

УДК 538.935

М. В. Якунин¹, С. М. Подгорных¹, В. Н. Неверов¹, А. П. Савельев¹,
А. де Виссер², Дж. Галлисту²

¹Институт физики металлов УрО РАН

²Институт Ван-дер-Ваальса–Зеемана, Амстердамский Университет

Интерференция спиновых и туннельных щелей в квантовом магнитотранспорте двойной квантовой ямы $n\text{-InGaAs}/\text{GaAs}$ *

Обнаружены сложные трансформации осцилляций магнитосопротивления двойной квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с наклоном магнитного поля, отражающие поведение щелей в рассчитанной картине магнитных уровней. В наклонном поле в области больших номеров Ландау туннельные щели осциллируют с полем, что отражается в резком изменении отдельных особенностей магнитосопротивления в узких интервалах полей и углов. Минимум при малом факторе заполнения $\nu = 3$ плавно, но немонотонно, меняется с наклоном поля, поскольку соответствующая щель превращается из спиновой в туннельную.

Ключевые слова: двойная квантовая яма, квантовый магнитотранспорт, наклонные магнитные поля, спиновая щель, туннельная щель.

1. Введение

Двойная квантовая яма (ДКЯ) – перспективный объект для исследования многоэлектронных явлений в (квази)двумерных системах, поскольку здесь существует два типа межэлектронных корреляций: внутри слоя и между слоями, и соотношение между ними можно менять, изменяя параметры ДКЯ [1]. Наличие межслойных корреляций создает новые условия для существования электронных фаз [2] вплоть до формирования стабильного экситонного конденсата Бозе–Эйнштейна [3]. Интерес к гетеросистеме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ обусловлен тем, что в дополнение к связанной с наличием двух слоев псевдоспиновой степени свободы здесь может быть достаточно сильно и стабильно выражена еще одна – спиновая – степень свободы, поскольку объемный g -фактор входящего в твердый раствор InAs в 35 раз превышает таковой для GaAs , формирующего квантовые ямы в традиционной гетеросистеме $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$. И хотя эта разница будет меньше в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, исследования в этой системе остаются актуальными, поскольку наличие существенных спиновых расщеплений может еще более расширить круг необычных свойств ДКЯ [4]. В нашей предыдущей работе [5] кратко описано немонотонное поведение с наклоном поля минимума магнитосопротивления с небольшим фактором заполнения $\nu = 3$, который изначально, в перпендикулярном поле, соответствует спиновой щели. Немонотонность объяснена тем, что щель с порядковым номером 3 из спиновой трансформируется в туннельную, а эти две щели противоположным образом реагируют на параллельную слоям компоненту поля B_{\parallel} . Здесь мы продолжаем изучение поведения с наклоном поля щелей между магнитными уровнями и экспериментально показываем, что туннельные щели между уровнями с достаточно большими номерами в наклонном поле осциллирующим образом меняются с ростом поля в соответствии с теоретическими представлениями [6].

2. Эксперимент

Мы исследуем магнитосопротивление (МС) ρ_{xx} и ρ_{xy} двойной квантовой ямы $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \approx 0.2$). В исследуемой системе квантовые ямы InGaAs имеют ширину 5 нм, ширина барьера GaAs составляет 10 нм, структура δ легирована симметрично в прилегающих к двойной квантовой яме барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц,

изначальная полная концентрация электронов $2.1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Подсветка ИК-излучением позволяет увеличить концентрацию носителей более чем в 2 раза. При этом подвижность электронов при низких температурах увеличивается от 1 до $2.7 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На рис. 1 представлены профиль потенциала исследуемого образца, два наинизших уровня энергии, отвечающие симметричному и антисимметричному состояниям, их волновые функции, а также уровень Ферми в исходном состоянии образца.

