

06.3  
©1994

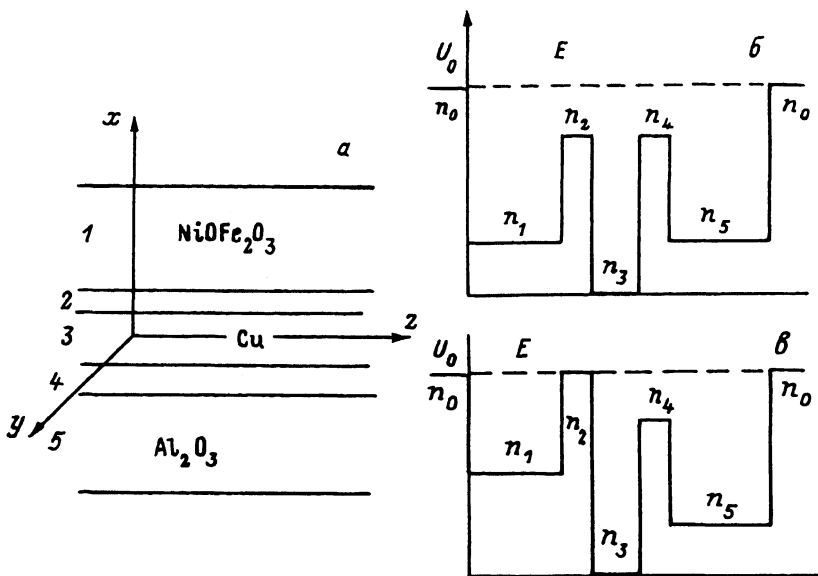
## НОВЫЙ ТИП РЕЗОНАНСА, ИНДУЦИРОВАННОГО ДВУХСТОРОННИМ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ

*В. В. Гуцин*

Трехслойная система, состоящая из ферритового и диэлектрического слоев, разделенных неидеально проводящей плоскостью, обнаруживает несколько интересных явлений, связанных с распространением мод вдоль структуры [1].

Известная [2] аналогия между тонким диэлектрическим слоем и скин-слоем на границе проводника с большой, но конечной проводимостью, имеет общий характер — в обоих случаях поле существует в узком слое вблизи поверхности. Однако распространение несимметричной моды не может быть описано с помощью поверхностных волн Зоммерфельда или Губо-Хармса ввиду того, что в скин-слое толщиной  $\delta$  и глубже поля неоднородны. Условия Леонтовича в этом случае являются весьма приближенными, так как граничные условия с точностью до первой степени толщин слоев содержат не только составляющие поля, но и их производные.

Ввиду малого затухания особый интерес представляет первая (низшая) несимметричная мода (НМ), для которой к тому же отсутствует критическая частота. Ее поле содержит шесть коэффициентов, и дисперсионное уравнение получается приравниванием нулю детерминанта шестого порядка. В предлагаемой работе исследованы особенности взаимодействия электронных слоев с НМ ( $\lambda_0 = 8.32$  мм) в системе  $\text{NiOFe}_2\text{O}_3\text{-Cu-Al}_2\text{O}_3$  при малых ( $H_{\perp} < 0.1H_{\text{рез}}$ ) полях подмагничивания. Установлено [3], что слабо затухающая НМ распространяется в проводнике Cu (вдоль  $z$ ) при толщине слоя  $\tau_c < K \frac{\lambda_0}{\sigma_c \mu_c}$  ( $\sigma_c$  и  $\mu_c$  — проводимость и магнитная проницаемость Cu соответственно,  $K = 10^{-2}$  — коэффициент, согласующий размерность). Такой слой является волноводом НМ с распределением компоненты  $F_z$ , по закону гиперболического синуса равной нулю в центре сечения. При возбуждении новых мод наибольший интерес и трудность представляет резонансный случай. Для этого на основе допустимых упрощений была построена модель перераспределения энергии полей мод в упомянутой выше



Структура слоев и изменение высоты потенциальных барьеров при уменьшении  $\mu'_\perp$  магнетодиэлектрика.

трехслойной структуре. Путем выбора толщин слоев; проводника  $\tau$  феррита  $\tau_f$  и диэлектрика  $\tau_d$  в данной задаче можно допустить существование в каждом слое только одной моды, если они лежат в пределах

$$0 < \tau_c < K \frac{\lambda_0}{\delta_e \mu_e}; \quad \frac{\lambda_f}{4} < \tau_f < \frac{\lambda_f}{2};$$

$$0 < \tau_d < \frac{\lambda_d}{4},$$

где  $\lambda_f$  и  $\lambda_d$  — длины волн в ферритовом и диэлектрическом слоях соответственно.

