

Солитонные режимы распространения поверхностных магнитостатических волн в структуре магнетик–полупроводник

© А.С. Киндяк, В.В. Киндяк*

Минский научно-исследовательский институт радиоматериалов,
220024 Минск, Белоруссия

*Институт физики твердого тела и полупроводников Академии наук Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

(Поступила в окончательном виде 7 декабря 1998 г.)

Теоретически исследуются нелинейные свойства безобменных поверхностных магнитостатических спиновых волн в слоистой структуре, содержащей пленки ферромагнетика и полупроводника. На основе уравнения эволюции огибающей в приближении слабой нелинейности исследована устойчивость нелинейных поверхностных магнитостатических волн относительно продольных возмущений. Показано, что в определенных условиях импульс поверхностной спиновой волны распространяется в виде солитона огибающей. Расчеты проводились на примере структуры железиттриевый гранат–антимонид индия.

1. В последние годы наблюдается активное проникновение идей современной теории нелинейных волновых процессов в физику магнитных явлений. Особое внимание уделяется магнитостатическим спиновым волнам. Это объясняется тем, что исследование спиновых волн представляет интерес как с точки зрения фундаментальной, так и прикладной физики твердого тела — благодаря возможности создания новых приборов, которые будут использовать нелинейные свойства спиновых волн и действовать в технически важном СВЧ-диапазоне (1–20 GHz).

Нелинейные эффекты, возникающие при распространении магнитостатической волны (МСВ) в ферромагнитной пленке, исследовались как экспериментально, так и теоретически. Экспериментально было показано, что уже при небольших значениях мощности возбуждаемого СВЧ-сигнала эти волны становятся существенно нелинейными [1–7]. Это, в свою очередь, приводит к целому ряду эффектов: автомодуляции, самофокусировке МСВ, неустойчивости волн относительно распада на новые волны [1,2], существованию солитонов огибающей [3–7]. Теоретическое обсуждение неустойчивости поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в тонких ферромагнитных пленках проведено в работах [8–13]. Показано, что эти волны устойчивы относительно продольных возмущений и неустойчивы относительно поперечных возмущений, приводящих к самофокусировке. Теоретические исследования условий формирования солитонов огибающей поверхностных магнитостатических волн проведены в работах [10–13].

В экспериментах и теоретически в основном исследовались тонкие ферромагнитные пленки, хотя известно, что использование многослойных структур представляет больше возможностей для управления характеристиками МСВ. Примером могут служить феррит-полупроводниковые [14,15] структуры, позволяющие за счет взаимодействия МСВ с носителями тока в полупроводниковом слое эффективно управлять параметрами этой волны [16].

В данной работе теоретически исследуются условия образования солитонов огибающей поверхностной магнитостатической спиновой волны, распространяющейся в феррит-полупроводниковой планарной структуре.

2. Необходимое условие существования солитона огибающей в нелинейной дисперсионной среде было сформулировано в [17] и известно как критерий Лайтхила

$$\left(\frac{dk}{d|A|^2}\right)_\omega \left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_\omega < 0. \quad (1)$$

Величина $(d^2k/d\omega^2)$ описывает дисперсию системы, а $(dk/d|A|^2)$ — изменение волнового вектора в зависимости от мощности импульса. Реально такие изменения существуют для всех отличных от нуля значений амплитуды импульса, но при линейном режиме их не учитывают. Поэтому первый шаг при исследовании среды на возможность формирования в ней солитона состоит в проверке условия (1).

Пусть ПМСВ имеет комплексную амплитуду A , а нелинейные эффекты второго порядка малы. Тогда нелинейное дисперсионное уравнение может быть формально записано в виде [9,11,13]

$$f(\omega, k, |A|^2)A = 0. \quad (2)$$

Магнитостатическая волна распространяется в виде импульса с амплитудой $A(y, t)$ и огибающей вдоль оси Y . Здесь t — время; быстрые изменения в волне описываются зависимостью $\exp(i(\omega t - ky))$. За счет дисперсии и нелинейности значение волнового вектора изменится от $k_0 = (0, k_0, 0)$ до $k = K + k_0$, где $K = (0, K_y, 0)$ и $K_y \ll k_0$, а значение частоты — от ω_0 до $\omega = \omega_0 + \Omega$, где $\Omega \ll \omega_0$. Разложение в ряд Тейлора дисперсионного уравнения без учета поглощения дает [9,11]

$$\left[k - k_0 - \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_\omega \Omega - \frac{1}{2} \left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_\omega \Omega^2 - \gamma_k |A|^2 \right] A = 0, \quad (3)$$