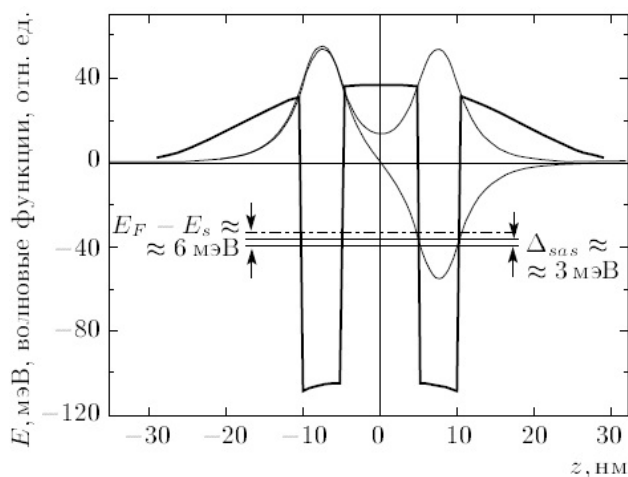


Рис. 1. Профиль потенциала (жирная линия) и волновые функции (тонкие кривые) исследуемого образца $n\text{-In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с двойной квантовой ямой (E_F – уровень Ферми, E_s – уровень симметричного состояния, Δ_{SAS} – туннельная щель)

Изменения в структуре осцилляций с наклоном поля в образце до и после предельной засветки представлены на рис. 2. Чтобы проанализировать эти особенности, были рассчитаны магнитные уровни ДКЯ в наклонных полях (рис. 3). При этом мы считали, что величина g -фактора не меняется с наклоном поля [7]. Анизотропия g -фактора может ощутимо проявляться в валентной зоне двумерных слоев [8]. Однако эксперименты в наклонных полях на двумерных слоях родственного нашему материалу InAs с электронной проводимостью [9] хорошо описываются без привлечения анизотропии g . Ранние расчеты в квазиклассическом приближении могли объяснить некоторые особенности квазидвумерного HgTe в наклонных полях [10–12], однако осталось множество неразрешенных вопросов, например, те, что связаны с эффектами магнитного пробоя, которые могут быть объяснены только качественно, но не могут быть включены в эти упрощенные расчеты [13]. Все расчеты, представленные в этой статье, основаны на полном квантовом подходе при учете влияния перпендикулярной компоненты магнитного поля B_{\perp} [14] и получены посредством численной диагонализации соответствующих гамильтонианов в матричной форме для систем ДКЯ в наклонном магнитном поле. В этих расчетах автоматически учитываются эффекты, связанные с магнитным пробоем. Расчеты для ДКЯ с симметричным потенциалом были выполнены в точности по работе [14], а возможная асимметрия ДКЯ была смоделирована в первом порядке теории возмущений добавлением линейной зависимости энергии от z к диагональным матричным элементам. Параметры зоны проводимости $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x = 0.2$, использованные в расчетах: эффективная масса $m^*/m_0 = 0.058$; g -фактор $|g| = 1.2$, полученный интерполяцией из зонных параметров GaAs и InAs [15] в предположении их линейной зависимости от x . В расчетах использовалась величина туннельной щели в отсутствие поля $\Delta_{SAS} = 4 \text{ мэВ}$, полученная из ранее проведенных оценок.

Радикальное различие в осцилляционном поведении с наклоном поля в InGaAs/GaAs ДКЯ в сравнении с традиционной GaAs/AlGaAs ДКЯ может быть прослежено на рис. 2. В GaAs/AlGaAs нечетные особенности исчезают с наклоном, таким образом демонстрируя их связь с туннельными щелями и то, что туннельные щели являются наименьшими щелями на картине магнитных уровней, соответствующей диапазону осцилляций, рассмат-

риваемых в [16]. В нашей системе ДКЯ, напротив, эти особенности усиливаются: смотри минимум для $\nu = 3$ на рис. 3. Различие имеет место, несмотря на ту же величину Δ_{SAS} в нашей системе ДКЯ, что и в типичной GaAs/AlGaAs. Таким образом, в нашем случае нечетные особенности связаны со спиновыми щелями, и спиновые щели являются наименьшими в слоях InGaAs наших структур. Это несмотря на то, что объемный g -фактор в InGaAs больше, чем в GaAs. Известно, что спиновые щели в материалах с высокой подвижностью могут увеличиваться вследствие обменного взаимодействия при соответствующих значениях фактора заполнения [17]. Так как подвижности в структурах GaAs/AlGaAs обычно намного больше, чем в наших слоях InGaAs, такое усиление эффективного g -фактора в первом случае больше, чем во втором, хотя для объемных значений имеем обратное отношение.

