

одной из причин трансформации формы пакета в пространстве. Известно [2], что с ростом частоты поверхностной МСВ при ($H_0 - const$) значение групповой скорости волны падает, поэтому центральная часть пакета, где преобладают высокочастотные гармонические составляющие импульса, испытывает более сильное замедление в ферритовой пленке. Замедление центральной области волнового пакета обусловлено и тем, что импульс, излучаемый преобразователем конечных размеров, характеризуется угловым спектром плоских волн с различными направлениями групповых скоростей \vec{v} относительно оси y . Как показали расчеты, величина \vec{v} поверхностной МСВ для фиксированной частоты минимальна в направлении, перпендикулярном постоянному магнитному полю (ось y), возрастая с ростом угла между \vec{v} и осью y . Эта причина трансформации волнового пакета будет играть основную роль для длинных импульсов с узким частотным спектром, когда отличие в групповой скорости частотных составляющих незначительно. Величина расплывания волнового пакета в направлении оси z , так же как и при монохроматическом возбуждении, увеличивается с уменьшением апертуры излучающего преобразователя и уменьшением частоты в диапазоне существования поверхностной МСВ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] C a s t e r a J.-P. // J. of Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 2506-2511.
 [2] D a m o n R.W., E s h b a c h J.P. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. P. 308-320.
 [3] В а л я в с к и й А.Б., В а ш к о в с к и й А.В., С т а л ь м а х о в А.В., Т ю л ю к и н В.А. // Радио-техника и электроника. 1988. Т. 33. С. 1820-1830.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступило в Редакцию
30 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

06.3; 07

ФОТОВЫЖИГАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Е.Ф. М а р т ы н о в и ч

Кристаллы с периодическими структурами находят все более широкое применение. В данной работе определяются условия формирования подобных структур в поглощающих анизотропных кристаллах под действием оптического излучения. Использованный метод осно-

ван на существовании пространственно-периодических изменений характера поляризации света, распространяющихся в таких кристаллах. Изменения поляризации должны привести к периодическим изменениям силы взаимодействия излучения с поглощающими центрами, вследствие чего также периодически будут изменяться условия оптического преобразования центров. Для выяснения принципиальной возможности реализации данного метода выжигания периодических структур и определения необходимых условий эксперимента вначале теоретически рассчитаны зависимости концентрации центров N_V от расстояния r , пройденного излучением. Расчеты проведены для оптически одноосных кристаллов, содержащих двухуровневые поглощающие центры, способные термически или туннельно ионизоваться из возбужденного состояния. Из уравнений движения для диагональных компонент матрицы плотности получено выражение для постоянной времени фотовыжигания центров n -й ориентации в виде

$$\tau^{(n)}(r, E_i) = \frac{2}{\omega} \left[1 + \frac{F}{f^{(n)}(r, E_i)} \cdot \frac{g(\Omega)}{g(\omega)} \right], \quad (1)$$

где $f^{(n)}(r, E_i) = a_{xx}^{(n)} E_x^2 + a_{yy}^{(n)} E_y^2 + a_{zz}^{(n)} E_z^2 + 2a_{yz}^{(n)} E_y E_z + 2[a_{xy}^{(n)} E_x E_y + a_{xz}^{(n)} E_x E_z] \cos \vec{S} \cdot \vec{r}$.

$$(2)$$

Здесь E_i - координатные компоненты поля; F - параметр насыщения; ω - вероятность ионизации; $a_{ij}^{(n)}$ - компоненты приведенного тензора электрической восприимчивости поглощающих центров отдельных ориентаций в системе координат, построенной на главных осях тензора диэлектрической проницаемости кристалла-матрицы; \vec{S} - разность действительных частей комплексных волновых векторов собственных волн, определяемая из совместного решения уравнений движения для компонент дипольного момента центров и волнового уравнения; $g(\omega)$ - форма спектральной полосы поглощения; Ω - частота перехода. Из выражений (1, 2) следует, что время фотовыжигания является периодической функцией расстояния, оно не одинаково для различных ориентаций центров. Изменения полной концентрации центров во времени и в пространстве определяются суммированием по всем ρ возможным ориентациям центров, допускаемым законами симметрии кристалла:

$$N_V(r, t) = \sum_{n=1}^{\rho} N_{V0}^{(n)} \exp\left\{-\frac{t}{\tau^{(n)}(r, E_i)}\right\}.$$

