

# **Стабильность энергии импульсов стоксова излучения при возбуждении ВКР в сжатом водороде двухчастотным излучением Nd:YAG лазера**

**А. С. Грабчиков<sup>1)</sup>, Л. Е. Батай<sup>1)</sup>, В. А. Орлович<sup>1)</sup>,  
Ж. Даваасамбуу<sup>2, 3)</sup>, Х. Цоохуу<sup>3)</sup>, Д. Онербилэг<sup>3)</sup>, Д. Баярцэнгэл<sup>3)</sup>**

*<sup>1)</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь  
e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*

*<sup>2)</sup> Лазерный Центр Национального университета Монголии, Улаанбаатар, Монголия*

*<sup>3)</sup> Институт физики и технологий, Монгольская академия наук, Улаанбаатар, Монголия*

Исследованы статистические характеристики энергии импульсов генерации при двухимпульсном двухчастотном вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) в сжатом водороде. Установлено, что при сравнимых значениях инкрементов усиления ВКР нормированное стандартное отклонение для энергии стоксовых импульсов, генерируемых в условиях одновременного четырехфотонного параметрического взаимодействия и двухфотонного ВКР, всегда меньше, чем нормированное стандартное отклонение для энергии стоксовых импульсов, генерируемых в условиях только двухфотонного ВКР.

**Ключевые слова:** вынужденное комбинационное рассеяние; ВКР; двухчастотное двухимпульсное возбуждение ВКР; сжатый водород; импульсный многомодовый лазер; статистические характеристики излучения; стабильность энергии импульсов излучения.

## **Stability of stokes radiation pulse energy under SRS excitation in compressed hydrogen by two-frequency Nd:YAG laser radiation**

**A. S. Grabtchikov<sup>1)</sup>, L. E. Batay<sup>1)</sup>, V. A. Orlovich<sup>1)</sup>  
J. Davaasambuu<sup>2, 3)</sup>, H. Tsookhuu<sup>3)</sup>, D. Onerbileg<sup>3)</sup>, D. Bayartsengel<sup>3)</sup>**

*<sup>1)</sup> B. I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Minsk, Belarus  
e-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*

*<sup>2)</sup> Laser Research Center of the National University of Mongolia, Ulaanbaatar, Mongolia*

*<sup>3)</sup> Institute of Physics and Technology, Mongolian Academy of Sciences, Ulaanbaatar, Mongolia*

The statistical characteristics of the pulse energy generated at two-pulse two-frequency stimulated Raman scattering (SRS) in compressed hydrogen were experimentally studied. It was found that, for comparable SRS gain increments, the normalized standard deviation of the Stokes pulse energy generated under conditions of simultaneous four-photon parametric interaction and two-photon SRS is always smaller than the normalized standard deviation of the Stokes pulse energy generated under conditions of "classical" two-photon SRS.

**Keywords:** stimulated Raman scattering; SRS; two-frequency two-pulse excitation of SRS; compressed hydrogen; pulsed multimode laser; statistical characteristics of radiation; stability of radiation pulse energy.

## **Введение**

Разработка лазерных излучателей для конкретных применений основывается на оценке не только характеристик самого излучателя, но и простоты его технической реализации, конструкции, настройки, надежности, а также стоимости. В этой связи для некоторых задач, где компактность излучателя не является главным

