

АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Г. Н. ФУРСЕЙ

Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. М.А. Бонч-Бруевича

FIELD EMISSION

G. N. FURSEY

Field emission is a phenomenon that is described by quantum mechanics. Its emission capability being million times higher than in any other known kinds of emission. Nowadays this phenomenon is experiencing its new life due to its wonderful applications in atomic resolution microscopy and electronic holography, and also in nanoelectronics. The main properties of field emission as well as the most striking experimental facts are described.

Автоэлектронная эмиссия – квантово-механическое явление. Ее эмиссионная способность в миллионы раз больше, чем у всех других известных видов эмиссии. Сейчас это явление переживает второе рождение в связи с его замечательными применениями в микроскопии, электронной голографии атомного разрешения, наноэлектронике. Описываются основные свойства автоэлектронной эмиссии и наиболее яркие экспериментальные факты.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Под *электронной эмиссией* понимается испускание электронов из твердого тела или какой-либо другой среды. Наибольший интерес представляет эмиссия электронов в вакуум. Тело, из которого испускаются электроны, называется катодом. Электроны не могут самопроизвольно покинуть поверхность катода, так как для этого надо совершить работу против внутренних сил, удерживающих их на границе раздела катод–вакуум. Таким образом, для того чтобы высвободить электроны из катода, необходимо затратить энергию. По способу, которым эта энергия передается катоду, эмиссионные процессы называются термоэмиссией, когда энергия передается электронам при нагревании катода за счет тепловых колебаний решетки; вторичной электронной эмиссией, когда эта энергия передается другими частицами (электронами или ионами, бомбардирующими катод); фотоэлектронной эмиссией, при которой электроны выбиваются квантами света, и т.п.

*Автоэлектронной эмиссией*¹ называется явление испускания электронов в вакуум с поверхности твердого тела или другой среды под действием очень сильного электрического поля напряженностью $F = 10^7 - 10^8$ В/см. Для того чтобы создать такие сильные электрические поля, к обычным макроскопическим электродам необходимо было бы прикладывать напряжения в десятки миллионов вольт. Практически автоэлектронную эмиссию можно возбудить при гораздо меньших напряжениях, если придать катоду форму тонкого острия с радиусом вершины в десятые или сотые доли микрона. Сейчас реализованы условия, когда при микроскопических расстояниях катод–анод, равных единицам или долям микрона, и очень малых радиусах кривизны катода $r = 20 - 50 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-8}$ см) автоэмиссию удастся получать при напряжениях всего в сотни и даже десятки вольт. Среди эмиссионных явлений автоэмиссия занимает особое место, так как это чисто квантовый

¹ Автоэлектронная эмиссия – сугубо отечественный термин. В зарубежной литературе это явление называется полевой электронной эмиссией: field emission – в английском языке, Feldemission – в немецком.

эффект, при котором для высвобождения электронов из катода не требуется затрат энергии на сам эмиссионный акт в отличие от термо-, фото- и вторичной эмиссии.

Открытие автоэлектронной эмиссии привело к появлению совершенно новой области микро- и нанoeлектроники, так называемой вакуумной микроэлектроники, позволило создать новые фундаментальные методы исследования топологии поверхности с атомным разрешением (сканирующая и просвечивающая электронная микроскопия сверхвысокого разрешения, туннельная микроскопия, электронная голография и др.).

Открытие явления автоэлектронной эмиссии в 1897 году связано с именем замечательного экспериментатора Роберта Вуда. При исследовании вакуумного разряда Вуд заметил в сильном электрическом поле испускание электронов, наблюдая свечение стекла под их воздействием, и описал это явление.

МЕХАНИЗМ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Потенциальный барьер

Работа против сил, удерживающих электрон внутри катода, обычно представляется в виде энергетической диаграммы (рис. 1). Совершение работы против удерживающих сил равнозначно тому, что электрону требу-

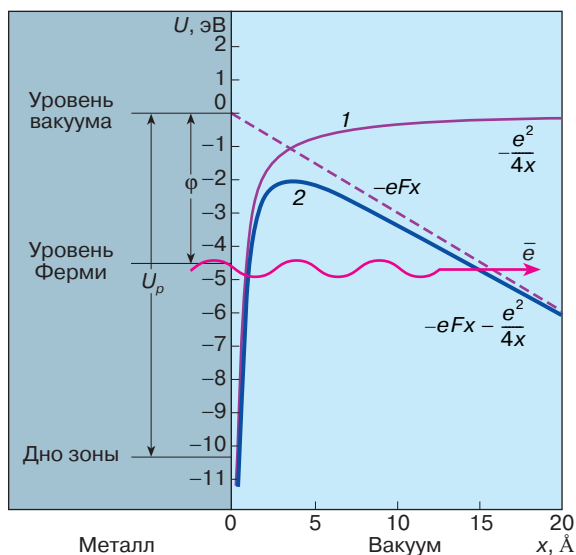


Рис. 1. Потенциальный барьер на границе металл–вакуум: 1 – потенциал сил зеркального изображения, 2 – потенциальный барьер в сильном электрическом поле. Уровень Ферми – энергия, соответствующая максимальной энергии электрона в металле при температуре абсолютного нуля. Дно зоны – дно зоны проводимости

