

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

53 (048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР****(31 октября 1990 г.)**

31 октября 1990 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев. Магнитооптика двумерных электронов в ультраквантовом пределе.

2. В. С. Эдельман. Развитие сканирующей туннельной микроскопии.

Краткое содержание докладов приводится ниже.

538.91(048)

И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев. Магнитооптика двумерных электронов в ультраквантовом пределе. В физике низкоразмерных полупроводниковых систем центром притяжения остается проблема основного состояния взаимодействующих двумерных (2D-)электронов. Поведение 2D-электронной системы при изменении ее плотности можно описать, сравнивая корреляционную энергию $\langle V \rangle \approx e^2/\epsilon a$, которая приводит к упорядочению электронов, с энергией кинетической $\langle K \rangle$, делокализирующей частицы (здесь $a = (\pi n_s)^{-1/2}$ — межчастичное расстояние, n_s — поверхностная плотность электронов, ϵ — диэлектрическая постоянная) [1]. При сильном неравенстве $\langle V \rangle \gg \langle K \rangle$ в системе электронов может возникнуть дальний порядок и наступить кристаллизация. Этот эффект в квантовом пределе предсказан Вигнером [2] более 50 лет тому назад.

В отсутствие магнитного поля различают классический и квантовый режимы, когда может наступить кристаллизация 2D-электронов. Классический случай (или предел низких плотностей) ограничен неравенствами $\hbar^2/m^*a^2 \ll kT \ll e^2/\epsilon a$ (m^* — эффективная масса электронов). В этом режиме фазовый переход электронная жидкость — кристалл происходит, когда отношение $\langle V \rangle / \langle K \rangle = e^2 (\pi n_s)^{1/2} / \epsilon kT > \Gamma \approx 127$. Такая классическая кристаллизация 2D-электронов обнаружена и исследована в экспериментах с электронами на поверхности гелия [3]. В результате этих исследований определены фазовая граница перехода в координатах (n_s, T_c) , классическая температура плавления $T_c = e^2 (\pi n_s)^{1/2} / \Gamma_m \epsilon k$ и величина параметра Γ_m .

Квантовый режим (или предел высоких плотностей) реализуется в условиях, когда $kT \ll \hbar^2/m^*a^2 \ll e^2/\epsilon a$. В этой области отношение $\langle V \rangle / \langle K \rangle$ отыскивается как функция безразмерного параметра $r_s \equiv a/a_B$, где $a_B = \epsilon \hbar / m^* e^2$ — боровский радиус. Так как корреляционная энергия $\langle V \rangle \sim n_s^{1/2}$, а кинетическая $\langle K \rangle \sim n_s$, вигнеровский кристалл оказывается устойчив, если $r_s > r_w$, т. е. когда плотность электронов не превышает некоторой граничной величины $n_s \leq n_w = (r_w^2 \pi a_B^2)^{-1}$. Таким образом, в этом режиме фазовая диаграмма имеет определенную точку окончания в шкале концентраций. Численные расчеты дают для $r_w \approx 33$ [4]. Если воспользоваться этим значением для r_w то квантовый режим кристаллизации для 2D-электронов на поверхности He можно ожидать при плотностях $n_w \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а для 2D-электронов в AlGaAs/GaAs-гетеропереходе — при $n_w \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. В обоих случаях экспериментально реализовать указанные концентрации не удастся по принципиальным причинам. Поэтому до настоящего времени вигнеровская кристаллизация 2D-электронов в квантовом режиме при отсутствии магнитного поля не наблюдалась.

Очень интересно поведение 2D-электронов в сильном поперечном магнитном поле. Магнитное поле расщепляет континуум электронных энергий в дискретный набор уровней Ландау $(N + 1/2) \hbar \omega_c$ ($\omega_c = eH/m^*c$; N — целое). Электроны теряют прежние степени свободы, их движение приобретает финитный характер по циклотронным орбитам с размерами $(2N + 1)^{1/2} l_0$ ($l_0 = (\hbar c / (eH))^{1/2}$ — магнитная длина). В ультраквантовом пределе, когда электроны заселяют лишь нижайший уровень Ландау, кинетическая энергия существенно уменьшается и практически совпадает с тепловой энергией «центров тяжести» электронных орбит. Таким образом, сильное магнитное поле создает предпочтительные условия для пространственного упорядочения электронов и стимулирует вигнеровскую кристаллизацию.

