

# ТРЕХМИКРОННЫЙ ЛАЗЕР НА ИОНАХ ГОЛЬМИЯ В КРИСТАЛЛЕ YSGG С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

*Ю. В. Керв, П. Г. Зверев, А. А. Сироткин, В. Г. Иванова*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

## 1. Введение

В настоящее время активно исследуются и разрабатываются новые источники лазерного излучения, работающие в области  $1,5 \div 3$  мкм. Такие лазеры находят широкое практическое применение в медицине, биологии, для различных лидарных систем. Обычно такие лазеры используют активные среды, активированные ионами  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Dy}^{3+}$ . В настоящей работе исследовалась лазерная генерация в области 3 мкм в кристалле YSGG, активированном ионами  $\text{Ho}^{3+}$ . На рис. 1 представлена энергетическая схема иона гольмия. Лазерная генерация в области 3 мкм может быть получена на переходе  ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_7$ . При чем особенностью лазерной генерации ионов  $\text{Ho}^{3+}$  является то, что время жизни возбуждения на верхнем лазерном уровне  ${}^5I_6$  значительно меньше времени жизни нижнего уровня  ${}^5I_7$ . В кристалле YSGG они составляют 470 мкс и 9,8 мс соответственно. Поэтому генерация на этом переходе является самоограниченной и лазерная генерация возможна только при импульсном возбуждении [1].

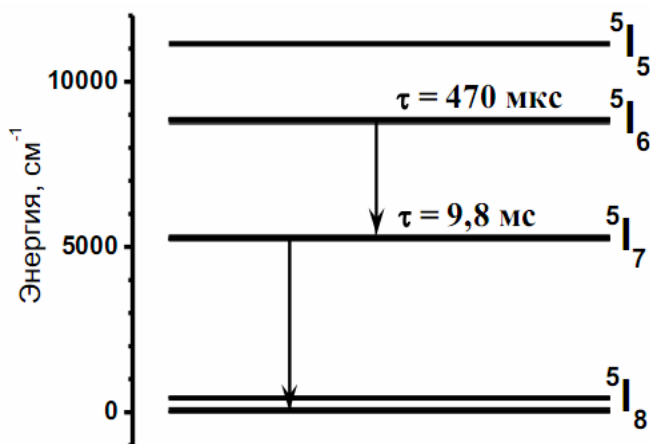


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле YSGG

В настоящей работе использовалась возбуждение активной среды лазера импульсной лампой накачки. Поглощение излучения ламп накачки ионами  $\text{Ho}^{3+}$  довольно слабое, поэтому ранее было предложено соактивировать кристаллы дополнительно ионами  $\text{Cr}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  [2-4]. Ионы  $\text{Cr}^{3+}$ , имеющие широкие полосы поглощения, обеспечивают эффективное поглощение излучение ламп накачки и могут передавать возбуждение ионам  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ . В работах [2-4] было показано, что передача возбуждения по схеме  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$  (рис. 2) более эффективна, чем по схеме  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$ . Высокая концентрация ионов  $\text{Yb}^{3+}$  позволяет не только осуществлять эффективную передачу энергии возбуждения  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ , но и обеспечивать миграцию энергии по ионам  $\text{Yb}^{3+}$ . Поэтому передача энергии  $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$  является не статической, а миграционно-ускоренной. Оценки показывают, что при концентрации ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , равной  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , эффективность передачи энергии по схеме  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$  составляет лишь 6%, а по схеме  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$  может достигать 99 % [1].