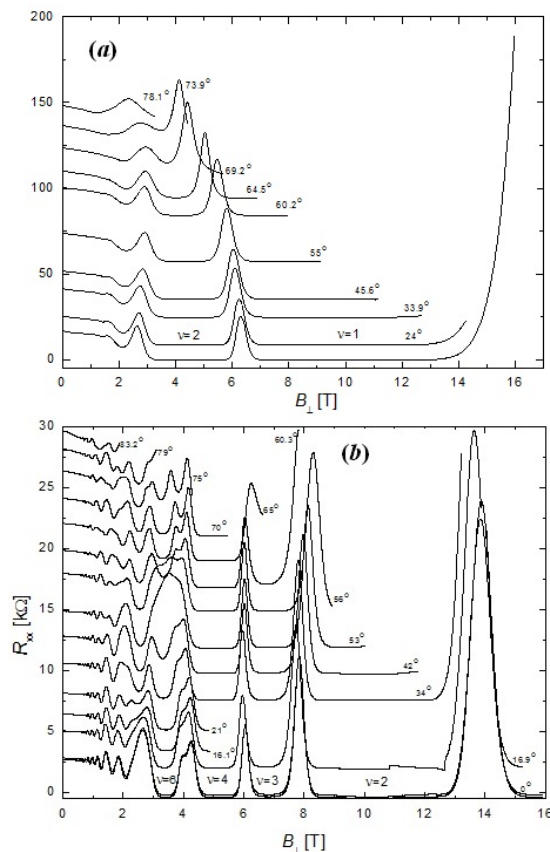


Рис. 2. Магнитосопротивление $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ при разных углах наклона поля (а) до освещения и (б) после предельного ИК-освещения

Выделим следующие особенности в эволюции сложной картины осцилляций с наклоном поля и проанализируем их на основе проведенных расчетов: (i) плавное немонотонное изменение минимума при $\nu = 3$ после предельной засветки образца; (ii) резкие и немонотонные трансформации минимума для фактора заполнения $\nu = 6$ в том же состоянии образца.

Как отмечено выше, нечетная особенность с $\nu = 3$ в перпендикулярном поле соответствует спиновой щели (рис. 3а), и добавление B_{\parallel} приводит к ее увеличению. Однако под действием той же B_{\parallel} одновременно происходит подавление туннельной щели. В результате, согласно представленным здесь одноэлектронным расчетам, при фиксированном наклоне образца в некотором поле спиновая щель и туннельная должны сравняться, вследствие чего щель для $\nu = 2$ должна закрыться (рис. 2b–d). Точка закрытия этой щели смещается в меньшие B_{\perp} с ростом наклона. После прохождения этой точки изменяется природа щели для $\nu = 3$: теперь ей соответствует убывающая с ростом поля туннельная щель. Что и объясняет наблюдаемое немонотонное поведение данной особенности. Наклон, при котором наблюдаются наиболее сильные проявления особенностей МС $\nu = 3$, соответствует

совпадению величин спиновой и туннельной щелей. У нас это имеет место между $\theta = 53^\circ$ и 60° (рис. 3b и c). Следует отметить, что в наших экспериментах нет указаний на полное закрытие щели $\nu = 2$ в данном состоянии образца (рис. 2b, хотя для более подробного исследования поведения щели $\nu = 2$ нужны поля больше имевшихся в 18 Т). Для объяснения этого факта, вероятно, недостаточны представленные здесь одноэлектронные расчеты, а многочастичные эффекты могут привести к антикроссингу в месте ожидаемого закрытия щели $\nu = 2$ [18], что, однако, не отменяет немонотонного поведения щели $\nu = 3$. Устойчивая тенденция к закрытию щели $\nu = 2$ хорошо видна на неосвещенном образце, когда все особенности смещены в существенно меньшие поля (рис. 2a).