ется преодолеть *потенциальный барьер* U , созданный этими силами. Основными силами, удерживающими электрон на поверхности катода, являются так называемые силы зеркального изображения, связанные с тем, что электрон, покидающий катод, поляризует электронный газ внутри твердого тела таким образом, как будто он создает внутри положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду эмитированного электрона. Взаимодействие между этими зарядами осуществляется по закону Кулона, и потенциал этих сил

$$U = -\frac{e^2}{4x}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, x – расстояние, характеризующее удаление эмитированного электрона от поверхности катода. Знак минус связан с тем, что за нуль энергии принята энергия свободного электрона, находящегося на бесконечном расстоянии от поверхности.

Туннельный эффект

Работа, которую необходимо затратить для преодоления потенциального барьера на границе катод–вакуум, носит название работы выхода $A = e\phi$, где ϕ – потенциал работы выхода. Для того чтобы электрон мог покинуть поверхность катода, согласно представлениям классической физики его энергия обязательно должна быть больше, чем высота потенциального барьера.

Однако есть физические ситуации, в которых электрон может освободиться не перепрыгивая через барьер, а проходя сквозь него. Это возможно в том случае, когда барьер на границе очень тонкий. Такой очень тонкий барьер может быть создан сильным электрическим полем. Процесс просачивания электрона сквозь потенциальный барьер называется *туннельным эффектом*. Именно в результате этого туннельного эффекта и осуществляется автоэлектронная эмиссия.

Суммарный потенциал в этом случае имеет вид

$$U(x) = -\frac{e^2}{4x} - eFx. \quad (2)$$

При этом форма потенциального барьера изменяется так, как это показано на рис. 1. Чем сильнее поле, тем уже потенциальный барьер.

Для описания туннельного эффекта обычно вводят характеристику, которая называется прозрачностью потенциального барьера. Прозрачность барьера D определяет вероятность того, что электрон, упав изнутри металла на барьер, пройдет сквозь него в вакуум. Квантово-механические расчеты показывают, что выражение

для прозрачности произвольного барьера может быть записано в виде

$$D \approx \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_0^l \sqrt{2m(U-E)} dx \right], \quad (3)$$

где $\hbar = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка, m – масса туннелирующей частицы, U – потенциальная энергия, E – энергия электрона, падающего на барьер.

Из этого выражения следует, что вероятность прохождения частицы сквозь потенциальный барьер очень сильно зависит от ширины барьера и его превышения над уровнем энергии туннелирующего электрона E , то есть от $U-E$ или в конечном счете от высоты барьера, определяемой работой выхода. Ширина же барьера, как можно видеть из рис. 1, зависит от напряженности электрического поля.

Если мы знаем, сколько электронов падает изнутри металла на потенциальный барьер, а это может быть рассчитано из теории твердого тела, и знаем прозрачность, то можно рассчитать полный эмиссионный ток j электронов, выходящих в вакуум, и получить формулу для автоэлектронной эмиссии. Такие квантово-механические расчеты впервые были выполнены Р. Фаулером (R.H. Fowler) и Л.В. Нордгеймом (L.W. Nordheim):

$$j = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{F^2}{\varphi t^2(y)} \exp \left[-6,83 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{2/3}}{F} \vartheta(y) \right], \quad (4)$$

где $y = 3,79 \cdot 10^{-4} (\sqrt{F})/\varphi$. Функции $\vartheta(y)$ и $t(y)$ табулированы [1, 2]. Функция $t(y)$, стоящая в предэкспоненциальном множителе, близка к единице и слабо изменяется с изменением аргумента. Функция $\vartheta(y)$ называется функцией Нордгейма и учитывает понижение потенциального барьера.

Теория Фаулера–Нордгейма прекрасно объяснила экспериментальные факты. Она полностью подтвердила экспоненциальную зависимость эмиссионного тока от поля. Из нее также следует возможность получения гигантских плотностей тока, в миллионы раз превышающих плотности тока, которые могли бы быть получены любым другим традиционным способом – в результате термо-, фото- и других видов эмиссии. Вследствие экспоненциальной зависимости следует, что разброс эмитированных электронов по энергиям оказывался в несколько раз более узким, чем в случае термоэмиссии. Из теории вытекает, что автоэмиссия должна наблюдаться также при низких температурах вплоть до температур, близких к абсолютному нулю. Все эти свойства автоэмиссии были подтверждены экспериментально. Процесс автоэмиссии оказался практически безынерционным.

