7. *Grabov V. M., Zajcev A. A., Kuznecov D. V.* Fizicheskoe modelirovanie jelektromagnitnyh processov v konvektivnoj zone Solnca. // Solnechnaja i solnechno-zemnaja fizika. Tezisy Vserossijskoj ezhegodnoj konferencii po fizike Solnca. 24–27 sentjabrja 2012 g. SPb.: GAO RAN, 2012. S. 44–45.

8. *Grabov V. M., Zajcev A. A., Kuznecov D. V., Martynov I. A.* Termojelektrokineticheskie javlenija v vjazkoj jelektroprovodjawej srede // Doklady X Mezhgosudarstvennogo seminara (14–15 nojabrja 2006 g). SPb.: FTI im. A. F. Ioffe RAN, 2006. S. 102–107.

9. *Grabov V. M., Zajcev A. A., Kuznecov D. V., Sidorov A. V., Novikov V. I.* Termojelektrokineticheskij jeffekt v slabyh vodnyh rastvorah jelektrolitov // Vestnik MGTU im. N. JE. Baumana. Ser. «Estestvennye nauki». 2008. № 3. S. 112–122.

10. *Grabov V. M., Komarov V. A., Klimantov M. M.* JEksperimental'noe nabljudenie novogo termojelektrokineticheskogo jeffekta v jelektroprovodjawej srede. // Termojelektriki i ih primenenija: Doklady IX Mezhgosudarstvennogo seminara (nojabr' 2004 g.). SPb.: FTI im. A. F. Ioffe RAN, 2004. S. 110–113.

11. *Kvasnikov I. A.* Termodinamika i statisticheskaja fizika. Chast' 3. Teorija neravnovesnyh sistem. M.: Editorial URSS, 2011. 448 s.

12. *Krauze F., Rjedler K.-H.* Magnitnaja gidrodinamika srednih polej i teorija dinamo. M.: Mir, 1984. 320 s.

13. *Nikolis G., Prigozhin I.* Samoorganizacija v neravnovesnyh sistemah. M.: Mir, 1979. 512 s.

14. *Prigozhin I., Kondepudi D.* Sovremennaja termodinamika. M.: Mir, 2002. 461 s.

15. *Haaze R.* Termodinamika neobratimyh processov. M.: Mir, 1967. 544 s.

16. *Jebeling V.* Obrazovanie struktur pri neobratimyh processah. M.: Mir, 1979. 279 s.

17. *Grabov V. M.* Nonequilibrium Thermodynamic and Thermoelectric Phenomena // Journal of Thermoelectricity. 2003. N 3. P. 5–12.

18. *Grabov V. M.* Thermoelectrokinetic and Thermoelectromagnetic Phenomena in Strongly Nonequilibrium Conditions // Journal of Thermoelectricity. 2005. N 2. P. 44–51.

19. *Grabov V. M.* On one of promising directions in the development of fundamental physics of thermoelectricity in XXI century // Journal of Thermoelectricity. 2005. N 4. P. 59–62.

А. В. Кудрявцев

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЛИЦИНА МЕТОДОМ ДВУХФОТОННОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ*

Метод двухфотонной сканирующей микроскопии и нелинейно-оптического картирования применен для исследования структурных свойств микроструктур на основе γ-глицина. Показано, что зависимости интенсивности второй оптической гармоники от азимутального угла поворота плоскости образца (поляризационные зависимости интенсивности ВГ) принимают минимальное значение для азимутального угла, соответствующего перпендикулярному расположению оси микростержня γ-глицина относительно плоскости поляризации падающего излучения. Исследованы зависимости интенсивности сигнала ВГ от угла падения лазерного излучения.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, глицин, двухфотонная люминесценция, нелинейно-оптическое картирование.

* Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.0242 «Неравновесные явления в конденсированных средах, наноструктурах и нанокомпозитах».

A. Kudryavtsev

RESEARCH OF MICROSTRUCTURES BASED ON GLYCINE USING THE METHOD OF TWO-PHOTON SCANNING MICROSCOPY

Two-photon luminescence measurements and nonlinear-optical mapping were used for structural investigation of γ-glycine microstructures. It was shown that azimuthal angle dependence of second harmonic generation intensity (polarization diagrams) reveals minimum at the azimuthal angle corresponding to location of the micro-rod's axe perpendicular to plane of polarization of the incident beam. The SHG intensity in dependence of the angle of incidence was performed.

