

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ КВАНТОВОЙ ЧАСТИЦЫ В ИМПУЛЬСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ МЕТОДОМ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

С. К. Секацкий, В. С. Летохов*

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 2002 г.

Предлагается интерпретация автоэлектронных изображений молекул, примесных ионов и наноструктур, находящихся на острие полевого эмиссионного микроскопа. Показано, что во многих случаях такие изображения представляют собой не что иное, как визуализацию волновой функции эмиттируемой квантовой частицы в импульсном пространстве. Результаты многих ранее выполненных экспериментов реинтерпретируются с учетом полученных результатов.

PACS: 79.70.+q, 03.65.-w

1. ВВЕДЕНИЕ

Автоэлектронная микроскопия металлических и полупроводниковых острий успешно применяется для исследования различных вопросов физики поверхности, анализа электрофизических свойств металлов и сплавов и т. п. (см., например, монографии [1–3]). Основные закономерности процесса считаются твердо установленными, а теория — хорошо разработанной. В частности, общепринятым является утверждение, что пространственное разрешение метода ограничено величиной в несколько нанометров, так что отдельные квантовые частицы, в отличие от метода автоионной микроскопии, не могут наблюдаться непосредственно.

Указанное утверждение базируется на следующем обстоятельстве. Как показывает анализ движения эмиттированных частиц в радиальном электрическом поле автоэлектронного микроскопа, частица массы m и заряда e , обладающая исходным поперечным (радиальным) импульсом $p_{\perp} = \sqrt{2mE_{\perp}}$, попадает на детекторе в точку, смещенную на величину H от своей стереографической проекции [1–3], равную

$$H = 2L \sqrt{\frac{E_{\perp}}{eU}}. \quad (1)$$

*E-mail: sekats@isan.troitsk.ru

Здесь U — потенциал эмиттера, L — расстояние от острия до детектора. Обычно в практике автоэлектронной микроскопии считается, что каждая точка острия может быть источником эмиссии. Тогда статистическое распределение поперечного импульса электронного газа в металлах и сплавах определяет, в соответствии с (1), диаметр изображения каждой точки на экране δ и, следовательно, пространственное разрешение метода. Рассмотрение, проведенное Гомером и др. с учетом фермиевского распределения электронов в металле [3], дает следующий результат:

$$\langle E_{\perp} \rangle = \frac{2}{9} \frac{\hbar e}{\sqrt{2m}} \frac{U}{kr\sqrt{W}}. \quad (2)$$

Здесь W — работа выхода электронов из металла (высота барьера) и $k \approx 5$ — коэффициент пропорциональности между величиной электрического поля F на острие, его потенциалом U и радиусом кривизны r , $F = U/kr$. Подстановка (2) в (1) показывает, что разрешение автоэлектронного микроскопа не зависит от потенциала острия и пропорционально $(r/W^{1/2})^{1/2}$; в типичном случае ($r = 100$ нм, $W = 4$ эВ) оно соответствует величине порядка 2 нм, что существенно больше межатомных расстояний. Кардинального увеличения пространственного разрешения нельзя достигнуть и при уменьшении радиуса кривизны острия, так как разброс импульса

начинает определяться соотношением неопределенностей Гейзенберга: источник электронов, локализованный в области диаметром δ , с необходимостью обладает поперечным импульсом порядка $p_{\perp} \approx \hbar/\delta$. Таким образом, наблюдаемый размер структуры A может быть записан как

$$A^2 = \frac{2L^2\hbar^2}{m\delta^2eU} + \frac{L^2\delta^2}{(\gamma r)^2}, \quad (3)$$

где γ — численный коэффициент равный 1.5–2, появляющийся ввиду отличия геометрии реального микроскопа от идеального случая сферического конденсатора. Минимизация (3) дает следующую известную оценку фундаментального предела разрешения:

$$\delta = \left(\frac{2\hbar^2\gamma^2r^2}{meU} \right)^{1/4}.$$

Для $r = 10$ нм величина $\delta \approx 1$ нм, что также недостаточно для достижения одноатомного пространственного разрешения [1–4].

Известно, однако, что, если на эмиттирующем острие находится единичная частица, обладающая энергетическими уровнями, через которые возможно резонансное туннелирование электронов из эмиттера, то локальное значение эмиссионного тока возрастает на порядки величины и на экране детектора возникает яркое пятно (в качестве обзоров см. [5, 6]). Следовательно, методом автоэлектронной микроскопии может наблюдаться отдельная квантовая частица, и это было показано для молекул [7], атомов [8], а впоследствии также и для кластеров [9] и примесных ионов внутри диэлектрических покрытий острий [10]. При этом частицы на детекторе обычно изображаются широким бесструктурным пятном, и, как следствие, более оправданным представляется описание такой ситуации просто как детектирование отдельной атомной частицы, а не как получение ее изображения.

Иная ситуация возникает, если процессы электронной эмиссии из квантовой частицы могут быть описаны как ионизация именно этой частицы, а металлическое острие служит лишь для восполнения эмиттированных электронов и создания радиального изображающего электрического поля. (Отметим, что именно такая ситуация реализуется в недавно разработанном методе лазерной фотоэлектронной проекционной микроскопии [11, 12].) В этом случае формула (1) должна пониматься как результат трансформации распределения поперечного импульса квантовой частицы в ее пространственное изображение. Проекционные эмиссионные изображения

квантовых частиц на острие микроскопа позволяют экспериментально измерить это импульсное распределение, а значит, наблюдать волновую функцию квантовой частицы.

В настоящей работе мы анализируем процесс получения автоэлектронных изображений находящихся на острие изолированных квантовых частиц и наноструктур. С учетом полученных данных дается другая интерпретация результатов некоторых ранее выполненных работ, в которых наблюдались структурированные автоэлектронные изображения адсорбированных молекул.

2. АВТОЭЛЕКТРОННЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ. ТЕОРИЯ

2.1. Импульсное распределение

Рассмотрим отдельную квантовую частицу (атом, молекулу или наноструктуру), находящуюся на острие полевого эмиссионного микроскопа. Состояние такой частицы отличается от состояния соответствующей свободной квантовой частицы. Тем не менее часто, даже находясь на поверхности металла, она сохраняет в целом присущие ей энергетические уровни и может рассматриваться как «квазисвободная». Это тем более верно для случая, когда эмиттирующее острие покрыто слоем диэлектрика, на котором находится исследуемая частица.

