

05:09
©1994 г.

ПОТОК МОЩНОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ: КОМБИНИРОВАННЫЙ ПОДХОД

С.В.Лебедев

Приведены результаты комбинированного электродинамического расчета потока мощности поверхностной магнитостатической волны, распространяющейся под произвольным углом к внешнему магнитному полю в структуре феррит-диэлектрик-металл. Определены направления потоков мощности в слоях диэлектрика и феррита в зависимости от ориентации волнового вектора поверхностной волны или от величины магнитного поля. Показано, что "чисто" магнитостатическое решение поставленной задачи приводит к неверным результатам в части вычисления послынных потоков мощности, однако оно может быть использовано для получения интегральных мощностных характеристик ПМСВ.

Проблема вычисления потока мощности магнитостатических волн (МСВ) периодически привлекала внимание исследователей на протяжении последнего десятилетия. В значительной степени это вызвано сильной и разнообразной анизотропией МСВ, представляющей фундаментальный научный интерес, а также открывающей широкие возможности для осуществления пространственно-частотной селекции СВЧ сигналов.

Известны два подхода к решению поставленной задачи. Первый основан на непосредственном определении электрической и магнитной компонент поля МСВ \mathbf{e} и \mathbf{h} из полной системы уравнений электродинамики Максвелла с последующей подстановкой полученных выражений в классическую формулу для вектора Пойтинга [1-3]

$$\Pi = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*]. \quad (1)$$

Параллельно здесь может быть получено и дисперсионное уравнение для МСВ с учетом запаздывания. Другой подход [4-7] заключается в вычислении мощностных характеристик МСВ, позволяющих не выходить за рамки замкнутой системы магнитостатических уравнений. Существует, однако, и третья возможность решения поставленной задачи — нахождение \mathbf{h} из уравнений магнитостатики с последующим определением из уравнений электродинамики высокочастотного электрического поля \mathbf{e} через магнитные величины, в конечном счете через

магнитостатический потенциал Ψ . Этот комбинированный вариант позволяет не отвергать довольно простой и эффективный магнитостатический аппарат в части вычисления дисперсии и магнитостатического потенциала, но избежать при этом известных неприятностей, связанных с неправильным определением в магнитостатике потоков мощности в отдельных слоях [3]. Физический смысл предлагаемого подхода фактически состоит в неявном применении известной теоремы разложения Гельмгольца, в соответствии с которой поля \mathbf{e} и \mathbf{h} представимы в виде суммы потенциальной и вихревой компонент. Целью настоящей работы явились последовательное изложение методики и результатов комбинированного расчета потока мощности поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в структуре феррит-диэлектрик-металл (ФДМ), оценка степени приближенности такого расчета, а также сравнительный анализ принципиальных различий, возникающих при "чисто" магнитостатическом подходе. Отметим, что в работе [1] изложены лишь самые общие принципы строгого электродинамического подхода, что затрудняет применение ее результатов, и отсутствует сравнение с часто используемым магнитостатическим расчетом. В работах [2,3] авторы ограничились рассмотрением частного случая, когда ПМСВ распространяется строго перпендикулярно приложенному полю. Вышперечисленные обстоятельства определили актуальность настоящей работы.

Работа [4] явилась, по-видимому, первой, где изложены основные принципы магнитостатического расчета потока мощности МСВ. Методами векторной алгебры с использованием уравнений Максвелла не сложно показать, что имеет место равенство

$$\operatorname{div}[\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*] = -i \frac{\omega}{c} \operatorname{div}(\Psi^* \mathbf{b}), \quad (2)$$

где \mathbf{b} — магнитная индукция МСВ, ω — круговая частота СВЧ.

Как известно, если дивергенции векторов равны, то сами векторы могут отличаться на ротор векторной функции. Отметим, что в работах [4-7] авторы фактически полагают этот ротор нулем без детального анализа правомерности такой операции. Однако в этом случае мы получим очевидное противоречие, заключающееся в том, что вектор Π , записанный в виде $\Pi = -(\omega/8\pi) \operatorname{Re}(i\Psi^* \mathbf{b})$, оказывается коллинеарным индукции магнитного поля МСВ \mathbf{b} (а в диэлектрических слоях \mathbf{h}), хотя из уравнения (1) следует, что Π обязан быть перпендикулярным \mathbf{h} .

