Обзоры по зеркальной электронной микроскопии уже появлялись в печати. Обзор Майера ¹¹ появился более десяти лет назал. В статье Омана ¹² мало освещены вопросы изучения микрополей. Монография Бока ¹³ и обзор¹⁴а посвящены главным образом описанию конструкции одного из типов ЗЭМ со сфокусированным изображением и некоторым вопросам формирования контраста изображения электрических микрополей. В обзорной статье Бетге и Хейденрейха ^{15а} затронуты в основном применения зеркальной электронной микроскопии. Во всех обзорах, кроме 11, мало отражены многочисленные работы по изучению магнитных полей с помощью ЗЭМ, а также вопросы теории формирования изображений в ЗЭМ. Теоретические работы, выполненные в последнее время, дали возможность использовать этот прибор не только для качественных наблюдений, но и для получения количественных данных о микрополях.

Помимо довольно большого количества лабораторных приборов различных типов, ЗЭМ уже выпускаются серийно в Японии ¹⁴⁶ и Польше ¹⁶.

2. ЭЛЕКТРОННОЕ ЗЕРКАЛО И ЗЕРКАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП

Неотъемлемым элементом любого ЗЭМ является электронное зеркало, которое играет двоякую роль ⁵. С одной стороны, это наиболее существен-



Рис. 1. Применение электронного зеркала в анализаторе скоростей.

1 — магнитная призма, 2 — трехэлектродное зеркало, A₁, A₂ — сопряженные точки. ная часть электронной оптики прибора, иногда именуемого по этой причине просто «электронным зеркалом». С другой стороны, зеркальный электрод — это и есть исследуемый образец. Он почти не бомбардируется электронами, так как находится под небольшим отрицательным потенциалом относительно катода электронной пушки, и электроны отражаются от эквипотенциалей вблизи поверхности образца.

Электронные зеркала уже давно применяются в различных электронно-оптических приборах, а в последнее время появились разнообразные приставки и к электронным микроскопам, использующие две основные возможности электронных зеркал: получение зеркального электронно-оптического изображения (действительного или мнимого) любого объекта с одновременной фильтрацией по скоростям изображающего электронного пучка. Действительно, если потенциал отражающего электрода по отношению к потенциалу источника электронов равен — U_{см}, то в формировании зеркального изображения будут участвовать лишь электроны с начальной энергией меньше еU_{см} (остальные будут поглощены электродом-отражателем).

Еще в 1959 г. Воробьев ¹⁷ предложил использовать электронное зеркало в качестве фильтра для монохроматизации электронного

пучка в эмиссионных электронных микроскопах, что позволяет в несколько раз улучшить разрешение прибора. Практическая реализация ¹⁸ такой идеи показала, что разрешение эмиссионного микроскопа действительно улучшается. Авторы ¹⁸ смонтировали в эмиссионном микроскопе электронное зеркало с магнитной призмой для разделения падающего и отраженного пучков (рис. 1). Аналогичное устройство применяется в анализаторах скоростей в просвечивающих электронных микроскопах ¹⁹⁻²³ и в магнитных спектрометрах (для уменьшения хроматической аберрации) ²⁴. Электронные зеркала используются также в преобразователях изображения для превращения ионного изображения в электронное ²⁵ (под действием ионной бомбардировки люминесцентные экраны разрушаются), в электронно-оптических преобразователях ^{26, 27}, для фокусировки и модуляции пучков в электронных пушках ²⁸ (что позволяет улучшить разрешение и передачу градаций яркости в передающих и приемных телевизионных трубках) и в других приборах.

Первым исследованным электронным зеркалом была одиночная линза, которая фокусирует проходящий электронный пучок при малых отрицательных потенциалах среднего электрода, но с увеличением этого отрицательного потенциала превращается вначале в собирающее зеркало, а затем



Рис. 2. Конструктивные варианты зеркальных микроскопов.

в рассеивающее. Большая хроматическая аберрация такой линзы не позволяет получить хорошее зеркальное изображение²⁹, поэтому обычно используются двух- или трехэлектродные зеркала, конструкция которых подобна разработанной впервые Хоттенротом³⁰, но вместо цилиндров чаще используются диафрагмы (рис. 1).

При исследовании электронно-оптических свойств таких зеркал Хоттенрот заметил ³⁰, что геометрические неровности на поверхности электрода-отражателя сильно возмущают отражающийся вблизи нее электронный пучок, несущий изображение предмета (сетки). Это наблюдение и послужило толчком к развитию электронной зеркальной микроскопии, основная задача которой — изучение поверхностных структур: как геометрического рельефа поверхности твердого тела, так и различного рода поверхностных микрополей. Нужно отметить, что при исследовании образцов в ЗЭМ микрорельеф поверхности формально можно отнести также к категории микрополей, однако с той особенностью, что его существование и величина обусловлены внешним полем, ускоряющим электроны. Другие микрополя (p — n-переходы, доменные границы, магнитные и контактные неоднородности и др.) могут существовать и в отсутствие внешнего поля.

Изображение поверхностных неоднородностей формируется зеркальной электронно-оптической системой, конструкция которой чаще всего такая же, как и конструкция иммерсионного объектива в эмиссионных электронных микроскопах ³¹, поэтому иногда ЗЭМ рассматривают как квазиэмиссионную систему ³². Электронный пучок проходит через иммерсионный объектив дважды: к образцу и от него. Возможны ⁵ два варианта

10 уФН, т. 110, вып. 4

хода пучков перед иммерсионным обективом (рис. 2): либо ось отраженного пучка B_2 совпадает с осью освещающего B_1 (рис. 2, *a*) либо пучки разводятся магнитным полем, перпендикулярным к их осям (рис. 2, *б*). Прибор



Рис. 3. Электронный зеркальный микроскоп лаборатории электронной оптики МГУ.

 механизм перемещения объекта в вертикальной плоскости, 2 — механизм перемещения объекта в горизонтальной плоскости, 3 — катушка подмагничивания и «магнитного диафрагмирования», 4 — объект, 5 — пятиэлектродный иммерсионный объектив, 6 — проекционная линза, 7 — фотокамера, 8 — флуоресцирующий экран для визуального наблюдения, 9 — конденсор, 10 — столик диафрагмы пушка, 11 — электронная пушка. с разделением пучков более сложен, но в нем можно независимо воздействовать на освещающий и отраженный пучки.

3. КОНСТРУКЦИИ ЗЕРКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ МИКРОСКОПОВ

Используются два основных варианта ЗЭМ — «прямые» приборы, в которых оси освещающего и изображающего пучков совмещены, и приборы с разделением этих пучков (см. рис. 2). Вначале строились приборы с разделением пучков — первые лабораторные стеклянные модели Хоттенрота³⁰ и Ортубера ³³, микроскоп Барца с соавторами ^{34, 35}, обеспечивавший разрешение 1000 Å. Затем был построен Майером первый прибор прямой конструкции ³⁶ с длиннофокусной электронной пушкой и четырехэлектродным иммерсионным объективом, предложенным ранее Сетье 37 для эмиссионных микроскопов. Геометрическое разрешение прибора было около 0,35 мкм.

Ряд лабораторных моделей прямых ЗЭМ был сконструирован и использовался для наблюдения доменной структуры сегнетоэлектриков и ферромагнетиков 38-40. В этих приборах впервые был применен пятиэлектродный иммерсионный объектив (образец + + прикатодная диафрагма + одиночная трехкоторый электродная линза), позволяет легко переходить от рассеивающего к собирающему режиму работы ЗЭМ. Характеристики объектива исследовались в работе 41. Более совершенный лабораторный ЗЭМ прямой конструкции (рис. 3) описан в работе 42а. Электронная пушка в нем юстируется относительно оси системы, конденсор — электростатический. В микроскопе использовался двух-, трех- или пятиэлектродный иммерсионный объектив (ускоряющее напряжение 0-50 кв, вакуум до 10⁻⁶ мм рт. ст.). Внутривакуумное фотографирование используется и в более простом приборе 426.

Прямые ЗЭМ сконструированы Хейденрейхом с соавторами. Вначале использова-

лась стеклянная модель ⁴³, а затем была создана металлическая конструкция ^{44а}. Применение зеркала, наклоненного под углом 45° к оси системы и находящегося под прозрачным люминесцентным экраном, позволило избежать масштабных искажений при внешнем фотографировании. Устройство для коррекции масштаба при фотографировании описано и в работе ⁴⁴⁶. ЗЭМ прямой конструкции с ускоряющим напряжением до 10 кв для исследования полупроводников построен Играсом ⁴⁵. Образец заземлен, и температура его может варьироваться в интервале 77—1300° К. В микроскопе с магнитными линзами, сконструированном Барнеттом и Никсоном ⁴⁶, используется двухэлектродная зеркальная система (образец - диафрагма) с магнитной объективной линзой и двойной магнитный конденсор. Двухлинзовая проекционная система формирует бездисторсионное изображение в диапазоне увеличений от 25 × до 2500 ×. Аналогичный



Рис. 4. Внешний вид (a) и ход пучков (б) в серийном электронном зеркальном микроскопе JEM-M1 фирмы «Jeol».

