EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED.
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА
PROCEEDINGS OF THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE ESTONIAN SSR.
PHYSICS * MATHEMATICS

1988, 37, 4
https://doi.org/10.3176/phys.math.1988.4.09

УДК 537.226 : 535.21

А. ПИЩЕВ

КОГЕРЕНТНАЯ ФОТОНАМАГНИЧЕННОСТЬ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ КРИСТАЛЛЕ

A. PISTŠEV. KOHERENTNE FOTOMAGNEETUMUS MITTETSENTRAALSÜMMEETRILISES KRISTALLIS

A. PISHCHEV. COHERENT PHOTOMAGNETIZATION IN A NONCENTROSYMMETRIC CRYSTAL

(Представил В. Хижняков)

Взаимодействие света с электронной подсистемой нецентросимметричного кристалла обуславливает целый ряд специфических нелинейных по амплитуде возбуждающего поля явлений. Так, например, генерация второй гармоники и оптическое выпрямление достаточно широко известны. В последнее время интенсивно исследуется аномальный фотовольтаический ток [1], механизм которого имеет две составляющие — баллистическую [2] и когерентную (сдвиговую) [3–6]. Последняя не зависит от времен релаксации носителей и определяется интерференцией амплитуд реальных и виртуальных квантовых переходов, что приводит к эффективному сдвигу носителей в реальном пространстве.

В настоящем сообщении будет рассмотрен новый фотовольтаический эффект — индуцирование линейно-поляризованным светом намагниченности в немагнитном кристалле без центра симметрии. Экспериментально этот эффект наблюдался в [7].

Исходим из общей формулы [8] для индуцированной намагниченности $\mathbf{M}$

$$\mathbf{M}=\sum_{\alpha,\beta}\left(\frac{\partial\varepsilon_{\alpha\beta}}{\partial\mathbf{H}}\right)_0\frac{\mathcal{E}_\alpha\mathcal{E}_\beta}{8\pi}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega)$ — тензор высокочастотной диэлектрической проницаемости, $\mathcal{E}_\alpha$ — амплитуда напряженности электрического поля световой волны, и значение производной берется при напряженности внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{H}=0$. В отсутствии магнитного поля при линейной поляризации световой волны в направлении β $\varepsilon_{\beta\beta}(\omega)$ определяется формулой

$$\varepsilon_{\beta\beta}(\omega)-1=\frac{4\pi e^2}{V(m\omega)^2}\sum_{\varepsilon=\pm1}\sum_{\mathbf{k}}\sum_{n,l}\frac{f_n(\mathbf{k})-f_l(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})}{E_n(\mathbf{k})-E_l(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})+\varepsilon\omega}\times$$
$$\times|p^{\beta}_{nl}(\mathbf{k},\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})|^2, \tag{2}$$

где f_n — фермиевские числа заполнения, V — объем кристалла. Случай $\mathbf{q}=0$ соответствует дипольному приближению.

Во внешнем постоянном магнитном поле матричные элементы переходов в (2) приобретают магнитные добавки

$$\pi^{\beta}_{nl}(\mathbf{k},\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})=p^{\beta}_{nl}(\mathbf{k},\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})-\frac{e}{2c}\frac{\partial}{\partial k_\beta}(\mathbf{L}_{nl}(\mathbf{k},\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})\mathbf{H}), \tag{3}$$

где $\mathbf{L}_{nl}$ — межзонный матричный элемент оператора орбитального момента $\hat{\mathbf{L}}=\hat{\mathbf{r}}\times\hat{\mathbf{p}}$. Формула (3) получается дифференцированием по $\mathbf{k}$ недиагональных магнитоиндуцированных орбитальных вкладов в электронный гамильтониан. Согласно (1)—(3) для средней плотности намагниченности имеем $(C=e^3(4\pi^2m^2c^2)^{-1},\ I=\mathcal{E}_\beta^2/8\pi)$

$$M_\alpha=-\frac{CIm}{c\omega^2}\sum_{\varepsilon=\pm1}\sum_{n,l}\int d^3\mathbf{k}\,\frac{[f_n(\mathbf{k})-f_l(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})]}{E_n(\mathbf{k})-E_l(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})+\varepsilon\omega}\times$$

$$\times\left\{p^\beta_{nl}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})\frac{\partial L^\alpha_{ln}(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q},\ \mathbf{k})}{\partial k_\beta}+p^\beta_{ln}(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q},\ \mathbf{k})\frac{\partial L_{nl}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})}{\partial k_\beta}\right\}. \quad (4)$$