Лазерная генерация на кристалле YSGG:Cr<sup>3+</sup>Yb<sup>3+</sup>Ho<sup>3+</sup> с возбуждением импульсной лампой в режиме свободной генерации дает импульсы длительностью сотни микросекунд. Однако для мно-

гих практических применений необходимы лазеры с модуляцией добротности, дающие высокую пиковую мощность с длительностью импульсов десятки наносекунд. Активная модуляция добротности трехмикронного YSGG:Cr<sup>3+</sup>Yb<sup>3+</sup>Ho<sup>3+</sup> лазера с помощью электрооптических кристаллов LiNbO<sub>3</sub> и КТР были продемонстрированы в работах [5, 6]. Пассивная модуляция добротности с помощью эпитаксиального слоя InAs, а также ячейки с водой обсуждаются в [5].

Целью настоящей работы было исследовать лазерную генерацию на кристалле YSGG:Cr<sup>3+</sup>Yb<sup>3+</sup>Ho<sup>3+</sup> с возбуждением импульсной лампой и пассивной модуляцией добротности в кристалле ZnSe:Fe<sup>2+</sup>. Кристалл ZnSe:Fe<sup>2+</sup> известен как эффективный активный элемент мощных перестраиваемых лазеров в средней ИК спектральной области с максимумом генерации на длине волны 4,35 мкм [6, 7]. Максимум широкой полосы поглощения Fe<sup>2+</sup> в нем соответствует 3,1 мкм, время жизни возбуждения составляет 370 нс [6], поэтому он может использоваться в качестве пассивного затвора трехмикронных лазеров. В работе [8] кристалл ZnSe:Fe<sup>2+</sup> впервые использовался для пассивной модуляции добротности YAG:Er<sup>3+</sup> лазера ( $\lambda = 2,9$  мкм).

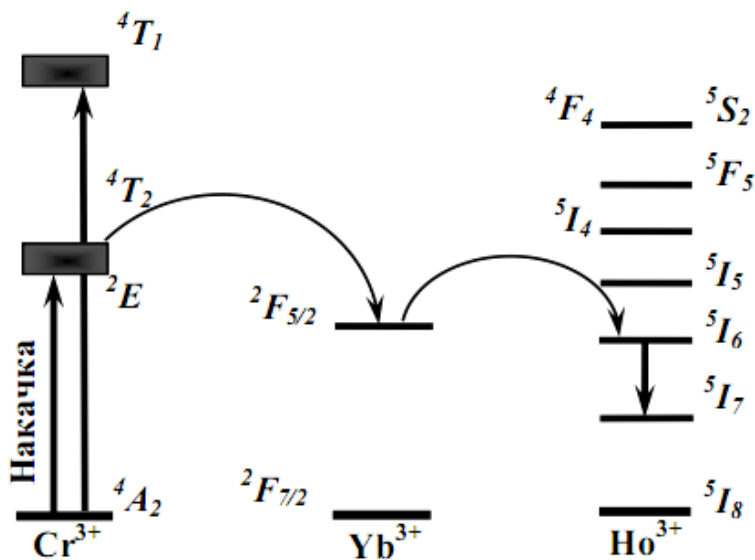


Рис. 2. Схема передачи возбуждения активной лазерной среды

## 2. Экспериментальные исследования

Для получения и исследования генерации трехмикронного лазера на кристалле YSGG:Cr<sup>3+</sup>Yb<sup>3+</sup>Ho<sup>3+</sup> была создана экспериментальная установка, представленная на рис. 3. В качестве активной среды использовался лазерный элемент, кристалл YSGG:Cr<sup>3+</sup>Yb<sup>3+</sup>Ho<sup>3+</sup> длиной 100 мм и диаметром 4 мм, выращенный в отделе лазерных кристаллов ИОФ РАН. Концентрация ионов Ho<sup>3+</sup> была  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Элемент был закреплен в цанги и установлен в квантроне с диффузным отражателем и импульсной лампой ИМП 6/90А-1. Использовался блок питания 706-TS с длительностью разряда 250 мкс и энергией до 75 Дж. Частота следования импульсов во всех экспериментах была 5 Гц. Охлаждение квантрона и активного элемента осуществлялось дистиллированной водой.