Степень вырождения уровней Ландау (или емкость квантовых состояний) n_0 определяется магнитной длиной $n_0 = 1/2\pi l_0^2$, а их заполнение электронами обычно характеризуют фактором заполнения $\nu = 2 (l_0/a)^2 = n_s/n_0$. В области небольших магнитных полей кулоновские корреляции не играют решающей роли. В области ($\nu > 1$) обнаружен целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) [5], который по своей природе является одноэлектронным явлением [6]. По мере увеличения магнитного поля возрастает вырождение квантовых состояний, и роль кулоновских корреляций становится все более весомой. Именно при $\nu < 1$ был обнаружен дробный КЭХ [7], не имеющий прямого отношения к вигнеровской кристаллизации. Это явление связано с возникновением сильно скоррелированных электронных состояний, которые получили название несжимаемых ферми-жидкостей (НФЖ) [8]. Эти состояния, иногда именуемые также лафлиновскими, возникают при дробных заполнениях $\nu = 1/q$ (q — целое и нечетное из-за симметричных свойств многочастичной волновой функции). В магнитотранспортных экспериментах эти состояния наблюдались вплоть до $\nu = 1/7$ [9].

Вместе с тем известные, численные расчеты показывают, что вигнеровский кристалл устойчив при заполнениях квантовых состояний, начиная с некоторых критических значений $\nu = \nu_c = 1/3 - 1/10$ [10]. В этой связи особую остроту приобретают экспериментальные исследования 2D-электронных систем в ультраквантовом пределе: $\nu \ll 1$; $kT \ll e^2/\epsilon a \ll \hbar^2/ma^2$, $\hbar\omega_c$. Только эксперимент может ответить на вопросы: когда наступает

кристаллизация электронов, стимулированная магнитным полем, и как выглядит фазовая диаграмма жидкость — кристалл в ультраквантовом пределе? Усилия последних лет связаны с попытками продвинуться в эту чрезвычайно интересную область — сильных магнитных полей, достаточно низких температур и относительно небольших концентраций.

Наиболее распространенным инструментом изучения таких систем является магнито-транспорт. Однако по мере продвижения в область $\nu \ll 1$ и очень низких T этот метод сталкивается с непреодолимыми трудностями из-за усиливающихся эффектов сильной локализации. Недавно в этой области был предложен интересный метод радиочастотной абсорбционной спектроскопии [11]. С помощью этой техники сделаны первые попытки определить низкочастотные коллективные возбуждения в скоррелированной системе электронов, а также отыскать критические параметры (фактор заполнения, температуру), связанные с кристаллизацией электронов.

Для изучения взаимодействующей системы 2D-электронов, помещенной в сильное поперечное магнитное поле, нами предложен и развит другой экспериментальный подход. В рамках этого подхода, основывающегося на методах оптической спектроскопии, исследуется излучательная рекомбинация 2D-электронов с фотовозбужденными дырками, локализованными в монослое акцепторов. Ранее этот оптический метод был успешно реализован в режимах целочисленного и дробного КЭХ в случае 2D-электронного канала в кремниевых структурах металл — диэлектрик — полупроводник (МДП) [12]. Для магнитооптики в квантовом режиме оказалось более эффективным использовать GaAs/AlGaAs-гетероструктуры (ГС), в которых 2D-электронный канал вблизи одиночного гетероперехода пространственно разделен с монослоем акцепторов (δ -легированная ГС) [13]. В таких ГС достигаются большие подвижности 2D-электронов ($\sim 10^6 - 10^7$ см²/В·с), а оптические правила отбора разрешают излучательную рекомбинацию электронов из нижнего спинового состояния (т. е. оптически разрешена область факторов заполнения $\nu < 1$). Измеряя