Уникальные свойства автоэмиссии вызвали исключительный интерес у инженеров и технологов, так как открывали совершенно новые перспективы приложений в области приборостроения, диагностики и технологии.

ПОЛЕВАЯ ЭМИССИОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Важный этап в исследовании полевой эмиссии связан с изобретением в 1936 году Э. Мюллером автоэмиссионного микроскопа-проектора [1, 2]. Практически с этого момента начинается последовательное накопление сведений о поверхностных свойствах полевых эмиттеров. С помощью этого прибора удалось выяснить многие причины, приводящие к нестабильности процесса полевой эмиссии, исследовать характер изменения формы полевого эмиттера под воздействием поля, температуры, адсорбции чужеродных атомов, электронной и ионной бомбардировки. Высокое увеличение и разрешающая способность автоэмиссионного микроскопа сделали его незаменимым инструментом при изучении адсорбции, десорбции, эпитаксии, поверхностной диффузии, фазовых превращений и др. [1, 2, 4].

Принцип полевой эмиссионной микроскопии состоит в том, что если на пути электронного потока, эмитированного с тонкого острия (десятые доли микрона), на макроскопическом расстоянии (порядка нескольких сантиметров) поставить флуоресцирующий экран – анод, то на нем электронные лучи отобразят проекцию вершины острия с очень большим увеличением (рис. 2).

Так как электроны, эмитируемые с поверхности острия, разлетаются почти радиально, то увеличение такого микроскопа-проектора равно отношению расстояния от острия до экрана к радиусу вершины острия. Если быть более точным, то на траекторию электронов влияют основание острия и электроды, на которых оно закреплено, поэтому траектории не совсем радиальны, электроны движутся по некоторым пологим параболам и проекция на экране оказывается немного поджатой. С учетом этого обстоятельства увеличение M выражается простой формулой

$$M = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{R}{r}, \quad (5)$$

где γ – коэффициент сжатия ($1,5 < \gamma < 2$), R – расстояние анод–катод, r – радиус острия эмиттера. Поскольку острие имеет размеры порядка десятых или сотых долей микрометра, а расстояние R может быть сделано порядка 3–10 см, увеличение такого устройства оказывается очень большим и может достигать 10^5 – 10^6 крат.

Э. Мюллер впервые применил такой принцип автоэмиссионной микроскопии для изучения распределения плотности эмиссионного тока на поверхности