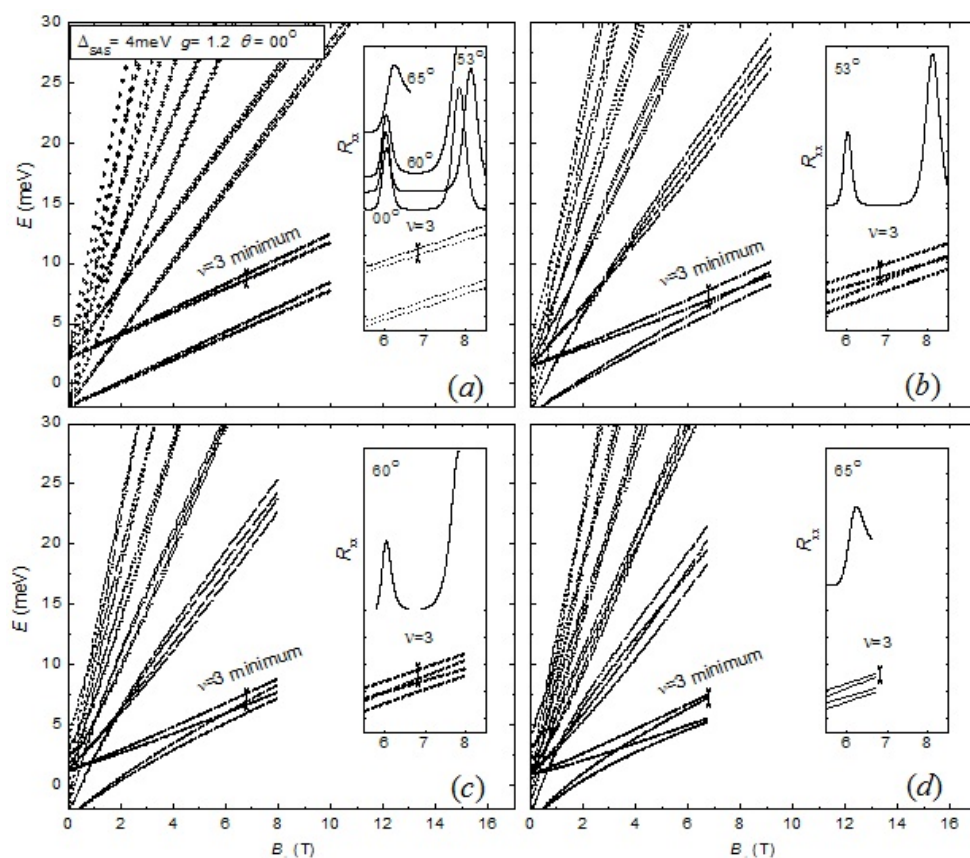


Рис. 3. Немонотонное поведение с наклоном поля минимума МС с $\nu = 3$ и его анализ на основе рассчитанных уровней (в одноэлектронном рассмотрении). На вставках: экспериментальные записи вокруг $\nu = 3$, сопоставленные с соответствующим фрагментом рассчитанной картины уровней. Угол θ : 0 (a), 53° (b), 60° (c), 65° (d)

Резкие трансформации особенностей с $\nu = 6$ также обусловлены воздействием B_{\parallel} на туннельную щель. С тем, однако, отличием, что соответствующая $\nu = 6$ туннельная щель не только закрывается при определенном сочетании угла наклона θ и B_{\perp} , но затем открывается при дальнейшем возрастании одного из этих параметров. Тогда как туннельная щель для $\nu = 2$, располагающаяся между двумя уровнями Ландау с $N_L = 0$, только стремится к нулю при $B_{\perp} \rightarrow \infty$ и $\theta \neq 0$. Как следует из расчетов, следующие за закрытием открытия туннельной щели, то есть ее осциллирующее поведение, имеют место для $N_L \geq 1$ (рис. 3b–d), притом количество соответствующих закрытию туннельной щели узлов возрастает с ростом N_L . Осциллирующее поведение туннельной щели можно объяснить эффектом интерференции Ааронова–Бома между состояниями электрона в двух слоях под действием B_{\parallel} [6]. Момент закрытия щели для $\nu = 6$, как это следует из наших расчетов, и сопоставление картины уровней с экспериментальной кривой при соответствующем угле $\theta = 53^\circ$ представлены на рис. 4. При увеличении наклона (рис. 2b) минимум при $\nu = 6$ возрождается. Это согласуется с расчетами (рис. 3b–d), поскольку узел пересечения уров-

