КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.32, 535.5, 548.5

Н. И. Юрасов

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Показано, что в магнитных полупроводниках показатель преломления в микроволновой области может быть отрицательным. Получены условия для параметров ферромагнитного полупроводника, при которых возможно изменение знака показателя преломления. Дана оценка значений искомых параметров для магнитных полупроводников с высокой температурой Кюри.

E-mail: nikyurasov@yandex.ru

Ключевые слова: магнитный полупроводник, дисперсионное уравнение, геометрия Фарадея, показатель преломления, критическая частота, грязный металл, удельное сопротивление, диэлектрическая проницаемость.

Среды с отрицательным показателем преломления ($\mathrm{Re}\, n < 0$) являются перспективными материалами с интересными и важными для практических применений оптическими и магнитными свойствами [1, 2]. Для использования этих сред в микроволновой области спектра были разработаны композиционные материалы [3]. В то же время теоретически была исследована пространственно однородная газовая модель с учетом пространственной дисперсии [4] — модель без ферромагнитного порядка. До последнего времени было не ясно, каковы возможности получения отрицательного показателя преломления в пространственно однородных средах с ферромагнитным порядком. Цель настоящей работы — решение задачи об отрицательном показателе преломления в ферромагнетике с полупроводниковой проводимостью.

Расчет выполнен в рамках стандартной электродинамической модели ферромагнетика, основные уравнения которой — это уравнение Ландау–Лифшица и система уравнений Максвелла, содержащая ток проводимости и ток смещения. Учет тока смещения есть необходимое условие для решения вопроса о получении отрицательного показателя преломления в ферромагнитном полупроводнике. Уравнение Ландау–Лифшица использовано в линеаризованной форме. Предполагается, что проводимость σ и диэлектрическая проницаемость ε — скалярные вещественные величины, не зависящие от волнового вектора. Рассмотрена геометрия Фарадея, когда волновой вектор в веществе параллелен направлению намагничивания. Это направление выбрано за направление оси z декартовой системы координат, поэтому волновой вектор имеет одну проекцию k. После введения безразмерного комплексного волнового числа $W = ck/\omega_0$ (c — скорость света, $\omega_0 = 4\pi\gamma M_s$, γ — резонансное магнитомеханическое отношение, M_s — намагниченность насыщения) дисперсионное уравнение приобретает обычный вид для этой геометрии [5]

$$W^4 + a_1 W^2 + a_2 = 0 \tag{1}$$

(постоянные a_1, a_2 будут определены ниже). Введем безразмерный параметр $q_0 = (\alpha/4\pi)(\omega_0/c)^2$, где α — параметр неоднородного обмена из уравнения Ландау–Лифшица. Тогда получаем

$$a_{1P} = \eta + P\Omega - 1 - \varepsilon q_0 \Omega^2 - i(s + 4\pi\sigma q_0/\omega_0)\Omega; \tag{2}$$

$$a_{2P} = -\varepsilon(\eta + P\Omega)\Omega^2 - \\ - s(4\pi\sigma/\omega_0)\Omega^2 - i((4\pi\sigma/\omega_0)(\eta + P\Omega) - s\varepsilon\Omega^2)\Omega, \tag{3}$$

где $\eta = H/4\pi M_s$; H — напряженность постоянного магнитного поля, приложенного к ферромагнетику; $P = (-,+)$ — символ круговой поляризации волны, распространяющейся в ферромагнетике (знак минус соответствует резонансной поляризации переменного магнитного поля); $\Omega = \omega/\omega_0$, ω — круговая частота электромагнитной волны; s — безразмерный параметр магнитной релаксации Гильберта.

Условиями существования отрицательного показателя преломления в среде с поглощением являются два неравенства, а именно: $k' = (\omega/c)\,\mathrm{Re}\,n < 0$, $k'' = (\omega/c)\,\mathrm{Im}\,n > 0$. Поэтому найдем нули $k'(\Omega,\eta)$. Полагаем, что эта функция не является функцией двух переменных, а есть функция переменной η и величина Ω — параметр. Решение дисперсионного уравнения ищем в виде $W = iW_0$, где W_0 — вещественное число и $W_0 > 0$. В результате подстановки искомого решения в уравнение (1) и исключения W_0 получено необходимое условие для исследования области существования отрицательного показателя преломления:

$$(a''_{2P})^2 - a''_{2P}a'_{1P}a''_{1P} + a'_{2P}(a''_{1P})^2 = 0. \tag{4}$$

После подстановки вещественных и мнимых частей коэффициентов дисперсионного уравнения из формул (2) и (3) в равенство (4) получено квадратное уравнение относительно η

$$(\varepsilon\Omega^2 - \Lambda x)^2 + (\varepsilon\Omega^2 - \Lambda x)(x - 1 - \varepsilon q_0\Omega^2)(1 + \Lambda\_q_0\_) - \\ - (\varepsilon x + s^2\Lambda)(1 + \Lambda\_q_0\_)^2\Omega^2 = 0, \quad x = \eta + P\Omega, \tag{5}$$

где введен новый безразмерный параметр $\Lambda = 4\pi\sigma/\omega_0 s$. Для упрощения решения уравнения (5) выполним числовую оценку параметров Λ, ε и q_0.

