

4. Luneburg R.K. Mathematical Theory of Optics. Berkeley; Los Angeles, 1966.
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976.
6. Матвеев А.Н. Оптика. М., 1985.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М., 1985.
8. Нагибина И.М., Москалев В.А., Полушкина Н.А., Рудин В.Л. Прикладная физическая оптика. М., 2002. С. 338.
9. Физическая энциклопедия: В 5 т. М., 1994. Т. 4. С. 248, 405.
10. Airy G.B. // Trans. Cambr. Phil. Soc. 1835. Vol. 5. P. 283.
11. Wolf E. // Proc. Roy. Soc. 1959. Vol. A 253. P. 349.
12. Richards B., Wolf E. // Proc. Roy. Soc. 1959. Vol. A 253. P. 358.
13. Cole D.C., Barouc E., Hollerbach U., Orszag S.A. // Japan J. Appl. Phys. 1992. Vol. 31. P. 4110.
14. Турыгин И.А. Прикладная оптика. М., 1965. С. 8.
15. Debye P. // Ann. Phys. (Leipzig). 1909. Vol. 30. P. 755.
16. Юревич В.В. // Труды V Международной конференции «Прикладная оптика»: В 3 т. СПб., 2002. Т. 3. С. 192.

Поступила в редакцию 13.12.2002.

Владимир Вячеславович Юревич – соискатель кафедры лазерной физики и спектроскопии БГУ. Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии Е.С. Воропай.

УДК 537.311.33

М.Г. ЛУКАШЕВИЧ, А.А. МАЗАНИК

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ПЕРМАЛЛОЯ

The size effect has been investigated in magnetoresistance of permalloy $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ thin films. These films were obtained on insulating substrates by means of ion-beam sputtering. Unlike non-magnetic films there was a decrease of positive magnetoresistance with decreasing sample length-width ratio observed. A model is suggested to explain positive anisotropic magnetoresistance changes due to the demagnetization factor increase with sample length-width decrease.

Размерный эффект в магнитосопротивлении (МС) диамагнитных материалов хорошо изучен для случая лоренцевского механизма магниторезистивного эффекта [1, 2], чего нельзя сказать о материалах, обладающих магнитным упорядочением, в широкой области напряженности магнитного поля которых МС определяется зависящей от намагниченности и внешнего магнитного поля плотностью состояний на уровне Ферми (так называемые анизотропный, гигантский и туннельный магниторезистивные эффекты) [3–5]. Отличительными особенностями МС магнитных материалов являются его зависимость от предыстории и наличие явлений гистерезиса, а среди основных факторов, влияющих на магнитополевою зависимость, можно назвать величину намагниченности M и угол θ между намагниченностью и направлением тока j в образце. Эти факторы определяются не только внешним магнитным полем, но и размерами образца, что может оказать существенное влияние на результаты измерения магниторезистивного эффекта в магнитоупорядоченных средах.

В работе исследовано проявление размерного эффекта в МС тонких ($d=80\text{--}220$ нм) пленок пермаллоя, полученных методом ионно-лучевого распыления во внешнем магнитном поле $B=0,01$ Тл на диэлектрических подложках. Первоначально пленкам придавалась форма квадрата со стороной 5–6 мм, на противоположные стороны которого наносились токовые контакты, располагавшиеся по направлению намагниченности образца или

перпендикулярно ей. Изменение размеров образца проводилось путем защиты поверхности пленки химически стойким лаком и травления в азотной кислоте. Отношение длины образца l к его ширине b ($l/b=u$) изменялось от 6 до 0,1 при перпендикулярной и параллельной ориентации остаточной намагниченности и тока через образец. Поскольку толщина исследованных пленок была намного меньше длины и ширины, то поперечный магниторезистивный эффект измерялся при разных углах φ между направлением магнитного поля и плоскостью пленки. Состав пленок ($\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$) выбирался с целью обеспечения максимальной величины анизотропного магниторезистивного эффекта; измерение МС проводилось при комнатной и азотной температурах в магнитном поле до $B=1,4$ Тл с погрешностью не хуже 5 %.