требованием, альтернативой могут являться нелинейно-оптические преобразователи, базирующиеся на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Такой подход особенно перспективен при использовании в качестве активной среды газообразного водорода ( $H_2$ ). В  $H_2$  величина комбинационного сдвига составляет  $4155\text{ см}^{-1}$  [1], что принципиально позволяет при использовании специальных условий возбуждения ВКР и перестраиваемого по длине волны возбуждающего излучения обеспечить на ряде стоксовых компонент генерацию перестраиваемого излучения в инфракрасном диапазоне. Однако для ИК области спектра из-за малого коэффициента усиления ВКР в  $H_2$  требуется использовать достаточно высокоэнергетичные лазеры. Для снижения порога возбуждения в [2] предложен подход, основанный на двухимпульсном двухчастотном возбуждении ВКР. ВКР возбуждается лазерным пучком излучения видимого диапазона, где коэффициент усиления ВКР в  $H_2$  большой. Одновременно в рассеивающую среду подается импульс более длинноволнового излучения, совмещенный по времени и с учетом фазового синхронизма по пространству с излучением видимого диапазона. В результате излучение с большей длиной волны генерируется беспорогово вследствие четырехфотонных параметрических процессов [3]. В простейшем случае использование основной (длина волны  $\lambda_1$ ) и второй ( $\lambda_2$ ) гармоник Nd:YAG лазера автоматически обеспечивает временную синхронизацию обоих импульсов излучения. При этом ВКР преобразование в сжатом водороде излучения второй гармоники Nd:YAG лазера позволяет получить стоксово излучение в области длины волн  $683\text{ нм}$  ( $\lambda_{S2} = 683\text{ нм}$ ). Генерация стоксовой компоненты с длиной волны  $\lambda_{S1} = 1907\text{ нм}$  происходит в результате взаимодействия трех потоков излучения. Это излучение второй гармоники ( $\lambda_2 = 532\text{ нм}$ ) Nd:YAG лазера, излучение первой стоксовой компоненты ВКР ( $\lambda_{S2} = 683\text{ нм}$ ) и излучение основной гармоники ( $\lambda_1 = 1064\text{ нм}$ ) Nd:YAG лазера. Поток излучения с длиной волны  $\lambda_{S1} = 1907\text{ нм}$  генерируется преимущественно вследствие четырехфотонного параметрического процесса  $\mathbf{k}_{S1} = \mathbf{k}_1 - (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{S2})$ , где  $\mathbf{k}_i$  – волновые вектора соответствующих потоков излучений.

Очевидно, что флуктуации энергии импульсов и интенсивностей потоков излучения с длинами волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_{S2}$  влияют на воспроизводимость энергетических характеристик стоксова излучения на длине волны  $\lambda_{S1}$ , однако до настоящего времени в литературе нет данных об их экспериментальном исследовании. В данной работе представлено исследование стабильности энергии импульсов излучений, участвующих в процессе двухимпульсного двухчастотного ВКР-преобразования в сжатом водороде многомодового излучения Nd:YAG – лазера.

## 1. Эксперимент

Для возбуждения ВКР в водороде использовался импульсный Nd:YAG лазер с ламповой накачкой (LOTIS ТII, Минск, Беларусь; модель LS-2137), генерировавший моноимпульсы длительностью  $\approx 17\text{ нс}$  и  $\approx 12\text{ нс}$  на длинах волн основной (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник, соответственно, с частотой следования 10 Гц. Лазер являлся многомодовым как спектрально, так и пространственно, о чем свидетельствовали характеристики спектра и расходимости излучения.

В эксперименте реализовывался режим коллинеарного взаимодействия: потоки излучения основной и второй гармоники распространялись параллельно друг другу. Поскольку дисперсия у водорода мала, расстройка волнового синхронизма  $\Delta k$  в данных условиях не влияла существенно на эффективность четырехфотонного процесса. Излучение лазера фокусировалось в кювету длиной 120 см, заполненную  $H_2$ , сжатым до давления 26 атм. Выходящие из кюветы потоки излучения коллимировались линзой и разводились пространственно призмами Пеллин-Брука. Для измерения энергии импульсов использовались электронно-цифровые измерители Pulsar 2 с пироэлектрическими приемниками (производитель - Ophir). Длительность импульсов контролировалась фотоприемниками и четырехканальным цифровым осциллографом с полосой регистрации 1 ГГц (Tektronix TDS 5104). Спектр регистрировался мини-спектрометром с разрешением  $\approx 1$  нм (SOLAR LS, Беларусь; модель S-100).