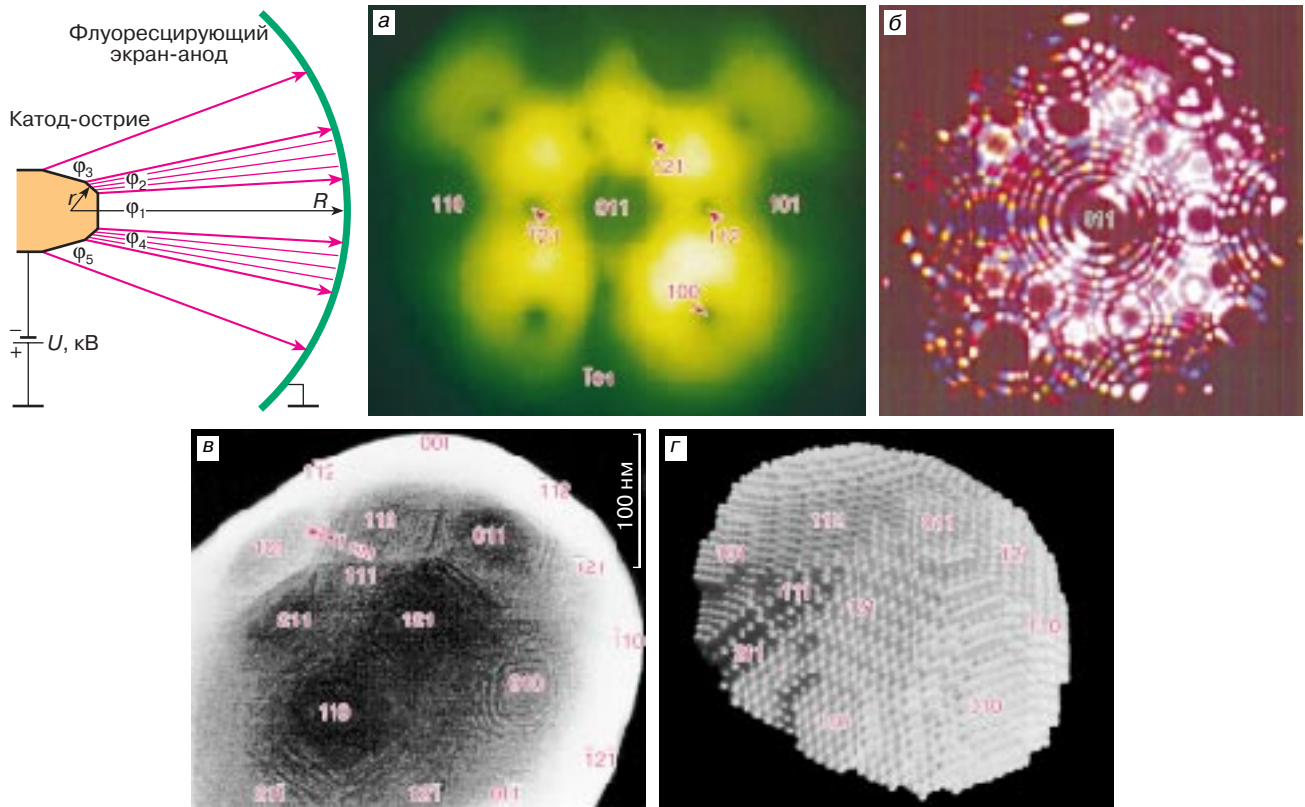


Рис. 2. Иллюстрация к принципу работы автоэмиссионного микроскопа: *а* – автоэмиссионное, *б* – автоионное изображение вольфрамового острия; *в* – вольфрамовое острие в растровом электронном микроскопе, *г* – шариковая модель вольфрамового острия

острия эмиттера. При этом он заметил, что получающееся изображение не является однородным, а представляет собой симметрично расположенные яркие и темные пятна. Он понял, что отдельные пятна отображают различные участки эмитирующей поверхности, обладающие разной работой выхода (см. рис. 2).

Можно представить себе такую картину: на кубический кристалл (объемцентрированный, гранецентрированный или гексагональный) надевается полусферическая “шляпа”. Эта “шляпа” вырезает на поверхности гладкий полусферический сегмент, и таким образом на поверхности оказываются срезы различных кристаллографических плоскостей. Из кристаллографии известно, что разные кристаллографические плоскости имеют различное расположение и плотность упаковки атомов. Известно также, что плотность упаковки атомов определяет величину работы выхода. Плотнупакованные грани обладают высокой работой выхода, рыхлые, менее плотноупакованные грани – более низкой работой выхода. Таким образом, на поверхности флуоресцирующего экрана за счет различия в плотности эмиссионного потока отображаются различные кристаллографиче-

ские плоскости с тем самым большим увеличением 10^5 – 10^6 крат, о котором было сказано выше.

Автоэмиссионная картина вольфрамового (W) острийного кристалла представлена на рис. 2, *а*. На ней видны не одно, как обычно, а два монокристаллических зерна. Сопоставление эмиссионного изображения с данными рентгеноструктурного анализа, а также сравнение параметров изображения с рассчитанными заранее кристаллографическими проекциями позволили однозначно идентифицировать плоскости, которые видны на экране. На представленном эмиссионном изображении (см. рис. 2, *а*) отчетливо можно видеть плотноупакованную грань {011} (в кристаллографических индексах Миллера²), грань типа {112}, грань куба {100} и т.д.

Мюллеру удалось также впервые создать микроскопию атомного масштаба, используя открытое им явление полевой ионизации, так называемый полевой ионный микроскоп. Ионная картина W-острия, ориентированного в том же самом кристаллографическом

² Кристаллографические индексы Миллера определяют расположение в пространстве граней и атомных плоскостей кристалла.

направлении, также представлена на рис. 2, б. На этой картине можно видеть отдельные атомы в виде отдельных точек. Это было великое изобретение — первое в истории человечества прямое наблюдение атомной структуры вещества. К сожалению, вследствие ограниченности объема статьи мы не можем описать здесь принцип автоионной микроскопии и те выдающиеся достижения, которые были получены с помощью этого замечательного прибора. Это предмет специального рассмотрения.

Слева снизу на рис. 2, в приведена фотография острия-монокристалла W, полученная с очень высоким разрешением ($\delta = 8 \text{ \AA}$) в растровом электронном микроскопе японскими учеными фирмы “Hitachi” (иллюстрация к проспекту растрового электронного микроскопа S900). Здесь же приведена шариковая модель вершины такого острия (рис. 2, з).