образец, 2 — экранирующий электрод, 3 — диафрагма, 4 — анод, 5 — промежуточная линза,
 б — проекционная линза, 7 — отраженный пучок, 8 — первичный пучок, 9 — флуоресцирующий экран, 10 — диафрагма, 11 — конденсорная линза, 12 — юствровочная катушка, 13 — анод пушки,
 14 — катод, 15 — цилиндр Венельта, 16 — источник напряжения смецения, 17 — камера для фотографирования, 18 — к источнику высокого напряжения.

прибор JEM-M1 разработан и с 1968 г. серийно енпускается фирмой «Jeol» (Япония)^{146, 47}. В отличие от ⁴⁶, в приборе ¹⁴⁶ (рис. 4) установлены трехэлектродный объектив (образец + промежуточный электрод + анод) и камера для внутривакуумного фотографирования на плоскую пленку. Ускоряющее напряжение — 15 или 35 кв (стабильность его — $3 \cdot 10^{-4}$ мин⁻¹), вакуум — $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., разрешение — около 1000 Å. Прямой ЗЭМ с вакуумом 10^{-7} — 10^{-8} мм рт. ст. описан в ⁴⁸. Область

Прямой ЗЭМ с вакуумом $10^{-7}-10^{-8}$ мм рт. ст. описан в ⁴⁸. Область вблизи образца откачивается до сверхвысокого вакуума ионно-сорбционным насосом. Ускоряющее напряжение 1-30 кв, увеличение до $2000 \times$ (с электростатической проекционной линзой).

В приборах прямой конструкции нельзя получить сфокусированное изображение, а яркость «теневого» изображения при больших полезных увеличениях слишком мала. Поэтому в последнее время вновь возрос интерес к микроскопам с разделением пучков. Майер, предложивший ЗЭМ прямой конструкции, построил затем ⁴⁹ прибор с полным углом разделения 30°. В нем катод электронной пушки заземлен, образец находится под малым отрицательным или положительным потенциалом, а колонна под высоким положительным. Тем не менее прибор вполне безопасен в работе, так как все высоковольтные детали заключены в защитные экраны из оргстекла. Диафрагмы четырехэлектродного иммерсионного объектива юстируются с помощью прецизионных стеклянных трубок. Все напряжения стабилизированы. Прибор снабжен автоматической вакуумной системой, оборудован дистанционным управлением для перемещения держателя образца в трех перпендикулярных направлениях.

Микроскоп «классической» конструкции (с заземленной колонной) создан Шварце ⁵⁰ в ГДР. Для разделения пучков используется магнитная призма с малым астигматизмом даже при сравнительно больших углах отклонения (угол отклонения в приборе — 37,5°). Конденсорная и про-



Рис. 5. Сферический зеркальный микроскоп ⁵³.

 внешняя сфера, 2 — люминесцентный экран, 3 — проволочная сетка, 4 — отверстие для первичного пучка, 5 — электронная пушка, 6 — образец, 7 — держатель.

екционная линзы — магнитные, длиннофокусные. Стабилизированное ускоряющее напряжение 6-36 кв, вакуум порядка 10-5 мм рт. ст. Зеркальная система двух- или трехэлектродная (образец и диафрагмы). Максимальное увеличение 2100× достигается при использовании двухэлектродного зеркального объектива с диафрагмой диаметром 1 мм, нахорасстоянии 2 мм от дящейся на образца (проекционное увеличение также максимально). Максимальная напряженность поля у поверхности образца — 120 кв/см. Разрешение микроскопа — не 2000 Å. хуже Можно получать как «теневые», так и сфокусированные изображения поверхности образца.

В гораздо более сложном приборе Бока ¹³ с разделением пучков изоб-

ражающий электронный пучок проходит через четыре магнитные призмы, возвращающие его на оптическую ось. Увеличение сфокусированных или «теневых» изображений — от $250 \times$ до $4000 \times$. Применение четырех призм с последовательно включенными обмотками позволило практически свести к нулю хроматическую аберрацию отклонения при стабильности тока почти на два порядка хуже, чем при использовании одной призмы. Астигматизм отклонения корректируется стигматором, смонтированным па последней линзе. Ускоряющее напряжение 0—30 кв.

Несравненно проще «сферическое электронное зеркало» ⁵¹⁻⁵³. Так, например, в приборе Артамонова ⁵³ (рис. 5) легко достигается большая напряженность тормозящего поля вблизи объекта (вплоть до 10⁷ e/cm) без возникновения пробоев, но г таком микроскопе можно получить лишь «теневые» изображения и притом с малым полем зрения (сравнительно большие искажения возникают уже на малых расстояниях от оптической оси). Такой ЗЭМ удобен как простой и доступный лабораторный прибор.

Микроскоп с разделением пучков для исследования полупроводников сконструирован Э. Играсом и Т. Варминьским (см. ¹⁶) и выпущен серийно в Польше. Основные параметры прибора: ускоряющее напряжение 10— 25 кв, рабочий вакуум 10⁻⁵ мм рт. ст., увеличение — до 2000 ×, разрешение — около 2000 Å; температуру образца можно менять от 77 до 600 °К.

Универсальный ЗЭМ с разделением пучков, сконструированный Хейденрейхом ⁵⁴, предназначен в основном для исследования микрополей и работает в проекционном (теневом) режиме, обеспечивающем максимальную чувствительность к полям. Большая камера образца дает возможность нагревать, охлаждать, деформировать, намагничивать образец, напылять на него тонкие пленки и очищать поверхность с помощью ионной пушки, пропускать регулируемый ток по поверхности образца. Ускоряющее напряжение 5—30 кв, максимальное увеличение $3000 \times$, разрешение около 1000 Å. Прибор подробно описан в статье ¹⁵⁶.

В последнее время разрабатываются разнообразные комбинированные приборы, в том числе эмиссионно-зеркальные. Один из первых микроскопов такого рода построен в Чехословакии ⁶. Он дает возможность получать термо-, фото —, автоэмиссионные и зеркальные изображения массивных объектов. Аналогичный универсальный прибор сконструирован в СССР ⁷ на базе просвечивающего электронного микроскопа ЭМ-7. В приборе используется пятиэлектродный иммерсионный объектив и ионная пушка для получения вторично-эмиссионных изображений. Авторам ⁷ удалось зафиксировать рекордное разрешение 800 Å на зеркальном изображении пленки золота.

В работе ⁵⁵ кратко описан прибор, который может работать как эмиссионный, отражательный или зеркальный микроскоп и электронограф (дифракция электронов малых энергий). Это первый сверхвысоковакуумный (вакуум $2 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст) ЗЭМ. Образцы в нем могут подогреваться до 2800° К электронной пушкой и очищаться ионной бомбардировкой. В работе ⁵⁶ установка для дифракции медленных электронов использовалась в качестве простейшего ЗЭМ с разрешением около 5 мкм и увеличением до $1000 \times$. Установка работала как сферический ЗЭМ, что обеспечивалось предварительной зарядкой малого участка образца (диэлектрической подложки или пленки) пучком быстрых электронов, затем энергия электронов уменьшалась, и на сферической поверхности коллектора появлялось электронно-зеркальное изображение поверхности облученного участка.

Интересная комбинация просвечивающего и зеркального микроскопов осуществлена в работе ⁵⁷ — разработан усилитель яркости изображения для низковольтного просвечивающего микроскопа. Слабое изображение записывается в виде потенциального рельефа на отражающем электроде электронного зеркала, а затем этот рельеф считывается гораздо более интенсивным электронным пучком. При считывании включается магнитная призма, отклоняющая электронный пучок, и прибор работает как ЗЭМ с разделением пучков. Электронное зеркало играет также роль энергетического фильтра при записи изображений, если потенциал отражающего электрода близок к потенциалу катода электронной пушки.

Сложный лабораторный комбинированный прибор, разработанный Никсоном с сотрудниками⁸, можно использовать как просвечивающий микроскоп, электронограф, эмиссионный или зеркальный микроскопы.

Новый прибор, представляющий собой комбинацию зеркального микроскопа с электронографами для быстрых и медленных электронов, разрабатывается во Франции ^{58, 59}. Вакуум в этом приборе порядка 10^{-10} мм рт. ст., точность измерений поверхностных потенциалов до 0,1 ме, локальность — около 10 мкм. Прибор состоит из электронной пушки, отклоняющей магнитной призмы и двух электронных зеркал, одно из которых предназначено для суже́ния энергетического спектра отраженных электронов (примерно в два раза), а второе — для измерения локальных потенциалов на поверхности образца — отражателя этого зеркала. Ведутся эксперименты с системой, состоящей из трех зеркал и магнитной призмы, обеспечивающей возвращение монохроматизированного (после трех отражений) электронного пучка на первоначальную ось. Интенсивно разрабатываются в последние годы также растрово-зеркальные микроскопы ^{10, 60-63}, которые, обладая всеми достоинствами растровых электронных микроскопов (РЭМ)¹, гораздо более чувствительны



Рис. 6. Схема растрово-зеркального микроскопа ⁶⁰.

