

Генерация второй оптической гармоники и магнитооптический эффект Керра в гетероструктурах ферромагнетик–полупроводник $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}$ (111)

© А.Г. Банщиков, А.В. Кимель, В.В. Павлов, Р.В. Писарев, Н.С. Соколов, Th. Rasing*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Research Institute for Materials, University of Nijmegen,
6525 ED Nijmegen, The Netherlands

E-mail: pisarev@pop.ioffe.rssi.ru
theoras@sci.kun.nl

(Поступила в Редакцию 11 октября 1999 г.)

Исследованы генерация второй оптической гармоники и магнитооптический эффект Керра при отражении света ($\lambda = 800 \text{ nm}$) от гетероструктур ферромагнетик–полупроводник $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}$ (111). Наблюдалось нечетное по намагниченности изменение интенсивности света второй гармоники. Проведено феноменологическое рассмотрение возможных вкладов во вторую гармонику и на основе экспериментальных азимутальных зависимостей интенсивности света на удвоенной частоте определены источники нелинейно-оптического сигнала. Обнаружено различие полевых зависимостей второй гармоники и магнитооптического эффекта Керра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы голландско-российского сотрудничества (NWO), INTAS, Российского фонда фундаментальных исследований и Программы "Лазерная физика". Один из авторов (А.В.К.) благодарит Robert Havemann Foundation за финансовую помощь.

Гетероструктуры, получаемые при выращивании ферромагнитных пленок непосредственно на поверхности полупроводников, таких как кремний или арсенид галлия, являются перспективной основой для создания новых магнитоэлектронных устройств [1]. Среди потенциальных применений этих структур важно отметить возможность создания устройств, сочетающих в одной микросхеме ячейки энергонезависимой магнитной памяти или магнитосенсорные ячейки и полупроводниковые элементы считывания, а также других устройств, основанных на гальваномагнитных явлениях. Несомненно, что характеристики таких устройств будут сильно зависеть не только от объемных свойств ферромагнитной пленки, но и от того, каким магнитным состоянием характеризуется пленка вблизи поверхности и особенно вблизи границы раздела (интерфейса) ферромагнетик–полупроводник.

Традиционные методы изучения магнитного состояния вещества, основанные на измерении намагниченности или магнитооптического эффекта Керра (ЭК), являются интегральными и не обладают необходимой пространственной избирательностью для зондирования нескольких атомных слоев вблизи поверхности или интерфейса. Величина сигнала в индукционном методе зависит от магнитного состояния образца во всем объеме, а при измерении ЭК определяется характерной глубиной проникновения света. Одним из методов изучения поверхностного магнетизма является спин-поляризованная дифракция электронов. Однако изучение этим методом границ раздела на глубине нескольких десятков или сотен нанометров невозможно в силу малой глубины проникновения электронов. Сравнительно недавно

для изучения поверхностных и интерфейсных магнитных состояний тонкопленочных структур был предложен метод магнитоиндуцированной генерации второй оптической гармоники (ГВГ). Для centrosymmetric сред в электродипольном приближении ГВГ разрешена только вблизи границ раздела сред, где нарушается операция пространственной инверсии. Возможность влияния внешнего магнитного поля и спонтанной намагниченности на нелинейную оптическую поляризацию обсуждалась в нескольких теоретических работах [2–9]. Первая попытка экспериментального исследования ГВГ, индуцированной магнитным порядком, была предпринята в антиферромагнетике BiFeO_3 в [10]. В работе [11] ГВГ исследовалась в магнитных пленках ферритов–гранатов, однако наблюдавшиеся изменения оптического сигнала на удвоенной частоте были связаны с проявлением линейных магнитооптических эффектов, а существование магнитоиндуцированного вклада в ГВГ не было доказано. В работах [12,13] было впервые экспериментально показано влияние намагниченности на интенсивность второй гармоники. Метод магнитоиндуцированной ГВГ был успешно применен для изучения магнитного состояния вблизи границ раздела в различных пленочных структурах [14]. В [15] было показано, что источник магнитоиндуцированной ГВГ для мультислойных пленок ограничен шестью атомными слоями интерфейсной области. Можно заключить, что метод, основанный на измерении интенсивности ГВГ в centrosymmetric магнитной среде, является чувствительным к магнитному состоянию нескольких атомных слоев вблизи границы раздела.

В отличие от ГВГ линейный магнитооптический ЭК формируется областью толщиной порядка глубины проникновения света $d = \lambda / (4\pi k)$ [16], где λ — длина волны света и k — коэффициент поглощения. Таким образом, две магнитооптические методики, основанные на измерении ЭК и интенсивности ГВГ, вследствие разных областей зондирования могут дать взаимодополняющие данные как об объемных магнитных свойствах, так и о магнитном состоянии поверхности и интерфейса гетероструктур типа ферромагнетик–полупроводник.

Цель данной работы — исследование магнитоиндуцированной ГВГ и магнитооптического ЭК в гетероструктурах $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}$ (111). Близкая к комнатной температура магнитного фазового перехода, а также большой коэффициент отражения и относительно высокие величины магнитооптического ЭК поликристаллических пленок MnAs [17] позволяют использовать этот материал для устройств памяти с термомагнитной записью и магнитооптическим считыванием информации.

1. Физические свойства MnAs и приготовление образцов гетероструктур $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}$ (111)

При уменьшении температуры ниже 400 К в MnAs происходит структурный фазовый переход, при котором centrosymmetric гексагональная кристаллическая решетка типа NiAs (точечная группа $6/mmm$) переходит в решетку типа MnP (точечная группа mmm) [18]. Затем при температуре 318 К происходит восстановление кристаллической структуры до исходной, а также образуется магнитное упорядочение с коллинеарной ферромагнитной структурой и спинами в плоскости (0001). Магнитные и магнитооптические свойства гетероструктур MnAs/Si и MnAs/GaAs были исследованы поляризметрическим и индукционным методами в работах [19–22].

