

05.2;06.2;09

©1995

УСИЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-ПОЛУПРОВОДНИК

А.С.Киндяк

Известно, что в феррит-полупроводниковой структуре, помещенной в постоянное электрическое поле, возможно усиление поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [1,2].

В данной работе теоретически показана возможность усиления ПМСВ в структуре светочувствительный полупроводник-феррит в отсутствие внешнего электрического поля. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Структура с шириной W , состоящая из пленки феррита и пленки полупроводника с толщинами d и t соответственно, помещена в постоянное магнитное поле H_0 , направленное по оси Z . ПМСВ распространяется вдоль оси Y . Перпендикулярно поверхности вдоль оси X полупроводниковая пленка освещается светом с частотой ν , несколько большей частоты межзонных переходов. В этом случае носители заряда, образующиеся в основном около поверхности, диффундируют в глубь образца, приводя к возникновению диффузионного тока. Вследствие равенства нулю составляющей полного тока в направлении нормали к освещенной поверхности появляется электрическое поле E_0^x . Кроме того, в магнитном поле, направленном параллельно освещаемой поверхности, носители заряда разного знака будут дрейфовать к противоположным сторонам образца вдоль оси Y . Это вызывает появление электрического поля E_0^y (фотоэлектромагнитный эффект) [3]. При увеличении интенсивности света I концентрация фотовозбужденных носителей тока растет и напряженности полей E_0^x и E_0^y могут стать достаточно большими, чтобы влиять на характеристики распространяющейся в феррит-полупроводниковой структуре магнито-оптической волны. В связи с этим состояние полупроводника будем описывать на основании феноменологического уравнения для общего тока $J = J_h + J_e$ [3]

$$J = q(\mu_h p + \mu_e n) E - q \operatorname{grad}(D_h p - D_e n) + \\ + q(\theta_h \mu_h p + \theta_e \mu_e n) E \times \varepsilon + q \operatorname{grad}(\theta_h D_h p - \theta_e D_e n) \times \varepsilon, \quad (1)$$

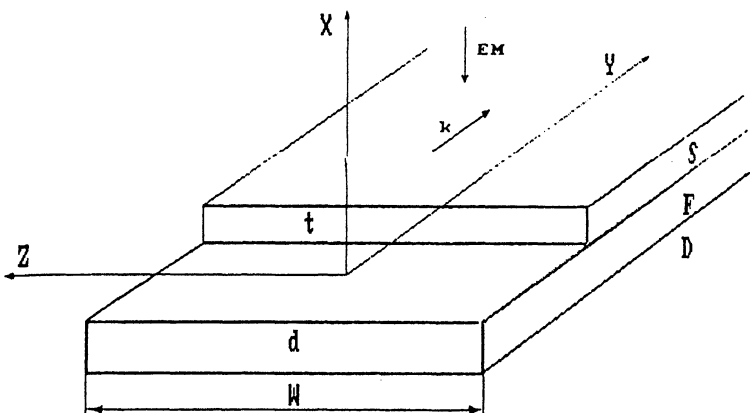


Рис. 1. Геометрия задачи.

где $\mu_{e(h)}$ — подвижность, $D_{e(h)}$ — коэффициент диффузии, $n = n_0 + \delta n$ и $p = p_0 + \delta p$ — концентрации свободных электронов и дырок, состоящие из начальной (n_0) и фотовозбужденной (δn) частей; θ — холловский угол и ε — единичный вектор в направлении поля H_0 .

Уравнение (1) содержит четыре слагаемых, которые характеризуют вклад в суммарный ток соответственно дрейфового, диффузионного, холловского и фотоэлектромагнитного эффектов.

Дисперсионное уравнение ПМСВ в планарной структуре феррит-полупроводник, полученное стандартным методом в магнитоэлектростатическом безобменном приближении с учетом магнитных потерь из условий непрерывности тангенциальных компонент магнитных полей и нормальных компонент индукции на границах слоев, имеет вид [4]

$$e^{-2kd} = \frac{\mu^- - k}{\mu^+ - k} \cdot \frac{(\delta\mu^+ + k)\text{th}(k_s t) + (\mu^+ + k)\delta^{1/2}}{(\delta\mu^- - k)\text{th}(k_s t) + (\mu^- - k)\delta^{1/2}}. \quad (2)$$