В экспериментах одновременно измерялись энергии импульсов  $E_{pulse}$  трех потоков излучения: энергия импульсов излучения Nd:YAG лазера на основной гармонике, на второй гармонике, и на одной из стоковых компонент. Число импульсов, накопленных в процессе измерения в выборке, составляло 3000-6000. Для каждой отдельной выборки определялись среднее значение энергии импульсов  $\langle E_{pulse} \rangle$  за время измерения, максимальное и минимальное значения энергии, значение стандартного отклонения  $\sigma$  энергий импульсов измеряемых потоков излучения:  $\sigma(1064)$ ,  $\sigma(532)$ ,  $\sigma(683)$ ,  $\sigma(1907)$ . Для оценки стабильности излучения рассчитывалось нормированное стандартное отклонение  $\sigma_{norm}$ :

$$\sigma_{norm} = \frac{\sigma}{\langle E_{pulse} \rangle}. \quad (1)$$

## 2. Результаты и обсуждение

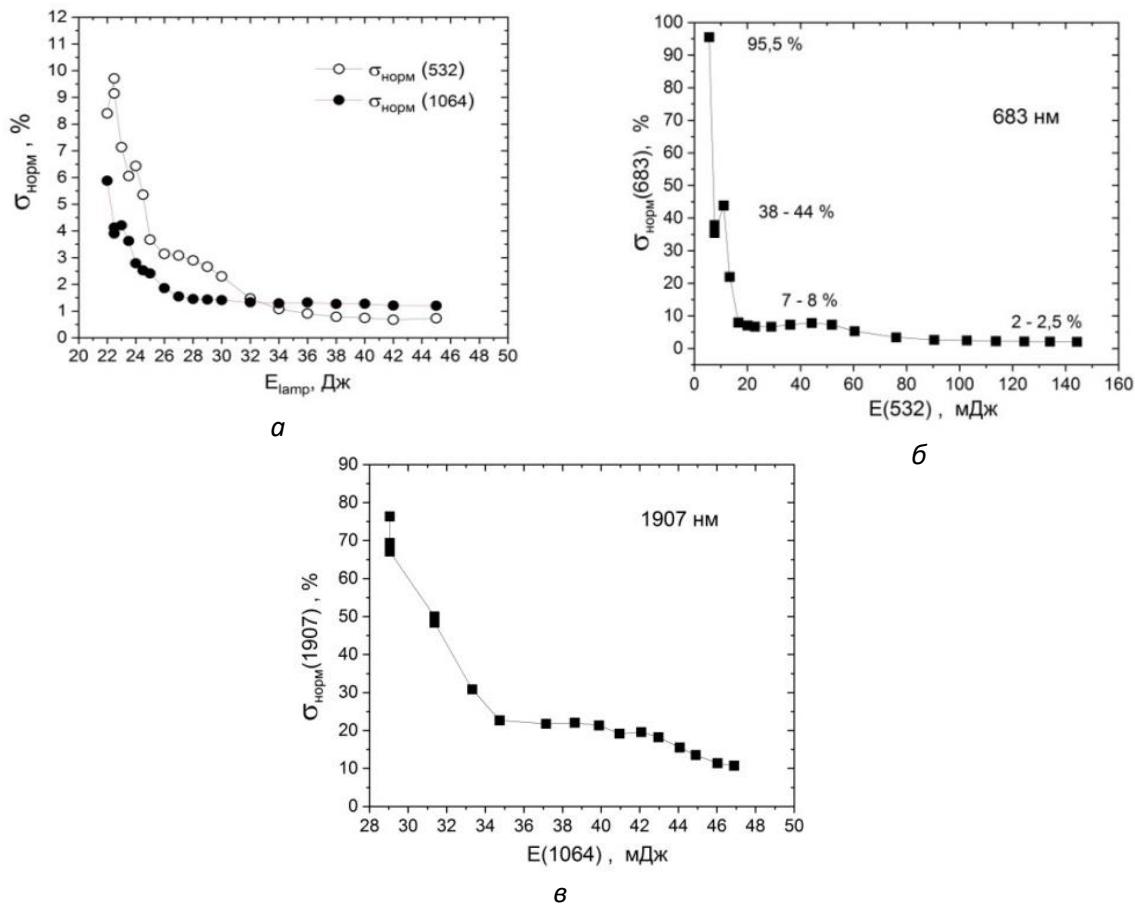
Характеристики стабильности энергии импульсов возбуждающих потоков лазерного излучения ( $\lambda_1 = 1064$  нм и  $\lambda_2 = 532$  нм), а также стоковых компонент ( $\lambda_{S2} = 683$  нм,  $\lambda_{S1} = 1907$  нм) представлены на рисунке *a, б, в*.

