

## Генерация магнитоиндуцированной третьей гармоники в магнитных фотонных микрорезонаторах

Т. В. Мурзина,<sup>1)</sup> Р. В. Капра, А. А. Рассудов, О. А. Акципетров, К. Нишимура<sup>+2)</sup>, Х. Учиды<sup>+2)</sup>, М. Иноуэ<sup>+2)</sup>

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

<sup>+</sup>Toyohashi University of Technology, 441-8580 Toyohashi, Japan

Поступила в редакцию 16 апреля 2003 г.

Экспериментально обнаружена генерация магнитоиндуцированной третьей гармоники в тонких пленках железо-иттриевого граната, допированного висмутом. Усиление абсолютной величины магнитоиндуцированного нелинейно-оптического отклика достигалось путем встраивания пленки граната в фотоннокристаллический микрорезонатор. Показано, что наблюдаемые изменения интенсивности третьей гармоники, индуцированные магнитным полем, обусловлены эффектом внутреннего гомодинирования при интерференции слабой магнитной и значительной немагнитной составляющих кубической нелинейной поляризации граната.

PACS: 07.57.Hm, 76.60.–k

Магнитоиндуцированные нелинейно-оптические эффекты, предсказанные в работе [1], наблюдались при генерации второй оптической гармоники (ВГ) в тонких пленках железо-иттриевого граната ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), допированного висмутом (Bi:YIG) [2]. Позднее эти явления, которые можно рассматривать как нелинейные аналоги магнитооптических эффектов Фарадея и Керра, наблюдались при генерации ВГ в различных магнитных структурах: магнитных сверхрешетках [3], наногранулярных пленках, обладающих гигантским магнитосопротивлением [4], на магнитных интерфейсах [5], и др. Однако малость магнитоиндуцированных эффектов при генерации ВГ, наблюдавшаяся, как правило, в этих экспериментах, заставляла ожидать значительных трудностей экспериментального наблюдения магнитоиндуцированных эффектов более высокого порядка нелинейности, например при генерации третьей оптической гармоники (ТГ). Следствием этого, по-видимому, является отсутствие опубликованных результатов по экспериментальному наблюдению магнитоиндуцированной ТГ [6].

Эффекты усиления оптических и нелинейно-оптических процессов в фотонных кристаллах и микрорезонаторах являются в последнее время объектом интенсивных экспериментальных исследований. Так, гигантское усиление интенсивности второй и третьей оптических гармоник в микрорезонаторах из мезопористого кремния, вызванное

эффектами локализации света, недавно наблюдалось в работах [7]. Эти результаты позволяют рассчитывать на наблюдение магнитоиндуцированной ТГ при исследовании магнитных фотонных кристаллов и микрорезонаторов на их основе, технология изготовления которых была развита в последнее время [8]. Для таких структур можно ожидать усиления абсолютных значений нелинейных магнитооптических вкладов за счет сильной локализации света в микрорезонаторном ферромагнитном слое. Такое усиление было продемонстрировано для магнитных микрорезонаторов на основе пленки Bi:YIG при генерации магнитоиндуцированной ВГ в геометрии полярного магнитооптического эффекта Керра [9,10]. Усиление абсолютной величины магнитоиндуцированного нелинейно-оптического сигнала не означает возрастания контраста магнитного отклика, поскольку немагнитный отклик также возрастает. В то же время, увеличение магнитного контраста ТГ должно наблюдаться за счет эффекта внутреннего гомодинирования, недавно продемонстрированного для магнитоиндуцированной ВГ [11].

В настоящей работе наблюдалась генерация магнитоиндуцированной третьей оптической гармоники в магнитном микрорезонаторе с тонкой пленкой железо-иттриевого граната, допированного висмутом, в качестве разделительного слоя.

Образцы магнитных фотонных МР представляют из себя полуволновые слои (слои с оптической толщиной  $\lambda/2$ ) поликристаллического Bi:YIG толщиной 190 нм, окруженные парами брэгговских зеркал, каждое из которых, в свою очередь, состоит

<sup>1)</sup>e-mail: mur@shg.ru

<sup>2)</sup>К. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue.