На рисунке, *a* представлена исследуемая структура. Можно выделить несколько областей, в которых расположены связанные электроны: в феррите — область 1, в металле — 3, диэлектрике — 5, квазисвободные электроны — на границах 2 и 4. Последние две области представляют собой низкие потенциальные барьеры, которые могут преодолеваются поверхностными электронами соприкасающихся слоев. НМ возбуждает в областях 1 и 5  $TM_0 + TE_1$  и  $TM_0$  моды соответственно, а в 2 и 4 — так называемые “барьерные моды”, существующие при практически нулевом зазоре. Граничные условия связывают процессы в прилегающих слоях в единый колебательный процесс большого числа

частиц. Действие поля НМ на электрон в некоторой точке структуры зависит от значения поля не только в этой точке, но и в окружающих точках пространства. Диэлектрическая проницаемость и проводимость связывают электрическую индукцию и плотность тока с помощью общеизвестной комбинации [4]  $\epsilon(\omega) = \epsilon_0(\omega) + \frac{4\pi_1\sigma(\omega)}{\omega}$ , определяющей реакцию всех электронов (проводимости и ионного состава). Поле НМ проникает на полную специально выбранную толщину слоев, что учитывается введением понятия эффективности электрических и магнитных параметров сред, т.е. неявно учитываются конечные размеры и граничные условия. В нашем случае необходимо комбинированное одновременное наблюдение взаимодействия поля НМ с электронным полем и измерения фазовых скоростей мод в слоях, так как квантовые взаимодействия являются причиной их макроскопического проявления.

На рисунке, б, в представлены схемы потенциальных барьеров и соответствующие им показатели преломления  $n_1, n_2, n_3, n_4, n_5$ , определяющие фазовые скорости в слоях, а  $n_0$  — в свободном пространстве. При создании специальных граничных условий (условия резонанса) путем изменения поперечного поля подмагничивания  $H_{\perp}$  в касательной плоскости, структура становится подготовленной к эффекту резонансного взаимодействия электронного поля и поля НМ. Это вносит разрыв в, казалось бы, непрерывный процесс распространения НМ. Если относительные диэлектрические и магнитные проницаемости слоев 1 ( $\epsilon'_1, \mu'_{\perp 1}$ ) и 5 ( $\epsilon'_5, \mu'_{\perp 5}$ ) одинаковы, то  $n_1 = n_5$  и  $n_2 = n_4$  и энергия барьерных мод распределена поровну (рисунок, б). При уменьшении  $\mu'_{\perp 1}$  потенциал слоев 1 и 2 увеличиваются, т.е. увеличиваются  $n_1$  и  $n_2$ ; при  $n_2 = n_0$  наступает отсечка барьерной моды в области 2 и вся энергия скачком перераспределяется в область 4. При этом  $n_1 - n_5 = n_0 - n_4$ . Макроскопически это соответствует совпадению разности фазовых скоростей в слоях 1, 5  $\pm(\vartheta_{\phi} - \vartheta_{\phi 5})$  с разностью в области потенциального барьера и свободного пространства. Перераспределение энергии может происходить в слой 2 или 4 в зависимости от знака разности. Барьерная мода довольно неустойчива и может сорваться при нарушении условий резонанса в сторону слоя с меньшим потенциальным барьером. Это происходит как при изменении электрических и магнитных параметров слоев, так и при изменении толщины проводящего слоя. Здесь просматривается тождество — макроскопическое состояние системы выражено через ее микрохарактеристики.

Проведенные исследования и приближенные расчеты позволили получить в конечном виде простое математическое

соотношение для резонанса

$$1 - \frac{\pi \delta}{\tau_c} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_f \mu'_\perp}} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_d}}.$$

Барьерные моды неадекватны ранее известным поверхностным и щелевым волнам. Учет резонанса необходим при разработке невзаимных интегральных схем [5], а ввиду малости  $H_\perp$  позволяет проводить их итерацию в квазиоптический диапазон волн.

### Список литературы

- [1] *Гущин В.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 19. С. 60-62.
- [2] *Каценеленбаум Б.З.* // Высокочастотная электродинамика. М., 1966. 240 с.
- [3] *Гущин В.В.* // Тез. докл. 16 Всесоз. сем. "Гиромангнитная электродинамика и электродинамика". Куйбышев, 1990. С. 123.
- [4] *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. Т. 1. М., 1979. 399 с.
- [5] *Гущин В.В.* Патент № 1804670. 1992.

Самарский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
25 марта 1994 г.