

УДК 538.9

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ЭФФЕКТА ОГРОМНОГО МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЯ

© 2020 г. А. А. Лачинов¹, *, Д. Д. Карамов¹

¹Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального
исследовательского центра Российской академии наук, Уфа, Россия

*E-mail: alex_nineteen85@mail.ru

Поступила в редакцию 28.11.2019 г.

После доработки 19.12.2019 г.

Принята к публикации 27.01.2020 г.

Несмотря на большое количество сообщений о наблюдении различных видов эффекта магнетосопротивления, до сих пор исследователи не пришли к единому мнению о механизме этих явлений. В данной работе приводится анализ результатов исследования огромного магнетосопротивления с точки зрения предсказаний модели, основанной на влиянии внешнего магнитного поля на сверхтонкое взаимодействие при прыжковом транспорте электрона.

DOI: 10.31857/S036767652005018X

Известны различные виды огромного магнетосопротивления (ОМС): гигантское, туннельное анизотропное, органическое, инъекционное [1–7]. В большинстве работ при интерпретации учитывается высокая чувствительность спиновых электронных возбужденных состояний к внешнему магнитному полю. В последнее время стали учитывать влияние сверхтонкого взаимодействия [6, 7] и взаимодействие спина электрона с полем большого количества ядерных спинов [8, 10].

В структуре магнитный металл/полимер/немагнитный металл (МПН) также наблюдается ОМС [11]. В этой структуре выделяют два вида влияния магнитного поля на перенос носителей заряда. Первое – это явление переключения, индуцированное магнитным полем [12]. Оно характеризуется изменением проводимости структуры на несколько порядков при достижении магнитным полем критической величины B_{thr} [13]. Второе, менее исследованное магнеторезистивное явление связано с изменением проводимости в магнитных полях, меньших B_{thr} [14].

В связи с этим целью настоящей работы было экспериментальное исследование ОМС в структуре МПН в области магнитных полей, меньших B_{thr} .

Объект исследования – многослойная структура ферромагнетик /полимер/немагнитный металл. В качестве ферромагнетика использовались пластины поликристаллического никеля толщиной 0.5 мм. В качестве немагнитного металла – пленки меди толщиной 100 нм. В качестве поли-

мера использовался полидифениленфталид (ПДФ). Толщина полимерных пленок составляла 400 ± 15 нм. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца.

На рис. 1 представлены результаты измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) структуры МПН в линейных (рис. 1а) и логарифмических (рис. 1б) координатах в зависимости от величины внешнего магнитного поля. ВАХ являются нелинейными вида $I \sim kU^n$. При малых напряжениях $n = 1$, при больших – $n > 1$. При наличии магнитного поля регистрируется эффект с отрицательным коэффициентом магнетосопротивления (КМС).

Максимальная величина КМС достигает 48%. Анализ представленных на рисунке ВАХ позволяет прийти к заключению, что в структуре МПН перенос носителей заряда ограничен объемным зарядом. Потому для анализа механизма переноса носителей заряда в зависимости от внешних условий была использована модель инъекционных токов [15].

При отсутствии магнитного поля сверхлинейный участок ВАХ возникает при минимальных напряжениях. Это свидетельствует о близости на контакте квазиуровня Ферми металла и области ловушек в полимерно й пленке, по которой происходит транспорт носителей заряда в полимере.

Согласно теории токов, ограниченных объемным зарядом, вольтамперные характеристики на