Keywords: second harmonics generation, glycine, two-photon luminescence, non-linear optical carting.

1. Введение.

Генерация второй оптической гармоники (ГВГ) является эффективным методом для изучения нелинейно-оптических свойств различных функциональных материалов. В данной работе проводилось исследование методом нелинейно-оптической сканирующей микроскопии, основанной на ГВГ.

Одним из действенных методов исследования нелинейно-оптических свойств является метод исследования зависимостей интенсивности второй гармоники от угла падения (метод Maker fringes [2, 3]). С помощью данной техники активно исследуются органические и неорганические кристаллы, а также органические полимеры. Рассмотрим, каким образом с помощью данной методики можно вычислить компоненты тензора нелинейной восприимчивости.

Для простоты рассмотрим изотропный случай. Вычисление компонент тензора d_{ij} в тонких нелинейных пленках предполагает, что пленка располагается на некой подложке. Таким образом, необходимо рассмотреть трехслойную систему. Предположим, что электромагнитная волна на частоте ω падает на нашу структуру снизу под углом θ, при этом плоскостью падения является плоскость $x - z$. Пусть показатель преломления m на частоте ω для пленки толщиной L равен n_m, а показатель преломления для подложки равен n_{ms}. В этом случае выражение для мощности волны второй гармоники, прошедшей через нелинейную изотропную среду, для данной геометрии с учетом отражений волны второй гармоники выглядит как

$$P_{2\omega}^{(\gamma\to p)} == \frac{128\pi^3}{cA}\,\frac{[t_{af}^{(1\gamma)}]^4[t_{fs}^{(2p)}]^2[t_{sa}^{(2p)}]^2}{n_2^2c_2^2}\,P_\omega^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)^2\,d_{eff}^2*$$

$$*\frac{\left(\frac{sin^2\psi}{\psi^2}+[r_{af}^{(2p)}]^2R^2\frac{sin^2\Phi}{\Phi^2}-2r_{af}^{(2p)}R\frac{\sin\psi\sin\Phi}{\psi\quad\Phi}cos2\phi_2\right)}{(1+[r_{af}^{(2p)}r_{fs}^{(2p)}]^2+2r_{af}^{(2p)}r_{fs}^{(2p)}cos4\phi_2}.$$

Здесь t и s — френелевские факторы для прошедшей и отраженной волн, для границ воздух — пленка, пленка — подложка и подложка — воздух, соответственно,

$$R=\frac{d_{eff}^r}{d_{eff}},\psi=\frac{2\pi L}{\lambda}(n_1c_1-n_2c_2),\quad \Phi=\frac{2\pi L}{\lambda}(n_1c_1+n_2c_2),\text{и}\ \phi_2=\frac{2\pi L}{\lambda}(n_2c_2).$$

Следствием этой формулы являются высокочастотные осцилляции мощности второй гармоники в зависимости от угла падения, что связано с отражениями волны ВГ от нелинейной среды. Величина осцилляций зависит от разницы показателей преломления между различными областями.

Набор ненулевых компонент тензоров нелинейных восприимчивостей твердого тела определяется симметрийными правилами отбора, требующими инвариантности компонент тензора восприимчивости относительно точечной группы симметрии кристаллической решетки рассматриваемого твердого тела. Следствием этого является анизотропия ВГ — зависимость интенсивности ВГ от взаимной ориентации кристаллографических осей и векторов напряженности электрических полей волн накачки и ВГ, частным случаем которой является зависимость от азимутального угла ψ поворота образца вокруг нормали к его поверхности.

В связи с этим для получения полной информации об объекте необходимо исследовать зависимости интенсивности ВГ $I(\psi)$ от азимутального положения образца относительно выбранной кристаллографической оси, описываемого углом ψ, а также зависимости интенсивности ВГ $I(\theta)$ от направления поляризации излучения накачки (при фиксированной поляризации ВГ в плоскости или перпендикулярно плоскости падения, *p*- и *s*-поляризации соответственно). Отметим, что зависимости $I(\psi)$ являются аналогом азимутальных зависимостей, используемых в рентгеноструктурном анализе для определения направления кристаллографических осей, качества поверхности и плоскостей среза монокристаллов, и позволяют получать аналогичную информацию об объекте.