 образен, 2 — сцинтиллятор и ФЭУ для обычного режима РЭМ, 3 — эквивалентная рассеивающая линза, 4 — собирающая линза, 5 — отклоняюцие катушки для РЭМ, 6 — три плоскости отклонения для зеркального РЭМ, 7 — контрастная апертура со сцинтиллятором 8 — для зеркального РЭМ, 9 — апертура линзы, 10 — линза, формирующая зонд, 11 — экран для : наблюдения в режиме обычного ЗЭМ, 12 — уменьшающие линзы, 13 — электронная пушка. к поверхностным микрополям, чем обычные РЭМ. Некоторые из разработанных приборов могут работать и как обычные зеркальные микроскопы, в которых изображение формируется одновременно, а не поэлементно (рис. 6).

ЗЭМ можно использовать также для электронно-лучевой обработки ⁶⁴ с последующим контролем результатов в зеркальном режиме.

4. РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЗЕРКАЛЬНОГО МИКРОСКОПА

Возможны два режима работы ЗЭМ: тене-(проекционный) и сфокусированный 65. вой В первом случае изображение формируется примерно так же, как в теневом просвечивающем электронном (или оптическом) микроскопе, где создается теневое «изображение» образца с помощью действительного или мнимого источника малых размеров ³⁴. При освещении точечным источником электронов в приближении геометрической оптики каждой точке однородного образца соответствует единственный «луч» и определенная точка на экране для наблюдения, причем экран может находиться на любом расстоянии от образца. Практически это расстояние и, следовательно, полезное увеличение определяются размерами источника и его яркостью 66.

При работе в сфокусированном режиме образец освещается пучком со сравнительно большой апертурой порядка $10^{-2}-10^{-3}$ рад (апертура в теневом режиме обычно менее 10^{-4} рад), в силу чего к каждой точке образца подходит уже не «луч», а пучок электронов (рис. 7), который после отражения фокусируется

иммерсионным объективом. В этом случае формируется истинное стигматическое изображение: каждой точке образца соответствует сопряженная точка на экране.

В приборе прямой конструкции с электростатическими линзами (см. схему на рис. 2, *a*) нельзя реализовать сфокусированный режим ⁶⁷, так как в силу принципа обратимости хода «лучей» (траекторий электронов) электроны, освещающие данную точку объекта, должны были бы выходить из соответствующей точки изображения ^{68а}. Для устранения обратимости хода лучей нужно ввести магнитное поле. Тогда даже в приборе прямой конструкции можно использовать одну половину плоскости изображения для пропускания освещающего пучка. Если применять магнитные квадрупольные линзы ^{69, 70}, можно добиться, чтобы с увеличением изображался как источник на образце, так и образец на экране. Тогда для освещения достаточно небольшого отверстия в экране, но возникают другие трудности: такое отображение возможно только в одном азимутальном направлении, в перпендикулярном к нему направлении изображение резко уменьшепо, поэтому освещающий пучок нужно развертывать в растр. Качество изображений в таком микроскопе хуже, чем в обычном ЗЭМ ¹³.

Проще всего получить сфокусированное изображение в микроскопе с разделением пучков ⁶⁵. Конденсорная линза в таком приборе (см. рис. 7) создает изображение источника электронов в фокальной плоскости объектива, где находится контрастная диафрагма. Фокальная плоскость отображается сама на себя с увеличением, равным 1, так как «луч» из любой точки этой плоскости после преломления в собирающей объективной линзе идет параллельно оптической оси, отражается от «зеркала»-образца и после

второго преломления снова попадает в ту же точку фокальной плоскости. Далее промежуточное изображение, созданное объективом, переносится на конечный экран проекционной линзой. Ход освещающего пучка между диафрагмой освещенного поля и образцом зеркально идентичен ходу отображающего пучка между образцом и плоскостью промежуточного изображения. Подробно такой режим работы ЗЭМ обсуждается в статье Шварце⁶⁵ и в монографии Бока ¹³.

Изображение в сфокусированном ЗЭМ называют *кеазиэмиссионным* и распространяют эту аналогию на теневой режим работы ³², который, одпако, можно рассматривать лишь как подобие эмиссионного микроскопа без апертурной диафрагмы в режиме сильной дефокусировки ⁷¹а.

Несмотря на большую апертуру пучков и, следовательно, большую яркость изображения в сфокусированном режиме, даже в микроскопах с разделением пучков часто применяют теневой режим, так как в этом случае чувствительность ЗЭМ

к микрополям на образце гораздо больше. Изображение создается двухэлектродным или трехэлектродным иммерсионным объективом и затем увеличивается последующими электростатическими или магнитными линзами. Простейший двухэлектродный объектив, который использовался в ранних работах по зеркальной микроскопии ^{35, 72}, дает достаточно хорошее изображение с увеличением до нескольких сотен раз (без промежуточной линзы) и разрешением около 1000 Å. Объектив, состоящий из самого образца — отражателя и анодной диафрагмы (рис. 8, *a*), позволяет сравнительно просто трактовать основные закономерности формирования электронно-зеркальных изображений ^{73, 74}. Рассмотрим геометрически-оптические характеристики такого объектива.

Пусть источник электронов P_0 (кроссовер электронной пушки или его изображение, сформированное конденсорной линзой) с апертурой $2\gamma_0$ и диаметром $2\rho_0$ находится на расстоянии L_1 от диафрагмы A (рис. 8, δ). Можно построить мнимое изображение P_1 этого источника, сформированное оптической системой, состоящей из рассеивающей линзы A и плоского зеркала K_1 , находящегося на расстоянии 2l от нее. Каждой точке B образца K, освещаемой источником P_0 (лучом, вышедшим из точки B_0 параллельно оси), соответствует (с увеличением, равным 1) точка в плоскости K_1 , освещаемая мнимым источником P_1 . Этот источник создает теневое изображение плоскости K_1 , а затем рассеивающая линза A дополнительно увели-



Рис. 7. Ход пучков в зеркальном микроскопе со сфокусированным изображением ⁶⁵.

 источник электронов, 2 — конденсорная линза, 3 — диафрагма поля зрения. 4 — магнитная призма, 5 — объектив, 6 — объект, 7 — контрастная диафрагма, 8 — промемуточное изображение, 9 — проекционная линза, 10 — конечное изображение. чивает это изображение. Суммарное действие мнимого источника P_1 и рассеивающей линзы A эквивалентно, как это видно из рис. 8, δ и следует из простого расчета по формуле тонкой линзы, формированию теневого изображения плоскости K_2 другим мнимым источником P_2 , причем плоскость K_2 — отображение плоскости образца K с увеличением $M'_2 = 2/3$.

Таким образом, вместо «теневого» электронно-зеркального изображения плоскости образца K действительным источником электронов P_0 можно рассматривать обычное теневое изображение плоскости K_2 мнимым источником P_2 (в приближении геометрической оптики). Простой расчет



Рис. 8. Теневой режим работы ЗЭМ с двухэлектродным объективом. a) Упрощенная схема двухэлектродного объектива, б) построение источника P₂, осуществляющего теневую проекцию плоскости образца.

приводит к следующим значениям размеров этого мнимого источника $2\rho_2$, его расстояния x_2 от отображаемой плоскости K_2 , апертурного угла $2\gamma_2$ и «расходимости» $2\alpha_2$ (если пренебречь малой «сходимостью» или «расходимостью» источника P_0):

 $\rho_2 = M_2 \rho_0$, tg $\gamma_2 = tg \gamma_0 / M_2$, $x_2 = (4l/3) (1 - M_2)$, tg $\alpha_2 = 3\rho_0 / 4l$, (1)

где $1/M_2 = 2 + (3L_1/4l)$. Под «расходимостью» $2\alpha_2$ источника P_2 подразумевается угол раствора конуса выходящих из него лучей при апертуре $\gamma_2 \rightarrow 0$. Поскольку рассматривается приближение параксиальной оптики, то tg $\gamma \approx \gamma \approx \sin \gamma$.

При $L_1 \to \infty$ и $\gamma_0 \to 0$ (точечный бесконечно удаленный источник P_0) мнимый источник P_2 перемещается в точку $O_2(x_2 \to 4l/3)$, и увеличение изображения на экране S равно (при $L \gg l$) $M = M'_2 L/\frac{4}{3}l = L/2l$. Дпаметр освещаемой области в плоскости K_2 при этом определяется только расходимостью мнимого источника P_2 и равен $2\rho_0$, что соответствует участку образца с диаметром $3\rho_0$ — в 1,5 раза больше диаметра пучка на входе в линзу A.

