

# ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

**Р. В. Писарев**

*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН*

**Зимняя школа ПИЯФ РАН  
по физике конденсированного состояния  
14.03.09. Репино**

**В природе все магнитно,  
но кое-что магнитно больше,  
чем другое.**

**“All animals are equal but some of  
them are more equal than the others”**

***G. Orwell***

## СОДЕРЖАНИЕ

1. **Свет и магнетизм – вечное сосуществование.**
2. **Классическая магнитооптика.**
3. **Лазеры как новый инструмент в руках физиков.**
4. **Нелинейная магнитооптическая спектроскопия.**
5. **Антиферромагнитные домены.**
6. **Сверхбыстрое размагничивание и намагничивание.**
7. **Заключение.**

## **М. Фарадей. О намагничивании света.**

**Поступило 6 ноября. Доложено 20 ноября 1845 г.**

Я уже давно придерживался мнения, что различные формы и силы материи настолько близки и родственны, что могут превращаться друг в друга. Это твердое убеждение побудило меня произвести много изысканий с целью открыть связь между светом и электричеством. Однако результаты оказались отрицательными.

Эти безуспешные изыскания не могли поколебать моего твердого убеждения, основанного на научных соображениях. Поэтому я недавно возобновил исследование на очень тонких и строгих началах, и в конце концов мне удалось

- 1) намагнитить и наэлектризовать луч света, и**
- 2) осветить магнитную силовую линию.**

# МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Взаимодействие света с намагниченными средами проявляется в магнитооптических явлениях.

Хорошим примером является эффект Фарадея (1845 г.) – поворот плоскости поляризации света при его распространении через прозрачный намагниченный материал:

$$\alpha_F = \chi/n \mathbf{M} \cdot \mathbf{k}.$$

Другим примером является эффект Керра – поворот плоскости поляризации света при отражении от непрозрачного намагниченного материала.

Микроскопическая природа этих явлений основана на эффекте Зеемана – расщепление атомных и молекулярных спектров в магнитном поле (1896 г., НП 1902 г.).

## ПРИМЕНЕНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

**НАУЧНОЕ.** Магнитооптические методы позволяют используя относительно простые средства достичь высокой чувствительности, локальности, и др. Они находят разнообразные применения в исследованиях магнитных материалов, таких как – температурное и полевое поведение намагниченности, в исследованиях подрешеток, магнитных фазовых переходов, статики и динамики магнитных доменов, электронной структуры, визуализации магнитных состояний в сверхпроводниках, магнитных полупроводниках, и другое.

**ПРАКТИЧЕСКОЕ.** Важным применением магнитооптических явлений стало их использование в системах магнитооптического считывания информации, в датчиках магнитных полей и токов, в невзаимных оптических устройствах, и др.

# Сверхмощные лазеры

## Экстремальная физика в лабораторных условиях

- Интенсивности до  $\sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ .
- Напряженности полей  $\sim \text{Tera V/cm}$  ( Фактор  $\sim 100$  ).
- Давление света  $P=I/c \sim \text{Giga-}, \text{ Terabars}$ .
- Генерация гармоник от видимого света до  $3 \text{ nm}$ .
- Энергии электронов и ионов  $\text{MeV}$ .
- Гигагаусные магнитные поля.
- Сверхбыстрые ускорения до  $10^{21}g$  (  $g$  - земное ускорение ).
- Самые короткие физические процессы порядка аттосекунд.

# Нелинейная оптика

*“Физика была бы скучна, а жизнь совершенно невозможна, если бы все физические явления вокруг нас были линейными.*

*К счастью, мы живем в нелинейном мире, и если линеаризация украшает физику, то нелинейность делает ее захватывающей.”*

*Y. R. Shen*

*Principles of Nonlinear Optics*

*J. Wiley & Sons, 1984*

**Генерация  
второй оптической гармоники  
за счет  
магнитного упорядочения**

## Электрическая поляризация среды при воздействии на неё интенсивной электромагнитной волны

$$P(\omega, 2\omega, 3\omega) = \chi^{(1)} E(\omega) \quad \text{Линейный отклик}$$

$$+ \chi^{(2)} : E(\omega) E(\omega) \quad \text{Вторая гармоника}$$

$$+ \chi^{(3)} : E(\omega) E(\omega) E(\omega) \quad \text{Третья гармоника}$$

В электродипольном приближении вторая гармоника разрешена только в нецентросимметричных кристаллах (20 точечных групп).

Третья гармоника разрешена во всех кристаллах (32 точечные группы), а также в аморфных средах, газах и жидкостях.

# Нелинейная поляризация, связанная с внешним магнитным полем или магнитным параметром порядка

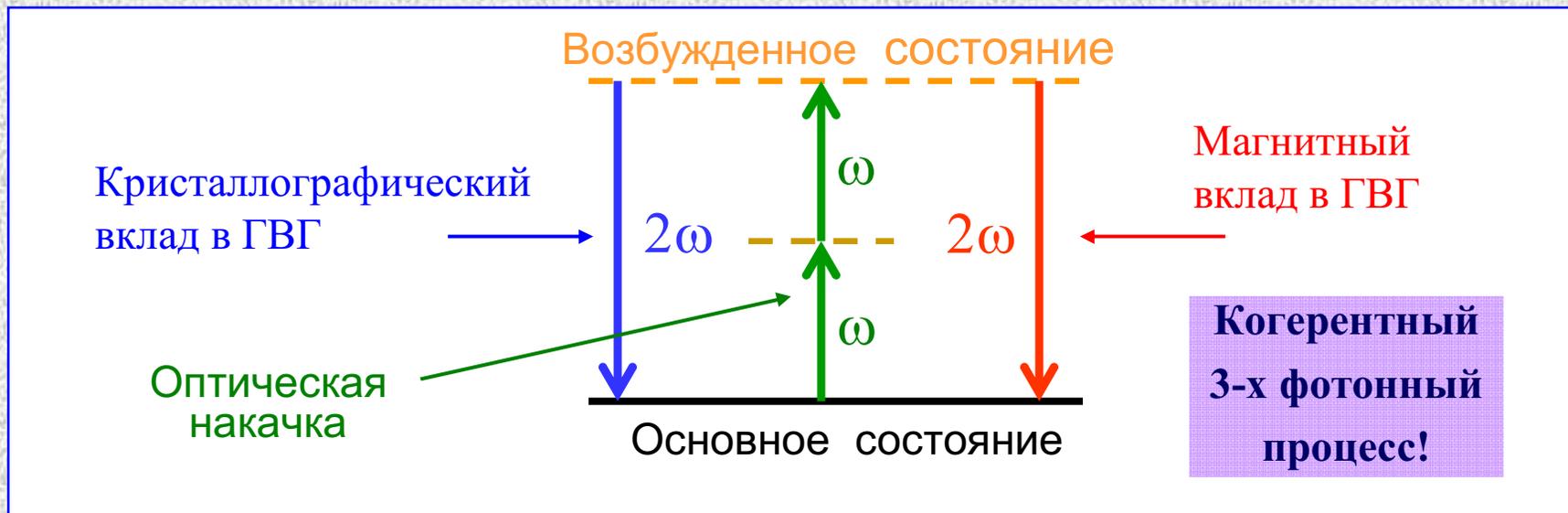
Кристаллографический вклад

$$P(2\omega) = \chi^{(2)} : E(\omega) E(\omega)$$

Магнитный вклад

$$P(2\omega) = i [\chi(B) + \chi(M)] : E(\omega) E(\omega)$$

$B$  – магнитное поле,  $M$  – намагниченность



**Первое наблюдение ферромагнитной  
второй оптической гармоники**

VOLUME 67, NUMBER 20

PHYSICAL REVIEW LETTERS

11 NOVEMBER 1991

**Effects of Surface Magnetism on Optical Second Harmonic Generation**

J. Reif, J. C. Zink, C.-M. Schneider, and J. Kirschner

*Institut für Experimentalphysik, Freie Universität Berlin, Arnimallee 14, W-1000 Berlin 33, Germany*

(Received 21 May 1991)

We report on the first experiments showing the influence of surface magnetization on optical second harmonic generation in reflection at a Fe(110) surface. The magneto-optical Kerr effect modifies the hyperpolarizability of the surface in the optical field, leading to a dependence of the second harmonic yield on the direction of magnetization relative to the light fields. For the clean surface an effect of 25% was determined, which decays exponentially with surface contamination by the residual gas, thus demonstrating the high surface sensitivity of this technique.

# Первое наблюдение поверхностной ферромагнитной второй оптической гармоники

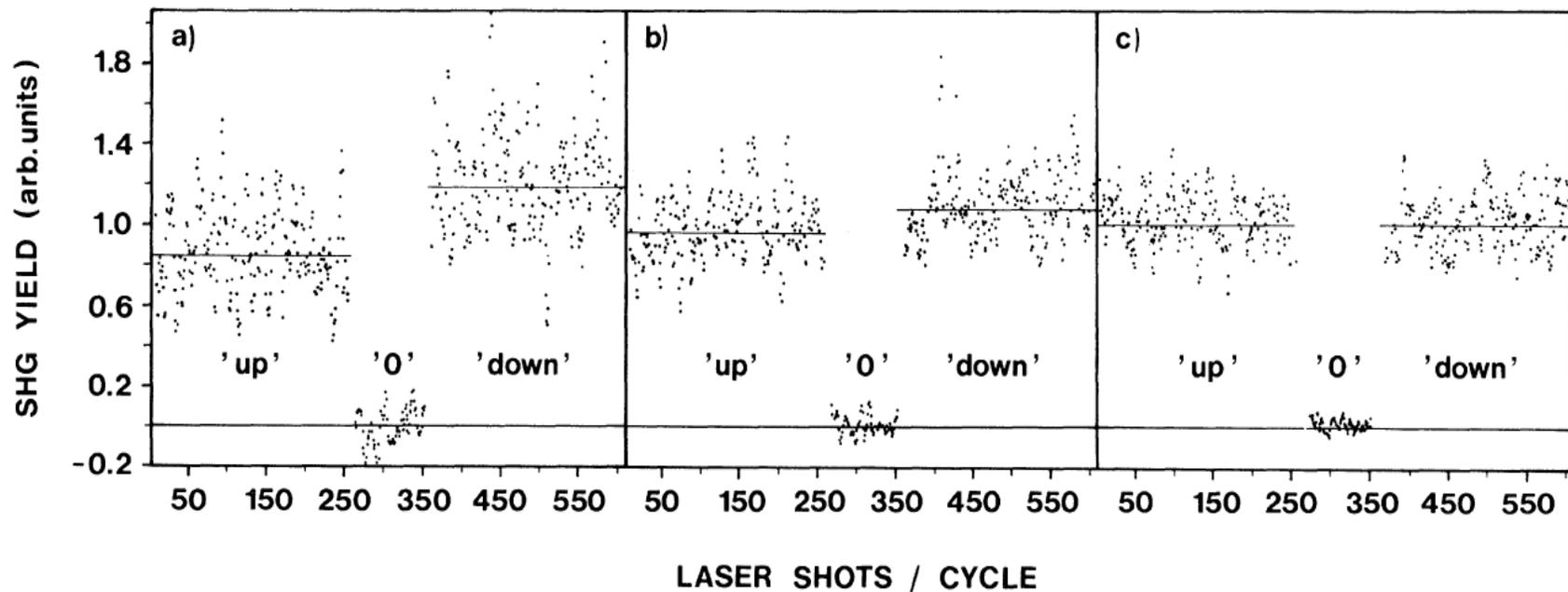


FIG. 2. Relative magnetization dependence of second harmonic signal for three different times elapsed since sample preparation [(a)  $\approx 45$  min, (b)  $\approx 60$  min, (c)  $\geq 180$  min]. Shown is, in each panel, an averaged [superposition of (a) 220, (b) 550, and (c) 750 cycles] experimental cycle, consisting of 250 pulses with magnetization “up,” 100 pulses with no SHG signal (obtained by means of a UV blocking glass filter), and 250 pulses with magnetization “down.” All signals are normalized to the expected value without influence of magnetization [cf. Eq. (1)]. The solid lines represent the average of the respective regions of interest.

**Первое наблюдение антиферромагнитной  
объемной второй оптической гармоники**

VOLUME 73, NUMBER 15

PHYSICAL REVIEW LETTERS

10 OCTOBER 1994

**Second Harmonic Generation and Magnetic-Dipole–Electric-Dipole Interference  
in Antiferromagnetic Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**

M. Fiebig and D. Fröhlich

*Institut für Physik, Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany*

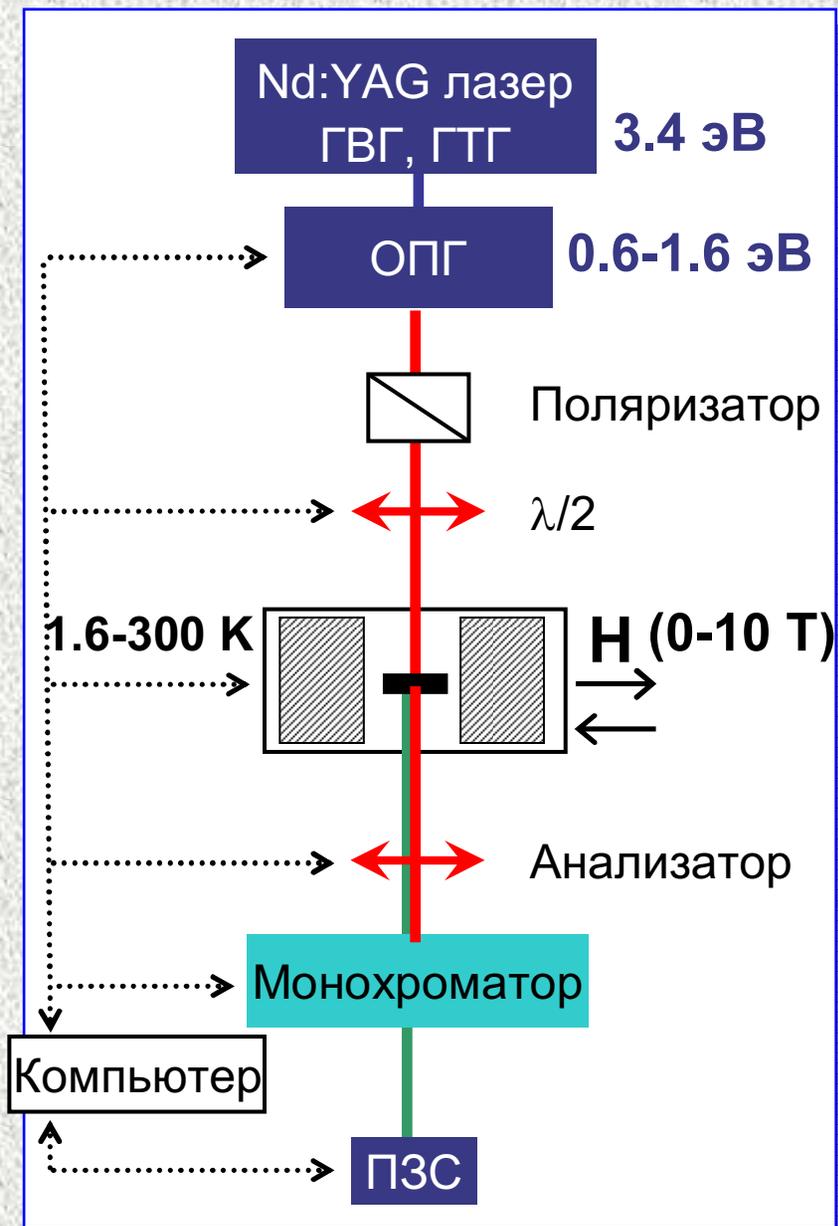
B. B. Krichevtsov and R. V. Pisarev

*Ioffe Physical Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg 194021, Russia*

(Received 7 June 1994)

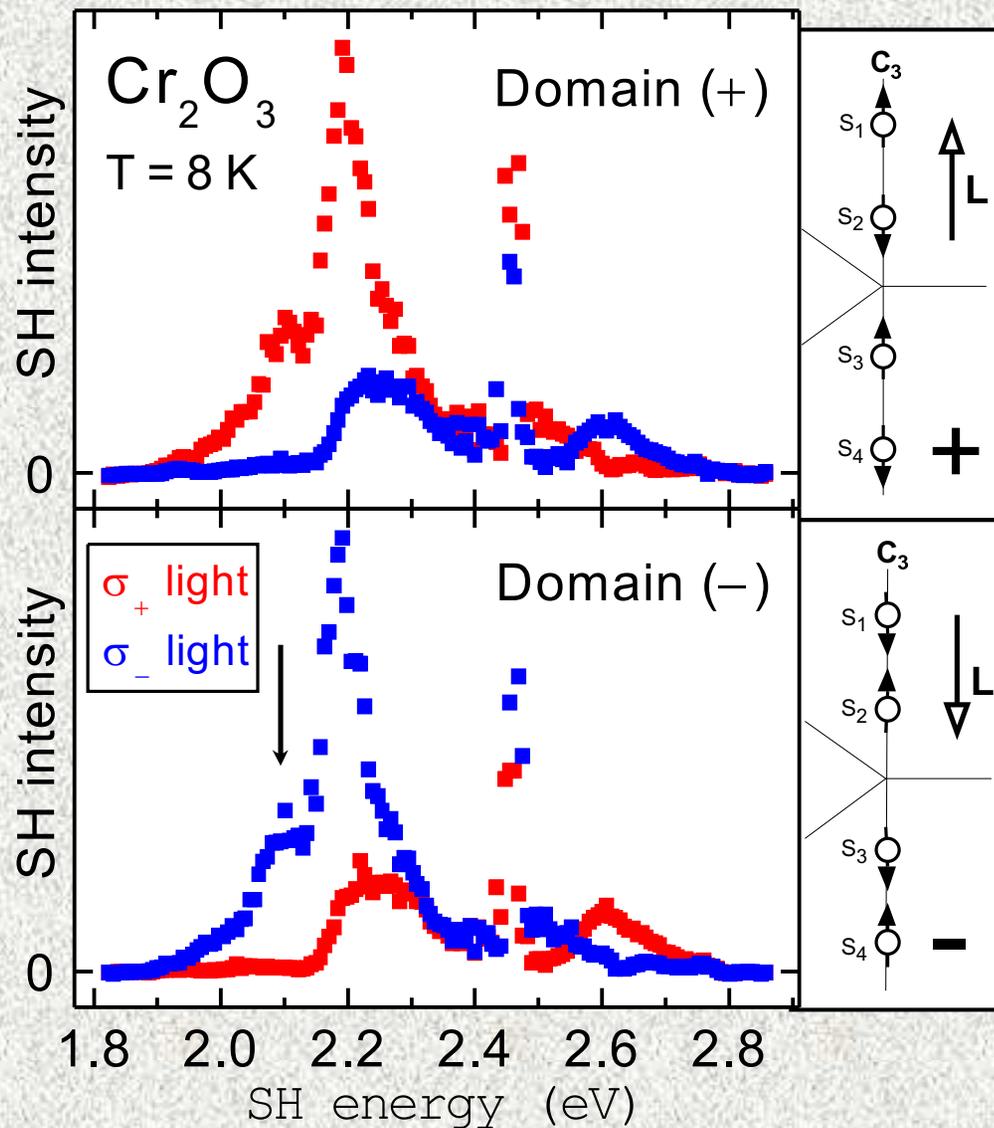
The second harmonic spectrum of Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> is studied in the 1.7–2.9 eV spectral range as a function of temperature. Below the Néel temperature  $T_N = 307.5$  K a nonlinear electric susceptibility  $\chi_{ijk}^e(c)$  appears, which changes sign under the time-reversal operation. The interference of this susceptibility with the time-invariant magnetic susceptibility  $\chi_{ijk}^m(i)$  leads to a pronounced polarization dependence for circularly polarized light propagating along the optical axis. This gives a novel tool to study antiferromagnetic domains with opposite orientation of the order parameter.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА



- Импульсный Nd:YAG лазер
- Перестраиваемый оптический параметрический генератор (ОПГ - ОРО)
- Гелиевый криостат
- Монохроматор
- Детектор: охлаждаемая ПЗС (CCD) - камера

# СПЕКТРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{Cr}_2\text{O}_3$

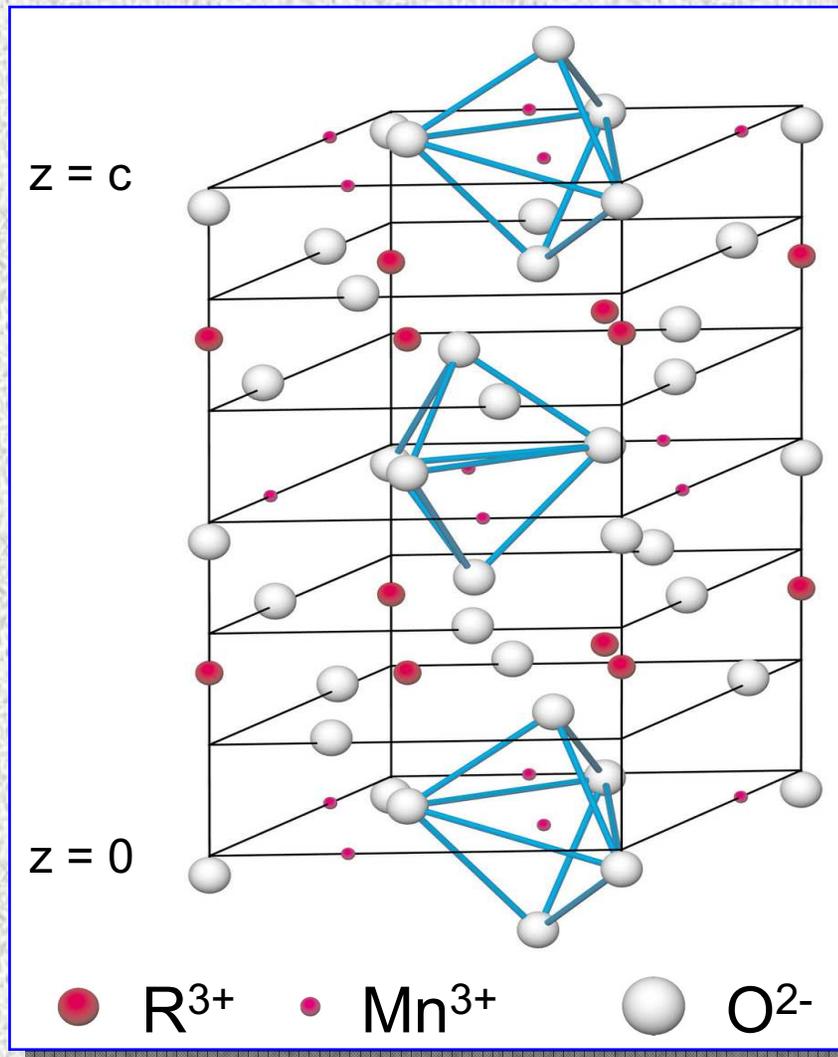


1. Свет вдоль опт. оси.
2. Интенсивность гармоники зависит от хиральности накачки.
3. Наблюдается «гигантский» нелинейный ( $2\omega$ ) круговой дихроизм и вращение.
4. Сигнал зависит от положения на образце.

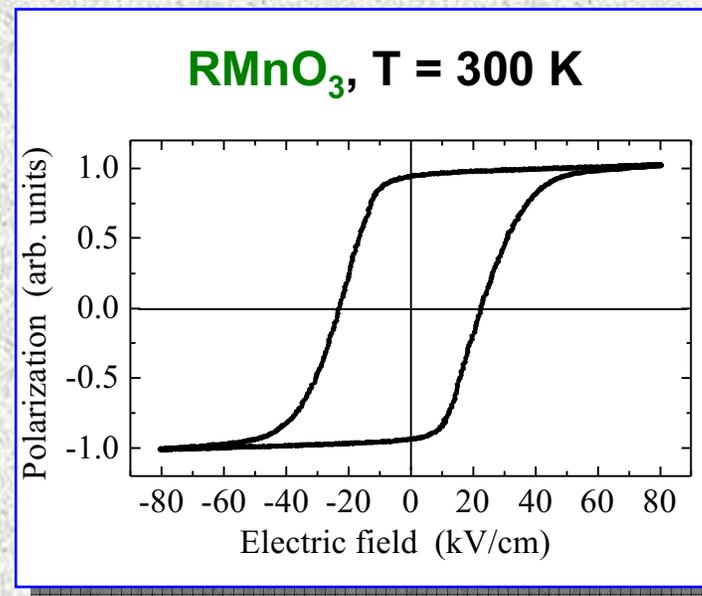
Phys. Rev. Lett. 73, 2127 (1994).



# Гексагональные редкоземельные манганиты $RMnO_3$ ( $R = Sc, In, Y, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu$ )

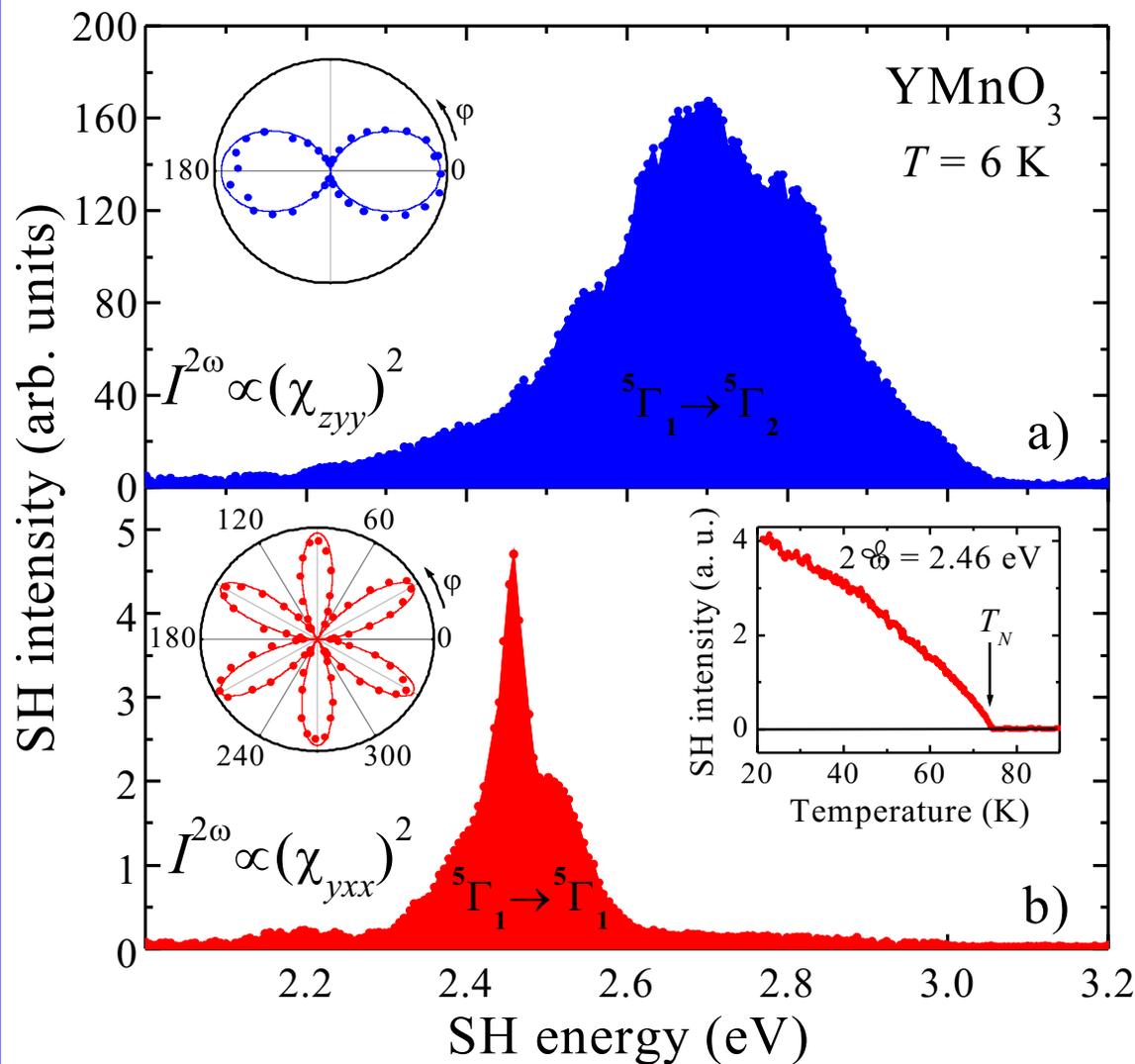


Сегнетоэлектрик со структурой  
 $6mm$ .  $T_C = 900 - 1200$  К

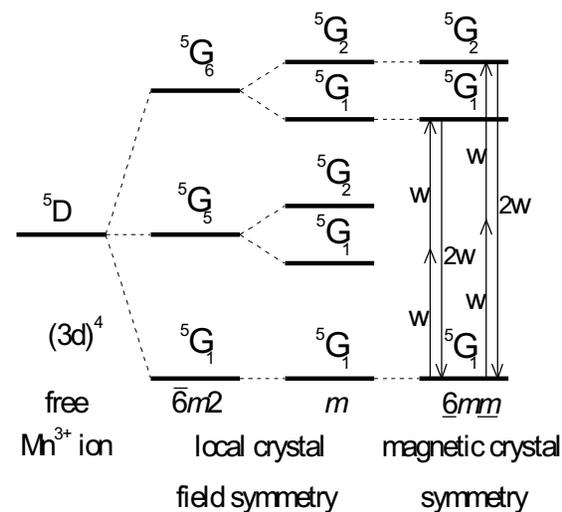


Спины ионов  $Mn^{3+}$  упорядочены  
антиферромагнитно  $T_N = 70 - 130$  К

# Сегнетоэлектрический и антиферромагнитный спектры второй гармоники в $\text{YMnO}_3$



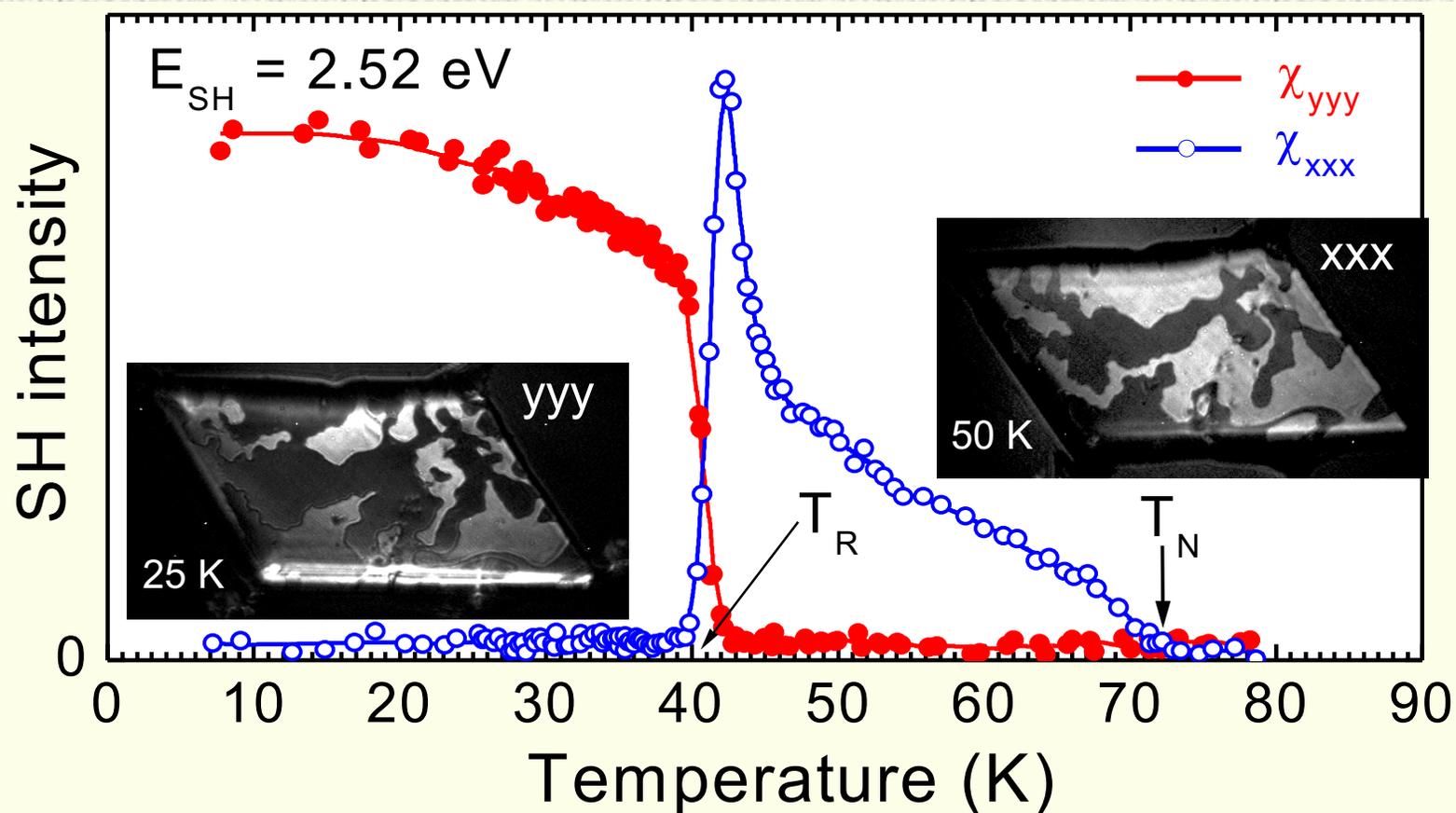
Сегнетоэлектрический ( $\sim P$ ) и антиферромагнитный ( $\sim P1$ ) вклад в ГВГ проявляют различные спектральные, поляризационные и температурные зависимости.



# Ориентационный фазовый переход и антиферромагнитные домены в $\text{HoMnO}_3$

$T < T_R$ : группа  $P\bar{6}_3cm$

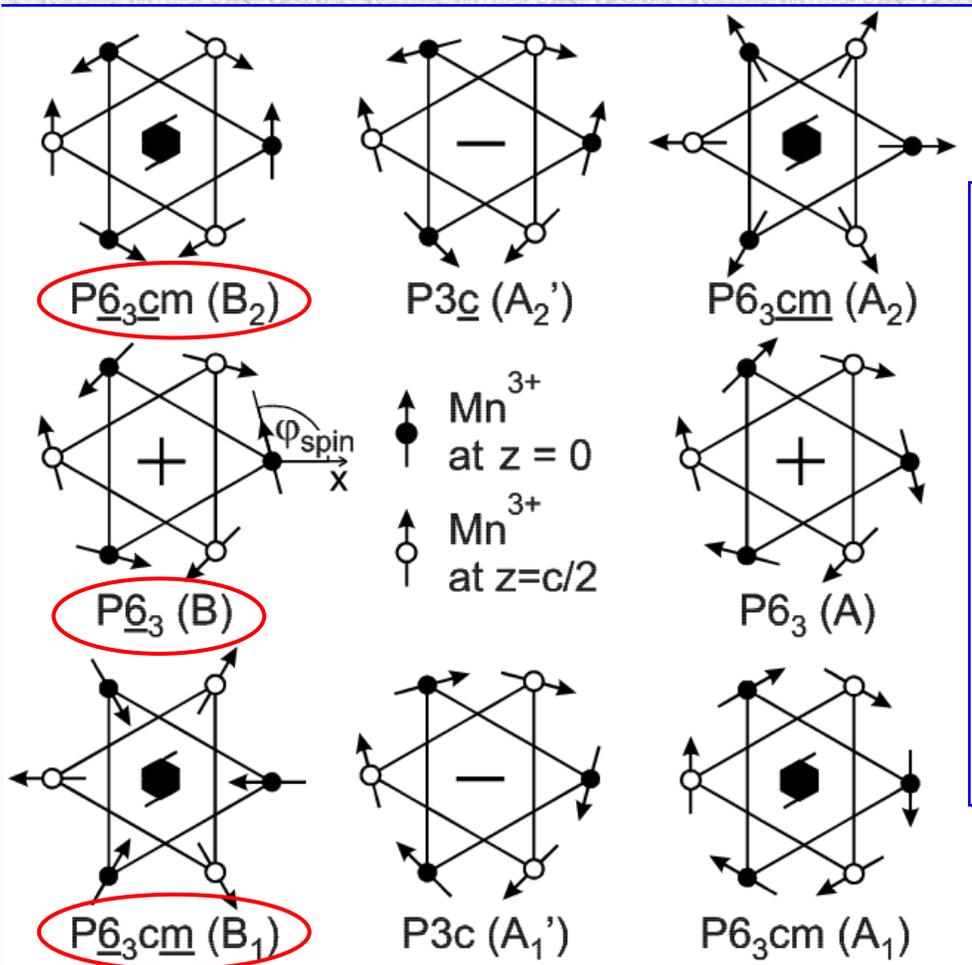
$T > T_R$ : группа  $P\bar{6}_3cm$



ГВГ очень чувствительна к «скрытым» деталям магнитной структуры.

Phys. Rev. Lett. 84, 5620 (2000).