Процесс полевой ионизации такой частицы должен быть рассмотрен как процесс туннелирования внешнего электрона из квантовой системы, характеризующейся хорошо определенным распределением по импульсу. Как это было впервые продемонстрировано для атома водорода Подольским и Полингом [13], это распределение может быть найдено как фурье-преобразование волновой функции $\psi(\mathbf{r})$, записанной в координатном пространстве. Будем рассматривать цилиндрическую координатную систему z, ρ, φ с осью z , совпадающей с осью симметрии эмиссионного катода, и частицу, расположенную в начале координат. Волновая функция ионизируемой частицы практически всегда может быть факторизована в виде $\psi(\mathbf{r}) = g(\rho, z)f(\varphi)$, так что соответствующее импульсное распределение $P(p_z, p_\rho, \Phi)$ т. е. фурье-интеграл

$$P = \frac{1}{h^{3/2}} \int e^{-i/\hbar \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}} \psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

можно получить, расписывая явно скалярное произведение $\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}$ в цилиндрической системе координат:

$$P(p_z, p_\rho, \Phi) = h^{-3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} p_z z\right) dz \times \\ \times \int_0^{\infty} 2\pi \rho g(\rho, z) d\rho \times \\ \times \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} p_\rho \rho \cos(\Phi - \varphi)\right) f(\varphi) d\varphi. \quad (4)$$

Распределение по φ для свободных атомов дается функцией $f(\varphi) = \exp(im\varphi)$, где m — целое число. Состояние квантовых частиц, адсорбированных на поверхности, часто вместо «формальной» симметрии по закону $\exp(im\varphi)$ может быть описано как реальная угловая симметрия, характеризуемая функцией типа $\cos(v\varphi)$ с целым или полуцелым значением v . Для целых значений $v = m$ интеграл по φ выражается через функцию Бесселя порядка m при помощи соотношений типа

$$\int_{\beta}^{\beta+2\pi} \exp[i(m\alpha - z \sin \alpha)] d\alpha = 2\pi J_m(z)$$

[14]. Это позволяет свести (4) к выражению

$$P(p_z, p_\rho, \Phi) = h^{-3/2} \exp(im\Phi) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} p_z z\right) dz \times \\ \times \int_0^{\infty} 4\pi^2 \rho g(\rho, z) J_m\left(\frac{p_\rho \rho}{\hbar}\right) d\rho. \quad (5)$$

Для случая реальной угловой симметрии функция $\exp(im\Phi)$ в (5) заменяется на функцию $\cos(m\Phi)$. Отсюда можно сделать следующий вывод: m -кратная угловая симметрия пространственной волновой функции переносится на волновую функцию в импульсном пространстве. В соответствии с формулой (1), в случае реальной симметрии это приводит к появлению угловой симметрии в эмиссионных изображениях.

Для анализа случая произвольных значений v , в том числе и полуцелых, фурье-преобразование (4) выражается через функции Ангера и Вебера $J_v(z)$ и $E_v(z)$, определяемые как

$$J_v(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(v\varphi - z \sin \varphi) d\varphi,$$

$$E_v(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin(v\varphi - z \sin \varphi) d\varphi,$$

совпадающие с функциями Бесселя при целых v и тесно связанные с функциями Струве [14]. Эти функции, однако, не имеют широкого распространения, плохо заатабулированы, и их использование не дает выигрыша по сравнению с прямым численным интегрированием соответствующих выражений.

Такое интегрирование показывает, что для полуцелых v угловая симметрия пространственной волновой функции не переносится на угловую симметрию импульсной волновой функции (что очевидно уже из структуры соответствующего интеграла). На рис. 1 мы иллюстрируем это обстоятельство, приводя результаты вычисления функции $w(\Phi)w^*(\Phi)$, где

$$w(\Phi) = \int_0^{2\pi} \exp[-ia \cos(\Phi - \varphi)] \cos \frac{3\varphi}{2} d\varphi,$$

для трех произвольно выбранных различных значений параметра $a \equiv p_\rho \rho / \hbar$. Эта функция соответствует ненормированной вероятности углового распределения по импульсу для пространственного распределения электронной плотности

$$\psi^2(\rho, \varphi) = \cos^2 \frac{3\varphi}{2} \delta(\rho_0),$$

обладающего трехкратной симметрией по углу (ср. (4), (8)). Видно, что ничего похожего на трехкратную угловую симметрию в импульсном пространстве здесь не появляется: различные угловые распределения, часто тяготеющие к двух- или четырехкратной симметрии, наблюдаются при различных радиальных импульсах $p_\rho = \hbar a / \rho_0$. Это объясняет тот факт, что в автоэлектронных изображениях адсорбированных молекул, имеющих трехкратную пространственную симметрию, никогда не регистрируются «трехлистные» структуры, напоминающие саму молекулу ([3], см. также разд. 3.1 и цитируемые там ссылки).

Рассмотрим случай целых m подробнее. Для дальнейшего анализа необходимо конкретизировать волновую функцию $g(\rho, z)$. Мы будем полагать, что она может быть (по крайней мере приближенно) факторизована в виде произведения $g(\rho, z) = u(\rho)b(z)$. Тогда импульсное распределение также факторизуется в виде произведения распределения эмиттируемых электронов по нормальному

