

01;09

Объемные и поверхностно-объемные магнитостатические волны в волноводах, создаваемых ступенчатым полем подмагничивания

© А.Ю. Анненков, С.В. Герус, С.И. Ковалев

Институт радиофизики и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: svg318@ms.ire.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 14 июля 2003 г.)

С помощью численных методов исследовано распространение магнитостатических волн в ферромагнитном волноводе, создаваемом полем подмагничивания ступенчатой конфигурации. Рассмотрены такие конфигурации поля подмагничивания и частоты, при которых по ширине магнитного волновода существуют либо области только объемных волн, либо одновременно как поверхностных, так и объемных волн. Данная работа является продолжением цикла работ этих же авторов, в которых было рассмотрено распространение поверхностных волноводных мод.

Введение

Исследования магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в магнитных волноводах, проведенные ранее, например в работах [1,2], не обнаружили существенных отличий вида дисперсионных кривых от случая однородно намагниченной ферромагнитной пластины, рассмотренного Дэймоном и Эшбахом [3]. В настоящей и предыдущей [4] работе рассматривается распределение поля подмагничивания, приводящее к заметному изменению формы дисперсионных кривых МСВ.

Вектор поля подмагничивания направлен по оси Z и имеет ступенчатую неоднородность вдоль этой оси, представленную на рис. 1. Это поле касательно намагничивает ферромагнитную пленку I , расположенную в плоскости (YOZ) . В направлении оси Y поле однородно, благодаря чему в этом направлении образуется магнитный волновод C , состоящий из двух прямоугольных каналов A и B с параметрами h_A , H_A и h_B , H_B . МСВ моды волновода C можно рассматривать как результат гибридизации мод отдельных прямоугольных каналов A

и B , в которых распространение МСВ вследствие ограничения апертуры приобретает многомодовый характер.

Поверхностные и объемные МСВ моды каждого из каналов A и B описываются семейством дисперсионных кривых. Частотные диапазоны, занимаемые этими кривыми определяются значениями полей H_A и H_B в каждом канале, а наклоны этих кривых зависят от ширины каналов h_A и h_B . Параметры каналов выбирались таким образом, чтобы обеспечить пересечение дисперсионных кривых объемных мод канала A с дисперсионными кривыми поверхностных мод канала B .

По оси X распределение поля подмагничивания считается однородным, что является некоторым приближением. Однако для ферромагнитной пленки, толщина d которой много меньше характерных размеров h_A и h_B неоднородности поля по ширине волновода (ось Z), неоднородностью по толщине (ось X) можно пренебречь.

Исследование свойств МСВ мод в волноводе основано на поиске решения уравнения Уокера, описывающего распределение магнитостатического потенциала Ψ через тензор динамической магнитной проницаемости $\mu(x, z)$,

$$\operatorname{div} [\mu(x, z) \operatorname{grad} \Psi] = 0. \quad (1)$$

Неоднородность поля и границы ферромагнитной пленки учтены в тензоре проницаемости. Решение уравнения ищется методом конечных разностей. Исследуемая область покрывается прямоугольной сеткой. Затем представленное на данной сетке в интегральном виде уравнение (1) сводится к задаче квадратичного матричного оператора. Плотность ячеек в сетке самосогласованно зависит от получаемого решения и его производной. Более подробно этот метод описан в работах [5,6].

Результатом расчетов являются дисперсионные кривые, распространяющихся в волноводе МСВ мод, представленные на рис. 2, а также распределения скалярного потенциала $\Psi(x, z)$.

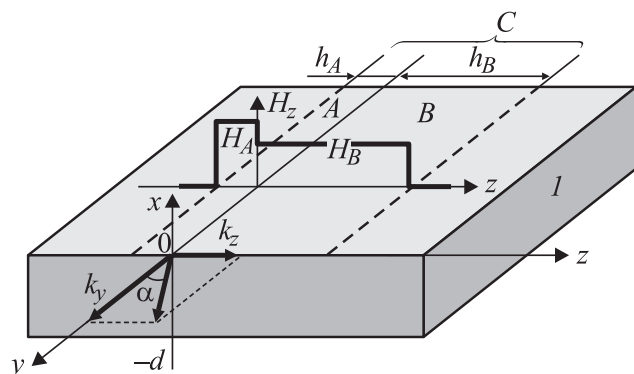


Рис. 1. Конфигурация задачи. I — ферромагнитная пленка; A , B и C — магнитные волноводы.