# Магнитные пространственные группы в гексагональных манганитах $R\text{MnO}_3$



Space  
Group

Tensor Components

Crystalline SHG ( $i$  type)

$$P6_3cm \quad \chi_{xxz}^{(i)} = \chi_{xzx}^{(i)} = \chi_{yyz}^{(i)} = \chi_{zyz}^{(i)}, \quad \chi_{zxx}^{(i)} = \chi_{zyy}^{(i)}, \quad \chi_{zzz}^{(i)}$$

Magnetic SHG ( $c$  type)

$$\underline{P\bar{6}_3cm} \quad \chi_{yyy}^{(c)} = -\chi_{yxx}^{(c)} = -\chi_{xyx}^{(c)} = -\chi_{xxy}^{(c)}$$

$$\underline{P\bar{6}_3cm} \quad \chi_{xxx}^{(c)} = -\chi_{xyy}^{(c)} = -\chi_{yxy}^{(c)} = -\chi_{yyx}^{(c)}$$

$$P\bar{6}_3 \quad P\bar{6}_3cm \oplus P\bar{6}_3cm$$

$$P\bar{6}_3cm \quad \chi_{xyz}^{(c)} = \chi_{xzy}^{(c)} = -\chi_{yxz}^{(c)} = -\chi_{yzx}^{(c)}$$

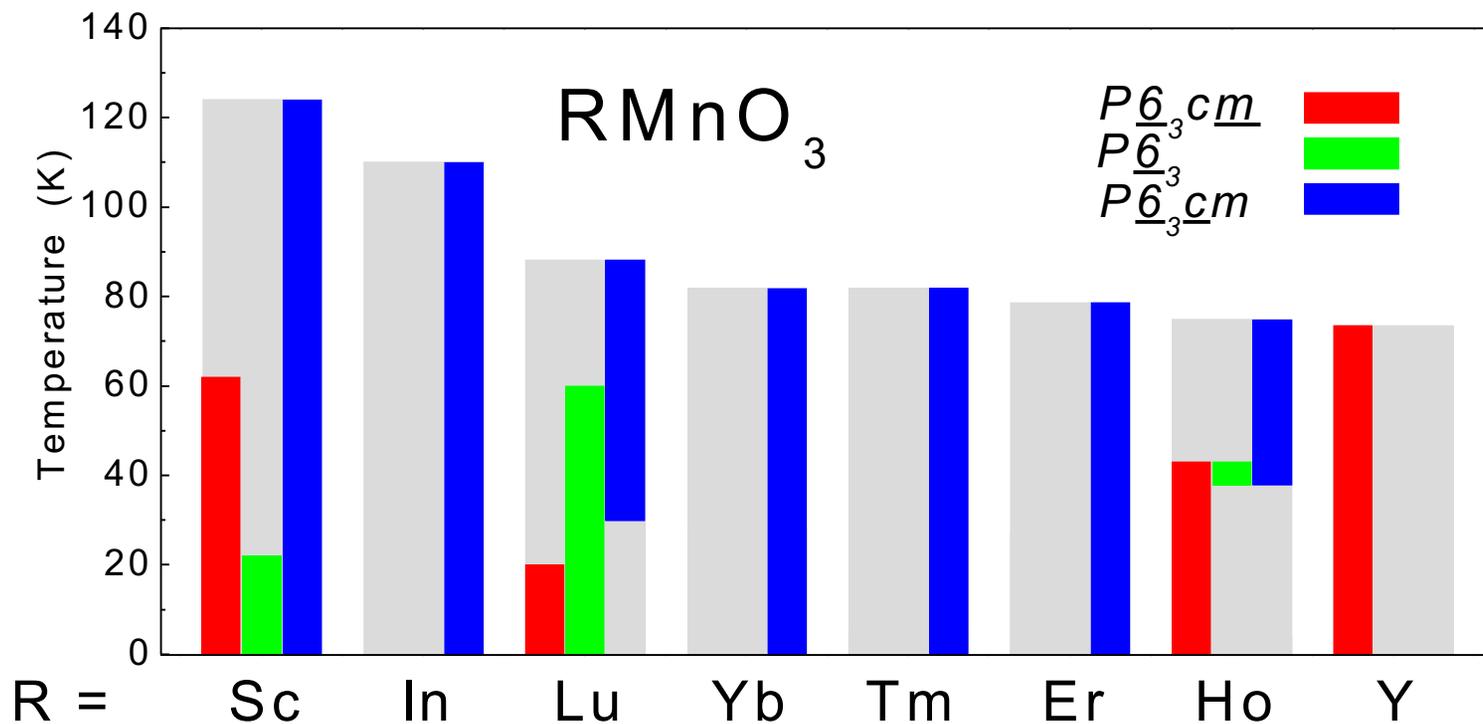
$$P6_3cm \quad \chi_{xxz}^{(c)} = \chi_{xzx}^{(c)} = \chi_{yyz}^{(c)} = \chi_{zyz}^{(c)}, \quad \chi_{zxx}^{(c)} = \chi_{zyy}^{(c)}, \quad \chi_{zzz}^{(c)}$$

$$P6_3 \quad P\bar{6}_3cm \oplus P\bar{6}_3cm$$

$$P3c \quad P\bar{6}_3cm \oplus P\bar{6}_3cm$$

$$P3c \quad P\bar{6}_3cm \oplus P6_3cm$$

## Магнитная симметрия гексагональных манганитов $\text{RMnO}_3$



Результаты получены с использованием метода ГВГ. Данные по нейтронной дифракции до сих пор являются неоднозначными.

Phys. Rev. Lett. 84, 5620 (2000).

**АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ**

**ДОМЕНЫ**

# Визуализация антиферромагнитных доменов

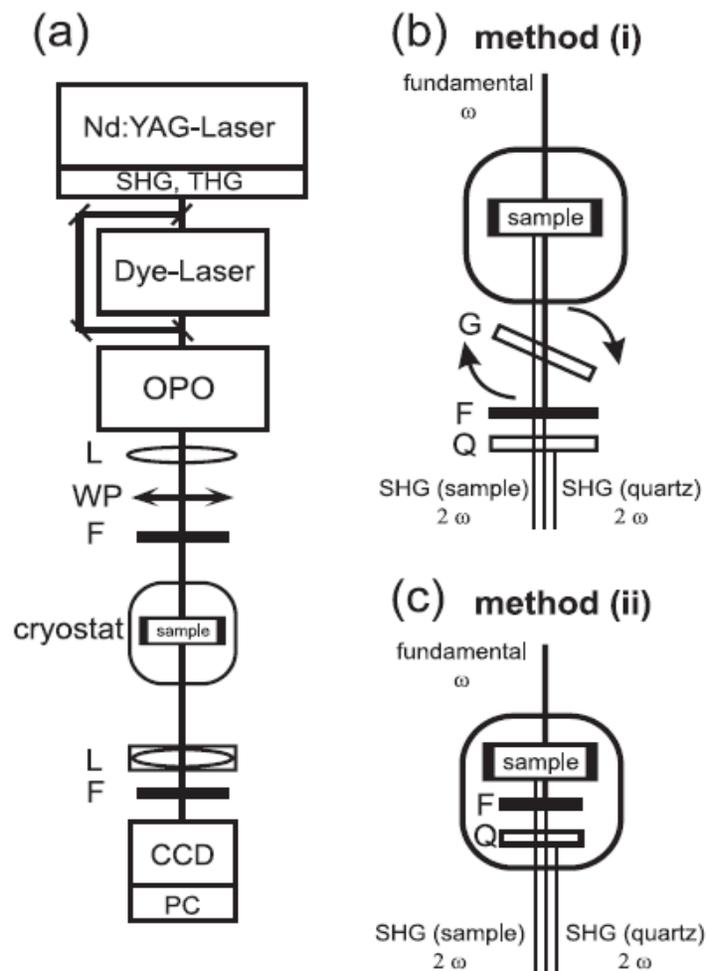
Обнаружение второй оптической гармоники за счет магнитного упорядочения в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  открыло новую уникальную возможность визуализации и изучения антиферромагнитных доменов.

## Две возможности реализации этого метода

1. Интерференция магнитного вклада с внутрикристаллическим вкладом (сегнетоэлектрический, магнитный диполь, и др.)
2. Интерференция магнитного вклада с внешним вкладом (например с нецентросимметричным кварцем).

# Визуализация антиферромагнитных доменов

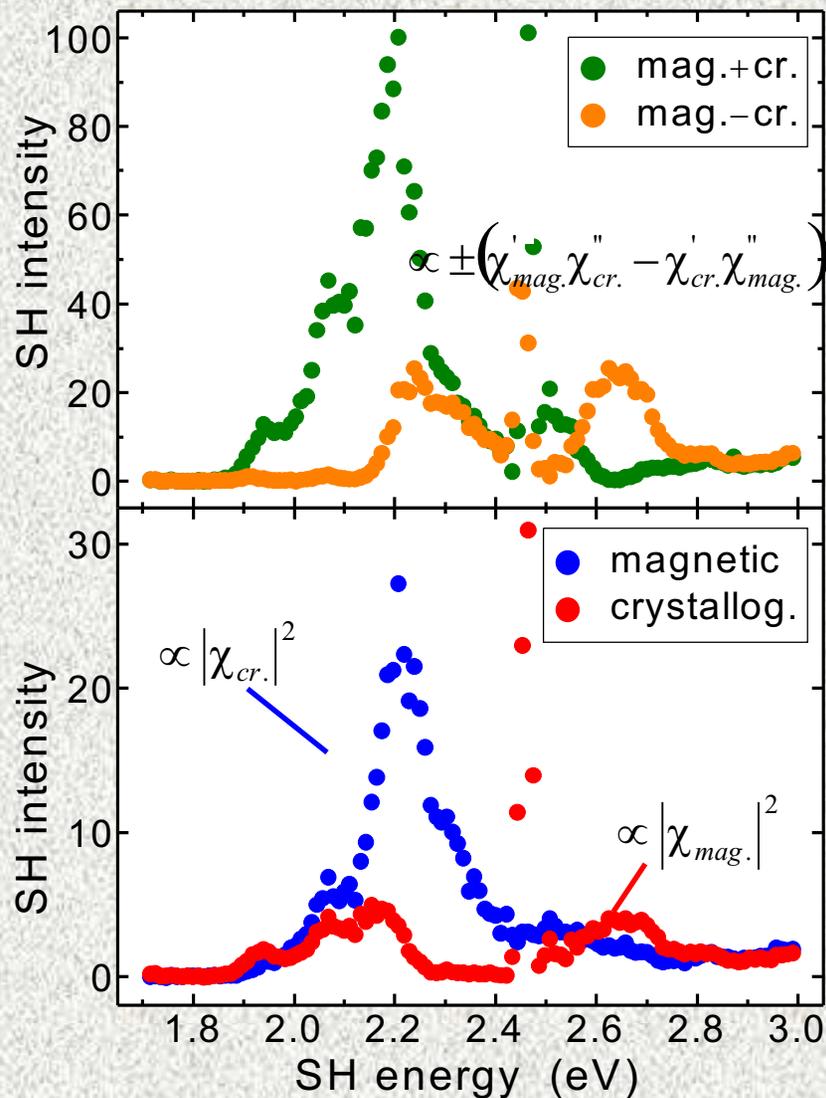
**Интерференция  
магнитного вклада  
с внутрикристаллическим  
вкладом**



**Fig. 1a–c.** Experimental setup: a for imaging with internal reference; b and c are modifications of setup a for imaging with an external reference (method (i) and method (ii), respectively). CCD, CCD camera; F, filter; G, quartz-glass plate; L, lens; OPO, optical parametric oscillator; PC, Computer; Q, crystalline quartz plate; SHG, second harmonic generator; THG, third harmonic generator; WP, quarter-wave plate

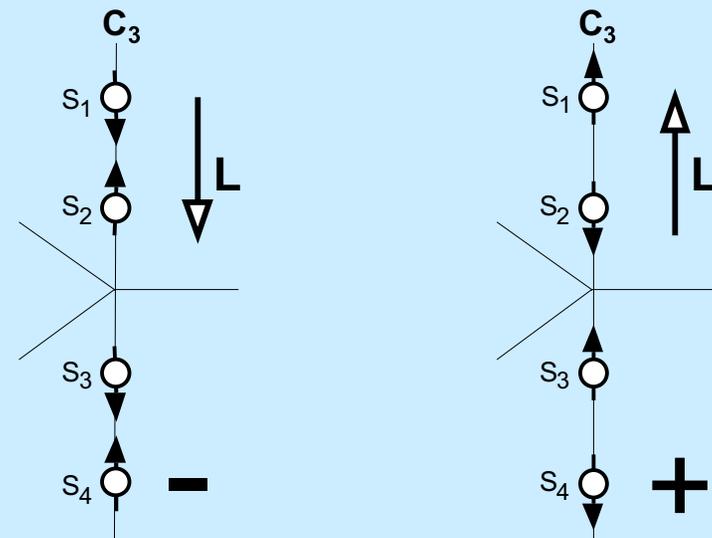
**Интерференция  
магнитного вклада  
с внешним вкладом**

# Спектры второй гармоники и афм домены в $\text{Cr}_2\text{O}_3$



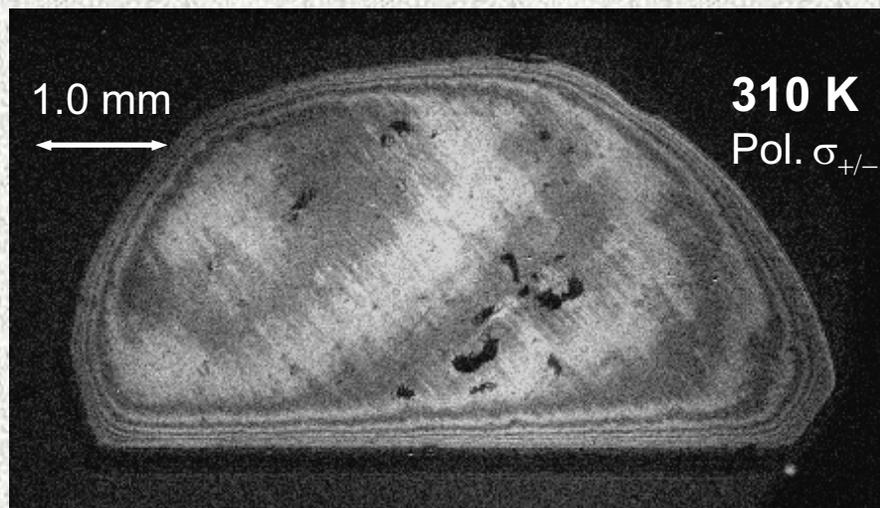
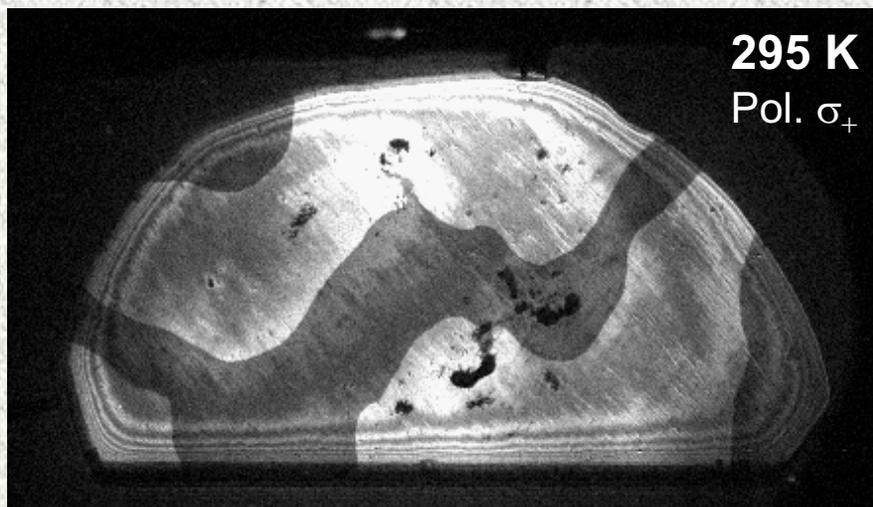
$\text{Cr}_2\text{O}_3$ :

Magnetic symmetry  $\bar{3}m$   
with two  $180^\circ$  domains



Interference of magnetic and crystallographic SH contributions allows investigation of temporal evolution of amplitude and phase of antiferromagnetic order parameter  $L$

# Антиферромагнитные $180^\circ$ домены в $\text{Cr}_2\text{O}_3$



## Domain topography with SHG:

Exposure time:  $\sim 1$  min

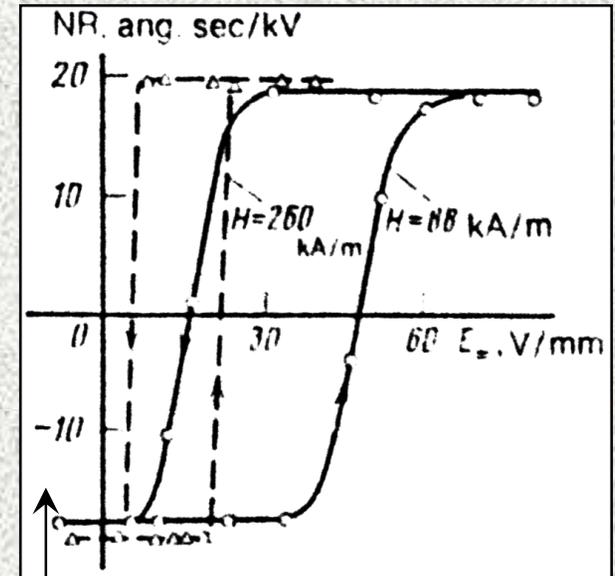
Resolution:  $\sim 1-10$  mm

Photon energy here: 2.1 eV

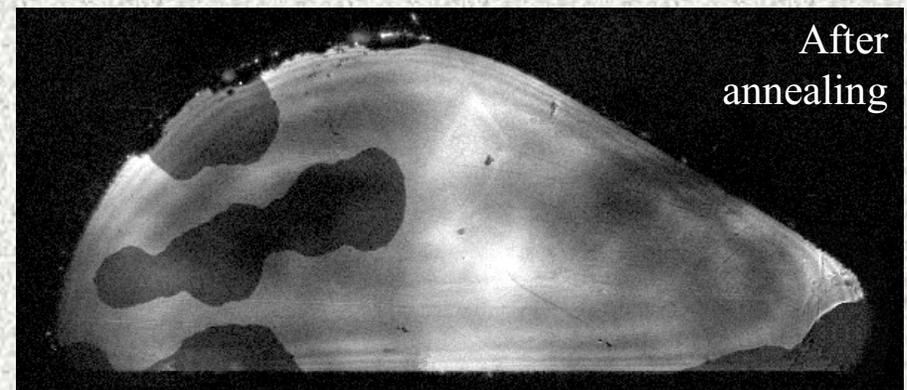
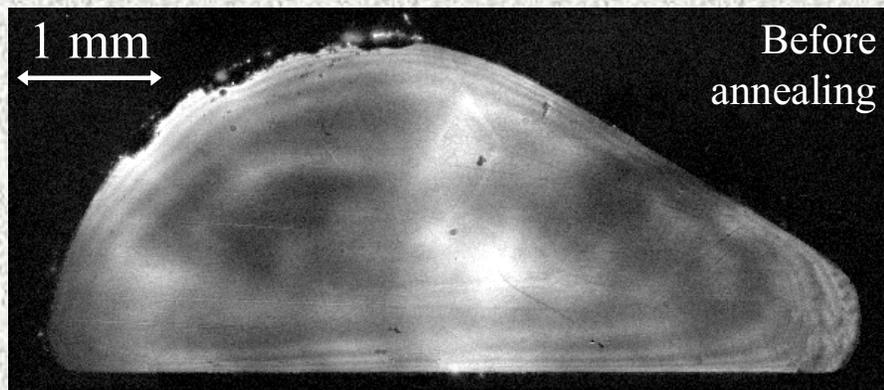
# Магнитэлектрический отжиг в $\text{Cr}_2\text{O}_3$