Гетероструктуры $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}$ (111) выращивались в сверхвысоковакуумной камере методом молекулярно-лучевой эпитаксии. После стандартной химической очистки [23] кремниевые подложки загружались в ростовую камеру и очищались дополнительно термическим отжигом при температуре 1520 К. Такая процедура очистки позволяет получать атомарно-чистую поверхность кремния со сверхструктурой 7×7 . Кристаллическое

Таблица 1. Параметры гетероструктур $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}$ (111)

№	CaF_2		MnAs		Si (111)
	Температура роста, К	Толщина, nm	Температура роста, К	Толщина, nm	Разориентация
1	613	5	613	40	$5'$
2	593	5	593	40	3°
3	593	5	593	70	$13'$

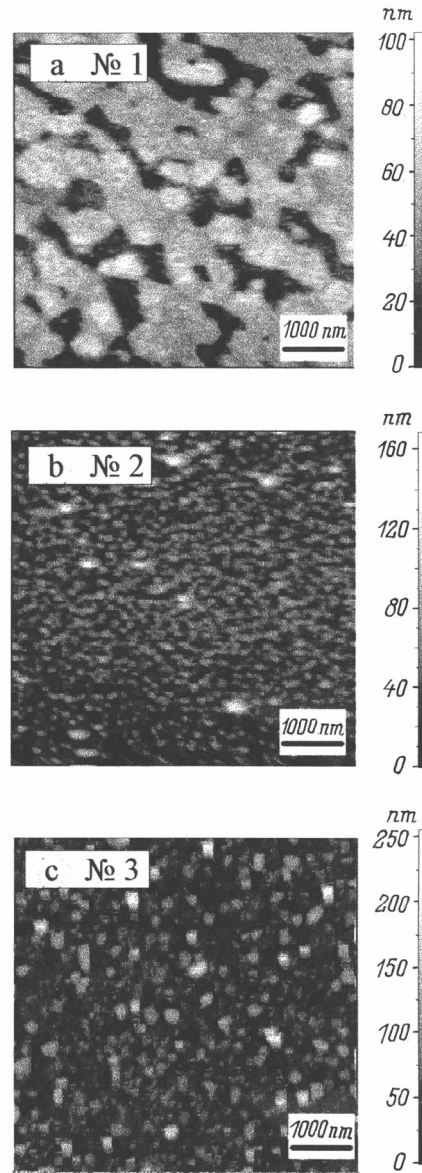


Рис. 1. Изображения исследуемых структур, полученные с помощью атомно-силового микроскопа.

качество подложек и рост гетероструктур контролировались *in situ* методом дифракции быстрых электронов с энергией 15 keV. Толщина пленок оценивалась с помощью профилометра. В структурах № 1 и 2 (см. табл. 1) толщина пленки MnAs составляла 40 nm, а в структуре № 3 — 70 nm. Пленки MnAs выращивались на различных буферных слоях в диапазоне температур 320–340 К. Буферный слой структур № 2 и 3, состоящий из As , наносился по методике, представленной в [22]. Для структуры № 1 буферный слой из Mn толщиной 3 nm выращивался в процессе охлаждения подложки от 1000 до 750 К в течение 30 с. Для предохранения от возможных загрязнений из атмосферы пленки MnAs покрывались несколькими атомными слоями фторида кальция CaF_2 .

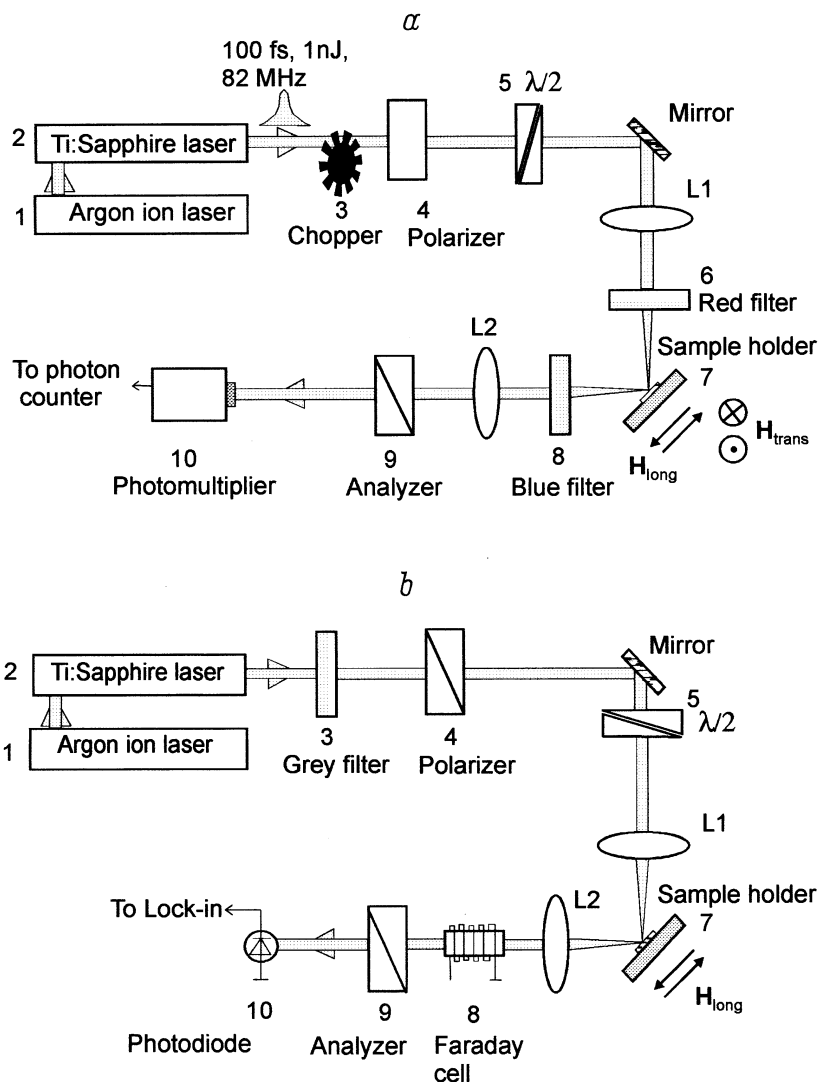


Рис. 2. Экспериментальная установка для измерения генерации второй оптической гармоники (а) и меридионального эффекта Керра (b) при отражении света от намагниченного образца.

