

**ИЗУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК HE-N₂-H₂(D₂) СРЕДЫ
НА ПЕРЕХОДАХ 1-ОЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ АЗОТА
($\lambda = 391$ И 428 НМ) ПРИ НАКАЧКЕ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ
ОТ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА БАРС-6**

**STUDY OF LASER CHARACTERISTICS FOR THE He-N₂-H₂(D₂) MIXTURE
ON TRANSITIONS OF THE FIRST NEGATIVE SYSTEM OF NITROGEN
($\lambda = 391$ AND 428 nm) AT PUMPING BY FISSION-FRAGMENTS
ON THE BARS-6 PULSED NUCLEAR REACTOR**

*Ю. А. Дюжов, О. Ф. Кухарчук, Е. Д. Полетаев, А. А. Суворов
Yu. A. Dyuzhov, O. F. Kukharchuk, E. D. Poletaev, A. A. Suvorov*

Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации –
Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского»
Joint Stock Company «State Scientific Centre of The Russian Federation –
Institute for Physics and Power Engineering Named After A. I. Leypunsky»

В докладе представлены результаты экспериментального изучения лазерных характеристик He-N₂-H₂ и He-N₂-D₂ сред на переходах первой отрицательной системы азота с длинами волн 391 и 428 нм при накачке осколками деления от импульсного реактора БАРС-6. В результате анализа экспериментальных данных получены значения коэффициентов ненасыщенного усиления, интенсивности насыщения и нерезонансных потерь среды.

In this paper, the results of experimental study of the He-N₂-H₂ and He-N₂-D₂ mixtures laser characteristics on transitions of the first negative system of nitrogen with wavelengths 391 and 428 nm at pumping by fission fragments on the BARS-6 pulsed nuclear reactor are presented. As a result of these experimental data analysis, the values of coefficients of unsaturated gain, saturation intensity and non-resonant losses of media have been obtained.

Исследования в области прямого преобразования ядерной энергии в энергию лазерного излучения проводятся на протяжении многих лет и за это время изучены основные процессы прямого преобразования энергии ядерных частиц в оптическое излучение и получена генерация на более чем 30 лазерных переходах в различных газовых лазерно-активных средах [1]. В результате этих исследований была показана достаточно высокая эффективность преобразования энергии в лазерах с ядерной накачкой (ЛЯН) и достигнуты значительные энергетические параметры лазерного излучения [2–4]. Одной из важных задач в области ядерно-оптического преобразования энергии является расширение спектрального диапазона, поскольку большинство применяемых в ЛЯН активных сред позволяют получать лазерное излучение в инфракрасной области спектра. Вместе с тем, для решения многих важных практических задач необходимо иметь излучатель, длина волны лазерного излучения которого находится в видимой области.

Одной из перспективных сред для решения этой задачи может быть смесь инертных газов с азотом, которая оказалась весьма эффективной при традиционных способах накачки. Так, например, He-N₂-H₂ смесь неоднократно изучалась при накачке импульсным пучком электронов [5–7]. В этих работах был получен квазинепрерывный режим генерации на (В-Х)-переходах 1-й отрицательной системы азота с длинами волн 391 и 428 нм с эффективностью ~1%. В условиях же ядерной накачки, в частности, при накачке осколками деления тяжелых ядер эта среда еще недостаточно изучена. В работе [8] приведены результаты исследования характеристик люминесценции He-N₂ среды при возбуждении одиночными осколками деления и показана достаточно высокая эффективность заселения В-состояний молекулярного иона азота N₂⁺. Первое сообщение о получении генерации при использовании данной среды в условиях ядерной накачки было сделано в работе [9]. В последующем эти исследования получили развитие в работе [10,11], в которых приводятся генерационные характеристики данной среды, полученные в небольшом объеме (~50 см³) при накачке от ядерного реактора ЭБР-Л при удельном энергокладе до 1 Дж/см³ и удельной мощности до 4 кВт/см³. В этих работах наблюдался очень высокий (~700 Вт/см³) порог генерации и утверждается, что не происходит видимой деградации характеристик среды при более высоких

уровнях энерговыклада. Такая способность He-N₂-H₂ среды работать в режиме большой энергонапряженности является весьма полезной характеристикой, однако необходимо отметить, что в условиях реакторно-лазерной системы с большим объемом активной среды, для которой характерны достаточно большие (несколько миллисекунд) длительности импульса накачки, величина удельной мощности накачки может составлять всего ~100–200 Вт/см³[12].