- Orientation of antiferromagnetic domains in  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ : application of electric and magnetic field:  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$
- Mechanism: Magnetization induced in domain by  $\mathbf{E}$  is oriented by  $\mathbf{H}$
- Required fields: 300 V/cm @ 340 kA/m (0.43 T)

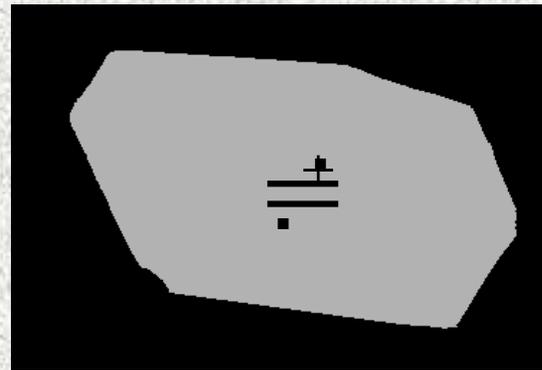
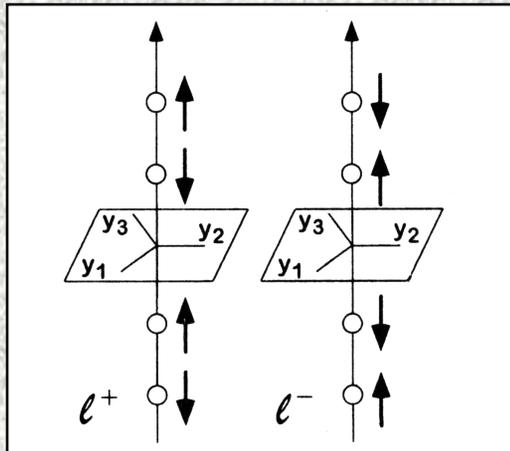
- NR = nonreciprocal rotation is proportional to antiferromagnetic order parameter
- Saturated NR indicates single-domain state
- Off-center hysteresis indicates pinning of domains



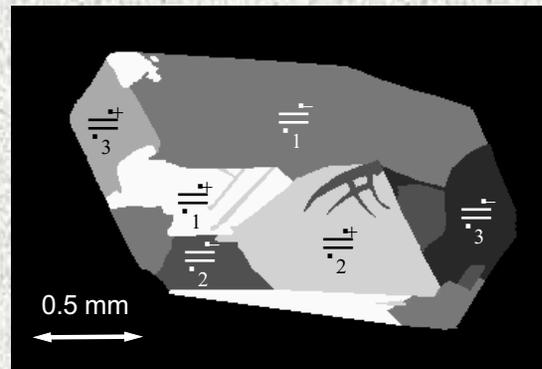
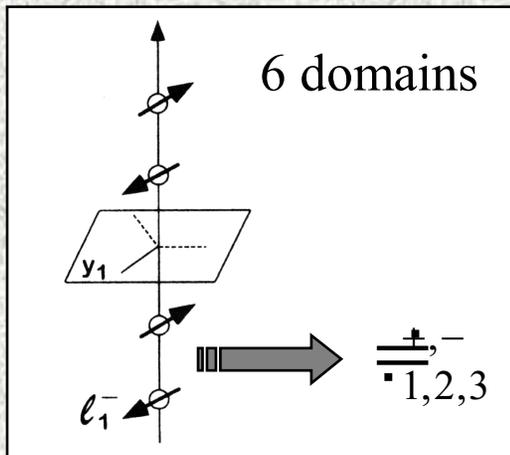
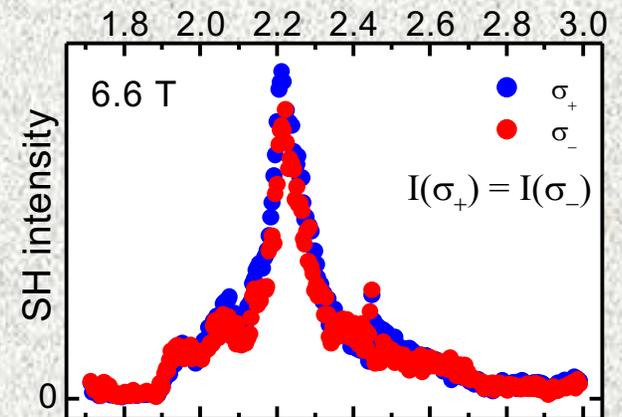
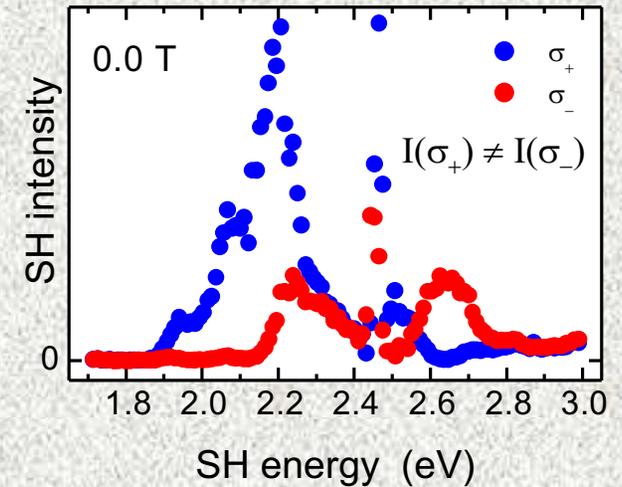
B.B. Krichevstov, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev: Sov. Phys. JETP 67, 378 (1988)



# Магнитная структура в спин-флоп фазе в $\text{Cr}_2\text{O}_3$

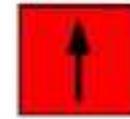
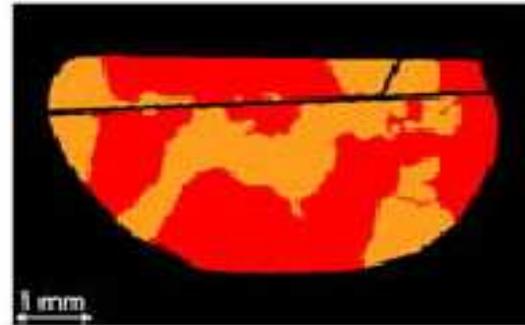


$\mu_0 H_z > 5.8 \text{ T}$

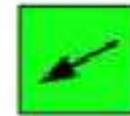


- Spin-flop phase: SHG reveals spin orientation along  $2_y$  axis  $\rightarrow$  symmetry  $\underline{2}/m$
- Determination from components  $\alpha_{ij} \neq 0$  of magnetoelectric tensor fails due to multidomain structure after spin flop transition in field  $> 5.8 \text{ T}$

# АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ В $\text{Cr}_2\text{O}_3$



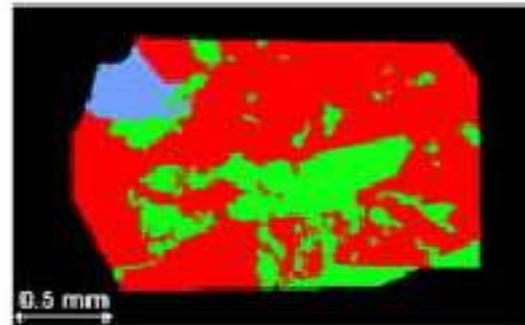
$\ell_+^{(1)}$



$\ell_+^{(2)}$



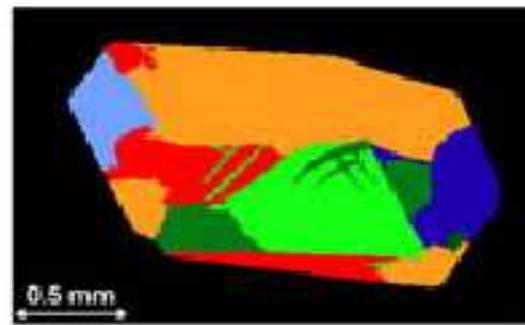
$\ell_+^{(3)}$



$\ell_-^{(1)}$

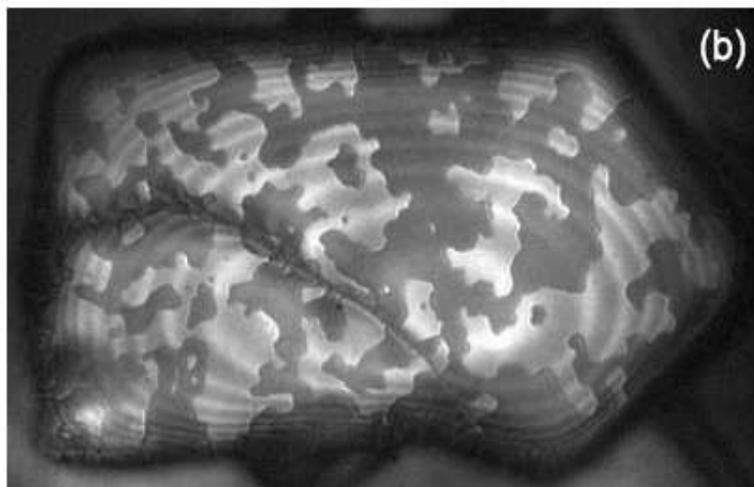
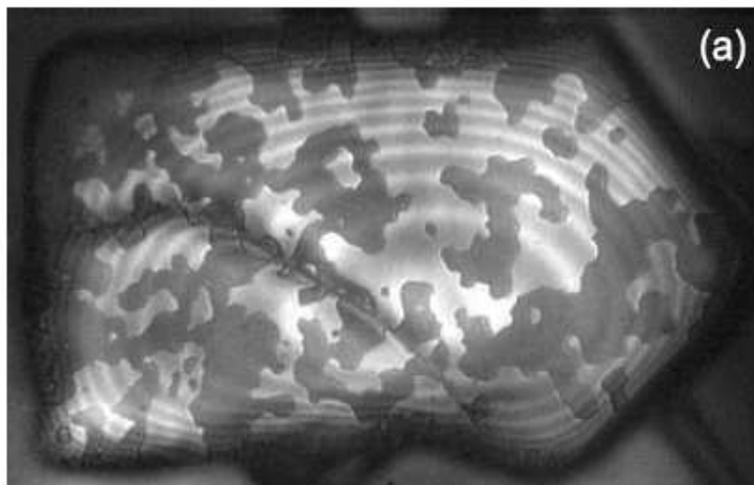


$\ell_-^{(2)}$

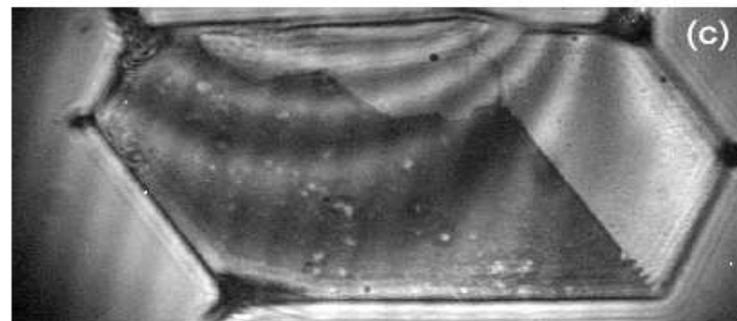
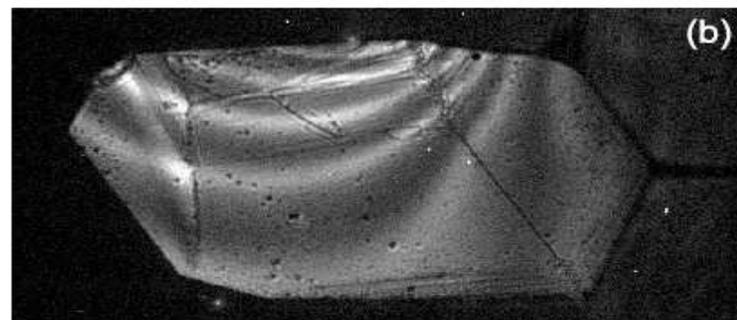
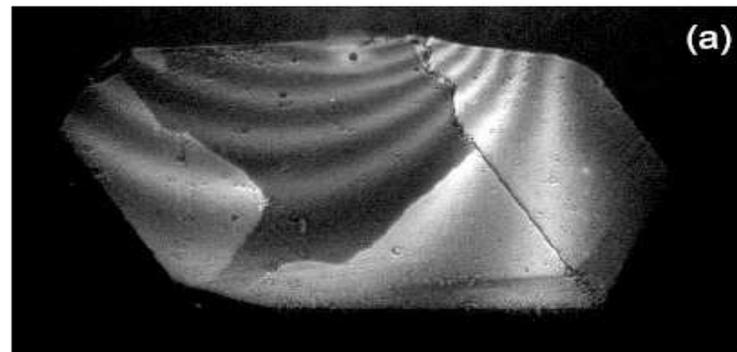


$\ell_-^{(3)}$

## Антиферромагнитные домены в гексагональном $\text{YMnO}_3$

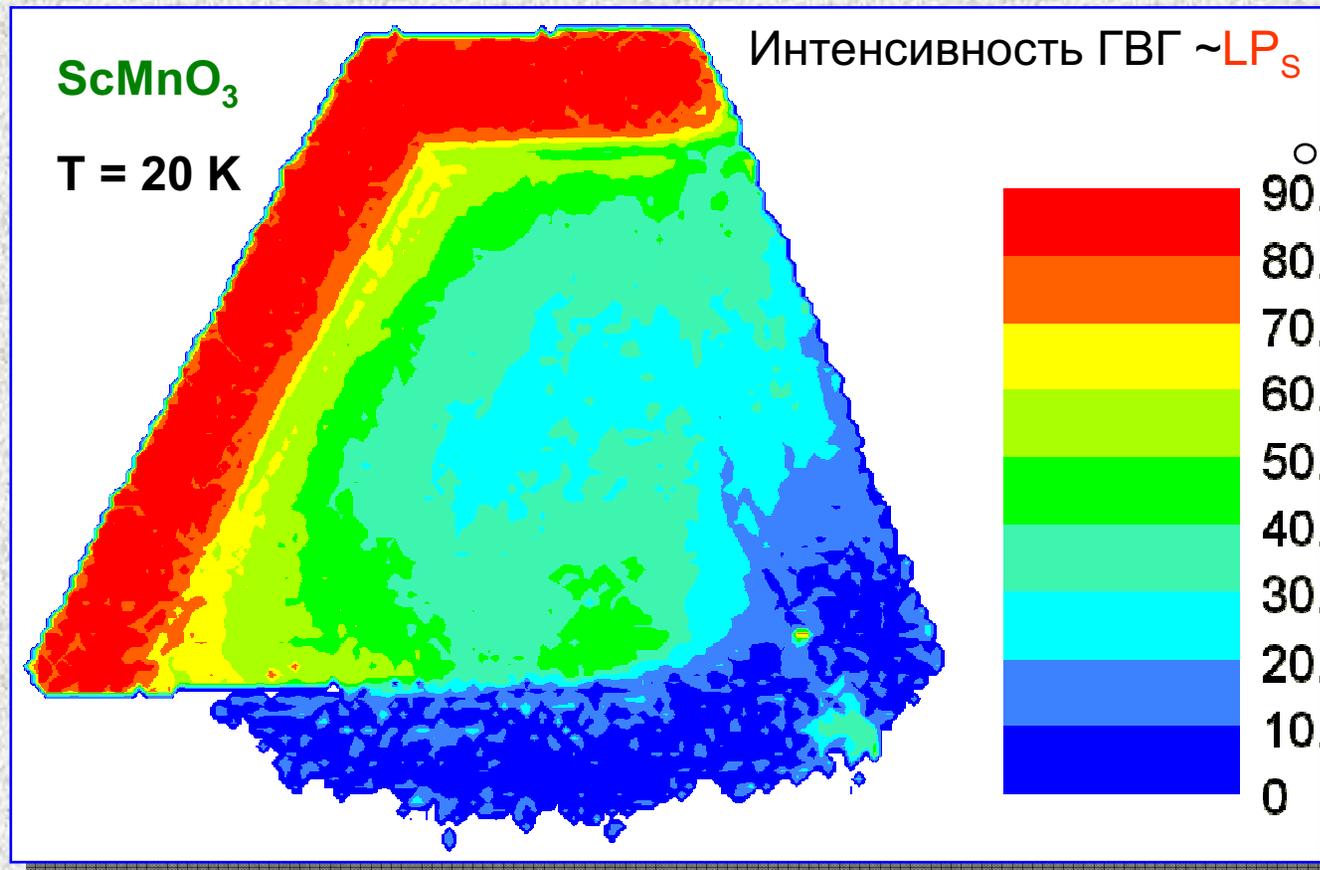


**Fig. 5a,b.** Two images of domains in  $\text{YMnO}_3$  obtained at 2.454 eV using method (i). The contrast between dark and bright domains is about 3 : 1. The difference in contrast between the two images was achieved by tilting the quartz glass plate. The exposure time was about 5 minutes. The size of the sample is 2.5 mm  $\times$  3.5 mm



**Fig. 3a-c.** Three images of domains in a flux-grown sample of  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Domains in a were obtained at 2.190 eV using the method of intrinsic reference. Image b was measured without any reference, and image c by method (ii) at 1.728 eV. The size of the sample is 2 mm  $\times$  1 mm. Note that the domain structure in a and c look different, because the sample was heated above  $T_N$  between both measurements

# Антиферромагнитная доменная структура в $\text{ScMnO}_3$



Цветовая кодировка соответствует различным направлениям антиферромагнитного вектора.

Appl. Phys. Lett. (2002).