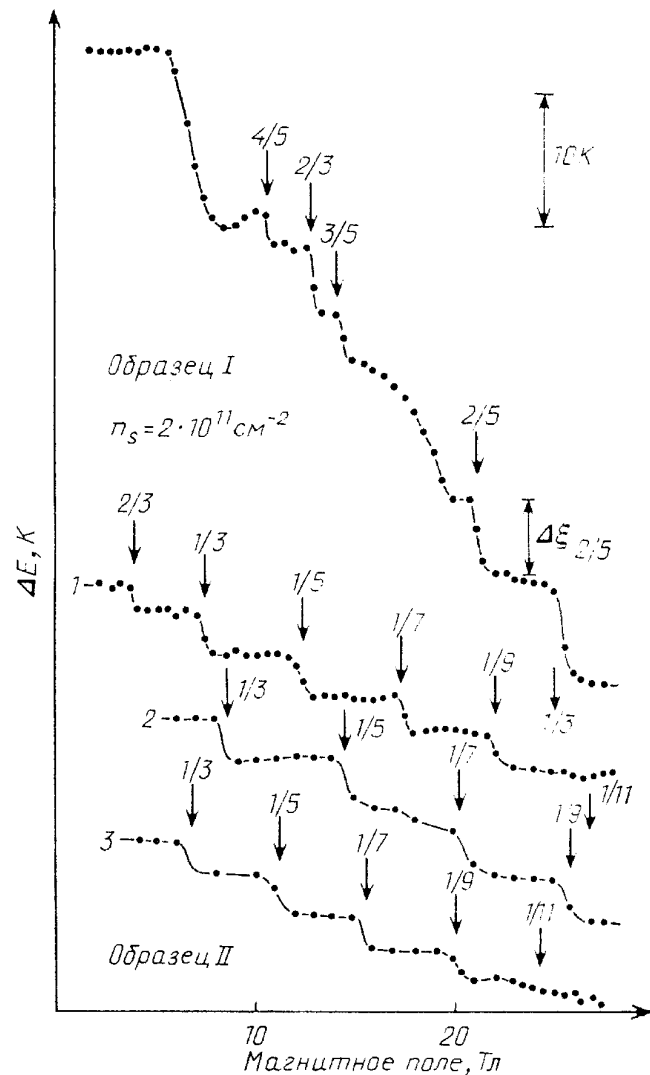


Рис. 1. Скачки спектрального положения линии люминесценции, отвечающей рекомбинации электронов из нижнего спинового состояния с фотовозбужденными дырками с δ -легированным монослоем, измеренные при вариации магнитного поля в образцах 1 и 2 при различных концентрациях: 1 — $0,59 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 2 — $0,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 3 — $0,54 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

спектральное положение линии люминесценции при вариации H , было обнаружено, что в диапазоне $1 < \nu < 2$ наблюдается отклонение зависимости $E_N(H)$ (N — главное квантовое число) от линейной. Это отклонение связано с увеличением обменного взаимодействия электронов (это — эффект усиления g -фактора). При дальнейшем увеличении H и при достаточно низких T наблюдаются дополнительные скачкообразные изменения спектрального положения линии излучения, происходящие в узкой области по H вблизи дробных значений $\nu = 2/3, 1/3, 4/5, 3/5, 2/5,$