Для определения вида анизотропной зависимости интенсивности ВГ $I_{2\omega}(\psi)$ компоненты тензоров дипольной и/или квадрупольной восприимчивостей преобразуются из кристаллографической системы координат $X^CY^CZ^C$, то есть из системы, орты которой совпадают по направлению с наименьшими миллеровскими индексами, в систему координат $X'Y'Z'$, связанную с поверхностью образца, а затем — в лабораторную систему координат $X^LY^LZ^L$, повернутую относительно «поверхностной» на азимутальный угол ψ, который определяется как угол между осями X' и X^L лабораторной $X^LY^LZ^L$ и «поверхностной» $X'Y'Z'$ систем координат, при этом оси Z^L и Z' перпендикулярны к поверхности. Для этого используются стандартные преобразования Эйлера. Вначале тензор $\chi^{(2),ijk}$, заданный в кристаллографической системе координат, переводится в «поверхностную» систему координат:

$$\chi^{(2)s,ijk} = a_{ip}a_{jq}a_{kl}\chi^{(2),ijk},$$

а затем трансформируется в лабораторную систему координат преобразованием

$$\chi^{(2),ijk} = b_{ip}b_{jq}b_{kl}\chi^{(2)s,ijk},$$

где a_{ip} и b_{ip} — соответствующие матрицы преобразований Эйлера.

$$\vec{P}^{(2)}(2\omega) = \hat{\chi}^{(2)}(2\omega;\ \omega,\omega)\,\vec{E}(\omega)\vec{E}(\omega).$$

Особенности ГВГ как диагностической методики основаны на зависимости нелинейно-оптического отклика, описываемого нелинейно-оптической поляризацией $\vec{P}(2\omega)$, от симметрии среды, поскольку связь является тензорной. Поляризация среды зависит не только от величины $\vec{E}(\omega)$, но и от величины градиента напряженности электрического поля $\nabla\vec{E}(\omega)$. Так возникает разложение нелинейной поляризации по мультиполям:

$$\vec{P}\,(2\omega) = \vec{P}^D\,(2\omega) + \vec{P}^Q(2\omega) + \cdots$$

Первое слагаемое в этом выражении представляет собой дипольную поляризацию, описанную в формуле (1), второе описывает квадрупольную поляризацию:

$$\vec{P}^Q\,(2\omega) = \hat{\chi}^{(2)Q}\vec{E}(\omega)\,\nabla\vec{E}(\omega).$$

При вычислении нелинейно-оптических параметров для получения выражений для измеряемых полей «снаружи от среды» необходимо все поля домножить на френелевские факторы, зависимые от геометрии (на отражение и на просвет) и определяемые формулами Френеля. Эти факторы, зависящие от компоненты поля (*x, y, z*) и длины волны, обычно обозначаются как f_{1x}, f_{1y}, f_{1z} для волны накачки и как f_x, f_y, f_z для волны второй гармоники.

Для подгонки экспериментальных результатов выражение для анизотропной зависимости интенсивности необходимо привести к общему виду:

$$E(2\omega) = a + \sum k \left(S_k \sin\big(k(\Psi - \Psi_0)\big) + C_k \cos\big(k(\Psi - \Psi_0)\big)\right), \quad (1)$$

где коэффициенты представляют собой линейные комбинации компонент тензора нелинейной восприимчивости, умноженных на френелевские факторы, а ψ_0 — отклонение азимутального угла от нуля ($\Psi = 0$ при совпадении кристаллографической оси образца и направления вектора E *p*-поляризованного излучения в лабораторной системе координат).

Для количественного анализа нелинейно-оптических изображений твердотельных систем необходимо определение величин компонент тензора нелинейной восприимчивости. Для этого величину сигнала ВГ в известной конфигурации поляризации и ориентации образца необходимо сравнить с аналогичной величиной для кристалла с известными значениями компонент тензора квадратичной восприимчивости. Общепринятыми калибровочными материалами являются кварц, ниобат лития, другие известные нелинейно-оптические материалы [4].

Величина нелинейной восприимчивости $\left(\chi^{(2)}\right)$ исследуемого материала определяется из соотношения [5].

$$\left(\chi^{(2)}\right)^2 = \left(\chi^{(2)}_{ref}\right)\left(\frac{I^{2\omega}}{I^{2\omega}_{ref}}\right)\left(\frac{I^{\omega}_{ref}T^{\omega}_{ref}}{I^{\omega}T^{\omega}}\right)^2\left(\frac{A}{A_{ref}}\right)\left(\frac{n^{\omega}}{n^{\omega}_{ref}}\right)^2\left(\frac{l_{coh,ref}}{l_{coh}}\right)^2\left(\frac{e^{-\alpha^{2\omega}_{ref}l_{coh,ref}}}{e^{-\alpha^{2\omega}l_{coh}}}\right),$$

