

сверхизлучения, выбором активной среды в виде вытянутого образца с числом Френеля, близким к единице. Использование резонатора приводит к сокращению длительности импульса даже по сравнению с одномодовым сверхизлучением, так как  $\tau_0/\tau_c = 1 - R_0 < 1$ . При длинах активной среды  $l \ll 1$  см длительность импульса лежит в пикосекундной и субпикосекундной областях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. // УФН. 1980. 131. С. 652—694. [2] Gross M., Haroche S. // Phys. Reports. 1982. 93. P. 1—99.

Поступила в редакцию  
04.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.6

### НЕЛИНЕЙНАЯ ГИРОТРОПИЯ В ТИОГАЛЛАТЕ СЕРЕБРА

В. А. Грабовский, Н. И. Желудев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Тиогаллат серебра  $\text{AgGaS}_2$  (класс  $\bar{4}2m$ ) — один из наиболее изученных материалов квантовой электроники. Интерес к  $\text{AgGaS}_2$  обусловлен в первую очередь его оптическими [1] и нелинейно-оптическими свойствами [2], позволяющими разрабатывать эффективные преобразователи лазерного излучения в ИК диапазоне [3, 4]. Практическое значение представляет исследование пространственной дисперсии в этом кристалле, поскольку сильная оптическая активность [5] и наличие «изотропной точки» (длины волны света, для которой линейное двулучепреломление отсутствует) делают  $\text{AgGaS}_2$  одной из наиболее перспективных сред для создания узкополосных оптических фильтров [6]. В тиогаллате серебра исследованы электрогирация (индуцированная постоянным электрическим полем гиротропия) [7, 8] и электрооптический эффект [9, 10].

Предметом настоящей работы является исследование самоиндуцированного, т. е. зависящего от интенсивности, поворота плоскости поляризации света (нелинейной оптической активности [11]) и нелинейного поглощения в кристалле тиогаллата серебра.

2. Структура тензора гирации  $\text{AgGaS}_2$  запрещает наблюдение естественной оптической активности вдоль направления оптической оси, что делает исследование частотной зависимости естественной вращательной способности крайне сложной задачей, и измерение удельной константы вращения из-за эллиптического двулучепреломления возможно только в районе «изотропной точки» кристалла. Однако мощная линейно поляризованная электромагнитная волна может испытывать самоиндуцированное вращение направления поляризации и вдоль оптической оси. Физические механизмы нелинейной оптической активности (НОА) ранее детально исследовались для кристаллов высшей и средней категорий в работе [11], где показано, что в области прозрачности вдоль оптической оси нелинейное вращение плоскости поляризации световой волны в кристаллах  $\bar{4}2m$  описывается соотношением

$$\Delta\beta = \beta(l) - \beta(0) = \frac{3\omega^2 E^2}{c^2} [\text{Re}\{\chi_{XXXY}^{(3)}\} + \text{Re}\{\chi_{YYYZ}^{(3)}\} + (\text{Re}\{\chi_{XXXY}^{(3)}\} - \text{Re}\{\chi_{YYYZ}^{(3)}\}) \cdot \cos 2\beta(0)] \frac{l}{2} + \frac{3\omega^2 E^2}{8c^2 K_0} \text{Im}\{\chi_{XXXX}^{(3)} - 3\chi_{XXYY}^{(3)}\} l \sin 4\beta(0),$$

где  $\beta$  — угол поворота плоскости поляризации, отсчитанный от направления  $\langle 100 \rangle$ ;  $E$  — напряженность электрического поля световой волны с частотой  $\omega$ ;  $c$  — скорость света в вакууме;  $l$  — длина кристалла. Нелинейные восприимчивости определены в материальном уравнении

$$D_i^{NL} = \chi_{ikj}^{(3)} E_l E_k E_j + \gamma_{imljk}^{(3)} E_m E_l \nabla_k E_j.$$

Заметим, что величина угла самоиндуцированного поворота плоскости поляризации  $\Delta\beta$  зависит от направления поляризации света на входе в кристалл (угол  $\beta(0)$ ), что позволяет экспериментально разделить вклады в самовращение пространственной дисперсии нелинейности ( $\chi_{XXXX}^{(3)}$  и  $\chi_{XYYZ}^{(3)}$ ) и анизотропии нелинейного поглощения ( $\chi_{XXXX}^{(3)} - 3\chi_{XYYZ}^{(3)}$ ), измеряя зависимость угла НОА от ориентации образца.