Геометрическое разрешение δ теневого микроскопа зависит от размеров освещающего источника и приближенно равно его радиусу ⁶⁶. Поэтому разрешение зеркального микроскопа, работающего в теневом режиме, определяется размерами источника P_2 , и при $L_1 \gg l$ разрешаемое расстояние, отнесенное к плоскости образца, составляет

$$\delta \approx \rho_2 / M_2' \approx 2 \left(l / L_1 \right) \rho_0. \tag{2}$$

При $L_1 \rightarrow \infty$ и $\rho_0 = \text{const}$ разрешение ЗЭМ в приближении геометрической оптики уже не ограничивается размерами источника электронов $2\rho_0$. Однако в реальной конструкции прибора отношение $l/L_1 \ge 5 \cdot 10^{-4}$, так как обычно $L_1 \leqslant 1$ м (определяется допустимыми размерами прибора) и $l \ge 0,5$ мм (определяется допустимой напряженностью электрического поля: при l = 0,5 мм и ускоряющем напряжении $U_0 = 10$ кв напряженность поля у поверхности образца $E_0 = 200$ кв/см, что близко к пробойному значению для идеально гладких поверхностей). Поэтому предельное разрешение

теневого ЗЭМ (ограниченное чисто геометрическими причинами) $\delta \ge 10^{-3}\rho_0$. В настоящее время достигнуто ⁷ разрешение 800 Å. Разрешение сфокусированного ЗЭМ пока примерно такое же. Теоретические ограничения разрешающей способности будут рассмотрены далее.

Не следует смешивать собирающий и сфокусированный режимы работы ЗЭМ. В собирающем режиме может работать обычный прибор прямой конструкции ⁷⁵, например с трехэлектродным объективом (рис. 9),



Рис. 9. Ход лучей в собирающем зеркальном микроскопе (a) и его геометрическиоптическая аналогия (б) 75 .

3

a)

1 - экран для наблюдения, 2 - плоскость отражения лучей или электронов, 3 - образец.

однако при фокусировке такого объектива на плоскость образца изображение отсутствует по причинам, отмеченным выше. Таким образом, собирающий режим, так же как и рассеивающий, в микроскопе прямой конструкции являются просто разновидностями теневого режима работы. Переход от собирающего к рассеивающему режиму (при изменении напряжений на электродах трех- и пятиэлектродного объектива) подробно рассмогрен в работах ^{41, 76}а. Новая конструкция пятиэлектродного зеркального объектива описана в работе ⁷⁶⁶.

5. ОТОБРАЖЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО РЕЛЬЕФА И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОПОЛЕЙ

Рельеф поверхности или электрические микрополя на электроде-отражателе искажают плоские эквипотенциальные поверхности однородного тормозящего поля иммерсионного объектива, что приводит к модуляции по скоростям и по плотности отражающегося электронного пучка. Поскольку выпуклая эквипотенциальная поверхность в тормозящем поле действует на электроны так же, как рассеивающее зеркало на световой пучок, «бугорок» на поверхности образца будет отображаться на экране ЗЭМ (в теневом рассеивающем режиме) в виде темного пятна со светлой окантовкой, в то время как «впадина» или положительно заряженный участок поверхности будет фокусировать электронный пучок, и на экране появится светлое пятно ³³.

Теоретически проблема формирования контраста изображения электрических микрополей разобрана впервые Вискоттом⁷⁷. Вначале с позиций геометрической оптики автор решает задачу о контрасте в первом приближении теории возмущений. При расчете введен ряд допущений: поле между образцом и диафрагмой двухэлектродного иммерсионного объектива (см. рис. 8, *a*) считается однородным, первичный пучок монохроматичен, направлен вдоль оси *z* и сохраняет параллельность после прохождения диафрагмы (довольно грубое допущение, справедливое лишь в очень малой приосевой области).

Для нахождения траекторий электронов нужно решить уравнение движения в суммарном поле **E**, созданном иммерсионным объективом и микрополями на образце (в полупространстве $z \ge 0$):

...

$$\mathbf{r}(t) = \eta_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}), \qquad (3a)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\operatorname{grad} \left[E_{\infty} \cdot (z - z_0) + \psi(x, y, z) \right], \tag{36}$$

где **г** — радиус-вектор электрона, x и y — координаты в плоскости образца (z = 0), $\eta_0 = e/m$ — отношение заряда электрона к его массе, E_{∞} напряженность асимптотически однородного поля объектива, $\psi(x, y, z)$ потенциал, учитывающий возмущения на поверхности образца, z_0 — координата поверхности нулевого полного потенциала для невозмущенного поля ($\psi \equiv 0$), т. е. расстояние этой «поверхности отражения» от образца (z = 0). Предполагается, что геометрические размеры возмущений на поверхности образца много меньше расстояния от образца до диафрагмы (тогда можно ввести E_{∞}).

После вычисления траекторий (например, численным интегрированием) рассчитывается распределение плотности тока $j_z(x, y, z)$ в любом сечении, исходя из сохранения трубок тока:

$$j_z df = j_{ze} df_e = \text{const},\tag{4}$$

где j_{ze} — плотность тока освещающего пучка и df_e — перпендикулярный к оси этого пучка элемент поверхности. Если ввести обобщенные координаты α , β и задать электронные траектории в форме $\alpha = \alpha$ (α_e , β_e , z), $\beta = \beta$ (α_e , β_e , z) (индекс e — для входящего пучка), то

$$j_z/j_{ze} = df_e/df = [\partial (\alpha_e, \beta_e)/\partial (\alpha, \beta)] g (\alpha_e, \beta_e)/g (\alpha, \beta).$$
(5)

Во всех точках поверхности

$$g(\alpha, \beta) \partial(\alpha, \beta) / \partial(\alpha_e, \beta_e) = 0$$
(6)

компонента плотности тока $j_z \to \infty$ (в приближении геометрической оптики), т. е. возникает каустическая фигура (рис. 10).

Во многих случаях для нахождения траекторий вместо численного интегрирования (За), (Зб) можно воспользоваться методом последовательных приближений, если считать нулевым приближением траектории в невозмущенном однородном поле ($\psi = 0$). Если протяженность возмущающего поля в z-направлении и его напряженность малы, то, по Вискотту, можно считать, что весь дополнительный тангенциальный импульс, полученный электроном при прохождении зоны возмущения, приложен в точке поворота. Такое приближение применимо до тех пор, пока тангенциальное отклонение электронов после прохождения зоны возмущения мало́ по сравнению с ее размерами. Если пренебречь z-компонентой возмущающего поля по сравнению с z-компонентой однородного поля (т. е. считать, что $\partial \psi / \partial z \ll 1$), то из (За), (Зб) можно найти простое соотношение между координатой и временем движения. В безразмерных переменных X = x/a, Z = z/a, $\Psi = \Psi / a E_{\infty}$,



Рис. 10. Траектории электронов, отражающихся в иоле полусферической неоднородности.

Получены численным интегрированием уравнения (3а), (3б) при введении безразмерных переменных. На расстоянии $Z \approx 8$ образуется каустическая фигура ⁷⁷.

 $T = t \; (\eta_0 E_\infty/a)^{1/2} \; (a$ — характерная длина, например диаметр впадины на образце) это соотношение имеет вид

$$T - T_0 = [2 (Z - Z_0)]^{1/2}.$$
(7)

Затем можно проинтегрировать уравнение (За), например, для X-координаты:

$$\frac{dX}{dT}\Big|_{a} - \frac{dX}{dT}\Big|_{e} = \dot{X}_{a} - \dot{X}_{e} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \Psi\left(x, y, z\right)}{\partial X}\Big|_{\substack{X = Xe, \\ Y = Ye}}, \ dT = 2\int_{Z_{0}}^{\infty} \frac{\partial \Psi}{\partial X}\Big|_{Xe, Ye} \frac{dZ}{\left[2\left(Z - Z_{0}\right)\right]^{1/2}};$$
(8)

здесь индекс *a* относится к уходящим (отраженным) электронам. Аналогичное соотношение можно записать для координаты Y = y/a.