Морфологические измерения на поверхности гетероструктур выполнялись на атомно-силовом микроскопе. На полученных изображениях (см. рис. 1) обнаружена зависимость морфологии поверхности от природы буферного слоя. На поверхности слоев MnAs, выращенных на буферном слое из Mn, видны возвышения с поперечными размерами 500–1000 nm и высотой 50–90 nm (рис. 1, a). Поверхность слоев, выращенных на буферном слое As, состоит из кластеров размером несколько десятков нанометров (рис. 1, b, c).

2. Экспериментальная установка

Для измерения интенсивности ГВГ и ЭК использовалось излучение фемтосекундного титан-сапфирового ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$) лазера с длительностью импульса 100 fs и частотой повторения импульсов 82 MHz. Оптическая схема экспериментальной установки для измерения сиг-

налов ГВГ приведена на рис. 2, a. Излучение аргонного лазера 1 со средней мощностью 8 W в синезеленой области спектра использовалось для накачки титан-сапфирового лазера 2. С целью уменьшения интегральной мощности излучения титан-сапфирового лазера без уменьшения пиковой интенсивности в импульсе луч света проходил через механический модулятор 3 типа "вертушка" (chopper) и далее — через поляризатор 4 и компенсатор Бабинэ-Солейля 5, который выполнял роль фазовой пластинки $\lambda/2$. Плоскость поляризации света на основной частоте ω была P- или S-типа и устанавливалась поворотом компенсатора 5. Красный фильтр 6 использовался для подавления возможного паразитного излучения от оптических элементов на удвоенной частоте 2ω . После образца 7 луч света проходил через голубой фильтр 8, поглощавший свет основной частоты и пропускавший вторую гармонику, анализатор 9 и попадал на фотоумножитель 10, работавший в режиме счета фотонов.

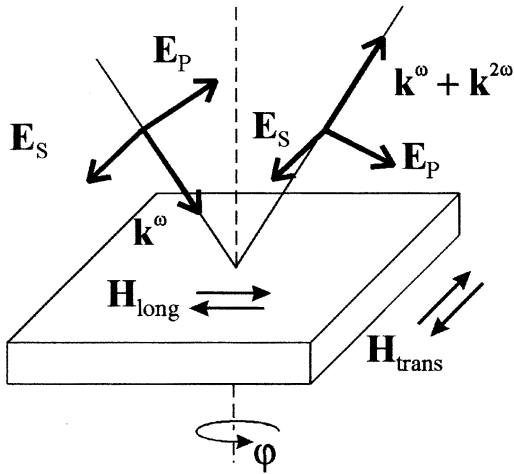


Рис. 3. Геометрия эксперимента. E_P и E_S — напряженности электрического поля световой волны P и S типа соответственно; k^ω и $k^{2\omega}$ — волновые векторы света для частот ω и 2ω соответственно. H_{long} и H_{trans} — напряженности внешнего магнитного поля в меридиональной и экваториальной геометриях соответственно.

В установке для измерения магнитооптического ЭК (рис. 2, *b*) избыточная мощность излучения лазера гасилась серым фильтром 3. Компенсатор Бабине–Солейля 5 был настроен так, что падающий на образец 7 луч света имел поляризацию P -типа. После отражения от образца свет проходил через ячейку Фарадея 8, анализатор 9, настроенный на максимальное пропускание поляризации S -типа, и попадал на фотодиод 10. Электрические сигналы с фотодиода подавались на схему синхронного детектирования.

Все измерения были выполнены при отражении света основной частоты на длине волны 800 nm и угле падения 45° . Мощность света, падавшего на образец, составляла 40–60 mW. В эксперименте была предусмотрена возможность поворота образца относительно своей нормали в диапазоне азимутальных углов $0 < \varphi < 340^\circ$. Образец был помещен в магнитное поле, прикладываемое в экваториальной (H_{trans}) или меридиональной геометрии (H_{long}), как изображено на рис. 3.

3. Феноменологическое описание нелинейных оптических эффектов

В электродипольном приближении для среды с намагниченностью M нелинейную поляризацию $P^{2\omega}$, индуцированную электрическим полем падающей электромагнитной волны E^ω , можно записать в виде суммы двух слагаемых

$$P_i^{2\omega} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j^\omega E_k^\omega + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j^\omega E_k^\omega M_l, \quad (1)$$

где $\chi_{ijk}^{(2)}$ и $\chi_{ijkl}^{(3)}$ — нелинейные тензоры, описывающие кристаллографический и магнитный вклады в нелиней-

ную поляризацию $P_i^{2\omega}$ соответственно. $\chi_{ijk}^{(2)}$ является полярным тензором третьего ранга, а $\chi_{ijkl}^{(3)}$ — аксиальным тензором четвертого ранга. Оба тензора отличны от нуля только в нецентросимметричных средах. Таким образом, в объеме CaF_2 , $MnAs$ и Si , обладающих центросимметричными структурами, генерация второй оптической гармоники запрещена в электродипольном приближении. Нелинейная поляризация может быть отлична от нуля только вблизи границ раздела, например воздух/ CaF_2 , $CaF_2/MnAs$ и $MnAs/Si$, где нарушается операция инверсии пространства.