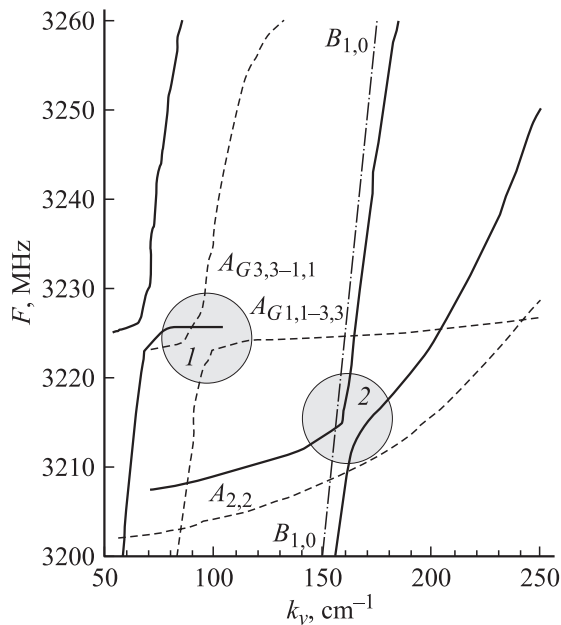


Рис. 2. Дисперсионные кривые всего волновода C и каналов A и B в отдельности. Сплошные кривые — моды волновода C , штриховые — объемные моды $A_{m,n}$ и гибридные объемные моды $A_{Gm,n-p,q}$ канала A , штрихпунктир — поверхностные моды $B_{m,0}$ канала B , где m, n, p и q — целые числа. Расчеты приведены для магнитного волновода со следующими параметрами: $h_A = 0.1$ мм, $h_B = 0.3$ мм, $H_A = 570$ Ое, $H_B = 445$ Ое, $4\pi M_0 = 1857.7$ Гс, $d = 0.0183$ мм.

Объемные моды одиночного канала

Рассмотрим сначала объемные МСВ моды одиночного прямоугольного канала A . Свойства объемных волн в бесконечной касательно намагниченной ферритовой пластине были рассмотрены в работе [3]. Было показано, что распределение магнитного потенциала по толщине (вдоль оси X) имеет вид стоячей волны, математически описываемой синусоидой, аргумент которой (фаза) меняется от одной плоскости до другой. Распределение по толщине имеет симметричный вид только для случая распространения МСВ вдоль направления поля подмагничивания (ось Z), а во всех остальных оно несимметрично. При увеличении волнового вектора разность фаз (РФ) между двумя поверхностями для первой моды нарастает от 0 до π . Моды более высокого порядка отличаются от первой на целое число полувольт, укладывающихся по толщине пластины. В дисперсионном пространстве $\omega(k_y, k_z)$ эти моды образуют бесконечное число вложенных друг в друга корытообразных поверхностей, самое нижнее из которых соответствует первой моде с наименьшей РФ по толщине пленки, а самое верхнее стремится к плоскости $\omega_h = \gamma H_A$, где γ — гиромагнитное отношение.

В работе [7] было изучено поведение объемных МСВ для различных направлений распространения относительно направления поля подмагничивания и в дополнение к работе [3] было показано, что существует

направление, при котором происходит резкое изменение РФ. При этом чем меньше значение волнового вектора, тем более резко происходит это изменение — фаза изменяется практически скачком и почти на величину π . Интересно, что это направление определяется $\alpha_c = \arctg \sqrt{4\pi M_0 / H_A}$, что совпадает с известным углом отсечки поверхностных МСВ [3]. Здесь M_0 — намагниченность насыщения.