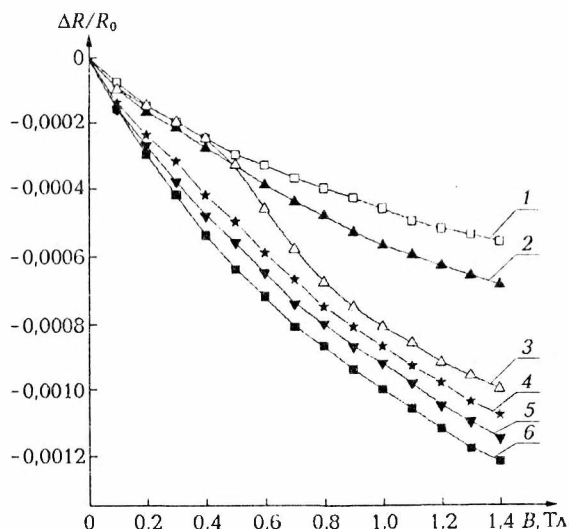


Рис. 1. Магнитопольевая зависимость МС пленки толщиной 220 нм при взаимно перпендикулярной ориентации тока и намагниченности и разных величинах u .
 u : 1 – 6; 2 – 2; 3 – 1.5; 4 – 1; 5 – 0.5; 6 – 0.15

Характерной особенностью петель гистерезиса МС в слабом магнитном поле $B < 5 \cdot 10^{-4}$ Тл (независимо от ориентации $\mathbf{M}$ и $\mathbf{j}$ и величины φ) является наличие резкого и узкого пика положительного МС с полушириной $B \approx 0,0001$ Тл, который не присутствует при повторном увеличении магнитного поля в том же направлении, но всегда наблюдается при изменении направления поля на противоположное. Это позволяет связать этот пик с рассеянием носителей на магнитных доменах и их границах, изменяющихся при перемагничивании образца. Дальнейшее увеличе-

ние магнитного поля приводит к росту сопротивления при $\mathbf{M} \perp \mathbf{j}$ и $\varphi = 90^\circ$, причем МС достигает насыщения в достаточно слабом поле $B = 0,125$ Тл и затем начинает уменьшаться, переходя в область отрицательного МС. Характерные магнитопольевые зависимости МС для образцов с разным значением u представлены на рис. 1, причем первый пик положительного МС из-за малости его полуширины не показан. В отличие от первого пика положительное МС в более сильных полях не имеет гистерезисных явлений, и при уменьшении образца его величина уменьшается. В случае $u < 0,5$ положительной компоненты МС вообще не наблюдается (кривая 6). При том же направлении намагниченности и тока, но $\varphi = 0^\circ$ (магнитное поле лежит в плоскости пленки), положительная компонента также отсутствует. Магниторезистивный эффект только отрицателен и в случае, когда $\mathbf{M} \parallel \mathbf{j}$ при любых u и φ (рис. 2), причем величина отрицательного МС всегда меньше при $\varphi = 0^\circ$. Надо отметить, что в немагнитных пленках, например в эпитаксиальном n -GaAs [6], наблюдался обратный эффект. Такое поведение отрицательного МС металлических пленок обусловлено большим влиянием рассеяния носителей заряда на поверхности пленки при $\varphi = 0^\circ$, что дает дополнительный аддитивный вклад положительной компоненты МС в измеряе-

мый магниторезистивный эффект. Из магнитолевых зависимостей МС при любой ориентации намагниченности и тока, а также пленки в магнитном поле следует, что в изученном интервале магнитных полей положительная лоренцевская компонента МС не проявляется. Как и следовало ожидать, отмеченные закономерности МС ферромагнитной пленки не изменялись при понижении температуры до 77 К.

Зависимость максимальной величины положительного МС в поле $B=0,125$ Тл от u при $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=90^\circ$ (кривые 2 и 1 соответственно) показана на рис. 3. Для сравнения здесь же приведен геометрический множитель G Курта – Липпмана для лоренцевского МС [1]. Видно, что в случае доминирования анизотропного магниторезистивного эффекта эти зависимости противоположны друг другу.

С учетом того, что магнитное поле внутри образца определяется внешним полем и размагничивающим фактором, а также предполагая, что МС обусловлено изменением только его “магнитной” части и пропорционально квадрату намагниченности [7], получим следующее выражение для МС образца произвольной формы:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = a \left(\frac{\chi B_{ex}}{1 + \chi N} \right)^2, \quad (1)$$

где a не зависит от температуры и магнитного поля, χ – магнитная восприимчивость, N – размагничивающий фактор образца, B_{ex} – внешнее магнитное поле.

