

УДК 53.01/09:53.05

**ФОРМИРОВАНИЕ ЦУГА ПИКОСЕКУНДНЫХ
ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С МАКСИМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ
ДО 10^7 W/cm² ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МИШЕНИ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ**

А. С. Насибов¹, В. Г. Баграмов¹, К. В. Бережной¹, М. Б. Бочкарев²,
А. Г. Садыкова², И. Д. Тасмагулов², К. А. Шарипов²

Исследована зависимость формы импульса лазерного излучения полупроводниковой мишени из CdS от параметров возбуждающего субнаносекундного электронного пучка (ЭП). Рассмотрено влияние времени достижения пороговой концентрации неравновесных носителей заряда (ННЗ) на форму импульса лазерного излучения. При модуляции импульсов ЭП частотой 5 GHz получен цуг импульсов лазерного излучения с максимальной интенсивностью до 10^7 W/cm². Показано, что увеличение концентрации ННЗ в течение времени жизни может быть использовано для дальнейшего увеличения интенсивности и уменьшения длительности лазерного излучения в пикосекундном диапазоне.

Ключевые слова: электронный пучок, полупроводниковая мишень, лазер.

Развитие пикосекундной электроники больших мощностей [1] определило возможность создания устройств для накачки и исследования полупроводниковых лазеров в пикосекундном диапазоне [2]. Плотность мощности (интенсивность) и длительность ЭП должны обеспечить в полупроводнике концентрацию неравновесных носителей заряда (ННЗ), при которой возникает генерация лазерного излучения. Очевидно, что при

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: nasibov@sci.lebedev.ru.

² Институт электрофизики Уральского отделения РАН (ИЭФ УрО РАН), 620016 Россия, Екатеринбург.

уменьшении длительности для достижения генерации необходимо соответственно увеличивать интенсивность ЭП. Ранее нами было показано, что в пикосекундном диапазоне форма импульса лазерного излучения при высокой интенсивности ЭП практически повторяет форму тока возбуждающего импульса [3]. В данной работе исследовано лазерное излучение лазерной полупроводниковой мишени (ПМ) при возбуждении цугом импульсов ЭП с частотой повторения ~ 5 GHz. Исследования проводились на специализированных стендах ИЭФ УрО РАН и ФИАН, оснащенных генераторами субнаносекундных электронных пучков и широкополосной аппаратурой для регистрации параметров ультракоротких (10^{-11} – 10^{-12} s) импульсов ЭП и света [4–6].

Объектом исследований являлась ПМ из монокристаллической пленки CdS толщиной 30μ с отражающими покрытиями, образующими оптический резонатор. ПМ была изготовлена по технологии, соответствующей условиям получения высокоэффективной генерации [7]. Диаметр электронного пятна на ПМ равнялся 0.75 mm. На рис. 1 дано изменение плотности мощности (1) возбуждающего импульса ЭП без модуляции (а) и с модуляцией (b), (c). (2) – нарастание концентрации ННЗ в течение длительности импульса ЭП, до начала генерации. По линии (3) расположены обозначенные кружками области, соответствующие началу генерации лазерного излучения. (4) – профили и фотохронограммы импульсов света, зарегистрированные стрик-камерой.

Максимальные значения плотности тока и напряжения: (а) – ток 2.1 kA cm^2 , напряжение – 172 kV ; (b) – ток 1.5 kA/cm^2 , напряжение – 215 kV ; (c) – ток 0.85 kA/cm^2 , напряжение – 220 kV . Видно, что в случае (а) лазерное излучение (3) возникает с задержкой на фронте импульса ЭП и затем повторяет его форму. В случае (b) и (c) наблюдается увеличение задержки лазерного излучения и форма импульса лазерного излучения (4) не всегда соответствует форме импульса ЭП. Рассмотрим возможные причины этого явления. Максимальная интенсивность первого пика лазерного излучения J_{Lm} в случаях ((a), (b), (c)) равнялась: $J_{Lma} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$, $J_{Lmb} \approx 1.9 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$, $J_{Lmc} \approx 10^7 \text{ W/cm}^2$. Как уже упоминалось, для возникновения лазерного эффекта необходимо достичь концентрации ННЗ, достаточной для компенсации усилением всех потерь в резонаторе полупроводниковой мишени. Генерация лазерного излучения в полупроводниковом лазере возникает, когда оптический коэффициент усиления g_{th} компенсирует все потери, приведенные к длине резонатора L :

$$g_{th} = [|\ln(R_1 \cdot R_2)| + 2z_a \alpha_a + 2\alpha_p(L - z_a)]/2L, \quad (1)$$

где $R_1 \cdot R_2$ – коэффициенты отражения зеркал резонатора; L – длина резонатора; z_a – активная глубина проникновения ЭП; α_a, α_p – потери на поглощение в активной