На рис. 1 показаны некоторые рассчитанные периодические структуры для сравнительно простых условий, когда центры ориентированы под углом $\pi/4$ к оптической оси, направленной по оси z , волны распространяются по оси y и $E_x = E_z, E_y = 0$. Проекция дипольных

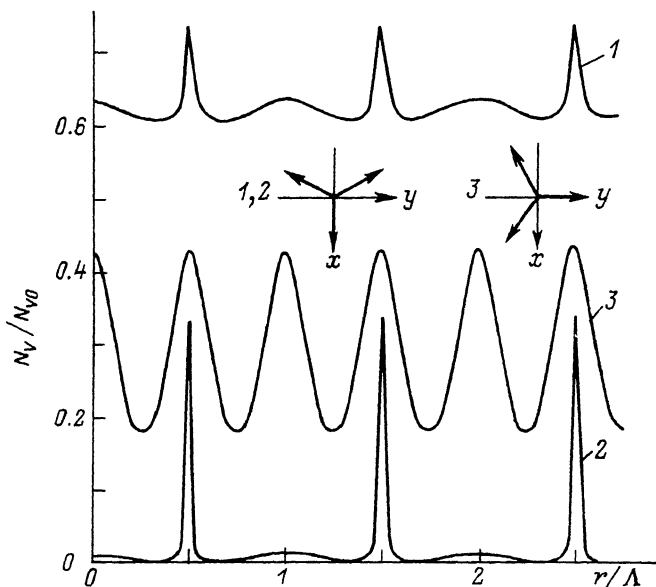


Рис. 1. Зависимости приведенной концентрации центров от расстояния: 1 - $E^2/F = 100$; $t = 1$ с; 2 - 100, $t = 10$ с; 3 - 10^{-4} , $t = 10^5$ с.

моментов переходов на плоскость xy показаны на рисунке. Для этих условий модуль \mathcal{S} , определяющий период Λ , равен

$$\mathcal{S} = \frac{\omega}{c} \left[\Delta n + \frac{1}{2} \left(\frac{\chi'_{zz}}{n_{\parallel}} - \frac{\chi'_{xx}}{n_{\perp}} \right) \right] \cong \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (3)$$

где n_{\perp}, n_{\parallel} - коэффициенты преломления собственных волн кристалломатрицей; χ'_{xx}, χ'_{zz} - действительные части диагональных компонент суммарной по ориентациям восприимчивости; $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$.

Результаты расчетов подтвердили возможность формирования различных периодических структур. Теоретическая кривая 3 демонстрирует эффект удвоения частоты пиков в таких структурах.

Эксперименты проведены с кристаллами сапфира и фторида магния, содержащими центры окраски. Для центров в Al_2O_3 , описанных в [1], и для центров в MgF_2 , описанных в [2], зарегистрированы наведенные светом периодические структуры. Более подробные данные приведем здесь для фторида магния. Центры окраски в этом кристалле создавались облучением ускоренными электронами. В спектрах поглощения образцов в числе других содержалась полоса

с максимумом 370 нм, приписываемая F_2 -центрам [2]. Излучением азотного лазера на крыле этой полосы возбуждалось синее свечение. При соблюдении необходимой геометрии эксперимента светящийся канал в кристалле, наблюдаемый в микроскоп, представлял собой периодическую последовательность поперечных светлых и темных полосок.

