

01;05;09

©1994 г.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ФЕРРИТ-ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ВОЛНОВОДЕ

А.С.Кундяк

Институт физики твердого тела и полупроводников АН Беларуси,
220726, Минск, Беларусь
(Поступило в Редакцию 10 января 1994 г.)

В рамках гидродинамической модели для феррита и полупроводника в магнитостатическом приближении без учета обменного взаимодействия получено дисперсионное уравнение поверхностной магнитостатической волны, распространяющейся в планарном феррит-полупроводниковом волноводе. Показано, что при малой концентрации носителей тока в полупроводнике уменьшение ширины волновода приводит к понижению потерь магнитостатической волны.

Малая скорость распространения магнитостатических волн и возможность управления их характеристиками постоянно привлекают к ним внимание. В качестве сред распространения рассматриваются как однородные магнитные материалы, так и многослойные структуры с различными параметрами слоев. Примером таких структур могут служить феррит-полупроводниковые структуры [1], позволяющие за счет взаимодействия магнитостатических волн (МСВ) с электронами полупроводника эффективно управлять характеристиками МСВ. Поскольку на практике в большинстве случаев используются пленки конечной ширины, то изучение различных свойств МСВ, распространяющихся в ограниченных по ширине феррит-полупроводниковых структурах, представляет несомненный интерес.

В данной работе рассматривается распространение поверхностной магнитостатической волны в феррит-полупроводниковой (ФП) структуре конечной ширины (волноводе).

Геометрия задачи показана на рис. 1. Планарная структура шириной W , состоящая из пленки феррита и пленки полупроводника с толщинами d и t соответственно, помещена в постоянное магнитное поле H_0 , которое направлено вдоль оси Z . Поверхностная магнитостатическая волна (ПМСВ) распространяется вдоль оси Y .

Рассмотрение ПМСВ в таком волноводе проведем в магнитостатическом приближении [2] без учета обменного взаимодействия, а решения для различных слоев будем искать независимо друг от друга. В

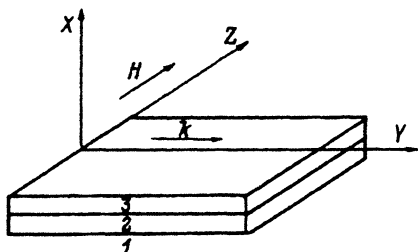


Рис. 1. Геометрия задачи.

1 — диэлектрик, 2 — феррит, 3 — полупроводник.

этом случае задача сводится к нахождению решения уравнения Уокера для магнитоэлектростатического потенциала Ψ_2 внутри феррита и уравнения Лапласа для потенциалов Ψ_1 и Ψ_4 внутри диэлектрика с соответствующими граничными условиями. Для полупроводникового слоя магнитные и электрические поля найдем из уравнений Максвелла и уравнения (1) для скорости носителей заряда v в полупроводнике, в которых временная зависимость задается множителем $e^{i\omega t}$,

$$m^* \dot{v} + \frac{m^*}{\tau} v = e \left(E + \frac{1}{c} [v \times H_0] \right). \quad (1)$$

Здесь e , m^* — заряд и эффективная масса носителей тока, τ — время релаксации, c — скорость света.

Следуя работе [3], магнитоэлектростатический потенциал ищем в виде

$$\begin{aligned} \Psi^{(1)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_n e^{k_d x} \Phi_n(z) e^{-iky} dk, \\ \Psi^{(2)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [C_n e^{k_f x} + D_n e^{-k_f x}] \Phi_n(z) e^{-iky} dk, \\ \Psi^{(3)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_n e^{-k_d x} \Phi_n(z) e^{-iky} dk. \end{aligned} \quad (2)$$

Предполагая, что магнитный потенциал обращается в нуль при $z = \pm W/2$, функцию $\Phi(z)$ запишем как [3]

$$\Phi_n(z) = e_n \sin(k_z z) + (1 - e_n) \cos(k_z z), \quad (3)$$

где $k_z = n\pi/W$; $e_n = 1$ или 0 в зависимости от того, четное или нечетное n .

Из уравнений Уокера и Лапласа следует, что

$$k_d^2 = k^2 + k_z^2, \quad k_f^2 = k^2 + k_z^2/\mu, \quad (4)$$

где μ и μ_a — элементы тензора магнитной проницаемости, которые с учетом потерь в феррите имеют вид

$$\mu = 1 + \frac{\omega_m(\omega_h + i\alpha\omega)}{s}; \quad \mu_a = \frac{\omega_m\omega}{s}; \quad s = (-\omega_h + i\alpha\omega)^2 - \omega^2. \quad (5)$$