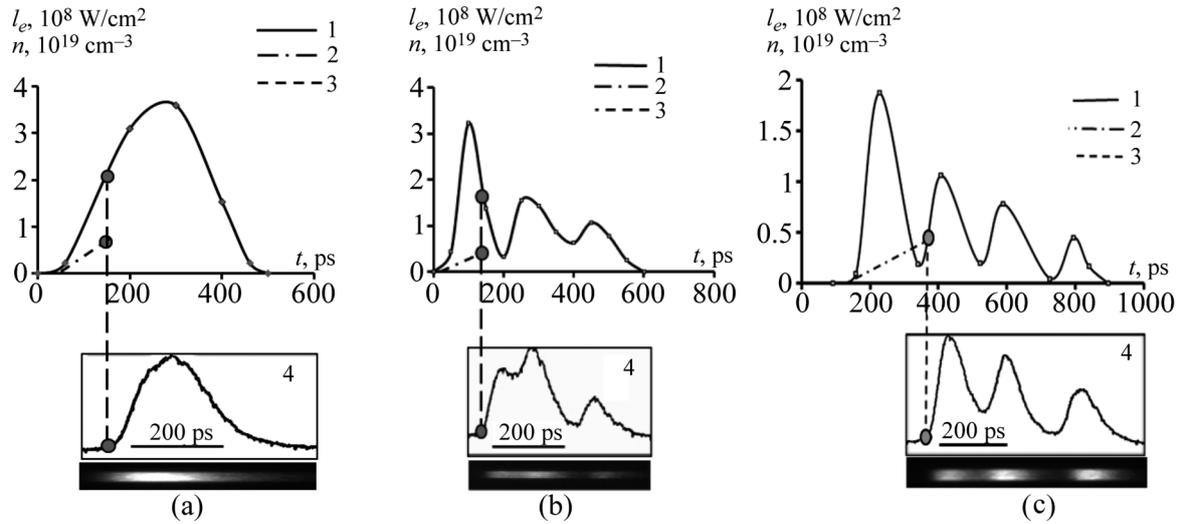


Рис. 1: (1) – импульсы электронного пучка без модуляции (a) и с модуляцией высокой частотой (b) и (c); (2) – нарастание концентрации ННЗ в течение длительности импульса ЭП до начала генерации; (3) – линия, соответствующая временной области начала генерации лазерного излучения; (4) – профиль и фотохронограмма импульса лазерного излучения.

и пассивной области резонатора. В нашем случае при высоких ускоряющих энергиях $z_a \approx L$, $\alpha_a \approx \alpha_p$ и основными являются потери на зеркалах резонатора. Оценки показывают, что $g_{th} \approx 30 \text{ см}^{-1}$. На рис. 2 приведена зависимость коэффициента оптического усиления g_{max} от концентрации ННЗ для CdS при $T = 300 \text{ К}$, в случае различных механизмов межзонных переходов [8]. Видно, что при $g_{max} \approx 30 \text{ см}^{-1}$, рассчитанные по экспериментальным данным пороговые концентрации $n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ достаточно хорошо соответствуют кривой 1 на рис. 2, построенной с учетом корреляции электронно-дырочного движения.

Оценить увеличение концентрации ННЗ в ПМ в нашем случае при треугольной аппроксимации формы импульса возбуждения, отсутствии лазерного излучения и выполнении условия $\tau \gg t_e$, где τ – время жизни ННЗ и t_e – длительность импульса возбуждения, можно по упрощенной формуле:

$$n(t) = \begin{cases} (J_{em}/2 \cdot E_g \cdot q \cdot z_a) \cdot t^2/t_f; & t < t_f \\ (J_{em}/2 \cdot E_g \cdot q \cdot z_a \cdot [(t_e - t_f) - (t_e - t)^2/(t_e - t_f)]); & t_f < t < t_e, \end{cases} \quad (2)$$

где $J_{em} = U_m \cdot j_{em}$ – максимальная плотность мощности (далее интенсивность) ЕВ; U – ускоряющее напряжение; j_{em} – плотность тока электронного пучка (ЭП); t_f –

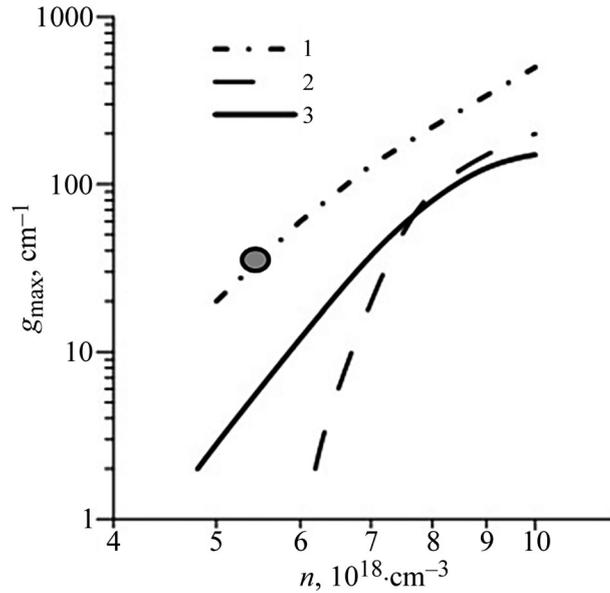


Рис. 2: Рассчитанная зависимость максимального коэффициента оптического усиления g_{\max} от концентрации неравновесных носителей заряда (ННЗ) для CdS при 300 К. 1 – с учетом электрон-дырочной корреляции; 2 – учет только прямых межзонных переходов; 3 – без учета электрон-дырочной корреляции [8].