где $\gamma_k = (dk/d|A|^2)_{A=0}$ — нелинейный коэффициент, а $(d^2k/d\omega^2)_{\omega_0}$ — дисперсия групповой скорости. Заменяя

в (3) $\omega - \omega_0$ на $i(d/dt)$, K_y на $-i(d/dy)$, получим нелинейное уравнение Шредингера

$$i \frac{dA}{dy} + i \left(\frac{dk}{d\omega} \right)_\omega \frac{dA}{dt} - \frac{1}{2} \left(\frac{d^2k}{d\omega^2} \right)_\omega \frac{d^2A}{dt^2} + \gamma_k |A|^2 A = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) преобразуется заменой $T = t - y/v_g$ и $y = y$ в уравнение

$$i \frac{dA}{dy} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{d^2A}{dt^2} + \gamma_k |A|^2 A = 0, \quad (5)$$

где β_2 — дисперсия групповой скорости v_g .

Аналитическое решение (5) имеет вид

$$A = A_0 \operatorname{sech} \left[\frac{(t - y/v)}{\tau} \right] \exp(i\Delta ky). \quad (6)$$

где $|A_0|^2 = -\beta_2/(\gamma\tau^2)$, $v = v_g$, $\Delta k = -\beta_2\tau^{-2}/2$, Δk — сдвиг волнового вектора, v — скорость импульса.

Поскольку форма солитона, его скорость и длина эволюции определяются законом дисперсии, дисперсией групповой скорости и нелинейным коэффициентом, которые, в свою очередь, определяются характеристиками среды, то имеется явная возможность управления параметрами солитона за счет изменения характеристик среды распространения.

3. Исходными уравнениями для исследования поверхностных спиновых волн в феррит-полупроводниковой структуре являются: для ферритового слоя — уравнения Максвелла и уравнение Ландау–Лифшица в магнитостатическом приближении, а для полупроводникового слоя — уравнения Максвелла и уравнение Лоренца. На основании этих уравнений и стандартных граничных условий получаем дисперсионное уравнение линейной ПМСВ, распространяющейся в феррит-полупроводниковой структуре [15]

$$e^{-2kd} = \frac{(\mu^- + k)(\delta\mu^+ + k) \operatorname{th}(k_s t) + (\mu^+ + k)\sqrt{\delta}}{(\mu^+ - k)(\delta\mu^- - k) \operatorname{th}(k_s t) + (\mu^- - k)\sqrt{\delta}}. \quad (7)$$

Здесь $\mu^\pm = k(\mu \pm \mu_a)$, $k_s^2 = \delta k^2$, $k = k_1 + ik_2$, d и t — толщина ферритового и полупроводникового слоев соответственно, μ и μ_a — диагональный и недиагональный элементы тензора магнитной проницаемости феррита. Величина δ определяет особенности взаимодействия ПМСВ с полупроводниковым слоем и записывается в виде

$$\delta = 1 - \frac{\omega^2 \varepsilon_{zz}}{k^2 c^2}. \quad (8)$$

В (9) $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^e + \varepsilon_{zz}^h$, $\varepsilon_{zz}^{e(h)}$ — элемент тензора диэлектрической проницаемости полупроводника в магнитном поле H

$$\varepsilon_{zz}^e = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)} \right), \quad (9)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, обусловленная вкладом решетки, ν — частота

электронных столкновений, $\omega_p = (4\pi e^2 N/m^* \varepsilon_s)^{1/2}$ — плазменная частота, N — концентрация электронов. В случае $\delta = 1$ уравнение (7) переходит в уравнение Деймона–Эшбаха [18].