Здесь $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, $\omega_h = \gamma H_0$, $4\pi M_0$ — намагниченность феррита; γ — гиромагнитное отношение; $\alpha = \Delta H/H_0$ — параметр потерь; ΔH — полуширина линии ферромагнитного резонанса; ω — частота. Если в неограниченной по ширине структуре электрическое поле ПМСВ имеет только одну компоненту E_z , то для волновода из-за зависимости Ψ от z отличными от нуля будут все компоненты E_x , E_y , E_z . Поэтому для полупроводниковой среды решение будем искать в виде волны, которая имеет структуру, аналогичную магнитоэлектростатической волне в феррите (2), и может эффективно с ней взаимодействовать,

$$\begin{aligned}
 h_x^{(3)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_s [G_n e^{k_s x} - F_n e^{-k_s x}] \Phi_n(z) e^{-iky} dk, \\
 h_y^{(3)} &= -i \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k \delta [G_n e^{k_s x} + F_n e^{-k_s x}] \Phi_n(z) e^{-iky} dk, \\
 h_z^{(3)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_z \delta [G_n e^{k_s x} + F_n e^{-k_s x}] P_n(z) e^{-iky} dk. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Здесь $dP_n(z)/dz = -k_z \Phi_n(z)$. Тогда из совместного решения уравнений Максвелла и уравнения (1) следует

$$k_s^2 = \delta k_d^2, \quad \delta = 1 - k_0^2 \frac{\eta \varepsilon_{zz}}{k^2 \eta + k_z^2 \varepsilon_{zz}}. \quad (7)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$, $\eta = \varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}}$, где ε_{zz} , ε_{xx} , ε_{xy} — элементы тензора диэлектрической проницаемости полупроводника

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_p^2 (\omega - i\omega_\tau)}{\omega [(\omega - i\omega_\tau)^2 - \omega_c^2]} \right), \\
 \varepsilon_{xy} &= \varepsilon_s \frac{i\omega_p^2 \omega_c}{\omega [(\omega - i\omega_\tau)^2 - \omega_c^2]}, \\
 \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega (\omega - i\omega_\tau)} \right), \quad (8)
 \end{aligned}$$

ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, определяемая вкладом решетки; $\omega_c = eH_0/m^*c$ — циклотронная частота; $\omega_\tau = 1/\tau$; $\omega_p = (4\pi e^2 N/m^* \varepsilon_s)^{1/2}$ — плазменная частота; N — концентрация носителей заряда.

Для неограниченной по ширине ФП структуры (т.е. при $k_z = 0$) выражение для δ (7) совпадает с полученным в работе [4].

Дисперсионное уравнение для ПМСВ в рассматриваемой структуре, полученное из условий непрерывности тангенциальных компонент магнитных полей и нормальных компонент индукции на границах слоев, для n -й шириной моды имеет вид

$$e^{-2k_f d} = \frac{\mu^- + k_d (\delta\mu^+ + k_d) \operatorname{th}(k_s t) + \sqrt{\delta\mu^+ + k_s}}{\mu^+ - k_d (\delta\mu^- - k_d) \operatorname{th}(k_s t) + \sqrt{\delta\mu^+ + k_s}}, \quad (9)$$

где $\mu^\pm = \mu \cdot k_f \pm k \cdot \mu_a$, $k = k' + ik''$.

Данное уравнение позволяет рассчитать дисперсионные зависимости $k'(\omega)$ и обусловленный потерями в феррите и полупроводнике пространственный декремент затухания $k''(\omega)$ ПМСВ в волноводе с произвольным соотношением параметров слоев. В предельных случаях (9) переходит в дисперсионное уравнение ПМСВ в изолированном ферромагнитном волноводе ($t \rightarrow \infty$) [3] или в широкой ($W \rightarrow \infty$) ФП структуре [4].

Результаты численного расчета $\omega(k')$ для $n=1$ на границе феррит-полупроводник для различных концентраций N представлены на рис. 2. Для расчетов использовались следующие параметры: полупроводник типа InSb — $m^* = 0.01 m_e$, $\epsilon_s = 17.4$, $t = 1.6$ мкм, $\omega_\tau = 10^{-12}$ с $^{-1}$, феррит — $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $H_0 = 380$ Э, $d = 16$ мкм. При данных параметрах ПМСВ чувствует полупроводниковую пленку начиная с $N = 10^{15}$ см $^{-3}$ (кривые 1). С увеличением N кривые плавно смещаются в сторону кривой, соответствующей металлизированной поверхности феррита. Из-за конечной проводимости действие пленки полупроводника эквивалентно действию слоя металла, удаленного от феррита на конечное расстояние. Видно, что уменьшение ширины волновода наиболее существенно проявляется в области низких частот (при малых k').