Приведенные выше рассуждения побудили нас обратиться к вычислению электрической компоненты поля МСВ непосредственно из уравнения

$$\operatorname{rot} \mathbf{e} = -ik_0 \mathbf{b}, \quad k_0 = \omega/c.$$

Рассматриваемая структура, представленная на рис. 1, представляет собой слой феррита 1 толщиной d , отделенный диэлектриком 2 толщиной t от металлического идеально проводящего экрана 3. Полупространство с другой стороны ферритового слоя ($x < 0$) также заполнено произвольным диэлектриком 4. Ограничимся в рассмотрении только теми ПМСВ, которые существуют в диапазоне магнитных полей $\Omega - 1 < \Omega_n < \Omega - 1/2$, где Ω и Ω_n — нормированные на намагниченность насыщения феррита $4\pi M$ частота и магнитное поле. Специфика именно

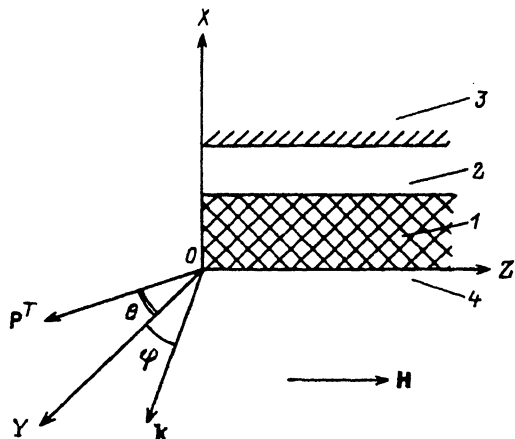


Рис. 1. Геометрия задачи.

этой области магнитных полей заключена в одновременном существовании прямой и обратной поверхностных волн с сонаправленными фазовыми и противоположно направленными групповыми скоростями [8].

Запишем магнитоэлектростатический потенциал Ψ , электрическое, магнитное поле МСВ и индукцию \mathbf{e} , \mathbf{h} и \mathbf{b} по слоям следующим стандартным образом:

$$\Psi = \begin{cases} C e^{k_{x1}x} e^{-i(k_y y + k_z z)}, & x < 0, \\ (A e^{k_{x2}x} + B e^{-k_{x2}x}) e^{-i(k_y y + k_z z)}, & 0 < x < d, \\ (D e^{k_{x1}x} + E e^{-k_{x1}x}) e^{-i(k_y y + k_z z)}, & d < x < d + t, \end{cases} \quad (4)$$

$$\mathbf{v} = \begin{cases} \mathbf{v}_1 e^{k_{x1}x} e^{-i(k_y y + k_z z)}, & x < 0, \\ (\mathbf{v}_2 e^{k_{x2}x} + \mathbf{v}_3 e^{-k_{x2}x}) e^{-i(k_y y + k_z z)}, & 0 < x < d, \\ (\mathbf{v}_4 e^{k_{x1}x} + \mathbf{v}_5 e^{-k_{x1}x}) e^{-i(k_y y + k_z z)}, & d < x < d + t, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$k_{x1} = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2}; \quad (6a)$$

$$k_{x2} = (k_y^2 + k_z^2/\mu)^{1/2}; \quad (6b)$$

$\mathbf{v} - \mathbf{e}$, \mathbf{h} или \mathbf{b} ; k_y и k_z — y - и z -компоненты волнового вектора; μ — диагональный элемент тензора магнитной проницаемости.