В работе [13] нами в условиях накачки He-N₂-H₂ среды осколками деления ядер урана-235 на импульсном реакторе БАРС-6 при использовании лазерного элемента длиной 2,5 м и объемом активной среды ~5 л, когда реализуется средняя по длине лазерного элемента удельная мощность энерговыклада до 250 Вт/см³, была получена генерация на (В-Х)-переходах молекулярного иона азота N₂⁺ с длинами волн 391 и 428 нм при значительно более низком пороге, равном 50–60 Вт/см³. Целью настоящей работы является изучение лазерных характеристик He-N₂-H₂ среды в этих близких к импульсной реакторно-лазерной системе условиях накачки, а также исследование возможности использования дейтерия вместо водорода для эффективного рассеяния нижнего лазерного уровня (Х-состояния N₂⁺).

Эксперименты по исследованию лазерной генерации He-N₂-H₂ и He-N₂-D₂ сред на переходах первой отрицательной системы азота с длинами волн 391 и 428 нм при накачке осколками деления проводились на импульсном двухзонном реакторе БАРС-6. Лазерно-активный элемент (ЛАЭЛ) состоял из тонкостенной стальной трубы длиной 280 см и диаметром 4,8 см, на внутреннюю поверхность которого нанесен 5 мкм слой металлического U²³⁵. Торцы ЛАЭЛ герметизировались специальными узлами с кварцевыми окнами, которые имели соответствующие диэлектрические покрытия и служили зеркалами резонатора. Рабочий объем ЛАЭЛ заполнялся исследуемой He-N₂-H₂ средой с помощью специально разработанной системой приготовления и очистки газовых смесей. ЛАЭЛ располагался в канале замедлителя нейтронов, представляющего собой сборку из полиэтилена с кадмиевым чехлом. Диаметр сборки замедлителя составлял 16 см, а длина – 246 см. Замедлитель с лазерной кюветой устанавливался вдоль активных зон реактора БАРС-6. В различных опытах расстояние между осями активных зон и лазерной кюветы составляло 35, 50 или 70 см. Эксперименты проводились в условиях, когда расстояние между активными зонами реактора составляло 70 (или 40) см, а энерговыделение в нейтронных импульсах реактора ~2·10¹⁷ делений. В зависимости от условий опыта величина средней по длине ЛАЭЛ пиковой удельной мощности энерговыклада составляли 450, 240 и 160 Вт/см³, соответственно. Для определения энерговыклада осколков деления в активную среду ЛАЭЛ использовалась методика измерения скачка давления в газовом объеме ЛАЭЛ во время нейтронного импульса накачки с помощью датчиков ДМИ. Форма импульса накачки измерялась вакуумной камерой деления с ураном-235, которая располагалась в замедлителе нейтронов. Для регистрации временной формы интенсивности лазерного излучения использовались PIN-фотодиоды типа ФДУК-12С и FSP-1, располагаемые в измерительном зале за биологической защитой реактора на расстоянии ~15 м от ЛАЭЛ. Энергия лазерного излучения измерялась с помощью широкоапертурных калориметров КДМ-3 (ОКБ ФИАН), располагаемых вблизи выходных окон ЛАЭЛа.

С целью достижения максимальной выходной энергии лазерного излучения была проведена оптимизация давления и состава активной среды. Для геометрии используемого лазерного элемента оптимальными оказались смеси при давлении 1,5–2,2 атм. Данный диапазон давлений определяется оптимальным отношением пробега осколков деления в среде к диаметру ЛАЭЛ. В работе [13] нами было показано, что оптимальная доля азота δN₂ в смеси составляет ~0,1 % для обоих переходов. Измерения зависимости энергии генерации от парциальной доли дейтерия δD₂ и водорода δH₂ в смеси при содержании азота δN₂ = 0,11 % показали, что оптимальная парциальная доля водорода составляет 0,21 и 0,13 % для переходов с длинами волн 391 и 428 нм, соответственно, а оптимальная доля дейтерия несколько выше и составляет соответственно 0,28 и 0,17 %.