где $\chi^{(2)}_{ref}$ — известное значение нелинейной восприимчивости эталонного материала; $I^{2\omega}$, $I^{2\omega}_{ref}$ — измеряемые в микроскопе интенсивности второй гармоники; $I^{\omega}, I^{\omega}_{ref}$ — интенсивности излучения накачки; T^{ω}, T^{ω}_{ref} — коэффициенты пропускания на частоте накачки; *A* — облучаемые площади; n^{ω}, n^{ω}_{ref} — показатели преломления на частоте накачки; $n^{2\omega}$, $n^{2\omega}_{ref}$ — показатели преломления на частоте ВГ; $\alpha^{2\omega}$, $\alpha^{2\omega}_{ref}$ — коэффициенты поглощения на частоте ВГ; l_{coh} , $l_{coh,ref}$ — когерентная длина; символы с индексом «*ref*» относятся к известному материалу, символы без индекса — к исследуемому материалу. В микроскопе достаточно легко осуществить эквивалентные условия по накачке ($I^{\omega} = I^{\omega}_{ref}$, $A = A_{ref}$), тогда данное выражение упрощается. Параметром, определение которого представляет наибольшую сложность, является когерентная длина:

$$l_{coh} = \frac{\lambda}{4(n^{2\omega} \pm n^{\omega})},$$

где знак «–» относится к геометрии «на просвет», знак «+» — к геометрии «на отражение». Для микро- и нанообъектов, в случае если когерентная длина больше, чем размер объекта в *z*-направлении, в данном выражении когерентная длина должна быть заменена на реальную длину взаимодействия. Кроме того, для прозрачных объектов геометрия «на отражение» частично (с точки зрения знака в выражении для когерентной длины) превращается в геометрию «на просвет», поскольку в формировании сигнала участвуют также и волны, отраженные от задней поверхности структуры, вклады которых могут быть сравнимы по величине.

2. Описание экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 1. Фактически установка представляет собой автоматизированный двухфотонный сканирующий микроскоп [1]. В эксперименте в качестве источника излучения использовался Ti:Sap лазер (частота повторения импульсов 100 МГЦ, ширина импульсов не более 100 фс). Длина волны излучения составляла 800 нм, мощность излучения на образце составляла 30 мВт. Контроль за ориентацией падающей поляризации и мощностью излучения осуществлялся с помощью двух последовательно стоящих друг за другом поляризаторов. Излучение фокусировалось на образце линзой с фокусным расстоянием 3 см, установленной на микрометрической подвижке. Линза была изготовлена из стекла с градиентным показателем преломления. Такая конструкция линзы позволяет получить меньший диаметр лазерного пятна в перетяжке по сравнению с линзами, изготовленными из однородного стекла, при аналогичных фокусных расстояниях. Для лучшей фокусировки излучения перед линзой на пути луча был установлен расширитель пучка.

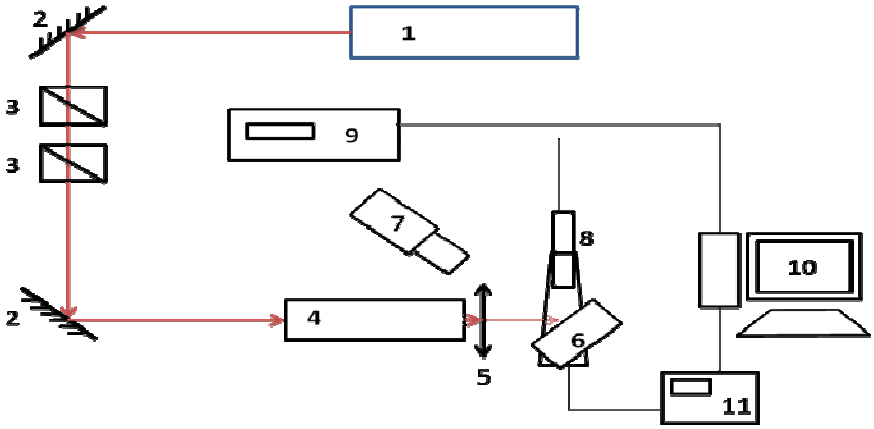

Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 — лазер Ti:Sap; *2* — зеркала; *3* — поляризатор; *4* — расширитель пучка; *5* — фокусирующая линза;
6 — образец на трансляционной платформе; *7* — камера с микроскопом;
8 — фотоэлектронный умножитель на поворотной платформе; *9* — счетчик фотонов;
10 — персональный компьютер; *11* — контроллер трансляционной и поворотной платформ

