

- [6] M. Langenbuch, M. Suhrke, U. Rössler, *Europhys. Lett.* **61**, 520 (2003).
- [7] C. Albrecht, J.H. Smet, D. Weiss, K. von Klitzing, R. Hennig, M. Langenbuch, M. Suhrke, U. Rössler, V. Umansky, H. Schweizer, *Phys. Rev. Lett.* **83** 2234 (1999).
- [8] H. Silberbauer, P. Rotter, M. Suhrke, and U. Rössler, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1906 (1994).
- [9] H. Silberbauer, P. Rotter, U. Rössler, and M. Suhrke, *Europhys. Lett.* **31**, 393 (1995).
- [10] O. Steffens, M. Suhrke, and P. Rotter, *Phys. Rev. B* **55**, 4486 (1997).
- [11] M. Suhrke and P. Rotter, in: *Theory of transport properties of semiconductor nanostructures*, ed.: E. Schöll (Chapman and Hall, London, 1998), p. 249.
- [12] O. Steffens, T. Schlösser, P. Rotter, K. Ennslin, M. Suhrke, J. P. Kotthaus, U. Rössler, M. Holland, *J. Phys.: Cond. Matter* **10** 3859 (1998).
- [13] R. D. Hofstadter, *Phys. Rev. B* **14**, 2239 (1976).
- [14] U. Rössler, M. Suhrke, in: *Advances in Solid State Physics* **40**, ed. by B. Kramer (Vieweg, Braunschweig 2000) p. 35.
- [15] C. Albrecht, J.H. Smet, K. von Klitzing, D. Weiss, V. Umansky, H. Schweizer, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 147 (2001).
- [16] P.D. Ye, D. Weiss, K. von Klitzing, K. Eberl, H. Nickel, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1441 (1995).
- [17] R. Hennig, M. Suhrke, *Phys. Rev. B* **60**, 11535 (1999).
- [18] J. Eroms, M. Tolkiehn, D. Weiss, U. Rössler, J. DeBoeck, G. Borghs, *Europhys. Lett.* **58**, 569 (2002).
- [19] M. Zitzelsperger, R. Onderka, M. Suhrke, U. Rössler, D. Weiss, W. Wegscheider, R. Winkler, Y. Hirayama, K. Muraki, *Europhys. Lett.* **61**, 382 (2003).

## Разбавленные ферромагнитные полупроводники. Теория и эксперимент

К. А. Кикоин

Университет Бен-Гурион, Беэр-Шева, Израиль

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) — это полупроводниковые соединения группы  $A_3B_5$ , в которых часть атомов одной из подрешеток замещена примесями переходных или редкоземельных металлов. При достаточно высокой концентрации магнитных ионов в сплаве возникает ферромагнитный порядок. Если температура Кюри  $T_C$  достаточно высока, то появление такого материала чрезвычайно расширяет возможности современной микроэлектроники и спинтроники. Марганец оказался наиболее подходящей магнитной примесью благодаря своей высокой растворимости и диффузионной

способности. К настоящему времени получены РМП с  $T_C \sim 160$  К на основе  $p$ -(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As. В широкощелевых материалах  $p$ -(Ga,Mn)P, а также  $p$ - и  $n$ -(Ga,Mn)N ферромагнетизм обнаружен и при температурах, превышающих комнатную.

На первый взгляд возникновение магнитного порядка в этих системах представляется вполне естественным следствием наличия магнитного момента у ионов марганца. Если найдена технологическая возможность растворять эти ионы в полупроводниках в достаточной концентрации без кластеризации примесей или образования преципитатов других фаз, то примесный магнетизм возникнет в соответствии с известными сценариями теории неупорядоченных магнетиков [1]: сначала образуется перколяционная сетка магнитных моментов, связанных обменным взаимодействием, а при дальнейшем повышении концентрации Mn возникает эффективное молекулярное поле, обеспечивающее дальний магнитный порядок.

Однако, *ферромагнитный* характер магнитного упорядочения в легированных полупроводниках представляет определенный вызов для теории. Во-первых, прямое обменное взаимодействие в разбавленных магнитных сплавах слишком мало, чтобы обеспечить такие высокие  $T_C$ , а большинство известных механизмов косвенного обмена благоприятствует *антиферромагнито*му упорядочению. Во-вторых, ион марганца как примесь замещения в полупроводниках A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> является довольно сложным дефектом, который не только привносит в матрицу магнитный момент, но и преобразует электронный спектр ближайшего окружения примеси [2, 3].

Простейший (и наиболее популярный) феноменологический подход [4] игнорирует эти проблемы. В качестве исходного взаимодействия между локальным спином магнитной примеси и электронами (дырками) в валентной зоне берется *sd*-обмен Вонсовского–Зинера. Он порождает косвенное взаимодействия Рудермана–Киттеля между магнитными ионами, которому приписывается ферромагнитный знак. Температура Кюри вычисляется в приближении среднего поля для примесного магнетизма [5]. Более реалистичский подход основан на расчете электронного спектра РМП с помощью численного метода расширенных кластеров, в котором взаимодействие магнитного иона с ближайшим окружением учитывается максимально точно, затем строится периодическая сверхрешетка и делается зонный расчет спин-поляризованной электронной структуры, иногда с учетом локальных поправок типа когерентного потенциала [6]. Этот подход позволяет вычислить  $T_C$  и обладает определенной предсказательной силой, но на его основе довольно трудно определить, как именно устроен механизм обменного взаимодействия между ионами марганца .

