

НЕВЗАИМНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

B.H.Гридинев¹⁾

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 17 июня 1996 г.

Показано, что совершенная кристаллическая структура поверхности приводит к возникновению невзаимных оптических эффектов при отражении света от антиферромагнетиков с макроскопически нарушенной симметрией по отношению к обращению времени. Условием экспериментального отделения этих эффектов от объемных является наличие в пространственной группе кристалла плоскостей зеркального скольжения, перпендикулярных поверхности образца.

PACS: 75.50.Ee, 78.20.Ls

Благодаря успехам технологии в последние годы удалось получить магнитоупорядоченные кристаллы, в частности антиферромагнетики Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, с совершенной поверхностью, в которой геометрически правильное расположение ионов в узлах кристаллической решетки сохраняется вплоть до внешнего монослоя [1]. Хорошо известно, что структура решетки вблизи поверхности в той или иной степени отличается от структуры в объеме и зависит от способа приготовления поверхности. Определение этой структуры, а также характера магнитного упорядочения в поверхностном слое представляет важную задачу.

В этой работе мы укажем на существование невзаимных оптических эффектов (НЭ) при отражении света от антиферромагнетиков с макроскопически нарушенной симметрией по отношению к обращению времени (T -симметрия), обусловленных совершенной кристаллической поверхностью. Наблюдение таких эффектов могло бы дать информацию о кристаллической и магнитной структуре поверхностного слоя. Мы также укажем условия, при которых эти эффекты могут быть отделены от других невзаимных эффектов.

Впервые на существование НЭ в антиферромагнетиках, чувствительных к состоянию поверхности (мы будем называть их поверхностными), было указано в работе [2] (см. также [3]), где были рассмотрены НЭ при отражении света от антиферромагнетика с микроскопически нарушенной симметрией по отношению к обращению времени. Невзаимное вращение плоскости поляризации отраженного света составляет по оценке [2] величину порядка $a/\lambda \sim 10^{-4}$, где a – межатомное расстояние и λ – длина волны. В [2] рассматривалась модель антиферромагнетика, в которой магнитная и кристаллохимическая элементарные ячейки не совпадают. Отличительной особенностью микроскопического нарушения T -симметрии является отсутствие каких-либо других НЭ, то есть НЭ, которые могли бы наблюдаться и в случае шероховатой поверхности (мы будем называть такие эффекты объемными). Обратим внимание на то, что смысл терминов "поверхностный" и "объемный" отличается в данном случае от обычно используемого.

¹⁾e-mail: gridnev@star.shuv.pti.spb.su

Наблюдение невзаимного отражения света от антиферромагнетиков с микроскопически нарушенной Т-симметрией всегда несет информацию о структуре поверхности, и с этой точки зрения такие антиферромагнетики являются наиболее предпочтительными объектами для исследования поверхности таким методом. Однако на этом пути возникает одна очень существенная трудность. Дело в том, что кроме совершенства поверхности, для надежного экспериментального отделения НЭ от других оптических эффектов необходимо создание монодоменного состояния. В антиферромагнетике с микроскопически нарушенной Т-симметрией это трудно сделать контролируемым образом с помощью какого-либо внешнего воздействия. Иная ситуация имеет место в случае, когда вектор антиферромагнетизма является макроскопической величиной, как, например, в магнитоэлектриках или пьезомагнетиках. В этом случае совместное действие магнитного и электрического полей или магнитного поля и деформации переводят кристалл в монодоменное состояние, обозначаемое в дальнейшем ψ . Изменение знака магнитного поля приводит к изменению направлений спинов на противоположные и эквивалентно действию операции обращения времени на состояние кристалла: $\psi \rightarrow T\psi$. Таким образом, для этих классов антиферромагнетиков приготовление образцов в состояниях ψ и $T\psi$, необходимое для доказательства невзаимности отражения света, реально осуществимо.

Следует учесть, однако, что в антиферромагнетиках с макроскопически нарушенной Т-симметрией наряду с поверхностными существуют также и объемные НЭ, которые могут вносить вклад в измеряемые величины. С точки зрения феноменологической электродинамики такие эффекты возникают как результат пространственной дисперсии тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ik}(\omega, k)$ кристалла. В магнитоэлектриках и пьезомагнетиках симметрия допускает соответственно линейные и квадратичные члены разложения $\epsilon_{ik}(\omega, k)$ по волновому вектору k [4, 5]:

$$\epsilon_{ik}(\omega, k) = \epsilon_{ik}(\omega) + \gamma_{ikl}k_l + e_{ikj}\chi_{jln}k_l k_n, \quad (1)$$

где e_{ikj} – полностью антисимметричный единичный тензор, а Т-нечетные тензоры γ_{ikl} (полярный) и χ_{jln} (аксиальный) отличны от нуля в магнитоэлектриках и пьезомагнетиках, соответственно. Поэтому объемные НЭ составляют по порядку величины a/λ в магнитоэлектриках и $(a/\lambda)^2$ в пьезомагнетиках. И если в пьезомагнетиках еще можно пренебречь вкладом объема в НЭ, то в магнитоэлектриках для этого нет оснований. В действительности, надежное выделение поверхностных НЭ требует, чтобы вклад от объема отсутствовал бы вообще или был бы мал в силу симметрийных причин.