В этом приближении (весь тангенциальный импульс приложен в точке поворота) для параллельного оси первичного пучка ($\dot{X}_e = \dot{Y}_e = 0$) траектории отраженных электронов будут описываться соотношениями

$$X_{a} (X_{e}, Y_{e}, Z) = X_{e} + [2 (Z - Z_{0})]^{1/2} \dot{X}_{a} (X_{e}, Y_{e}, Z_{0}),$$

$$Y_{a} (X_{e}, Y_{e}, Z) = Y_{e} + [2 (Z - Z_{0})]^{1/2} \dot{Y}_{a} (X_{e}, Y_{e}, Z_{0}).$$
(9)

Таким образом, для любого заданного слабого возмущения $\Psi(X, Y, Z)$ по формулам (8), (9) можно найти траектории электронов, а затем по (5) рассчитать плотность тока в любом сечении. Например, для возмущения в виде канавки, контур которой задается уравнением $Z - 2 + [Z/(X^2 + Z^2)] = 0$, нормированное уравнение траектории, полученное из (8) и (9), имеет вид

$$u_a = u_e - (\pi/Z_0^2) w^{1/2} \left[\sin \left((^{3}/_2) \operatorname{arctg} u_e \right) / (1 + u_e^2)^{3/4} \right], \tag{10}$$

где

$$u = X/Z_0 = x/z_0, \ w = Z/Z_0 = z/z_0$$

Из этого уравнения видно, что для подобных форм канавок формы траекторий и, следовательно, распределений плотности тока и каустических фигур не зависят от Z_0 (если не учитывать растяжения в направлении оси z из-за коэффициента Z_0^{-2} в (10)). Поэтому для нахождения распределений плотности тока в различных сечениях вместо механического перемещения экрана в z-направлении можно использовать «электрическое смещение» отображаемой поверхности, если менять разность потенциалов между катодом электронной пушки и исследуемым образцом (напряжение смещения). В частности, всегда можно добиться, чтобы на экран попадало острие каустики, соответствующее гауссовскому изображению бесконечно удаленной эмиттирующей точки. Этот вывод был экспериментально подтвержден Вискоттом совместно с Барцем.

Используя представление потепциала возмущения (для двумерной задачи) в виде

$$\Psi(X, Z) = \operatorname{Re} \int_{0}^{\infty} A(\tau) \exp(-\tau z - \iota \tau x) d\tau = \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A^{n}(+0)}{(Z + \iota X)^{n+1}}, \quad (11)$$

где

$$A^{(n)}(-0) = d^n A/d\tau^n |_{\tau \to +0}$$

(такое представление возможно для достаточно широкого класса функций и удовлетворяет условию $\psi(x, z) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$), Вискотт находит нормированную скорость отраженного электрона:

$$\dot{X}_{a} = \operatorname{Re} \frac{\sqrt{2\pi}}{\iota} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A^{n} (+0)}{Z_{0}^{n+3/2}} \frac{(2n+1)!}{2^{n} (n!)^{2}} \frac{1}{(1+\iota u_{e})^{n+3/2}}$$
(12)

(аналогично решается и трехмерная задача).

Отсюда следует важный для практического применения зеркального микроскопа вывод: траектории электронов при отражении на большом расстоянии от поверхности образца ($Z_0 \gg 1$) определяются в основном первым отличным от нуля членом разложения (12), т. е. грубым нарушением структуры образца. Тонкая структура становится заметной только при отражении электронов на малом расстоянии от поверхности образца. Если должны не только наблюдаться, но и интерпретироваться тонкие детали, то нужно позаботиться о том, чтобы они не перекрывались грубой структурой, т. е. поверхность должна быть хорошо отполирована. Действительно, Хейденрейх ^{43,78a} показал, что если менять напряжение смещения, нельзя одновременно получить «резкое» отображение (острие каустики в плоскости экрана) мелких и грубых деталей рельефа. В то время как светооптическое изображение удвумерно» (малая глубина резкости), ЗЭМ дает «пространственное» изображение рельефа, так как электронно-оптический показатель преломления $n \sim U^{1/2}$ меняется плавно.

Метод расчета траекторий электронов, предложенный Вискоттом, был тщательно проверен в работе ⁷⁹ на установке, моделирующей траектории электронов в ЗЭМ. Пропорционально увеличенный объект зондируется тонким параллельным пучком электронов, который отражается вблизи изучаемой геометрической неоднородности, ускоряется в однородном поле, созданном системой цилиндрических электродов с нарастающим потенциалом, и попадает на люминесцентный экран. Находится зависимость координаты x_1 точки попадания на экран от координаты x_0 точки входа пучка.



Рис. 11. Распределения плотности тока на экране ЗЭМ, полученные на моделирующей установке⁷⁹ при отражении электронов от выступов (*a*) или впадин (*б*) различной формы. Плоскость отражения для бесструктурного объекта обозначена прямой линией.

Плотность тока *i*, которая возникала бы на соответствующем участке экрана ЗЭМ, находится как отношение dx_0/dx_1 . Если точки поворота — на некотором расстоянии от объекта, то метод Вискотта дает достаточно хорошее приближение (совпадение измеренных и вычисленных кривых вполне удовлетворительно). При близком отражении, как и следовало ожидать, совпадение ухудшается. Авторы ⁷⁹ приходят к выводу, что с помощью зеркального микроскопа трудно различить форму геометрических выступов (или впадин) на поверхности образца, так как изображения сильно отличающихся по форме выступов (впадин) почти одинаковы (рис. 11).

Из приведенного выше расчета следует, что контраст изображений геометрического рельефа и электрических неоднородностей определяется одними и теми же формулами, если ввести соответствующий потенциал возмущения. Таким образом, налицо большое сходство механизма формирования зеркальных изображений геометрического рельефа и электрических микрополей. Это подчеркивается в работе Хейденрейха ⁷⁸⁶ на примере отображения ступенек скола и скачков потенциала. Поскольку такую геометрическую или электрическую «ступеньку» можно рассматривать как выпукло-вогнутую неоднородность, «изображением» ее будет двойная светло-темная полоска, светлый край которой соответствует более положительному (или более низкому) участку поверхности (рис. 12). Эта полоска, кроме того, смещена в направлении более низкого уровня (большего потенциала). Поэтому зеркальные изображения выступов растянуты, а впадин — сжаты (рис. 13). Аналогичная дисторсия при отображении синусоидального потенциала обсуждалась в работе ⁸⁰. При протекании



Рис. 12. Отображение геометрических (а, б) и электрических (в, г) «ступенек» на поверхности образца.

тока по поверхности образца благодаря этому участки с хорошей проводимостью рельефно выделяются на изображении в виде темных областей



Рис. 13. Отображение ступенек скола на NaCl.

a, б) электронно-зеркальное изображение соответствующих поверхностей скола; в) светооптическое изображение; г) схема смещения зеркального изображения ступенек (штриховая линия) относительно светооптического изображения (сплошные линии).

с белой окантовкой и кажутся приподнятыми над участками с плохой проводимостью: можно снимать своеобразные стереопары, причем стереоскопический эффект достигается простым изменением тока через образец ⁸¹.

Несмотря на большое сходство формирования изображения электрических микрополей и геометрического рельефа, существует важное для практических применений различие между ними: «геометрический» контраст улучшается с ростом напряженности E_{∞} тормозящего поля, а «электрический» ослабевает. Это непосредственно видно из формулы для приращения тангенциального импульса электрона (8), где $\Psi = \psi/aE_{\infty}$, и для электрической неоднородности потенциал ψ ограничен. Такой эффект подавления электрической «микролинзы» «микролинзой» ускоряющего поля иммерсионного объектива был указан в работах ^{45,82}. Действие электрической «микролинзы» качественно рассматривалось также в статье ⁸³.

Более строгий теоретический подход к проблеме контраста изображения электрических микрополей дан в работе ⁸⁴ на основе общего метода решения задач контраста ⁷¹⁶. Для расчета траекторий электронов используется метод Вискотта, но возмущающий потенциал $\psi(x, y, z)$ представляется не разложением (11), а в виде интеграла — как решение задачи Дирихле для полупространства $z \ge 0$ с граничным условием $\psi(x, y, 0) =$ $= \phi(x, y)$ (где $\phi(x, y)$ — заданный потенциал на поверхности образца):

$$\psi(x, y, z) = (z/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \{\varphi(x-\xi, y-\eta)/[\xi^2+\eta^2+z^2]^{3/2}\} d\xi d\eta.$$
(13)

После подстановки ψ в соотношение типа (8) можно найти приращение Δv тангенциальной скорости электрона, отразившегося непосредственно от поверхности образца и прошедшего область действия возмущающего микрополя:

$$\Delta \mathbf{v} = \{ (2\pi\eta_0/E_0)^{1/2} / [\Gamma(1/4)]^2 \} \int_{-\infty}^{\infty} [\text{grad } \varphi(x-\xi, y-\eta)/(\xi^2+\eta^2)^{3/4}] d\xi d\eta; \quad (14)$$

здесь E_0 — напряженность однородного тормозящего поля (соответствует E_{∞} в формуле (36)) и Г (1/4) \approx 3,626. Затем можно рассчитать соответствующее смещение точки попадания электрона на экран микроскопа. Так, например, для ЗЭМ с двухэлектродным объективом в теневом режиме работы радиальное смещение равно ⁸⁴

$$\Delta R = (\Delta v/v_0) 3L/2, \tag{15}$$

где $v_0 = (2\eta_0 U_0)^{1/2}$ — начальная скорость электронов, $U_0 = E_0 l$ — ускоряющее напряжение, l и L — расстояние от анода иммерсионного объектива до образца и экрана соответственно. Контраст изображения, т. е. распределение плотности тока на экране, рассчитывается по формуле вида (5).