Задача о нахождении магнитного потенциала решалась стандартным образом (см., например, [8]). Совместное решение уравнений для граничных условий, накладываемых на Ψ , позволяет выразить все коэффициенты уравнения (4) через один из них, например через A . Подставляя записанное в виде (5) поле \mathbf{e} в уравнение (3), можно выразить y - и z -компоненты неизвестных векторов \mathbf{e}_j ($j = 1, \dots, 5$) через соответствующие x -компоненты

$$e_{jy} = \pm i \frac{k}{k_{xj}} e_{jx} \pm i \frac{k_0}{k_{xj}} b_{jz} \quad \text{для } j = 1, 4, 5 \rightarrow k_{xj} = k_{x1}, \quad (7a)$$

$$e_{jz} = \pm i \frac{k_z}{k_{xj}} e_{jx} \pm i \frac{k_0}{k_{xj}} b_{jy} \quad \text{для } j = 2, 3 \rightarrow k_{xj} = k_{x2}. \quad (76)$$

Верхние знаки в системе уравнений (7) — для $j = 3, 5$; нижние — для $j = 1, 2, 4$. Из восьми уравнений стандартных граничных условий на компоненты вектора e независимыми оказываются пять

$$\varepsilon_{1e_{1x}} = \varepsilon_2(e_{2x} + e_{3x}), \quad (8a)$$

$$\frac{k}{k_{x1}} e_{1x} + \frac{k_0}{k_{x1}} b_{1z} = \frac{k}{k_{x2}} (e_{2x} - e_{3x}) + \frac{k_0}{k_{x2}} (b_{2z} - b_{3z}), \quad (86)$$

$$\varepsilon_2(e_{2x} e^{k_{x2}d} + e_{3x} e^{-k_{x2}d}) = \varepsilon_3(e_{4x} e^{k_{x1}d} + e_{5x} e^{-k_{x1}d}), \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} \frac{e^{k_{x2}d}}{k_{x2}} (ke_{2x} + k_0 b_{2z}) - \frac{e^{-k_{x2}d}}{k_{x2}} (ke_{3x} + k_0 b_{3z}) &= \frac{e^{k_{x1}d}}{k_{x1}} (ke_{4x} + k_0 b_{4z}) - \\ &- \frac{e^{-k_{x1}d}}{k_{x1}} (ke_{5x} + k_0 b_{5z}), \end{aligned} \quad (8г)$$

$$e_{5x} = e_{4x} e^{2k_{x1}(d+t)}, \quad (8д)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ — диэлектрические проницаемости пространства 4, феррита 1 и зазора 2 (рис. 1) соответственно.

Системы уравнений (7) и (8) позволяют полностью выразить электрическое поле ПМСВ в ФДМ структуре через магнитную индукцию. Окончательное решение для вектора e здесь не приводится ввиду его крайней громоздкости.

Дальнейшая процедура вычислений заключается в интегрировании y - и z -компонент вектора Π из уравнения (1) по координате x для получения абсолютного значения и направления потока мощности ПМСВ, приходящегося на единицу ширины ФДМ структуры. При этом с формальных позиций логично назвать соответствующие интегралы в пределах от $-\infty$ до 0 потоком в слое феррита P^I и от d до $d+t$ — потоком в зазоре P^{III} соответственно [4,6].

Для y -компонент потока получим следующие выражения в диэлектрическом полупространстве ($x < 0$):

$$P_y^I = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left(\frac{e_{1z} h_{1x}^* h_{1z}^*}{2k_{x1}} \right), \quad (9)$$

в ферритовом слое ($0 < x < d$)

$$\begin{aligned} P_y^{II} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left[(e_{2z} h_{2x}^* - e_{2x} h_{2z}^*) \frac{e^{2k_{x2}d} - 1}{2k_{x2}} + (e_{3z} h_{3x}^* - e_{3x} h_{3z}^*) \frac{1 - e^{-2k_{x2}d}}{2k_{x2}} + \right. \\ \left. + (e_{2z} h_{3x}^* - e_{2x} h_{3z}^* h_{3z}^* + e_{3z} h_{2x}^* - e_{3x} h_{2z}^*) d \right], \end{aligned} \quad (10)$$

в зазоре ($d < x < d + t$)

$$P_y^{\text{III}} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left[e^{2k_{x1}d} (e_{4z}h_{4x}^* - e_{4x}h_{4z}^*) \frac{e^{2k_{x1}t} - 1}{2k_{x1}} + e^{-2k_{x1}d} (e_{5z}h_{5x}^* - e_{5x}h_{5z}^*) \times \right. \\ \left. \times \frac{1 - e^{-2k_{x1}t}}{2k_{x1}} + (e_{4z}h_{5x}^* - e_{4x}h_{5z}^* + e_{5z}h_{4x}^* - e_{5x}h_{4z}^*)t \right]. \quad (11)$$

Аналогичные выражения для z -компонент векторов P^I , P^{II} и P^{III} можно получить циклической перестановкой индексов $y \rightarrow z \rightarrow x \rightarrow y$ в уравнениях (9)–(11).