Автоэмиссионный микроскоп обладает высоким разрешением. Под разрешением понимается возможность раздельно наблюдать на объекте две близлежащие точки. В электронной полевой микроскопии разрешение определяется тем, что электрон обладает волновой природой, то есть в соответствии с соотношением де Бройля длина его волны $\lambda = h/p$, где $p = mv$ — импульс электрона. Если к промежутку катод—анод микроскопа приложить ускоряющее напряжение U , то длина волны электрона, как можно легко показать, соответствует $\lambda = 12,3/\sqrt{U}$ в ангстремах, если U выражено в вольтах. Оказывается, что за счет эффекта дифракции размытие при обычных для полевой эмиссионной микроскопии ускоряющих напряжениях в несколько киловольт равно приблизительно 8 \AA . Кроме того, размытие происходит также из-за того, что покидающий поверхность туннелирующий электрон имеет тангенциальную по отношению к поверхности составляющую скорости. Суммарное размытие в обычных условиях полевой эмиссионной микроскопии составляет $20\text{--}30 \text{ \AA}$. Согласно сделанным оценкам (см. [4]), разрешающая способность полевой эмиссионной микроскопии δ может быть вычислена по приближенной формуле

$$\delta \approx 2,62\gamma \left(\frac{r}{k\vartheta(y)\phi^{1/2}} \right)^{1/2} \text{ \AA}, \quad (6)$$

где γ — коэффициент сжатия, r — радиус эмиттера (в \AA), k — коэффициент, $k \approx 5$, $\vartheta(y)$ — функция Нордгейма, ϕ — работа выхода (в эВ).

Полевой эмиссионный микроскоп оказался замечательным прибором, позволившим исследовать важнейшие свойства поверхности в сильном электрическом поле и различные тонкие явления на поверхности. Прежде всего полевой эмиссионный микроскоп дал возможность понять то, что происходит на поверхности само-

го эмиттера в различных условиях: выяснить причины нестабильности в работе полевого катода, уточнить его эмиссионные характеристики, измерить локальные плотности тока из различных участков эмитирующей поверхности и др. С помощью полевого эмиссионного микроскопа оказывается возможным идентифицировать кристаллическую структуру вещества посредством сравнения параметров эмиссионного изображения с рассчитанными кристаллографическими проекциями.

На острых микрорекристаллах оказалось возможным исследовать явления в сильных электрических полях ($10^7\text{--}10^8 \text{ В/см}$), значения которых недостижимы на макроскопических объектах.

Э. Мюллер обнаружил явление поверхностной перестройки острия, обусловленной миграцией поверхностных атомов при нагреве эмиттера в сильном электрическом поле. То, что перестройка связана с изменением формы кристалла (его огранкой), было показано в блестящих работах Бенджамина Дженкинса и проф. И.Л. Сокольской.

Оказалось, что явление перестройки играет исключительно важную роль в возникновении неустойчивости эмиссионного процесса вследствие формирования на эмитирующей поверхности острых “ребер” и маленьких нанометровых выступов. Это приводит к локальному усилению электрического поля и резкому увеличению эмиссионного тока. Пример перестройки с образованием нанометровых выступов на поверхности острия приведен на рис. 3.

Как мы указывали, разрешение полевого микроскопа составляет $20\text{--}30 \text{ \AA}$, и сделать его лучше принципиально трудно. Тем не менее для очень маленьких выступов на поверхности разрешение может оказаться более высоким. В 1970 году японские ученые М. Сасаки и Т. Хиби для очень острых микровыступов на поверхности основного острия подложки получили почти атомарное разрешение ($\delta = 4 \text{ \AA}$). В работах нашей группы удалось наблюдать ребра с “остротой” всего в $2\text{--}3$ атома (рис. 4).

Полевой эмиссионный микроскоп позволяет изучать сверхмедленные перемещения на поверхности, детально исследовать поверхностную миграцию, двумерное и трехмерное испарение, различные химические реакции, в том числе реакции в сильном электрическом поле.

С помощью полевого эмиссионного микроскопа возможно количественное измерение важнейших характеристик поверхности кристаллов: определение работы выхода поверхности, измерение энергий активации миграции, десорбции и испарения атомов, определение размеров двух- и трехмерных образований на поверхности, определение энергии связи в двумерных