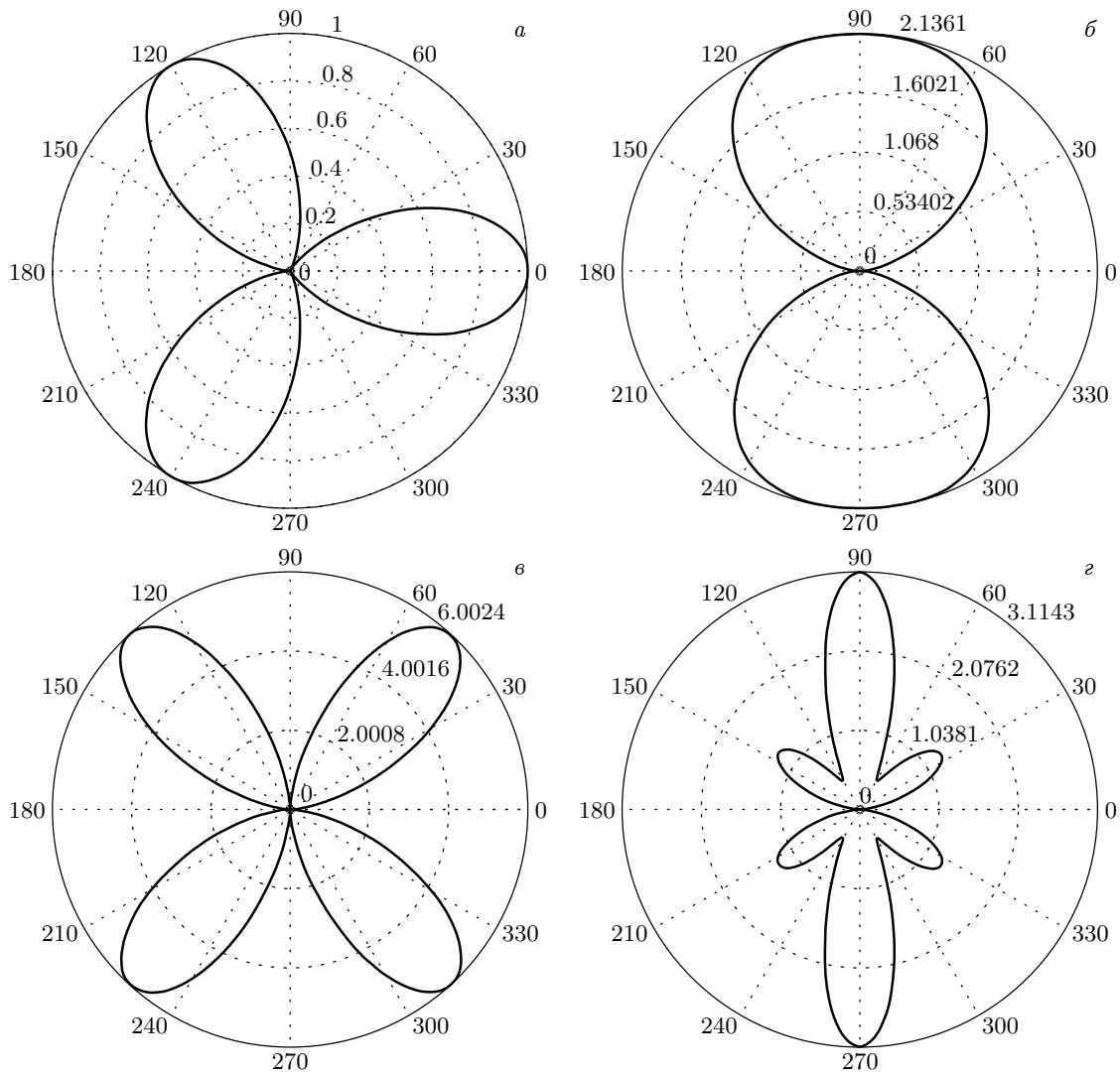


Рис. 1. Квадрат пространственной волновой функции, обладающей трехкратной симметрией по углу (а), и соответствующие вероятности импульсного распределения по углу при значениях параметра $a = 1.1$ (б), 3.2 (в), 6.8 (г)

импульсу $a(p_z)$ (обычное фурье-преобразование от $b(z)$) и радиального импульсного распределения

$$q(p_\rho) = \int_0^\infty \rho J_m \left(\frac{p_\rho \rho}{\hbar} \right) u(\rho) d\rho, \quad (6)$$

где, как и далее, мы опускаем нормировочные коэффициенты. Примеры вычисления интеграла (6) известны для многих функций $u(\rho)$, которые могут быть использованы как модельные применительно к рассматриваемой задаче. Например, для функций $u(\rho) = \rho^n \exp(-\gamma\rho)$, с помощью которых могут быть аппроксимированы волновые функции для многих случаев, интеграл (6) выражается в элементарных

функциях ([14], пример 2.12.8.4):

$$q(p_\rho) = (-1)^{n+1} \left(\frac{p_\rho}{\hbar} \right)^{-m} \times \frac{\partial^{n+1}}{\partial \gamma^{n+1}} \frac{\left(\sqrt{\gamma^2 + (p_\rho/\hbar)^2} - \gamma \right)^m}{\sqrt{\gamma^2 + (p_\rho/\hbar)^2}}, \quad (7)$$

где m может быть и нецелым. Если же функция $u(\rho)$ может быть аппроксимирована дельта-функцией $\delta(\rho_0)$, то, очевидно,

$$q(p_\rho) = \rho_0 J_m \left(\frac{p_\rho \rho_0}{\hbar} \right). \quad (8)$$

Рассмотрение этих и других примеров показывает, что практически для всех подходящих волно-

вых функций ионизируемой частицы можно высказать еще одно утверждение: наличие угловой симметрии пространственной волновой функции приводит к распределению радиального импульса, имеющему максимум при некотором ненулевом значении p_r .

Из формулы (1) при этом следует, что при $H = 0$ плотность автоэмиссионного тока равна нулю, что означает появление кольцеобразных структур в автоэлектронных изображениях.

2.2. Сужение импульсного распределения при туннелировании

Другим важным обстоятельством для анализа формирования эмиссионных изображений находящихся на острие изолированных квантовых частиц является сужение распределения по радиальному импульсу (и соответствующее сужение пространственной эмиссионной картины) в результате туннелирования. Туннелирование имеет существенно трехмерный характер. Эмиттированный электрон находится в радиальном трехмерном (квази) кулоновском поле примесной частицы и однородном (квази) одномерном внешнем электрическом поле. Данное поле можно считать действующим лишь в одном направлении, поскольку характерный размер, на котором оно меняется (порядка радиуса кривизны острия r), много больше ширины барьера. Такой характер туннелирования приводит к существенному сжатию поперечного распределения импульса — поскольку чем больше p_{\perp} , тем больший «эффективный путь» проходит частица в классически запрещенной подбарьерной области и тем больше эффективная ширина барьера [15–20].

На данное обстоятельство впервые было обращено внимание в классической работе Капура и Пайерлса [15], где была введена концепция воображаемой квазиклассической траектории частицы в подбарьерной области и показано, что в приближении ВКБ вероятность туннелирования может быть получена с помощью интегрирования импульса частицы вдоль этой траектории, аналогично известному одномерному случаю. Траектория частицы с энергией E_0 в поле с потенциалом $U(r)$, таким образом, всегда может быть записана в виде уравнения

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = |U(r) - E_0|, \quad (9)$$

а проникаемость барьера $P = \text{const} \cdot \exp(-D)$ — в

виде интеграла вдоль этой траектории, параметризуемой ее длиной s :

$$D = \frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m|U(r) - E_0|} ds. \quad (10)$$

Аналитические выражения для волновой функции туннелирующего электрона получены для случая, когда его притягательное взаимодействие может быть охарактеризовано ферми-потенциалом (псевдопотенциалом) нулевого радиуса

$$-V\delta(r) \frac{\partial}{\partial r},$$

т. е. для уравнения Шредингера (в атомной системе единиц)

$$\left(E + \frac{1}{2} \nabla^2 - Fz \right) \psi(r) = V\delta(r) \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

[16–18]. В отсутствие электрического поля это уравнение описывает единственное связанное состояние с энергией $E_0 = -0.5V^2$. Соответствующие решения при наличии электрического поля удовлетворительно характеризуют туннелирование из сферически-симметричных состояний адсорбированных частиц и недавно были использованы нами для описания процессов полевой ионизации примесных двухвалентных ионов самария (находящихся в основном квантовом состоянии 7F_0), на поверхностях Si/CaF₂-острий ([19, 20], см. также разд. 3.2). В частности, из соответствующих аналитических выражений может быть получена эволюция распределения эмиттируемых частиц по поперечному импульсу $\chi(z, p_{\perp})$ в процессе туннелирования (см. [18], в этой работе показано, что те же выражения получаются и при квазиклассическом рассмотрении данной проблемы):

$$|\chi(z, p_{\perp})|^2 = |\chi(0, p_{\perp})|^2 \exp\left(-\frac{\kappa p_{\perp}^2}{mF}\right). \quad (11)$$

Здесь $\kappa = \sqrt{2mI}/\hbar$, где I — высота барьера, совпадающая в данном случае с $-E_0$. Средняя кинетическая энергия, связанная с поперечным импульсом, равна, таким образом,

$$\langle E_{\perp} \rangle = \frac{F}{4\kappa}, \quad (12)$$

откуда, в соответствии с (2), может быть найден размер эмиссионного изображения подобных квантовых частиц. Этот размер, в свою очередь, можно интерпретировать как измерение времени туннелирования электронов [20].