Результаты численных вычислений по формулам (9)–(11), обсуждаемые ниже, были получены путем выражения векторов \mathbf{b} и \mathbf{h} стандартным образом через магнитостатический потенциал и с учетом соотношений между коэффициентами A – E в уравнении (4). При этом c

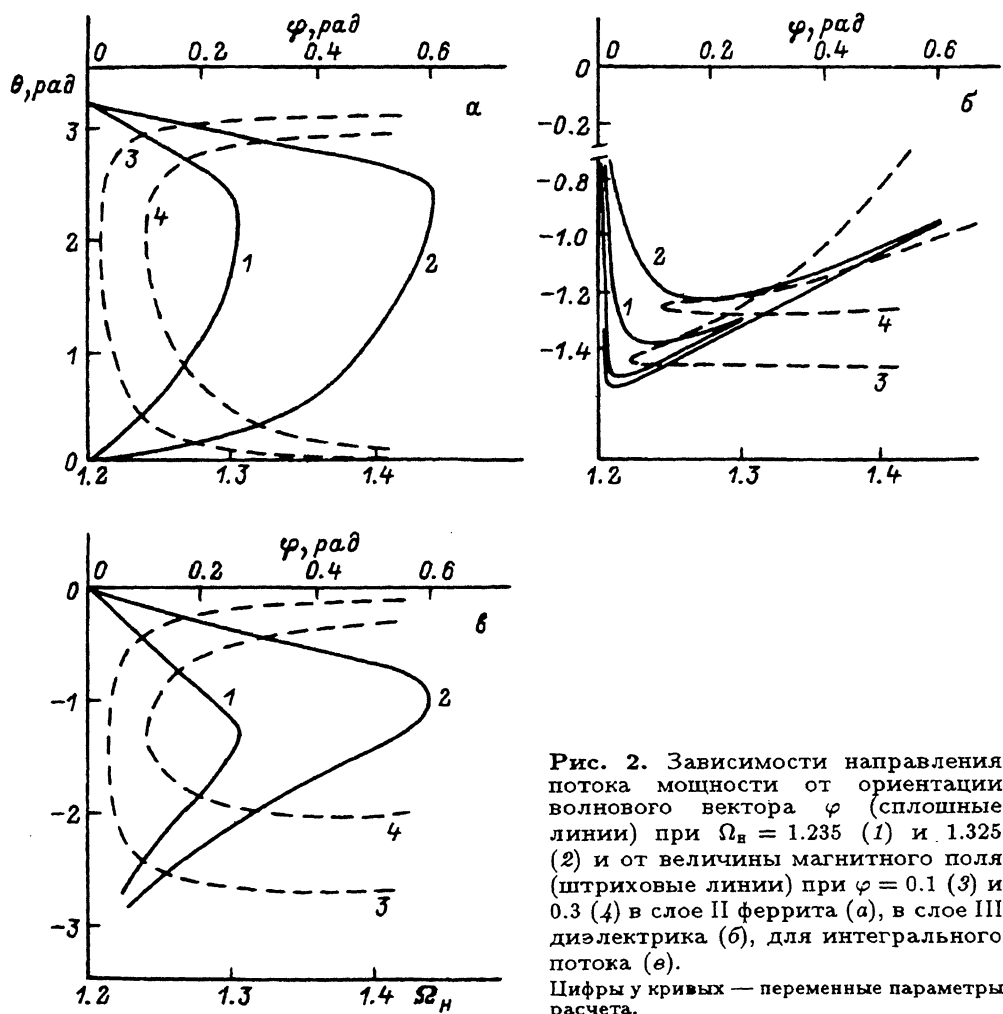


Рис. 2. Зависимости направления потока мощности от ориентации волнового вектора φ (сплошные линии) при $\Omega_H = 1.235$ (1) и 1.325 (2) и от величины магнитного поля (штриховые линии) при $\varphi = 0.1$ (3) и 0.3 (4) в слое II феррита (а), в слое III диэлектрика (б), для интегрального потока (в). Цифры у кривых — переменные параметры расчета.

