

К САМОСОГЛАСОВАННОЙ ТЕОРИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН МНОГОЭЛЕМЕНТНЫМИ АНТЕННАМИ

В. Ф. Дмитриев, Б. А. Калинин

Существующая теория возбуждения спиновых волн (СВ) в ферромагнитных пленках (ФП) многоэлементными антеннами [1-3] не учитывает изменения поверхностного электрического тока в элементах антенны в процессе «излучения» СВ. Учет перераспределения по поверхностному току, как показывает теория одиночных микрополосковых антенн [4-6], особенно важен при анализе возбуждения поверхностных СВ. Целью настоящей работы является решение задачи об эффективности возбуждения СВ планарной многоэлементной антенной в самосогласованной постановке, т. е. с учетом перераспределения поверхностного тока j (?). Еще одним существенным отличием предлагаемой теории от ранее опубликованной [1-3], является то, что она учитывает не только диполь-дипольное, но и неоднородное обменное взаимодействие в спин-системе ФП.

Расчет электрических характеристик антенн спиновых волн (АСВ) обычно проводится на модели длинной линии с потерями [7], обоснование которой дано в [8]. Определение эффективности возбуждения СВ в такой модели сводится к расчету погонного сопротивления излучения R_n в спин-систему ФП. Получаемые таким способом результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [9, 10]. Заманчиво использовать аналогичный подход (опирающийся фактически на приближение ТЕМ волны в линии передачи, служащей антенной) и для описания многоэлементных антенн. В этом случае, как показывает проведенный нами анализ [11], выражение для погонного сопротивления излучения многоэлементной АСВ совпадает с ранее полученным для одноэлементной антенны [12]. В компактном виде выражения для парциальных составляющих R^+ и R^- погонного сопротивления излучения $R_n = R^+ + R^-$, которые определяют мощность, уносимую от антенны в двух противоположных направлениях, могут быть записаны в виде

$$R_n^\pm = \frac{\omega \mu_0}{2} \sum_n^{n_{\max}} |j_n(k_{zn}^\pm)|^2 U_n(k_{zn}^\pm), \quad (1)$$

где n_{\max} — число типов СВ, существующих на частоте возбуждения ω и определяемое, как это описано в [13]; k_{zn}^\pm — волновые числа спиновых волн, распространяющихся от антенны в противоположных направлениях. Величина U_n учитывает присутствие металлических экранов, направление постоянного намагничивания ФП, а также дисперсионные свойства возбуждаемых спиновых волн; ее расписание приведена в работе [12].

Как следует из (1), все особенности возбуждения СВ многоэлементной антенной учитываются фурье-образом поверхностной плотности тока $j_n(k_z)$. Таким образом, новая часть задачи расчета электрических характеристик многоэлементной антенны состоит в нахождении распределения ее поверхностного тока в режиме «излучения» СВ.

Рассмотрим планарную многоэлементную антенну, расположенную над поверхностью экранированной ферромагнитной пленки, намагниченной в произвольном направлении (рис. 1). Антенну зададим в виде произвольного числа m параллельных полосок идеального металла. Полные величины токов I_f в каждом элементе АСВ и их направления будем считать известными.¹ Распределение поверхностных токов $j_f(z)$ в элементах антенны найдем, воспользовавшись электродинамическим граничным условием на нормальную компоненту магнитного поля на поверхности идеального металла антенной системы. Результирующее магнитное поле на поверхности антенны представим в виде суммы поля поверхностного тока [14], поля наведенных им токов, протекающих по металлическим экранам [14], и поля возбуждаемых антенной СВ [12]. При расчете последнего учтем как диполь-дипольное, так и неоднородное обменное взаимодействия. Вычисляя перечисленные поля в магнитостатиче-

¹ Задача отыскания I_f при заданном суммарном токе на входе антенной системы решается как самостоятельная на основе системы телеграфных уравнений.