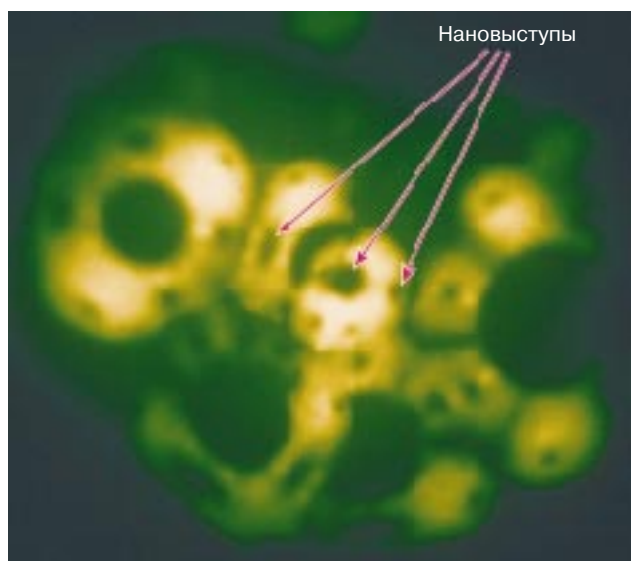


Рис. 3. Нановыступы на W-острие, образующиеся при перестройке его поверхности в сильном электрическом поле

кристаллах. Полевая эмиссионная микроскопия позволяет исследовать высокотемпературные фазовые превращения и ориентационные соотношения перехода одной кристаллической модификации материала в другую.

Острийная форма микрокристалла позволяет реализовать уникальный метод получения атомарно-чистой поверхности, используя процесс десорбции и испарения атомов электрическим полем при непосредственном наблюдении за процессом в полевом эмиссионном микроскопе. Именно таким способом удалось получить атомарно-чистые поверхности полупроводниковых кристаллов Ge, Si, GaAs и др. [5].

В 1995 году на симпозиуме по полевой эмиссии (Мэдисон, США) были представлены блестящие эксперименты, позволившие с помощью полевого эмиссионного микроскопа наблюдать циклические реакции на поверхности твердого тела. Одна из таких работ была представлена В. Городецким (Институт катализа Сибирского отделения РАН) совместно с немецкими учеными из Института Фрица Хабера (Fritz-Haber-Institute), другая — молодым ученым из Швейцарии доктором С. Воссом (Woss). Работа С. Восса была удостоена медали им. Эрвина Мюллера, присуждаемой Обществом автоэлектронной эмиссии (Field Emission Society) молодым ученым.

Приведенный перечень далеко не исчерпывает возможности полевой эмиссионной микроскопии. Эта методика в настоящее время активно развивается и позволяет надеяться на открытие новых эффектов и явлений.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Следствием квантово-механической природы процесса автоэмиссии является возможность получения громадных плотностей тока. В частности, это связано с тем, что туннельный механизм высвобождения электронов из твердого тела не требует энергетических затрат на эмиссионный акт и исключает, таким образом, необходимость внешнего воздействия на материал

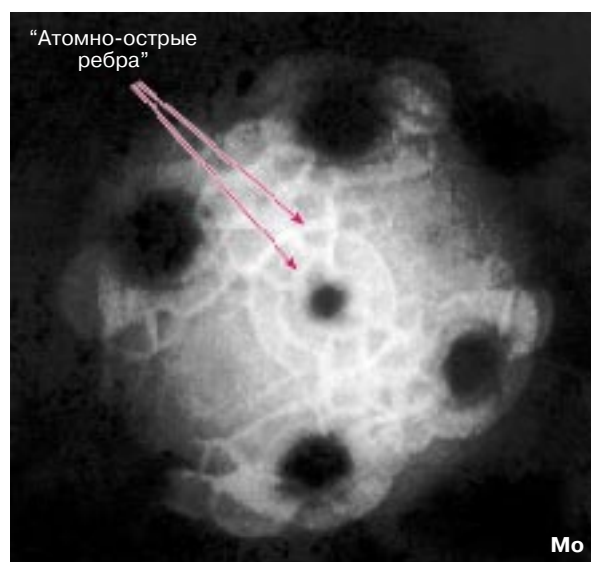
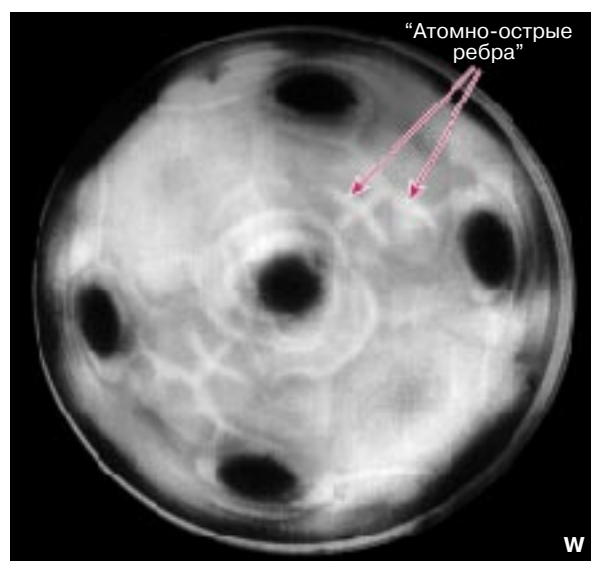


Рис. 4. Атомно-острые ребра, сформированные на поверхности острийных монокристаллов W и Mo в процессе перестройки поверхности в сильном электрическом поле

катода, то есть его нагрева, бомбардировки, интенсивного облучения и т.п.