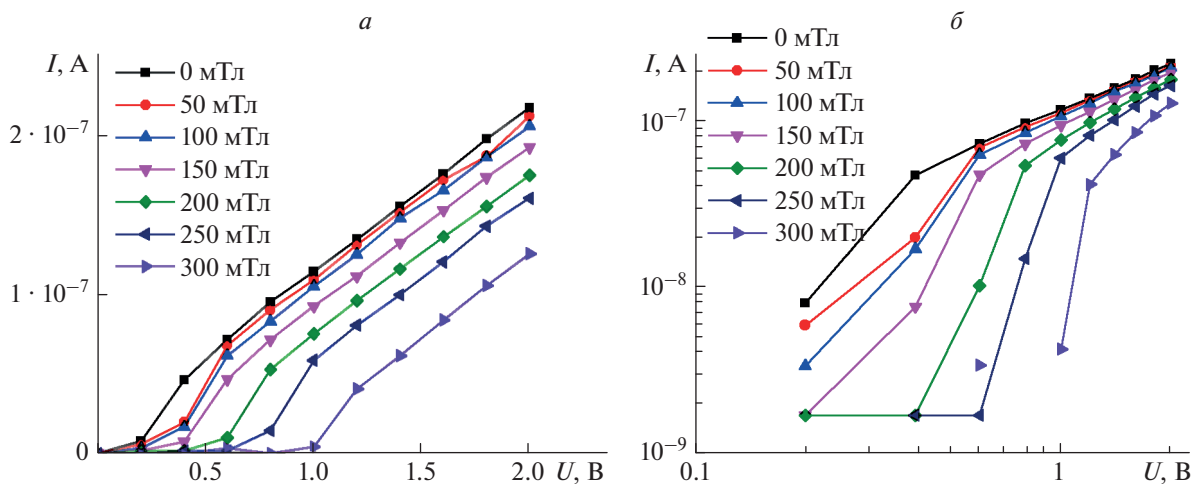


Рис. 1. Вольтамперные характеристики структуры МПН в линейных (а) и логарифмических (б) координатах при различном значении внешнего магнитного поля [А.А. Лачинов, Н.В. Воробьева. Поверхность. 2008. № 10. С. 1].

начальном участке описывается известным соотношением:

$$J_1 = en_0\mu U/L, \tag{1}$$

где J – плотность тока, L – расстояние между электродами, U – приложенное напряжение ($U < U_i$, где U_i – напряжение перехода от линейного к сверхлинейному участку), n_0 – равновесная концентрация носителей заряда, μ – подвижность носителей заряда.

После достижения U_i на сверхлинейном участке ВАХ описывается другим соотношением [15]:

$$J_2 = e\mu U_i^2/L^3. \tag{2}$$

Изменение наклона ВАХ происходит, когда концентрация инжектированных носителей начинает превышать концентрацию собственных. По положению данной точки на ВАХ можно провести оценку равновесной концентрации собственных носителей заряда, а также значения максимально возможной подвижности носителей заряда. Таким образом, получаем выражение для концентрации:

$$n_0 = \epsilon\epsilon_0 U^n / eL^2. \tag{3}$$

Подвижность носителей рассчитывалась по следующей формуле:

$$\mu = JL^3 / \epsilon\epsilon_0 U_i^2. \tag{4}$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость полимера, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Оценки подвижностей по формуле (4) показали, что с увеличением магнитного поля подвижность носителей заряда уменьшается. Эта зависимость представлена на рис. 2а. В работе [16] содержится утверждение, что в несопряженных

полимерах при определенных условиях можно наблюдать огромное магнетосопротивление, характеризующееся изменением подвижности носителей заряда в магнитном поле. Оценка изменения концентрации собственных носителей заряда при воздействии магнитного поля показала (рис. 2б), что влияние магнитного поля незначительно. Это может говорить о том, что согласно модели, представленной в [17], период допирования является минимально возможным.

Таким образом, показано, что полимер ПДФ по основным признакам хорошо соответствует структуре гипотетического полимерного материала, описанного в работе [16].

Квантовомеханические расчеты показывают, что при инжектировании носителей заряда возникают новые состояния с уровнем ловушки ниже уровня LUMO, что можно рассматривать в терминах этой модели как электронные состояния гостя. Они возникают в результате взаимодействия избыточного заряда с фталидной группировкой. Это подобно ситуации модели самодопирования, когда допированное состояние формируется за счет взаимодействия отдельных фрагментов макромолекулы с зарядом, инжектированным в объем полимера.