## Контроль антиферромагнитных доменов в $\text{YMnO}_3$

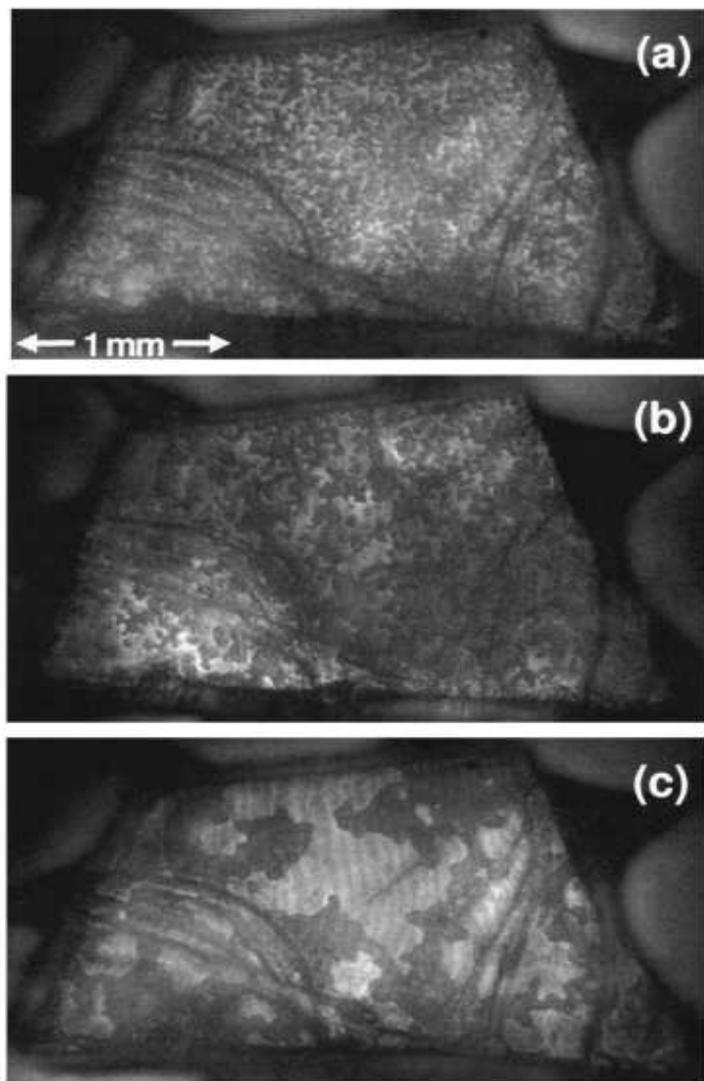


FIG. 3. Three images of small (a), medium (b), and large (c) domain states in an as-grown sample. Access to each of these states can be achieved via heat treatment processes shown in Fig. 4.

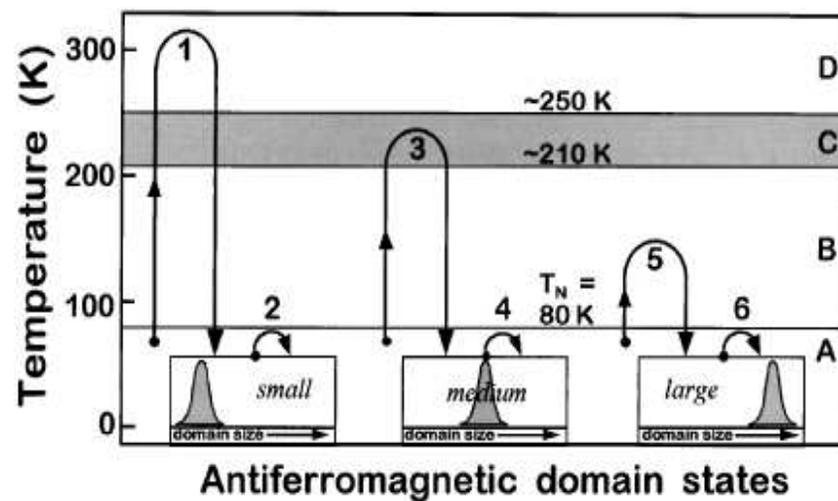
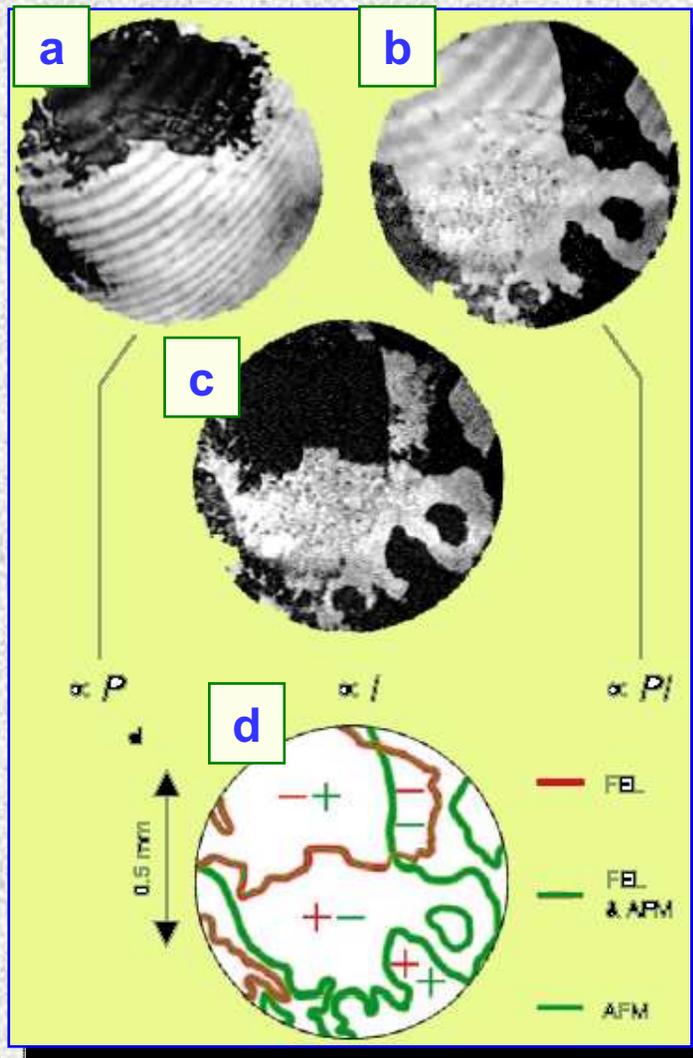


FIG. 4. Diagram showing thermal routes to different AFM states, characterized by domains of small, medium, and large size. Distribution functions of domain size for each state are shown schematically.

## Взаимодействие сегнетоэлектрических и антиферромагнитных доменных стенок в $\text{YMnO}_3$



### Визуализация доменов методом ГВГ

- a) Светлые и темные области являются  $180^\circ$  сегнетоэлектрическими доменами  $\pm P$ .
- b) Светлые и темные области соответствуют разному знаку произведения  $\pm P L$ .
- c) Интерференция двух вкладов  $\chi(P)$  и  $\chi(PL)$ . Светлые и темные области соответствуют  $180^\circ$  антиферромагнитным доменам  $\pm L$ .
- d) Сегнетоэлектрические и антиферромагнитные доменные стенки, разделяющие 4 типа комбинаций доменов  $(+ +)$ ,  $(+ -)$ ,  $(- -)$  и  $(- +)$ .

## Structure and Interaction of Antiferromagnetic Domain Walls in Hexagonal YMnO<sub>3</sub>

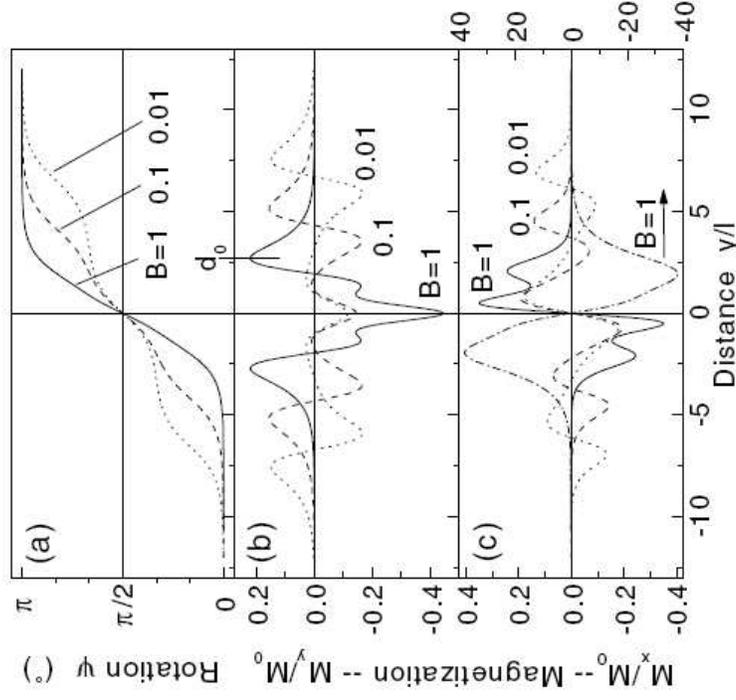
A. V. Goltsev,<sup>1</sup> R. V. Pisarev,<sup>1</sup> Th. Lottermoser,<sup>2</sup> and M. Fiebig<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Ioffe Physical Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Max-Born-Institut, Max-Born-Straße 2A, 12489 Berlin, Germany*

(Received 21 January 2003; published 2 May 2003)

The structure of antiferromagnetic (AFM) domain walls and their interaction with lattice strain are derived taking the multiple-order-parameter compound YMnO<sub>3</sub> as a model example. Contrary to the conviction that AFM domain walls are energetically unfavorable, their interaction with lattice strain lowers the total energy of the system and leads to a piezomagnetic clamping of the electric and magnetic order parameters in good agreement with the available experimental data.



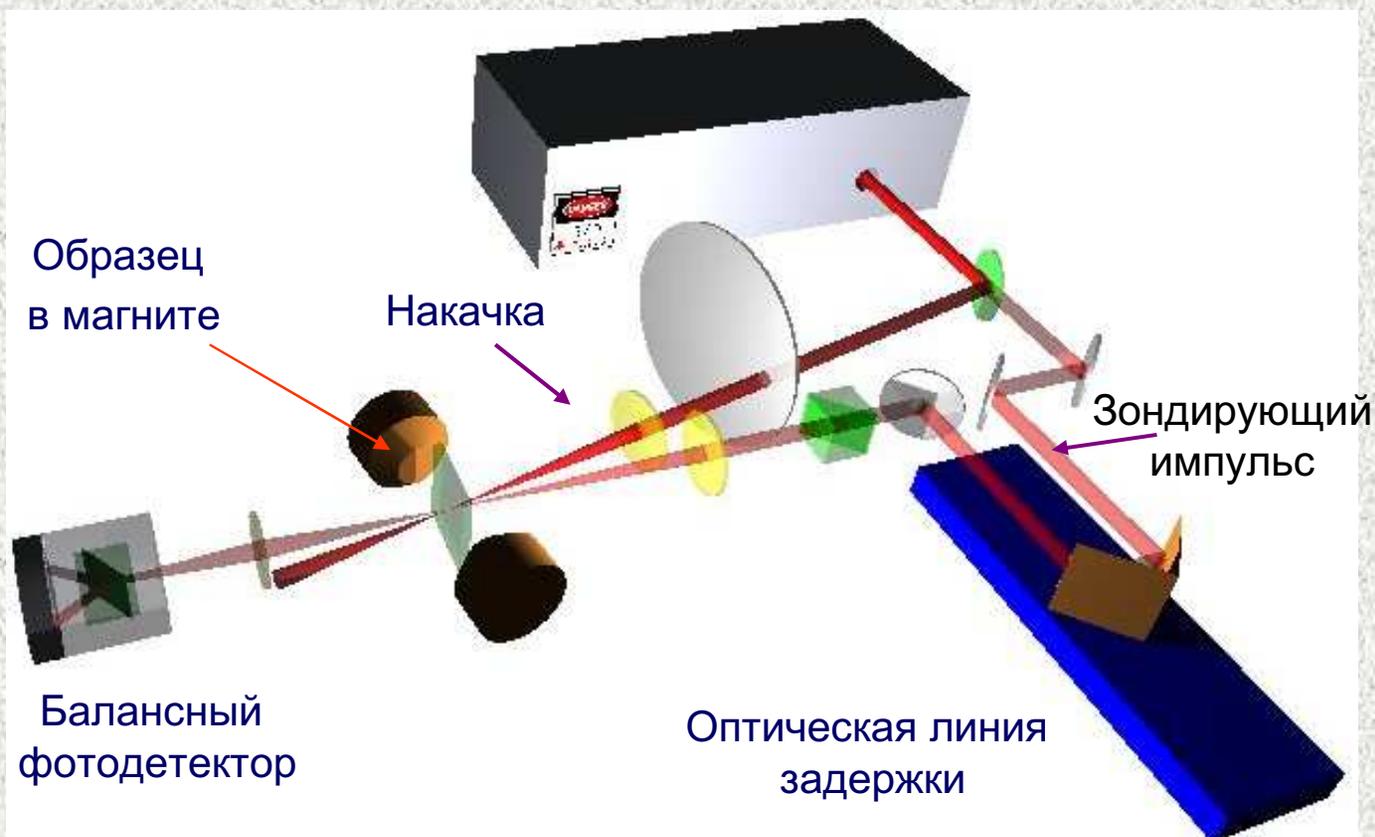
$$E_{\text{pm}} = q_{ijk} M_i \sigma_{jk} \equiv -\mathbf{H}_{\text{eff}} \mathbf{M},$$

FIG. 2. Profile of the AFM domain wall along the  $x$  axis with an in-phase rotation of  $\text{Mn}^{3+}$  spins at  $z = 0$  and  $z = c/2$ . (a) Angle of rotation of the  $\text{Mn}^{3+}$  spins versus normalized distance  $y/l$  from the center of the AFM domain wall for different values of  $B = K_2/(3K_6)$ . (b),(c)  $y$  and  $x$  components of the density of the magnetic moment of the AFM in-phase wall for different values of  $B$ , and of the AFM antiphase wall for  $B = 1$  (dash-dotted line). The magnetic moment is normalized to  $M_0 = S/(6\sqrt{3}c^2)$ , with  $S$  as  $\text{Mn}^{3+}$  magnetic moment,  $l$  as characteristic length, and  $c$  as lattice constant along  $z$  [see Eqs. (4)–(8)].

**ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА  
МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

# ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Титан - сапфировый лазер 150 фс (80 МГц)



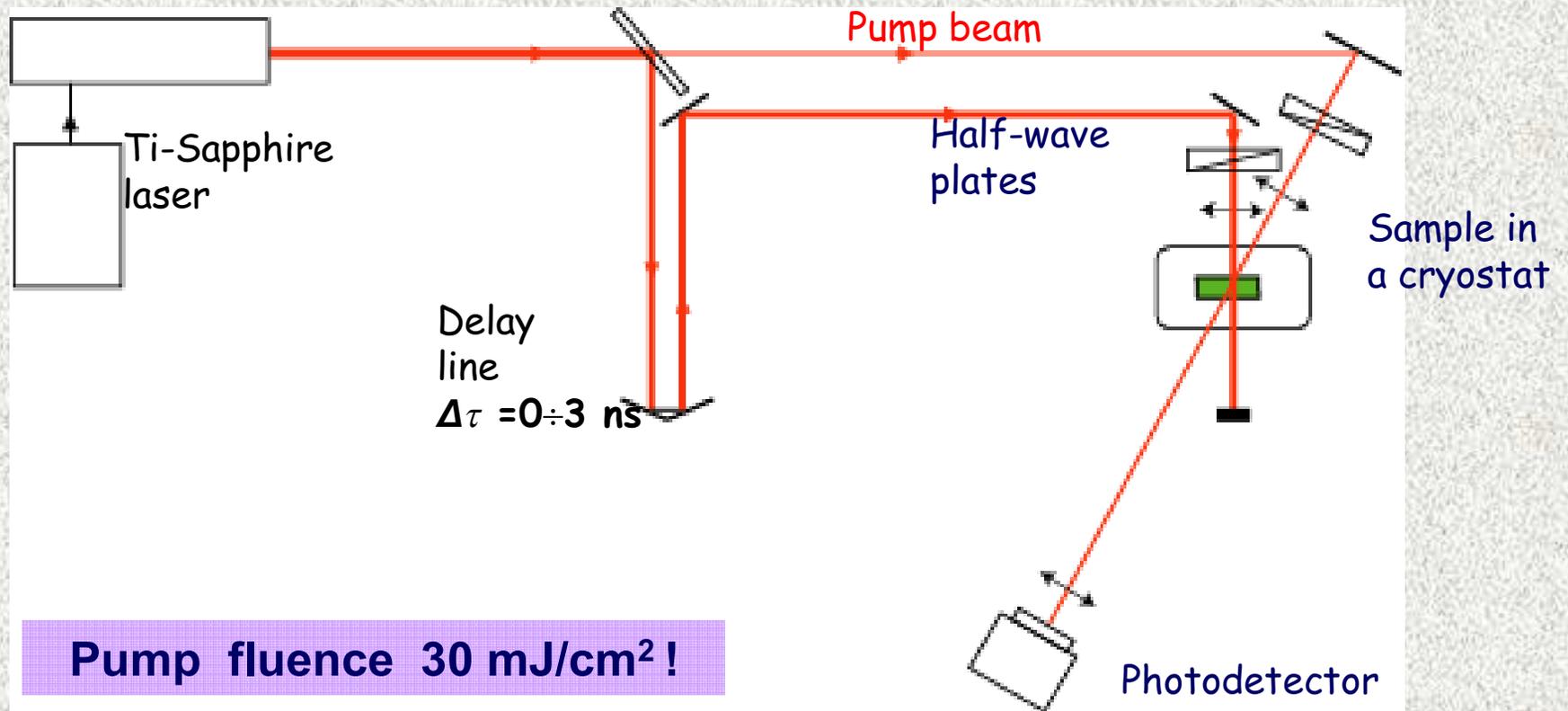
# Установка с оптическим усилителем

Amplifier

Pulse 100 fs  
 $f = 1$  kHz  
 $\lambda = 800$  nm

Beam splitter

Probe beam



## Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel

E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot

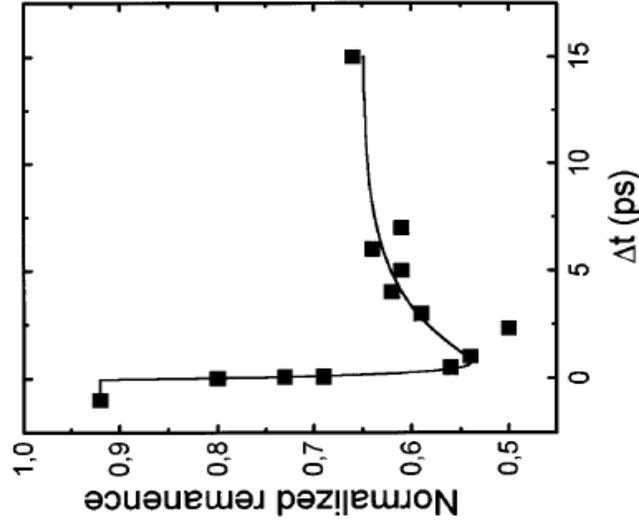


FIG. 2. Transient remanent longitudinal MOKE signal of a Ni(20 nm)/MgF<sub>2</sub>(100 nm) film for 7 mJ cm<sup>-2</sup> pump fluence. The signal is normalized to the signal measured in the absence of pump beam. The line is a guide to the eye.

