

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В НИКЕЛЕ

Г.С.Кринчик, Е.Е.Чепурова, Т.И.Краева

В условиях нарушенного полного внутреннего отражения измерено изменение интенсивности отраженного света при поперечном намагничивании никелевой пленки (экваториальный эффект Керра δ^3) в интервале энергий $1,5 < \hbar\omega < 3,2$ эВ и углов падения $15^\circ < \varphi < 85^\circ$. Обнаруженные экстремумы на кривых $\delta^3(\varphi)$ связываются с возбуждением двух ветвей поверхностных магнитоплазменных волн (ПМПВ) на границе никель – воздух. Определены дисперсионные соотношения для ПМПВ в указанной области частот.

Метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) широко используется для возбуждения в металлах и полупроводниках неизлучательных поверхностных плазменных волн (ППВ) ^{1, 2}. ППВ становятся поверхностными магнитоплазменными волнами (ПМПВ) в присутствии магнитного поля, приложенного к образцу, причем дисперсионные соотношения изменяются в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости падения света и направления распространения ППВ ³. В частности показано, что в случае $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ (внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости падения света и

направлению распространения ПМПВ) дисперсионная кривая $k(\omega)$ расщепляется, образуя высокоэнергетическую и низкоэнергетическую ветви в зависимости от знака (+ или -) H . В полупроводниках ПМПВ хорошо изучены теоретически ^{3, 4} и наблюдались экспериментально ^{4, 5}. Для ферромагнитных металлов, в которых возникновение ПМПВ должно обеспечиваться наличием внутреннего молекулярного поля, эта проблема практически не изучалась. Можно указать только на две работы, в которых приводятся дисперсионные соотношения для ПМПВ и сообщается о наблюдении высокоэнергетической ветви в никеле ⁶.

В данной работе представлены результаты магнитооптических измерений изменения интенсивности отраженного света в условиях НПВО при поперечном намагничивании ($H \perp k$) образца (экваториальный эффект Керра (ЭЭК)), которые позволили определить дисперсионную зависимость $k(\omega)$ для двух ветвей ПМПВ в никеле и, соответственно, величину их расщепления при различных k . Полученные данные сопоставлены с магнитооптическими измерениями при продольном намагничивании образца ($H \parallel k$) (меридиональный интенсивностный эффект (МИЭ)) ⁷. ЭЭК и МИЭ определяются соотношением:

$$\delta = \Delta R/R, \quad (1)$$

где ΔR – изменение интенсивности отраженного света за счет намагничивания образца, а R – интенсивность отраженного света при $H = 0$. ЭЭК измерялся на p -компоненте падающего света (вектор e параллелен плоскости падения света), поскольку для гироэлектрической среды величина эффекта на два порядка больше, чем на s -компоненте (вектор e перпендикулярен плоскости падения). МИЭ наблюдается при углах поляризации падающего света, отличных от p - и s -компонент ⁷.

Измерения проводились по методу НПВО в геометрии, предложенной Кретчманом ⁸, в которой образец в виде тонкой пленки наносится на плоскую грань стеклянного полуцилиндра. Сущность метода НПВО состоит в том, что неоднородная волна, возникающая при отражении света от границы призма – никель, проникает в пленку и возбуждает неизлучательную моду ППВ на границе Ni – воздух. ППВ представляют собой поперечные ТН-электромагнитные волны ^{1, 2}, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред и затухающие по обе стороны от границы. Когда волновой вектор ППВ становится равным волновому вектору оптической волны, распространяющейся параллельно границе призма – никель, большая часть энергии падающего света уходит на возбуждение ППВ и полное внутреннее отражение нарушается.

На магнитооптической установке, собранной на базе монохроматора ДМР-4 и подробно описанной в работе ⁷, методом НПВО было проведено исследование угловых зависимостей ЭЭК в области энергий $1,5 < \hbar\omega < 3,2$ эВ и углов падения света $15^\circ < \varphi < 85^\circ$. При продольном намагничивании измерялся МИЭ. Образцами служили никелевые пленки, полученные вакуумным осаждением на плоские грани полуцилиндров из тяжелого флинта (показатель преломления флинта $N = 1,7$). Толщина пленок изменялась от 160 до 2000 Å.