Как видно из рисунка *a*, при превышении порогового для генерации лазера значения электрической энергии импульсов ламповой накачки лазера  $E_{lamp}$  примерно на 25 %,  $\sigma_{norm}(1064) \approx 1,5$  % и практически не меняется при дальнейшем увеличении  $E_{lamp}$ . Для энергии импульсов второй гармоники при высоких значениях  $E_{lamp}$   $\sigma_{norm}(532)$  составляет лишь  $\approx 0,7$  %, что свидетельствует о хорошей воспроизводимости выходных энергетических параметров используемого лазера.

Для стоковой компоненты ( $\lambda_{S2} = 683$  нм) вблизи порога возбуждения ВКР величина  $\sigma_{norm}(683)$  имеет значение  $\approx 95$  % (рисунок *б*), затем быстро падает до величины  $\approx 7-8$  % при достижении  $E(532) \approx 20$  мДж и относительно плавно уменьшается до значений 2–2,5 % при увеличении энергии импульсов излучения  $E(532)$  до  $\approx 140$  мДж. В диапазоне энергий  $E(532) = 23-52$  мДж зависимость имеет плато с  $\sigma_{norm}(683) \approx 7-8$  %.

Физической причиной существования такого плато может являться так называемый некогерентный режим ВКР при спектрально широкополосной накачке, который возникает при малых значениях интенсивности  $I$  импульсов возбуждающего

ВКР излучения и переходит в когерентный режим при преодолении критического значения  $I_{\text{кр}}$  [4]. Для нашего случая оценки дают значение  $I_{\text{кр}} \approx 0,5 \text{ МВт}/\text{см}^2$ . При  $E(532) \geq 10 \text{ мДж}$  всегда  $I > I_{\text{кр}}$  в области фокальной перетяжки. Однако внутри кюветы с  $\text{H}_2$  вблизи входного и выходного окон может реализовываться соотношение  $I \leq I_{\text{кр}}$ . Таким образом, при распространении каждого импульса накачки в кювете реализуются как когерентный, так и некогерентный режимы ВКР. В некогерентном режиме ВКР каждая спектральная компонента лазерного излучения преобразуется независимо от других. Это приводит к возникновению дополнительных флуктуаций энергии стоковых импульсов. При увеличении  $I$  область существования некогерентного режима ВКР уменьшается и, как видно на рисунке *б*,  $\sigma_{\text{норм}}(683)$  уменьшается до значений  $\approx 2 - 2,5 \%$ .



Характеристики стабильности энергии импульсов возбуждающих потоков лазерного излучения ( $\lambda_1 = 1064 \text{ нм}$  и  $\lambda_2 = 532 \text{ нм}$ ), а также стоковых компонент ( $\lambda_{S2} = 683 \text{ нм}$ ,  $\lambda_{S1} = 1907 \text{ нм}$ ):

*а* – нормированные стандартные отклонения  $\sigma_{\text{норм}}$  энергии импульсов основной и второй гармоник;

*б* – нормированные стандартные отклонения первых стоковых компонент  $\lambda_{S2} = 683 \text{ нм}$ ;

*в* – нормированные стандартные отклонения первых стоковых компонент  $\lambda_{S1} = 1907 \text{ нм}$

Общий ход зависимостей  $\sigma_{\text{норм}}(683)$  (рисунок *б*) и  $\sigma_{\text{норм}}(1907)$  (рисунок *в*) для импульсов стокова излучения от энергии импульсов возбуждающих излучений подобны друг другу, включая и наличие плато. Однако для  $\sigma_{\text{норм}}(683)$  плато формируется при 2x-кратном превышении порога возбуждения ВКР, а исчезает при

