

полупроводниках новых, специфических только для них, механизмов, приводящих к уменьшению подвижности носителей заряда в электрических полях.

Список литературы

- [1] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.; Л.: Наука, 1972.
- [2] Samokhvalov A. A., Osipov V. V., Solin N. I., Gunichev A. F., Korenblit I. Ja., Galdikas A. P. // JMMM. 1984. V. 46. P. 191—198.
- [3] Korenblit I. Ja., Samokhvalov A. A., Osipov V. V. // Phys. Rev. Sci. 1984. V. 8. P. 449.
- [4] Галдикас А. П., Матуленене И. Б., Самохвалов А. А., Осипов В. В. // ФТТ. 1982. Т. 25. № 6. С. 1645.
- [5] Галдикас А. П., Матуленене И. Б., Самохвалов А. А., Осипов В. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1990.
- [6] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 10. С. 406—409.
- [7] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю., Ауслендер М. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 223—233.
- [8] Костылев В. А., Самохвалов А. А., Виглин Н. А., Чеботаев Н. М. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1494—1498.
- [9] Осипов В. В., Самохвалов А. А., Костылев В. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2809—2811.
- [10] Костылев В. А., Самохвалов А. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 6. С. 1663.
- [11] Oquchi T., Kambara T., Gondaira K. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 6. P. 3441—3444.
- [12] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г. и др. // Препринт. Ин-та физики металлов АН СССР. Свердловск, 1987. № 87/2. 40 с.
- [13] Kostylev V. A., Gizhevskii B. A., et al. // Phys. Stat. Sol. (b). V. 158. P. 307—317.
- [14] Костылев В. А., Гижевский Б. А., Самохвалов А. А., Чеботаев Н. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 38—42.
- [15] Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М.: Мир. 1972.

Институт физики металлов УрО РАН
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
17 июня 1991 г.
В окончательной редакции
31 октября 1991 г.

УДК 537.611.45

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol 34, N 3, 1992

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯРИТОНА В ГЕОМЕТРИИ ФАРАДЕЯ

О. П. Димитриев, В. З. Лозовский, О. М. Гецко

Магнитный поверхностный поляритон (ПП) подробно изучен теоретически в полубесконечном ферромагнетике [1–4]. Вследствие того что ферромагнитная среда существенно анизотропна (обладает ненулевым вектором намагниченности), характерной особенностью магнитного поляритона является зависимость его свойств от ориентации приложенного магнитного поля относительно поверхности. Большая часть работ (см., например, [1,2,4]) посвящена исследованию этих волн в геометрии Фогта, т. е. когда вектор внешнего магнитного поля \mathbf{H} лежит в плоскости поверхности и перпендикулярен волновому вектору поляритона. Вопрос о существовании магнитных ПП при других конфигурациях магнитного поля является спорным. Так, в [2] указывалось на отсутствие магнитных ПП в геометрии Фарадея (т. е. при ориентации \mathbf{H} параллельно волновому вектору ПП). В то же время в [3] обсуждается возможность возбуждения ПП в этой геометрии и приводится соответствующая дисперсионная зависимость.

В [4] было показано, что при уменьшении угла θ между вектором магнитного поля, остающимся в плоскости поверхности, и волновым вектором поляритона существует критическое значение угла $\theta_c = \arcsin [\gamma H / (\gamma H + 4\pi M)]^{1/2}$ (где M — намагниченности кристалла, γ — гиромагнитное отношение), меньше которого исчезает волна Даймона-Эшбаха, являющаяся магнитоэлектрическим пределом для ПП; следовательно, нужно говорить и об исчезновении самого магнитного ПП.

Для исследования проблемы необходимо получить точное выражение для дисперсии магнитных ПП. Будем рассматривать ферромагнитный диэлектрик, обладающий диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ [2].

$$\hat{\mu}(\omega) = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & i\mu_{xy} & 0 \\ -i\mu_{xy} & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \mu_{xx} &= \mu (1 + (4\pi\gamma^2 M H) / (\gamma^2 H^2 - \omega^2)), \\ \mu_{xy} &= 4\pi\mu\gamma\omega / (\gamma^2 H^2 - \omega^2), \end{aligned}$$

$\mu_{zz} = \mu$ — высокочастотная магнитная проницаемость, $H \parallel Z$.

Ферромагнетик будет граничить с вакуумом, занимая полупространство $Y < 0$, а волновой вектор K параллелен вектору магнитного поля.