Для интенсивности ГВГ имеем

$$I^{2\omega} \propto |\chi^{(2)}|^2 + |\chi^{(3)}M|^2 \pm 2\chi^{(2)}\chi^{(3)}M. \quad (2)$$

В недиссипативных средах тензор $\chi_{ijk}^{(2)}$ является вещественным, тогда как тензор $\chi_{ijkl}^{(3)}$ чисто мнимый [2,8]. Таким образом, в непоглощающих средах кристаллографический и магнитный вклады в нелинейную поляризацию имеют сдвиг по фазе $\pi/2$ относительно друг друга и, следовательно, не могут интерферировать. В диссипативной среде нелинейные восприимчивости в общем случае являются комплексными, поэтому интерференция кристаллографического и магнитного вкладов становится возможной, что приводит к появлению линейного по намагниченности M интерференционного члена $\pm 2\chi^{(2)}\chi^{(3)}M$ в интенсивности ГВГ.

В табл. 2 приведены независимые компоненты тензоров $\chi_{ijk}^{(2)}$ и $\chi_{ijkl}^{(3)}$ для границ раздела, где разрешена генерация второй оптической гармоники, т.е. для интерфейса $MnAs/Si(111)$ (буферный слой/ Si), симметрию которого можно описать точечной группой $3m$, и интерфейса $CaF_2/MnAs(0001)$, точечная группа — $6mm$. Используя уравнения для преобразования векторов из лабораторной системы координат в кристаллографическую и обратно, можно получить следующие зависимости нелинейных поляризаций от азимутального угла поворота образца φ при угле падения света 45° .

Таблица 2. Независимые компоненты тензоров $\chi_{ijk}^{(2)}$ и $\chi_{ijkl}^{(3)}$ для точечных групп $3m$ и $6mm$ [24]

Точечная группа	Тензор	Независимые ненулевые элементы
$3m$	$\chi_{ijk}^{(2)}$	$-xxx = yux = yxu = xyu,$ $xxz = xzx = yuz = yzu,$ $zxx = zyx,$ zzz
$6mm$	$\chi_{ijk}^{(2)}$	$xxz = xzx = yuz = yzu,$ $zxx = zyx,$ zzz
$6mm$	$\chi_{ijkl}^{(3)}$	$yxxx = -xyyy, xzzy = -yzzx,$ $xyxx = xxyx = -yxxy = -yxyx,$ $zzxy = zxyx = -zzyx = -zyzx,$ $xyyz = xzyx = -yxzz = -yzxz,$ $xxxy = -xyyx = xyxy + 2yxyx$

Кристаллографический вклад от интерфейса MnAs/Si (111)

$$P_{PP}^{cr} = \left(\frac{\chi_{xxx}^{(2)}}{2} \cos 3\varphi - \chi_{xxz}^{(2)} + \frac{\chi_{zxx}^{(2)} + \chi_{zzz}^{(2)}}{2} \right) \frac{1}{\sqrt{2}},$$

$$P_{PS}^{cr} = \frac{\chi_{xxx}^{(2)}}{2} \sin 3\varphi, \quad P_{SP}^{cr} = \left(-\chi_{xxx}^{(2)} \cos 3\varphi + \chi_{zxx}^{(2)} \right) \frac{1}{\sqrt{2}},$$

$$P_{SS}^{cr} = -\chi_{xxx}^{(2)} \sin 3\varphi. \quad (3)$$

Кристаллографический вклад от интерфейса CaF₂/MnAs (0001)

$$P_{PP}^{cr} = \left(-\chi_{xxz}^{(2)} + \frac{\chi_{zxx}^{(2)} + \chi_{zzz}^{(2)}}{2} \right) \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad P_{PS}^{cr} = 0,$$

$$P_{SP}^{cr} = \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_{zxx}^{(2)}, \quad P_{SS}^{cr} = 0. \quad (4)$$

Магнитный вклад от интерфейса CaF₂/MnAs (0001) для меридиональной геометрии

$$P_{PP}^{mag} = 0, \quad P_{PS}^{mag} = \frac{\chi_{yxxx}^{(3)} - \chi_{xzzy}^{(3)}}{2},$$

$$P_{SP}^{mag} = 0, \quad P_{SS}^{mag} = \chi_{yyxx}^{(3)}. \quad (5a)$$

Магнитный вклад от интерфейса CaF₂/MnAs (0001) для экваториальной геометрии

$$P_{PP}^{mag} = \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_{yxxx}^{(3)}, \quad P_{PS}^{mag} = 0,$$

$$P_{SP}^{mag} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{\chi_{yyxx}^{(3)}}{2} + \chi_{zzzy}^{(3)} + \frac{\chi_{xzzy}^{(3)}}{2} \right), \quad P_{SS}^{mag} = 0. \quad (5b)$$

Нижние индексы около нелинейной поляризации P_{IJ} показывают состояние входной (I) и выходной (J) поляризации. Все нелинейные поляризации нормированы на интенсивность падающей волны. Следует отметить, что изотропная часть кристаллографического вклада от интерфейсов MnAs/Si (111) и CaF₂/MnAs (0001) и магнитный вклад от интерфейса CaF₂/MnAs (0001) для меридиональной геометрии в каждой из комбинаций поляризаций являются взаимоисключающими. Таким образом, кристаллографический и магнитный вклады в ГВГ можно разделить с помощью метода вращательной анизотропии, когда интенсивность ГВГ измеряется как функция угла поворота кристалла вокруг нормали. Этот метод был успешно применен в исследованиях ГВГ в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов [25,26].