Мы укажем простой симметрийный критерий, позволяющий существенно уменьшить, а в идеальном случае исключить, вклад объема кристалла в невзаимное отражение света. Для простоты будем рассматривать нормальное падение света на кристалл. (Рассмотрение наклонного падения не вызывает существенных затруднений, но его удобнее делать, конкретизировав кристалл и геометрию эксперимента.) Как известно [6], при отражении нормально падающего света невзаимные эффекты отсутствуют, если образец, на который падает свет, обладает хотя бы одной плоскостью симметрии σ , перпендикулярной его поверхности. Если плоскость симметрии входит в пространственную группу бесконечного кристалла в комбинации с частичной трансляцией вдоль σ , то есть является плоскостью зеркального скольжения, то она уже не явля-

ется точной операцией симметрии полубесконечного кристалла из-за наличия границы и, следовательно, не запрещает НЭ в отражении. Отсюда следует, что НЭ в отражении разрешены только, если *все* плоскости симметрии кристалла, перпендикулярные поверхности, являются плоскостями зеркального скольжения. Очевидно, что такое невзаимное отражение существует только, если поверхность имеет совершенную кристаллическую структуру, так как только в этом случае эффект от наличия в пространственной группе кристалла элементов симметрии, содержащих частичные трансляции, не исчезает при усреднении вдоль поверхности.

Поверхностные НЭ такого типа имеют чисто симметрийную, геометрическую природу и их возникновение непосредственно не связано с изменением взаимодействий вблизи поверхности. Исключение из магнитной группы кристалла всех плоскостей симметрии, перпендикулярных поверхности, приводит к структуре, симметрия которой допускает существование магнитного момента, перпендикулярного поверхности. С этой точки зрения все НЭ данного типа имеют величину порядка a/λ , хотя численное значение будет, конечно, зависеть от структуры поверхностного слоя. Отметим, что наряду с невзаимными оптическими эффектами, указанный механизм ведет также и к возникновению оптических эффектов, инвариантных относительно преобразования $\psi \rightarrow T\psi$. Преимуществом измерений невзаимного отражения является возможность осуществить операцию $\psi \rightarrow T\psi$ над реальным образцом [7] (для магнитоэлектриков и пьезомагнетиков) и тем самым надежно отделить НЭ от других оптических эффектов, неизбежно присутствующих в реальном эксперименте.

Рассмотрим в качестве примера отражение света от антиферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, который при $T < 250$ К является пьезомагнетиком [8] и относится к пространственной группе D_{3d}^6 . Магнитная точечная группа D_{3d} содержит элементы симметрии: E , $2S_6$, $3U_2$, $2C_3$, $3\sigma_d$, I . Примем, что свет распространяется вдоль оси C_3 нормально поверхности кристалла. Если бы плоскость зеркального отражения σ_d была бы также и элементом симметрии полубесконечного кристалла, то НЭ в отражении были бы строго запрещены [6]. Если, однако, учесть что в пространственной группе D_{3d}^6 плоскости σ_d являются плоскостями зеркального скольжения, то σ_d уже не является элементом симметрии полубесконечного кристалла. Следовательно, в отраженном свете должны наблюдаться невзаимные вращение и эллиптичность порядка a/λ . Подчеркнем еще раз, что приведенная аргументация имеет смысл только для поверхности с совершенной кристаллической структурой.

Если все плоскости симметрии, перпендикулярные поверхности образца, входят в магнитную группу кристалла в комбинации с операцией обращения времени R , то объемные НЭ в отражении разрешены. Примером является антиферромагнетик-магнитоэлектрик Cr_2O_3 [9], магнитная точечная группа которого изоморфна группе D_{3d} и содержит элементы симметрии: E , $2S_6R$, $3U_2$, $2C_3$, $3\sigma_dR$, IR . В той же геометрии эксперимента, что и в предыдущем примере, невзаимное отражение света от Cr_2O_3 является объемным эффектом [7]. Поверхностные НЭ могут составлять в данном случае лишь часть полного невзаимного отражения.

Гексагональный антиферромагнетик-пьезомагнетик YMnO_3 [10] дает пример, когда имеются три элемента σR и три плоскости зеркального скольжения σ . В соответствии со сказанным выше, невзаимное отражение света, падающего

нормально вдоль оси C_6 , возникает только в случае совершенной отражающей поверхности.

Таким образом, мы показали, что при отражении света от антиферромагнетиков с макроскопически нарушенной Т-симметрией можно наблюдать невзаимные оптические эффекты, обусловленные регулярной кристаллической и магнитной структурой поверхности кристалла. Экспериментальные исследования зависимостей этих эффектов от температуры, внешних полей и других параметров могли бы дать существенную информацию прежде всего о степени и характере магнитного упорядочения в поверхностном слое.

Эта работа поддерживается Международным научным фондом и Российским фондом фундаментальных исследований.

-
1. H.-J.Freund, H.Kuhlenbeck, and V.Staemmler, Rep. Prog. Phys. **59**, 283 (1996).
 2. I.Dzyaloshinskii and E.V.Papamichail, Phys. Rev. Lett. **75**, 3004 (1995).
 3. A.L.Shelankov, G.S.Canright, and A.G.Rojo, Phys. Rev. Lett. **69**, 3132 (1992).
 4. R.M.Hornreich and S.Shtarkman, Phys. Rev. **171**, 1065 (1968).
 5. E.B.Graham and R.E.Raab, Phil. Mag. **60**, 269 (1992).
 6. A.L.Shelankov and G.E.Pikus, Phys. Rev. B **46**, 3326 (1992).
 7. B.B.Krichevtsov, V.V.Pavlov, R.V.Pisarev et al., J. Phys.: Condens. Matter **5**, 8233 (1993).
 8. В.П.Андрацкий, А.С.Боровик-Романов, ЖЭТФ **51**, 1030 (1966).
 9. И.Е.Дзялошинский, ЖЭТФ **37**, 881 (1959).
 10. G.A.Smolenskii, V.A.Bokov, V.A.Isupov et al., Helv. Phys. Acta **41**, 1187 (1968).