Воспользуемся результатами для магнитоплазменных ПП (см., например, [5]), которые следуют из волнового уравнения для вектора электрического поля E в немагнитной среде с материальным тензором ϵ , вид которого аналогичен (1). Ввиду того что в отсутствие свободных зарядов уравнения Максвелла инвариантны при замене E на H , $\epsilon(\omega)$ на $\hat{\mu}(\omega)$ и ω на $-\omega$, для магнитных ПП результаты будут аналогичны [5]. Одновременный учет магнитной (1) и диэлектрической проницаемости ϵ , отличной от единицы, приводит к следующему дисперсионному соотношению для магнитных ПП:

$$\begin{aligned} \kappa_1 \kappa_2 \mu_{xx} \epsilon (\epsilon \kappa_0 + \kappa_1 + \kappa_2) + \kappa_0 \xi^2 \mu_{zz} (\epsilon^2 - \mu_{zz}) + \\ + \kappa_0 \mu_{xx} \mu_{zz} [\epsilon \kappa_0 (\kappa_1 + \kappa_2) + \kappa_1^2 + \kappa_1 \kappa_2 + \kappa_2^2] = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{1,2}^2 = (\xi^2 (\mu_{xx} + \mu_{zz}) + \mu_{xy}^2 \epsilon \omega^2 / c^2) / 2\mu_{xx} \pm \\ \pm \{ [(\xi^2 (\mu_{xx} + \mu_{zz}) + \mu_{xy}^2 \epsilon \omega^2 / c^2) / 2\mu_{xx}]^2 - (\xi^4 - \epsilon^2 \mu_{xy}^2 \omega^4 / c^4) \mu_{zz} / \mu_{xx} \}^{1/2}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\xi^2 = k_z^2 - \mu_{xx} \epsilon \omega^2 / c^2. \quad (26)$$

В исследуемой геометрии волна является эллиптически-поляризованной с конечным углом наклона плоскости эллипса к нормали к поверхности. В работе [3] приводится дисперсионное соотношение только для TH -компоненты волны, что ведет к некорректным результатам.

Для анализа магнитных ПП рассмотрим их возможные асимптотические моды. При $k \rightarrow \infty$ получаем из уравнения (2) решения:

$$\epsilon = -1, \quad (3a)$$

$$\epsilon = -\sqrt{\mu_{xx} \mu_{zz}}. \quad (36)$$

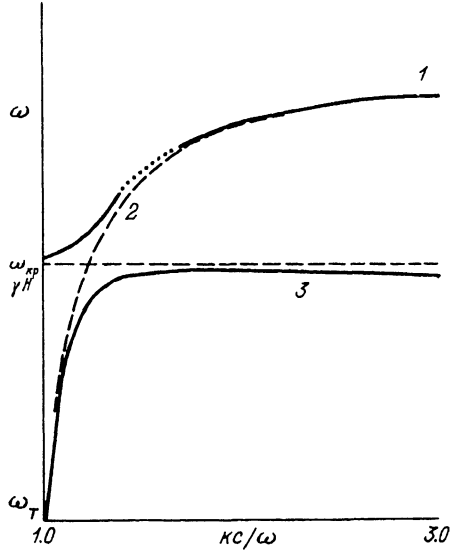


Рис. 1. Дисперсионные кривые фонов-магнонных ПП в геометрии Фарадея с монотонным (сплошные линии) и осцилляторным (пунктирная линия) затуханием амплитуды при удалении от поверхности в глубь кристалла.

Штриховыми линиями показаны дисперсионная кривая фоновых ПП, критическая частота $\omega_{кр} = \gamma (H + 4\pi M)^{1/2}$ [4] волны Даймона—Эшбаха, а также предельные частоты дисперсионных ветвей, определяемые из представленных уравнений (μ_{ij} и ϵ заданы уравнениями (1) и (4)). $\epsilon = -1$ (1), $\epsilon = (\mu_{xx} + \mu_{xy})^{-1}$ (2), $\epsilon = -\frac{1}{\sqrt{\mu_{xx}\mu_{zz}}}$ (3).

проницаемость, имеющую отрицательные значения в области частот магнитных возбуждений. Такая ситуация соответствует резонансным поляритонам [6], когда резонансные частоты, обусловленные полюсами диэлектрической и магнитной проницаемости, лежат близко друг к другу. Данную ситуацию можно представить в случае одновременного возбуждения с оптическими фононами, задающими диэлектрическую функцию в виде

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} (1 + (\omega_L^2 - \omega_T^2)/(\omega_T^2 - \omega^2)), \quad (4)$$

где ω_L — частота продольного, ω_T — частота поперечного оптического фонона, ϵ_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, при этом ферродиэлектрик должен быть помещен в сильное магнитное поле $\omega_S/\gamma < H < \omega_T/\gamma$, где ω_S — асимптотическая частота фоновых ПП, определяемая из (3а).