В настоящей работе, однако, мы интересуемся прежде всего полевой ионизацией частиц, находящихся не в сферически-симметричных состояниях. Авторам неизвестны аналитические решения соответствующих проблем. Представляется, что наиболее адекватным подходом здесь является рассмотрение в два этапа: сначала находим (в импульсном пространстве) волновую функцию эмиттирующей частицы в отсутствие внешнего электрического поля, а затем анализируем ее изменение в процессе туннелирования. Используя после этого формулу (1), мы можем промоделировать наблюдаемое эмиссионное изображение для любой квантовой частицы, находящейся на острие. Отметим, что если эффектом сужения поперечного распределения импульса в процессе туннелирования можно пренебречь, то интенсивность фотоэлектронного изображения на экране (плотность эмиссионного тока) как функция расстояния от его центра H (см. (1)) пропорциональна

$$P^2(\Phi)q^2 \left(\frac{H\sqrt{2meU}}{2L} \right).$$

Применяя концепцию квазиклассической траектории в классически запрещенной подбарьерной области, мы можем вычислить проникаемость барьера для любых исходных значений импульса туннелирующего электрона. В данной работе мы приводим лишь конечный результат таких вычислений для проникаемости D треугольного барьера высотой I и шириной $l = I/F$. Для электрона, обладающего начальной скоростью с компонентами $v_{\parallel}^{(0)}$, $v_{\perp}^{(0)}$ и, соответственно, начальной энергией $E_{\parallel}^{(0)}$, $E_{\perp}^{(0)}$, проникаемость такого барьера равна

$$D = \frac{2\sqrt{2mF}}{3\hbar} \left\{ \sqrt{l-c} [(l+c-2b)E(\varphi, k^2) + (b-c)F(\varphi, k^2)] - \sqrt{lbc} \right\}. \quad (13)$$

Здесь

$$b = -\frac{E_{\parallel}^{(0)}}{F}, \quad c = -\frac{E_{\parallel}^{(0)} + E_{\perp}^{(0)}}{F},$$

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{l}{l-b}}, \quad k^2 = \frac{l-b}{l-c},$$

$E(\varphi, k^2)$ и $F(\varphi, k^2)$ — неполные эллиптические интегралы первого и второго рода [14]. Формула (13) заметно упрощается и сводится к полным эллиптическим интегралам при $E_{\parallel}^{(0)} = 0$. Если к тому же

и $E_{\perp}^{(0)} = 0$, то (13) сводится к известному выражению для проникаемости одномерного треугольного барьера

$$D_0 \approx \frac{4}{3\hbar} \sqrt{2mIl}.$$

В общем случае указанная выше процедура моделирования автоэлектронных изображений вполне доступна для численного счета (см. разд. 3.2), хотя и требует известных усилий. Качественно можно отметить следующее. Относительно простые результаты получаются для случая, когда можно пренебречь начальным продольным импульсом эмиттируемого электрона. Сужение распределения по поперечному импульсу в процессе туннелирования оказывается независимым от его исходного значения и для типичных условий достаточно велико. Отметим также, что этот результат совпадает с результатом аналитически решаемой модели, использующей контактный ферми-псевдопотенциал (формулы (11), (12)), что служит дополнительным основанием применимости используемой нами модели.

Для ненулевых значений начального продольного импульса эмиттируемого электрона сужение распределения по поперечному импульсу сильно зависит от начального значения поперечного импульса. Если E_{\perp} существенно меньше исходного значения $E_{\parallel}^{(0)}$, то эффектом сужения распределения по поперечному импульсу в результате туннелирования часто можно пренебречь в первом приближении. Такая ситуация часто имеет место при получении автоэлектронных изображений достаточно «плоских» молекул, адсорбированных на поверхности металлического острия (см. разд. 3.1).

3. АВТОЭЛЕКТРОННЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ЧАСТИЦ, НЕСКОЛЬКО КОНКРЕТНЫХ ПРИМЕРОВ

В этом разделе мы рассмотрим три примера получения автоэлектронных изображений изолированных частиц, находящихся на острие полевого эмиссионного микроскопа: молекул, допирующих редкоземельных ионов и наноструктур (углеродных нанотрубок).

3.1. Молекулы

Первые изображения единичных органических молекул, адсорбированных на острие автоэлектронного микроскопа, были получены еще в пятидесятые годы ([7, 21–24] и другие работы). При этом

Рис. 2. Стехиометрическая формула молекулы фталоцианина меди (*a*) и типичные кватерные («четырёхлопастный лист клевера», *b*) и дублетные («двухлопастный лист клевера», *в*) автоэлектронные изображения этой молекулы

для некоторых из них, в частности для фталоцианина меди, ρ -Cu, пространственная структура изображения соответствовала ожидаемой из стехиометрии молекул (см. рис. 2): при различных условиях наблюдались (обычно обратимо переходящие друг в друга) кватерные и дублетные структуры («четырёх- и двухлопастные листья клевера»). Поскольку пространственный размер молекулы равен 1 нм, т. е. меньше предела разрешения автоэлектронного микроскопа, попытки интерпретировать эти изображения как проявление сверхвысокого пространственного разрешения встретили очень большие трудности. В связи с этим даже были предприняты попытки связать наблюдаемые изображения не с молекулами, а с образующимися многомолекулярными образованиями гораздо больших размеров («полимеризация») или с «разползшимися» по эмиттеру продуктами разложения исходных молекул [21]. К этому примыкает и гипотеза, высказанная Комаром и Комаром [25]: наблюдаются не сами молекулы, а распределение электронной плотности туннелирующих из металлического острия электронов, формирующееся благодаря волноводному эффекту на адсорбированных молекулах. Сходное предположение о

важности дифракции эмиттируемых электронов на адсорбированной молекуле было высказано и Гомером [26]. В весьма общем виде Гомер и Спеер выдвигали также идею о важности учета импульсного распределения эмиттируемых электронов при анализе автоэлектронных изображений молекул [3, 27], которая, однако, не получила дальнейшего развития и впоследствии не учитывалась.

Наиболее вероятной была признана гипотеза, объясняющая сверхвысокое пространственное разрешение наличием микровыступов и иных дефектов острия в окрестности адсорбированных молекул [28, 24]. Впрочем, она тоже не объясняет всего массива наблюдаемых данных. Например, остается непонятным, почему в полевых эмиссионных изображениях многих других молекул сравнимых размеров никогда не наблюдалась пространственная структура [22, 3]. Необъяснима также и часто наблюдаемая зависимость размера изображения молекулы от напряжения на эмиттере. Трудности с интерпретацией получаемых данных явились главной причиной того, что исследования адсорбированных молекул методом автоэлектронной микроскопии были вскоре практически прекращены, хотя аналогичные работы время от времени продолжают появляться [29].