4. Результаты и их обсуждение

На рис. 4 показаны зависимости интенсивности ГВГ от азимутального угла поворота образца φ относительно своей нормали для гетероструктуры CaF₂/MnAs (40 nm)/Mn/Si (111). Зависимости для CaF₂/MnAs (40 nm)/As/Si (111) имеют подобный вид. Измерения были выполнены для четырех комбинаций входной-выходной поляризации света PP , PS , SP , SS в меридиональной геометрии, когда намагниченность $\pm \mathbf{M}$ находилась в плоскости падения света. Зависимости интенсивности для PP - и SP -комбинаций поляризаций имеют 120°-периодичность, характерную для плоскости типа (111) кристаллического кремния. Магнитный вклад в ГВГ для этих комбинаций поляризаций не проявляется, т.е. нет различия между интенсивностями ГВГ, соответствующими двум направлениям намагниченности $\pm \mathbf{M}$. Зависимости интенсивности ГВГ для PS - и SS -комбинаций поляризаций имеют 60°-периодичность для размагниченного образца и 120°-периодичность для намагниченного образца. Таким образом, приложение внешнего магнитного поля монодоменирует образец, что приводит к неэквивалентности интенсивностей ГВГ для двух направлений намагниченности для определенных углов φ и соответственно к изменению характера анизотропии. Неэквивалентность интенсивностей ГВГ возникает как следствие сосуществования кристаллографического и магнитного вкладов в нелинейную поляризацию и их интерференции.

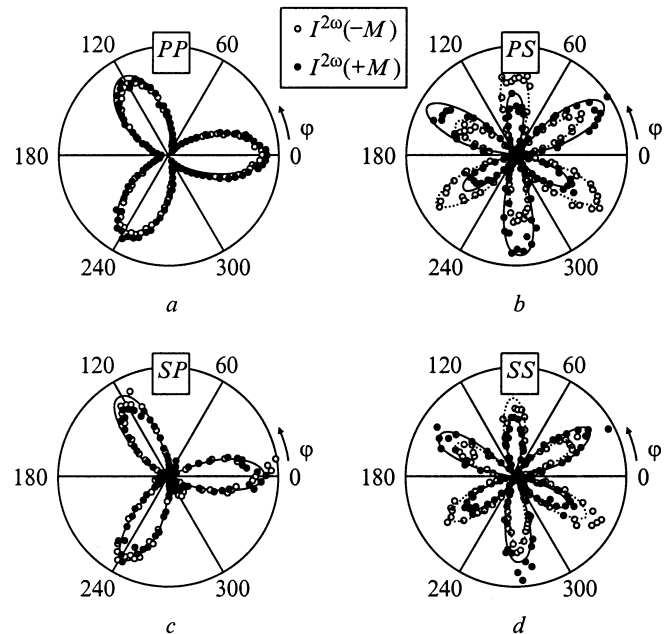


Рис. 4. Азимутальные зависимости интенсивности генерации второй оптической гармоники в гетероструктуре CaF₂/MnAs(40 nm)/Mn/Si (111) для меридиональной геометрии и четырех комбинаций входной-выходной поляризации излучения: (a) PP , (b) PS , (c) SP и (d) SS . Темные кружки — $I^{2\omega(+M)}$, светлые кружки — $I^{2\omega(-M)}$.

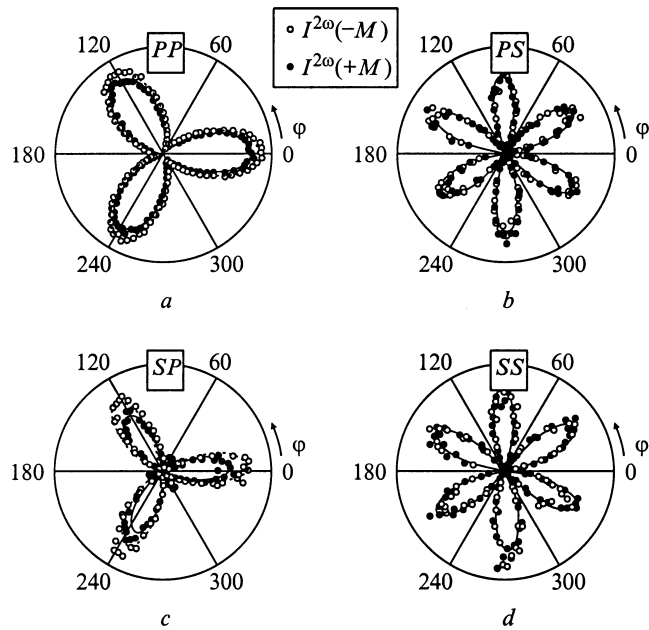


Рис. 5. Азимутальные зависимости интенсивности генерации второй оптической гармоники в гетероструктуре $\text{CaF}_2/\text{MnAs}(40\text{ nm})/\text{As}/\text{Si}(111)$ для экваториальной геометрии и четырех комбинаций входной–выходной поляризации излучения: (a) PP , (b) PS , (c) SP и (d) SS . Темные кружки — $I^{2\omega(+M)}$, светлые кружки — $I^{2\omega(-M)}$.