Для получения данных о лазерных характеристиках (коэффициентов ненасыщенного усиления и нерезонансных потерь среды, интенсивности насыщения, эффективности преобразования энергии и др.) исследуемых сред были проведены генерационные эксперименты с различными величинами пропускания зеркал резонатора.

На рис. 1 в качестве примера приведены временные распределения средней по длине ЛАЭЛ удельной мощности энерговыклада (W) и мощности лазерного излучения ($P_{\text{ген}}$) на переходе с длиной волны 391 нм, измеренные с использованием He-N₂-D₂ среды при давлении 1,7 атм в диапазоне суммарного пропускания резонатора от 0,5 до 6,9 %.

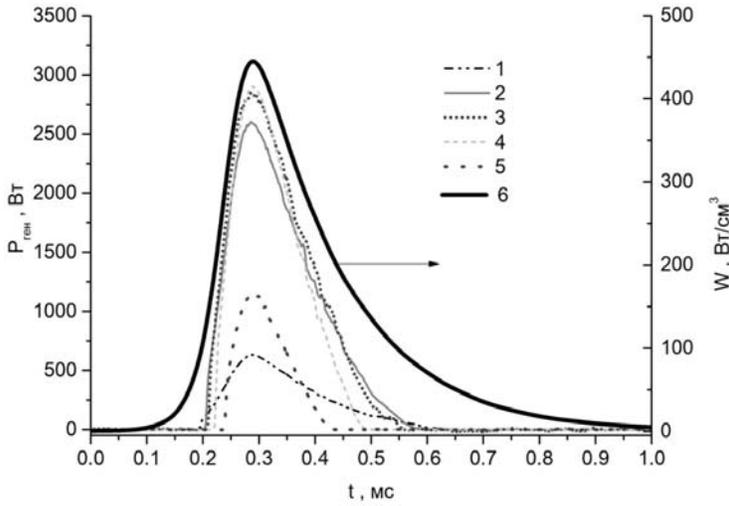


Рис. 1. Временные зависимости удельной мощности накачки (W) и мощности генерации ($P_{ген}$) He-N₂-D₂ среды с давлением 1,7 атм на переходе с длиной волны 391,4 нм с различными пропусканиями резонатора: 1 – $T = 0,5\%$; 2 – $T = 1,8\%$; 3 – $T = 2,3\%$; 4 – $T = 3,9\%$; 5 – $T = 6,9\%$; 6 – W .

Для анализа экспериментальных данных с целью извлечения основных лазерных характеристик среды использовался следующий подход. Геометрия лазера описывалась одномерной моделью и задавалась длиной активной среды L и площадью пучка S , а также такими параметрами резонатора, как коэффициенты отражения и пропускания зеркал r_1, r_2, τ_1, τ_2 . Предполагалось что, активная среда лазера описывается следующими характеристиками: ненасыщенным коэффициентом усиления g_0 , постоянным коэффициентом потерь α_0 и интенсивностью насыщения I_s .

Нормированные интенсивности поля излучения внутри резонатора, распространяющегося в противоположных направлениях:

$$\beta_+(s) = \frac{I_+(s)}{I_s} \quad \beta_-(s) = \frac{I_-(s)}{I_s} \quad s \in [0, L]$$

Вследствие изотропности насыщенного коэффициента усиления $\beta_+(s) \cdot \beta_-(s) = \beta_0^2$.