Ниже мы показываем, что наблюдаемые эмиссионные изображения молекул вполне удовлетворительно объясняются как визуализация их волновых функций в импульсном пространстве. В частности, для анализа изображений молекулы ρ -Cu, адсорбированной на поверхности металла, мы можем воспользоваться имеющимися данными квантовохимических расчетов электронной плотности (молекулярных орбиталей) адсорбированных молекул [30]. Имея в виду не слишком высокое пространственное разрешение, реализуемое при автоэлектронной микроскопии молекул фталоцианина, для наших целей достаточно аппроксимировать эту электронную плотность весьма простой (ненормированной) функцией типа

$$\psi = \exp \left[-\frac{(\rho - \rho_0)^2}{\Delta\rho^2} \right] \cos(2\varphi),$$

где $\rho_0 = 0.9$ нм, $\Delta\rho = 0.22$ нм. Применяя формализм, изложенный во втором разделе, мы можем записать волновую функцию молекулы в импульсном пространстве (точнее, ненормированную радиальную и угловую часть этой волновой функции)

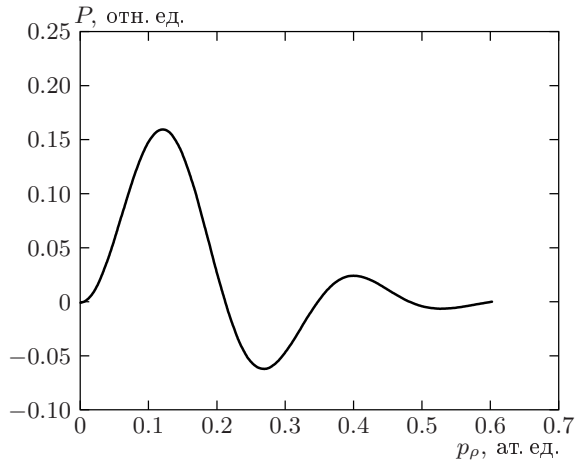


Рис. 3. Радиальная часть импульсной волновой функции адсорбированной на поверхности металла молекулы фталоцианина меди, рассчитанная исходя из данных квантовохимических расчетов электронной плотности (молекулярных орбиталей) для этих молекул

как

$$P(p_\rho, \varphi) = \cos(2\varphi) \times \int_0^\infty \rho \exp\left(-\frac{(\rho - \rho_0)^2}{\Delta\rho^2}\right) J_2\left(\frac{p_\rho \rho}{\hbar}\right) d\rho. \quad (14)$$

Величина соответствующего интеграла легко определяется численно. Результаты вычислений приведены на рис. 3. Видно, что распределение по радиальному импульсу имеет максимум при $p_\rho^2/2m = 0.4$ эВ и первый нуль при $p_\rho^2/2m = 1.2$ эВ.

Как следует из той же работы [30], размеры молекулы рс-Cu в направлении, перпендикулярном к поверхности, δz , много меньше, чем в поперечном: $\delta z \approx 0.5$ нм. Это означает, что типичная величина продольного импульса эмиттируемого электрона p_z довольно велика, $p_z \approx \hbar/\delta z$, т.е. $E_{||}^{(0)} = p_z^2/2m \approx 1.5$ эВ. При таких больших значениях продольного импульса, как следует из приведенного выше рассмотрения, эффект сужения распределения эмиттируемых электронов по поперечному импульсу в результате туннелирования не имеет решающего значения, и при моделировании автоэлектронных изображений молекул рс-Cu мы в первом приближении можем его не учитывать.

Моделирование показывает, что адсорбированные на острие молекулы фталоцианина меди изображаются в виде квартетной структуры так, словно

они имеют диаметр

$$d = \frac{4r}{\gamma} \sqrt{\frac{1.2 \text{ эВ}}{eU}},$$

что для $r = 100$ нм, $U = 4$ кВ, $\gamma = 1.5$ дает $d = 4.7$ нм. Указанные величины оценены на основе данных работы Мелмеда и Мюллера [21] и хорошо соответствуют приведенным там экспериментальным результатам.

Изображения молекул рс-Cu в виде дублетных структур, так же как и дублетные автоэлектронные изображения молекул фталавантрена и некоторых других [21–24], могут быть поняты в рамках излагаемой концепции: при другой ориентации адсорбированных молекул («лежа на боку»), электронная плотность молекулы должна описываться функцией с двукратной угловой симметрией типа

$$\psi = \exp\left(-\frac{(\rho - \rho_0)^2}{\Delta\rho^2}\right) \cos\varphi.$$

Нам не известны данные квантовохимического моделирования молекул, адсорбированных с такой ориентацией, что не позволяет получить количественные результаты по моделированию их автоэлектронных изображений. Дублетный характер изображений качественно следует просто из вида этой волновой функции. Если предположить дополнительно, что параметры ρ_0 , $\Delta\rho$ близки к тем, которые описывают молекулу с иной ориентацией, можно сделать следующий вывод. Распределение по радиальному импульсу в этом случае дается интегралом (14) с той лишь разницей, что бесселевская функция $J_2(p_\rho \rho/\hbar)$ заменяется на функцию $J_1(p_\rho \rho/\hbar)$. Уменьшение индекса функции приводит к заметному сужению импульсного распределения (ср. (8)): как максимум, так и первый нуль распределения смещаются к меньшим значениям исходной кинетической энергии поперечного движения эмиттируемого электрона (например, в нашем случае — соответственно к величинам 0.14 и 0.67 эВ). Следовательно, видимый размер автоэлектронного изображения такой молекулы будет заметно меньшим, чем для молекулы, ось симметрии которой перпендикулярна катоду. Этот вывод хорошо подтверждается практикой: дублетные изображения молекул всегда имеют меньший размер (и меньшую интенсивность), чем квартетные [21].

В рамках нашей модели становится также понятным, почему автоэлектронные изображения многих молекул с пространственными размерами, сравнимыми с рс-Cu, не имеют никакой структуры и об-

ладают весьма малым видимым размером [22]. Если распределение электронной плотности адсорбированной молекулы не обладает анизотропией по углу, в распределении эмиттируемых электронов по поперечному импульсу максимум достигается при очень малых (чаще всего нулевых) значениях импульса, что соответствует бесструктурным изображениям малого размера. Понятным становится и то, почему никогда не удавалось наблюдать автоэлектронные изображения молекул, имеющие трехкратную угловую симметрию (разд. 2.1), а ведь именно это обстоятельство считалось одним из важнейших препятствий для всех попыток детального объяснения процессов получения таких изображений. Так, например, в классической монографии Гомера ([3], с. 152) отмечено: «Отсутствие изображений с трехкратной угловой симметрией для молекул, обладающих такой симметрией, чрезвычайно трудно объяснить при любых исходных предположениях, за исключением полимеризации». Как видно, это не так, поскольку концепция автоэлектронных изображений молекул как визуализации их волновой функции в импульсном пространстве вполне успешно объясняет этот феномен.