Для одномерного микрополя на поверхности получаем Δv из (14) интегрированием по η . Если электрон отражается на некоторой высоте h над поверхностью образца, то

$$\Delta R = \frac{3Ll^{1/2}}{2^{3/2}U_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varphi \left(x-\xi\right)}{dx} \left[\frac{h+(\xi^2+h^2)^{1/2}}{\xi^2+h^2}\right]^{1/2} d\xi.$$
(16)

Высота отражения h над точкой образца, находящейся на расстоянии r от оптической оси, определяется приближенной формулой

$$h = (r^2/36l) + (U_{\rm cm}/U_0)l, \tag{17}$$

где U_{см} — напряжение смещения.

Если потенциал возмущающего поля зависит только от одной координаты x на образце (X на экране), то можно записать условие сохранения трубок тока (4) в виде

$$j_0(X) dX = j(X') dX',$$
 (18)

где $j_0(X)$ и j(X') — первоначальная и возмущенная плотности тока на экране соответственно, X' — новая координата точки попадания электрона на экран при наличии возмущения, причем

$$X' = X + S(X);$$
 (19)

здесь через $S(X) \equiv \Delta X(X)$ обозначена величина смещения точки попадания электрона на экран. Из (18) и (19) следует

$$j(X') = j_0(X) \{1 + [dS(X)/dX]\}^{-1}.$$
 (20)

По картине контраста, т. е. по известной зависимости j(X'), можно восстановить микрополе, обусловливающее контраст. При этом задача раз-



Рис. 14. Определение смещения S (X) точки попадания на экран электрона, прошедшего область действия возмущающего микрополя.

I₀ — интегральная кривая распределения плотности тока на экране при отсутствии возмущающего микрополя, I₁ — интегральная кривая при включенном микрополе. бивается на два этапа: 1) нахождение смещения электропов S(X) под действием микрополей по заданному распределению j(X'); 2) расчет микрополей по вычисленному смещению S(X). Для решения первой части задачи существует несколько различных методов. Отметим прежде всего графический способ⁸⁴. Интегрируя (18), получим

$$I_0(X) = \int_{X_0}^X j(X) \, dX = \int_{X_0'}^X j(X') \, dX' = I_1(X').$$
(21)

Приравнивая интегралы I_0 и I_1 , находим S(X) (рис. 14). Отнесенное к образцу смещение $\Delta x(x) = S(X)/M$, где M — увеличение прибора. Однозначное определение S(X) возможно лишь при отсутствии на изображении каустических линий, т. е. если во всех точках изображения выполняется условие dS/dX > -1, вытекающее из (20) и аналогичное условию (6).

Близкий к рассмотренному выше способ был использован в работе 85 , где определение смещения по формулам вида (21) проводилось не графически, а численно на ЭВМ. Кроме того, в работе 86 был предложен метод автоматической регистрации смещения S(X), основанный на введении цени обратной связи в систему отклонения в ЗЭМ. В работе 87 соотношения, аналогичные (21), были получены для двумерных микрополей, обладающих круговой симметрией. Величину S(X) можно находить также непосредственным измерением смещений изображения, например мелкоструктурной координатной сетки, нанесенной на поверхности образца.

Если измерить смещения траекторий, можно путем решения интегрального уравнения вида (16) на ЭВМ рассчитать распределение потенциала. Соотношение (16) — интегральное уравнение типа свертки относительно функции $d\varphi/dx$. Если применить к (16) метод преобразования Фурье с регуляризацией расходящегося интеграла, можно найти (при h = 0) решение обратной задачи контраста⁸⁸:

$$d\varphi/dx = (U_0/3 \cdot 2^{1/2} \pi L l^{1/2}) \int_{-\infty}^{\infty} \{ [\Delta R(x) - \Delta R(x-\xi)] / |\xi|^{3/2} \} d\xi.$$
(22)

Таким образом, если найти из распределений плотности тока на экрапе ЗЭМ (при включенном и выключенном микрополе) смещения траекторий электронов под действием микрополя, можно рассчитать на ЭЦВМ поле $d\phi/dx$ и потенциал $\phi(x)$ на поверхности образца или на любой высоте h над ней. Полученное решение обратной задачи проявляет слабую неустойчивость ⁸⁸. При $h \neq 0$ обратную задачу нужно решать с регуляризацией по методу Тихонова ⁸⁹.

В тех же приближениях рассчитывается контраст изображений геометрического рельефа ⁷¹, так как выступ высотой h на поверхности образца, находящегося в однородном поле E_0 , эквивалентен понижению потенциала данного участка поверхности на величину (— E_0h), т. е. можно заменить функцию геометрического рельефа h(x, y) «электрическим рельефом» распределением потенциала вида

$$\varphi(x, y) = -E_0 h(x, y)$$
 (23)

и далее вести расчет контраста по формулам (16) — (20).

Несколько иной подход к проблеме отображения потенциальных и геометрических рельефов в ЗЭМ, разрабатываемый в последние годы рядом исследователей ⁹⁰⁻⁹³ — это метод спектральных характеристик. Зеркальная электронно-оптическая система рассматривается как некоторый фильтр, обеспечивающий более или менее искаженную передачу спектра пространственных частот на образце, аналогично тому, как обычный радиотехнический фильтр пропускает ту или иную полосу временных частот. Поэтому определение чувствительности и контраста изображения, созданного зеркальной электронно-оптической системой, сводится к нахождению ее спектра пропускания, а точнее к нахождению ее частотно-контрастной (спектральной) характеристики.

Распределение потенциала на поверхности образца можно представить в виде интеграла Фурье (рассматривается одномерный случай):

$$\varphi(x) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(\omega) \exp(i\omega x) d\omega, \quad \varphi_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) \exp(-i\omega x) dx, \quad (24)$$

где $\omega = 2\pi v = 1/a$ — пространственная частота сигнала ($2\pi a$ — пространственный период), $\varphi_0(\omega)$ — спектральная плотность потенциального рельефа (амплитуда потенциала при синусоидальном распределении его).

Если изображающая система линейна, т. е. се параметры пе зависят от величины исходного сигнала, то распределение яркости на экране j(x) такой идеализированной системы или относительный контраст изображения K(x) можно представить в виде ⁹¹:

$$K(x) = [j(x) - j_0]/j_0 = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(\omega) S(\omega) \exp[i\omega x + i\Omega(\omega)] d\omega, \quad (25)$$

причем спектр изображения равен произведению исходного спектра $\varphi_0(\omega)$ на спектр системы передачи $S(\omega)$. Если известна спектральная характеристика системы $S(\omega)$ и фазово-частотная зависимость $\Omega(\omega)$, то по формулам (24), (25) можно рассчитать контраст изображения произвольного распределения потенциала на образце. При синусоидальном распределении исследуемого потенциала спектральная характеристика является коэффициентом преобразования амплитуды рельефа в амплитуду контраста.

Процесс формирования изображения, рассматриваемый с точки зрения передачи информации о структуре образца, можно разбить на три стадии: 1) модуляция носителей информации (электронов) изучаемой структурой, 2) перенос информации и 3) демодуляция. В эмиссионном микроскопе с апертурной диафрагмой и в ЗЭМ со сфокусированным изображением 11 уфн т. 110. вып. 4 демодуляция осуществляется срезанием отклоненных электронов краем диафрагмы, а в «теневом» ЗЭМ она происходит одновременно с переносом информации: электронный пучок, модулированный по скоростям исследуемым рельефом, перераспределяется по плотности. Оба вида демодуляции линейны лишь в узком днапазоне степени модуляции, причем теневое изображение — более чувствительный способ демодуляции ⁹⁰. Эффективность модуляции в различных системах подробно рассмотрена Артамоновым ⁹⁴.