Здесь $\mu^\pm = k(\mu \pm \mu_a)$, $k_s^2 = \delta k^2$, $k = k' + ik''$, k — волновой вектор, а μ и μ_a — диагональный и недиагональный элементы тензора магнитной проницаемости феррита, записанные с учетом потерь. Величина δ определяет особенности взаимодействия ПМСВ с полупроводниковым слоем и может быть записана в виде

$$\delta = \delta_0 - \frac{i\gamma}{k} + \frac{\beta^2}{2k^2} - \frac{\beta}{k} \left[\frac{\beta^2}{2k^2} + \delta_0 - \frac{i\gamma}{k} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где $\delta_0 = 1 - \frac{k_0^2}{k^2} \varepsilon_{zz}$, $\gamma = \sigma_h E_0^y$ и $\beta = \sigma_h E_0^x + J_f$, причем J_f — ток фотоэлектромагнитного эффекта, а σ_h — проводимость

Холла из выражения для общего тока (1). В (3) $k_0 = \omega/c$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^h + \varepsilon_{zz}^e$, а $\varepsilon_{zz}^{e(h)}$ — элемент тензора диэлектрической проницаемости полупроводника в постоянном магнитном поле H_0 .

Концентрация фотовозбужденных электронов δn (дырок δp) определяется из уравнения непрерывности, которое имеет решение

$$\delta n(x) = Ae^{-x/L} + Be^{x/L} + Ce^{-\alpha x}, \quad C = \frac{-R\tau_e}{\alpha^2 L^2 - 1}, \quad (4)$$

где $R = \eta\alpha I(I - R_s)/\hbar\nu$, $L^2 = D'_e\tau_e$. Константы A и B находятся из граничных условий. В (4) τ_e — время жизни фотовозбужденных электронов, α — коэффициент поглощения полупроводника, η — квантовый выход и D'_e — коэффициент амбиполярной диффузии. Выражение для δp имеет аналогичный (4) вид (с заменой значений соответствующих параметров на параметры дырки).

На основании дисперсионного уравнения (2) и выражений (3), (4) для различных соотношений толщин ферритового и полупроводникового слоев были проведены расчеты

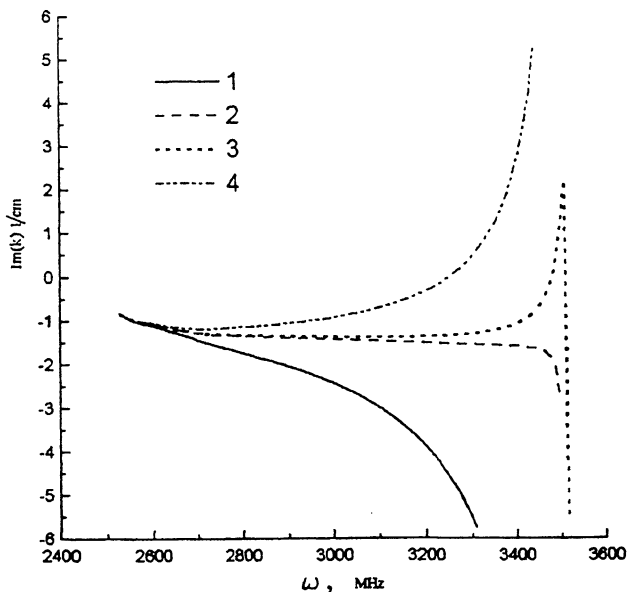


Рис. 2. Пространственный декремент затухания $k''(\omega)$ ПМСВ для $t = 0.0002$ см, $d = 0.002$ см при I , Вт/см²: 1 — 0; 2 — 0.04; 3 — 0.0425; 4 — 0.06.

закона дисперсии $k'(\omega)$ и пространственного декремента затухания $k''(\omega)$ ПМСВ. При расчетах использовались значения, близкие по величине к параметрам железоиттриевого граната и CdSe: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $H = 720$ Э, $\mu_h = 50$ см²/В·с; $\mu_e = 650$ см²/В·с; $n_0 = 10^{17}$ см⁻³, $p_0 = 10^{13}$ см⁻³, $\tau_e = 10^{-3}$ с, $\tau_h = 10^{-7}$ с, $\alpha = 5000$ см⁻¹. Расчеты показали, что носители тока в полупроводнике оказывают существенное влияние как на дисперсию, так и на степень затухания ПМСВ в феррите. Поля E_0^x и E_0^y могут быть равными или отличными от нуля в зависимости от того, замкнуты накоротко или нет противоположные грани полупроводникового слоя. С точки зрения ослабления поглощения и усиления ПМСВ интерес представляет случай, когда $E_0^x = 0$, а $E_0^y \neq 0$. Эти условия выполняются, когда грани полупроводника, перпендикулярные оси X , замкнуты накоротко, а перпендикулярные оси Y , — нет. Тогда $\beta=0$, а поле E_0^y определяется из уравнения (1) при $J_y = 0$.