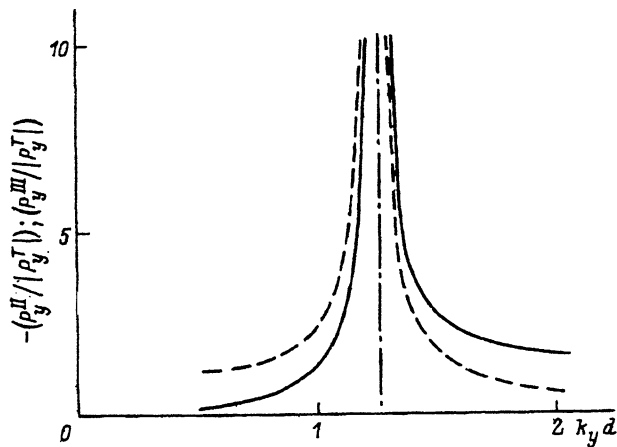


Рис. 3. Зависимости нормированных y -компонент потоков мощности в слое II феррита (сплошные линии) и слое III диэлектрика (штриховые линии) от нормированной y -компоненты волнового вектора.

точки зрения чистой радиоспектроскопии понятны сомнения авторов [4] в наличии физического смысла величин P^I , P^{II} и P^{III} в том виде, как они определены выше, так как СВЧ антенны регистрируют суммарную мощность, переносимую магнитоэлектрической волной и, следовательно, потоки мощности в слоях не могут быть измерены независимо. Однако метод магнитооптического зондирования предоставляет возможность определения высокочастотной компоненты намагниченности феррита и, следовательно, потока мощности в ферритовом слое [9]. Таким образом, величина P^{II} приобретает конкретный физический смысл. Расчеты по приведенным выше формулам в средневолновом приближении ($kd \gtrsim 1$) показывают, что мощность, переносимая поверхностной волной в диэлектрическом полупространстве ($x < 0$), как правило, много меньше интегрального потока мощности ПМСВ $P^T = P^I + P^{II} + P^{III}$. Это обстоятельство позволяет ограничиться в настоящей работе обсуждением поведения потока мощности только в ферритовом и диэлектрическом слоях ($x > 0$).

На рис. 2, а-в представлены результаты расчета углов распространения потоков мощности θ в ферритовом и диэлектрическом слоях, а также полного потока мощности в зависимости от направления волнового вектора или от величины нормированного магнитного поля Ω_H . При этом углы отсчитываются от оси Y (рис. 1), а следовательно, θ определяется по формуле

$$\theta = \text{arctg} \frac{P_z}{P_y}. \quad (12)$$

На рис. 3 представлены рассчитанные зависимости нормированных на модуль полного потока y -компонент потоков мощности в ферритовом и диэлектрическом слоях от нормированной y -компоненты волнового вектора ПМСВ при постоянном значении $k_z d = 0.42$. Такая ситуация реализуется при волноводном распространении ПМСВ вдоль оси Y в пластине или пленке конечной ширины [8] или в условиях поперечно-неоднородного магнитного поля [9]. Величина $P_y^{II} / |P_y^T|$ дана с обратным знаком. Все расчеты выполнены для $\Omega = 2$, $4\pi M = 1750$ Г,

$t/d = 0.8$. Устремление приведенных на рис. 3 зависимостей в бесконечность соответствует обращению групповой скорости ПМСВ в нуль — в этой точке на дисперсионной зависимости прямая волна переходит в обратную [8].

Магнитостатическое приближение [4-7] по сравнению с предлагаемым комбинированным подходом приводит к неверным результатам в части вычисления потоков мощности по слоям. Действительно, в [4-7] отмечается, что направление потока в диэлектриках всегда противоположно волновому вектору МСВ \mathbf{k} . Однако наши расчеты свидетельствуют, что зависимость $\theta(\phi)$ в диэлектриках значительно более сложная, и иллюстрацией тому может служить специально приведенный рис. 2,б. Более того, для приведенных выше параметров расчета даже знак P_y^{III} совпадает со знаком фазовой скорости (рис. 3). К обсуждению истинности этого факта мы обратимся чуть ниже. Из рис. 3 также следует, что при волноводном распространении поток мощности в феррите направлен противоположно фазовой скорости как для прямой, так и для обратной волн. Таким образом, смена знака групповой скорости соответствует изменению амплитудного соотношения между потоками в диэлектрическом и ферритовом слоях [2].