его 5-кратном превышении. Для  $\sigma_{\text{норм}}(1907)$  плато соответствует диапазону превышения порогового значения 1,2 – 1,5 раза. Анализ с учетом коэффициентов усиления ВКР и значений  $I_{kp}$  для основной и второй гармоник приводит к выводу, что уже на пороге регистрации стоксовой компоненты ( $\lambda_{S1} = 1907$  нм), реализуются условия, при которых  $I > I_{kp}$  для центральной части поперечного распределения пучка накачки, т. е. процесс ВКР носит в основном когерентный характер. Увеличение энергии импульсов накачки лишь в 1,5 раза приводит к распространению когерентного режима ВКР на все сечение пучка накачки.

Вторая особенность зависимости  $\sigma_{\text{норм}}(1907)$  (рисунок в ) состоит в том, что даже при максимальной энергии импульсов накачки  $E(1064) \approx 48$  мДж, что соответствует инкременту усиления  $G = 50$ , величина  $\sigma_{\text{норм}}(1907)$  равна  $\approx 10\%$ . В случае возбуждения ВКР излучением второй гармоники с энергией импульсов  $E(532) = 140$  мДж, и соответственно, величине  $G \approx 300$ ,  $\sigma_{\text{норм}}(683) \approx 2,5\%$ , т. е.  $\sigma_{\text{норм}}(683) < \sigma_{\text{норм}}(1907)$ . Однако данные расчетов с использованием одинакового значения  $G = 50$  для обеих длин волн возбуждающего излучения показали, что в этом случае  $\sigma_{\text{норм}}(683) \approx 50\%$ , а  $\sigma_{\text{норм}}(1907) \approx 10\%$ . Подобное соотношение между указанными параметрами, как следует из расчетов, справедливо и для других значений  $G$ . Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, на статистические свойства излучения стоксовой компоненты ( $\lambda_{S2}$ ) существенное дестабилизирующее влияние оказывает некогерентный режим ВКР, а во-вторых, для стоксового излучения ( $\lambda_{S1}$ ) стабилизирующее воздействие оказывает четырехфотонный параметрический процесс, приводящий к генерации «затравочного» стоксового излучения.

## Заключение

Установлено, что определенный вклад в зависимости  $\sigma_{\text{норм}}(683)$  и  $\sigma_{\text{норм}}(1907)$  дает спектральная широкополосность возбуждающего лазерного излучения. На воспроизведимость энергии импульсов излучения с  $\lambda_{S1} = 1907$  нм оказывают влияние как четырехфотонный параметрический процесс  $\mathbf{k}_{S1} = \mathbf{k}_1 - (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{S2})$ , так и классическое двухфотонное ВКР. Благодаря этому, при одинаковых значениях инкрементов усиления ВКР для стоксовых излучений с длинами волн 683 нм и 1907 нм величина  $\sigma_{\text{норм}}(1907)$  всегда меньше, чем  $\sigma_{\text{норм}}(683)$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ и Монгольского фонда науки и технологий (проект Ф23-МН-008), а также ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций» (задание 1.2).

## Библиографические ссылки

1. *Bischel W. K., Dyer M. J. Wavelength dependence of the absolute Raman gain coefficient for the Q(1) transition in H<sub>2</sub>* // JOSA B. 1986. Vol. 3, Iss. 5. P. 677–682.
2. *Giordmaine J. A., Kaiser W. Light scattering by coherently driven lattice vibration* // Phys. Rev. 1966. Vol. 144., No. 2. P. 676688.
3. *Effect of four-wave parametric processes on the dynamics of the Stokes components of stimulated Raman scattering / G. V. Venkin [et al.]* // Sov. Phys. JETP. 1976. Vol. 43. P. 873–879.
4. *Bloembergen N., Shen Y. R. Multimode effects in stimulated Raman emission* // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 13, n.24. P. 720–724.