В этой связи разделим процесс деградации (образования трещин) полупроводникового лазерного кристалла на две части.

1. Когда мощность излучения меньше или равна 1 МВт и соответственно скорость дислокационной лавины меньше или равна поперечной скорости звука в кристалле $v \leq c_t$.

2. Когда мощность излучения больше 1 МВт и соответственно скорость дислокационной лавины больше поперечной скорости звука $v > c_t$, т. е. дислокационная лавина преодолевает звуковой барьер в области сверхзвуковых скоростей.

Анализ части 1. Благодаря взаимодействию формирующейся дислокационной лавины с мощным когерентным лазерным излучением ее движение становится макроскопически когерентным и сверхтекучим. Это означает, что лавина может беспрепятственно (силами электронного и фононного трения пренебрегаем) перемещаться по кристаллу. Незатухающее движение ее обеспечивается когерентностью фаз винтовых и краевых дислокаций. Если бы это движение было затухающим, то из-за возникающих сил трения испускались бы фононы и рассеивались электроны и упорядоченное в результате когерентности движение перешло бы в неупорядоченное тепловое. Кинетическую энергию E_2 такого движения можно описать формулой

$$E_2 = \frac{mv^2}{2} + E_0 + E_F + \bar{p}\bar{v},$$

где $E_0 = c_p p$ – энергия фонона; p – импульс фонона; E_F – энергия Ферми, характерная энергия

электрона в вырожденных полупроводниках; m – масса лавины.

В результате затухания E_2 меньше, чем первоначальная энергия лавины $E_1 = mv^2/2$ (до затухания). Следовательно:

$$E_0 + E_F + \bar{p}\bar{v} < 0 \text{ или } c_t p + E_F + \bar{p}\bar{v} < 0. \quad (20)$$

Величина $(c_t p + E_F)$ существенно положительна, следовательно, если $v < c_t$, неравенство (20) не может быть удовлетворено. Это означает, что испускание фонона и рассеяние электрона запрещены законами сохранения и, согласно (20), сверхтекучее движение дислокационной лавины сохраняется вплоть до скоростей $v \sim c_t$. Иными словами, кинетическая энергия такой дислокационной лавины не преобразуется в энергию теплового движения, что обеспечивает ей большую стабильность, и ее движение становится похожим на движение солитона.

Известно [11], что при движении дислокации в кристалле скорость звука c_t играет роль, аналогичную скорости света c в специальной теории относительности. Двигаясь по оси x со скоростью v , дислокация сокращается в направлении этой оси в $(1 - v^2/c_t^2)^{1/2}$ раз. При этом она расширяется в других направлениях. Таким образом, в движущейся дислокационной лавине с радиусом $r_{л} \sim \alpha_0 v^2 t^2$ происходит слияние одноименных (например, краевых) дислокаций, которое приводит к зарождению микротрещин. Окончательному разрушению кристалла предшествует происходящее в течение некоторого времени развитие многих разветвленных каналов микротрещин. Они возникают в результате движения дислокационной лавины, которая является пространственно-временным скоплением дислокаций. Если приложенное под воздействием дислокационной лавины напряжение σ больше теоретической прочности кристаллической решетки на сдвиг σ_m , то энергетическое условие образования зародышевой микротрещины имеет вид [12]

$$l_{кр} > a, \quad (21)$$

где $l_{кр} = \eta E / \sigma^2$ – критическая длина микротрещины; E – модуль Юнга; a – радиус действия

межатомных сил; η – коэффициент поверхностного натяжения микротрещины.

Перепишем (21) в виде

$$\frac{\eta E}{\sigma^2} > a, \text{ отсюда } \sigma > \sqrt{\frac{\eta E}{a}}.$$

Поскольку $\sigma > \sigma_m > \frac{\mu}{30} \sim \sqrt{\frac{\eta E}{a}}$, получим

$$\eta \sim \frac{\mu^2 a}{9 \cdot 10^2 E}.$$

Приняв a порядка постоянной решетки, найдем численную оценку η . Так, для GaAs (где $a = 5,65 \cdot 10^{-8}$ см; $E = 5 \cdot 10^{11}$ дин/см²) $\eta \sim 1,2 \cdot 10^2$ г·с⁻². В свою очередь, лавинообразное размножение микротрещин приводит к лавинообразному характеру роста макротрещин со скоростью, равной средней скорости процесса разрушения (деградации) кристалла [4]:

$$v^0 = N^0 \omega^0 \exp\left[\left(\gamma E_p - 2\eta l^2\right)/kT\right], \quad (22)$$

где N^0 – число напряженных связей на длине 1 см; ω^0 – частота собственных тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке; γ – безразмерный коэффициент, характеризующий самоускорение процесса разрыва межатомных связей; l – длина макротрещины; E_p – энергия разрыва межатомных связей в решетке; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Экспоненциальный характер зависимости (22) еще раз подчеркивает лавинообразное развитие макротрещин. Следует отметить, что предельная скорость роста макротрещин $v_{пр}^0$ стремится к постоянной величине, характеризующей окончательную катастрофическую деградацию лазерного кристалла:

$$v^0 \rightarrow v_{пр}^0 \approx 0,5 \sqrt{\frac{E}{2\rho_0(1+v)}},$$

где v – коэффициент Пуассона.