Еще один вывод, который следует из нашего анализа, состоит в том, что видимый размер автоэлектронного изображения адсорбированной молекулы не зависит от радиуса кривизны катода. Это прямо следует из формулы (1), в которую величина r вообще не входит. Именно трудности с объяснением «кажущейся» независимости размеров изображений от остроты катода также были одним из главных факторов в пользу интерпретаций, базирующихся на локальных микровыступах, существующих возле адсорбированных молекул [28, 24]. Наконец, из формулы (1) следует, что видимый размер должен, хотя и довольно медленно, уменьшаться при увеличении потенциала острия.

3.2. Примесные ионы

В последние годы большой интерес вызывает исследование полевой эмиссии не из чисто металлических или полупроводниковых острий, а из острий, покрытых тонкими (толщиной от нескольких нанометров до 100–500 нм) слоями диэлектрика. В частности, было продемонстрировано, что алмазные покрытия, благодаря отрицательному сродству алмаза к электрону, могут существенно улучшить эмиссионные свойства одиночных острий и массивов [31]. Аналогичный эффект может быть достигнут и при использовании неалмазных диэлектрических покры-

Рис. 4. Полевое эмиссионное изображение Si/CaF₂:Sm²⁺-острия. Радиус кривизны острия $r = 70$ нм, толщина покрытия из флюорида кальция — 50 нм, концентрация примесных ионов самария — 0.02 мол.%. Потенциал острия $U = 1.9$ кВ, расстояние от острия до детектора $L = 10$ см. На изображении видны два различных примесных иона самария, каждый из которых изображается двумя концентрическими кругами. В том же масштабе представлены данные моделирования автоэлектронного изображения уровня 7F_1 иона самария (внешнего кольца)

тий с отрицательным или близким к нулю сродством к электрону — таких, например, как фторид лития или кальция [32]. Наноострия из кремния, покрытые слоями фторида кальция, Si/CaF₂, кажутся особенно перспективными ввиду хорошо развитой технологии изготовления массивов кремниевых острий, известного отличного совпадения постоянных кристаллических решеток, позволяющего создать идеальный интерфейс [33, 34], и аномально большой глубины выхода электронов из CaF₂ [35]. Указанные обстоятельства стимулировали наш интерес к исследованию Si/CaF₂-структур [10, 32, 34]. В частности, были исследованы также Si/CaF₂-структуры, в которых покрытие из фторида кальция содержит примесные редкоземельные ионы.

Указанные структуры представляют, помимо прочего, большой интерес для рассматриваемой проблемы получения автоэлектронных изображений единичных квантовых частиц. Примесные редкоземельные ионы обладают в матрице фторида

кальция весьма низкими (1.6–3.8 эВ) потенциалами ионизации, что обусловлено очень большой постоянной Маделунга для таких кристаллов [36, 37]. Это, в сочетании с наличием низколежащих энергетических состояний у этих ионов, дает возможность наблюдать их автоэлектронные изображения. Пример такого изображения для примесных двухвалентных ионов самария приведен на рис. 4. Два концентрических круга соответствуют визуализации ионов Sm^{2+} , находящихся в состояниях 7F_0 (центральный круг) и 7F_1 (внешнее кольцо). Детали эксперимента и процедура извлечения времени туннелирования из наблюдаемой ширины центрального круга излагались нами ранее с использованием модели ферми-псевдопотенциала ([19, 20], см. также разд. 2.2). В данной работе мы сосредоточимся на интерпретации наблюдаемой формы автоэлектронных изображений (прежде всего внешнего кольца) как визуализации импульсной волновой функции допирующих ионов.

Состояние иона самария внутри матрицы может быть в рамках электростатической модели [36] описано как состояние свободного иона Sm^{III} с потенциалом ионизации $I_{fr} = 23.4$ эВ, помещенного в большой электростатический потенциал (откорректированная энергия Маделунга) $E_M = 21.67$ эВ. Таким образом, потенциал ионизации I иона в матрице очень сильно понижается по сравнению с потенциалом ионизации свободного иона (значение $I = 1.7$ эВ было получено экспериментально [36, 37]), тогда как волновая функция валентного электрона примесного иона в матрице совпадает с соответствующей волновой функцией свободного иона. Следовательно, при туннелировании мы имеем дело с большими значениями $E_{\perp}, E_{\parallel}^{(0)} \gg I$ и, как это следует из анализа формулы (13), с большим эффектом сужения распределения по поперечному импульсу в процессе туннелирования.

Угловая часть волновой функции валентного электрона примесного иона самария в состоянии 7F_1 определяется функцией $\exp(i\varphi)$, нахождение же радиальной части волновой функции представляет собой отдельную проблему. Она состоит в том, что моменты электронов с суммарным орбитальным моментом $L = 3$ и спином $S = 3$ складываются так, чтобы создать полный момент $J = 1$. В настоящей работе мы ограничимся простой моделью, где в качестве радиальной волновой функции может быть взята дельта-функция δr_0 в сферической системе координат. Здесь r_0 должно быть равно известному значению ионного радиуса иона Sm^{III} , $r_0 = 1.18$ Å [36], или же может быть подобрано так, чтобы правильно

описывать экспериментально измеренный потенциал ионизации $I_{fr} = 3e^2/2r_0$, т. е. $r_{01} = 1.03$ Å. Такой подход интересен еще и тем, что позволяет получить импульсное распределение в аналитическом виде и по этой причине является хорошей иллюстрацией к излагаемой процедуре моделирования автоэлектронных изображений.

Опуская, как и ранее, нормировочные множители, запишем импульсную волновую функцию в цилиндрической системе координат в виде (см. (5))

$$P(p_z, p_\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{ip_z z}{\hbar}\right) dz \times \int_0^{+\infty} \rho \delta(r_0^2 - z^2) J_1\left(\frac{p_\rho \rho}{\hbar}\right) d\rho = 2 \int_0^{r_0} \sqrt{r_0^2 - z^2} J_1\left(\frac{p_\rho \sqrt{r_0^2 - z^2}}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{p_z z}{\hbar}\right) dz. \quad (15)$$

(Угловая часть волновой функции описывается «формальной» симметрией $\exp(i\Phi)$.) С помощью замены $r_0^2 - z^2 = \rho^2$ (15) сводится к выражению

$$P(p_z, p_\rho) = 2 \int_0^{r_0} \frac{\rho^2}{\sqrt{r_0^2 - \rho^2}} J_1\left(\frac{p_\rho \rho}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{p_z \sqrt{r_0^2 - \rho^2}}{\hbar}\right) d\rho, \quad (16)$$

которое представляет собой табличный интеграл № 2.12.21.5 из [14]:

$$\int_0^a \frac{x^2}{\sqrt{a^2 - x^2}} \cos\left(b\sqrt{a^2 - x^2}\right) J_1(cx) dx = \sqrt{\frac{\pi}{2}} a^{3/2} c (b^2 + c^2)^{-3/4} J_{3/2}\left(a\sqrt{b^2 + c^2}\right). \quad (17)$$

Подставляя в (17) соответствующие значения и опять опуская все численные множители, мы приходим к следующей ненормированной волновой функции в импульсном пространстве:

$$P(p_z, p_\rho) = p_\rho p_r^{-1} j_1\left(\frac{r_0 p_r}{\hbar}\right). \quad (18)$$

Здесь

$$j_1(z) = \frac{\sin z}{z^2} - \frac{\cos z}{z}$$

— функция Бесселя полуцелого порядка и введено очевидное обозначение (радиальный импульс в сферической системе координат) $p_r^2 = p_z^2 + p_\rho^2$.