Резонатор лазера длиной 340 мм был образован плоскими зеркалами: глухим с коэффициентом отражения  $R > 99,8\%$  ( $\lambda = 2,8-2,9$  мкм) и выходным зеркалом  $R_{\text{вых}}$ . Использовались несколько дихроичных выходных зеркал с коэффициентами отражения в области  $2,8-3,0$  мкм равными  $R_{2,8-3,0 \text{ мкм}} = 57-60\%$ ,  $R_{2,8-3,0 \text{ мкм}} = 31-76\%$ ,  $R_{2,8-3,0 \text{ мкм}} = 74-76\%$ ,  $R_{2,8-3,0 \text{ мкм}} = 94-98\%$ .

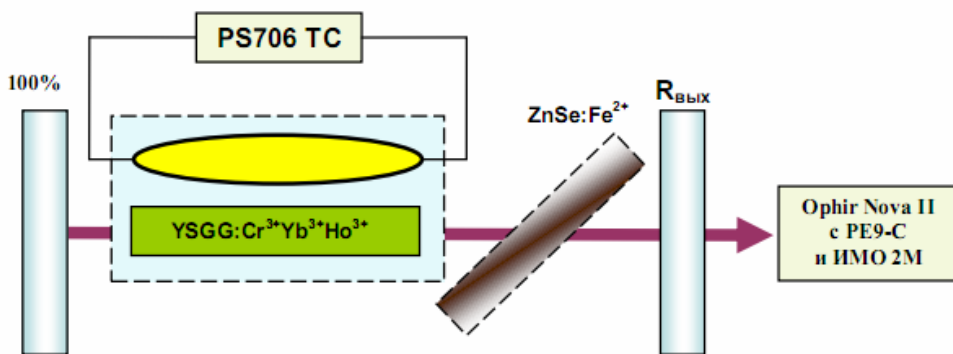


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

В качестве пассивного затвора была использована плоскопараллельная пластинка  $\text{ZnSe:Fe}^{2+}$  диаметром 18 мм и толщиной 2,5 мм, которая ставилась перед выходным зеркалом. Спектр пропускания плоскопараллельной пластинки представлен на рис. 4. Видно, что на длине волны 2,9 мкм коэффициент начального пропускания ионов  $\text{Fe}^{2+}$  (без учета френелевских потерь) составляет 86 %. Показатель преломления кристалла  $\text{ZnSe}$  на длине волны  $\lambda = 3$  мкм равен 2,4376 [9]. Из-за большого значения показателя преломления возникают высокие френелевские потери, которые составляют около 70 %. Для уменьшения потерь пластинка  $\text{ZnSe}$  ставилась под углом Брюстера  $67,7^\circ$  к оси резонатора.

Энергия импульсов лазерного излучения измерялась с помощью Ophir Nova II с чувствительным элементом PE9-C и ИМО-2М, временная форма импульса регистрировалась быстродействующим pin-диодом и цифровым осциллографом Tektronik TDS2012.