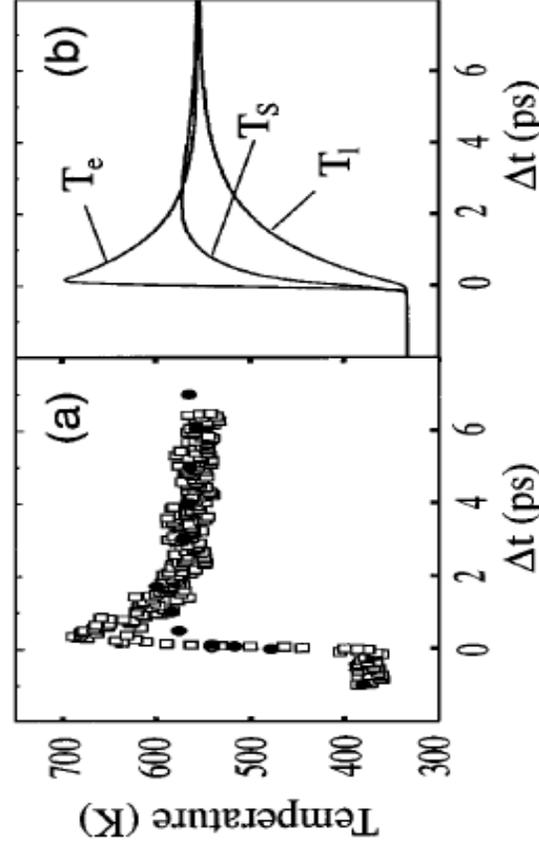
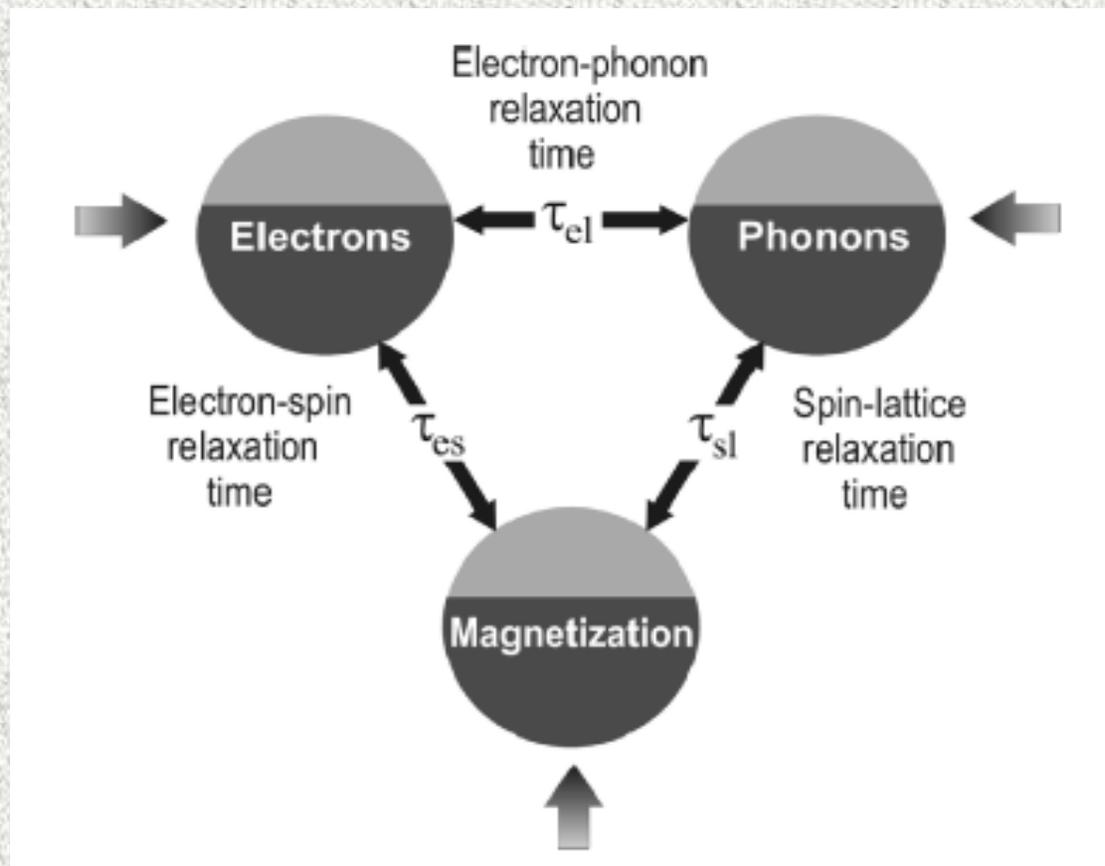


FIG. 3. (a) Experimental spin ( $T_s$ ) and electron ( $T_e$ ) temperatures estimated as explained in the text. The experimental conditions are those of Fig. 2. (b) Calculated spin ( $T_s$ ), electron ( $T_e$ ), and lattice ( $T_l$ ) temperatures from Eqs. (1). The relevant parameters are given in the text.

## ТЕПЛОВЫЕ РЕЗЕРВУАРЫ В МАГНИТНОМ МАТЕРИАЛЕ



Накачка энергии в один из резервуаров приводит к неравновесному распределению возбуждений. Затем начинается процесс обмена энергией между резервуарами с характерными временами  $\tau_{ij}$ .

## Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel

E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot

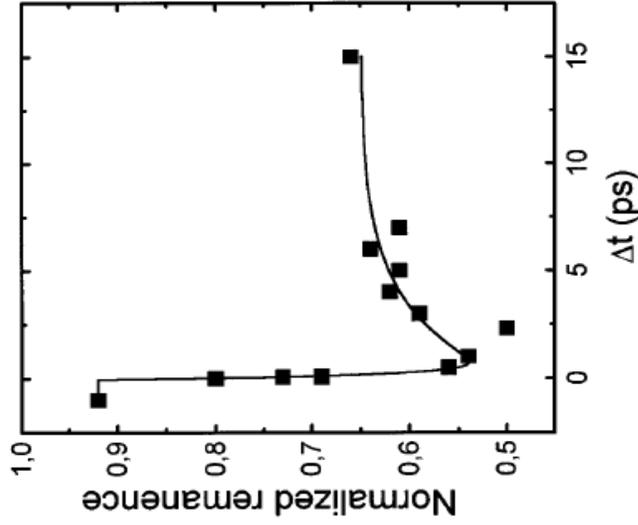


FIG. 2. Transient remanent longitudinal MOKE signal of a Ni(20 nm)/MgF<sub>2</sub>(100 nm) film for 7 mJ cm<sup>-2</sup> pump fluence. The signal is normalized to the signal measured in the absence of pump beam. The line is a guide to the eye.

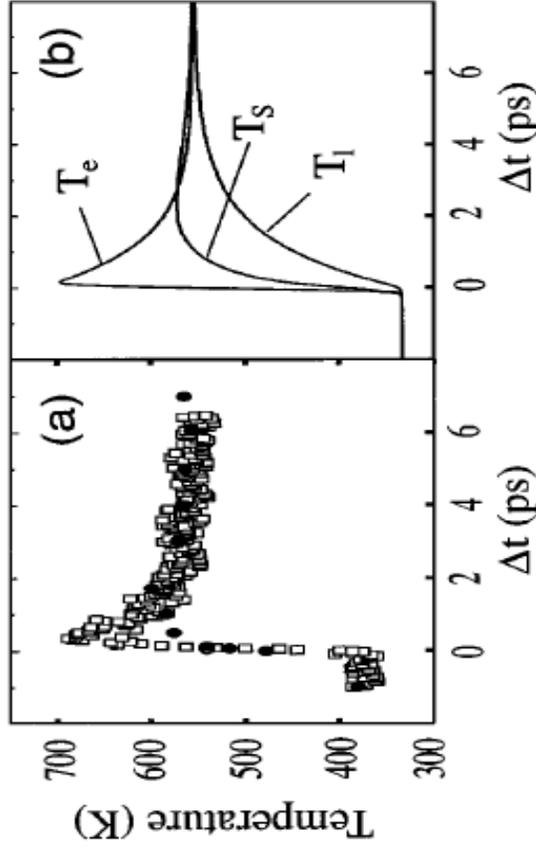
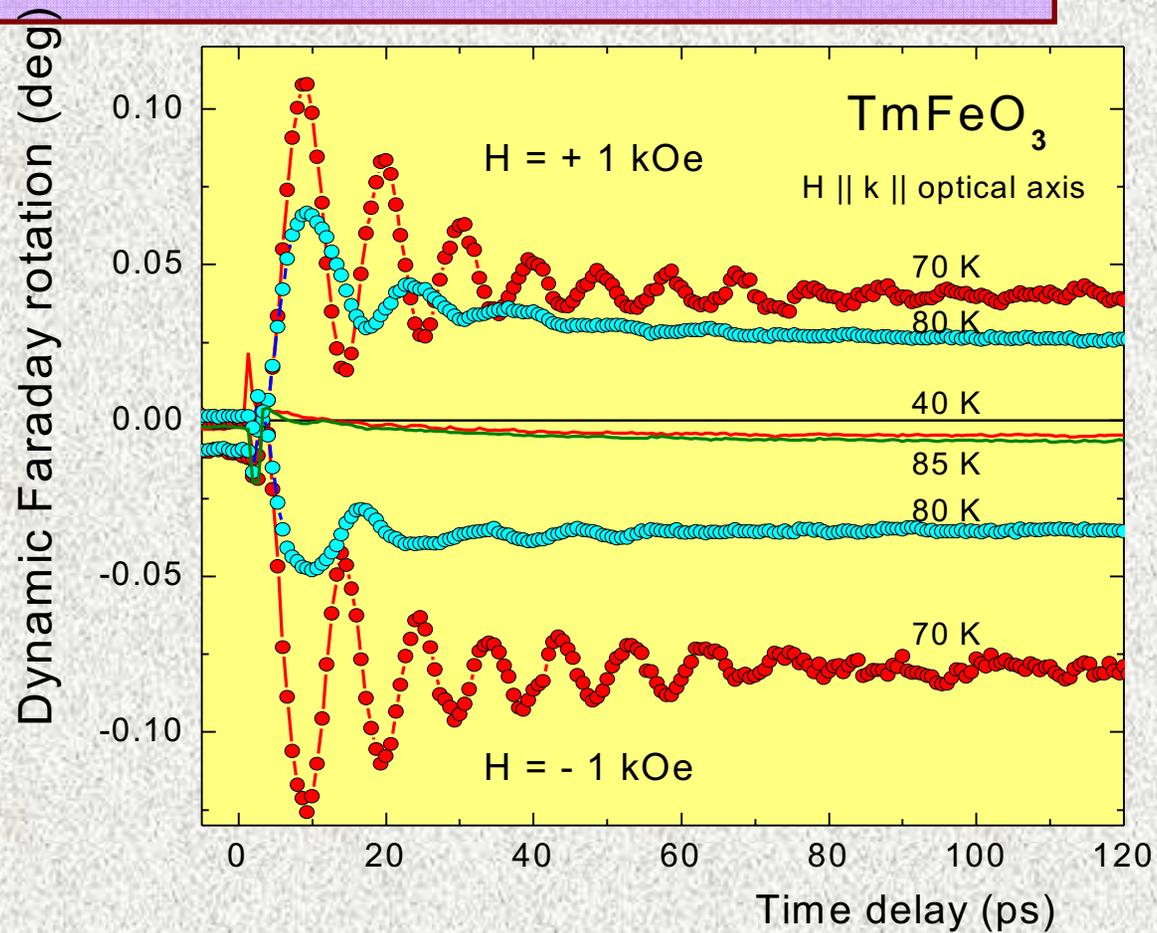


FIG. 3. (a) Experimental spin ( $T_s$ ) and electron ( $T_e$ ) temperatures estimated as explained in the text. The experimental conditions are those of Fig. 2. (b) Calculated spin ( $T_s$ ), electron ( $T_e$ ), and lattice ( $T_l$ ) temperatures from Eqs. (1). The relevant parameters are given in the text.

# ЛАЗЕРНО - НАВЕДЕННАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ



*Лазерный импульс ~ 150 фс возбуждает терагерцовые колебания намагниченности!*

Nature (London), 429, 655 (2004).

## **ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СИЛЫ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ**

**Л. П. Питаевский**

Показано, что выражение для тензора натяжений переменного электрического поля в прозрачной среде с дисперсией совпадает с обычным выражением для недиспергирующей среды. Показано также, что у диэлектрической проницаемости, вещественной в том случае, если параметры среды не зависят от времени, появляется мнимая часть, когда эти параметры изменяются во времени. Получено выражение для тензора натяжений переменного электрического поля в прозрачной жидкости, находящейся в постоянном магнитном поле.

## Обратный эффект Фарадея (эффект Питаевского)

$$\mathbf{B}(0) = \mathbf{H}(0) + 1/4 E_j^*(\omega) E_k(\omega) \delta\epsilon_{jk}/\delta\mathbf{H}$$

ЛППП, ЖЭТФ 1960  
Sov. Phys. JETP 1961

$$\mathbf{M}(0) = -i (1/16) f [ \mathbf{D}^*(\omega) \times \mathbf{D}(\omega) ]$$

л-л, ЭСС 1992

Электрическое поле  $\mathbf{E}(\omega)$  [электрическая индукция  $\mathbf{D}(\omega)$ ] с круговой поляризацией создает в **любой прозрачной (!)** среде средний магнитный момент  $\mathbf{B}(0)$ .

Эксперимент и квантово-механическая теория в немагнитных кристаллах,  
Van der Ziel, Pershan, Malmstrom, PRL (1965), PR (1966).

Теория построена для термодинамически-равновесного состояния.  
Эксперимент проводился с импульсами, длительность которых больше времени установления равновесия в спиновой системе.

## ПРЯМОЙ И «ОБРАТНЫЙ» ЭФФЕКТЫ ФАРАДЕЯ

Взаимодействие света с намагниченными средами проявляется в магнитооптических явлениях. Хорошим примером является эффект Фарадея:

$$\alpha_F = \chi/n \mathbf{M} \cdot \mathbf{k}.$$

Мало известен «обратный» эффект Фарадея (Питаевский, 1960), когда круговое электрическое поле  $\mathbf{E}(\omega)$  наводит  $\mathbf{M}(0)$ :

$$\mathbf{M}(0) = \chi/16\pi [\mathbf{D}(\omega) \mathbf{D}^*(\omega)].$$

Необычайно важным является то, что оба явления определяются одной и той же магнитооптической восприимчивостью  $\chi$ , т.е. чем больше в веществе эффект Фарадея, тем легче навести в нем намагниченность при циркулярном лазерном возбуждении.

# Прямой и обратный магнитооптические эффекты Фарадея

## Плотность энергии электрического поля света

$$W = (1/8\pi) [ \varepsilon_+ |E_+|^2 + \varepsilon_- |E_-|^2 ],$$

$$\text{где } \varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{xx} \pm i \varepsilon_{xy}, \quad E_{\pm} = E_{xx} \pm i E_{xy}.$$

### 1) Поворот плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль магнитного поля

$$\Delta n = n_+ - n_- = \sqrt{\varepsilon_+} - \sqrt{\varepsilon_-} = \sigma H.$$

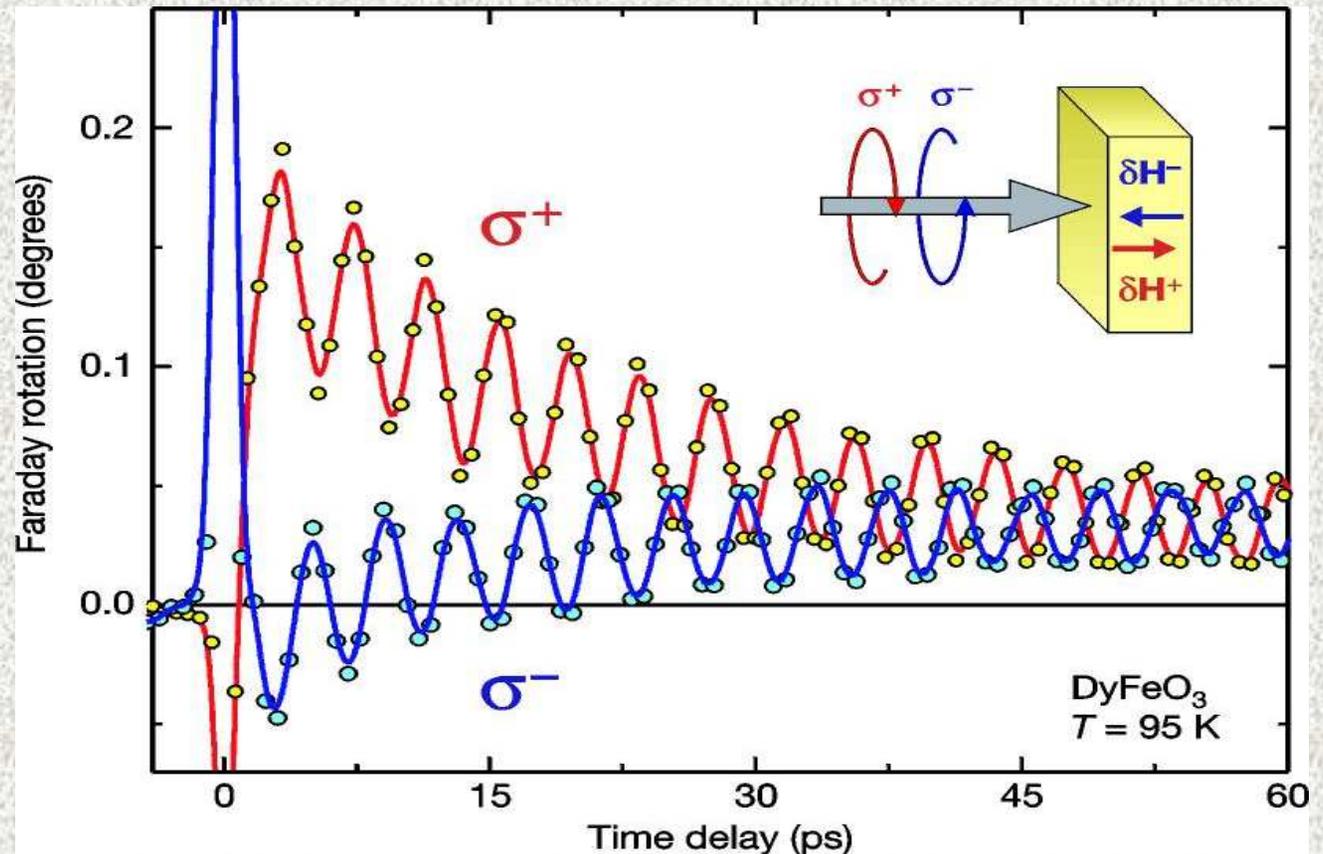
### 2) Обратный эффект Фарадея - намагничивание, наведенное светом

$$M = - \delta W / \delta H = (1/8 \pi) \sigma (|E_-|^2 - |E_+|^2).$$

Прямой и обратный эффекты Фарадея определяются  
одной и той же восприимчивостью!