Уравнение (6) преобразуется к виду

$$G = AD - BC = 0, \quad (10)$$

где

$$A = \frac{1}{2} [\delta(1 + \alpha) + \delta(1 - \alpha)],$$

$$D = \omega^2 - \omega_0^2 - \frac{\omega_m^2}{4}(1 - \beta), \quad (11)$$

$$B = \frac{1}{4}(\alpha - 1)(\delta - 1),$$

$$C = \omega^2 - \omega_0^2 + \frac{\omega_m}{2}(\omega + \omega_h)(1 - \beta), \quad (12)$$

$\delta = \delta^{1/2}$, а $\alpha = \exp(-2kt\delta^{1/2})$, $\beta = \exp(-2kd)$, $\omega_0^2 = \omega_h^2 + \omega_h\omega_m$. Тогда выражение для дисперсии групповой скорости β_2 ПМСВ определяется из линейного закона дисперсии (10) следующими формулами:

$$\beta_2 = \frac{d^2k}{d\omega^2} = -\frac{1}{G_k^3} (G_{\omega\omega}G_k^2 - 2G_{\omega k}G_\omega G_k + G_{kk}G_\omega^2). \quad (13)$$

В (13) величины G_{xy} — обозначают частные производные функции G по переменным x, y , которые ввиду их громоздкости здесь не приводятся.

Поскольку нелинейность предполагается слабой, то отклонение намагниченности от равновесного состояния будет мало, и z -компоненту намагниченности можно представить в виде

$$M_z \cong M_0 \left(1 - \frac{|M_x|^2 + |M_y|^2}{2M_0^2} \right), \quad (14)$$

где M_0 — намагниченность насыщения, а M_i — компоненты переменной намагниченности ($i = x, y, z$). Тогда в пределе $kd \ll 1$ $M_z \cong M_0 - M_0|A|^2$ и $\omega_m \cong \omega_m(1 - |A|^2)$ [9–13]. Подставляя последнее выражение в уравнение (10), получим

$$\gamma = -\frac{dG}{d|A|^2} / \frac{dG}{dk},$$

$$\frac{dG}{d|A|^2} = AD_a - BC_a,$$

$$D_a = \omega_m (\omega_h + \omega_n(1 - \exp(-2kd))/2),$$

$$C_a = \omega_n(\omega_h - \omega)/2,$$

$$\frac{dG}{dk} = A_k D + AD_k - (B_k C + BC_k), \quad (15)$$

где A_k, B_k, C_k, D_k и δ_k — производные функций (8), (11), (12) по k .

4. На основании приведенных выше формул было проведено исследование критерия Лайтхила (1) для поверхностной магнитостатической спиновой волны, распространяющейся в феррит-полупроводниковой структуре в

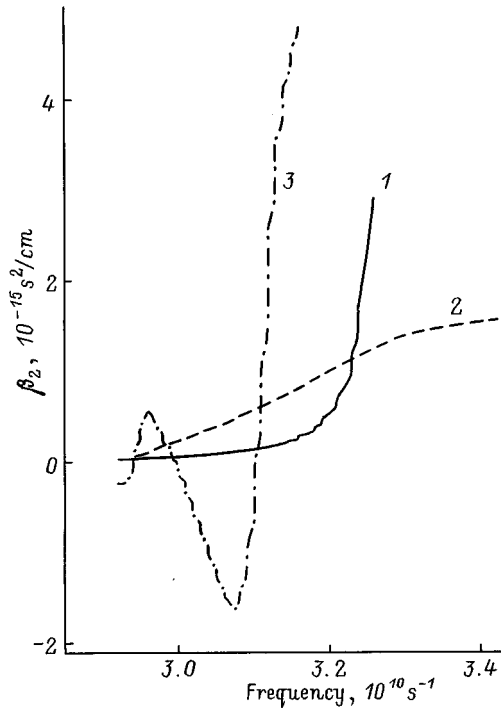


Рис. 1. Зависимости дисперсии групповой скорости от частоты для концентрации электронов в полупроводнике: 1 — $N = 10^{14}$, 2 — $2.5 \cdot 10^{16}$, 3 — 10^{18} cm^{-3} .

зависимости от несущей частоты для различных значений концентрации носителей тока в полупроводниковом слое, толщины слоев, величины внешнего магнитного поля.

Расчеты были выполнены для структуры железо-иттриевый гранат — InSb. Использовались следующие параметры: $d = 10^{-3} \text{ cm}$, $t = 10^{-4} \text{ cm}$, $H = 1000 \text{ Oe}$, $4\pi M = 1750 \text{ Gs}$, подвижность электронов $\mu_e = 78000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, дырок $\mu_h = 750 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, эффективные массы $m_e^* = 0.014m_0$, $m_h^* = 0.4m_0$, $\epsilon_s = 17.4$. Потери в феррите не учитывались, а частота столкновений ν в полупроводнике рассчитывалась из соотношения $\nu = e/\mu t^*$.