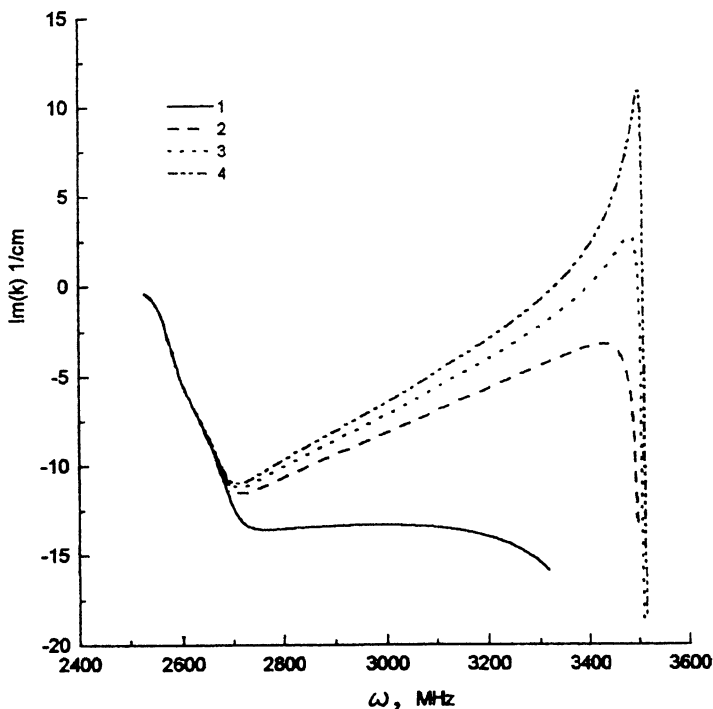


Рис. 3. Пространственный декремент затухания $k''(\omega)$ ПМСВ для $t = 0.005$ см, $d = 0.002$ см при I , Вт/см²: 1 — 0; 2 — 0.015; 3 — 0.02; 4 — 0.025.

На рис. 2 приведены зависимости $k''(\omega)$ (ω — частота ПМСВ) при значениях интенсивности света $I = 0.0-0.06$ Вт/см. Видно, что по мере возрастания I вначале происходит ослабление поглощения ПМСВ и при дальнейшем увеличении интенсивности ее усиление. Усиление начинает проявляться на правой границе спектра ПМСВ и с увеличением I ширина частотной области усиления растет за счет перемещения левой границы этой области в сторону малых частот. При увеличении постоянного магнитного поля характер приведенных зависимостей не меняется.

На рис. 3 представлены результаты расчетов для случая, когда толщина полупроводникового слоя больше ферритового. С увеличением толщины полупроводника характер усиления меняется и в отличие от рис. 2, где область усиления (ослабления поглощения) при возрастании освещенности практически распространяется на весь диапазон ПМСВ, в этом случае область усиления занимает только часть спектра. Появляется некоторое значение $\omega_{кр} = \omega(k_{кр})$, причем при $\omega < \omega_{кр}$ зависимость $k''(\omega)$ остается такой же, как в отсутствие фотовозбуждения полупроводника. Усиление ПМСВ проявляется при частотах $\omega > \omega_{кр}$ и достигается при более низких интенсивностях света.

Таким образом, показано, что фотовозбужденные полупроводникового слоя в тонкопленочной структуре феррит-полупроводник позволяет в широких пределах управлять затуханием магнитостатических волн.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // РЭ. 1978. Т. 23. N 5. С. 897.
- [2] Лукомский В.П., Цвирко Ю.А. // ФТТ. 1973. Т. 15. N 3. С. 700.
- [3] Брозер И. Физика и химия соединений A^2A^6 // Под ред. проф. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. С. 373.
- [4] Киндяк А.С. // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 11. С. 99-104.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АНБ
Минск

Поступило в Редакцию
13 июля 1995 г.