из пяти пар чередующихся четверть-волновых слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  толщиной 135 и 95 нм, соответственно. При изготовлении магнитных МР вначале на подложке плавленного кварца методом магнетронного напыления выращивается одномерный фотонный кристалл  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ , играющий роль распределенного брэгговского отражателя. Затем напыляется пленка  $\text{Vi:YIG}$  нужной оптической толщины. Последующий отжиг при температуре  $725^\circ\text{C}$  в течение 10 мин приводит к образованию слоя поликристаллического ферромагнитного граната. На последней стадии приготовления структуры на микрорезонаторный слой граната напыляется верхнее фотоннокристаллическое зеркало. Вид скола слоистой структуры магнитного фотонного МР, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа, приведен на вставке к рис.1а.

Эксперименты по исследованию генерации магнитоиндуцированных второй и третьей оптических гармоник проводились с использованием излучения  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ -лазера с длиной волны 1064 нм, импульсной плотностью мощности  $10\text{ МВт/см}^2$ , длительностью импульса 15 нс и частотой следования импульсов 25 Гц. Излучение ВГ и ТГ, отраженное от образца, отделялось от излучения накачки стеклянными и интерференционными фильтрами и детектировалась фотозлектронным умножителем и стробируемой электронной системой регистрации. Часть излучения накачки отводилась в канал сравнения, в котором регистрировался сигнал ВГ от эталонного образца – кристалла кварца. Нормировка интенсивности, измеренной в сигнальном канале, на интенсивность сигнала в канале сравнения позволяет снизить влияние флуктуаций мощности лазерного излучения на точность измерения интенсивности второй и третьей оптических гармоник от образца МР. Поляризация излучения накачки изменялась с помощью полуволновой пластины, контроль поляризации основного излучения и излучения ВГ осуществлялся призмами Глана. При проведении магнитных измерений образец помещался в насыщающее постоянное магнитное поле напряженностью  $\simeq 2\text{ кЭ}$ , создаваемое с помощью постоянных магнитов в геометрии меридионального или экваториального магнитного эффекта Керра. Для измерения угловых спектров интенсивности ВГ и ТГ образец устанавливался на управляемый компьютером автоматический гониометр с угловым разрешением  $0.24^\circ$ .

На рис.1а представлен спектр пропускания магнитного МР при нормальном падении, демонстрирующий наличие запрещенной фотонной зоны в интервале длин волн от 1000 до 1340 нм, что проявляется