На рис. 1–3 приведены рассчитанные зависимости дисперсии групповой скорости от частоты для этой системы.

Поскольку расчет значений коэффициента нелинейности γ при изменении частоты во всех рассматриваемых здесь случаях показал, что $\gamma > 0$, то критерий Лайтхила (1) выполняется когда дисперсия групповой скорости отрицательна.

Как видно из рис. 1, при малых концентрациях носителей тока полупроводниковая пленка не влияет на параметры распространяющейся в структуре ПМСВ. Дисперсия групповой скорости положительна, и волна устойчива относительно продольных возмущений, что согласуется с данными работ [8–13]. С увеличением концентрации появляются области частот, в которых β_2 становится отрицательной и, следовательно, возможно образование солитонов вида (6). Рост концентрации

приводит к сдвигу этих областей в сторону более высоких частот. Однако для некоторых $N > N_0$ (в данном случае $N_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) распространение ПМСВ опять становится устойчивым и формирование солитонов невозможно. Такое воздействие полупроводника на ПМСВ может быть вызвано тем, что из-за конечной проводимости полупроводниковая пленка ведет себя, как слой металла, удаленный от феррита на некоторое расстояние. С увеличением концентрации носителей тока дисперсия ПМСВ начинает деформироваться и появляется участок аномальной дисперсии. Для малых концентраций эта деформация проявляется при малых значениях волнового вектора k , а с увеличением концентрации распространяется на область все больших k . С другой стороны, при больших N происходит выталкивание ПМСВ из полупроводника, эффективность взаимодействия волны с полупроводниковым слоем уменьшается и свойства структуры приближаются к свойствам металлизированной ферритовой пластины.

На рис. 2 представлены рассчитанные частотные зависимости дисперсии групповой скорости ПМСВ для нескольких значений толщины полупроводникового слоя. Как видно, увеличение толщины полупроводника приводит к сужению частотной области отрицательных значений β_2 , которое одновременно сопровождается ростом этих значений по абсолютной величине. При равенстве толщины феррита и полупроводника область частот,

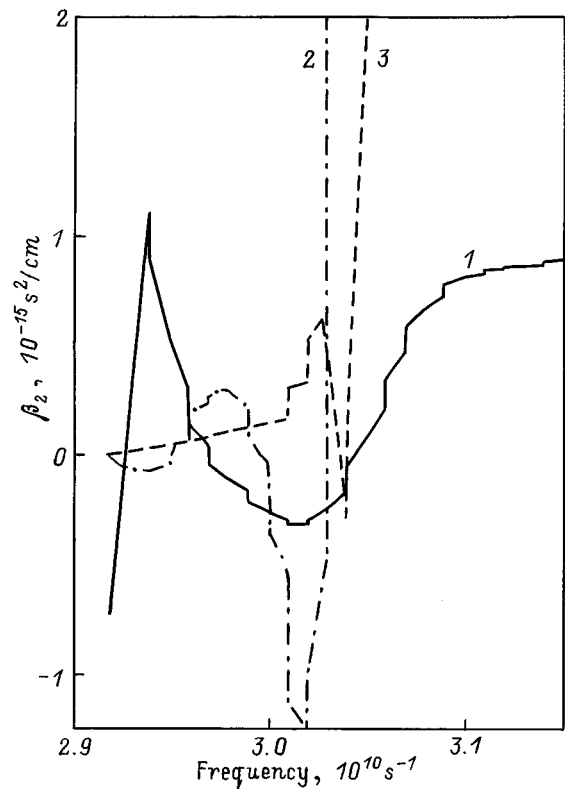


Рис. 2. Зависимости дисперсии групповой скорости ПМСВ от частоты при $H = 1000 \text{ Oe}$, $d = 0.001 \text{ cm}$, $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ для толщины полупроводникового слоя (10^{-4} cm): 1 — $t = 1.0$, 2 — 5.0 , 3 — 10.0 cm .