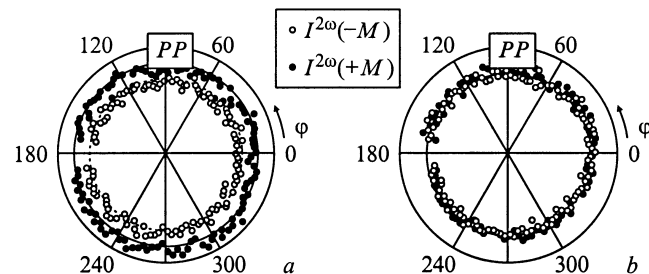


Рис. 6. Азимутальные зависимости интенсивности генерации второй оптической гармоники в гетероструктуре $\text{CaF}_2/\text{MnAs}(70\text{ nm})/\text{As}/\text{Si}(111)$ для экваториальной (a) и меридиональной (b) геометрий и PP -комбинации поляризации излучения. Темные кружки — $I^{2\omega(+M)}$, светлые кружки — $I^{2\omega(-M)}$.

На рис. 5 показаны азимутальные зависимости интенсивности ГВГ гетероструктуры $\text{CaF}_2/\text{MnAs}(40\text{ nm})/\text{Mn}/\text{Si}(111)$ для четырех комбинаций поляризации в экваториальной геометрии, когда намагниченность $\pm M$ перпендикулярна плоскости падения света. В этой геометрии могут работать другие комбинации нелинейных восприимчивостей, отличные от меридиональной геометрии (см. выражения (5)). Для данной геометрии магнитный вклад в ГВГ проявляется для PP - и SP -комбинаций поляризации и не проявляется для PS - и SS -комбинаций.

Экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 4 и 5, хорошо описываются следующими выражениями:

$$I^{2\omega}(\varphi) = (A \cos 3\varphi + B)^2 \quad (6)$$

для PP - и SP -комбинаций поляризации,

$$I^{2\omega}(\varphi) = (A \sin 3\varphi + B)^2 \quad (7)$$

для PS - и SS -комбинаций поляризации, где A и B — коэффициенты, характеризующие анизотропную и изотропную части интенсивности ГВГ соответственно. Можно выделить кристаллографическую B^{cr} и магнитоиндуцированную B^{mag} части коэффициента B следующим образом:

$$B^{cr} = [B(+M) + B(-M)]/2,$$

$$B^{mag} = [B(+M) - B(-M)]/2. \quad (8)$$

В табл. 3 и 4 показаны коэффициенты A , B^{cr} и B^{mag} , полученные в результате аппроксимации экспериментальных зависимостей на основе выражений (6), (7). Из таблиц видно, что в меридиональной геометрии для PP - и SP -комбинаций поляризации $B^{mag} = 0$. Это значит, что изотропный вклад в ГВГ носит чисто кристаллографический характер. Напротив, в случае PS - и SS -комбинаций $B^{mag} \neq 0$, а $B^{cr} = 0$ и изотропный вклад в ГВГ носит чисто магнитный характер. Из феноменологических выражений (3)–(5) видно, что анизотропный вклад в ГВГ может быть только кристаллографическим от интерфейса $\text{MnAs}/\text{Si}(111)$. При экваториальном намагничивании изотропный кристаллографический и магнитный вклады сосуществуют в PP - и SP -, но отсутствуют в SP - и SS -комбинациях поляризации. Это хорошо согласуется с феноменологическими выражениями (3)–(5).

На рис. 6 показаны азимутальные зависимости ГВГ для гетероструктур $\text{CaF}_2/\text{MnAs}(70\text{ nm})/\text{As}/\text{Si}(111)$ для PP -комбинации поляризации в меридиональной (b) и экваториальной (a) геометриях. Из рисунка видно, что

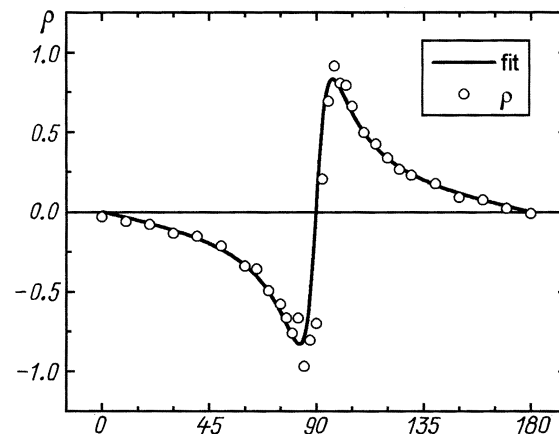


Рис. 7. Зависимость магнитного контраста ρ второй оптической гармоники от угла поворота анализатора α . Светлые кружки — экспериментальные точки, сплошная линия — аппроксимация по формуле (14).

Таблица 3. Результаты аппроксимации азимутальных зависимостей ГВГ формулами (6)–(8) для меридиональной и экваториальной геометрий и четырех комбинаций поляризаций в гетероструктуре CaF_2/MnAs (40 nm)/Mn/Si (111)

Меридиональная геометрия	Коэффициенты	<i>PP</i>	<i>PS</i>	<i>SP</i>	<i>SS</i>
	<i>A</i> , отн. ед.	16 ± 1	13.9 ± 0.2	10.9 ± 0.2	9.4 ± 0.1
	B^{cr} , отн. ед.	29.7 ± 0.2	0	5.3 ± 0.3	0
	B^{mag} , отн. ед.	0	4.7 ± 0.6	0	2.7 ± 0.4
Экваториальная геометрия	<i>A</i> , отн. ед.	16 ± 1	14.9 ± 0.1	11.2 ± 0.1	10.3 ± 0.1
	B^{cr} , отн. ед.	30 ± 0.1	0	6.0 ± 0.2	0
	B^{mag} , отн. ед.	1.2 ± 0.2	0	0.9 ± 0.2	0

Таблица 4. Результаты аппроксимации азимутальных зависимостей ГВГ формулами (6)–(8) для меридиональной и экваториальной геометрий и трех комбинаций поляризаций в гетероструктуре CaF_2/MnAs (40 nm)/As/Si (111)