Образец был закреплен на трансляционной платформе, которая позволяет перемещать образец в вертикальном и горизонтальном направлениях с точностью до 500 нм, а также вращать образец вокруг оси, перпендикулярной плоскости образца. Вращение платформы использовалось при проведении азимутальных измерений. Поступательное движение необходимо при картировании, а также для того, чтобы точно выбрать место падения луча на образец. Положение лазерного пятна на образце контролировалось с помощью камеры с увеличивающим объективом. Излучение от образца проходило через фильтр BG-39 (Schott Glass, область пропускания от 320 до 650 нм). Это было необходимо для того, чтобы отсечь излучение на основной частоте. После этого сигнал фокусировался короткофокусной линзой на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Сигнал от ФЭУ регистрировался с помощью счетчика фотонов. Сбор данных от счетчика фотонов осуществлялся с помощью интерфейса GPIB. Автоматизация экспериментальной установки осуществлялась в программной среде LabView.

Трансляционная платформа была установлена на поворотной платформе. ФЭУ располагался на выносной консоли, помещенной на вторую поворотную платформу. Обе платформы могут вращаться независимо относительно друг друга, при этом их оси вращения совпадают. Вращение платформ использовалось во втором эксперименте.

Используемая в экспериментах программа позволяла задавать на образце квадратную область, с которой снималась карта второй гармоники. Задавались сторона квадрата и координаты его центра. Также задавался шаг перемещения платформы по горизонтали и вертикали при картировании.

Были проведены два типа измерений: получение карт второй гармоники при различных углах поворота образца вокруг нормали к плоскости образца; картирование при различных углах падения лазерного излучения (метод Maker fringes).

3. Экспериментальные результаты.

3.1. Получение карт второй гармоники при различных углах поворота образца вокруг нормали к плоскости образца.

В данном эксперименте проводилось картирование второй гармоники квадратных областей на образце площадью 200 × 200 мкм с шагом 8 мкм при различных углах поворота образца вокруг нормали к плоскости образца. Была проведена серия измерений в диапазоне углов поворота от 0º до 90º с шагом 10º. Юстировка перед каждым измерением проводилась таким образом, чтобы центры всех областей примерно совпадали.

На рисунке 2 показаны фотографии участка образца, с которого снималась карта, в положении 0º. Перед каждым измерением проводилась настройка фокусировки излучения. На рисунке 3 представлены измеренные карты второй гармоники. На изображениях заметно уменьшение интенсивности сигнала второй гармоники до углов 40–50º, после чего интенсивность сигнала вновь возрастает, достигая к углу 90º прежнего максимума.

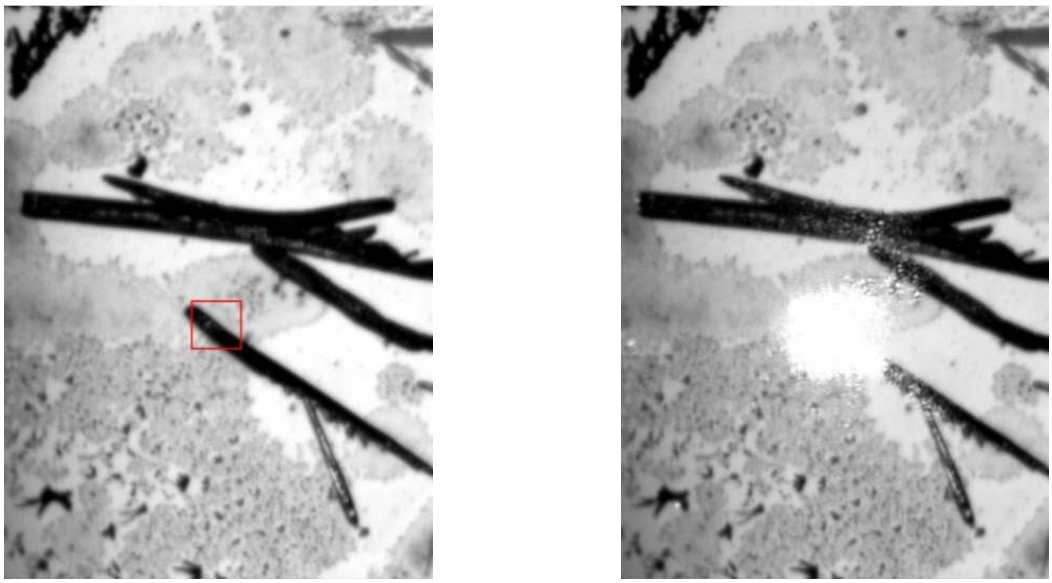

Рис. 2. Фотографии исследуемой области образца. Область, изображения которой были получены на картах второй гармоники, выделена на фотографии слева. На фотографии справа — образец с отраженным от него лучом