На рис. 1 представлены угловые зависимости ЭЭК $\delta^p(\varphi)$ для Ni-пленки толщиной 160 Å. Кривые 1 – 4 соответствуют энергиям падающего света $\hbar\omega = 3,2; 2,75; 2,0$ и 1,5 эВ. Для сравнения приведена зависимость ЭЭК для Ni-пленки толщиной $t = 2000$ Å при $\hbar\omega = 3,2$ эВ (кривая 5). На этом же рисунке представлена типичная угловая зависимость отношения коэффициентов отражения p - и s -компонент $(R_p/R_s)(\varphi)$ (кривая 6) для тонкой пленки ($\hbar\omega = 3,2$ эВ) качественно отражающая ход кривой $R_p(\varphi)$. Аналогичная кривая для $t = 2000$ Å имеет вид, характерный для угловой зависимости коэффициента отражения двух сред (флинт – никель) с отличным от нуля коэффициентом поглощения. Для тонкой пленки коэффициент отражения записывается в виде

$$R = (r_1 + r_2 e^{-i2\Delta}) / (1 + r_1 r_2 e^{-i2\Delta}), \quad (2)$$

где r_1 и r_2 – соответственно коэффициенты отражения на границе флинт – никель и никель – воздух, $\Delta = 2\pi n t \cos\varphi / \lambda_0$ – фазовый множитель, пропорциональный толщине пленки, n –

комплексный показатель преломления пленки, ϕ — угол преломления, λ_0 — длина волны света в вакууме. Резкое возрастание R_p/R_s при $\phi = 36^\circ$ (кривая б) соответствует полному внутреннему отражению p -компоненты падающего света на границе Ni — воздух ($\phi_{кр} = \arcsin 1/N$), а глубокий минимум R_p/R_s в области $\phi = 55 - 65^\circ$, согласно ^{1, 3}, свидетельствует о нарушении полного внутреннего отражения из-за возбуждения ППВ на границе Ni — воздух. Волновой вектор ППВ определяется соотношением:

$$k = \frac{\omega}{c} N \sin \phi, \quad (3)$$

где ϕ — угол, при котором R_p имеет минимальное значение.

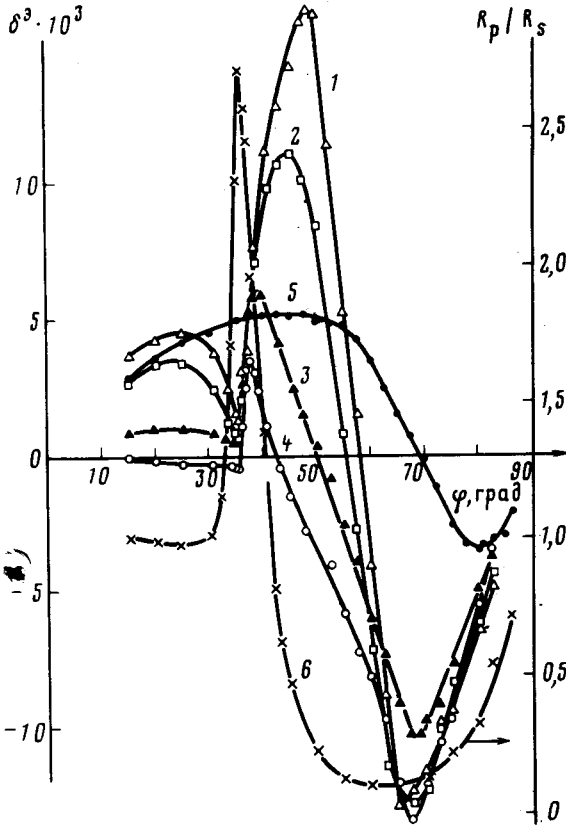


Рис. 1

Рис. 1. Угловая зависимость $\delta^3(\phi)$: кривые 1 — 4 — толщина $t = 160 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 3,2; 2,75; 2,0$ и $1,5$ эВ соответственно, 5 — $t = 2000 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 3,2$ эВ, 6 — угловая зависимость $R_p/R_s(\phi)$ для пленки $t = 160 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 3,2$ эВ