ском приближении и удовлетворяя электродинамическому граничному условию, приходим к интегральному уравнению

$$\frac{1}{\pi} \oint_{\mathcal{D}} j(z') \frac{dz'}{z' - z} - \frac{1}{\pi} \int_{\mathcal{D}} j(z') K_0(z, z') dz' + \pi i \sum_n^{\text{max}} \int_{\mathcal{D}} j(z') \{ \Delta_n^+ \exp[i\kappa_n^+(z - z')] + \Delta_n^- \exp[-i\kappa_n^-(z - z')] \} dz' = 0, \quad (2)$$

где обозначено $z = 2z/w$, $\kappa_n^\pm = k_n^\pm (b_1 - a_1)$,

$$K_0(z, z') = (z' - z) \{ [(a - d)^2 + (z' - z)^2]^{-1} + [(b + d + L)^2 + (z' - z)^2]^{-1} \}, \\ \Delta_n^+ = U_n(\kappa_n^+, \varphi) \kappa_n^+ / 4\pi, \quad \Delta_n^- = U_n(\kappa_n^-, \varphi + 180^\circ) \kappa_n^- / 4\pi,$$

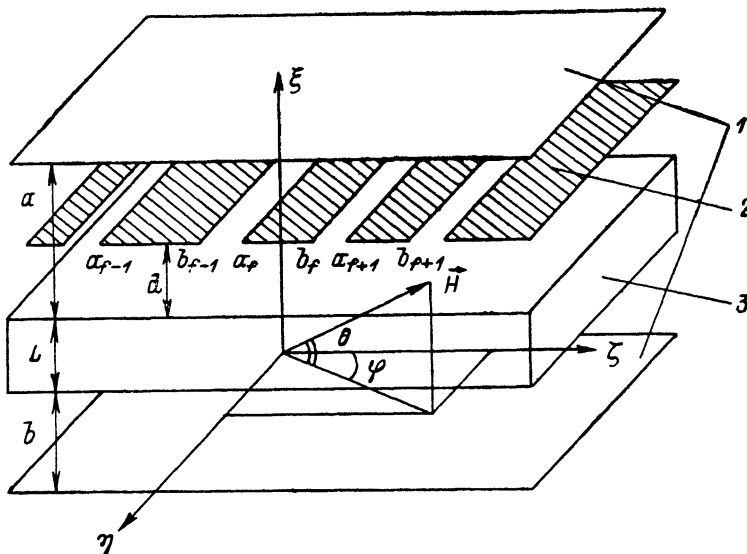


Рис. 1. Экранированная многоэлементная антенна.

1 — металлические экраны, 2 — элементы антенны, 3 — ферромагнитная пленка.

Контур \mathcal{D} образован совокупностью m отрезков $[a'_f, b'_f]$. Выполняя в (2) процедуру обращения интеграла типа Коши, получаем

$$j(z) = \left[\prod_{f=1}^m (z - a'_f)(b'_f - z) \right]^{-1/2} \times \left\{ Q_{m-1}(z) - \frac{1}{\pi^2} \int_{\mathcal{D}} j(z') \kappa_1(z, z') dz' + \right. \\ \left. + \sum_n^{\text{max}} \int_{\mathcal{D}} j(z') [F_n^+(-\kappa_n^+, z) \exp(i\kappa_n^+, z') + F_n^-(\kappa_n^-, z) \exp(-i\kappa_n^-, z')] dz' \right\}, \quad (3)$$

где $a'_f = 2a_f/(b_1 - a_1)$, $b'_f = 2b_f/(b_1 - a_1)$, $Q_{m-1}(z) = C_{m-1}z^{m-1} + C_{m-2}z^{m-2} + \dots + C_0$ есть алгебраический полином, коэффициенты которого находятся из условий на величину и направления

токов, протекающих через все элементы АСВ $\int_{a'_f}^{b'_f} j(\zeta) d\zeta = I_f$.

Ядро $K_1(z, z')$ имеет вид

$$K_1(z, z') = \int_{\mathcal{D}} \frac{\left[\prod_{f=1}^m (z_1 - a'_f)(b'_f - z_1) \right]^{1/2} K_0(z_1, z')}{z_1 - z} dz_1,$$

а величины F_n^+ и F_n^- определены следующим образом:

$$F_n^\pm(\kappa_n^\pm, z) = \varepsilon \Delta_n^\pm \int_{\mathcal{D}} \frac{\left[\prod_{f=1}^m (z_1 - a'_f)(b'_f - z_1) \right]^{1/2}}{z_1 - z} \exp(\pm i\kappa_n^\pm z_1) dz_1.$$