Стационарное решение $\beta_+(s)$ определяется уравнением с граничными условиями:

$$\frac{1}{\beta_+} \frac{d\beta_+}{ds} = \frac{g_0}{1 + \beta_+ + \frac{\beta_0^2}{\beta_+}} - \alpha_0 \quad \beta_+(0) = \sqrt{r_1} \beta_0 \quad \beta_+(L) = \frac{\beta_0}{\sqrt{r_2}}$$

С помощью параметрической подстановки [14]:

$$\beta_0 = \frac{g_0 - \alpha_0}{2\alpha_0} \cdot \sin 2\lambda_0$$

точное решение краевой задачи представляется следующим трансцендентным уравнением:

$$\alpha_0 \cdot L - \ln \sqrt{r_1 \cdot r_2} = \frac{g_0}{(g_0 - \alpha_0) \cos 2\lambda_0} \cdot \ln \left(\frac{1 - \sqrt{r_1} \cdot \operatorname{tg} \lambda_0}{\sqrt{r_1} - \operatorname{tg} \lambda_0} \cdot \frac{1 - \sqrt{r_2} \cdot \operatorname{tg} \lambda_0}{\sqrt{r_2} - \operatorname{tg} \lambda_0} \right)$$

При таком описании эффективность вывода излучения из резонатора через оба зеркала резонатора задается уравнением:

$$\eta = \frac{g_0 - \alpha_0}{2\alpha_0 g_0 L} \cdot \sin 2\lambda_0 \cdot \left(\frac{\tau_1}{\sqrt{r_1}} + \frac{\tau_2}{\sqrt{r_2}} \right) \quad (1)$$

а выводимая из резонатора мощность лазерного пучка с площадью S уравнением:

$$P_{out} = \frac{g_0 - \alpha_0}{2\alpha_0} \cdot \sin 2\lambda_0 \cdot I_s \cdot S \left(\frac{\tau_1}{\sqrt{r_1}} + \frac{\tau_2}{\sqrt{r_2}} \right) \quad (2)$$

Для оптимизации использовались экспериментальные данные по $P_{out}(t)$ во всем временном диапазоне, где происходит квазинепрерывная генерация. При поиске параметров активной среды использовались различные предположения о функциональной зависимости интенсивности насыщения $I_s(t)$.

Интенсивность насыщения можно определить следующим образом:

$$I_s \approx \frac{\hbar\omega}{\sigma} \frac{\nu_B^\Sigma \cdot \nu_H}{\nu_B + \nu_H}$$

где σ – сечение вынужденного излучения на этом переходе, ν_H – частота деактивации нижнего рабочего уровня, ν_B^Σ – полная частота тушения верхнего лазерного уровня и ν_B – частота его тушения во все состояния за исключением нижнего. Как известно, для столкновительно уширенной линии имеет место общепринятая зависимость от давления $\sigma \sim p^{-1}$. Однако согласно данным работ [5–7] для (B-X) – переходов молекулярного иона азота N_2^+ с длинами волн 391 и 428 нм возможна следующая зависимость: $\sigma \sim p^{-0,56}$. Поэтому в данной работе для модельных оценок параметров активной среды были использованы следующие функциональные зависимости интенсивности насыщения:

$$I_s(t) = I_{s0} \cdot \left(\frac{p(t)}{p_0} \right)^\mu,$$

где $\mu = 0$, $\mu = -1$ или $\mu = -0,56$, а также зависимость типа:

$$I_s(t) = I_{s0} \cdot \left(1 + \frac{W(t)}{W_x} \right).$$

На рис. 2–4 приведены результаты оптимизационных расчетов в виде зависимостей от мощности удельного энерговклада в среду ненасыщенного коэффициента усиления g_0 и постоянного коэффициента потерь α_0 (либо их разности), полученные для различных предположениях о функциональной зависимости интенсивности насыщения I_{s0} . Гистерезис в расчетных кривых отвечает переднему и заднему фронтам импульса накачки. Там же приведены экспериментальные значения пороговой мощности удельного энерговклада, отвечающие моменту возникновения / прекращения генерации, и соответствующие им значения линейных потерь за счет вывода излучения из резонатора.