Наличие магнитного канала вдоль оси Y приводит к распространению волны только в направлении Y и образованию стоячей волны по его ширине (в направлении оси Z). Для упрощенного, но наглядного анализа распространения волн рассмотрим сначала модель канала с „жесткими“ магнитными стенками, т.е. случай, когда потенциал Ψ на границе канала обращается в нуль. В таком канале распространяется волна, состоящая из суммы двух волн, являющихся решением уравнения (1) для бесконечной пластины, но имеющих фиксированное значение волнового вектора k_z , которые образуют по ширине канала целое число стоячих полувольт. Дисперсионные кривые мод в канале получают сечением описанных выше „корыт“, плоскостями $k_z = k_{z0} \times n$, где n — целое число, k_{z0} соответствует одной стоячей полуволне по ширине канала. Образуются моды с различным количеством полувольт как по ширине канала, так и по толщине пленки. Несмотря на то что исходные дисперсионные „корыта“ не пересекались между собой, наложение дисперсионных кривых, полученных от разных сечений, друг на друга приводит к появлению многочисленных пересечений между ними. Причем с увеличением числа полувольт по ширине канала дисперсионные кривые, несколько деформируясь, смещаются в сторону увеличения волнового числа с одновременным увеличением частотного диапазона, в то время как при увеличении числа полувольт по толщине пленки дисперсионные кривые смещаются в противоположную сторону.

Будем обозначать объемную моду двумя числами, равными количеству полувольт соответственно по ширине канала и толщине пленки (например, $A_{3,2}$ означает моду с тремя полуволнами по ширине канала и двумя по толщине пленки, распространяющуюся в канале A).

При измерении волнового числа k_y от нуля до бесконечности направление суммарного вектора $\mathbf{k}_y + \mathbf{k}_z$, соответствующего МСВ в бесконечной пластине, изменяется от поперечного по отношению к каналу до продольного. При этом, как следует из [7], нарастание РФ по толщине должно происходить медленно, за исключением области волновых чисел k_y , соответствующих прохождению через критический угол α_c . В этом диапазоне величин k_y РФ быстро нарастает от минимального до максимального значений. Чем меньше величина $|\mathbf{k}_y + \mathbf{k}_z|$ в области критического угла, тем более резко выражено изменение РФ по толщине.

Рассмотрим теперь поведение объемных мод в неидеализированном с точки зрения „жесткости“ стенок канале. Для этого численное решение уравнения (1) ищется