Заменой переменной z на каждом участке $a_f \leq z \leq b_f$ в виде $z = (2\zeta - b_f - a_f)/(b_f - a_f)$, $j(z_f) = (1 - z_f^2)^{-1/2} Y(z_f)$, а затем $z_f = \sin \varphi_f$ можно показать, что ядра уравнения (3) являются Фредгольмовыми. Тогда (3) есть неоднородное интегральное уравнение Фредгольма второго рода. Анализ уравнения (3) показывает, что интегральный член с ядром $K_l^{\pm}(z, z')$ в случае $|b_f - a_f| < a, b$ дает поправки к решению пропорциональные $(a^2 + b^2)(b_f - a_f)^2 / 4\pi^2 a^2 b^2$, и в таком случае ими можно пренебречь. Решение уравнения (3) тогда будет иметь вид [15]

$$j(z) = \left[\prod_{f=1}^m (z - a'_f)(b'_f - z) \right]^{-1/2} \times \\ \times \left\{ Q_{m-1}(z) + \sum_n^{\max} [c_n^+ F_n^+(-\kappa_n^+, z) + c_n^- F_n^-(\kappa_n^-, z)] \right\}. \quad (4)$$

Коэффициенты c_n^{\pm} находятся с помощью формул Крамера из системы уравнений

$$\begin{cases} c_n^+ - \sum_l^{\max} [c_l^+ F_{ln}^+(-\kappa_l^+, \kappa_n^+) + c_l^- F_{ln}^-(\kappa_l^-, \kappa_n^+)] = f_n(\kappa_n^+), \\ c_n^- - \sum_l^{\max} [c_l^+ F_{ln}^+(-\kappa_l^+, -\kappa_n^-) + c_l^- F_{ln}^-(\kappa_l^-, -\kappa_n^-)] = f_n(-\kappa_n^-). \end{cases} \quad (5)$$

где

$$f_n(\kappa_n^{\pm}) = \int_{\mathcal{D}} Q_{m-1}(z) \frac{\exp(\pm i\kappa_n^{\pm} z)}{\left[\prod_{f=1}^m (z - a'_f)(b'_f - z) \right]^{1/2}} dz, \\ F_{ln}^{\pm}(\kappa_l, \kappa_n) = \int_{\mathcal{D}} F_l^{\pm}(\kappa_l, z) \frac{\exp(i\kappa_n z)}{\left[\prod_{f=1}^m (z - a'_f)(b'_f - z) \right]^{1/2}} dz.$$

Выражения (4), (5) описывают распределение плотности поверхностного тока в элементах антенны с учетом их взаимного влияния и процесса «излучения» спиновых волн.

Для расчета сопротивления излучения (1) необходим фурье-образ поверхностной плотности тока в антенне. На основании (4) он равен

$$j_k(k_{zn}^{\pm}) = f_n(\kappa_n^{\pm}) + \sum_{n'}^{\max} [F_{n'n}^+(\kappa_{n'}^+, \pm \kappa_n^{\pm}) c_{n'}^+ + F_{n'n}^-(\kappa_{n'}^-, \pm \kappa_n^{\pm}) c_{n'}^-], \quad (6)$$

$j_k(k_{zn}^{\pm})$ и $j_k(k_{zn}^{\mp})$ определяют фурье-образы поверхностного тока, необходимые для расчета парциальных сопротивлений излучения R^+ и R^- спиновых волн, распространяющихся от антенны в противоположных направлениях. Выражения (4), (6) совместно с известным законом дисперсии дипольно-обменных СВ в экранированной ФП [11] позволяют рассчитывать в самосогласованной постановке все основные характеристики излучения планарных многоэлементных антенн.

Литература

- [1] Wu H. J., Smith C. V., Collins J. H., Owens J. M. // Electron. Lett. 1977. Vol. 13. N 20. P. 610—611.
- [2] Adam J. D., Patterson R. W., O'Keeffe T. W. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 3. P. 1797—1799.
- [3] Sethares J. C., Weinberg I. J. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 3. P. 2458—2460.
- [4] Вугальтер Г. А., Мазалин В. П. // РИЭ. 1984. Т. 29. Вып. 7. С. 1252—1259.
- [5] Вугальтер Г. А., Мазалин В. П. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 497—505.
- [6] Гилинский И. А., Щеглов И. М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 12. С. 2323—2332.
- [7] Ganguly A. K., Webb D. C. // IEEE Trans. MTT-23. 1975. Vol. 23. N 12. P. 998—1006.
- [8] Вугальтер Г. А., Гилинский И. А. // РИЭ. 1987. Т. 32. Вып. 3. С. 465—472.
- [9] Дмитриев В. Ф., Калиныков Б. А., Ковшиков Н. Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2169—2177.
- [10] Сорокин В. Г., Богун П. В., Кандыба П. Е. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2377—2382.
- [11] Дмитриев В. Ф. // Автореф. канд. дис. Л., 1987. 16 с.
- [12] Дмитриев В. Ф., Калиныков Б. А. // Тез. докл. региональной конф. «Спиноволновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 77—78.