Для определения знаков потоков мощности в слоях воспользуемся тем обстоятельством, что в коротковолновом пределе ($kd \gg 1$) магнитостатический потенциал с большой точностью может быть записан в виде плоской волны [9], и для простоты ограничимся приближением Бонжианни $\mathbf{k} = (ik, k, 0) \Rightarrow \Psi = \Psi_0 \exp(-ikr)$. Известно, что для плоской волны справедливо преобразование

$$\text{rote} = -i[\mathbf{k} \times \mathbf{e}]. \quad (13)$$

Отсюда несложно получить аналитическое выражение для y -компоненты вектора Пойтинга

$$P_y = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0}{k} |h_x|^2 (\mu + \mu_a), \quad (14)$$

где μ_a — гиротропный элемент тензора магнитной проницаемости.

Анализируя последнее соотношение, получим, что поток мощности в ферритовом слое для ПМСВ отрицателен, а в диэлектриках положителен. Этот качественный вывод, полученный в предположении плоской волны, подтверждает результаты приведенного выше комбинированного анализа мощностных характеристик ПМСВ и противоречит по крайней мере по знаку результатам “чисто” магнитостатического подхода.

Закономерным результатом вычислений оказалось совпадение суммарных потоков мощности \mathbf{P}^T , т.е. интегралов от вектора Пойтинга по всем слоям, рассчитанных как в “чисто” магнитостатическом, так и в изложенном комбинированном приближениях. Это является очевидным следствием применения к интегралу от \mathbf{P}^T теоремы Гаусса-Остроградского при соответствующем выборе поверхности интегрирования.

В заключение кратко остановимся на оценке степени приближенности предлагаемой методики по сравнению с полным электродинамическим расчетом. После применения к высокочастотным полям \mathbf{e} и

h теоремы разложения Гельмгольца несложно показать, что для рассматриваемой структуры потенциальная часть электрического поля равна нулю. Тогда, применяя для оценки ротора от e и h преобразование (13), получим, что относительная ошибка вычисления вектора Пойтинга предлагаемым комбинированным способом порядка $\varepsilon_i (k_0/k)^2$ ($i = 1, 2, 3$), что много меньше единицы в соответствии с критерием использования магнитостатического приближения.

Таким образом, в настоящей работе изложен комбинированный способ вычисления послойных потоков мощности ПМСВ в структуре ФДМ через магнитостатический потенциал. Предлагаемая методика свободна от недостатков, свойственных "чисто" магнитостатическому приближению, при этом последнее сохраняет самосогласованность [4] только в интегральном смысле и не может быть использовано для определения потоков в отдельных слоях. В заключение выскажем предположение, что аналогичная ситуация имеет место в отношении всего спектра МСВ в любых слоистых структурах.

Список литературы

- [1] Вендик О.Г., Калинин Б.А., Митева С.И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24. № 9. С. 52-56.
- [2] Шучинский А.Г. // РЭ. 1984. Т. 29. № 9. С. 1700-1704.
- [3] Головкин Я.Д., Зависляк И.В., Нужный Т.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 5. С. 150-154.
- [4] Gupta S.S., Srivastava N.C. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 11. P. 6697-6699.
- [5] Gupta S.S. // IEEE Trans. 1982. Vol. MAG-18. N 6. P. 1639-1641.
- [6] Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмазов А.В. // РЭ. 1985. Т. 30. № 12. С. 2422-2428.
- [7] Гречушкин К.В., Стальмазов А.В., Тюлюкин В.А., Валеский А.Б. // Тез. докл. II Всесоюз. школа-семинар "Спин-волновая электроника СВЧ". Ашхабад, 1985. С. 11-12.
- [8] O'Keeffe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4886-4895.
- [9] Лебедев С.В. Канд. дис. М., 1991. 185 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
21 июля 1993 г.