# НЕТЕРМИЧЕСКИЙ СВЕРХБЫСТРЫЙ КОНТРОЛЬ НАМАГНИЧЕННОСТИ

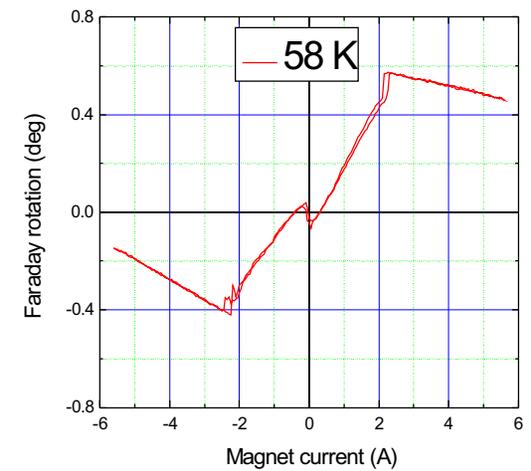
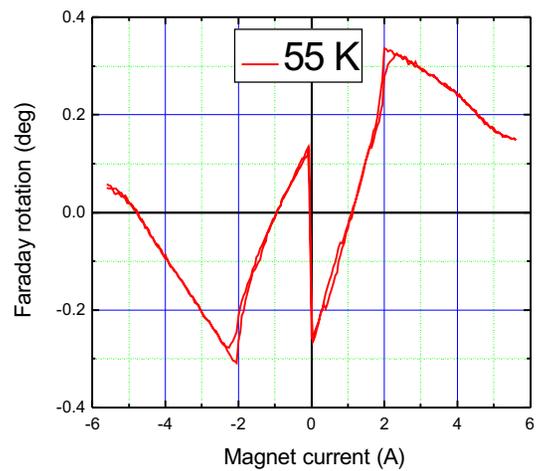
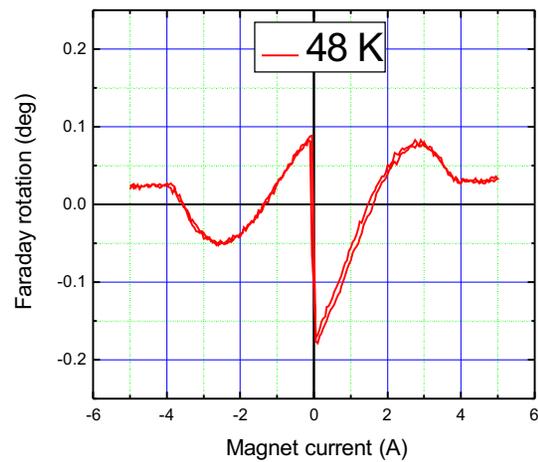
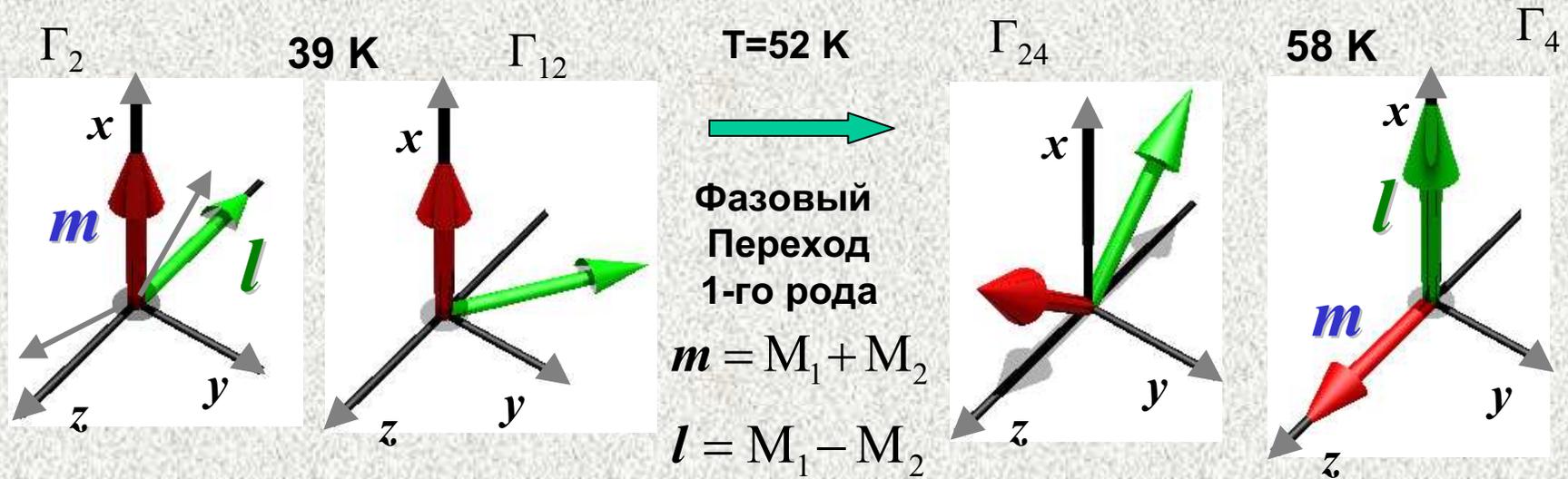
$$M(0) = \frac{\chi}{16\pi} [E(\omega) \times E^*(\omega)]$$



*Круговая накачка ( $\sigma_{\pm}$ ) возбуждает магнитные колебания с противоположными фазами!*

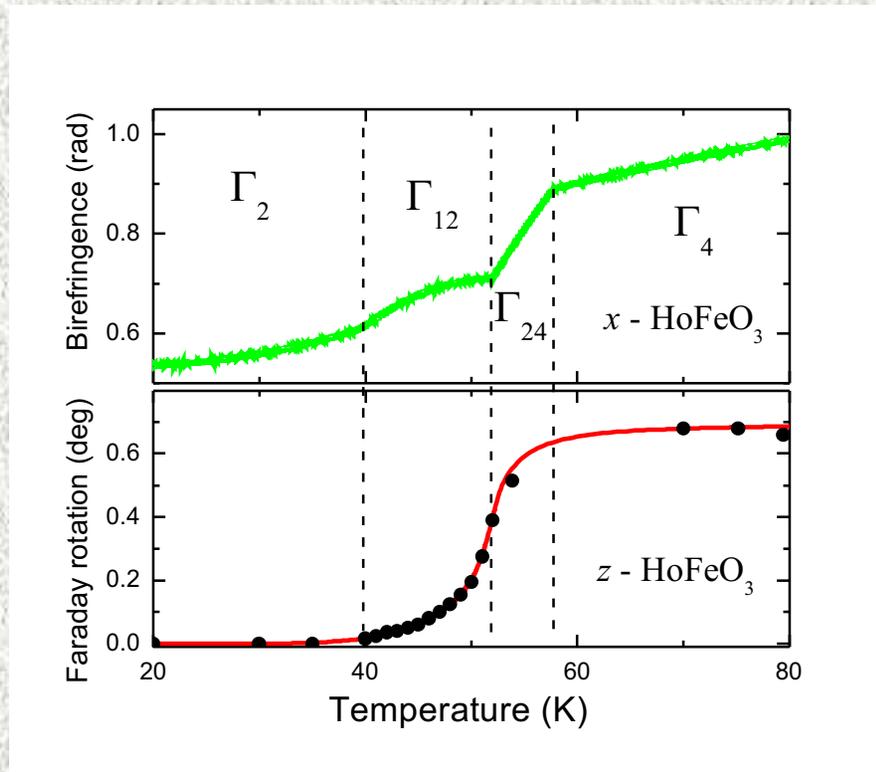
Nature (London), 435 (2), 655 (2005).

# МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $\text{HoFeO}_3$ - СТАТИКА

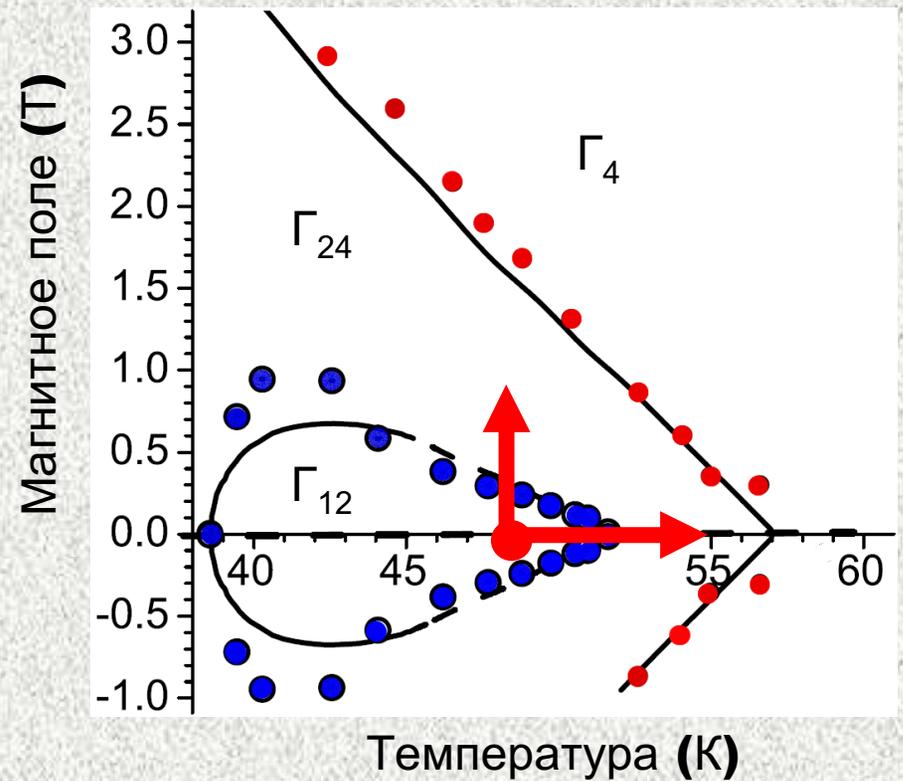


Для мониторинга фазовых переходов используется эффект Фарадея.

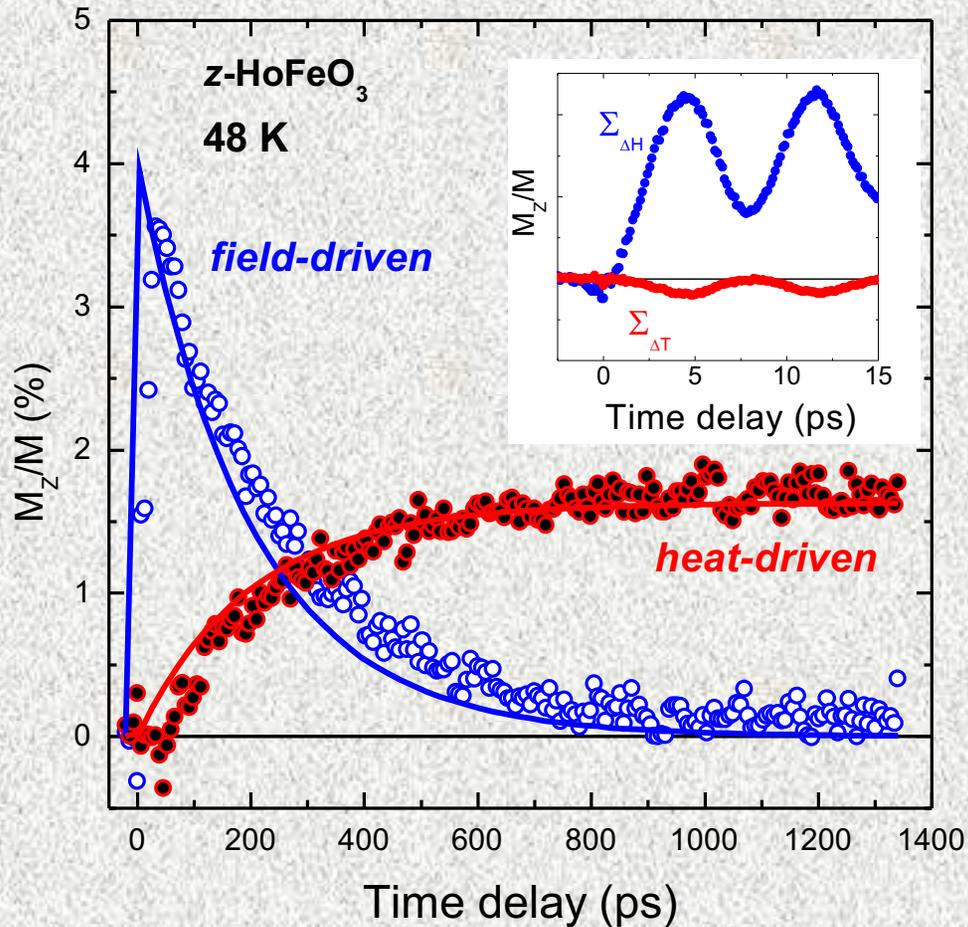
# МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $\text{HoFeO}_3$



Фазовая диаграмма  $H \parallel z$



# ТЕПЛОВОЙ И НЕТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ



Характерное время

тепловой ~300 ps

нетепловой ~ 4 ps

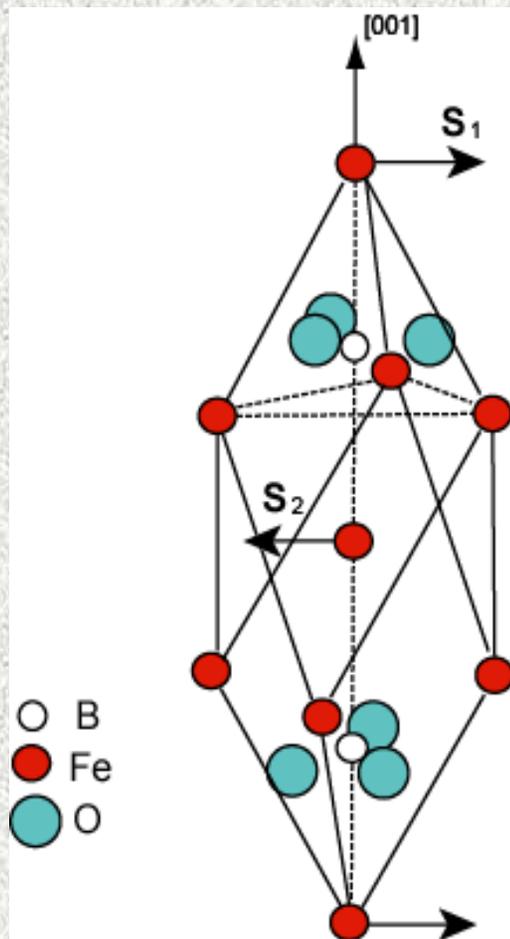
Длительность импульса  
~0.1 ps!

$$\text{Тепловой} = \alpha_F(\sigma^{(+)}) + \alpha_F(\sigma^{(-)})$$

$$\text{Нетепловой} = \alpha_F(\sigma^{(+)}) - \alpha_F(\sigma^{(-)})$$

## Impulsive Generation of Coherent Magnons by Linearly Polarized Light in the Easy-Plane Antiferromagnet $\text{FeBO}_3$

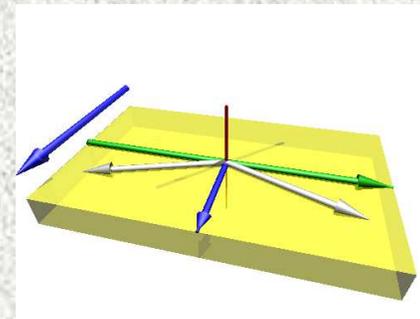
A. M. Kalashnikova,<sup>1,2</sup> A. V. Kimel,<sup>1</sup> R. V. Pisarev,<sup>2</sup> V. N. Gridnev,<sup>2</sup> A. Kirilyuk,<sup>1</sup> and Th. Rasing<sup>1</sup>



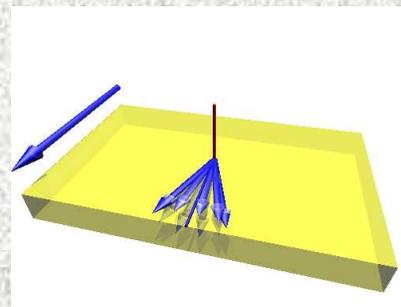
Это антиферромагнетик со слабым Ферромагнетизмом ниже  $T_N=348$  К

$$\mathbf{L} = \mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2$$

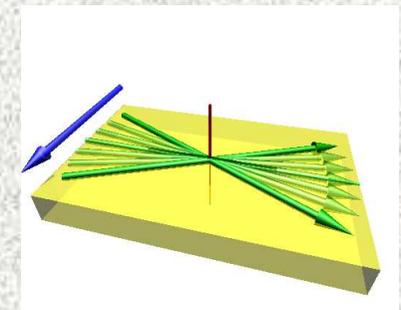
$$\mathbf{M} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$$



$$m_z(t) < m_y(t)$$



$$I_x(t) \gg m_{y,z}(t)$$



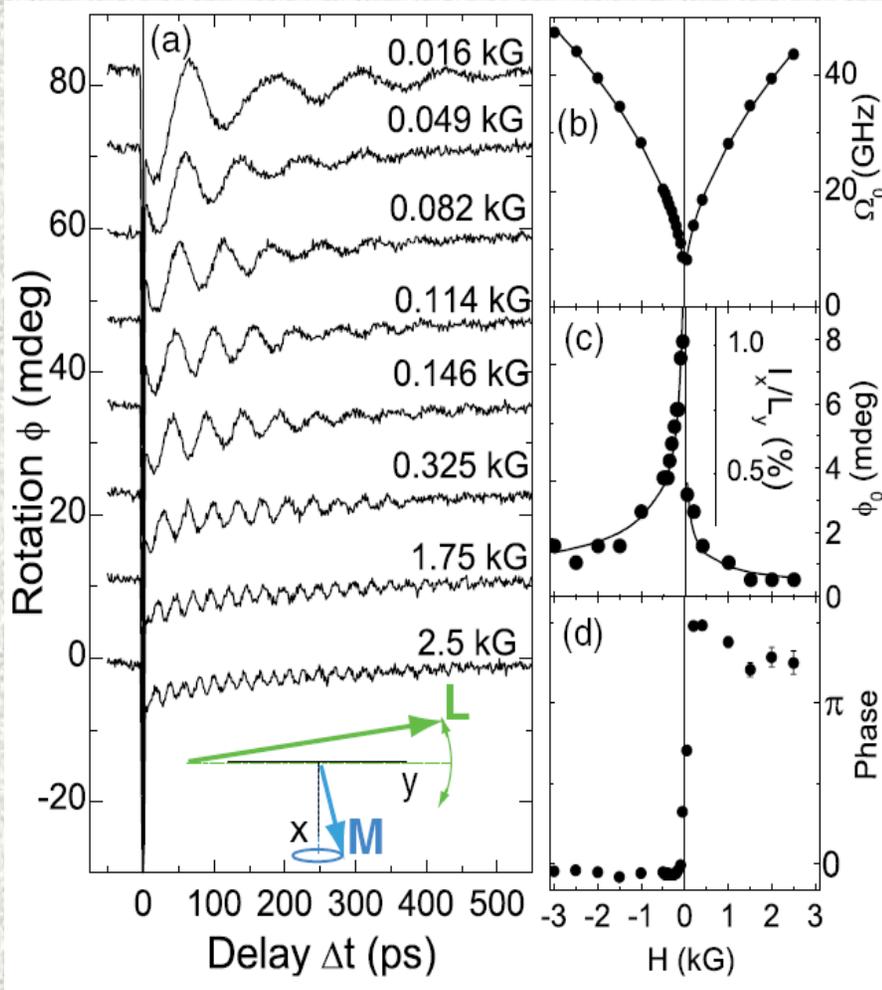


FIG. 1 (color online). (a) The probe polarization rotation vs the time delay between linearly polarized pump and probe pulses for different values of applied magnetic field. (b) Dependence of the oscillation frequency on the magnetic field (symbols) and the field dependence of the FMR mode frequency  $\Omega_0$  (1). (c) Experimental (symbols) and calculated with Eq. (6a) oscillation amplitude vs the magnetic field. (d) The initial phase of the oscillations vs the applied field.