По симметрийным соображениям для центросимметричного кристалла M_α обращается тождественно в нуль вследствие свойств $p^\beta_{nl}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})=-p^\beta_{ln}(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q},\ \mathbf{k})$ и $L^\alpha_{nl}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q})=L^\alpha_{ln}(\mathbf{k}+\varepsilon\mathbf{q},\ \mathbf{k})$. В нецентросимметричном кристалле не зависящие от $\mathbf{q}$ и четные по $\mathbf{q}$ компоненты M_α выпадают из-за нечетности подынтегрального выражения в (4) по $\mathbf{k}$. Не учтенное в (4) изменение зонных энергий, пропорциональное $\mathbf{H}$, не является существенным, поскольку при суммировании по n и l эти вклады выпадают.

В двухзонной аппроксимации для матричных элементов $L^\alpha_{nl}=\frac{1}{2}\sum_{\gamma,\sigma}\varepsilon_{\alpha\gamma\sigma}x^\gamma_{nl}(p^\sigma_{nn}+p^\sigma_{ll})$ в линейном по $\mathbf{q}$ приближении главный вклад в формулу (4) будет давать член с $p^\beta_{ln}\frac{\partial p^\gamma_{nl}}{\partial k_\beta}\frac{\partial p^\sigma_{ll}}{\partial k_\sigma}q_\sigma$, так что в итоге ($\Delta_{nl}=E_n-E_l$ и зависимость от $\mathbf{k}$ подынтегральных величин не выписывается)

$$M_\alpha\simeq\frac{iCI}{2c\omega}\sum_{n,l}{}'\sum_{\gamma,\sigma}\varepsilon_{\gamma\alpha\sigma}q_\sigma\int d^3\mathbf{k}\,\frac{f_n-f_l}{\Delta_{nl}(\Delta^2_{nl}-\omega^2)}\times$$

$$\times\left[p^\beta_{nl}\frac{\partial p^\gamma_{ln}}{\partial k_\beta}-p^\beta_{ln}\frac{\partial p^\gamma_{nl}}{\partial k_\beta}\right]\frac{\partial}{\partial k_\sigma}(p^\sigma_{ll}-p^\sigma_{nn}). \quad (5)$$

Когерентная намагниченность M_α, изображенная формулами (4) и (5), имеет орбитальную природу и не ограничена в отличие от спиновой [7] (рассматриваются индуцированные светом реальные переходы электронов с переворотом спина) спектральной областью межзонных переходов. Ближе к краю поглощения M_α резко возрастает и затем в области собственного поглощения постепенно уменьшается. При этом дисперсионное поведение орбитальной и спиновой намагниченностей должно быть различным.

Автор благодарен Н. Кристофелю за внимание к настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фридкин В. М.* Фотосегнетоэлектрики. М., Наука, 1979.
2. *Белиничер В. И., Стурман Б. И.* // Успехи физ. наук, 1980, **130**, вып. 3, 415—458.
3. *Кристофель Н., Гулбис А.* // Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1979, **28**, № 3, 268—271.
4. *Baltz, R. von, Kraut, W. von* // Phys. Rev. B., 1979, **19**, № 3, 1548—1554; 1981, **23**, № 10, 5590—5596.
5. *Kristoffel. N., Baltz, R. von, Hornung, D.* // Z. Phys. B., 1982, **47**, № 2, 293—296.
6. *Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н.* // Ж. эксперим. и теор. физ., 1982, **83**, вып. 4, 1170—1175.
7. *Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Егоров В. А., Каллимуллин Р. Х.* // Письма в ЖЭТФ, 1983, **37**, вып. 11, 520—522.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
11/II 1988