Мы поставили себе задачу вывести межпримесное ферромагнитное взаимодействие в РМП *микроскопически*, основываясь на детальном знании электронной структуры изолированной примеси Mn в матрицах  $A_3B_5$  [3]. Оказалось [7], что в кристаллах  $p$ -типа это взаимодействие не сводится ни к одному из известных типов непрямого обмена, хотя и напоминает механизм двойного обмена, предложенный Зинером полвека тому назад [8]. В системе  $n$ -(Ga,Mn)N зинеровский обмен реализуется почти в своем классическом виде. Полученные формулы для концентрационной зависимости  $T_C$  воспроизводят экспериментальные данные для  $p$ -(Ga,Mn)As. Для других систем зависимость  $T_C$  от концентрации носителей еще экспериментально не установлена, однако теория позволяет получить  $T_C$  выше комнатной температуры при разумных значениях параметров модели.

Извалентные примеси переходных металлов (Tr), замещающие катионы Ga в решетке цинковой обманки, должны быть трехвалентными ионами. Это значит, что атомы  $Tr(3d^n 4s^2)$  ионизируются до трехвалентного состояния  $Tr^{3+}(3d^{n-1})$ . Марганец,  $Mn(3d^5 4s^2)$ , является исключением из общего правила, поскольку полузаполненная  $3d$ -оболочка этого элемента аномально устойчива по правилу Хунда. В большинстве случаев [ $p$ -(Ga,Mn)As,  $p$ -(Ga,Mn)P] энергетически выгодно образование примесного «кластера»  $Mn^{3+}(3d^5 p)$  вместо иона  $Mn^{3+}(3d^4)$ . Здесь символ  $p$  означает локальное дырочное состояние, построенное как суперпозиция состояний валентной зоны матрицы. В результате эффективный обмен между соседними магнитными ионами в этой матрице осуществляется в меру перекрытия кластеров. Микроскопическая теория такого обмена [7] строится на основе двухпримесной модели Андерсона [9], обобщенной на случай полупроводниковой матрицы и учитывающей реальную электронную структуру Mn. В соответствии с этой теорией энергетически предпочтительным оказывается своеобразный вариант ферромагнитного двойного обмена, когда соседние ионы Mn обмениваются парой электронов, причем перескоки *без переворота спина* осуществляются через незаполненные  $p$ -состояния в районе потолка валентной зоны. В системе  $n$ -(Ga,Mn)N с аномально широкой энергетической щелью примеси марганца оказываются в состоянии  $Mn^{3+}(3d^4)$  и образуют примесную зону глубоко в запрещенной зоне. Примесная зона частично заполнена, и это означает, что часть ионов находится в состоянии  $Mn^{2+}(3d^5)$ . Таким образом реализуется случай «промежуточной валентности», рассмотренный в классической работе Зинера [8]. Двойной обмен Зинера в примесной зоне дает более высокие  $T_C$ , чем в  $p$ -(Ga,Mn)As, в силу большой плотности состояний.

Теория позволяет дать количественное описание зависимости  $T_C(x)$ , наблюдаемой в эксперименте (см., напр. [10]), и указывает на существенные

различия между магнитными полупроводниками  $p$ - и  $n$ -типа. Кроме того, она может быть обобщена на случаи пониженной размерности (гетероструктуры, квантовые ямы), существенные для многочисленных практических приложений.

## Литература

- [1] I. Ya. Korenblit, E. F. Shender, and B. I. Shklovskii, Phys. Lett. **46A**, 275 (1973); И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, УФН **126**, 233 (1978).
- [2] A. Zunger, in *Solid State Physics*, Ed. by H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic, Orlando), Vol. 39, 276 (1986).
- [3] K. A. Kikoin and V. N. Fleurov, *Transition Metal Impurities in Semiconductors* (World Scientific, Singapore), (1994).
- [4] T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukara, Phys. Rev. B **63**, 2034 (2001); **66**, 033203 (2002).
- [5] A. A. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **44**, 2230 (1962).
- [6] E. Kulatov *et al*, Phys. Rev. B **66**, 045203 (2002); K. Sato, P. H. Dederichs and H. Katayama-Yoshida, Europhys. Lett. **61**, 403 (2003).
- [7] P. M. Krstajic, V. A. Ivanov, F. M. Peeters, V. Fleurov, and K. Kikoin, Europhys. Lett. **61**, 235 (2003); arXiv:cond-mat/0311525.
- [8] C. Zener, Phys. Rev. **82**, 403 (1951).
- [9] S. Alexander and P. W. Anderson, Phys. Rev. **133**, A1594 (1964).
- [10] K. M. Yu, *et al*, Appl. Phys. Lett. **81**, 5 (2002); K. W. Edmonds, *et al*, Appl. Phys. Lett. **81**, 3010 (2002); T. Graf, *et al*, Appl. Phys. Lett. **81**, 5159 (2002).

# Temperature scaling in the integer quantum hall effect regime: experiments

B. Pödör

Hungarian Academy of Sciences, Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Budapest, Hungary and Budapest Polytechnic, Kandó Kálmán Faculty of Electrical Engineering, Institute of Microelectronics and Technology, Budapest, Hungary

A concise review of temperature scaling experiments in the plateau-to-plateau transitions on the integral quantum Hall effect is presented. Some new results on temperature scaling in the plateau-to-plateau transitions as well as on the  $i = 1$  plateau-to-insulating phase transitions in two-dimensional electron gas in  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  heterostructures are also presented.