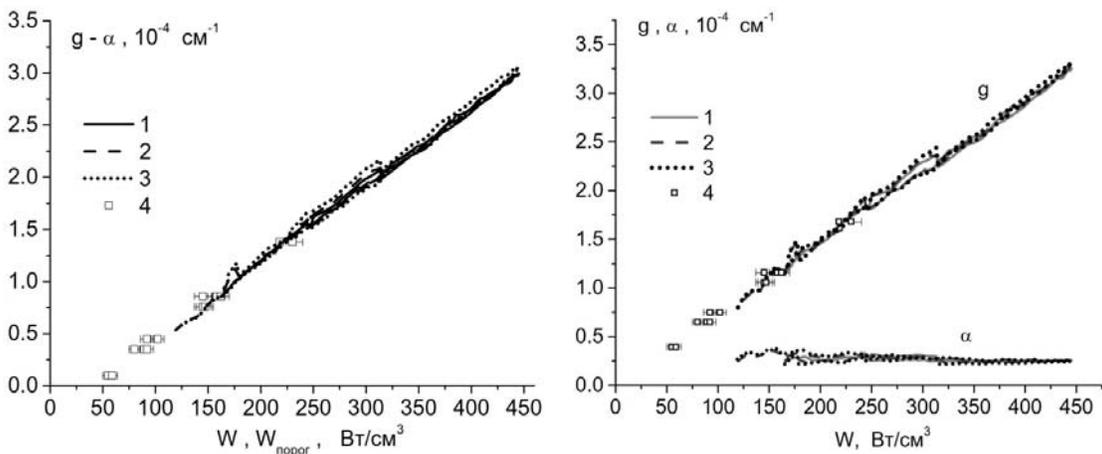


Рис. 2. Зависимость параметров активной среды для перехода с длиной волны 391нм для смеси He-N₂-D₂ = = 1000:1.1:2.8 при давлении 1,7 атм: 1 – $I_s = 7250 \text{ Вт/см}^2$; 2 – $I_s = 6750 \text{ Вт/см}^2 (P/P_0)^{0,56}$; 3 – $I_s = 6250 \text{ Вт/см}^2 \cdot P/P_0$; 4 – пороговые значения начала и завершения генерации

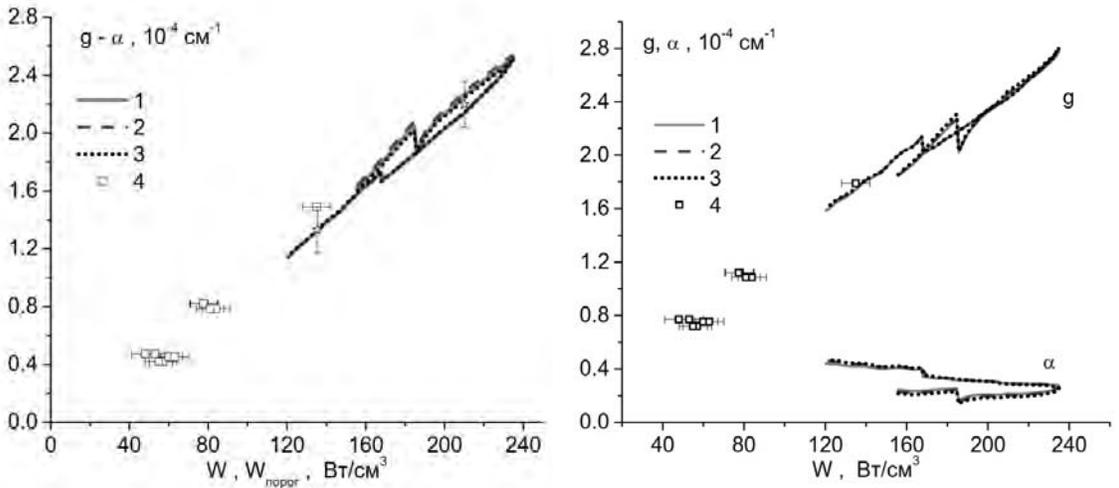


Рис. 3. Зависимость параметров активной среды для перехода с длиной волны 391 нм для смеси He-N₂-H₂ = 1000 : 1.1 : 2.15 при давлении 1.8 атм: 1 – $I_s = 6300$ Вт/см²; 2 – $I_s = 6000$ Вт/см² · (P/P₀)^{0.56}; 3 – $I_s = 5700$ Вт/см² · P/P₀; 4 – пороговые значения начала и завершения генерации