Функция передачи (спектральная характеристика) для «тепевого» ЗЭМ впервые рассматривалась Шварце ⁹⁰, но гораздо более полное решение получено Артамоновым с соавторами (см. ^{91,94}), а затем, в несколько упрощенном виде, независимо найдено Барнеттом и Никсоном ⁹³. Схема решения ⁹³ такова. Для симметричного возмущающего потенциала на поверхности, зависящего только от координаты x, находится распределение потенциала (как решение уравнения Лапласа) в полупространстве над образцом при $z \ge 0$:

$$\varphi_{\mu}(x, z) = (1/\pi) \int_{0}^{\infty} \varphi_{0}(\omega) \exp(-\omega z) \cos \omega x \, d\omega.$$
 (26)

Затем методом последовательных приближений решаются (3a), (3б), т. е. находятся смещения траектории электрона под воздействием микрополя $s = x - x_0$. При малых s и ds/dx относительный контраст изображения $K(x) \approx -ds/dx$. Поскольку уравнения движения нелинейны, контраст изображения, найденный в виде (25), будет содержать нелинейные зависимости

$$S = S (\omega, \varphi_0(\omega))$$
 и $\Omega = \Omega (\omega, \varphi_0(\omega)).$

Однако при слабых микрополях, напряженность поля которых E_{μ} удовлетворяет условию

$$|\mathbf{E}_{\mu}|_{\max} \leqslant 0.3 \ E_{0}, \tag{27}$$

и при ограничении полосы частот снизу (не рассматриваются микрополя, период которых больше размеров образца или расстояния образец — экран), нелинейность мала, поэтому довольно сложное выражение для контраста упрощается, зависимостью Ω (ω) можно пренебречь, и спектральная характеристика зеркальной системы (в интервале $\omega_0 \leqslant \omega \leqslant 0.1 \omega_{\rm rp}$) принимает вид

$$S(\omega) = \pi \omega^{3/2} \left\{ E_0 \sqrt{\omega_0} \left[1 - \left(2\alpha E_{\mu}^0 / \pi E_0 \right) \right] \right\}^{-1} \exp(-\omega \delta),$$

$$E_{\mu}^0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \omega \varphi_0(\omega) \exp\left(-\omega \frac{U_{\rm CM}}{E_0}\right) \cos \omega x_0 \, d\omega, \ \delta(x_0) =$$

$$= \frac{U_{\rm CM}}{E_0} \frac{1 - 2\alpha \left(E_{\mu}^0 / \omega U_{\rm CM} \right)}{1 - 2\alpha \left(E_{\mu}^0 / \pi E_0 \right)}; \qquad (28)$$

здесь $\alpha \approx 0,6$ — коэффициент квадратичной аппроксимации неэлементарных функций, описывающих решение уравнений движения, $\delta(x_0)$ — уравнение эквипотенциали отражения падающих электронов, $\omega_c = \pi/L$, L расстояние от эквипотенциали отражения до плоскости экрана (находящегося, по условию, в том же однородном поле), $\omega_{\rm rp} = \pi E_0/\phi_0$ — предельная частота сигнала с амплитудой ϕ_0 , воспроизводимая зеркальной системой. Ограничение $\omega \leqslant 0,1 \omega_{\rm rp}$, как легко показать для синусоидального распределения, эквивалентно условию (27) малости микрополя.

Спектральная характеристика (28) рассчитана для произвольного распределения поля на образце и монокинетического освещающего пучка. Практически ее лучше использовать для синусоидального распределения, так как иначе теряет физический смысля «эквипотенциаль отражения» $\delta(x_0)$, зависящая от частоты сигнала ω . Кроме того, с учетом условия (27), для достаточно большого напряжения смещения $U_{\rm CM} > E_0/\omega_0$ выражение для спектральной характеристики можно упростить:

$$S(\omega) = [(\pi L)^{1/2}/E_0] \omega^{3/2} \exp(-\omega U_{\rm CM}/E_0).$$

Подобное выражение для спектральной характеристики получено также менее строго Бариеттом и Никсоном ⁹³ в тех же приближениях, но с учетом геометрической оптики реального зеркального микроскопа:

$$T(\mathbf{v}) = A \mathbf{v}^{3/2} \exp\left(-2\pi v U_{\rm cm}/E_0\right)$$
(29)

 $(v = \omega/2\pi - пространственная частота, <math>T(v) - \phi$ ункция передачи для слабого контраста, A — параметр, зависящий от геометрической оптики системы и напряженности тормозящего

поля). Спектральная характеристика (рис. 15) имеет максимум при $v_{max} = = 3E_0/4\pi U_{cM}$. С уменьшением напряжения смещения (или с увеличением напряженности поля E_0) «оптимальный



Рис. 15. Спектральные характеристики ЗЭМ (в относительных единицах) для различных напряжений смещения ($U_{\rm CM}$) при напряженности ускоряющего поля $E = 2\pi \ e/м\kappa \ll \approx 62.8 \ \kappa e/cm$. Штриховой кривой указан график функции $T(v_{\rm max}) = \alpha v_{\rm max}^{3/2}$.



Рис. 16. Спектральные характеристики для различных значений разброса по скоростям освещающего пучка $kT_{3}/e\varphi_{3}$ ⁹¹.

пространственный период», дающий максимальный контраст изображения, уменьшается, т. е. улучшается разрешение прибора. Однако при малых U_{см} в реальном приборе быстрые электроны из «максвелловского хвоста» распределения по скоростям попадают на поверхность образца, поэтому контраст и разрешение ухудшаются.

Влияние разброса по скоростям kT/e освещающего пучка на вид спектральной характеристики исследовалось Артамоновым и Комоловым ⁹¹. Для синусоидального распределения потенциала на образце и максвелловского распределения скоростей освещающего пучка

$$S(\omega) = \frac{\omega^{3/2}}{E_0 \omega_0^{3/2}} \exp\left(-\omega \frac{U_{\rm CM}}{E_0}\right) \frac{\exp\left[-(\omega^2 \pi / E_0 \omega_0 M^2) kT/e\right]}{\left[1 + (\omega / \pi E_0) kT/e\right]^{1/2}}$$

(M -увеличение прибора, $\omega = \pi/\mathcal{L}$, $\mathcal{L} -$ расстояние образец — экран). Немонокинетичность пучка приводит к завалу спектральной характеристики на высоких частотах (рис. 16), т. е. к ухудшению разрешения зеркальной системы. Следует отметить неточность в работе ⁹³. Спектральную характеристику (см. рис. 15) в области $v \geqslant v_{max}$ можно использовать только для очень грубых оценок, так как в этой области (при фиксированной амплитуде гармоник распределения потенциала) не выполняется условие малости микрополя (27), благодаря которому можно линеаризировать уравнения движения электрона и получить зависимость (29). Именно поэтому в работах ^{91,94} спектральная характеристика строится лишь в узком диапазоне частот (ср. (28) и рис. 16). На другую неточность в работе ⁹³ обратили внимание авторы ⁹⁵: в выражении (29) отсутствует множитель вида ехр ($-2\pi v E_{\mu}/E_{0}$), который неявно входит в формулу (28) и также приводит к немонотонной зависимости спектральной характеристики от частоты. Спектральные характеристики для ЗЭМ, работающих в сфокусированном режиме, получены впервые в работе ⁶⁵ и более подробно рассмотрены в статье ⁹⁵ и монографии ¹³.

Вследствие весьма существенной нелинейности зеркальной системы ход спектральной характеристики отличается для положительных и отрицательных участков потенциального рельефа (сдвиг изображения в сторону более положительных участков — см. выше), поэтому приходится строить усредненную спектральную характеристику, что, конечно, снижает достоинства рассматриваемого метода. Тем не менее экспериментальная проверка расчетных зпачений спектральной характеристики, проведенная Артамоновым с соавторами ⁹², показала вполне удовлетворительное совпадение теоретических и опытных данных.

Таким образом, реальную зеркальную электронно-оптическую сист ему можно также (с некоторыми допущениями) рассматривать как квазилинейный фильтр пространственных частот с ограниченной полосой пропускания (сильный завал высоких и низких частот).

Нужно также указать ⁹⁶ на аналогию двух, казалось бы, различных изложенных выше методов решения задачи о контрасте изображения электрических микрополей. Если провести фурье-преобразование интегрального выражения типа свертки (13), то для одномерного распределения потенциала на поверхности получим представление потенциала типа (26), что показывает сходство начальных этапов обоих путей нахождения контраста изображений.

6. РАЗРЕШЕНИЕ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЗЕРКАЛЬНОГО МИКРОСКОПА

Строгое решение задачи о предельном разрешении δ зеркального микроскопа может быть получено только с позиций волновой механики, так как в точке поворота дебройлевская длина волны $\lambda \rightarrow \infty$. Грубую оценку δ можно получить квазиклассическим методом из соотношения неопределенностей Гейзенберга (см. ⁷⁷). Например, для периодического распределения потенциала на образце (пространственный период 2*ла* по *x* и по *y*)

$$\Psi_0 = (1/2) \exp \left[-(z/a) - 1\right] \left[\cos \left(x/a\right) + \cos \left(y/a\right)\right] = (1/2) \exp \left[-(Z+1)\right] (\cos X + \cos Y)'$$
(30)

приращение тангенциальной скорости, в соответствии с (8), равно

$$\Delta\left(\frac{dX}{dT}\right) = 2\int_{Z_0}^{\infty} \frac{\partial\Psi_0}{\partial X} \Big|_{X_e} \frac{dZ}{\left[2(Z-Z_0)\right]^{1/2}} = -\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left(-Z_0-1\right) \sin X_e$$

и максимальное приращение импульса — $\Delta p = (\pi mae E_{\infty}/2)^{1/2} \exp{(-Z_0 - 1)}$.