В зависимости от величины угла β между волновым вектором \vec{k} и оптической осью \vec{c} период Λ изменялся от бесконечности (точнее от величины $\Lambda > \lambda$, где λ — длина кристалла) при $\vec{k} \parallel \vec{c}$ до минимального значения, определяемого выражением (3), при $\vec{k} \perp \vec{c}$. Для удобства исследования выбирались небольшие величины углов β , при которых период сравним с λ и периодические структуры легко наблюдаются без микроскопа. Возбуждаемые в таких условиях структуры были нестационарными, они существовали лишь пока действовало излучение. Для выжигания стационарной структуры кристалл выдерживался под действием лазерного луча в течении 5 мин при частоте следования импульсов 100 Гц, длительности 10 нс и пиковой плотности мощности ~ 10 кВт/см². В ходе такой обработки не было заметного визуально ослабления синего свечения. Тем не менее фотохимические реакции в кристалле произошли, что регистрировалось по появлению их продуктов — центров окраски с полосой поглощения 420 нм. Эти центры наблюдались также визуально по их люминесценции. Но в этом случае люминесценция возбуждалась неполяризованным излучением ксеноновой лампы, выделенным монохроматором. При освещении кристалла таким излучением ярко люминесцировала лишь область, подвергнутая предварительному воздействию излучения азотного лазера. Желтая люминесценция, наблюдаемая в таких условиях, связана с наведенными центрами окраски. Вид светящегося канала при различных направлениях наблюдения показан на рис. 2. Период не зависел от направления возбуждаемого излучения относительно оси кристалла, а определялся он лишь углом β для ранее действовавшего излучения азотного лазера. Следовательно, в кристаллах записались периодические структуры из чередующихся окрашенных и слабоокрашенных слоев с центрами, ответственными за желтую люминесценцию. Частота таких слоев вдвое больше, чем следует из значения β при соответствующем угле β , что является следствием упомянутого выше эффекта удвоения (рис. 2, фрагмент 3). Ориентации центров в двух соседних слоях различны. Это подтверждается результатами эксперимента на рис. 2. В соответствии с диаграммами направленности излучения, в неко-

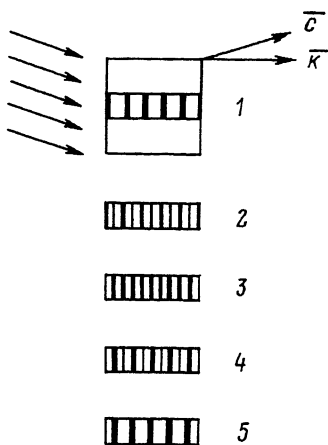


Рис. 2.

торых направлениях наблюдения мы видим свечение центров лишь отдельных ориентаций и соответствующих им слоев (1 и 5). Другие направления дают свечение всех слоев в равных или не равных долях (2-4).

Таким образом, в работе показана возможность и определены условия фотовыжигания стационарных пространственно-периодических структур в анизотропных кристаллах, рассчитаны и исследованы экспериментально свойства таких структур, записанных на центрах окраски. Из полученных данных следует также, что дипольные моменты квантовых переходов в изученных центрах ориентированы под острым углом к оптической оси.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Martynovich E.F., Baryshnikov V.I., Grigorov V.A. // Opt. Commun. V. 53. N 4. P. 257-258.
- [2] Никанович М.В., Умрейко Д.С., Шкадаревич А.П., Рейтеров В.М., Нижников В.В., Саечников В.А., Ярмолкевич А.Р. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. В. 2. С. 307-312.

Иркутский государственный университет

Поступило в Редакцию
20 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11 12 июня 1989 г.
05.2; 05.4

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК

С.В. М е р и а к р и

В данной работе предлагается метод возбуждения обменных спиновых волн (ОСВ) с помощью решетки вихрей Абрикосова [1] в структуре феррит-сверхпроводник. Волновые векторы q ОСВ составляют 10^5 - 10^7 см⁻¹, что создает значительные сложности возбуждения этих волн. Возбуждение с помощью антенны [2] дает сплошной спектр возбуждаемых ОСВ. Возбуждение волны с заданными параметрами можно осуществить с помощью многополоскового преобразователя [3]. Однако, если длина волны ОСВ становится меньше 2 мкм, то возбуждение таким путем вызывает очень большие технологические сложности. В сверхпроводниках второго рода, помещенных во внешнее магнитное поле H_0 ($H_{c1} < H_0 < H_{c2}$, где H_{c1} , H_{c2} - первое и второе критические поля сверхпроводника), возникают решетки вихревых нитей или вихрей Абрикосова [1]. Расстояние между вихрями a зависит от H_0 и может составлять от