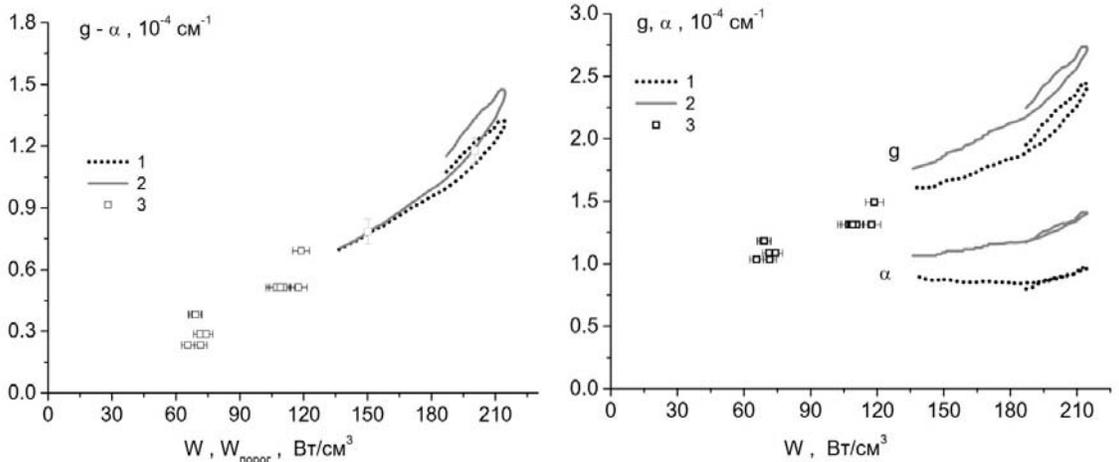


Рис. 4. Зависимость параметров активной среды для перехода с длиной волны 428 нм для смеси He-N₂-H₂ = 1000:1:1.1 при давлении 1,5 атм: 1 – $I_s = 11000$ Вт/см² · (1 + W / 150 Вт/см³); 2 – $I_s = 16000$ Вт/см² · P/P₀; 3 – пороговые значения начала и завершения генерации.

Из рисунков видно, что при указанных значениях множителя I_{s0} в функциональной зависимости интенсивности насыщения зависимость ненасыщенного коэффициента усиления $g_0(W)$ близка к линейной во всем диапазоне исследуемых мощностей накачки для перехода с длиной волны 391 нм как для смеси He-N₂-D₂, так He-N₂-H₂. Для перехода с длиной волны 428 нм линейность наблюдается только до $W = 180$ Вт/см³. Следует отметить, что результаты расчета слабо зависят от вида функциональные зависимости интенсивности насыщения.

Сравнение полученных результатов с данными работы [11] затруднено, поскольку последние получены для значительно более высоких значений мощности накачки. Вместе с тем можно сказать, что зависимость $g_0(W)$ в [11] также близка к линейной, а экстраполированные значения не противоречат нашим результатам. По величине I_{s0} наблюдается значительное (более чем на порядок) расхождение, как с нашими результатами, так и данными работы [6].

Известно, что произведение $g_0 \cdot I_s$ является предельной величиной мощности вынужденного излучения с единицы объема активной среды. Поэтому максимальная величина эффективности лазера по мощности $\varepsilon_{P(\text{макс})}$ (мгновенный КПД) может быть оценена как $\varepsilon_{P(\text{макс})} = g_0 I_s / W_{\text{нак}}$.

Оценки показывают, что в наших условиях величина максимальной эффективности среды по

мощности $\varepsilon_{P(\text{макс})}$ для перехода с длиной волны 391 нм составляет 0,50–0,65 % для смеси He-N₂-D₂ = 1000:1,1:2,8 при давлении 1,7 атм и 0,75–0,80 % для смеси He-N₂-H₂ = 1000 : 1,1 : 2,15 при давлении 1,8 атм. Для перехода с длиной волны 428 нм $\varepsilon_{P(\text{макс})}$ составляет 1,2–2,5 % для смеси He-N₂-H₂ = 1000:1:1.1 при давлении 1,5 атм.