3. Измерения проводились на длине волны второй гармоники основного излучения Nd<sup>3+</sup>+АИГ лазера ( $\lambda=0,532$  мкм). Схема установки приведена на рис. 1. Длительность оптических импульсов  $\sim 30$  пс, частота следования  $\sim 2$  Гц. Указанная

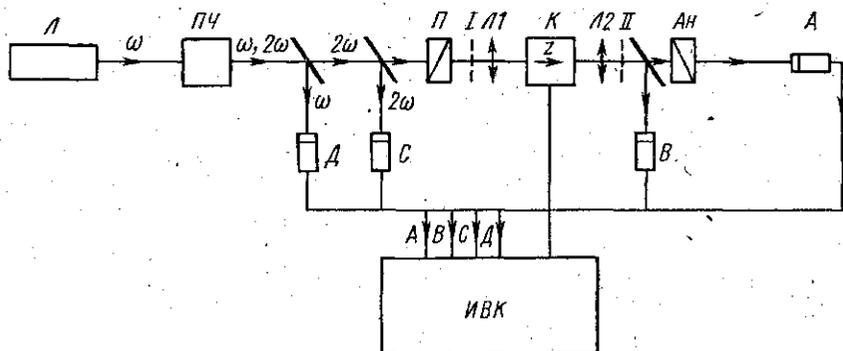


Рис. 1. Оптическая схема нелинейного поляризатора-денситометра: Л — АИГ:Nd<sup>3+</sup>-лазер с синхронизацией мод и системой выделения моноимпульса; ПЧ — нелинейный преобразователь частоты лазерного излучения в частоту второй гармоники; Л1, Л2 — линзы; К — исследуемый кристалл; П — поляризатор; Ан — анализатор; А, В, С, Д — фотоприемники; ИВК — измерительно-вычислительный комплекс на базе ЭВМ ДЗ-28; I, II — позиции нейтрального ослабляющего фильтра

длина волны соответствует области прозрачности кристалла, однако удвоенная энергия кванта превышает ширину запрещенной зоны, что обеспечивает двухфотонный резонанс для кубических нелинейных восприимчивостей, ответственных за НОА. Измерения угла поворота плоскости поляризации и расчет нелинейных восприимчивостей с учетом пространственно-временного профиля пучка проводились по методике, описанной в [12]. Особенностью данного эксперимента было измерение в каждой лазерной вспышке энергий импульсов на частоте излучения накачки и второй гармоники, что позволяло контролировать относительную энергию и длительность каж-

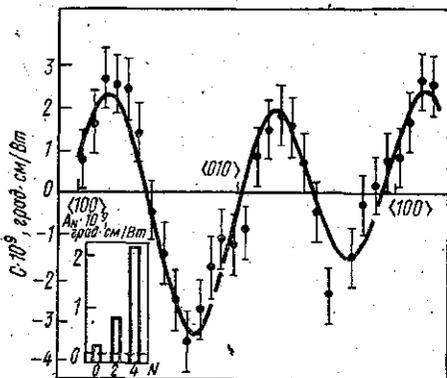


Рис. 2. Зависимость удельной константы НОА от ориентации кристалла  $\text{AgGaS}_2$  относительно плоскости поляризации света на входе в кристалл ( $k \parallel \langle 001 \rangle$ ). На врезке показан фурье-спектр приведенной зависимости; пунктирной линией отмечен уровень измерительного шума

дого лазерного импульса и значительно повысить точность и воспроизводимость результатов. Эксперименты проводились с образцами длиной  $6 \div 8$  мм при средней плотности мощности возбуждающего излучения  $\sim 1$  ГВт/см<sup>2</sup>.