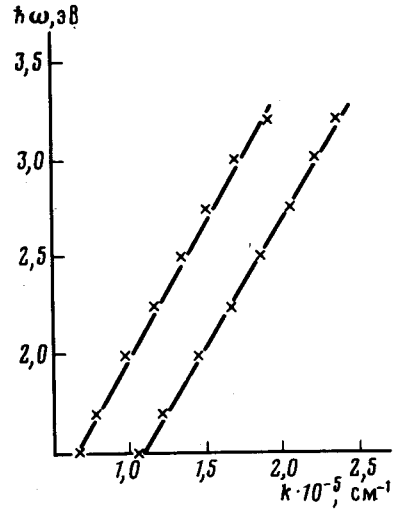


Рис. 2

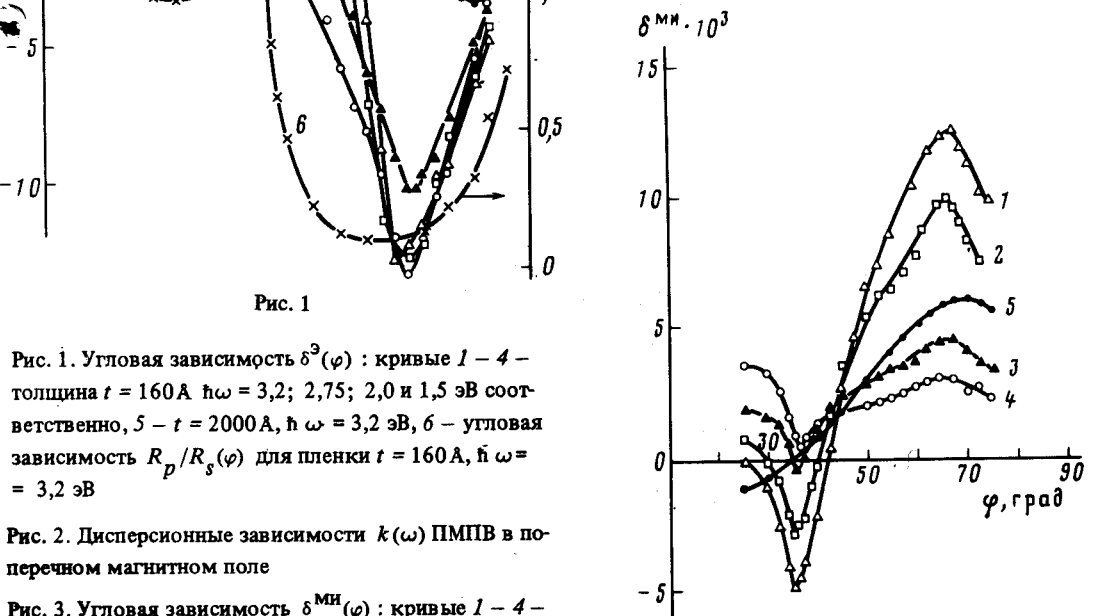


Рис. 3

Рис. 3. Угловая зависимость $\delta^{MI}(\phi)$: кривые 1 — 4 — $t = 160 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 3, 2; 2, 75; 2, 0$ и $1, 5$ эВ соответственно, 5 — $t = 2000 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 3, 2$ эВ

ППВ в присутствии внешнего магнитного поля становятся ПМПВ. Возбуждение ПМПВ проявляется как резкое возрастание магнитоотражения δ . Сопоставление $R_p/R_s(\phi)$ и $\delta^3(\phi)$ на рис. 1 показывает, что уменьшение ЭЗК при $\phi = 36^\circ$ обусловлено возрастанием R_p при этом угле. Для пленки Ni с $t = 160 \text{ \AA}$ обнаружено резкое увеличение δ^3 (в 3 — 5 раз),