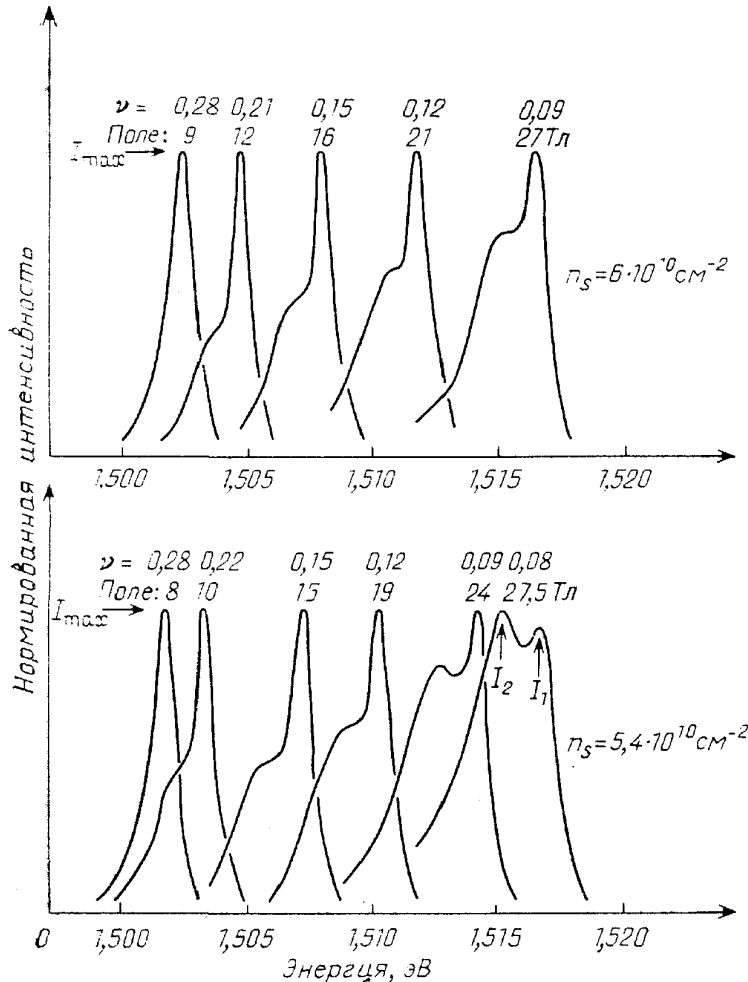


Рис. 2. Спектры люминесценции, измеренные при $T = 0,4$ К в различных магнитных полях и для различных концентраций

электронов на единицу сопровождается рождением (или поглощением) q -квазичастичных возбуждений с дробным зарядом $e^* = e/q$, энергия которых отделена от основного состояния НФЖ щелью Δ_C . Обнаруженное поведение $E_0(H)$ полностью соответствует наблюдаемому нами в Si-MДП-структурах и подтверждает интерпретацию, согласно которой скачки $E_0(H)$ вблизи $\nu = 1/q$ связаны с рождением (при $\nu < 1/q$) или поглощением ($\nu > 1/q$) возбуждений при уменьшении числа 2D-электронов на единицу при излучательной рекомбинации с дыркой. Таким образом, с помощью данного спектроскопического метода впервые удалось наблюдать состояние НФЖ, отвечающее $q = 1/9$, а также измерить всю иерархию кулоновских щелей. Помимо этого показано экспериментально, что скачок химпотенциала $\Delta\xi$, измеряемый в оптике в условиях конденсации в НФЖ, связан с активационной энергией W ($1/q$), измеряемой в магнито-транспорте, простым соотношением $\Delta\xi(1/q) = 2qW(1/q)$. Это наблюдение

$1/5, 1/7$ и $1/9$ [14]. Скачки $\Delta E(H)$ малы по сравнению с $\hbar\omega_c$ и исчезают при увеличении температуры. На рис. 1 они представлены в увеличенном масштабе и измерены на разных структурах относительно линейной зависимости $E_0(H) = E_g + 1/(2\hbar\omega_c)$, полученной в малых магнитных полях, а затем экстраполированной в сторону больших H . Обнаруженное скачкообразное поведение спектральной позиции линии излучения при дробных ν связывается со скачками химпотенциала в системе 2D-электронов при их конденсации в несжимаемую ферми-жидкость. Амплитуда скачка равна разрыву химического потенциала ξ , и, согласно теории НФЖ, величина $\Delta\xi$ при $\nu = 1/q$ прямо связана с кулоновской щелью Δ_C , а именно, $\Delta\xi = q\Delta_C$. Физический смысл состоит в том, что изменение числа

служит косвенным доказательством того, что квазичастичные возбуждения имеют дробный заряд. Наконец, магнитооптические эксперименты позволили проследить за поведением дробного КЭХ в условиях беспорядка, связанного с флуктуациями случайного потенциала.