Анализ части 2. Поскольку коэффициент фононного трения B_p обратно пропорционален третьей степени скорости звука $B_p \sim \frac{1}{c_t^3}$, он

оказывается слишком малым. Коэффициент электронного трения обратно пропорционален второй степени скорости звука [13] $B_e \sim \frac{1}{c_t^2}$ и также будет достаточно мал. Поэтому при движении дислокационной лавины как целого со скоростью $v > c_t$ силами фононного и электронного трения можно пренебречь. При этом при преодолении звукового барьера возникают ударные звуковые волны Маха (устойчивые волны сжатия), которые распространяются в среде не размываясь. Исходя из законов сохранения, проведем простой расчет скачка давления Δp , возникающего на ударном фронте такой волны.

Рассмотрим участок фронта ударной волны площадью S в момент времени t . Давление перед фронтом волны обозначим через p_1 . За фронтом ударной волны давление и плотность среды изменяются скачком, принимая значения p_2 и $\rho > \rho_0$ соответственно. По закону сохранения массы

$$(\rho - \rho_0)Sdx = \rho S c_t dt, \quad (23)$$

где $dx/dt = v_\phi$ – скорость перемещения фронта ударной волны.

Тогда из (23) получим

$$v_\phi = \frac{\rho c_t}{\rho - \rho_0}. \quad (24)$$

По второму закону динамики импульс силы равен изменению количества движения

$$c_t \rho_0 S dx = (p_2 - p_1) S dt = \Delta p S dt.$$

Отсюда

$$v_\phi = \frac{\Delta p}{\rho_0 c_t}. \quad (25)$$

Приравнявая (24) и (25), найдем Δp

$$\Delta p = \frac{\rho_0 \rho c_t^2}{\rho - \rho_0}. \quad (26)$$

Считая, что $\rho \gg \rho_0$, получим оценку этой величины для GaAs

$$\Delta p = \rho_0 c_t^2 \sim 9 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2.$$

Естественно, что при увеличении мощности лазерного излучения, как уже упоминалось выше, растет и скорость дислокационной лавины, а соответственно ρ , а также, согласно (26), скачок давления в ударной волне. Из (25), заменив c_t на v^0 (формула (22)) и используя (24), найдем длину макротрещин l , возникающих внутри кристалла под действием ударной волны:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2\eta}} \left(\gamma E_p - kT \ln \frac{c_t}{N^0 \omega^0} \right)^{1/2}.$$

Фронт ударной звуковой волны Маха распространяется под углом θ к зеркалам резонатора лазера ($\sin \theta = c_t/v$), в качестве которых служат полированные торцы полупроводникового кристалла площадью S_0 . Составляющая силы такой волны, ортогональная к зеркалам, имеет вид

$$F_x = F_0 \sin \theta = \left(\frac{v^2}{c_t^2} - 1 \right) \frac{\mu b^3 \sin \theta}{2\pi d},$$

где d – расстояние между плоскостями скольжения.

Соответственно скачок давления на зеркалах

$$\Delta p = \left(\frac{v^2}{c_t^2} - 1 \right) \frac{\mu b^3 c_t}{2\pi d v S_0}.$$

Такой скачок давления приводит к механическим разрушениям поверхности торцов резонатора.