Для металлов при концентрации электронов в зоне проводимости 10^{22} – 10^{23} см⁻³ поток электронов, падающих на границу раздела металл–вакуум, способен в принципе обеспечить плотность тока более 10^{11} А/см².

Максимальная плотность тока эмиссии j_{\max} , которая может быть обеспечена электронами зоны проводимости в условиях, когда потенциальный барьер на границе полностью снят электрическим полем, то есть когда прозрачность барьера $D = 1$, может быть представлена выражением

$$j_{\max} = \frac{\pi \cdot emE_F^2}{h^3} \approx 4,3 \cdot 10^9 E_F^2 \approx 1,1 \cdot 10^{11} \text{ А/см}^2, \quad (7)$$

где $E_F = \frac{p_F^2}{2m}$ – энергия Ферми в электронвольтах, отсчитанная от дна зоны проводимости. Для большинства металлов $E_F \approx 5$ эВ, что и использовано при численной оценке в (7).

На самом деле практически достигаемые плотности тока оказываются меньшими, чем даваемые формулой (7). Это связано с тем, что, хотя никакого внешнего воздействия на катод для осуществления самого автоэмиссионного процесса, как было сказано выше, не оказывается, ток проводимости, протекающий через тело катода, вследствие интенсивного тепловыделения разрушает автоэлектронный эмиттер.

Экспериментально были предприняты попытки обойти это ограничение, связанное с разогревом автоэмиттера. Идеи этих опытов состояли в следующем.

1. Поскольку нагрев – принципиально инерционный процесс, то можно увеличить предельную плотность тока, уменьшая длительность его отбора, то есть прикладывая импульсы поля очень короткой длительности. Максимальные плотности тока были достигнуты при использовании наносекундных импульсов (10^{-9} с). При этом были получены плотности тока до 10^9 А/см² [2].

2. Была предпринята попытка уменьшить тепловыделение за счет глубокого охлаждения автоэмиттера. Охлаждение до температуры 2–4,2 К позволило увеличить j_{\max} в два-три раза.

3. Рекордные плотности тока 10^{11} А/см² были достигнуты при опытах с острьями размерами 10–30 Å. Вследствие малости автоэлектронного эмиттера электроны проходят сквозь тело острья, практически не выделяя энергию, поскольку длина свободного пробега, то есть расстояние, на котором электрон может взаимодействовать с атомами вещества, много больше размера эмиттера.

Результаты по предельным плотностям тока, полученные в разные годы различными авторами, представлены в табл. 1 и 2.

Таблица 1 (см. [2]). Зависимость плотности тока j_{record} от длительности импульса τ ($r_{\text{эмиттера}} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см)

Материал	τ , с	j_{\max} , А/см ²
W	Стационарность	10^7
W	10^1 – 10^{-3}	$2 \cdot 10^7$
W	10^{-5} – 10^{-6}	$5 \cdot 10^7$ – 10^8
W	10^{-7}	$3 \cdot 10^8$
W	10^{-8}	$(5-6) \cdot 10^8$
W	10^{-9}	10^9
LaB ₆	$3 \cdot 10^{-6}$	10^7 – 10^8
ZrC	$3 \cdot 10^{-6}$	10^7 – 10^8
Ta	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^7$
Re	$4 \cdot 10^{-6}$	$(3-5) \cdot 10^7$

Таблица 2. Зависимость плотности тока j_{record} (см. [2])

Условия	j_{record} , А/см ²
$\tau \approx 10^{-9}$ с	До 10^9
Глубокое охлаждение (4,2 К), $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с	$2 \cdot 10^9$
Локализация (W + ZrO), $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ с	$5 \cdot 10^9$
Субмикрострие ($r = 10^{-7}$ см), стационарный отбор тока	10^9 – 10^{10}
Нанометровое острие ($r = 10^{-7}$ см), $\tau = 10^{-4}$ с	10^{10} – 10^{11}

НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Благодаря своим замечательным свойствам автоэлектронная эмиссия всегда была лакомым кусочком для прикладников. Однако по-настоящему она нашла серьезное применение практически в последнее десятилетие. Автокатоды стали использовать в различных элементах вакуумной микроэлектроники: транзисторах, преобразователях частоты, усилителях, различного рода прецизионных датчиках давления, регулировки управления микрозорами и др.

Рассел Янг предложил и практически реализовал идею туннельного микроскопа. Несколько лет спустя Герд Бинниг (Gerd Binnig) и Генрих Рорер (Heinrich Rohrer) создали сканирующий туннельный микроскоп атомного разрешения. Это достижение было удостоено Нобелевской премии за 1986 год (вместе с Э. Руской (Ernst Ruska)).