Теперь остановимся на спектроскопических наблюдениях вигнеровской кристаллизации двумерных электронов в сильном поперечном магнитном поле. Эти наблюдения связаны с изучением поведения спектров излучательной рекомбинации 2D-электронов в ГС GaAs/AlGaAs в ультраквантовом пределе [15]. В спектрах (рис. 2) помимо основной, ранее известной линии I_1 , соответствующей рекомбинации электронов из нижнего спинового состояния, появляется

новая линия, а именно I_2 , при достижении определенных значений магнитного поля. Эта линия возрастает при увеличении H и при факторах заполнения $\nu \approx 0,1$ доминирует в спектре. Она смещена в сторону меньших энергий, так что расщепление между линиями I_1 и I_2 составляет около 1,4 мэВ. Одновременно с появлением линии I_2 начинает сильно падать интегральная интенсивность люминесценции в этой области спектра. Падение интегральной интенсивности люминесценции и возгорание линии I_2 наступает при одной и той же величине магнитного поля H_k . На образцах с различными концентрациями n_s показано, что H_k линейно растет при увеличении n_s . Таким образом, описанные явления не зависят от n_s и наблюдаются, начиная с некоторого критического значения фактора заполнения $\nu < \nu_{cr} = 0,28$. Линия I_2 очень чувствительна к температуре. При температурах выше критической эта линия исчезает в спектре (например, при $H = 26$ Тл $T_{cr} = 1,4$ К). Одновременно с этим интегральная интенсивность люминесценции увеличивается и возвращается к изначальным величинам, измеренным при $H < H_k$. Критическая температура сильно зависит от фактора заполнения: в области $\nu < \nu_{cr}$ она возрастает при уменьшении ν , однако при дробных $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$, где основным состоянием является НФЖ, T_{cr} резко уменьшается.

Появление новой линии I_2 в спектрах при $\nu < \nu_{cr} = 0,28$ связывается с явлением кристаллизации в системе взаимодействующих электронов. При такой интерпретации линии I_2 и I_1 отвечают излучательной рекомбинации 2D-электронов из кристаллической и жидкой фаз соответственно (при $\nu = 1/5, 1/7, 1/9$ ферми-жидкость несжимаемая). Сдвиг линии I_2 в сторону меньших энергий относительно I_1 означает, что основное состояние кристаллической фазы является нижайшим. Пороговое уменьшение сигнала интегральной люминесценции — следствие сильной локализации электронов в условиях кристаллизации. Локализация электронов в данном случае имеет собственное происхождение и связана с возникно-

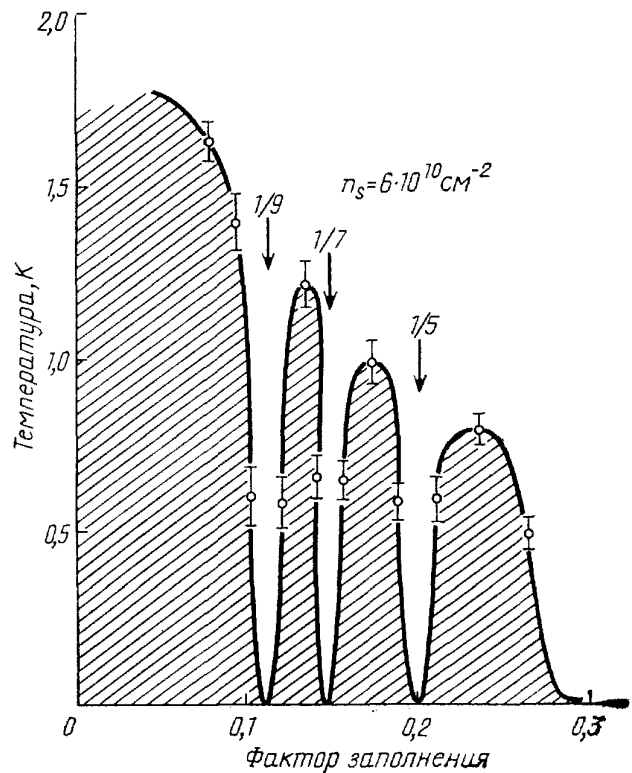


Рис. 3. Фазовая диаграмма перехода жидкость — вигнеровский кристалл

вением кристалла (поликристалла), который пиннингуются на неоднородностях случайного потенциала. При увеличении температуры выше критической, когда кристалл расплавлен и электроны делокализуются, сигнал интегральной люминесценции возрастает и перестает зависеть от величины магнитного поля.