длительность фронта импульса тока; z_0 – активная глубина проникновения ЭП; $E_g \approx 3\Delta$ – энергия ионизации; Δ – ширина запрещенной зоны полупроводника. В случае CdS $E_g = 7.5$ eV. $q = 1.602 \cdot 10^{-19}$ С – заряд электрона. В табл. 1 приведены концентрации ННЗ за время t_f и t_e (рис. 1(a), (b), (c)), рассчитанные в приближении треугольной формы возбуждающих импульсов и отсутствия лазерного излучения.

Т а б л и ц а 1

Концентрация ННЗ, образовавшихся за время длительности фронта (t_f) и длительности импульса (t_e) ЭП

Концентрация n, cm^{-3}	$n(t_f),$ 10^{19}cm^{-3}	$n(t_e),$ 10^{19}cm^{-3}
n_a	1.1	2.1
n_b	0.23	0.57
n_c	0.19	0.42

Из рассмотрения табл. 1 следует, что требуемая пороговая концентрация ННЗ $n_{\text{th}} \approx 0.5 \cdot 10^{19}$ в случае (a) достигается уже на фронте возбуждающего импульса, а

в случае (b) и (c) в конце первого импульса и начале второго (см. рис. 1). После достижения порога генерации коэффициент усиления в среде в первом приближении остается постоянным. Лазерное излучение развивается с задержкой светового импульса относительно импульса ЭП.

Интенсивность излучения J_{Lm} может быть рассчитана по формуле:

$$J_{Lm} = J_{em} \cdot \eta_i \cdot k \cdot \theta \cdot (1 - J_{eth}/J_{em}), \quad (3)$$

где J_{eth} – пороговая интенсивность падающего на мишень ЭП; $\eta_i \approx 1$ – внутренняя квантовая эффективность; $k = k_1 \cdot k_2 \approx 0.2$, где $k_1 \approx 1 - \Delta E/E = 0.7 - 0.8$ – коэффициент потерь энергии ЭП на отражение и вторичную эмиссию; $k_2 \approx 0.3$ – коэффициент потерь энергии ЭП на ионизацию атомов полупроводника. Значения k и η_i соответствуют значениям, приведенным в литературе, для качественных кристаллов при высоких уровнях возбуждения [5]. θ – функция выхода излучения из резонатора; κ – средний коэффициент поглощения, приведенный к длине активной области. Рассчитанные по формуле (3) пиковые мощности лазерного излучения с учетом данных рис. 1: $J_{Lma} \approx 4.5 \cdot 10^7$ W/cm²; $J_{Lmb} \approx 1.5 \cdot 10^7$ W/cm²; $J_{Lmc} \approx 1.26 \cdot 10^7$ W/cm² хорошо коррелируют с экспериментальными.

Полученные результаты позволяют определить возможности дальнейшего сокращения длительности лазерного импульса в пикосекундном диапазоне, путем предварительной до пороговой накачки ПМ импульсом ЭП малой интенсивности, с длительностью, сравнимой с временем жизни ННЗ ($\tau \approx 1 - 3$ пс), и последующей подачей ультракороткого импульса ($t_e \ll \tau$).

Работа выполнялась по Программе № 10 Президиума РАН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**(3), 225 (2005).
- [2] М. И. Яландин, М. Б. Бочкарев, С. А. Шунайлов и др., ПТЭ № 5, 100 (2017).
- [3] А. С. Насибов, К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **44**(1), 3 (2017).
- [4] К. В. Бережной, М. В. Бочкарев, Г. Л. Даниелиян и др., Квантовая электроника **42**(1), 34 (2012).
- [5] M. R. Ulmaskulov, G. A. Mesyats, A. G. Sadykova, et al., Rev. of Sci. Instruments **8**(4), 045106 (2017); Doi: 10.1063/1.4979641.

- [6] В. Г. Баграмов, Г. Л. Даниелиан, А. С. Насибов и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **45**(4), 19 (2018).
- [7] В. И. Козловский, А. С. Насибов, А. Н. Печенов и др., Квантовая электроника **4**(2), 351 (1977).
- [8] Р. Ф. Набиев, Ю. М. Попов, Труды ФИАН **202**, “Лазерные электронные трубки” (М., Наука, 1991), стр. 7.

Поступила в редакцию 15 октября 2018 г.

После доработки 15 октября 2018 г.

Принята к публикации 21 ноября 2018 г.