С использованием формул $\alpha \cong (KT_C a^2/\mu_B M_s)$, $M_s \cong (\mu_B/a^3)$, где K — постоянная Больцмана, T_C — температура Кюри, μ_B — магнетон Бора, a — постоянная кристаллической решетки, а также числовых оценок этих постоянных, величин $\varepsilon \approx 10$ и $s \approx 10^{-3}\dots 10^{-2}$ [6] и принимая, что удельное сопротивление ρ магнитных полупроводников не меньше предела удельного сопротивления “грязного металла”, определяемого формулой $\rho_{DM} = 3\hbar a/e^2$ [7], где a — среднее расстояние между атомами металла (для оценки обычно принимают 0,3 нм), e — модуль заряда электрона, получаем $\rho_{DM} = 3{,}7{\cdot}10^{-6}$ Ом·м. Поэтому слагаемые с подчеркиванием в формуле (5) являются пренебрежимо малыми и далее в расчетах не используются; также считаем, что слагаемыми порядка $1/\Lambda$ можно пренебречь по сравнению с единицей. В итоге получены два решения уравнения (5):

$$\eta = -P\Omega + (1/2\Lambda)(2\varepsilon\Omega^2 - 1 \pm (1 - 4(\varepsilon - s^2\Lambda)\Omega^2)^{1/2}), \qquad (6)$$

которые вырождаются в одно при критической частоте, определяемой формулой

$$\Omega_C = 1/2(\varepsilon - s^2\Lambda)^{1/2}. \qquad (7)$$

Уравнение (5) не имеет решения, если выполнено неравенство

$$4(\varepsilon - s^2\Lambda)\Omega^2 > 1. \qquad (8)$$

Используя условие устойчивого намагничивания вдоль нормали к поверхности ($\eta > 1$), получаем, что решение (6) находится в физической области только для моды с резонансной поляризацией и для частоты Ω должно выполняться неравенство

$$\Omega > 1. \qquad (9)$$

Из системы неравенств (8), (9) следует ограничение на проводимость полупроводника

$$\sigma > (\varepsilon - \xi)\omega_0/4\pi s, \qquad (10)$$

где для нового безразмерного параметра имеем интервал $0 < \xi < 0{,}25$. Принимая для магнитного полупроводника числовую оценку $\omega_0 \approx \approx 10^{10}$ с$^{-1}$, получаем, что его удельное сопротивление ρ находится в интервале (Ом·м)

$$3{,}7 \cdot 10^{-6} < \rho < 10^{-2}\dots 10^{-3}.$$

Известны магнитные полупроводники, для которых $\rho = (0{,}45\dots 3{,}87)\times \times 10^{-3}$ Ом·м при 300 K, — это полупроводниковая система $Cu_xCo_{1-x}Cr_2S_4$ при условии $0{,}45 \leqslant x \leqslant 0{,}8$ [8]. К таким материалам могут быть отнесены также другие магнитные полупроводники с температурой Кюри выше комнатной, свойства которых исследованы в работах [8, 9].

Таким образом, в данной работе показано, что в ферромагнитных полупроводниках существует область частот, для которых показатель преломления является отрицательным. Найдены необходимые и достаточные условия существования такой области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veselago V. G. // Sov. Phys. Usp. – 1968. – Vol. 10. – P. 509.
2. Pokrovsky A. L., Efros A. L. // Solid State Comm. – 2002. – Vol. 124. – P. 283.
3. Smith D. R., Padilla W. J., Vier D. C., Nemat-Nasser S. C., Schultz S. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – P. 4184.
4. Makarov V. P., Rukhadze A. A. // JETP. – 2004. – Vol. 98. – P. 305.
5. Fraitova D. // Phys. Stat. Sol. – 1995. – Vol. 187. – P. 217.
6. Gurevich A., Melkov G. Magnetic oscilations and waves. – Moscow: Nauka, 1994.
7. Vedyaev A. V., Granovsky A. B., Kotelnikova O. A. The kinetic phenomena in the anordered ferromagnetic alloys. – Moscow: MSU, 1992.
8. Belov K. P., Koroleva L. I., Shalimova M. A. // JETP. – 1978. – Vol. 74. – P. 2244.
9. Demin R., Koroleva L., Marenkin S., Mishailov S., Aminov T., Szymczak H., Szymczak R., Baran M. // JMMM. – 2005. – Vol. 290–291. – P. 1379.

Статья поступила в редакцию 25.02.2011

Николай Ильич Юрасов родился в 1943 г., окончил в 1966 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана и в 1974 г. Московский инженерно-физический институт. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области физики конденсированного состояния: магнитных и кинетических явлений, интерференционных эффектов, квантовой гравитации и устойчивости тяжелых ядер.

N.I. Yurasov (b. 1943) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966 and Moscow Institute for Engineering and Physics in 1974. Ph.D. (Phys.-Math.), assoc. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 70 publications in the field of condense matter physics: magnetic and kinetic phenomena, interference effects, quantum gravitation and heavy nuclei stability.