Очень интересной оказывается фазовая диаграмма перехода жидкость — кристалл. Согласно известным теоретическим представлениям, линия фазового равновесия в плоскости $\nu - T$ берет начало при $\nu \leq \nu_{cr}$ и ведет себя монотонно. По нашим наблюдениям (рис. 3) фазовая диаграмма жидкость — кристалл изрезана провалами при $\nu = 1/5, 1/7$ и $1/9$, где оказываются более устойчивыми состояния НФЖ.

Нам представляется, что наиболее интересные направления исследований в этой области в ближайшее время будут связаны с изучением фазовой диаграммы жидкость — кристалл в координатах (n_s, T, H) , и самого спектра коллективных возбуждений электронной кристаллической фазы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Ando T., Fowler A., Stern F.* // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. P. 437.
2. *Wigner E. P.* // *Phys. Rev.* 1934. V. 46. P. 1002.
3. *Grimes C.C., Adams G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 795.
- Deville G.* // *J. Low-Temp. Phys.* 1988. V. 72. P. 135.
4. *Imada M., Takahashi M.* // *J. Phys. Soc. Japan.* 1984. V. 53. P. 3770.
5. *Von Klitzing K., Dordav G., Pepper M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 494.
6. Квантовый эффект Холла / Под ред. Р. Пранге, С. Гирвина.— М.: Мир, 1989.
7. *Tsui D. C., Störmer H. L., Gossard A. C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 48. P. 1559.
8. *Laughlin R. B.* // *Ibidem.* 1983. V. 50. P. 1395.
9. *Goldman V. J., Shayegan M., Tsui D. C.* // *Ibidem.* 1988. V. 61. P. 881.
10. *Lam P. K., Girvin S. H.* // *Phys. Rev. Ser. B.* 1984. V. 30. P. 483.
- Levesque D., Weiss J.J., MacDonald A. H.* // *Ibidem.* P. 1056.
- Chui S. T., Hakim T. M., Ma K. B.* // *Ibidem.* 1986. V. 33. P. 7110.
- Kivelson S., Kallin C., Arovas D.P., Schrieffer J. P.* // *Ibidem.* 1987. V. 136. P. 1620.
- [11] *Andrei E. Y., Deville G., Glatthli D. C., Williams F. I. B., Paris E., Etienne B.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 2765.
12. *Кукушкин И. В., Тимофеев В. Б.* // *Surf. Sci.* 1986. V. 170. P. 1948; *Sov. Sci. Rev.* / Ed. I. M. Khalatnikov.—1988. V. 12.
13. *Kukushkin I. V. et al.* // *Phys. Rev.* 1988. V. 37. P. 8509.
14. *Кукушкин И. В., фон Клитцинг К., Плаут А., Плог К., Буман Х., Йосс В., Мартинес Ж., Тимофеев В. Б.* // *Письма ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. С. 575; *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 1050.
15. *Буман Х., Йосс В., фон Клитцинг К., Кукушкин И. В., Мартинес Ж., Плаут А., Плог К., Тимофеев В. Б.* // *Письма ЖЭТФ.* 1990. V. 52. P. 925; *Phys. Rev. Lett.* 1990 (in press).

537.543.35

В. С. Эдельман. Развитие сканирующей туннельной микроскопии. Начатое классическими работами Г. Биннига и Г. Рорера развитие сканирующей микроскопии набирает все больший темп. Расширяется круг исследований, развивается инструментальная база, появляются новые идеи, методические приемы, осваиваются комбинации различных методов (см. обзор [1]). Наиболее впечатляющие результаты метода — получение изображений поверхности с атомным разрешением. К настоящему времени подобные измерения перестали быть уникальными и вошли в широкую практику физики твердого тела. Основная проблема при проведении таких работ, если не говорить об особо инертных материалах, таких как пирографит, это очистка поверхности и сохранение этого