

ности полевой ионной микроскопии в исследовании атомнокристаллической структуры ВТСП-материалов.

Авторы выражают благодарность А.А. Самохвалову и Н.Н. Чеботаяву за помощь в работе.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K e l l o g g G.I., B r e n n e r S.S. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 1851-1853.
- [2] M e l m e d A.J., S h u l l R.D., C h i a h g C.K. F o w l e r H.A. // Science. 1988. V. 239. P. 176-179.
- [3] А р б у з о в а Т.И., С а м о х в а л о в А.А., Ч е б о т а е в Н.М., Н а у м о в С.В. В сб.: Тезисы докладов 1-го Всесоюзного совещания по высокотемпературной сверхпроводимости. Харьков. 1989. Т. 1. С. 153-154.
- [4] Г о м е р Р. Катализ. Электронные явления / Под ред. Баландина А.А. М., 1958. С. 104-151.
- [5] М ю л л е р Э., Ц о н ь Т. Автоионная микроскопия (принципы и применение). М.: Металлургия, 1972. с. 360.

Институт электрофизики  
УрОАН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию  
22 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 18 26 сентября 1989 г.  
07

### ЭФФЕКТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ РАССЕЯННОГО СВЕТА В ДВУПРЕЛОМЛЯЮЩИХ КРИСТАЛЛАХ

Л.А. Ф и л и м о н о в а, А.Н. А л е к с е е в

В кристаллах с микронеоднородностями можно наблюдать эффект пространственной модуляции интенсивности рассеянного света, ранее не описанный в литературе по кристаллооптике. Проявление эффекта сводится к тому, что пучок линейно-поляризованных оптических лучей, распространяющийся в двупреломляющем кристалле, представляется пространственно периодически промодулированным по интенсивности при наблюдении в направлении, перпендикулярном направлению его распространения, при этом период модуляции оказывается зависящим от направления распространения пучка света в кристалле. Рис. 1, а, б иллюстрирует это явление в кристалле молибдата гадолиния.

Можно предложить следующее объяснение этого эффекта. Войдя в кристалл, падающая волна делится на две волны, рас-

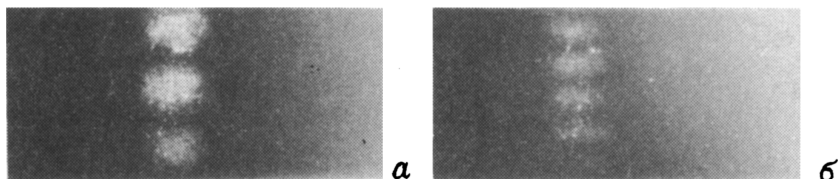


Рис. 1. Эффект пространственной модуляции рассеянного света в двупреломляющем монокристалле молибдата гадолия при двух различных углах входа лазерного пучка в кристалл.

пространяющиеся с различными скоростями, причем их векторы индукции  $\vec{D}$  колеблются в двух взаимно ортогональных направлениях. Разность фаз этих волн определяется соотношением:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n' - n'')l, \quad (1)$$

где  $l$  - расстояние, пройденное светом в кристалле,  $\lambda$  - длина волны падающего света,  $n'$ ,  $n''$  - показатели преломления света в данном направлении в кристалле.

Каждая из этих волн рассеивается на микронеоднородностях в кристалле, и если характерные размеры этих неоднородностей много меньше  $\lambda$ , то, согласно теории рэлеевского рассеяния, рассеянный свет оказывается линейно поляризованным, причем плоскость колебаний его вектора индукции  $\vec{D}$  перпендикулярна плоскости, в которой лежат направление распространения пучка света в кристалле и линия наблюдения. В частности (рис. 2, а), при наблюдении в направлении А или В колебания вектора  $\vec{D}$  рассеянного света оказываются параллельными соответственно линии А'А'' или В'В''. Таким образом, вдоль направлений А и В проходят лишь определенные компоненты каждого из двух распространяющихся в кристалле колебаний, интенсивности которых складываются с учетом разности их фаз  $\delta\varphi$ , определяемой соотношением (1). Выбирая в качестве А и В направления биссектрис углов между двумя взаимно ортогональными осями симметрии оптической индикатрисы двупреломляющего кристалла (биссектрис углов между осями  $x, y$  и  $x, -y$  на рис. 2), можно показать, что в результате интерференции двух монохроматических волн с разностью фаз  $\delta\varphi$  распределение интенсивностей  $I_A$  и  $I_B$  рассеянного света в направлениях А и В соответственно, определяется соотношениями:

$$I_A \sim \sin^2 \frac{\delta\varphi}{2}, \quad I_B \sim \cos^2 \frac{\delta\varphi}{2}. \quad (2)$$