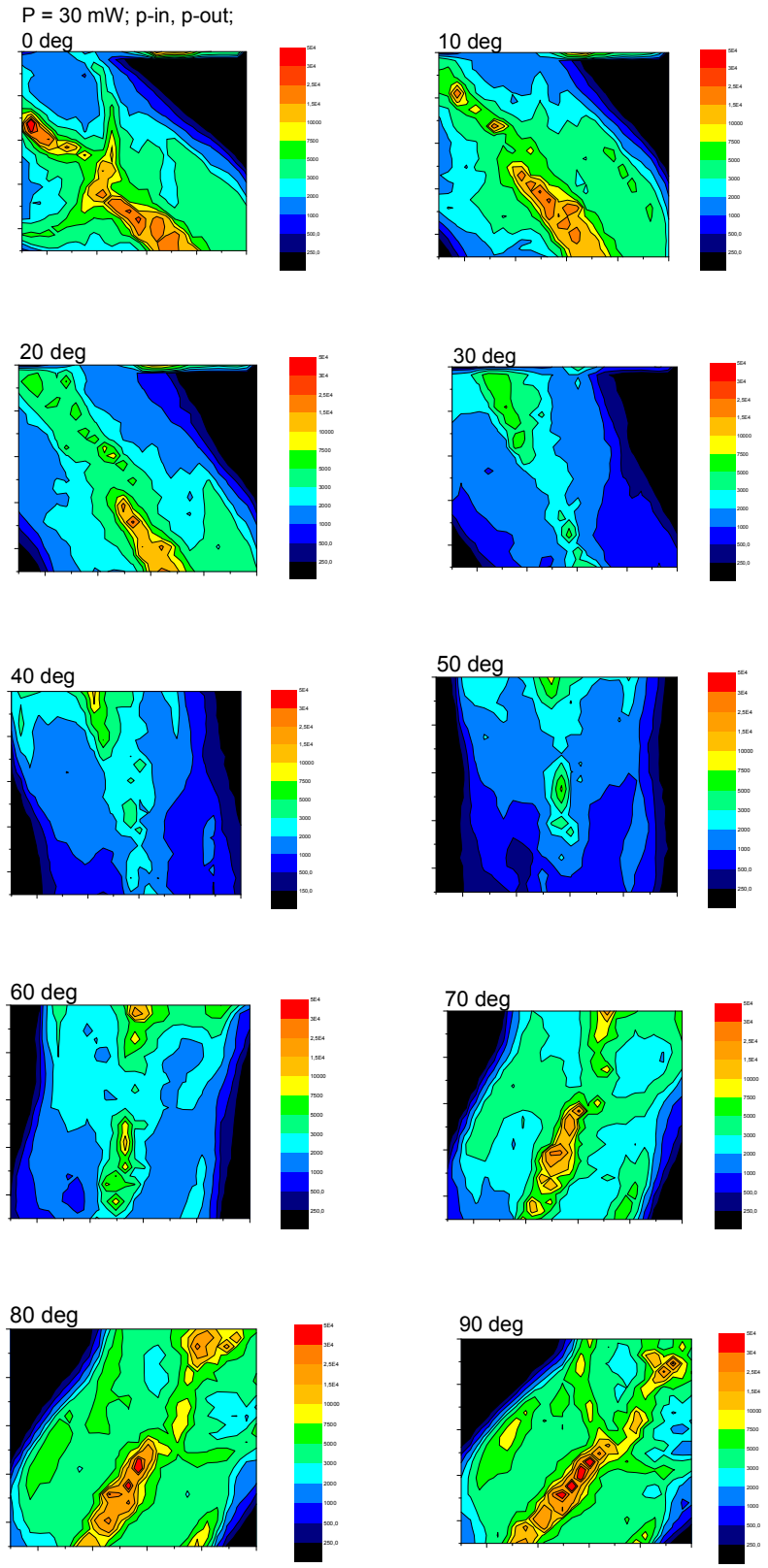

Рис. 3. Карты второй гармоники исследуемой области образца для углов поворота от 0º до 90º