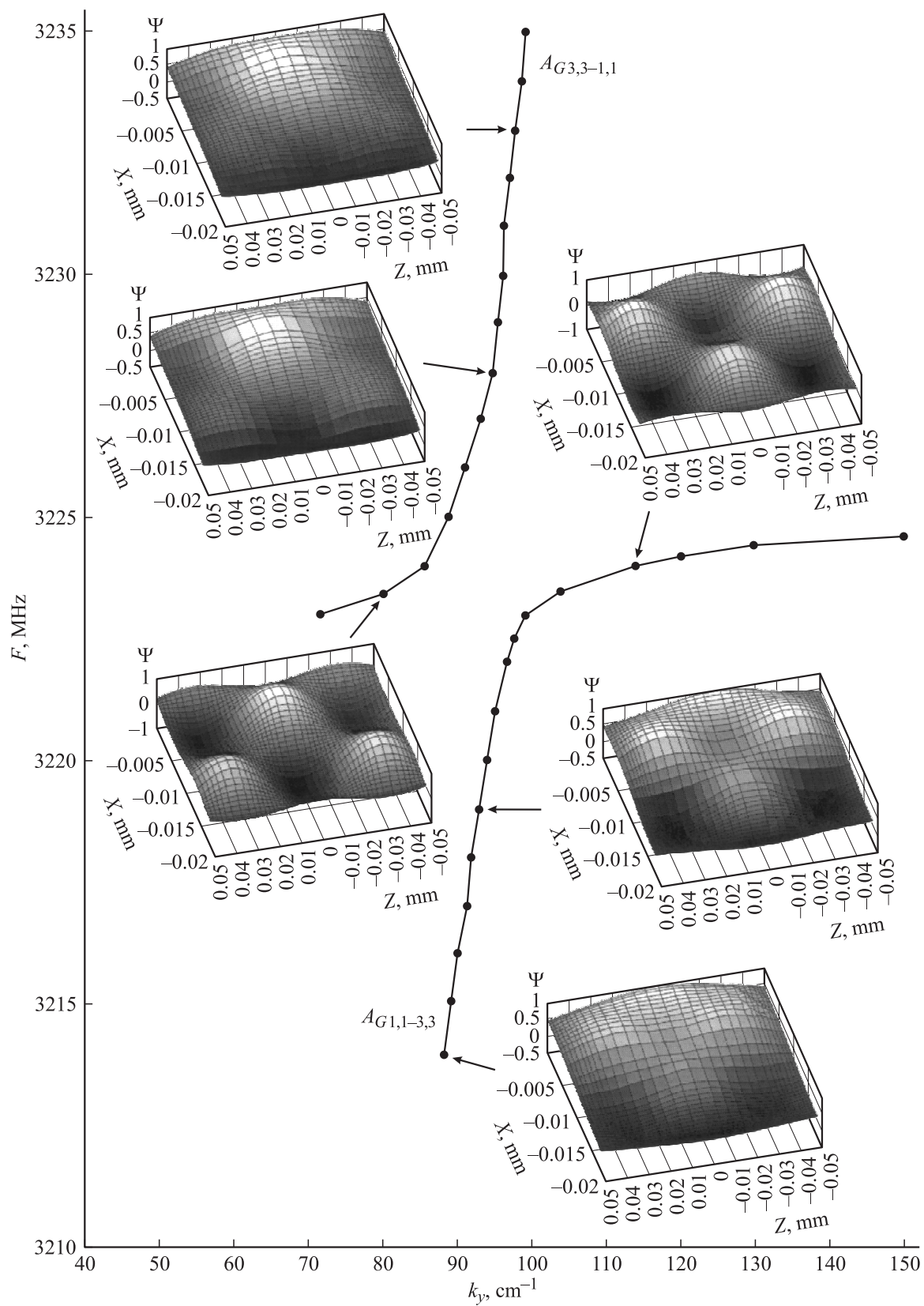


Рис. 3. Распределение потенциала Ψ в области (обозначена кругом 1 на рис. 2) расталкивания объемных мод $A_{1,1}$ и $A_{3,3}$ канала А.

в области, края которой достаточно удалены от границ исследуемого волновода, так что потенциал Ψ на краях области практически обращается в нуль. В результате на границе каналов A и B потенциал остается конечным, что приводит к наличию спадающего поля волны за пределами канала и несинусоидальному распределению волны по ширине внутри канала. При этом исходные моды перестают быть ортогональными и между ними возможно взаимодействие в точке пересечения дисперсионных кривых. Вследствие этого обозначение мод с помощью количества полувольт, укладываемых по ширине канала и толщине пленки, как в случае „жестких“ стенок, становится неправильным. Одна и та же мода может на разных частотах состоять из разного количества полувольт как по ширине канала, так и по толщине пленки.

Как показали расчеты, в точках пересечения различные моды ведут себя по-разному: одни из них расталкиваются, а другие — нет. Отсутствие расталкивания говорит об отсутствии взаимодействия между этими модами. Моды не взаимодействуют, если интеграл от произведения функций, описывающих распределение их магнитостатических потенциалов (далее просто потенциалов), равен нулю. Обозначим потенциалы мод через $\Psi_1(x, z)$ и $\Psi_2(x, z)$. Тогда интеграл взаимодействия этих мод можно записать в виде

$$\iint \Psi_1(x, z) \times \Psi_2(x, z) dx dz.$$

Интеграл обращается в нуль, если подынтегральная функция антисимметрична хотя бы по одной из координат. Так как распределение потенциала по толщине в общем случае несимметрично, будем рассматривать распределение по ширине канала (ось Z). Оно симметрично, если число полувольт нечетное, и антисимметрично, если число полувольт четное. При этом произведение только антисимметричной моды на симметричную даст антисимметричное подынтегральное выражение. Таким образом, в местах пересечения четной моды с нечетной следует ожидать отсутствие взаимодействия между модами, а значит, и отсутствие расталкивания дисперсионных кривых.