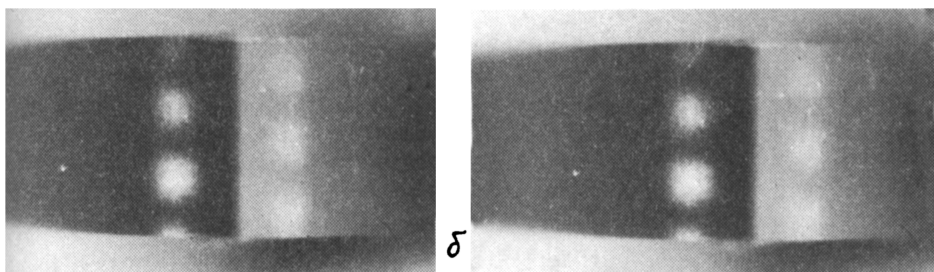
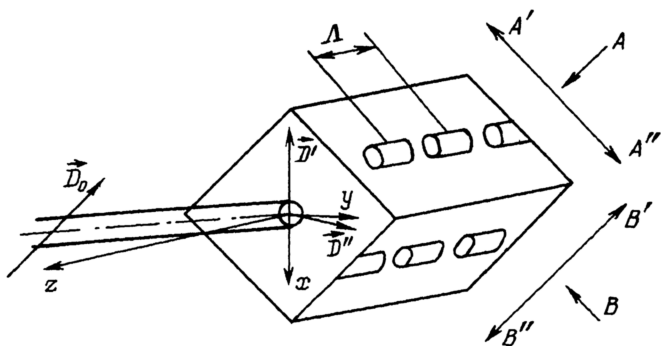


Рис. 2. К описанию эффекта пространственной модуляции рассеянного света: а) Схема эффекта;  $\vec{D}_0$  - вектор индукции падающего света,  $\vec{D}'$ ,  $\vec{D}''$  - векторы индукции преломленных волн;  $A'A''$  и  $B'B''$  - линии колебаний векторов индукции рассеянного света при наблюдении вдоль направлений  $A$  и  $B$  соответственно;  $x$ ,  $y$ ,  $z$  - главные оси оптической индикатрисы кристалла;  $\Lambda$  - период интерференционной картины рассеянного света. б) Дополнительность интерференционных явлений в рассеянном в разных направлениях свете в монокристалле молибдата гадолиния.

В результате интерференционные явления в указанных направлениях  $A$  и  $B$  оказываются взаимно дополнительными, что наглядно иллюстрируется рис. 2, б. При этом в соответствии с (2) и (1) период  $\Lambda$  интерференционной картины, наблюдаемой вдоль  $A$  или  $B$ , определяемый расстоянием  $l$  в кристалле, на котором разность фаз  $\delta\varphi$  изменяется на  $2\pi$ , дается соотношением:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n' - n''}, \quad (3)$$

откуда вследствие зависимости  $(n' - n'')$  от направления пучка света в кристалле следует соответствующая зависимость и для периода  $\Lambda$ , что до некоторой степени иллюстрируется рис. 4а, б. Из выражения (3) следует, что при прохождении света вдоль оптической оси кристалла ( $n' = n''$ ,  $\delta\varphi = 0$ ) период модуляции рассеянного света стремится к бесконечности и в соответствии с (2) в направлении А интенсивность рассеянного света равна нулю во всех точках пути лучей в кристалле, а в направлении В видна полоса света постоянной интенсивности. Минимальное значение периода  $\Lambda$  равно:

$$\Lambda_{min} = \frac{\lambda}{(n' - n'')_{max}} = \frac{\lambda}{n_z - n_x} \quad (4)$$

( $n_z, n_x$  - главные показатели преломления кристалла) и соответствует распространению пучка света вдоль оси у оптической индикатрисы кристалла.

Одна из возможностей практического использования обнаруженного эффекта связана с реализацией на его основе существенно более простого (в сравнении с известными) способа измерения главных показателей преломления кристаллов. Как известно, при распространении света вдоль одной из главных осей оптической индикатрисы плоскости колебаний преломленных волн параллельны плоскостям симметрии индикатрисы, а показатели преломления этих волн совпадают с главными показателями преломления кристалла. Пропуская свет поочередно вдоль главных осей индикатрисы и измеряя период модуляции рассеянного света, можно определить главные показатели преломления кристалла для данной длины волн  $\lambda$  из системы уравнений:

$$\left\{ \Lambda_i = \frac{\lambda}{n_j - n_k} \right\}, \quad (5)$$

где  $i$  - один из трех индексов  $x, y$  или  $z$ , а  $j, k$  - два других.

Зависимость периода или числа светлых и темных интерференционных полос рассеянного на микронеоднородностях кристалла света от его направления распространения в кристалле, а следовательно, от угла входа оптического пучка в кристалл может быть положена в основу построения нового типа интерференционно-оптических датчиков угла поворота, в том числе с цифровым выходом, характеризующихся целым рядом преимуществ по сравнению с их „муаровыми“ аналогами.

Таким образом, обнаруженный нами эффект пространственной модуляции рассеянного света в двупреломляющих кристаллах с микронеоднородностями не только представляет интерес с точки зрения кристаллооптики, но имеет и непосредственное прикладное значение.

Поступило в Редакцию  
22 июня 1989 г.