Подставляя в (1) выражение для размагничивающего фактора прямоугольного параллелепипеда [8], получим формулу зависимости МС ферромагнитной пленки от ее размеров и магнитного поля:

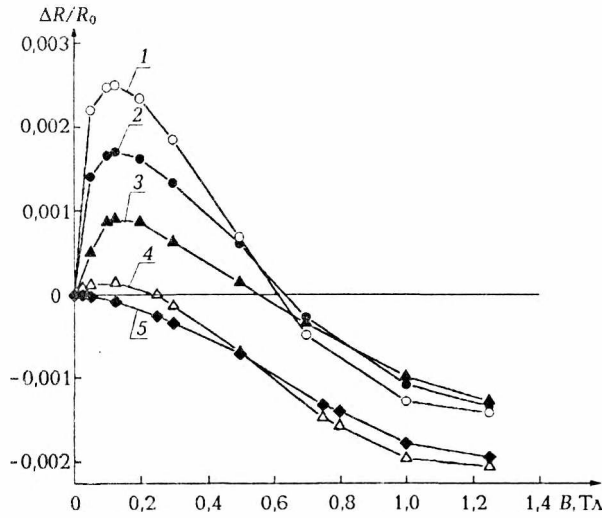


Рис. 2. Магнитолевая зависимость МС той же пленки при параллельной ориентации тока и намагниченности, разных значениях u и угла φ между направлением магнитного поля и плоскостью пленки:
 u : 1, 2 – 6; 3, 4 – 1; 5, 6 – 0,15. φ : 1, 3, 5 – 0° ; 2, 4, 6 – 90°

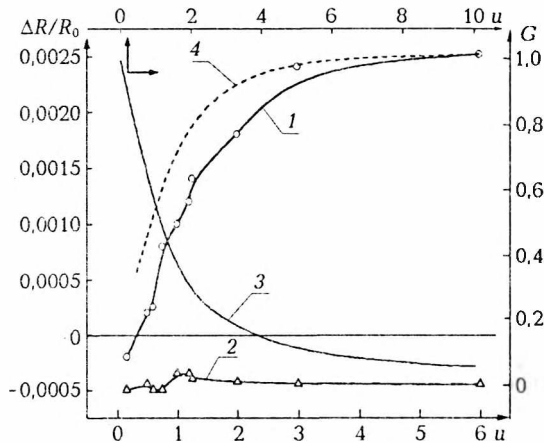


Рис. 3. Зависимость МС от величины u в поле $B=0,125$ Тл при перпендикулярной (1) и параллельной (2) ориентации тока и намагниченности и $\varphi=90^\circ$. 3 – геометрический множитель Курта – Липпмана; 4 – расчет по формуле (3)

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \alpha \chi^2 B_{\text{ex}}^2 \left[1 + \frac{16 \chi d b}{l^2} \left(\ln \frac{kl}{d+b} - 1 \right) \right]^2, \quad (2)$$

где $k = 4 - 0,732 \left(1 - \exp \left(-\frac{5,5d}{b} \right) \right)$.

Однако вычисление по (2) не дает даже качественного согласия с результатами измерений. Это может быть обусловлено тем, что на изменение сопротивления образца в магнитном поле в наибольшей степени влияет величина угла θ между намагниченностью и током, проходящим через образец, а не величина его намагниченности. Из выражения для сопротивления ферромагнетика при произвольном θ [3] легко получить угловую зависимость МС:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta R_{\text{max}}}{R_{\perp}} \cos^2 \theta, \quad (3)$$

где $\Delta R_{\text{max}} = R_{\parallel} - R_{\perp}$, а $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ – сопротивления при перпендикулярной и параллельной ориентации тока и намагниченности соответственно. Так как из-за малой толщины пленки и, следовательно, большого размагничивающего фактора в направлении, перпендикулярном ей [9], остаточная намагниченность лежит в плоскости пленки, то логично предположить, что первоначальное вращение намагниченности при $\mathbf{M} \perp \mathbf{j}$ и $\varphi = 90^\circ$ происходит в этой плоскости. В этом случае рост сопротивления вызван уменьшением угла между током и намагниченностью, которое достигает максимальной величины в магнитном поле $B = 0,125$ Тл при $\theta = 0^\circ$. Тогда изменение положительного МС в этом поле при уменьшении величины и является следствием увеличения угла между намагниченностью и током из-за возрастания размагничивающего фактора в направлении тока. Предполагая, что угол θ изменяется по такому же закону, как и размагничивающий фактор прямоугольного параллелепипеда [8], и используя формулу (3), легко рассчитать зависимость МС от i , приведенную на рис. 3 (кривая 4). Видно, что даже при простых предположениях зависимости θ от N или i наблюдается качественное согласие с результатами измерения.