Меридиональная геометрия	Коэффициенты	<i>PP</i>	<i>PS</i>	<i>SP</i>
	<i>A</i> , отн. ед.	6 ± 1	4.5 ± 0.1	2.9 ± 0.3
	B^{cr} , отн. ед.	24.5 ± 0.1	0	4.9 ± 0.1
	B^{mag} , отн. ед.	0	1.2 ± 0.3	0
Экваториальная геометрия	<i>A</i> , отн. ед.	4.5 ± 0.4	4.5 ± 0.1	1.9 ± 0.2
	B^{cr} , отн. ед.	25.3 ± 0.5	0	5.3 ± 0.2
	B^{mag} , отн. ед.	1.0 ± 0.3	0	0.7 ± 0.2

азимутальные зависимости ГВГ для данной гетероструктуры носят изотропный характер ($A = 0$), причем в меридиональной геометрии для *PP*-комбинации поляризаций магнитный вклад в ГВГ отсутствует ($B^{mag} = 0$). Однако он имеет место для *PP*- и *SP*-комбинаций поляризаций в экваториальной геометрии эксперимента. В табл. 5 приведены результаты аппроксимации азимутальных зависимостей ГВГ формулой (6).

Из выражений (3)–(5) видно, что анизотропия ГВГ может быть обусловлена границами раздела (буферный слой)/Si, MnAs/Si или открытыми областями Si (см. рис. 1, *a*). Следует отметить, что в связи с сильным поглощением света на частоте ω в пленке MnAs наибольший вклад в анизотропную часть ГВГ можно ожидать от открытых областей Si. Тот факт, что гетероструктуры характеризуются разными амплитудами *A*, можно также связать с сильным поглощением света на частоте ω в пленках MnAs (коэффициент поглощения $k = 2.8$ для света с длиной волны $\lambda = 800$ nm [17]).

На основе зависимости интенсивности ГВГ от намагниченности **M** можно определить магнитный контраст ρ

$$\rho = \frac{I^{2\omega}(+M) - I^{2\omega}(-M)}{I^{2\omega}(+M) + I^{2\omega}(-M)} = \frac{2\chi^{(2)}\chi^{(3)}M}{|\chi^{(2)}|^2 + |\chi^{(3)}M|^2}. \quad (9)$$

На рис. 7 показан магнитный контраст ГВГ ρ как функция угла поворота анализатора α для света, падающего на образец с поляризацией *P*-типа, для структуры CaF_2/MnAs (70 nm)/As/Si (111) в меридиональной

геометрии. Данная экспериментальная зависимость была аппроксимирована функцией [27]

$$\rho = \frac{2C \cos \delta \operatorname{tg} \alpha}{1 + C \operatorname{tg}^2 \alpha}, \quad (10)$$

где δ — разность фаз между кристаллографическим и магнитным вкладами, *C* — отношение амплитуд магнитного и кристаллографического вкладов. В результате аппроксимации получаем $\delta = 146^\circ$ и $C = 0.12$. Таким образом, исследуя ГВГ в меридиональной геометрии в зависимости от угла поворота анализатора, можно получить важную информацию о соотношении и фазовом различии кристаллографического и магнитного вкладов.

На рис. 8 показаны полевые зависимости ГВГ и магнитооптического эффекта Керра в гетероструктурах CaF_2/MnAs (70 nm)/As/Si (111) и

Таблица 5. Результаты аппроксимации азимутальных зависимостей ГВГ формулой (6) для меридиональной и экваториальной геометрий и двух комбинаций поляризаций в гетероструктуре CaF_2/MnAs (70 nm)/As/Si (111)

	<i>PP</i>	<i>PS</i>	<i>SP</i>
	(мерид.)	(экват.)	(экват.)
<i>A</i> , отн. ед.	0	0	0
B^{cr} , отн. ед.	23.1 ± 0.1	23.3 ± 0.2	3.6 ± 0.2
B^{mag} , отн. ед.	0	1.2 ± 0.2	0.7 ± 0.2

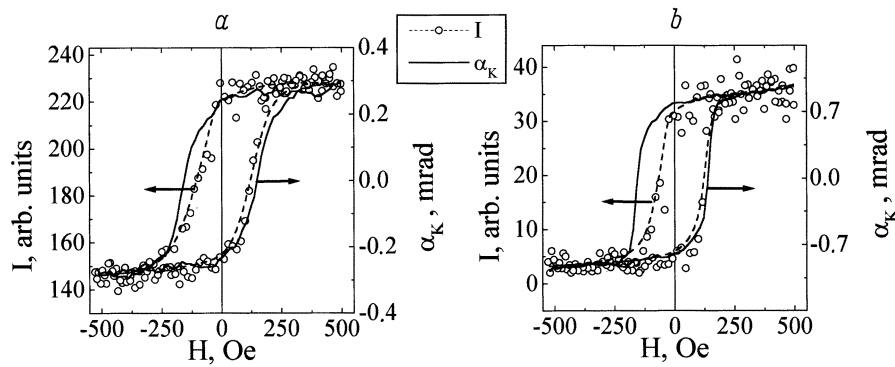


Рис. 8. Полевые зависимости интенсивности второй оптической гармоники $I^{2\omega}$ и угла поворота плоскости поляризации (эффект Керра) для гетероструктур $\text{CaF}_2/\text{MnAs}(40 \text{ nm})/\text{Mn}/\text{Si}(111)$ (a) и $\text{CaF}_2/\text{MnAs}(70 \text{ nm})/\text{Si}(111)$ (b).