Протяженная структура ПДФ и большое количество боковых фрагментов позволяет говорить об одномерном характере протекания тока вдоль полимерной цепи. Наличие фталидных групп в ПДФ способствует уменьшению частоты прыжка между соседними мономерами k_{hop} .

Работа выполнена при поддержке ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического ком-

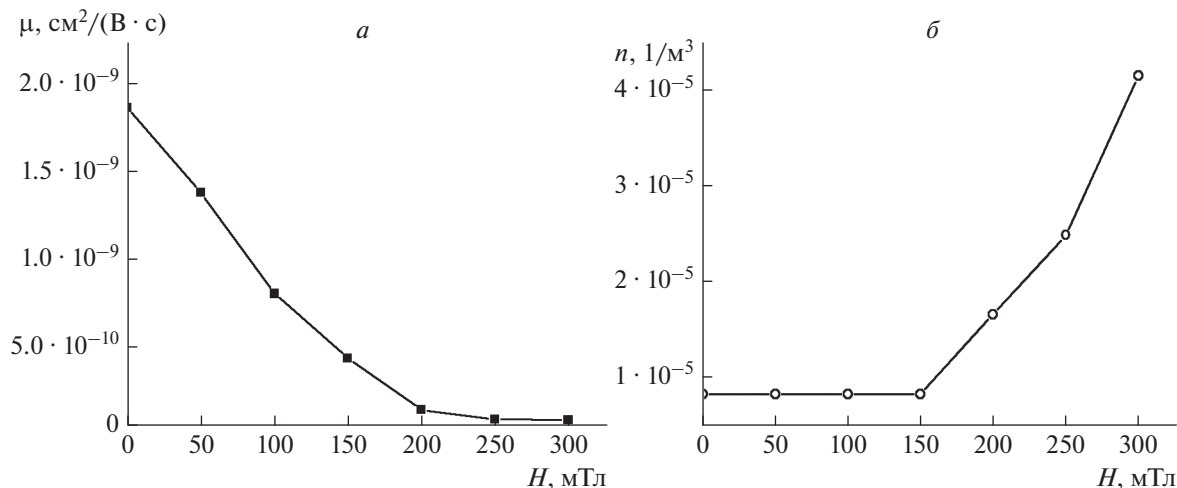


Рис. 2. Зависимость значений подвижности (а) и концентрации (б) носителей заряда от внешнего магнитного поля.

плекса России на 2014–2020 год”, номер гранта 075-15-2019-1651.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kalinowski J., Cocchi M., Virgili D. et al. // Chem. Phys. Lett. 2003. V. 380. P. 710.
2. Francis T.L., Mermer O., Veeraraghavan G. et al. // New J. Phys. 2004. V. 6. P. 185.
3. Prigodin V., Bergeson J., Lincoln D. et al. // Synth. Met. 2006. V. 156. P. 757.
4. Desai P., Shaky P., Kreouzis T. et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. Art № 235202.
5. Hu B., Wu Y. // Nature Mater. 2007. V. 6. P. 985.
6. Nguyen T.D., Hukic-Markosian G., Wang F. et al. // Nature Mater. 2010. V. 9. P. 345.
7. Nguyen T.D., Gautam B.R., Ehrenfreund E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. № 166804.
8. Bobbert P.A. // Nat. Mater. 2010. V. 9. P. 288.
9. Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Логинов Б.А. // Поверхность. 2006. № 5. С. 22.
10. Schulten K., Wolynes P. // J. Chem. Phys. 1978. V. 68. P. 3292.
11. Vorobieva N.V., Lachinov A.N., Lachinov A.A. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2007. V. 467. P. 135.
12. Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 11. С. 720.
13. Воробьева Н.В., Геное J., Лачинов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 1. С. 18.
14. Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Лачинов А.А. и др. // Нанотехнологии. 2010. Т. 1. № 6. С. 25.
15. Поуп М., Свенберг Ч. Электронные процессы в органических кристаллах. М.: Мир, 1985. 544 с.
16. Kersten S.P., Meskers S.C.J., Bobbert P.A. // Phys. Rev. 2012. V. 86. P. 1.
17. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 456 с.