На рис. 2 дисперсионные кривые объемных мод в канале A показаны штриховыми кривыми. Как видно из рисунка, дисперсионные кривые мод $A_{1,1}$ и $A_{3,3}$ (на рисунке не приведены) растолкнулись в точке пересечения, обведенной кружком 1, и образовали две гибридные моды, которые обозначены как $A_{G1,1-3,3}$ и $A_{G3,3-1,1}$. Уточним, что это не нумерация мод, а способ описать, сколько и какие исходные моды из каналов с „жесткими“ стенками образуют гибриды в канале с „мягкими“ стенками. В то же время дисперсионная кривая моды $A_{2,2}$ пересекается с дисперсионной кривой моды $A_{G1,1-3,3}$ без расталкивания, что подтверждает наш вывод об отсутствии взаимодействия между модами с четным и нечетным количеством полувольт, содержащихся по ширине канала.

В области расталкивания дисперсионных кривых происходит плавное перераспределение потенциала. На рис. 3 показано видоизменение магнитостатического потенциала в области расталкивания мод $A_{1,1}$ и $A_{3,3}$. В отличие от случая поверхностных мод [4], для которых количество полувольт, укладываемых по ширине канала C , постоянно для каждой моды и равно номеру моды, для гибридных объемных мод $A_{G1,1-3,3}$ и $A_{G3,3-1,1}$ количество укладываемых полувольт не является одним и тем же вдоль всей дисперсионной кривой. На разных участках кривых как по ширине канала, так и по толщине пленки укладывается либо одна полуволна, либо три полуволны.

Поведение РФ рассмотрим на примере моды $B_{2,2}$. Зависимости РФ по ширине канала и по толщине пленки