ней с $N_L = 1$ смещается в меньшие B_{\perp} с ростом наклона. При больших углах наклона по обе стороны от минимума МС для $\nu = 6$ хорошо видны спиновые расщепления, усилившиеся по сравнению с перпендикулярным полем вследствие добавления компоненты B_{\parallel} . Согласно рассчитанной картине уровней осциллирующее поведение туннельной щели должно воспроизводиться в картине осцилляций МС при больших ν с периодом 4. И, действительно, немонотонные трансформации осцилляций с наклоном можно выделить в окрестностях $\nu = 10$ (рис. 2b), притом превращения минимума в максимум наблюдаются дважды, в согласии с ожидаемым наличием двух узлов между уровнями с $N_L = 2$. Однако в меньших полях B_{\perp} разрешение осцилляций уже хуже, что затрудняет детальный анализ.

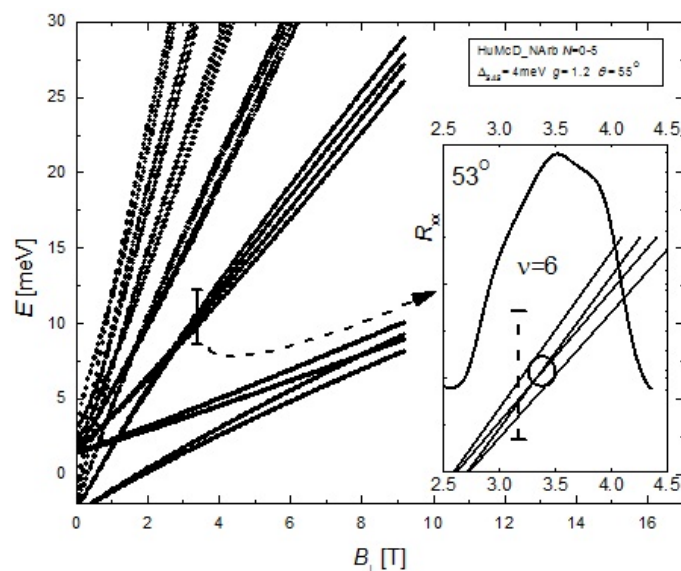


Рис. 4. Картина магнитных уровней при угле наклона $\theta = 53^\circ$, сопоставленная с локальным превращением минимума ρ_{xx} с $\nu = 6$ в максимум

3. Заключение

Выявлено сложное поведение осцилляций магнитосопротивления с наклоном магнитного поля в ДКЯ в гетеросистеме $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$, отражающее изменения туннельных щелей с величиной наклоненного поля в согласии с рассчитанной эволюцией картины магнитных уровней. Показано, что в наклонном поле в области больших номеров Ландау туннельные щели осциллируют с полем. При малом факторе заполнения $\nu = 3$ наблюдаются только немонотонные изменения интенсивности минимума МС, поскольку соответствующая щель немонотонно меняется с наклоном поля, превращаясь из спиновой в туннельную. Таким образом, одноэлектронная модель расчетов адекватно описывает основные тенденции поведения осцилляций в ДКЯ с наклоном поля, хотя некоторые особенности требуют более подробного многоэлектронного описания.

*Работа доложена на 5-й Всероссийской конференции молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение» им. Ю. В. Дубровского, ИПТМ РАН, Черноголовка, 19–22 ноября 2012 года.