Выражение (18), нефакторизуемое в виде произведения распределений по радиальному и нормальному импульсам, может быть использовано для моделирования автоэлектронных изображений примесных ионов в точном соответствии со следующей процедурой (см. разд. 2.2.).

1. Доля электронов dN_1 , обладающих импульсом с компонентами p_z, p_ρ , дается выражением

$$dN_1 = P^2(p_z, p_\rho) p_\rho dp_\rho dp_z.$$

Каждому такому электрону соответствует своя вероятность туннелирования, пропорциональная $\xi = p_z \exp(-D(p_z, p_\rho))$, где величина D определяется из формулы (13). Следовательно, число эмиттированных электронов dN_2 , вносящих вклад в автоэлектронное изображение и обладающих компонентами импульса p_z, p_ρ , пропорционально $dN_2 = \xi dN_1$.

2. Эта величина интегрируется по dp_z от нуля до бесконечности (практически интегрирование можно оборвать для величин $E_{||}^{(0)} \approx 1.5 I_{fr}$). Полученный результат $INT = \int dN_2 dp_z$ пропорционален полному количеству электронов, обладающих радиальным импульсом p_ρ и вносящих вклад в автоэлектронное изображение. Относительная яркость эмиссионного изображения (плотность тока) на расстоянии H от его центра равна $INT(p_\rho)/p_\rho$, где p_ρ находится из формулы (1).

Результаты таких расчетов для наших экспериментальных данных ($F = 0.854$ В/нм, $l = 2.0$ нм, остальные данные приведены в подписи к рисунку) показаны на рис. 4. Величина H , как это принято в практике эмиссионной микроскопии, пересчитана к размеру объекта на автокатоде посредством деления на коэффициент увеличения M (в нашем случае $M = 9.5 \cdot 10^5$). Видно, что результаты эксперимента удивительно хорошо, если иметь в виду достаточно грубое используемое нами приближение к реальному импульсному распределению, объясняются предлагаемой моделью. Отметим, что наблюдаемый радиус внешнего кольца на эмиссионном изображении соответствует кинетической энергии поперечного движения 1.9 эВ, что больше высоты барьера для туннелирования $I = 1.7$ эВ. Этот факт кажется весьма удивительным, и ранее, до детальной разработки модели получения автоэлектронных изображений как визуализации импульсной волновой функции, предпринятой в данной работе, не смог получить адекватного объяснения [19, 20].

Отметим, что ввиду очень малого, порядка 1 Å, значения радиуса иона самария, никакие другие интерпретации наблюдаемых автоэлектронных изображений, кроме визуализации импульсной волновой

функции, не представляются возможными. По этой причине мы рассматриваем представленные в этом разделе экспериментальные данные как наиболее убедительное доказательство справедливости разрабатываемой модели.

3.3. Наноструктуры

В последние годы появилось множество работ, посвященных исследованию процессов полевой эмиссии из нанотрубок и других подобных структур. В подавляющем большинстве этих работ изучается полевая эмиссия из многоострийных катодов, так что измеряемым параметром является лишь ток, но не эмиссионные изображения индивидуальных наноструктур. Тем не менее в ряде работ были представлены и автоэлектронные изображения нанотрубок [38–41]. Изображения так называемых многостенных (multiwalled) нанотрубок [38, 39], имеющих типичный диаметр 5–10 нм, вполне могут быть объяснены на базе стандартной теории полевой эмиссионной микроскопии. Однако те же проблемы аномально высокого кажущегося пространственного разрешения, которые обсуждались выше для молекул и примесных ионов, возникают при интерпретации автоэлектронных изображений одностенных (single-walled) нанотрубок с диаметром отверстия $2\rho_0 = 0.8$ –1 нм [40, 41].

Здесь мы хотим обратить внимание на то, что автоэлектронные изображения одностенных нанотрубок также должны быть интерпретированы как визуализация волновой функции электрона в импульсном пространстве. Из многочисленных теоретических моделей, рассматривающих энергетические состояния электрона в одностенной нанотрубке, следует, что зарядовая плотность валентных электронов обладает реальной угловой симметрией вдоль цилиндрической поверхности (см., например, [42], где продемонстрирована указанная симметрия). Эта симметрия является следствием того, что поверхность нанотрубки образована из компактных гексагонов атомов углерода, и валентный электрон в значительной степени локализуется внутри этих гексагонов. Применительно к нашей проблеме моделирования автоэлектронных изображений, молекулярная орбиталь валентного электрона в открытой одностенной нанотрубке может быть записана как (ср. с [42])

$$\psi = \delta(\rho_0) \cos(3\varphi). \quad (19)$$

(Подобная угловая симметрия существует и для закрытых одностенных нанотрубок [43].) В соответствии с (8) мы, следовательно, будем иметь радиаль-

ное импульсное распределение в виде $J_3(p\rho\rho_0/\hbar)$, которому соответствует максимум кинетической энергии поперечного движения равный 3.3 эВ. Исходя из (1), в качестве автоэлектронного изображения мы можем ожидать хорошо разрешенную на детекторе структуру диаметром $d = 9.4$ нм (для $U = 1.5$ кВ и $L = 5$ см), обладающую шестикратной угловой симметрией (т.е. яркие эмиссионные пятна, расположенные по вершинам правильного шестиугольника).

Подобные автоэлектронные изображения действительно нередко получались в эксперименте [40, 41]. При этом обычно наблюдалось также и центральное пятно. Это, на наш взгляд, естественно объясняется не стопроцентной, как этого требует использование функции (19), а меньшей глубиной модуляции электронной плотности по углу. Как и в рассмотренном ранее случае примесных ионов самария (разд. 3.2), это приводит к бимодальному распределению по поперечному импульсу и к соответствующей структуре автоэлектронного изображения, состоящего из центрального пятна и концентрической кольцеобразной (в данном случае с дополнительной шестикратной симметрией по углу) структуры.

Экспериментальных данных, в том числе полученных в работах [40, 41], недостаточно для более подробной интерпретации в рамках настоящей модели. По этой же причине в данной статье мы не анализируем вопрос о сужении распределения по поперечному импульсу в результате туннелирования: хотя работа выхода электронов из нанотрубок (4–5 эВ) превосходит типичную кинетическую энергию поперечного движения, этот эффект, вообще говоря, может быть довольно заметным.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе показано, что автоэлектронные изображения многих единичных молекул, адсорбированных на острие, также как и примесных ионов и наноструктур, могут быть интерпретированы как визуализация соответствующих волновых функций этих квантовых частиц в импульсном пространстве. Первым применением такого подхода может служить определение времени туннелирования электронов из деталей измеряемой волновой функции [20].