Сейчас исследования с помощью полевого ионного и сканирующего туннельного микроскопа кардинально продвинули наши представления о структуре

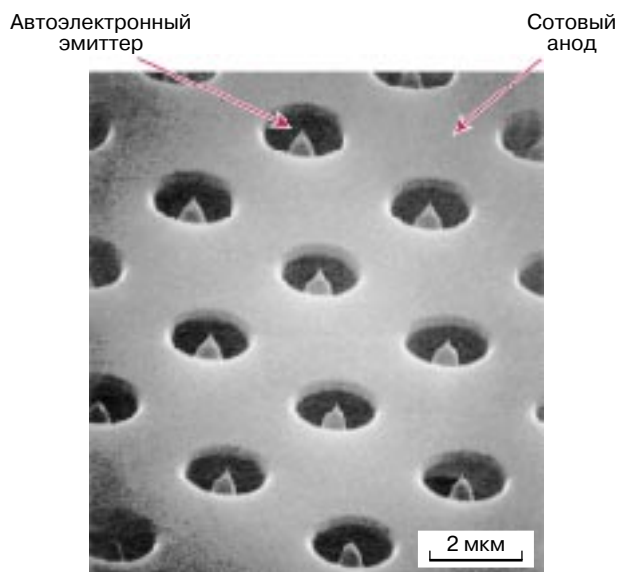


Рис. 5. Многоэмиттерная матрица с сотовым анодом. Напряжение на аноде 25 кВ

поверхности, о явлениях адсорбции, эпитаксии, растворения, диффузионных явлениях на поверхности, катализе. В сочетании с масс-спектрометрией ионная проекционная микроскопия позволила решать задачи по созданию прецизионных сплавов в металлургии и др.

Наиболее яркие достижения последних лет связаны с двумя главными применениями.

1. Создание на базе многоострийных автокатодов нового класса дисплеев. Многоострийный автокатод в таком дисплее представляет собой своего рода “ежа” с миллионами и десятками миллионов острий на квадратный сантиметр. Против такого многоострийного ковра на микронном расстоянии располагается сотовый анод таким образом, что каждое острие находится внутри соответствующей сотовой ячейки. Поскольку радиус острия очень маленький (20–30 Å), а расстояние катод–анод всего 1–2 мкм, напряжение, требуемое для получения тока автоэмиссии, оказывается весьма низким – всего десятки, максимум сотни вольт. Это обстоятельство позволило создать плоские дисплеи, по яркости, четкости и разрешению существенно превышающие используемые в данное время. Кроме того, такие дисплеи оказываются дешевле существующих. Пример многоострийной матрицы с сотовым анодом приведен на рис. 5.

2. Единичные автокатоды нашли применение в электронно-зондовых системах: просвечивающих и растровых электронных микроскопах атомного разрешения, в системах электронной литографии и ожеспектроскопии. Создание этого нового класса приборов сверхвысокого разрешения стало возможно благодаря тому, что острый автокатод является почти идеальным точечным источником электронов с очень узким энергетическим спектром и большой яркостью.

Самым последним достижением является реализация идеи электронной голографии. В электронной голографии удастся получить объемное изображение атомных объектов. Этот результат был получен благодаря тому, что острый автоэмиттер обладает одновременно большой яркостью и высокой пространственной и временной когерентностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия / Под ред. Д.В. Зернова. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1958. 272 с.
2. Ненакаливаемые катоды / Под ред. М.И. Елинсона. М.: Сов. радио, 1974. 336 с.
3. Brodie I., Spindt C.A. Vacuum Microelectronics // Advances in Electronics and Electron Physics. N.Y.: Acad. Press, 1992. Vol. 83. P. 1–106.
4. Модинос А. Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия: Пер. с англ. / Под ред. Г.Н. Фурсея. М.: Наука, 1990. 320 с.
5. Фишер Р., Нойман Х. Автоэлектронная эмиссия полупроводников: Новое в исследовании автоэлектронной эмиссии полупроводников: Пер. с нем.; С доп. обзором Г.Н. Фурсея и О.И. Львова / Под общ. ред. И.Л. Сокольской. М.: Наука, 1971. 215 с.

Рецензент статьи В.И. Петров

* * *

Георгий Николаевич Фурсей, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики Санкт-Петербургского государственного университета телекоммуникаций, лауреат Государственной премии СССР, академик РАЕН, награжден медалью им. П.Л. Капицы. Область научных интересов – эмиссионная электроника, физика поверхности, физика плазмы. Автор открытия, двух монографий и более 200 статей.