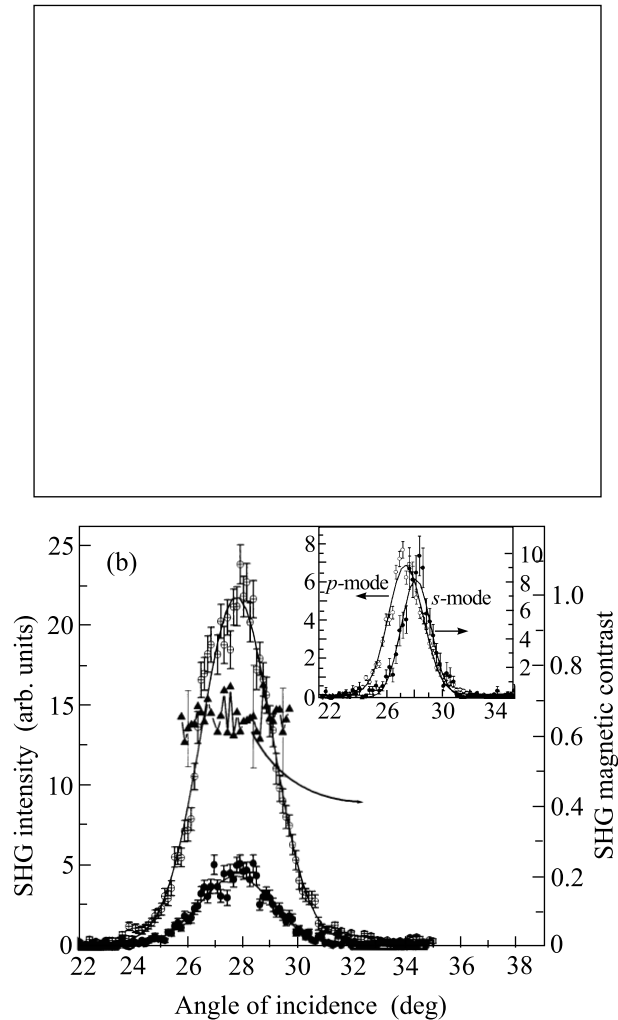


Рис.1. (а) Спектр коэффициента линейного пропускания  $p$ -поляризованной волны излучения накачки, измеренный при нормальном падении. На вставке – изображение торца магнитного фотонного микрорезонатора, полученное в сканирующем электронном микроскопе. (б) Угловые спектры интенсивности ВГ для  $p$ - $p$ -комбинации поляризацій волн накачки и ВГ, соответственно, измеренные в окрестности микрорезонаторной моды для противоположных направлений магнитного поля (круглые символы) и магнитного контраста ВГ (треугольные символы). На вставке – угловые спектры интенсивности ВГ для  $p$ - $p$ - и  $s$ - $p$ -комбинаций поляризацій

в практически полном отсутствии проходящего через образец света (практически полном его отражении), и микрорезонаторной моды с центром при  $\lambda \simeq 1117\text{ нм}$ .

Для этого образца в первую очередь были охарактеризованы квадратичные немагнитные и магнитные нелинейно-оптические свойства методом генерации ВГ.

Для нелинейной пленки, изотропной в плоскости слоя, в отсутствие внешнего магнитного поля отличны от нуля следующие компоненты квадратичной восприимчивости:  $\chi_{zzz}^{(2)}$ ,  $\chi_{zzx}^{(2)} = \chi_{zyy}^{(2)}$ ,  $\chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{yyz}^{(2)}$ . Здесь система координат выбрана таким образом, что ось  $z$  направлена по нормали к плоскости образца, ось  $x$  лежит в плоскости образца и в плоскости падения. При этом генерация ВГ разрешена для  $p$ - $p$ - и  $s$ - $p$ -комбинаций поляризаций волн накачки и ВГ, соответственно. Соответствующие угловые спектры интенсивности ВГ, измеренные в эксперименте, представлены на вставке к рис.1. Видно, что существует различие в угловом положении  $p$ - $p$ - и  $s$ - $p$ -немагнитной ВГ, что коррелирует с наличием двух мод для  $p$ - и  $s$ -накачки в частотных спектрах коэффициента линейного отражения [9, 10]. Спектральное (угловое или частотное) различие положений  $p$ - и  $s$ -мод может быть обусловлено как поляризационным расщеплением [12], так и наличием одноосной анизотропии слоя феррит-граната в направлении нормали к образцу. Такая анизотропия может вводиться во время приготовления образца деформацией в слое феррит-граната, зажатого диэлектрическими брэгговскими отражателями [10].

Угловое положение максимумов интенсивности ВГ в модах соответствует углам падения, при которых достигается условие возбуждения микрорезонаторной моды для излучения накачки с длиной волны 1064 нм. Исходя из выражения для длины волны, попадающей в резонанс МР при ненулевом угле падения,  $\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2(\omega)}$ , где  $\lambda_0$  – резонансная длина волны при нормальном падении на образец,  $\alpha$  – угол падения и  $n$  – показатель преломления, можно определить величину показателя преломления на длине волны излучения накачки  $n_{1064} = 1.554$ .

Наложение на образец магнитного поля в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра (вдоль оси  $Y$ ) приводит к появлению дополнительных нечетных по намагниченности  $M$  компонент квадратичной восприимчивости:  $\chi_{xyyY}^{(2),M}$ ,  $\chi_{xxxY}^{(2),M}$ ,  $\chi_{yyxY}^{(2),M}$ ,  $\chi_{zzzY}^{(2),M}$ ,  $\chi_{zzxY}^{(2),M}$ , где четвертый индекс указывает на ориентацию магнитного поля (намагниченности) в лабораторной системе координат. При интерференции немагнитного и магнитного нечетного по  $M$  вкладов в нелинейную поляризацию возможно наблюдение нечетных по намагниченности эффектов в интенсивности ВГ.