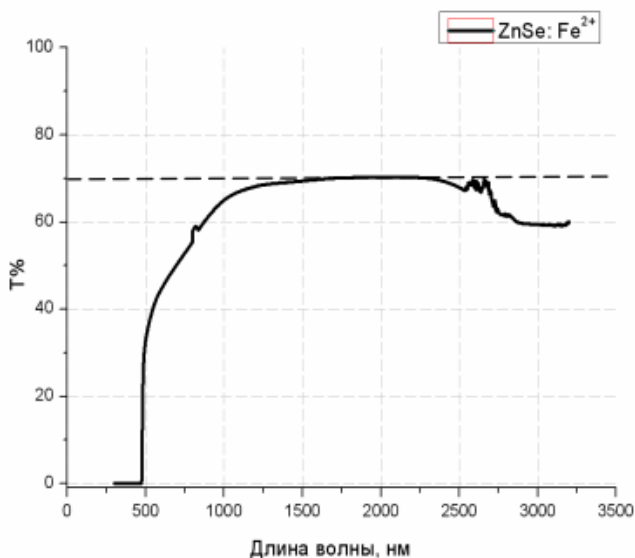


Рис. 4. Спектр пропускания плоскопараллельной пластинки  $\text{ZnSe:Fe}^{2+}$

### 3. Режим свободной генерации

Для определения сечения на лазерном переходе  $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_7$  в ионах  $\text{Ho}^{3+}$  и внутрирезонаторных потерь в лазере были измерены энергетические зависимости  $\text{YSGG:Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  лазера с различными выходными зеркалами в режиме свободной генерации (рис. 5). Максимальная энергия импульсов трехмикронной лазерной генерации составили 120 мДж для зеркала с  $R_{2,8-2,95 \text{ мкм}} = 76\%$  и электрической энергией на лампу накачки 67 Дж. Максимальный КПД лазера при этом составил

0,19 %. По энергетическим зависимостям (рис. 5) были определены пороги генерации лазера  $E_{\text{пор}}$  и дифференциальный КПД  $\eta_{\text{диф}}$  для разных выходных зеркал (таблица).

Пороговая энергия накачки  $E_{\text{пор}}$  связана с коэффициентом внутрирезонаторных оптических потерь  $\chi$  и коэффициентом отражения выходного зеркала  $R$  следующим соотношением [10]:

$$\chi - \ln(R) = 2 \cdot k \cdot E_{\text{пор}} \quad (1)$$

где  $k$  – коэффициент, связанный с коэффициентом усиления слабого сигнала  $g$  выражением:

$$g_0 = \frac{\sigma_{\text{ген}} \cdot \tau \cdot \eta_n \cdot E_{\text{пор}} \cdot \lambda}{h \cdot c \cdot V \cdot \tau_n} = \frac{k \cdot E_{\text{пор}}}{l} \quad (2)$$

Здесь  $h$  – постоянная Планка,  $V$  – объем активной среды,  $l$  – длина активной среды,  $\tau$  – время жизни лазерного уровня,  $\tau_n$  – длительность импульса накачки,  $\eta_n$  – эффективность накачки. Эффективность накачки  $\eta_n$  может быть вычислена при известных значениях дифференциального КПД  $\eta_{\text{диф}}$  и коэффициента оптических потерь  $\chi$  как [10]:

$$\eta_n = \eta_{\text{диф}} \cdot \sqrt{R} \cdot \frac{\chi - \ln R}{2 \cdot (1 - R)} \quad (3)$$

На рис. 6 представлена экспериментальная зависимость  $-\ln(R)$  от  $E_{\text{пор}}$  для исследованного лазера. Видно, что экспериментальные точки хорошо описываются линейной зависимостью. Из выражения (1) видно, что экстраполяция линейной зависимости  $-\ln(R)$  до значения  $E_{\text{пор}} = 0$  дает значение коэффициента внутрирезонаторных потерь  $\chi$ , а наклон этой зависимости дает значение коэффициента  $k$ , которые для нашего эксперимента составили  $\chi = 0,37$  и  $k = 0,026$ .

#### Определение порога генерации и значения дифференциального КПД для различных выходных зеркал

$R_{\text{вых}}, \%$	$E_{\text{пор}}, \text{Дж}$	$\eta_{\text{диф}}$
58,41	34	$3 \cdot 10^{-3}$
68	31	$2,14 \cdot 10^{-3}$
76,34	22	$2,25 \cdot 10^{-3}$
96,73	15	$1 \cdot 10^{-3}$

Зная величину дифференциального КПД  $\eta_{\text{диф}}$  (таблица), время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau = 470$  мкс мы определили эффективное сечение лазерного перехода  $\sigma_{\text{ген}}$ , которое составило  $(3,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ .