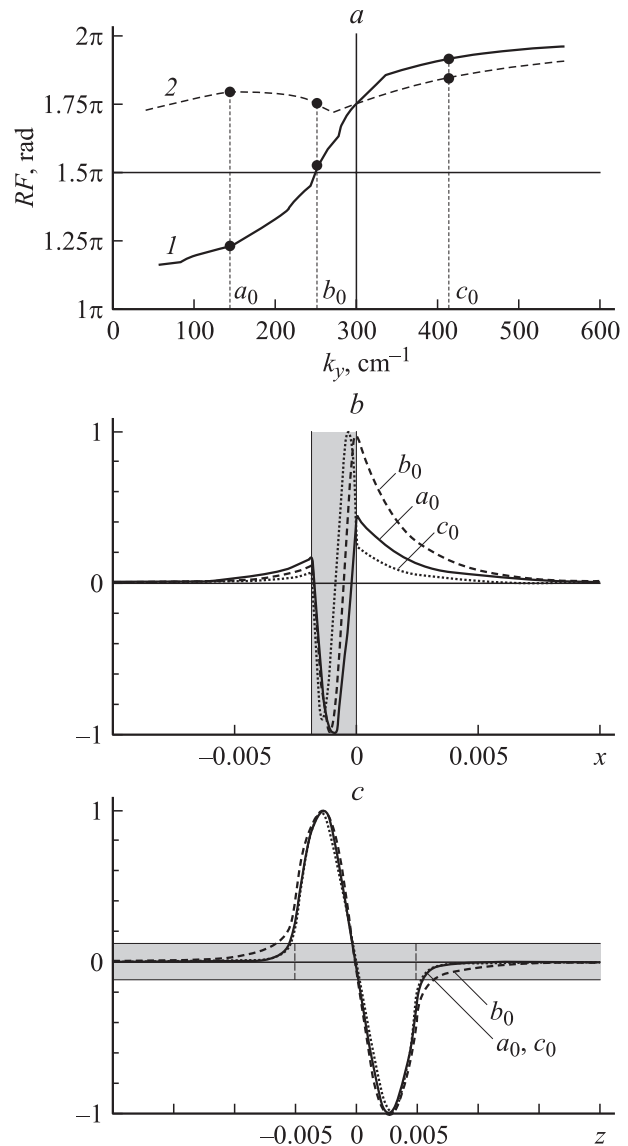


Рис. 4. Зависимость разности фаз (RF) по толщине пленки (1) и по ширине канала (2) от волнового числа для объемной моды $A_{2,2}$ (a) и вид распределения магнитного потенциала Ψ по толщине (b) и ширине (c) для трех точек: a_0 ($\alpha < \alpha_c$), b_0 ($\alpha = \alpha_c$), c_0 ($\alpha > \alpha_c$).

от волнового вектора k_y приведены на рис. 4, *a*. Для определения РФ реальное распределение потенциала аппроксимировалось синусоидальной функцией. Как видно из рисунка, РФ по толщине пленки (кривая 1) довольно быстро увеличивается от минимального до максимального значения на отрезке $k_y = 200 \dots 350 \text{ см}^{-1}$.

Из [7] известно, что распределение потенциала по толщине несимметрично. Значение фазы на нижней поверхности слабо меняется при изменении волнового вектора и близко к нулевому значению, что соответствует малым полям на границе и слабому проникновению волны из пленки через нижнюю поверхность. Фаза на верхней поверхности практически совпадает с РФ и имеет резкий переход в районе критического угла α_c . При этом до и после перехода значение фазы близко к целому числу π , что, как и для нижней поверхности, соответствует малым полям на границе и небольшому полю вне пластины. Однако при прохождении критического угла значение поля на границе достигает своего максимума, когда фаза равна $n\pi + \pi/2$. В этой точке наблюдается наибольшее проникновение поля волны за пределы пластины (кривая b_0 на рис. 4, *b*). Интересно отметить, что по ширине канала в этой же точке наблюдается наибольшее уменьшение РФ относительно целого числа полувольт (кривая 2 на рис. 4, *a*). При этом значение потенциала на границах канала также достигает максимума, что соответствует наибольшему проникновению поля волны за пределы канала внутри пластины (кривая b_0 на рис. 4, *c*). Таким образом, на дисперсионной кривой объемной моды существует точка, в которой наблюдается максимальное проникновение поля за пределы канала по обеим координатам, и эта точка соответствует прохождению через угол отсечки суммарного волнового вектора $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k}_y + \mathbf{k}_z$.

Моды сложного волновода

Рассмотрим теперь моды, распространяющиеся в общем волноводе *C*. Они образуются в результате взаимодействия объемных мод узкого канала *A* и поверхностных мод широкого канала *B*. На рис. 2 моды сложного волновода показаны сплошными кривыми, объемные моды узкого канала — штриховыми, а поверхностные моды широкого канала — штрихпунктиром.

Области расталкивания дисперсионных кривых сложного волновода можно разбить на два типа. К первому типу относятся области, соответствующие пересечению дисперсионных кривых мод разных каналов. Этот случай аналогичен рассмотренному в работе [4], когда взаимодействие обусловлено взаимным проникновением из каналов *A* и *B* хвостов волновых функций, в результате чего происходит сшивание мод каждого канала на общей границе. Ко второму типу относятся области расталкивания, соответствующие пересечению дисперсионных кривых объемных мод узкого канала *A* между собой. Эти области были рассмотрены в предыдущей главе. В этом случае взаимодействуют разные моды узкого канала,

что приводит к перераспределению магнитостатического потенциала в канале.

Как видно из графиков, взаимодействие каналов между собой привело к значительному смещению дисперсионных кривых суммарного волновода относительно исходных кривых для каждого канала в отдельности. Участки, соответствующие модам узкого канала, оказались смещенными в сторону меньших волновых чисел (или больших частот), а участки, соответствующие поверхностным модам широкого канала, — в сторону больших волновых чисел.

Взаимодействие мод узкого канала *A* было рассмотрено выше, и наличие второго канала не приводит к существенным изменениям. Поэтому более подробно остановимся на случае взаимодействия мод разных каналов.