На рис.1b, представлены угловые спектры интенсивности ВГ от магнитного МР, измеренные для  $p$ -поляризованной ВГ при  $p$ -поляризованном излучении накачки для противоположных направлений магнит-

ного поля, приложенного к образцу в геометрии экваториального эффекта Керра. Из рисунка видно, что наложение магнитного поля приводит к значительному нечетному по  $M$  изменению интенсивности ВГ, тогда как сдвиг углового положения максимума интенсивности ВГ практически отсутствует. Мерой магнитоиндуцированного изменения интенсивности отраженной ВГ служит магнитный контраст  $\varrho_{2\omega} = (I_{2\omega}(\uparrow) - I_{2\omega}(\downarrow)) / (I_{2\omega}(\uparrow) + I_{2\omega}(\downarrow))$ , где  $I_{2\omega}(\uparrow)$  и  $I_{2\omega}(\downarrow)$  – интенсивности ВГ, измеренные для противоположных направлений магнитного поля. Угловой спектр магнитного контраста на длине волны ВГ в моде микрорезонатора также показан на рис.1b. Видно, что в пределах ошибки измерений магнитный контраст является спектрально независимым и его величина составляет  $\approx 0.6$ .

Обратимся теперь к рассмотрению процесса генерации ТГ в магнитных МР. Анализ симметрии тензора кубической дипольной восприимчивости, определяющего генерацию третьей оптической гармоники, показывает, что для изотропной в плоскости слоя нелинейной среды и в отсутствие магнитного поля отличны от нуля следующие компоненты:

$$\begin{aligned} \chi_{zzzz}^{(3)}, \chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)}, \chi_{zzxx}^{(3)} = \chi_{zzyy}^{(3)}, \\ \chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}, \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{yyzz}^{(3)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Из вида компонент нелинейной восприимчивости следует, что генерация немагнитной ТГ возможна только для  $s$ - $s$ - и  $p$ - $p$ -комбинации поляризаций волн накачки и ТГ, соответственно. На рис.2b представлены соответствующие угловые спектры интенсивности ТГ, измеренные в эксперименте. Как и в случае генерации второй оптической гармоники, угловые спектры  $s$ - и  $p$ -мод ТГ оказались сдвинуты друг относительно друга на  $1.5 \div 2^\circ$ .

На вставке к рис.2а показана зависимость интенсивности регистрируемого сигнала ТГ от мощности излучения накачки. Интенсивность ТГ, приведенная в логарифмическом масштабе, зависит от логарифма интенсивности накачки как линейная функция, тангенс угла наклона которой равен трем. Такая кубическая зависимость подтверждает, что регистрируемый в эксперименте сигнал действительно является третьей гармоникой.

Наложение магнитного поля, как и в случае ВГ, приводит к появлению дополнительных компонент кубической дипольной восприимчивости, нечетных по намагниченности. Можно показать, что в геометрии экваториального (меридионального) эффекта Керра, когда магнитное поле параллельно оси  $Y$  ( $X$ ), появляются следующие ненулевые компоненты:

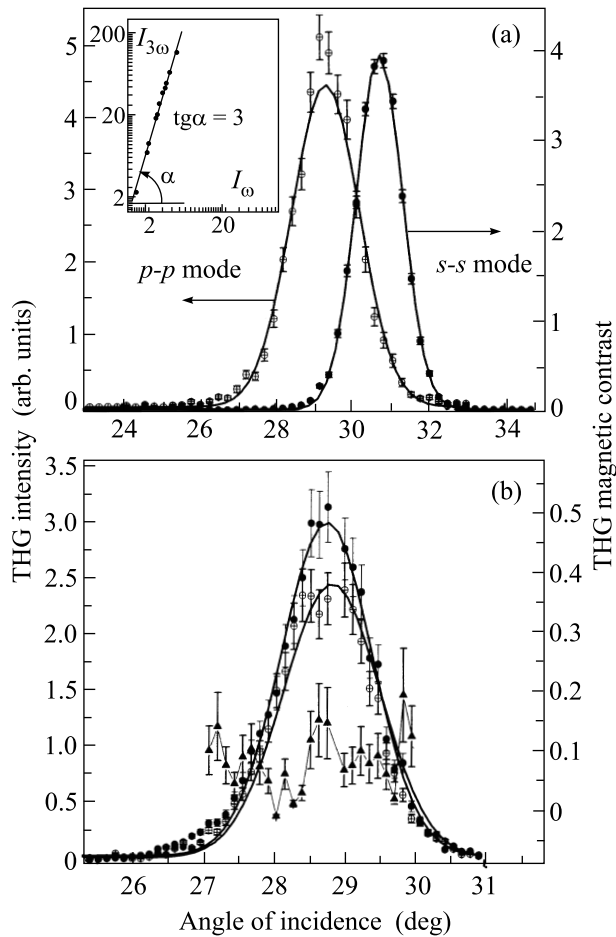


Рис.2. (а) Угловые спектры интенсивности ТГ для  $p$ – $p$ - и  $s$ – $s$ -комбинации поляризаций волн накачки и ТГ (открытые и закрашенные кружки, соответственно). Вставка – зависимость интенсивности ТГ от мощности излучения накачки (в двойном логарифмическом масштабе). (б) Угловые спектры интенсивности  $p$ -поляризованной ТГ для противоположных направлений магнитного поля, приложенного в геометрии меридионального эффекта Керра (круглые символы), и магнитного контраста ТГ (треугольные символы). Поляризация излучения накачки составляет угол  $7^\circ$  с  $s$ -поляризацией

$M \parallel Y$ :

$$\chi_{zzzz}^{(3),M}, \chi_{xxxx}^{(3),M}, \chi_{zzxx}^{(3),M}, \chi_{yuyy}^{(3),M}, \chi_{xzzz}^{(3),M}, \quad (2)$$

$M \parallel X$ :

$$\chi_{zyyy}^{(3),M}, \chi_{yxxx}^{(3),M}, \chi_{yzzz}^{(3),M}, \quad (3)$$

где пятый индекс указывает на ориентацию магнитного поля (намагниченности) в образце.

Наблюдение нечетного по намагниченности изменения интенсивности при генерации ТГ возможно, если существует интерференция немагнитной и нечетной по  $M$  магнитной составляющих кубичной не-

линейной поляризации: исследованный ранее для генерации магнитоиндуцированной ВГ эффект внутреннего гомодинамирования [11, 13]. Из вида приведенных выше нечетных по намагниченности компонент кубичной восприимчивости следует, что такая ситуация реализуется только для  $p$ – $p$ -комбинации поляризаций в геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра. Однако в этом случае не было экспериментально зарегистрировано нечетного по  $M$  эффекта при генерации ТГ, что связано, по-видимому, с относительно малой величиной магнитной кубической восприимчивости.

Для регистрации магнитоиндуцированной составляющей ТГ была выбрана следующая схема эксперимента: поляризация излучения накачки была повернута на угол  $5^\circ \div 7^\circ$  от  $s$ -поляризации и регистрировалась  $p$ -поляризованная компонента ТГ. При этих условиях регистрировалась практически вся магнитная  $s$ – $p$ -компонента ТГ,  $\chi_{zyyy}^{(3),M}$ , которая интерферировала с сильно подавленной немагнитной  $p$ – $p$ -компонентой ТГ. Аналогично был измерен магнитный контраст интенсивности ТГ для  $s$ -поляризованной компоненты ТГ при поляризации излучения накачки, смещенном от  $p$ -поляризации на угол  $\simeq 7^\circ$ . Величина магнитного контраста интенсивности ТГ по аналогии с генерацией магнитоиндуцированной ВГ определялась в соответствии с выражением:  $\varrho_{3\omega} = (I_{3\omega}(\uparrow) - I_{3\omega}(\downarrow)) / (I_{3\omega}(\uparrow) + I_{3\omega}(\downarrow))$ , где  $I_{3\omega}(\uparrow)$  и  $I_{3\omega}(\downarrow)$  – интенсивности ТГ для противоположных направлений магнитного поля. В результате было получено значение магнитного контраста  $\varrho_{3\omega}$  интенсивности ТГ  $\simeq 0.1$  для значений угла падения, соответствующих центру микрорезонаторной моды и для сдвига  $\pm 1^\circ$ .