- [13] Галинко Б. А. // Изв. вузов. Физика. 1981. Т. 24. Вып. 8. С. 42—56.
 [14] Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь. 1983. 296 с.
 [15] Михлин С. Г. Интегральные уравнения. М.; Л.: ОГИЗ, 1947. 304 с.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.

05; 06; 10; 11; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 1, 1988

ФОРМИРОВАНИЕ СКРЫТОГО СЛОЯ β - Si_3N_4 ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ (ВИО) КРЕМНИЯ

И. А. Бачило, Р. В. Грибовский, Ф. Ф. Комаров,
В. А. Мироненко, А. П. Новиков

В последнее время наблюдается повышенный интерес к получению структур кремний—на—изоляторе вследствие огромной технологической важности последних в технологии сверхбольших интегральных схем. Перспективным способом получения указанных структур

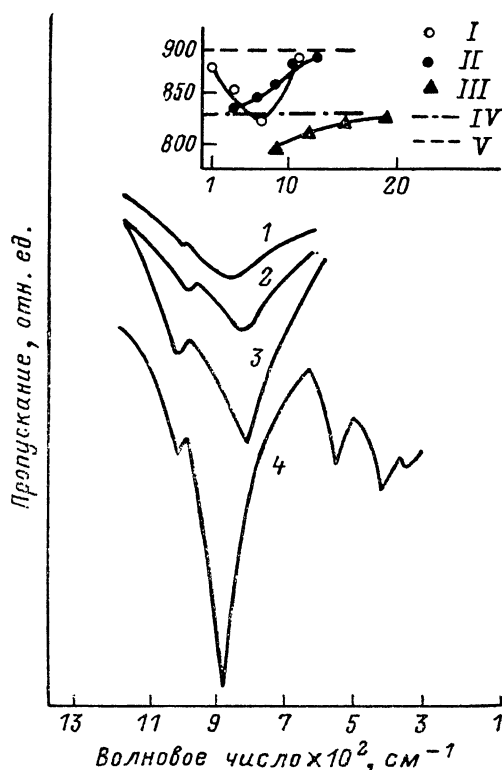


Рис. 1. Спектры ИК пропускания кремния, имплантированного азотом.

1 — 1.1, 2 — 3.5, 3 — 6.7, 4 — 9.7×10^{17} ат/см². На вставке — поведение максимума поглощения при различных условиях облучения: I — наши результаты, II — из [7], III — из [4], IV — положение максимума в аморфном Si_3N_4 , V — в β - Si_3N_4 .

является высокодозная имплантация ионов химически активной примеси (O, N) в монокристаллические пластины кремния [1—3]. Однако широкое промышленное применение данного метода ограничено рядом причин. Во-первых, время набора стехиометрических доз на существующих установках для ионной имплантации занимает около 100 ч. Во-вторых, при традиционных режимах облучения не удается получить протяженного, однородного по составу скрытого слоя нитрида кремния, вследствие выпадения части сверхстехиометрического азота в виде газовых пузырей [4—6], что может привести к расслоению структуры. Избежать выделения пузырей не удается даже в случае имплантации ионов азота в предварительно подогретую до 800 °С подложку [5]. Логическим шагом на пути решения указанных проблем должна стать высокоинтенсивная имплантация ионов химически активной примеси.

Для формирования протяженного, однородного по составу скрытого слоя нитрида кремния выполнялось облучение монокристаллических пластин кремния ориентации (III) пучком ионов N_2 с кинетической энергией 140 кэВ при плотности ионного тока 100 мкА/см². Указанный режим облучения обеспечивал разогрев образцов до температуры ~ 800 °С через 6—8 с после начала имплантации. Анализ фазового состава мишеней после облучения дозами $10^{17} \dots 10^{18}$ ат/см² выполнялся методами оже-электронной и ИК спектроскопии.

На рис. 1 представлены спектры ИК пропускания облученных образцов. Уже для малых доз имплантации спектр содержит полосу при 900 см⁻¹ и слабо выраженное плечо при 1040 см⁻¹, что указывает на формирование зародышей β - Si_3N_4 [7]. При изменении дозы им-