Достаточно большая величина потеря в активной среде по отношению к коэффициенту усиления объясняет наблюдаемую в эксперименте достаточно высокую пороговую удельную мощность энерговыклада в активную среду и затрудняет эффективный вывод запасенной в инверсии энергии (мощности). Максимальная эффективность вывода излучения из резонатора для перехода с длиной волны 391 нм (формула 1) составляет 40 % и 42 % для смесей с D₂ и H₂, для перехода с длиной волны 428 нм – 10 %. Кроме того, эффективная площадь сечения лазерного пучка равняется ~2/3 площади сечения ЛАЭЛ. Поэтому реальная эффективность лазера по мощности ε_p равна 0,15–0,20 и 0,13 % для переходов с $\lambda = 428$ и 391 нм, соответственно. Эффективность генерации по энергии ε_E , равная отношению выходной лазерной энергии к вложенной в газовый объем энергии осколков деления, оказывается еще меньше этих величин поскольку из-за высокого порога генерация лазерного излучения происходит только в части импульса накачки и оказывается значительно меньше по длительности, чем импульс накачки (см. рис. 1). Оценка эффективности генерации ε_E для перехода с $\lambda = 428$ нм составляет ~0,06 %, а для перехода с $\lambda = 391$ нм – 0,1 %. Основные результаты исследования генерационных характеристик He-N₂-H₂ и He-N₂-D₂ сред на (В-Х) переходах молекулярного иона азота при накачке осколками деления сведены в таблицу. Следует отметить, эффективность генерации He-N₂-H₂ лазера при накачке осколками деления оказалась меньше, чем при накачке электронным пучком.

Таблица

Результаты исследования He-N₂-H₂ и He-N₂-D₂ сред на (В-Х) переходах молекулярного иона азота при накачке осколками деления

№	Наименование параметра	Значение параметра		
		He:N ₂ :D ₂ = 1000:1.1:2.8	He:N ₂ :H ₂ = 1000:1.1:2.15	He:N ₂ :H ₂ = 1000:1:1.1
1	Переход	0 - 0	0 - 0	0 - 1
2	Длина волны, нм	391.4	391.4	427.8
3	Оптимальный состав смеси	He:N ₂ :D ₂ = 1000:1.1:2.8	He:N ₂ :H ₂ = 1000:1.1:2.15	He:N ₂ :H ₂ = 1000:1:1.1
4	Суммарное давление, атм	1.7	1.8	1.5
5	Энергия генерации $E_{\text{ген}}$, мДж	470	340	180
6	Пиковая мощность генерации $P_{\text{ген}}$, кВт	3.0	2.5	1.6
7	Энергия накачки $E_{\text{нак}}$, Дж	520	300	280
8	Пиковая удельная мощность накачки $P_{\text{нак}}$, Вт/см ³	450	230	215
9	Пороговая удельная мощность накачки $P_{\text{нак}}$, Вт/см ³	30	20	30
10	Коэффициент нерезонансных потерь α , см ⁻¹	$3 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$10 \cdot 10^{-5}$
11	Интенсивность насыщения $I_{\text{нас}(\text{макс})}$, кВт/см ²	7.3	6.3	17.6
12	Ненасыщенный коэффициент усиления $g_{0(\text{макс})}$, см ⁻¹	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$
13	Максимальная эффективность по мощности $\varepsilon_{P(\text{макс})}$, %	0.65	0.8	2
14	Эффективность лазера по мощности ε_p , %	0.15	0.20	0.13
15	Эффективность генерации по энергии ε_E , %	0.095	0.11	0.06

Величина $\varepsilon_{P(\text{макс})}$ характеризует эффективность преобразования в He-N₂-H₂ среде энергии осколков деления в энергию излучения на (В-Х) переходах молекулярного иона азота и составляет достаточно высокое значение. Однако из-за больших нерезонансных потерь в среде по сравнению с малым значением коэффициента усиления, а также по причине высокого порога генерации, реальная эффективность He-N₂-H₂ лазера оказывается значительно ниже. Для повышения эффективности генерации и приближения её к максимально возможной величине имеются несколько путей. Во-первых, необходимо выяснить природу потерь в среде. Одной из причин оптических потерь может быть трековая структура плазмы, образующейся в результате взаимодействия осколков деления с атомами среды, что требует проведения соответствующих исследований. Дополнительные потери в резонаторе могут быть обусловлены также диффузным рассеянием на зеркалах, влияние которого при использовании достаточно глухих зеркал является существенным. Поэтому необходимо провести тщательные измерения параметров использованных в эксперимен-