На рис. 5, *a* приведены дисперсионные кривые, образовавшиеся в результате расталкивания объемной моды $A_{2,2}$ узкого канала и поверхностной моды $B_{1,0}$ широкого канала, а на рис. 5, *d* представлены трехмерные распределения магнитостатического потенциала для шести точек этих кривых. Для магнитостатического потенциала мод составного волновода характерно преобладание амплитуды в том канале, около дисперсионной кривой которого проходит в данной точке график дисперсии составного волновода. В точке расталкивания при этом наблюдается постепенное перетекание амплитуды волны из одного канала в другой, что хорошо видно на рис. 5, *d*. Из распределения потенциала для точек a_1 , b_1 и c_1 , принадлежащих левой дисперсионной кривой, видно, как уменьшается амплитуда объемной моды $A_{2,2}$ узкого канала и увеличивается амплитуда поверхностной моды $B_{1,0}$ широкого канала. Для правой дисперсионной кривой (точки a_2 , b_2 и c_2) все происходит с точностью до наоборот: амплитуда объемной моды $A_{2,2}$ узкого канала увеличивается, а амплитуда поверхностной моды $B_{1,0}$ широкого канала уменьшается.

При рассмотрении случая только поверхностных мод в обоих каналах [7] было отмечено, что сшивание мод отдельных каналов на их границе может происходить двумя способами, каждый из которых соответствовал одной из двух кривых, образовавшихся в точке расталкивания. Один из них рассматривался как сшивание в фазе, когда полуволны на стыке были одной полярности и сшивались без пересечения с нулевой осью, а другой — в противофазе, когда в результате сшивания полувольт разной полярности количество пересечений с нулевой осью оказывалось на одно больше, чем при сшивании в фазе. Для поверхностных мод при этом выполнялось условие сохранения номера моды вдоль всей дисперсионной кривой. Для случая сшивания поверхностной и объемной мод такой подход оказывается неприемлемым, так как фаза объемной моды на границе каналов зависит от толщины координаты и для одной и той же моды при разных значениях координаты x сшивание происходит как в фазе, так и в противофазе, что можно видеть на рис. 5, *b* и *c*. Тем не менее если рассматривать одно и то