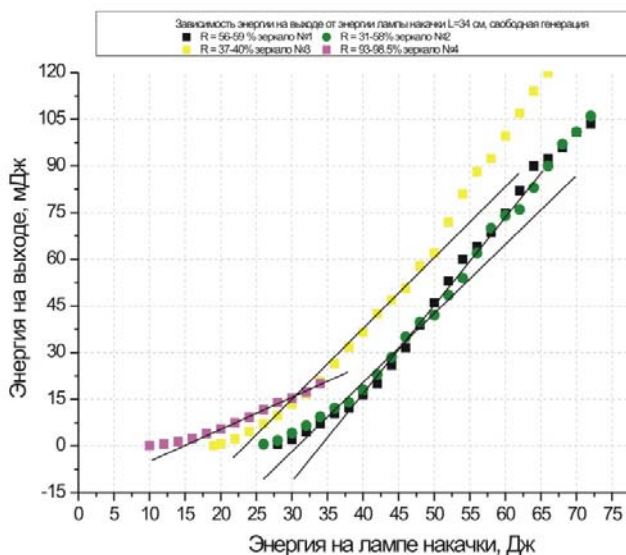


Рис. 5. Зависимость энергии генерации от энергии накачки при ламповом возбуждении при различных коэффициентах отражения выходного зеркала

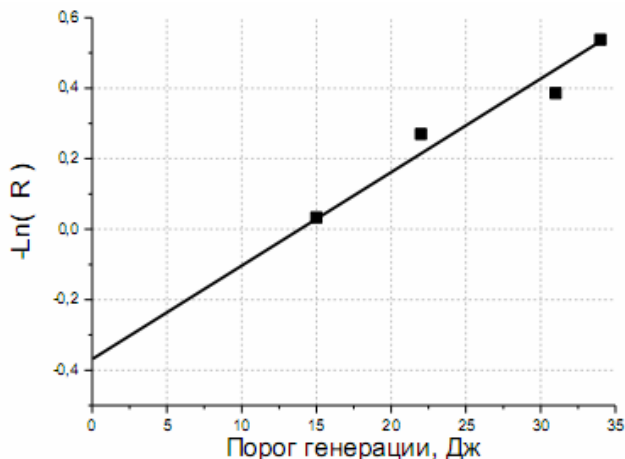


Рис. 6. Экспериментальное определение коэффициента внутрирезонаторных оптических потерь  $\chi$  и коэффициента усиления  $k$

Спектр люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле YSGG на переходе  ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_7$  уширен за счет Штарковского расщепления уровней на подуровни в кристаллическом поле. На рис. 7 представлены спектры генерации в режиме свободной генерации при различных выходных зеркалах и энергии накачки  $E = 40$  Дж. Из рисунка видно, что лазерная генерация в трехмикронном диапазоне может наблюдаться на 4-х длинах волн 2,86 мкм, 2,91 мкм, 2,95 мкм и 2,99 мкм, что согласуется с работой [11]. Использование дихроичных выходных зеркал приводит к спектральной селекции линий генерации.