те зеркал. Для уменьшения влияния на эффективность величины порога генерации необходимо увеличивать удельную мощность накачки, например, за счет сокращения длительности импульса накачки в реакторно-лазерной системе.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования лазерных характеристик He-N₂-N₂ среды на (В-Х) переходах молекулярного азота при возбуждении осколками деления показывают, что данная среда, в принципе, может быть использована для создания реакторно-лазерной системы с излучением в видимом диапазоне длин волн. Для повышения эффективности такой системы необходимо проведение дальнейших исследований в направлении изучения характеристик самой среды и улучшения параметров импульса накачки реакторно-лазерных систем.

Список литературы

1. Мельников С. П., Сизов А. Н., Синянский А. А. Лазеры с ядерной накачкой. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008.
2. Воинов А. М., Синянский А. А., Василенко А. Г. и др. Экспериментальный комплекс ЛМ-4/БИГР. Получение генерации в смеси Ag-Xe с длительностью более 1 с. // Труды 2-ой Международной конференции «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16, 1995. Т. 2. С. 179–185.
3. Дьяченко П. П., Дюжов Ю. А., Орлов А. А. и др. Экспериментальное исследование лазерных характеристик оптического квантового усилителя с ядерной накачкой // Труды 3-ей Международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск, 2003. С. 140–145.
4. Загидулин А. В., Бочков А. В., Мироненко В. В., Софиенко Г. С. 500-джоульный лазер с ядерной накачкой // Письма в ЖТФ, 2012, Т. 38, В. 23, С. 31–39.
5. Басов Н. Г., Александров А. Ю., Данилычев В. А., Долгих В. А. и др. Эффективный квазинепрерывный лазер высокого давления на первой отрицательной системе азота // Письма в ЖТФ. 1985, Т. 42, В. 1, С. 39–42.
6. Долгих В. А., Рудой И. Г., Самарин А. Ю., Сорока А. М. Кинетика разрушения инверсии в лазере на первой отрицательной системе азота // Квантовая электроника. 1988. Т. 15, № 7, С. 1358–1362.
7. Басов Н. Г., Данилычев В. А. Лазеры на конденсированных и сжатых средах // Успехи физических наук. 1986. Т. 148, В. 1, С. 56–99.
8. Дюжов Ю. А., Полетаев Е. Д. Кинетика возбуждения полос 2-й положительной системы молекулы N₂ и полос 1-ой отрицательной системы молекулярного иона азота N₂⁺ в азоте и Ag-N₂, He-N₂ смесях высокого давления при возбуждении осколками деления // Труды 3-ей Международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск, РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 64–68.
9. Барышева Н. М., Бочков А. В., Бочкова Н. В. и др. Первый ультрафиолетовый лазер с ядерной накачкой // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, В. 15, С. 82–84.
10. Бочков А. В., Магда Э. П., Мироненко В. В., Мурзин В. М., Софиенко Г. С. Исследование лазера на 1-ой отрицательной полосе азота // Труды 3-ей Международной конференции «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 167–172.
11. Бочков А. В., Загидулин А. В., Магда Э. П. и др. Параметры усиления лазера на 1-ой отрицательной полосе азота // Труды 4-ой международной конференции «Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Обнинск, 2009. Т. 1, С. 156–159.
12. Дьяченко П. П., Кухарчук О. Ф., Фокина О. Г., Шукин А. Н. Оптимизация параметров импульса накачки в реакторно-лазерной установке стенда «Б» // Труды 4-ой международной конференции «Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Обнинск, 2009. Т. 2, С. 463–470.
13. Дюжов Ю. А., Полетаев Е. Д., Смольский В. Н. Исследование генерации на переходах 1-ой отрицательной системы азота ($\lambda = 391$ и 428 нм) при накачке осколками деления от импульсного реактора БАРС-6 // Труды 4-ой международной конференции «Физика лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Обнинск, 2009. Т. 1, С. 151–155.
14. Schindler G. M. Optimum output efficiency of homogeneously broadened lasers with constant loss // IEEE Journal Quantum Electronics, vol. QE-16, No. 5, 1980, p. 546–549.