Имеется аналогия между электронной эмиссией из отдельных квантовых частиц, находящихся на эмиттере, и эмиссией из сверхострых «одноатом-

ных» острий (см., например, [44, 45]), для которых туннельный ток обеспечивается лишь одним или несколькими атомами, находящимися на острие. В обоих этих случаях эмиссионный ток характеризуется очень острым угловым распределением и высокой степенью когерентности, что представляет большой интерес для электронной голографии и электронной микроскопии сверхвысокого пространственного разрешения. При этом использование адсорбированных квантовых частиц даже не требует труднополучаемых и капризных одноатомных острий — самые обычные острия могут быть использованы многократно.

Один из авторов (С. С.) признателен Алану Мелмеду за полезные обсуждения. При приготовлении Si/CaF₂:Sm²⁺-острий и проведении экспериментов с ними существенный вклад внесли В. Н. Конопский, Е. И. Гиваргизов, В. В. Жирнов, Н. С. Соколов и Х. Альварес, а финансовая поддержка была оказана Российским Фондом фундаментальных исследований и Министерством обороны США; необходимо отметить также возможность использования экспериментального оборудования, предоставленного японской компанией Хамамацу Фотоникс. При подготовке статьи финансовая помощь была оказана Швейцарским фондом фундаментальных исследований (SCOPES грант).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. T. Tsong, *Atom-Probe Field Ion Microscopy*, Cambridge Univ. Press, New York (1990).
2. А. Л. Суворов, *Структура и свойства поверхностных атомных слоев металлов*, Энергоатомиздат, Москва (1990).
3. R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization*, American Inst. of Physics, New York (1993).
4. I. Brodie, *Surf. Sci.* **70**, 186 (1978).
5. J. W. Gadzuk and E. W. Plummer, *Rev. Mod. Phys.* **45**, 487 (1973).
6. J. W. Gadzuk, *Phys. Rev. B* **47**, 12832 (1993).
7. E. W. Mueller, *Z. Naturforsch.* **5a**, 473 (1950).
8. H. E. Clark and R. D. Young, *Surf. Sci.* **12**, 385 (1968).
9. M. E. Lin, R. P. Anders, and R. Reifengerger, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 477 (1991).

10. V. N. Konopsky, S. K. Sekatskii, and V. S. Letokhov, *J. Phys. IV Colloq. C5* **6**, 125 (1996).
11. С. К. Секацкий, В. С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 491 (1997).
12. С. К. Секацкий, С. В. Чекалин, А. Л. Иванов и др., *ЖЭТФ* **115**, 1680 (1999).
13. В. Podolsky and L. Pauling, *Phys. Rev.* **34**, 109 (1929).
14. А. П. Прудников, Ю. А. Брючков, О. И. Маричев, *Интегралы и ряды*, Наука, Москва (1983), т. 1, 2.
15. P. L. Karur and R. Peierls, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **163**, 606 (1937).
16. Ю. Н. Демков, В. Н. Островский, *Потенциалы нулевого радиуса и их применение в атомной физике*, Наука, Москва (1985).
17. В. Gottlieb, M. Kleber, and J. Krause, *Z. Phys. A* **339**, 201 (1991).
18. С. Bracher, W. Becker, S. A. Gurvitz, M. Kleber, and M. S. Marinov, *Amer. J. Phys.* **66**, 38 (1998).
19. S. K. Sekatskii, *Surf. Sci.* **453**, L303 (2000).
20. S. K. Sekatskii and V. S. Letokhov, *Phys. Rev. B* **64**, 3311 (2001).
21. A. J. Melmed and E. W. Mueller, *J. Chem. Phys.* **29**, 1037 (1958).
22. R. Haefer, *Acta Phys. Austriaca* **8**, 105 (1953).
23. P. Wolf, *Z. Angew. Phys.* **6**, 529 (1954).
24. J. A. Becker and R. G. Brandes, *J. Appl. Phys.* **27**, 221 (1956).
25. А. П. Комар, А. А. Комар, *ЖТФ* **6**, 166 (1961); **7**, 634 (1963).
26. R. Gomer, *J. Chem. Phys.* **19**, 1072 (1951).
27. R. Gomer and D. A. Speer, *J. Chem. Phys.* **21**, 73 (1953).
28. D. J. Rose, *J. Appl. Phys.* **27**, 215 (1956).
29. G. R. Condon and J. A. Panitz, *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 1216 (2000).
30. P. Sautet and C. Joachim, *Surf. Sci.* **271**, 387 (1992).
31. C. Wang, A. Garcia, D. Ingram, M. Lake, and M. E. Kardesch, *Electron. Lett.* **27**, 1459 (1991).
32. V. N. Konopsky, V. V. Zhirnov, N. S. Sokolov, J. C. Alvarez, E. I. Givargizov, L. V. Bormatova, V. S. Letokhov, and S. K. Sekatskii, *J. de Phys. IV C* **5-6**, 129 (1996).
33. F. Schowalter and L. J. Fathauer, *J. Vac. Sci. Technol. A* **41**, 1026 (1986).
34. S. K. Sekatskii, D. V. Serebryakov, V. S. Letokhov, V. V. Zhirnov, A. L. Meshcheryakova, J. C. Alvarez, and N. S. Sokolov, *Appl. Surf. Sci.* **140**, 46 (1999).
35. B. Quiniou, W. Schwarz, Z. Wu, R. M. Osgood, Q. Yang, and J. M. Phillips, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 183 (1992).
36. C. Pedrini, F. Rogemond, and D. S. McClure, *J. Appl. Phys.* **59**, 1196 (1986).
37. S. K. Sekatskii, V. S. Letokhov, and S. B. Mirov, *Opt. Comm.* **95**, 260 (1993).
38. Y. Saito, K. Hamaguchi, K. Hata, K. Uchida, Y. Tasa-ka, F. Ikazaki, M. Yumura, A. Kasuya, and Y. Nishina, *Nature (London)* **389**, 554 (1997).
39. W. A. de Heer, J.-M. Bonard, T. Stoekli, A. Chatelain, L. Forro, and D. Ugarte, *Z. Phys. D* **40**, 418 (1997).
40. K. A. Dean and B. R. Chalamala, *J. Appl. Phys.* **85**, 3832 (1999).
41. K. A. Dean, P. von Allmen, and B. R. Chalamala, *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 1959 (1999).
42. G. Zhou, W. Duan, and B. Gu, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 095504-1 (2001).
43. J. W. G. Wildoer, L. C. Venema, A. G. Rinzler, R. E. Smalley, and C. Dekker, *Nature (London)* **391**, 59 (1998).
44. H.-W. Fink, *Phys. Scripta* **38**, 260 (1988).
45. V. T. Binh, *J. Microsc.* **152**, 355 (1988).