$\text{CaF}_2/\text{MnAs}(40 \text{ nm})/\text{Mn}/\text{Si}(111)$ в меридиональной геометрии при угле анализатора $\alpha = 80^\circ$, при котором наблюдается высокий магнитный контраст и хорошее отношение сигнал/шум. Видно, что петля гистерезиса для ГВГ более узкая, чем для эффекта Керра. Этот результат можно объяснить следующим образом. В электродипольном приближении сигнал ГВГ формируется на дефектных нецентросимметричных областях, какими являются, в частности, поверхность и интерфейс. Образование доменной стенки наиболее вероятно на дефекте. Поскольку на первом этапе процесса технического намагничивания происходит движение доменных стенок [28], то область нелинейно-оптического зондирования легче перемагнитить, поэтому может наблюдаться сужение петли гистерезиса для ГВГ. На полевых зависимостях ГВГ видно, что петля гистерезиса асимметрична относительно оси ординат и сдвинута в область положительных полей. Это явление может наблюдаться на интерфейсе ферромагнетика и антиферромагнетика [29]. Возникновение антиферромагнитного состояния в кристалле MnAs при воздействии внешнего давления изучалось в [30]. Можно предположить, что некоторые интерфейсные области пленки MnAs перешли из ферромагнитного состояния в антиферромагнитное из-за напряжения, вызванного несоответствием параметров кристаллических ячеек MnAs и Si. На явлении асимметрии петли гистерезиса основана работа магнитных затворов (magnetic valves), и в этой связи пленки MnAs могут найти применение для таких устройств.

Таким образом, в работе были исследованы гетероструктуры ферромагнетик–полупроводник $\text{CaF}_2/\text{MnAs}/\text{Si}(111)$ двумя взаимодополняющими магнитооптическими методиками. На основе симметричного анализа азимутальных зависимостей генерации второй оптической гармоники было показано, что нелинейный оптический сигнал обусловлен интерференцией анизотропного и изотропного кристаллографического и изотропного магнитного вкладов. По азимутальным и полевым зависимостям эти вклады были разделены. Обнаружено различие полевых зависимостей двух

исследуемых магнитооптических явлений, что связано с чувствительностью второй оптической гармоники и магнитооптического эффекта Керра к границам раздела и к объему пленки соответственно, характеризующимися неодинаковыми магнитными свойствами.

Авторы благодарят С.М. Сутурина за измерения на атомно-силовом микроскопе, В.Н. Гриднева — за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science* **250**, 1092 (1990); *Physics Today* **48**, 4, 58 (1995).
- [2] P.S. Pershan. *Phys. Rev.* **130**, 919 (1963).
- [3] E. Adler. *Phys. Rev.* **134**, A728 (1964).
- [4] S. Kielich. *Acta Phys. Polonica* **29**, 875 (1966).
- [5] S. Kielich, R. Zawodny. *Opt. Commun.* **4**, 132 (1971); *Optica Acta* **20**, 867 (1973).
- [6] Н.Н. Ахмедиев, С.Б. Борисов, А.К. Звездин, И.Л. Любчанский, Ю.В. Мелихов. *ФТГ* **27**, 107 (1985).
- [7] С.С. Гиргель, Т.В. Демидова. *Оптика и спектроскопия* **62**, 101 (1987).
- [8] Ru-Pin Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen. *Phys. Rev.* **B39**, 1229 (1989).
- [9] W. Hübner, K.H. Bennemann. *Phys. Rev.* **B40**, 5973 (1989).
- [10] А.М. Агальцов, В.С. Горелик, А.К. Звездин, В.А. Мурашов, Д.Н. Раков. *Тр. ФИАН* **5**, 37 (1989).
- [11] О.А. Акципетров, О.В. Брагинский, Д.А. Есиков. *Квантовая электроника* **17**, 320 (1990).
- [12] J. Reif, J.C. Zink, C.-M. Schneider, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2878 (1991).
- [13] J. Reif, C. Rau, E. Matthias. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1931 (1993).
- [14] *Nonlinear Optics in Metals* / Ed. by K.H. Bennemann. Oxford University Press, Oxford (1998). 486 p.
- [15] H.A. Wierenga, W. de Jong, M.W.J. Prins, Th. Rasing, R. Vollmer, A. Kirilyuk, H. Schwabe, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1462 (1995).
- [16] В.Е. Зубов, А.Д. Модестов. *Оптика и спектроскопия* **82**, 64 (1997).
- [17] A.M. Stoffel, J. Schneider. *J. Appl. Phys.* **41**, 1405 (1970).
- [18] Ю.А. Изюмов, В.Н. Сыромятников. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов. Наука, М.* (1984). 247 с.

- [19] M. Tanaka. *Material Science and Engineering* **B31**, 117 (1995).
- [20] Y. Morishita, K. Iida, J. Abe, K. Sato. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 1100 (1997).
- [21] А.Г. Банщиков, А.В. Кимель, Б.Б. Кричевцов, А.А. Ржевский, Н.С. Соколов, О.А. Якубцов. *ФТТ* **41**, 110 (1999).
- [22] K. Akeura, M. Tanaka, T. Nashinaga, J. De Boeck. *J. Appl. Phys.* **79**, 4957 (1996).
- [23] A. Ishizaka, Y. Shiraki. *J. Electrochem. Soc.* **133**, 666 (1986).
- [24] R.R. Birss. *Symmetry and Magnetism*. North-Holland, Amsterdam (1966). 252 p.
- [25] R.V. Pisarev, V.V. Pavlov, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *J. Magn. Soc. Jpn.* **20**, *SI*, 23 (1996).
- [26] V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2004 (1997).
- [27] M. Straub, R. Vollmer, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 743 (1996).
- [28] С. Тикадзуми. *Физика ферромагнетизма*. Т. 2. Мир, М. (1987). 417 с.
- [29] W. H. Meiklejohn, C.P. Bean. *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
- [30] N. Menyuk, J.A. Kafalas, K. Dwight, J.B. Goodenough. *Phys. Rev.* **177**, 942 (1963).