наблюдающееся по обе стороны от минимума на кривой $(R_p/R_s)(\varphi)$ в области $\varphi = 37 - 50^\circ$ и $\varphi = 60 - 70^\circ$. Поскольку в случае $H \perp k$ $k(\omega)$ расщепляется на две ветви, симметричные относительно $k(\omega)$ при $H = 0$, то при фиксированном значении $\hbar\omega$ волновой вектор ПМПВ, принадлежащий каждой из ветвей, может быть достигнут при изменении угла падения света. Поэтому обнаруженное увеличение δ^3 для пленки с $t = 160 \text{ \AA}$ можно связать с резонансным откликом системы, обусловленным возбуждением ПМПВ. То обстоятельство, что указанные максимальные значения ЭЗК имеют разные знаки, нуждается в специальном теоретическом рассмотрении, которое для ферромагнетиков пока не проведено. Однако, если основываться на аналогии с полупроводниками ⁴, то там изменение знака δ физически понятно. Поскольку обе ветви ПМПВ соответствуют симметричному расщеплению исходной кривой коэффициента отражения с минимумом при частоте возбуждения ПМПВ ω_0 , то магнитоотражение при этой частоте должно равняться нулю, а два максимума, соответствующие частотам возбуждения ПМПВ, должны иметь разные знаки (сдвинуты по фазе на 180°).

На рис. 2 представлены дисперсионные соотношения $k(\omega)$ для двух ветвей ПМПВ. Расчет $k(\omega)$ проводился по формуле (3), в которую подставлялись значения угла φ , соответствующие двум максимальным значениям ЭЗК при фиксированном значении $\hbar\omega$. Видно, что для обеих ветвей волновой вектор ПМПВ линейно зависит от $\hbar\omega$, причем расщепление $\Delta(\hbar\omega)$, обусловленное наложением поперечного поля на образец, составляет 0,6 эВ.

Результаты измерений МИЭ представлены на рис. 3. Угол поляризации падающего света равен 45° . Кривые 1 - 4 соответствуют пленке толщиной $t = 160 \text{ \AA}$, кривая 5 - пленке с $t = 2000 \text{ \AA}$ при $\hbar\omega = 3, 2$ эВ. Видно, что при продольном намагничивании образца в области минимума R_p/R_s МИЭ имеет только один максимум в области $\varphi = 65 - 70^\circ$. Возрастание $\delta^{\text{МИ}}$ на тонкой пленке (см. кривые 1 и 5), по-видимому, свидетельствует о возбуждении ПМПВ. Качественно этот результат соответствует теоретическому выводу, полученному для модели Друде, согласно которому при продольном намагничивании должна наблюдаться только одна ветвь ПМПВ. Заметим, что дисперсионная кривая $k(\omega)$, определенная из максимумов $\delta^{\text{МИ}}$ на рис. 3, практически совпала с низкоэнергетической ветвью на рис. 2. Этот факт, а также то обстоятельство, что из двух ветвей ПМПВ при экстраполяции $\omega \rightarrow 0$ только низкоэнергетическая ветвь проходит через начало координат, требуют дальнейшего теоретического изучения.

Литература

1. Otto A. Z. Phys., 1968, **216**, 398.
2. Polaritons, Pros. 1st Taormina Research Conf. Struc. Matter, 1974.
3. Chiu I.W., Quinn I.I. Nuovo Cimento, 1972, **10B**, 1.
4. Kaplan H., Palik E.D., Kaplan R., Gammon R. J. Opt. Soc. Am., 1974, **64**, 1551.
5. Harstein A., Burstein E. Solid State Communication, 1974, **14**, 1223.
6. Ferguson P.E., Stafford O.M., Wallis R.F. Physica, 1977, **86-88B**, 1403; **89B**, 91.
7. Криччик Г.С., Ченурова Е.Е., Эгамов Ш.В. ЖЭТФ, 1978, **74**, 714.
8. Kretschmann E. Z. Phys., 1971, **241**, 313.