Отличительной особенностью возбуждаемых волн является наличие щели в спектре возбуждения (рис. 1). Амплитуды исследуемых ПП затухают в глубь кристалла как монотонно, так и осцилляторным образом (рис. 2) на различных участках дисперсионной ветви. Дисперсионные зависимости имеют свойства как магнитных, так и фоновых ПП (см. асимптоты на рис. 1), поэтому здесь нельзя говорить о чисто магнитных поляритонах. Поляризация амплитуд данных возбуждений также имеет смешанный характер и представлена как TH -компонентой (что характерно для фоновых ПП), так и TE -компонентой (что имеет магнитный ПП в геометрии Фогта). С учетом конкретного механизма возбуждения мы называем этот новый тип волн фонов-магнонными ПП.

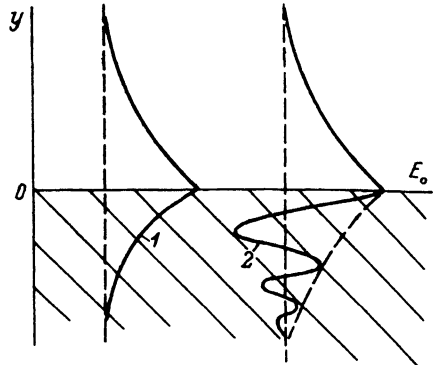


Рис. 2. Распределение амплитуды полей ПП вблизи границы раздела сред. 1 — монотонное затухание, 2 — осцилляторное затухание амплитуды в глубь кристалла.

Отсюда следует, что магнитные ПП в коротковолновом пределе, рассматриваемые при положительном ϵ в геометрии Фарадея, не могут существовать. В силу отсутствия точек окончания спектра и непрерывности возможной дисперсионной ветви, согласно (2), на всем участке волновых векторов $1 < k_z \omega/c < \infty$ следует констатировать отсутствие магнитных ПП для $\epsilon > 0$ во всей области k_z .

В то же время можно рассмотреть

частотно-зависимую диэлектрическую

- [1] Harstein A., Burstein E., Maradudin A. A., Brewer R., Wallis R. F. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1973. V. 6. P. 1266—1276.
 [2] Sarmiento E. F., Tilley D. R. // Electromagnetic surface modes / Ed. A. D. Boardman. Chichester, 1982. P. 633—660.
 [3] Fukui M., Dohi H., Matsuura J., Tada O. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1984. V. 17. P. 1783—1791.
 [4] Каганов М. И., Шалаева Т. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 2185—2197.
 [5] Wallis R. F. // [2]. P. 575—631.
 [6] Kaganov M. I., Shalaeva T. I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 162. P. 469—476.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
16 июля 1991 г.
В окончательной редакции
1 ноября 1991 г.

УДК 537.226.4

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ГЕРМАНАТЕ СВИНЦА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. С. Буйнов, А. В. Мясоедов, А. Ф. Чернышев

Особенности сегнетоэлектрического фазового перехода в интенсивных электромагнитных полях впервые экспериментально изучались авторами работ [1, 2], которые обнаружили эффект повышения температуры фазового перехода T_C и увеличения диэлектрической проницаемости кристаллов $SbSI$ и $BaTiO_3$ в лазерном поле с плотностью мощности излучения более 10 МВт/см^2 . В исследованиях измерялись изменения диэлектрической проницаемости кристалла во время действия лазерного импульса. Следует отметить, что такой метод исследования сегнетоэлектрического фазового перехода достаточно сложен и принципиально не позволяет проводить изучение фазового перехода на временах, меньших 1 мкс. Для исследования сегнетоэлектрических фазовых переходов в интенсивных лазерных полях с наибольшей эффективностью и простотой можно использовать методы нелинейной оптики и, в частности, метод генерации второй гармоники (ГВГ) [3].

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования методом ГВГ фазового перехода в кристалле $Pb_3Ge_3O_{11}$ при воздействии на него лазерного излучения, в качестве источника которого использовался лазер на красителях ЛЖИ-409.

Излучение лазера представляло собой одиночные импульсы длительностью 2 мкс с энергией до 1 Дж. Квант энергии излучения $\hbar\omega \approx 2.08 \text{ эВ}$ (длина волны 595 нм) был значительно меньше ширины запрещенной зоны $E_g \approx 2.95 \text{ эВ}$. Лазерное излучение делительной пластинкой делилось на два пучка с соотношением энергии 1 : 30. Пучок с меньшей энергией после прохождения через поляризатор направлялся на образец вдоль оптической оси. Возбуждаемая этим пучком вторая гармоника (ВГ) выделялась и регистрировалась при помощи ФЭУ на осциллографе.

Основной пучок лазерного излучения направлялся на кристалл перпендикулярно оптической оси и фокусировался в пятно, покрывающее весь образец. При этом достигалась плотность мощности излучения более 10 МВт/см^2 . Дальнейшее увеличение плотности мощности излучения приводило к разрушению