Литература

1. *Girvin S. and MacDonald A.H.* // Perspectives in Quantum Hall Effects. Chapter 5. – New York: John Wiley & Sons, 1997.
2. *Manoharan H.C., Suen Y.W., Santos M.B., and Shayegan M.* Evidence for a Bilayer Quantum Wigner Solid // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77, N 9. – P. 1813–1816.

3. *Eisenstein J.P., MacDonald A.H.* Bose–Einstein condensation of excitons in bilayer electron systems // *Nature*. – 2004. – V. 432. – P. 691–694.
4. *Giudici P., Muraki K., Kumada N., Hirayama Y., Fujisawa T.* Spin-Dependent Phase Diagram of the $\nu T = 1$ Bilayer Electron System // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 100, N 10. – 106803.
5. *M.V. Yakunin, de Visser A., Galistu G. [et al.]*. Evolution of the spin-split quantum Hall states with magnetic field tilt in the InAs-based double quantum wells // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2009. – V. 150. – P. 022100.
6. *Yakovenko V.M., Cooper B.K.* Angular magnetoresistance oscillations in bilayers in tilted magnetic fields // *Physica E*. – 2006. – V. 34. – P. 128–131.
7. *Ивченко Е.Л., Киселев А.А.* Электронный g -фактор в квантовых ямах и сверхрешетках // *ФТП*. – 1992. – Т. 26, вып. 8. – С. 1471–1479.
8. *van Kesteren H.W., Cosman E.C., van der Poel W.A.J.A., Foxon C.T.* Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B*. – 1990. – V. 41, N 8. – P. 5283–5292.
9. *Marie X., Amand T., Le Jeune P., Paillard M., Renucci P., Golub L.E., Dymnikov V.D., Ivchenko E.L.* Hole spin quantum beats in quantum-well structures // *Phys. Rev. B*. – 1999. – V. 60, N 8. – P. 5811–5817.
10. *Brosig S., Ensslin K, Jansen A.G. Nguen C., Brar B., Thomas M., Kroemer H.* InAs-AlSb quantum wells in tilted magnetic fields // *Phys. Rev. B*. – 2000. – V. 61, N 19. – P. 13045–13049.
11. *Harff N.E., Simmons J.A., Lyo S.K., Klem J.F.* Magnetic breakdown and Landau-level spectra of a tunable double-quantum-well Fermi surface // *Phys. Rev. B*. – 1997. – V. 55, N 20. – P. 13405–13408.
12. *Якунин М.В., Подгорных С.М.* Магнитный пробой и квантовый магнитотранспорт с постоянным псевдоспином в наклонных магнитных полях в двойной квантовой яме n - $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ // *ЖЭТФ*. – 2007. – Т. 132, вып. 1(7). – С. 241–249.
13. *Yakunin M.V., Galistu G., de Visser A.* Tilted magnetic field quantum magnetotransport in the double quantum well with a sizable bulk g -factor: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ // *Physica E*. – 2008. – V. 40. – P. 1451–1453.
14. *Hu J., MacDonald A.H.* Electronic structure of parallel two-dimensional electron systems in tilted magnetic fields // *Phys. Rev. B*. – 1992. – V. 46, N 19. – P. 12554–12559.
15. *Weisbuch C., Hermann C.* Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$, and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ // *Phys. Rev. B*. – 1977. – V. 15, N 2. – P. 816–822.
16. *Boebinger G.S., Jiang H.W., Pfeiffer L.N., West K.W.* Magnetic-field-driven destruction of quantum Hall states in a double quantum well // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 64, N 15. – P. 1793–1796.
17. *Ando T., Uemura Y.* Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields // *J. Phys. Soc. Japan*. – 1974. – V. 37, N 4. – P. 1044–1052.
18. *Kumada N., Tagashira K., Iwata K., Sawada A., Ezawa Z.F., Muraki K., Saku T., Hirayama Y.* Effects of in-plane magnetic fields on spin transitions in bilayer quantum Hall states // *Physica E*. – 2004. – V. 22. – P. 36–39.

Поступила в редакцию 22.11.2012.