На рис. 3 показаны рассчитанные зависимости $k''(\omega)$, соответствующие дисперсионным кривым на рис. 2. Аналогично рис. 2 уменьшение ширины волновода максимально проявляется в низкочастотной области. Видно, что для малых концентраций N уменьшение W приводит к понижению потерь ПМСВ (кривые 1, 2), что можно объяснить уменьшением эффективности спин-электронной связи. С ростом N эффективность спин-электронного взаимодействия возрастает и умень-

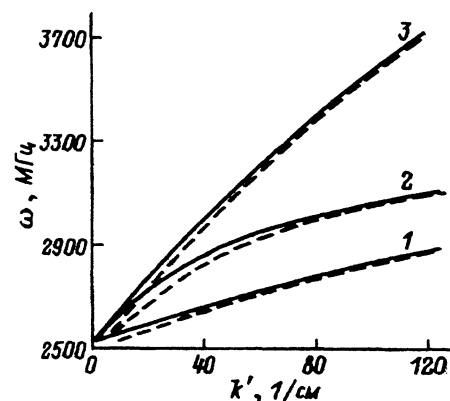


Рис. 2. Дисперсионные зависимости ПМСВ $\omega(k')$ для различных концентраций N .

Сплошные кривые — $W = \infty$, штриховые — $W = 0.2$ см; 1 — $N = 10^{15}$, 2 — 10^{17} , 3 — 10^{19} см $^{-3}$.

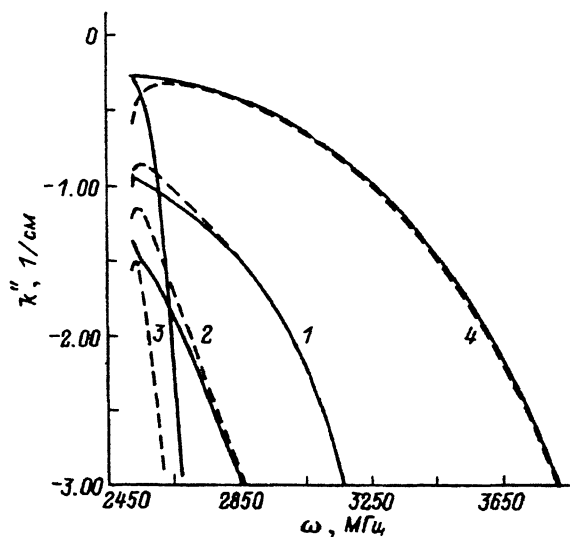


Рис. 3. Пространственный декремент затухания $k''(\omega)$ для различных концентраций N . Сплошные кривые — $W = \infty$, штриховые — $W = 0.2$ см; 1 — $N = 10^{13}$, 2 — 10^{15} , 3 — 10^{17} , 4 — 10^{19} см $^{-3}$.

шение W приводит к резкому увеличению потерь ПМСВ (кривые 3). При дальнейшем росте N происходит выталкивание ПМСВ из полупроводника, эффективность взаимодействия падает и потери уменьшаются (кривые 4). Появление особенностей при малых значениях W в приведенных зависимостях в низкочастотной области следует из выражения для параметра связи δ (7). Анализ последнего показал, что δ имеет резонансные частоты, которые при $\omega_\tau = 0$ имеют вид

$$\omega^2 = \frac{\omega_c^2}{2} + \omega_p^2 \pm \left(\frac{\omega_c^4}{4} + \frac{\omega_c^2 \omega_p^2 k^2}{k_d^2} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Тогда при $k_z^2 > k^2 (4\omega_p^2/\omega_c^2 - 1)$ резонанс в δ может достигаться при $\omega^2 = \omega_p^2 (1 - k^2/k_d^2)$. Поэтому при малых концентрациях N даже в случае $\omega_\tau \neq 0$ следует ожидать особенностей поведения ПМСВ в феррит-полупроводниковом волноводе в низкочастотной области спектра. При больших концентрациях, когда поведение полупроводника определяется плазменной частотой ω_p , уменьшение W на потерях ПМСВ сказывается незначительно.

Таким образом, в безобменном приближении получено дисперсионное уравнение поверхностной магнитостатической волны, распространяющейся в планарном феррит-полупроводниковом волноводе. Исследованы закон дисперсии $k'(\omega)$ и декремент пространственного затухания $k''(\omega)$ в зависимости от концентрации носителей тока в полупроводнике. Показано, что уменьшение ширины волновода при малых концентрациях N приводит к уменьшению потерь ПМСВ. Однако для ФП структур, имеющих N в некоторой области значений, эти потери могут сильно возрастать.

В заключение автору приятно поблагодарить Л.Н.Макутину за помощь в проведении численных расчетов.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // РЭ. 1978. Т. 23. № 5. С. 897-917.
 - [2] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
 - [3] Vajrai S.N., Carter R.L., Owens J.V. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1988. Vol. 36. N 1. P. 132-136.
 - [4] Лукомский В.П., Цвирко Ю.А. // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 3. С. 700-702.
-