Для наглядности в центре исследуемой области на образце выбрана точка, для которой построена зависимость интенсивности сигнала второй гармоники от азимутального угла. Полученная зависимость представлена на рисунке 4. На графике видно, что минимум сигнала ВГ приходится примерно на угол 40º, после чего он вновь возрастает. На основе данной зависимости можно определить угол ψ_0 в формуле (1). Была проведена аппроксимация анизотропной зависимости интенсивности при помощи соотношения (1). В данном случае величина угла ψ_0 выступала в качестве параметра аппроксимации. На рисунке 4 полученная расчетная зависимость показана сплошной линией. Расчет показал, что угол ψ_0, представляющий собой угол между начальным положением кристаллографической оси X образца и направлением вектора E *p*-поляризованного излучения, равен 90 ± 2º, а следовательно, кристаллографическая ось структуры не совпадает с осью симметрии микростержня, что может служить косвенным подтверждением его поликристаллической структуры.

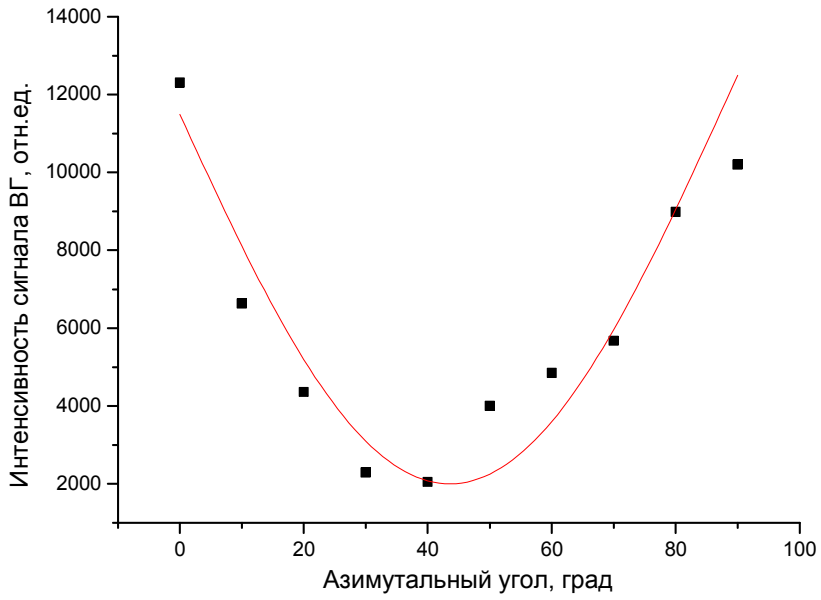

Рис. 4. Азимутальная зависимость сигнала второй гармоники
для одной и той же точки на образце.
Сплошная линия — аппроксимация в рамках предложенной модели

3.2. Картирование при различных углах падения лазерного излучения.

В данном эксперименте проводилось картирование одной и той же области образца площадью 200 × 200 мкм при различных углах падения. Подобная методика используется для определения нелинейно-оптических коэффициентов органических и неорганических кристаллов. Были проведены три измерения для углов падения 45º, 50º и 55º. На рисунке 5 представлены карты второй гармоники для данных углов.

При сравнении изображений для углов падения 45º и 50º заметно уменьшение интенсивности сигнала ВГ, особенно по краям структуры. Также заметно уширение изображенной структуры на втором изображении по сравнению с первым. Это можно напрямую связать с увеличением угла падения — в этом случае площадь лазерного пятна в плоскости

образца увеличивается, что влечет за собой большее рассеяние излучения в плоскости фотоприемника. Третье изображение заметно отличается от двух предыдущих. На нем также заметно уменьшение интенсивности сигнала, за исключением области в левом нижнем углу изображения. Также заметно изменение контуров структуры по сравнению с первыми двумя изображениями.