$$\Omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + H_D) + 2H_E H_a}$$

## Квази-ферромагнитная мода

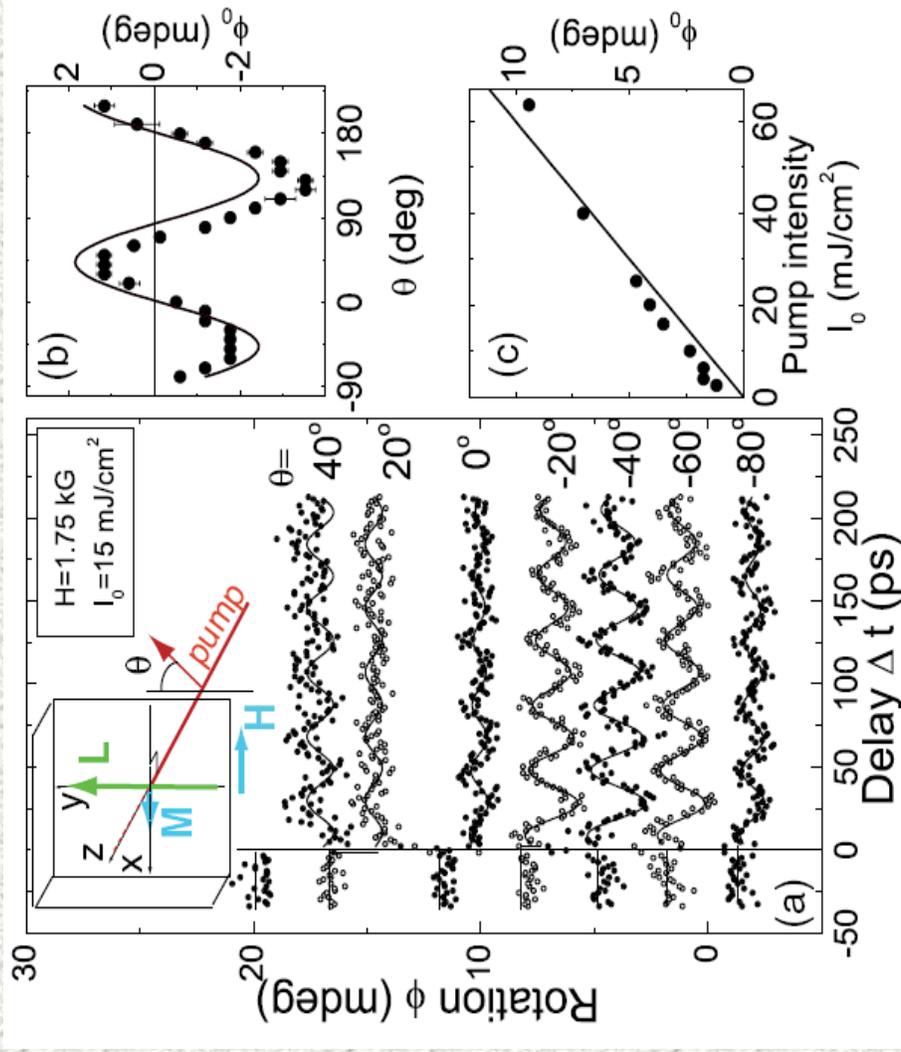
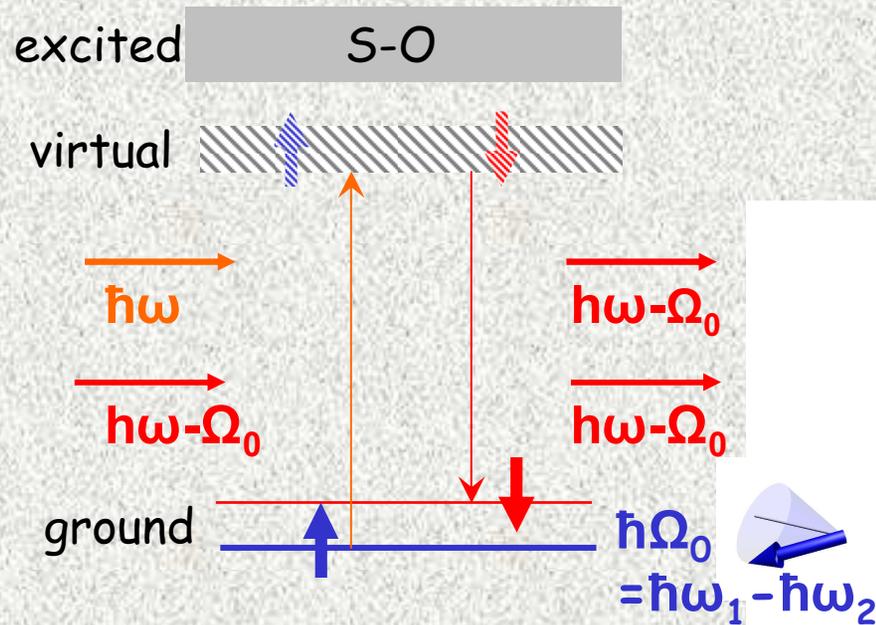


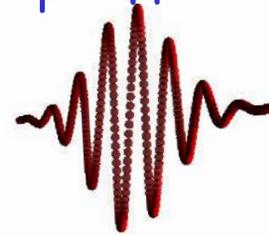
FIG. 2 (color online). (a) The probe polarization rotation vs the time delay between pump and probe pulses for different linear polarizations of the pump (see inset). The oscillation amplitude vs (b) the polarization and (c) intensity of the pump (symbols) and fit with Eq. (6a). (d–e) The rotation of the probe polarization vs the time delay for opposite helicities of the pump pulses propagating along the  $z$  and  $y$  axes.

# Взаимодействие короткого лазерного импульса с магнитной средой

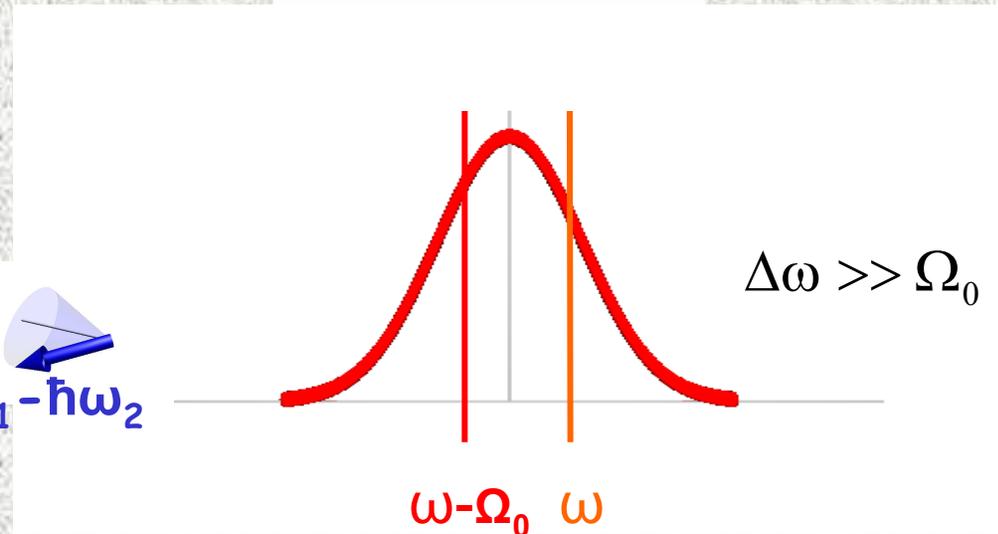
Рамановское рассеяние на магнонах



Лазерный импульс короче, чем период спиновой прецессии



$$\Delta t \ll \tau$$



Импульсное стимулированное рамановское рассеяние

## **Phenomenological theory for coherent magnon generation through impulsive stimulated Raman scattering**

V. N. Gridnev\*

*Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia*

(Received 25 October 2007; revised manuscript received 30 January 2008; published 21 March 2008)

We present a phenomenological theory for impulsive generation of coherent magnons in magnetic dielectrics through impulsive stimulated Raman scattering. Consideration is given to a lattice which has an arbitrary number of localized spins in each magnetic unit cell. A general expression for the modulation of optical dielectric permittivity by light-induced spin waves is derived and its symmetry properties with respect to time reversal are analyzed. A simple cubic ferromagnet and a rutile-type structure antiferromagnet are treated as examples of application of the theory. It is shown that the ellipticity of the spin precession, inherent to spin waves in antiferromagnets, leads to an enhancement of the amplitude of light-induced spin waves.



# Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet $\text{FeBO}_3$

A. M. Kalashnikova,<sup>1,2</sup> A. V. Kimmel,<sup>1</sup> R. V. Pisarev,<sup>2</sup> V. N. Gridnev,<sup>2</sup> P. A. Usachev,<sup>2</sup> A. Kirilyuk,<sup>1</sup> and Th. Rasing<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*IMM, Radboud University Nijmegen, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands*

<sup>2</sup>*A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia*

(Received 14 June 2008; revised manuscript received 4 August 2008; published 2 September 2008)

Coherent magnons and phonons are excited by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet  $\text{FeBO}_3$ . Impulsive stimulated Raman scattering (ISRS) is proven to be the microscopic mechanism of the excitation. It is shown that coherent magnons can be excited by both linearly and circularly polarized laser pulses where the efficiency of the process depends on the mutual orientation of the magnetic and crystallographic axes and the light propagation direction. The strong ellipticity of the ferromagnetic magnon mode is demonstrated, both experimentally and theoretically, to be essential for the excitation and observation of such coherent magnons. Because of this ellipticity, the amplitude of the coherent magnons excited by linearly polarized light may exceed by 2 orders of magnitude the amplitude of those excited by circularly polarized light. The primary difference between the excitation of coherent magnons by linearly polarized pulses via ISRS and via the earlier reported process of photoinduced magnetic anisotropy is discussed. Furthermore, the ISRS process is found to be responsible for the excitation of two optical phonon branches (8.4 and 12.1 THz) observed in our experiments. A coherent excitation, with a temperature-independent frequency of 0.7 THz, has also been observed in the magnetically ordered phase but could not be assigned to any optical phonon modes known in  $\text{FeBO}_3$ . The well-pronounced dependence of the amplitude of this mode on temperature suggests that this mode of non-magnetic origin becomes Raman active only in the magnetically ordered phase and, therefore, can be excited and observed only below the Néel temperature.



## All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light

C. D. Stanciu,<sup>1,\*</sup> F. Hansteen,<sup>1</sup> A. V. Kimel,<sup>1</sup> A. Kirilyuk,<sup>1</sup> A. Tsukamoto,<sup>2</sup> A. Itoh,<sup>2</sup> and Th. Rasing<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Molecules and Materials, Radboud University Nijmegen, Toernooiveld 1, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands*

<sup>2</sup>*College of Science and Technology, Nihon University, 7-24-1 Funabashi, Chiba, Japan*

(Received 2 March 2007; published 25 July 2007)

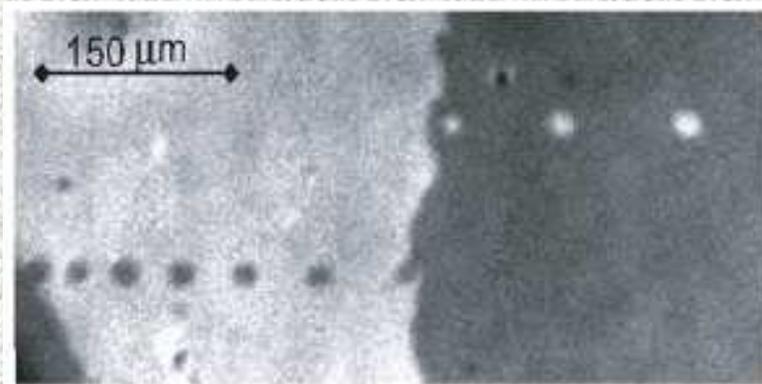
We experimentally demonstrate that the magnetization can be reversed in a reproducible manner by a single 40 femtosecond circularly polarized laser pulse, without any applied magnetic field. This optically induced ultrafast magnetization reversal previously believed impossible is the combined result of femtosecond laser heating of the magnetic system to just below the Curie point and circularly polarized light simultaneously acting as a magnetic field. The direction of this opto-magnetic switching is determined only by the helicity of light. This finding reveals an ultrafast and efficient pathway for writing magnetic bits at record-breaking speeds.

Перемагничивание доменов (запись информации)  
циркулярно-поляризованными лазерными импульсами  
с длительностью  $\sim 50$  фс

Домен плюс  $\uparrow$

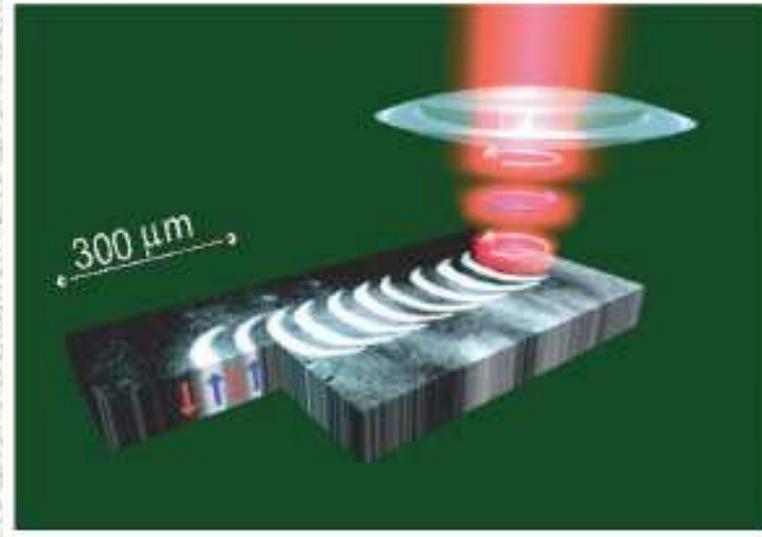
Домен минус  $\downarrow$

Циркулярная  
накачка  
МИНУС



Циркулярная  
накачка

ПЛЮС



Запись проведена  
без магнитного поля!

D. Stanciu et al, PRL (2007)

# Transient inverse Faraday effect and ultrafast optical switching of magnetization

M. I. Kurkin,<sup>1</sup> N. B. Bakulina,<sup>1</sup> and R. V. Pisarev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620041 Ekaterinburg, Russia*

<sup>2</sup>*Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 Saint Petersburg, Russia*

(Received 14 August 2008; revised manuscript received 1 October 2008; published 31 October 2008)

A model is proposed for describing the nonthermal switching of the spin magnetization  $\mathbf{M}_s$  caused by circularly polarized femtosecond laser pulses. At the initial stage the intense pulse induces in the magnetic medium a nonequilibrium orbital momentum  $\mathbf{L}_{\text{neq}}$  which in its turn creates a nonequilibrium anisotropy field  $\mathbf{H}_{\text{neq}}$  potentially capable to reorient  $\mathbf{M}_s$ . The field  $\mathbf{H}_{\text{neq}}$  is characterized by a mean value  $\langle \mathbf{H}_{\text{neq}} \rangle$  and fluctuations  $\delta \mathbf{H}_{\text{neq}}$  which both can be quite large in the nonequilibrium state. Transverse fluctuations  $\delta \mathbf{H}_{\text{neq}}^\perp \perp \langle \mathbf{H}_{\text{neq}} \rangle$  provide a supplementary channel for the coupling of spins with the lattice thus accelerating the spin-lattice relaxation necessary for the reorientation of  $\mathbf{M}_s$ . In contrast, longitudinal fluctuations  $\delta \mathbf{H}_{\text{neq}}^\parallel \parallel \langle \mathbf{H}_{\text{neq}} \rangle$  impede the reorientation of  $\mathbf{M}_s$  because they are responsible for the quenching of atomic-orbital momenta in the equilibrium state. They lead to strong oscillations of  $\mathbf{H}_{\text{neq}}$  thus drastically reducing  $\langle \mathbf{H}_{\text{neq}} \rangle$  down to a value comparable with the equilibrium magnetic anisotropy field. Were that the case the switching of  $\mathbf{M}_s$  would be illusive. In order to suppress these objectionable fluctuations of  $\delta \mathbf{H}_{\text{neq}}^\parallel$  we propose a mechanism resulting from the interatomic interaction  $V_{II}$  of orbital momenta. We show that the parameter  $V_{II}$  can be chosen in such a way that, on one hand, it cannot restore the quenched orbital momenta in the equilibrium state, and on the other hand, it can suppress the longitudinal oscillations of  $\mathbf{H}_{\text{neq}}$  to a sufficiently low level  $\delta H_{\text{neq}}^\parallel / \langle H_{\text{neq}} \rangle \approx 0.1$ . The switching of  $\mathbf{M}_s$  becomes feasible provided the lifetime  $\tau_q$  of the nonequilibrium state is longer than the spin-lattice relaxation time  $\tau_s$ .

## Сотрудничество

- **ФТИ РАН**

В. Н. Гриднев, А. М. Калашникова, В. В. Павлов,  
Р. В. Писарев, П. А. Усачев

- **Dortmund University**

M. Fiebig, D. Fröhlich, St. Leute, Th. Lottermoser

- **Radboud University Nijmegen**

A. V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing

# Обзоры

1. M. Fiebig, V. V. Pavlov, and R. V. Pisarev

*Optical second harmonic generation as a tool for studying electronic and magnetic structures of solids (review)*

J. Opt. Soc. Amer. B 22, 96 (2005).

2. A. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen, R. V. Pisarev, and T. Rasing

*Nonthermal optical control of magnetism and ultrafast laser-induced spin dynamics in solids*

J. Phys. Condens. Matter 19, 043201 (2007).

# **International Symposium**

## **Spin Waves 2009**

**St. Petersburg, Russia**

**June 7 -12, 2009**

**Deadline for abstracts April 1, 2009**

**<http://www.ioffe.ru/optics/SW2009/>**

**Спасибо за внимание!**