Обнаруженный магнитный контраст интенсивности ТГ может быть связан с двумя факторами. Во-первых, он может быть связан с генерацией ТГ на магнитоиндуцированных компонентах кубичной восприимчивости и проявлением эффекта внутреннего гомодинамирования, заключающегося в выявлении слабой магнитной составляющей ТГ на фоне значительной немагнитной ТГ за счет их интерференции [11, 13]. В этом случае можно сделать оценку величины  $\chi^{(3),M}$ , которая составит  $\sim 2 \cdot 10^{-4} \cdot \chi^{(3)}$ , где  $\chi^{(3)}$  – эффективная немагнитная кубическая восприимчивость для  $p$ – $p$ -комбинации поляризаций. Во-вторых, наблюдение магнитоиндуцированного эффекта в интенсивности ТГ может быть обусловлено изменением поляризации излучения накачки за счет её фарадеевского вращения в ферромагнитном микрорезонаторном слое. Последний вклад, по-видимому, мал, поскольку фарадеевское вращение поляризации инф-

ракрасной накачки с длиной волны 1064 нм невелико даже при микрорезонаторном усилении линейного эффекта Фарадея и составляет величину менее  $1^\circ$  [7].

В заключение, подытожим, что в статье экспериментально наблюдалась магнитоиндуцированная оптическая ТГ в магнитных фотонных микрорезонаторах на основе железо-иттриевого граната. Показано, что магнитоиндуцированное изменение интенсивности ТГ в первую очередь определяется нечетным вкладом магнитной кубической восприимчивости, который подчеркивается интерференцией с немагнитным вкладом за счет эффекта внутреннего гомодинирования.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 01-02-16746, 01-02-17524, 01-02-04018, 00-02-16253) и Президентского гранта "Ведущие научные школы России" # 00-15-96555.

1. N. N. Akhmediev, S. B. Borisov, A. K. Zvezdin et al., *Sov. Phys. Solid State* **27**, 650 (1985).
2. O. A. Aktsipetrov, O. V. Braginskii, and D. A. Esikov, *Kvantovaya Electron.* **17**, 320 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.* **20**, 259 (1990)].
3. Th. Rasing, *J. Magn. Magn. Mater.* **165**, 35 (1997).
4. T. V. Murzina, T. V. Misuryaev, A. F. Kravets et al., *Surf. Sci.* **482-485**, 1101 (2001).
5. J. Reif, J. C. Zink, C.-M. Schneider, and J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2878 (1991).
6. Results on magnetization-induced effects in third-harmonic generation in thin garnet films were presented recently by Dr. Shin-ichi Ohkoshi from The University of Tokyo on Conference on Magnetism at Tokyo University of Agriculture and Technology.
7. T. V. Dolgova, A. I. Maidikovskii, M. G. Martemyanov et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2725 (2002); T. V. Dolgova, A. I. Maidikovskii, M. G. Martemyanov et al., *Pis'ma ZhETF* **75**, 17 (2002) [*JETP Lett.* **75**, 15 (2002)].
8. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, *J. Appl. Phys.* **83**, 6768 (1998); M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, *J. Appl. Phys.* **85**, 5768 (1999).
9. A. A. Fedyanin, T. Yoshida, K. Nishimura et al., *Pis'ma ZhETF* **76**, 609 (2002) [*JETP Lett.* **76**, 527 (2002)].
10. A. A. Fedyanin, T. Yoshida, K. Nishimura et al., *J. Mag. Mag. Mat.* **258-259**, 96 (2003).
11. T. V. Murzina, A. A. Fedyanin, T. V. Misuryaev et al., *Appl. Phys.* **B68**, 537 (1999).
12. D. Bachtter, M. S. Skolnik, A. Armitage et al., *Phys. Rev.* **B56**, 10032 (1997).
13. O. A. Aktsipetrov, *Colloids and Surfaces* **A202**, 165 (2002).