ВЫВОД

Дислокационная лавина – это качественно новое явление, возникающее под действием собственного лазерного излучения внутри резонатора лазера. Оно приводит к разрушению решетки полупроводникового кристалла путем возникновения микро- и макротрещин. Следствие этого – необратимое падение мощности излучения и увеличение порога генерации, т. е. практически полная деградация лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаркавенко, А. С. Смена механизмов излучения в лазерах с электронной накачкой на основе оптически однородных, радиационно легированных кристаллов GaAs / А. С. Гаркавенко // 36. наук. праць Військового інституту КНУ імя Т. Шевченка. 2011. Вип. 32. С. 15–21.
2. Ионизационный отжиг полупроводниковых кристаллов. Часть первая. Теоретические предпосылки / А. С. Гаркавенко [и др.] // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2014. № 4. С. 50–55.
3. Гаркавенко, А. С. Тонкая структура спектров лазерного излучения при электронной накачке радиационно модифицированных оптически однородных нелегированных кристаллов GaAs / А. С. Гаркавенко // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2011. № 5. С. 27–30.
4. Ионизационный отжиг полупроводниковых кристаллов. Часть вторая. Эксперимент / А. С. Гаркавенко [и др.] // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2014. № 5–6. С. 51–56.
5. Гаркавенко, А. С. Радиационная модификация физических свойств широкозонных полупроводников и создание на их основе лазеров большой мощности / А. С. Гаркавенко. Львов: ЗУКЦ, 2012. С. 30–34.
6. Матаре, Г. Электроника дефектов в полупроводниках / Г. Матаре. М.: Мир, 1974. 240 с.
7. Гиппиус, А. А. Влияние дислокаций на электрические и оптические свойства полупроводников / А. А. Гиппиус, А. Н. Колесник // Дислокации и физические свойства полупроводников. Л.: Наука, 1967. С. 156–189.
8. Гаркавенко, А. С. О деградации полупроводниковых лазеров / А. С. Гаркавенко // Журнал радиосвязи, радиовещания и телевидения. 2000. Т. 21, № 1. С. 65–68.
9. Зеегер, К. Физика полупроводников / К. Зеегер. М.: Мир, 1977. 320 с.
10. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. М.: Атомиздат, 1972. 280 с.
11. Коттрел, А. Теория дислокаций / А. Коттрел. М.: Мир, 1969. 310 с.
12. Меламедов, М. М. Физические основы надежности / М. М. Меламедов. Л.: Энергия, 1970. 300 с.
13. Судзуки, Т. Динамика дислокаций и пластичность / Т. Судзуки, Х. Есианага, С. Такеути. М.: Мир, 1989. 320 с.

Поступила 06.06.2018

Подписана в печать 12.02.2019

Опубликована онлайн 30.07.2020

REFERENCES

1. Garkavenko A. S. (2011) Change of Emission Mechanisms in E-Pumped Lasers Based on Optically Homogeneous, Radiation-Doped GaAs Crystals. *Zbirnik Naukovikh Prats' Viis'kovogo Institutu Kiivs'kogo Natsional'nogo Universitetu imeni Tarasa Shevchenka* [Collection of Scientific Papers of Military Institute of Taras Shevchenko National University of Kyiv]. Kyiv, (32), 15–21 (in Russian).
2. Garkavenko A. S., Mokritskii V. A., Banzak O. V., Zavadskii V. A. (2014) Ionization Annealing of Semiconductor Crystals. Part 1. Theoretical Background. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature = Technology and Design in Electronic Equipment*, (4), 50–55 (in Russian).
3. Garkavenko A. S. (2011) Fine Structure of Laser Spectrum at Electron-Beam Pumping Based on Radiation-Modified Optically Homogeneous Crystals of Un-Doped GaAs. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature = Technology and Design in Electronic Equipment*, (5), 27–30 (in Russian).
4. Garkavenko A. S., Mokritskii V. A., Banzak O. V., Zavadskii V. A. (2014) Ionization Annealing of Semiconductor Crystals. Part 2. The Experiment. *Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature = Technology and Design in Electronic Equipment*, (5–6), 51–56 (in Russian).
5. Garkavenko A. S. (2012) Radiation Modification of the Physical Properties of Wide Bandgap Semiconductors and Creation on their Basis of High-Power Lasers. Lvov, West-Ukrainian Consulting Center, 30–34 (in Russian).
6. Mataré H. (1971) *Defect Electronics in Semiconductors*. John Wiley & Sons Inc. 150.
7. Gippius A. A., Kolesnik A. N. (1967) Effect of Dislocations on Electrical and Optical Properties of Semiconductors. *Dislocations and Physical Properties of Semiconductors*. Leningrad, Nauka Publ., 156–189 (in Russian).
8. Garkavenko A. S. (2000) On Degradation of Semiconductor Lasers. *Zhournal Radiosvyazi, Radioveshchaniya i Televideniya* [Journal of Radio Communication, Broadcasting and Television], 21 (1), 65–68 (in Russian).
9. Seeger K. (1973) *Semiconductor Physics*. Springer-Verlag Vienna. 514. <https://doi.org/10.1007/978-3-7091-4111-3>.
10. Hirth J., Lothe J. (1982) *Theory of Dislocations*. NY, Wiley. 857.
11. Cottrell A. (1969) *Theory of Dislocations*. Moscow, Mir Publ. 310 (in Russian).
12. Melamedov M. M. (1970) *Physical Fundamentals of Reliability*. Leningrad, Energy Publ. 300 (in Russian).
13. Suzuki T., Yoshinaga H., Takeuchi S. (1991) *Dislocation Dynamics and Plasticity*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 228. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-75774-7>.

Received: 06.06.2018

Accepted: 12.02.2019

Published online: 30.07.2020