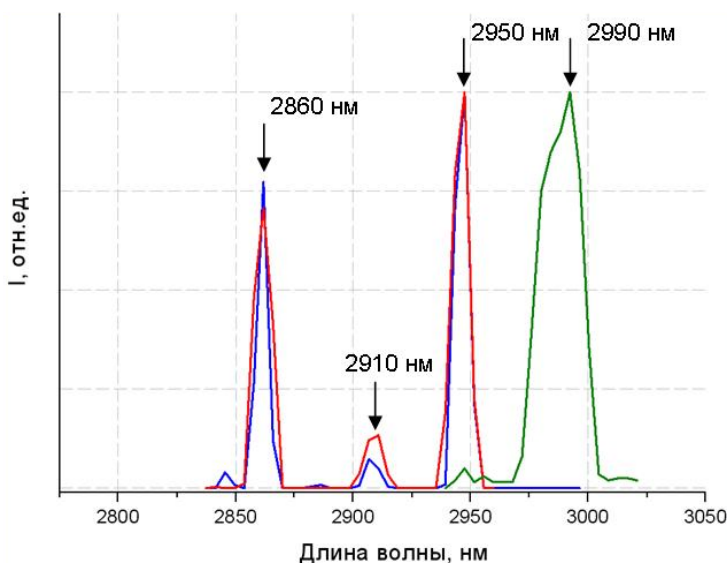


Рис. 7. Спектры генерации лазера на кристалле  $\text{YSGG}:\text{Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  в режиме свободной генерации с разными выходными зеркалами

#### 4. Режим пассивной модуляции добротности

Установка пластинки из кристалла  $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$  перед выходным зеркалом приводила к работе  $\text{YSGG}:\text{Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  лазера в режиме модулированной добротности. Как было отмечено ранее для уменьшения Френелевских потерь пассивный лазерный затвор устанавливался под углом Брюстера к оси резонатора. Это приводило к получению поляризованного излучения на выходе лазера и соответственно уменьшению выходной энергии примерно в два раза. На рис. 8 представлены энергетические зависимости  $\text{YSGG}:\text{Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  лазера с выходным зеркалом  $R_{2,8-3,0 \text{ мкм}} = 31-76 \%$  от

энергии накачки в режиме свободной генерации и неполяризованного излучения на выходе (1) и для режима модулированной добротности и поляризованного излучения (2). Видно, что при переходе к режиму модулированной добротности порог лазерной генерации повышался с 26 Дж до 38 Дж. В диапазоне энергий накачки от 40,5 до 47 Дж наблюдался моноимпульсный режим генерации с энергией в импульсе около 4,5 мДж на длине волны 2,99 мкм. При этом энергия генерации лазера оставалась практически постоянной. При дальнейшем повышении энергии накачки наблюдалось характерная ступенчатая зависимость, которая свидетельствовала о двух и трех импульсной лазерной генерации.

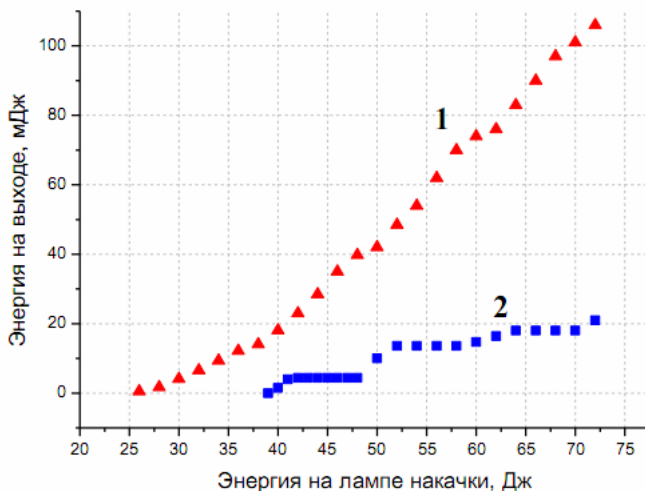


Рис. 8. Зависимость энергии импульсов генерации лазера на кристалле  $\text{YSGG:Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  от энергии лампы накачки в режиме свободной генерации (1) и при пассивной модуляции добротности на кристалле  $\text{ZnSe:Fe}^{2+}$  (2)

На рис. 9 показана осциллограмма лазерного импульса в режиме модулированной добротности. Видно, что длительность импульса лазерной генерации составила 60 нс, что дает пиковую мощность трехмикронного излучения порядка 75 кВт.