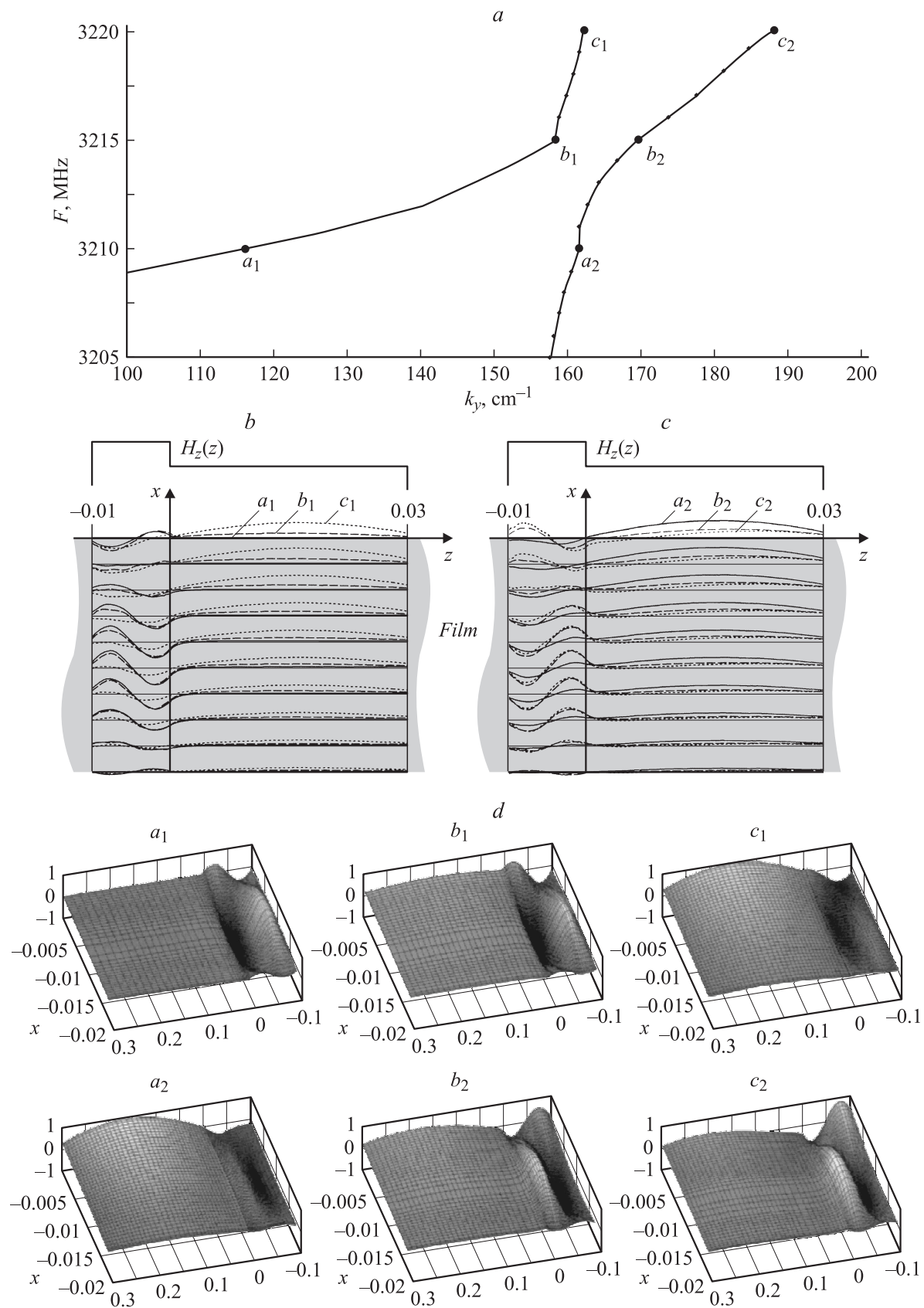


Рис. 5. Распределение потенциала Ψ в области (обозначена кругом 2 на рис. 2) расталкивания объемной моды $A_{2,2}$ узкого канала и поверхностной моды $B_{1,0}$ широкого канала.

же сечение по толщине и если для левой дисперсионной кривой сшивание происходит в фазе, то для правой — в противофазе, и наоборот.

Выводы

Показано, что дисперсионные кривые объемных мод прямоугольного канала пересекаются между собой. При этом одни из них взаимодействуют между собой, образуя области расталкивания, а другие не взаимодействуют, пересекаясь без расталкивания.

В местах расталкивания объемных мод не сохраняется постоянство количества „полуволн“ магнитостатического потенциала при движении вдоль дисперсионной кривой.

На дисперсионной кривой объемной моды существует точка, в которой наблюдается максимальное проникновение поля как за границы канала, так и за поверхности пленки, и эта точка соответствует характерному углу отсечки суммарного волнового вектора, совпадающего с известным углом отсечки поверхностных МСВ.

Области расталкивания мод сложного волновода соответствуют либо пересечению дисперсионных кривых мод разных каналов, либо пересечению дисперсионных кривых объемных мод в одном из каналов.

Список литературы

- [1] Miyazaki M., Yashiro K., Ohkawa S. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1985. Vol. MTT-33. N 5. P. 421–424.
- [2] Анненков А.Ю., Герус С.В., Ковалев С.И. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 2. С. 91–96.
- [3] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. P. 308.
- [4] Анненков А.Ю., Герус С.В., Ковалев С.И. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 6. С. 85–89.
- [5] Васильев И.В., Ковалев С.И. // РЭ. 1993. Т. 38. № 12. С. 2174–2185.
- [6] Анненков А.Ю., Васильев И.В., Герус С.В., Ковалев С.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 4. С. 71–82.
- [7] Анненков А.Ю., Герус С.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 1. С. 82–87.