В рамках рассмотренной модели понятно отсутствие положительной компоненты МС при $\mathbf{M} \perp \mathbf{j}$ и $\varphi = 0^\circ$. В этой конфигурации отсутствует вращение намагниченности относительно тока, она только увеличивается с ростом магнитного поля. Однако следует отметить, что при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{j}$, особенно в случае $\varphi = 0^\circ$, должна наблюдаться более существенная зависимость отрицательного МС от магнитного поля для образцов с малым i ($i \approx 1$), чего не было установлено в эксперименте (рис. 3, кривая 2).

Таким образом, в противоположность немагнитным полупроводниковым пленкам размерный эффект в анизотропном магнитосопротивлении тонких ферромагнитных пленок пермаллоя проявляется в уменьшении положительного МС при уменьшении отношения длины образца к его ширине вследствие увеличения размагничивающего фактора образца в направлении протекающего тока.

1. Lippman H. J., Kurt F. // Zs. Naturforsch. 1958. Vol. 13 a. № 6. P. 462.
2. Соколов Ю. Ф., Степанов Б. Г. // Микроэлектроника. 1974. Т. 3. № 2. С. 142.
3. McGuire T. R., Potter R. I. // IEEE Trans. on Magnetism. 1975. Vol. 11. № 4. P. 1018.
4. Xiao J. Q., Jiang J. S., Chien C. L. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 3749.

5. Inoue J., Maekawa S. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. P. 11927.
6. Лукашевич М. Г., Стельмах В. Ф. // ФТП. 1980. Т. 14. С. 114.
7. Вонсовский С. В. Магнетизм. М., 1971.
8. Кифер И. О. Испытание ферромагнитных материалов. М.; Л., 1962.
9. Праттон М. Тонкие ферромагнитные пленки. Л., 1967.

Поступила в редакцию 04.02.2003.

Михаил Григорьевич Лукашевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники.

Александр Александрович Мазаник – аспирант кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники. Научный руководитель – М.Г. Лукашевич.

УДК 537.312.5

В.П. ДОБРЕГО

МЕЖПРИМЕСНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В ПРЫЖКОВОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ. 1. УРАВНЕНИЕ КИНЕТИКИ

The influence of particularities of interimpurity recombination on the kinetics of the hopping photoconductivity, caused by light of own band of absorption, is explored. Different dependencies of interimpurity transition probability from the distance between donors and acceptors are briefly discussed. The concept of effective semiconductor compensation is introduced which allow states relationship between nonequilibrium carriers concentration and hopping conductivity. The equation of kinetics of hopping photoconductivity in the low level excitation approximation, covering two stages of the process (with different excitation levels) is obtained.

Межпримесные рекомбинационные переходы между разделенными донорами и акцепторами были обнаружены в экспериментах по люминесценции [1, 2] и фотопроводимости [3] в начале 1960-х гг., интерес к межпримесной рекомбинации (МПР) не ослаб и в настоящее время. Причиной такого внимания к этому явлению служит как прямое его использование при создании светоизлучающих приборов [4, 5], так и возможность исследования пространственного распределения примесей, участвующих в рекомбинации [6], в зависимости от особенностей технологического процесса получения полупроводника.

Процесс МПР определяет, как известно, не только один из видов люминесценции, но и прыжковую фотопроводимость (ПФП), возбуждаемую светом собственной полосы поглощения [3]. Расчеты люксамперных характеристик ПФП, учитывающие МПР, были опубликованы ранее [7], тогда как расчеты кинетики ПФП не проводились, хотя именно кинетика спада и нарастания фотопроводимости наиболее тесно связана с особенностями рекомбинационного процесса. В настоящей работе приведен расчет кинетики ПФП слабо компенсированного полупроводника при низком уровне возбуждения.

При расчете кинетики используем модель, развитую в работе [7]. Компенсацию будем считать малой ($K \ll 1$), проводимость – электронной. При освещении полупроводника светом собственной полосы поглощения образуются свободные электроны и дырки, которые захватываются заряженными донорами и акцепторами. Уменьшение числа заряженных доноров снижает проводимость по примесям, т. е. возникает отрицательная ПФП. Восстановление равновесия осуществляется посредством МПР, основной особенностью которой является различие времени жизни носителей заряда на