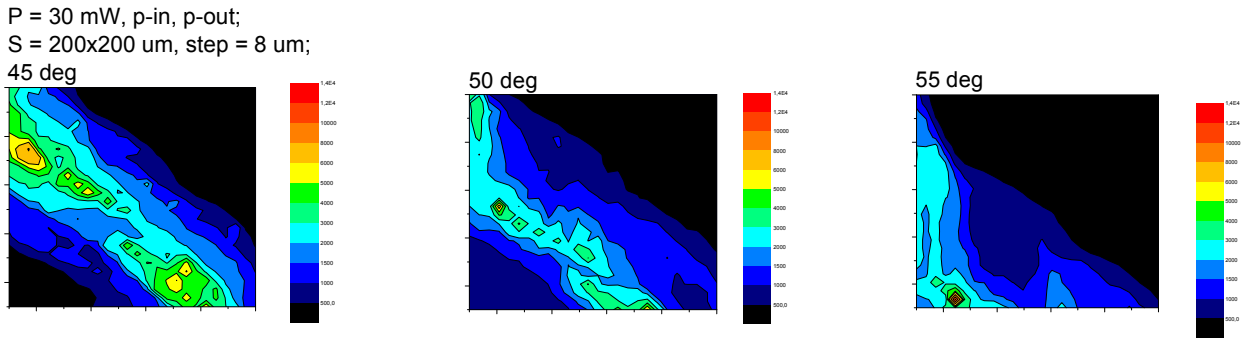

Рис. 5. Карты второй гармоники исследуемой области образца для углов 45º, 50º и 55º

4. Выводы.

В данной работе описывается разработанная нами методика нелинейно-оптического картирования микроструктурированных органических материалов. Методом нелинейно-оптического картирования исследованы зависимости интенсивности ВГ от азимутального угла поворота плоскости образца для структур на основе γ-глицина (поляризационные зависимости интенсивности ВГ). Показано, что интенсивность ВГ минимальна для азимутального угла (40º), соответствующего перпендикулярному расположению оси микростержня γ-глицина относительно плоскости поляризации падающего излучения. Теоретическая аппроксимация азимутальной зависимости в рамках феноменологической модели показала, что угол ψ_0 между начальным положением кристаллографической оси образца и направлением вектора падающего излучения (в лабораторной системе координат) равен 90º.

При изменении угла падения лазерного излучения на образец от 45º к 55º заметно уменьшение интенсивности сигнала ВГ. Было установлено, что, по-видимому, основной причиной подобного поведения нелинейно-оптического отклика следует считать увеличение площади лазерного пятна в плоскости образца при увеличении угла падения и, как следствие, большее рассеяние в плоскости приемника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Семин С. В., Кудрявцев А. В., Мишина Е. Д.* Автоматизированный двухфотонный сканирующий микроскоп // Приборы и техника эксперимента. М., 2012. 1. С. 86–93.

2. *Maker P. D., Terhune R. W., Nisenhoff M., Savage C. M.* Effects of Dispersion and focusing on the production of optical harmonics // Phys. Rev. Lett. 1995. N 8(1). P. 21.

3. *Herman W. N., Hayden L. M.* Maker fringes revisited: second-harmonic generation from birefringent or absorbing materials // J. Opt. Soc. Am. B, 1995. V. 12. N 3. P. 416.

4. *Kurtz S. K., Perry T. T. et al.* A Powder Technique for the Evaluation of Nonlinear Optical Materials // J. Appl. Phys. 1968. N 39. P. 3798.

5. *Nystrom M. J., Wessels B. P., Lin W. W., Wong PG. K., Neumayer D. A., Marks T. J.* Nonlinear optical properties of textured strontium barium niobate thin films prepared by metalorganic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 1726.

REFERENCES

1. *Semin S. V., Kudrjavcev A. V., Mishina E. D.* Avtomatizirovannyj dvuhfotonnyj skanirujuwij mikroskop // Pribory i tehnika jeksperimenta. M., 2012. 1. S. 86–93.

2. *Maker P. D., Terhune R. W., Nisenhoff M., Savage C. M.* Effects of Dispersion and focusing on the production of optical harmonics // Phys. Rev. Lett. 1995. N 8(1). P. 21.

3. *Herman W. N., Hayden L. M.* Maker fringes revisited: second-harmonic generation from birefringent or absorbing materials // J. Opt. Soc. Am. B, 1995. V. 12. N 3. P. 416.

4. *Kurtz S. K., Perry T. T. et al.* A Powder Technique for the Evaluation of Nonlinear Optical Materials // J. Appl. Phys. 1968. N 39. P. 3798.

5. *Nystrom M. J., Wessels B. P., Lin W. W., Wong PG. K., Neumayer D. A., Marks T. J.* Nonlinear optical properties of textured strontium barium niobate thin films prepared by metalorganic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 1726.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.0242 «Неравновесные явления в конденсированных средах, наноструктурах и нанокомпозитах».