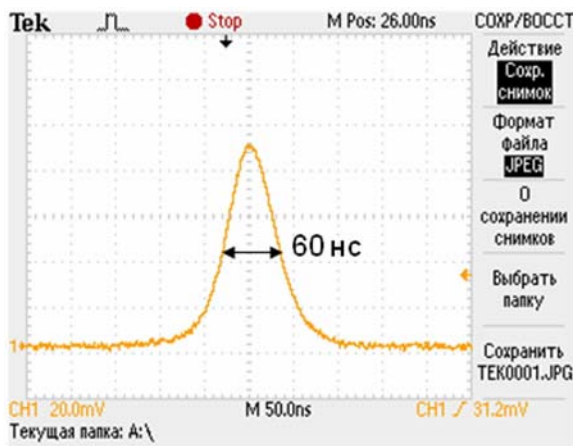


Рис. 9. Осциллограмма импульса лазерной генерации на кристалле  $\text{YSGG:Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  с пассивным лазерным затвором на кристалле  $\text{ZnSe:Fe}^{2+}$

## 5. Заключение

В данной работе была исследована генерация лазера на трехмикронном самоограниченном переходе  ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_7$  в ионах  $\text{Ho}^{3+}$  на кристалле  $\text{YSGG:Cr}^{3+}\text{Yb}^{3+}\text{Ho}^{3+}$  с ламповой накачкой в режиме сво-

бодной генерации и модулированной добротности. Экспериментально определено эффективное сечение лазерной генерации, которое составило  $(3,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ . Создан наносекундный лазер на длине волны 2,99 мкм на кристалле YSGG:Cr<sup>3+</sup>Yb<sup>3+</sup>Ho<sup>3+</sup> с ламповой накачкой и пассивным лазерным затвором на кристалле ZnSe:Fe<sup>2+</sup>. Получен моноимпульс лазерного излучения с длительностью 60 нс и энергией 4,5 мДж и пиковой мощностью до 75 кВт.

## 6. Благодарности

Авторы благодарят Гаврищука Е.М. (ИХВВ РАН) за предоставление кристалла ZnSe:Fe<sup>2+</sup>. Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 15-02-05932) за частичную финансовую поддержку данной работы.

## Список литературы

1. Умысков А. Ф., Заварцев Ю. Д., Загуменный А. И., Осико В. В., Студеникин П. А. Квантовая Электроника, 1996. 23, 791-792.
2. Денисов А. Л., Загуменный А. И., Лутц Г. Б., Осико В. В., Семенов С. Г., Умысов А.Ф. // Квантовая электроника, 1992. 19, 842-844.
3. Yu.D. Zavartsev, A.I. Zagumennyi, V.V. Osiko, P.A. Studenikin, I.A. Shcherbakov, A.F. Umyskov In: Proc. ASSL'96 (USA, 1996, p.C106).
4. Заварцев Ю. Д., Осико В. В., Семенов С. Г., Студеникин П. А., Умысков А.Ф. // Квантовая электроника, 1993. 20, 366-370.
5. Заварцев Ю. Д., Загуменный А. И., Кулецкий Л. А., Лукашев А. В., Пашинин П. П., Студеникин П. А., Щербаков И. А., Умысков А. Ф. // Квантовая электроника, 1999. 27, 13-15.
6. Gordienko V. M., Potemkin F. V., Pushkin A. V., Sirotkin A. A., and Firsov V. V. // J. Russ. Laser Res., 2015. 36, 570.
7. Mirov S., Fedorov V., Moskalev I., Martyshkin D., Kim C. // Laser & Photon. Rev. 2010. 4, 21.
8. Воронов А. А., Козловский В. И., Коростелин Ю. В., Ландман А. И., Подмарьков Ю. П., Полушкин В. Г., Фролов М. П. // Квантовая электроника, 2006. 36, 1-2 .
9. <http://www.tydexoptics.com/pdf/ru/CVD-ZnSe.pdf>.
10. Koechner W. Solid-State Laser Engineering, Springer Series in Optical Sciences, 2006.
11. Умысков А.Ф., Заварцев Ю. Д., Загуменный А. И., Осико В. В., Студеникин П. А. // Квантовая Электроника, 1996. 23, 579-580.