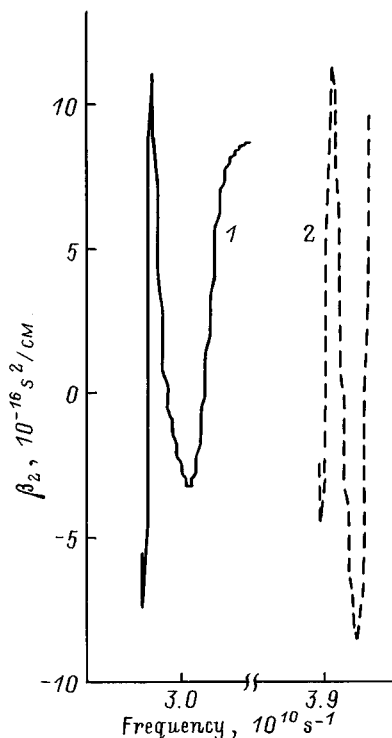


Рис. 3. Зависимости дисперсии групповой скорости ПМСВ от частоты при $t = 0.0001 \text{ cm}$, $d = 0.001 \text{ cm}$, $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ для значений магнитного поля: 1 — 1.0 кОе, 2 — 1.5 кОе.

где возможно существование солитонов ПМСВ, резко уменьшается и сдвигается в высокочастотную область спектра, где потери на распространение ПМСВ велики.

На рис. 3 показаны зависимости дисперсии групповой скорости от частоты при двух значениях внешнего магнитного поля. Видно, что частотная область существования солитонов ПМСВ в феррит-полупроводниковой структуре сохраняет свой вид при изменении магнитного поля.

В заключение оценим пороговую мощность ПМСВ, необходимую для образования солитона, которая определяется как $|A|^2 = -\beta_2/\gamma_k \tau^2$, где τ — длительность импульса. Используя асимптотическое выражение для мощности ПМСВ [9,11] $P = \pi L d^2 \omega M^2 |A|^2$ (L — ширина структуры), найдем, что при использованных параметрах и $N = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\omega = 4.78 \text{ GHz}$, $\tau = 5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, $\beta_2 = -1.4 \cdot 10^{-16} \text{ s}^2/\text{cm}$ пороговая мощность образования солитона $P = 8.4 \text{ mW}$.

Таким образом, в настоящей работе на основе анализа решений нелинейного уравнения Шредингера показана принципиальная возможность формирования солитона на огибающей при распространении импульса ПМСВ в феррит-полупроводниковой структуре. Исследование влияния концентрации носителей заряда в полупроводниковом слое и толщины этого слоя на условия формирования солитонов показало, что с помощью изменения концентрации носителей и/или толщины полупроводника можно эффективно управлять размером и местоположе-

нием области частот, где возможно прохождение импульса ПМСВ в виде солитона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф96-142).

Список литературы

- [1] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.А. Никитов, А.Г. Темиряев. ФТТ **28**, 9, 2774 (1986).
- [2] А.М. Медников. ФТТ **23**, 1, 242 (1981).
- [3] Б.А. Калиникос, Н.Г. Ковшиков, А.Н. Славин. ФТТ **27**, 1, 226 (1985).
- [4] P. De Gasperis, R. Morcelli, G. Miccolli. Phys. Rev. Lett. **59**, 4, 481 (1987).
- [5] B.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov et al. Solid State Commun. **74**, 989 (1990).
- [6] B.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov, A.N. Slavin. IEEE Trans. Magn. **26**, 1477 (1990).
- [7] B.A. Kalinikos, N.G. Kovshikov, A.N. Slavin. J. Appl. Phys. **67**, 5633 (1990).
- [8] В.П. Лукомский. УФЖ **23**, 134 (1978).
- [9] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. ЖЭТФ **84**, 606 (1983).
- [10] A.D. Boardman, S.A. Nikitov. Phys. Rev. **B38**, 16, 11444 (1988).
- [11] А.Д. Бордман, Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. ЖЭТФ **95**, 6, 2140 (1989).
- [12] A.D. Boardman, Q. Wang, S.A. Nikitov et al. IEEE Tran. Magn. **30**, 1, 14 (1994).
- [13] A.D. Boardman, S.A. Nikitov, K. Xie et al. J. Magn. Mag. Mater. **145**, 357 (1995).
- [14] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. РЭ **23**, 5, 897 (1978).
- [15] А.С. Киндяк. ЖТФ **64**, 11, 99 (1994).
- [16] A.S. Kindyak. Materials Lett. **24**, 359 (1995).
- [17] M.J. Lighthill. J. Inst. Math. Appl. **4**, 269 (1965).
- [18] R.W. Damon, J.R. Eschbach. J. Phys. Chem. Sol. **19**, 308 (1961).