4. Константа нелинейного поглощения тригалата серебра на длине волны  $\lambda = 0,532$  мкм составила  $K_2 = (2,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$  МВт<sup>-1</sup>·см ( $k \parallel \langle 001 \rangle$ ). Зависимость удельного параметра нелинейного вращения плоскости поляризации света в кристалле  $\text{AgGaS}_2$  от ориентации плоскости поляризации световой волны на входе в образец

( $k \parallel \langle 001 \rangle$ ) представлена на рис. 2. Точками обозначены экспериментальные данные; сплошная линия представляет кривую, синтезированную из спектра фурье-разложения экспериментальной зависимости с учетом нулевой, второй и четвертой угловых гармоник: именно эти спектральные компоненты определяют НОА в кристаллах класса  $42m$  (см. формулу (1)). Установлено, что величины амплитуд нулевой, второй и четвертой гармоник соотносятся между собой, как 3:8:21. Таким образом, основной вклад в эффект нелинейного вращения плоскости поляризации света в тригаллате серебра на длине волны  $\lambda = 0,532$  мкм вносит анизотропия нелинейного поглощения ( $N=4$ ). Полученные данные позволяют рассчитать следующие нелинейные восприимчивости:

$$\text{Im} \{ \chi_{XXXX}^{(3)} - 3\chi_{XXYY}^{(3)} \} = (0,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ CGSE},$$

$$\text{Re} \{ \gamma_{XXYZ}^{(3)} \} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-18} \text{ CGSE},$$

$$\text{Re} \{ \gamma_{XYYZ}^{(3)} \} = - (0,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-19} \text{ CGSE}.$$

Экспериментальная ошибка определяется преимущественно точностью измерения абсолютного значения интенсивности возбуждающего излучения. Заметим, что в отличие от кристаллов симметрии цинковой обманки ( $43m$ ) [13] в  $\text{AgGaS}_2$  ( $42m$ ) имеется компонента самоиндуцированной НОА, обусловленная пространственной дисперсией нелинейности, не зависящая от ориентации кристалла (нулевая гармоника спектра). При больших плотностях энергии световой волны (порядка  $1 \text{ ГВт/см}^2$ ) нелинейное поглощение и НОА оказывают значительное влияние на условия распространения света, что необходимо учитывать при использовании  $\text{AgGaS}_2$  в качестве рабочих элементов нелинейно-оптических устройств.

Авторы выражают благодарность Р. С. Задояну за консультации по технике поляризационных измерений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bhar C., Smith R. C. // IEEE J. of Quant. Electron. 1974. QE-10. P. 546.  
 [2] Kurecek P. J., Chemla D. S., Schwartz C. A. // IEEE J. of Quant. Electron. 1974. QE-10. P. 540. [3] Hanna D. C., Rampal V. V., Smith R. C. // Opt. Comm. 1973. 8. P. 151-153. [4] Elsaesser T., Seilmeier A., Kaiser W. // Appl. Phys. Lett. 1984. 44. P. 383-385. [5] Hobden M. V. // Acta Cryst. 1968. A24. P. 676.  
 [6] Yeh P. // Appl. Opt. 1982. 21. P. 4054-4058. [7] Miller A. // Phys. Rev. 1973. B8. P. 5902-5908. [8] Влох О. Г., Царик А. В., Некрасова И. М. // Укр. физ. журн. 1983. 9. С. 1334-1338. [9] Sound V. M., Davies P. H., Hulme K. F., Robertson D. S. // J. Phys. C. 1970. 3. P. L83. [10] Влох О. Г., Головей М. И., Царик А. В. // Укр. физ. журн. 1982. 4. С. 595-598. [11] Желудев Н. И., Петренко А. Д. // Кристаллография. 1984. 29. С. 1045-1053. [12] Задоян Р. С. Нелинейная поляризационная спектроскопия кристаллов: канд. дис. М. (МГУ), 1986. [13] Dubenskaya M. G., Zadoyan R. S., Zheludev N. I. // J. Opt. Soc. Am. 1985. 2B. P. 1174-1178.

Поступила в редакцию  
26.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 621.378.3

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВЕРХНЕГО ЛАЗЕРНОГО УРОВНЯ $\text{Ag II } 4p^2 D_{5/2}$ ПО СПОНТАННОЙ ЭМИССИИ НА СМЕЖНОМ ПЕРЕХОДЕ

Л. Е. Гринь, О. С. Зарослова, С. С. Карталева, В. В. Лебедева,  
 А. И. Одинцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

В работах [1, 2] для исследования времени жизни верхних лазерных уровней в плазме был использован метод, основанный на измерении мощности генерации лазера и спонтанной эмиссии на одном и том же переходе. Регистрация спонтанной эмиссии при этом производится через боковую стенку трубки. Такие измерения всегда сопровождаются значительными погрешностями, возникающими из-за поглощения излучения стенками трубки, неоднородности радиального распределения эмис-