«Картина» поверхности образца появляется в том случае, если отклонение Δs отображающих электронов не меньше протяженности области возмущения. Из соотношения Гейзенберга $\Delta p \Delta s \ge \hbar/2$, если положить $\Delta s = 2\pi a$ и использовать найденное выше значение Δp , можно найти разрешаемый период:

$$\delta = 2\pi a \geqslant \exp\left[(2/3) \left(Z_0 + 1\right)\right] (\hbar^2 / meE_\infty)^{1/3}.$$
 (31)

При $z_0 = 0$ (отражение непосредственно от невозмущенной поверхности образца) и $E_{\infty} = 100 \ \kappa e/cm$ минимальный разрешаемый пространственный период, по (31), $2\pi a_{\min} \approx 40$ Å. По более точной оценке Вискотта, $2\pi a_{\min} \approx 70$ Å.

Анализ проблемы предельного разрешения идеализированного ЗЭМ без учета геометрически-оптических ограничений проведен Вискоттом ⁷⁷. Методом последовательных приближений решается уравнение Шрёдингера для волновой функции U, которое в нормированной форме имеет вид

$$\Delta U + (9/4) [\zeta + \alpha \Psi (\xi, \eta, \zeta)] U = 0, \qquad (32)$$

где

$$\xi = x/l_0, \ \eta = y/l_0, \ \zeta = (Z - Z_0), \ \alpha = a/l_0, \ \beta = b/l_0, \ l_0 = (9\hbar^2/8emE_{\infty})^{1/3}.$$

Для периодического распределения потенциала

$$\Psi(\xi, \eta, \zeta) = = \sum_{\mu, \nu} v_{\mu\nu} \exp\left\{-(\zeta + \zeta_0) \left[(\mu^2 / \alpha^2) + (\nu^2 / \beta^2)\right]^{1/2}\right\} \exp\left\{i \left[\mu \left(\xi / \alpha\right) + \nu \left(\eta / \beta\right)\right]\right\} (33)$$

(периоды по осям x и y соответственно — $2\pi l_0 \alpha$ и $2\pi l_0 \beta$; коэффициент $v_{00} = 0$, остальные — произвольные) волновая функция ищется в виде

$$U(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{\mu, \nu} U_{\mu\nu}(\zeta) \exp \{i \left[\mu \left(\xi/\alpha\right) + \nu \left(\eta/\beta\right)\right]\}.$$
(34)

После подстановки (33) и (34) в уравнение (32) для коэффициентов $U_{\mu\nu}$ получаем неоднородное уравнение Бесселя, которое интегрируется методом последовательных приближений, если считать, что $\alpha < 1$ — малый параметр. Контраст «изображения», т. е. отношение плотности тока $j_{\zeta a}$ отраженных электронов к плотности тока $j_{\zeta e}$ падающего параллельного моно-хроматического пучка (плоская волна), находится затем как отношение

$$j_{\zeta a}/j_{\zeta e} = |U_a|^2 |U_e|^2.$$

Для простейшего периодического распределения потенциала $\Psi = \Psi_0$ по (30) (a = b, $v_{\mu\nu} = 1/4e$ при $\mu^2 + \nu^2 = 1$ и $v_{\mu\nu} = 0$ при $\mu^2 + \nu^2 \neq 4$) первое приближение при решении уравнения Бесселя дает

$$j_{\zeta a}/j_{\zeta e} = 1 + (8/3) |C_{10, a}^{(1)}| [\cos(\xi/\alpha) + \cos(\eta/\alpha)] \sin(2\zeta^{1/2}/3\alpha^2).$$

Коэффициент $C_{10}^{(1)}$, а первого и коэффициенты $C_{\mu\nu}^{(2)}$, а второго приближения в зависимости от 2ла приведены на рис. 17. Принимая в качестве критерия разрешения периодической структуры отношение минимальной плотности тока к максимальной

$$j_{\zeta a}^{\min}/j_{\zeta a}^{\max} = [1 - (16/3) |C_{10, a}^{(1)}|] / [1 + (16/3) |C_{10, a}^{(1)}|] \ll 3/4,$$

получаем ограничение для коэффициента 4 | $C_{10,a}^{(1)}$ | $\geq 3/28$ и из рис. 17 (при $\zeta_0 = 0$) находим минимальный разрешаемый период:

$$2\pi a_{\min} \approx 3,45 \; (9\hbar^2/8emE_{\infty})^{1/3}.$$
 (35)

При $E_{\infty} = 100 \ \kappa e/cm$ в идеальном ЗЭМ должна разрешаться структура с периодом около 70 Å, а в протонном зеркальном микроскопе — 6 Å

Следует отметить своеобразную «анизотропию» разрешающей способности ЗЭМ. Прибор разрешает «ступеньки» очень малой высоты — меньше поперечного разрешения 2πa_{min}. Действительно, обозначим через Δζ = = Δz/l₀ = αΔZ разность между максимальной и минимальной «высотами»



Рис. 17. Коэффициенты $C^{(n)}_{\mu\nu,a}$ разложения в ряд волновой функции и контраста изображения для периодического распределения потенциала на образце ⁷⁷.

(протяженностью в *z*-направлении) эквипотенциальной поверхности, от которой отражаются электроны:

 $\Phi = (\zeta/\alpha) + \Psi_0 = (\zeta/\alpha) + (1/2) \exp \left[-(\zeta_0 + \zeta) \alpha^{-1} - 1\right] \left[\cos (\xi/\alpha) + \cos (\eta/\alpha)\right] = 0,$

или

$$Z - Z_0 + (1/2) \exp[-(Z + 1)] (\cos X + \cos Y) = 0.$$

Вычисляя $\Delta \zeta$, находим, что при различных $\zeta_0 = z_0/l_0$ (см. рис. 17) достигаются поперечное $\Delta x_{\min} = 2\pi a_{\min}$ и продольное $\Delta z_{\min} = l_0 \Delta \zeta$ разрешения, приведенные в табл. I.

Таблица I

ζo	$2\pi a_{\min}$	Δζ	Δx _{min} , Å	∆z _{min} , Å	U _{см} , мв	$ \psi_0 _{z=0}^{\max}, Me$
0 α 2α	3,45 4,39 5,75	0,70 0,19 0,09	70 90 120	$\begin{array}{c} 14\\ 4\\ 2\end{array}$	$\begin{array}{c} 0\\ 14\\ 40 \end{array}$	4 5 7

В таблице даны для $E_{\infty} = 100 \ \kappa B/cm$ и $l_0 = 20.5$ Å округленные численные значения разрешения (в Å), напряжения смещения $U_{\rm CM} = E_{\infty} z_0 = E_{\infty} l_0 \zeta_0$ и амплитуды потенциала на поверхности (в *мв*):

$$\|\psi_0\|_{z=0}^{\max} = aE_{\infty} \|\Psi_0\|_{z=0}^{\max} = (\Delta x_{\min}/2\pi \cdot 2,718) E_{\infty} \approx 0,06\Delta x_{\min} \cdot E_{\infty}.$$
 (36)

Таким образом, в идеальном ЗЭМ при достаточно большой напряженности тормозящего поля E_{∞} можно путем подбора соответствующего напряжения смещения обнаружить геометрические «ступеньки» на поверхности образца высотой в несколько ангстрем (без резкого ухудшения поперечного разрешения Δx_{\min}) или синусоидальное распределение потенциала с амплитудой в несколько милливольт. Однако «вольтовая» чувствительность прибора уменьшается с ростом E_{∞} : из (35) и (36) следует, что детектируемая амплитуда потенциала $|\psi_0|^{\max} \sim E^{2/3}$. «Анизотропная» разрешающая способность зеркального микроскопа была подтверждена экспериментально: Барц, Вейссенберг и Вискотт ³⁵ получили изображение

решетки с глубиной штрихов 25 Å (рис. 18) в приборе с поперечным разрешением около 1000 Å, а Майер ¹¹ наблюдал ступеньку скола на поверхности мопокристалла стеарата бария высотой 24,4 Å. Электронио-зеркальный интерферометр ⁹⁷ дает возможность измерять высоту ступенек с точностью до 0,05 Å.

Разброс энергий освещающего электронного пучка ухудшает разрешение: при использовании вольфрамового катода ($kT \approx 0.2$ 36) реально достижимое б примерно равно 120—150 Å 77.

Уравнение Шрёдингера для монокицетического электронного пучка в сфокусированиом ЗЭМ решено и в монографии ¹³, где учитывался хол



Рис. 18. Электронно-зеркальные изображения решегки с ілубиной штрихов 25 Å при напряжениях смещения ³⁵ (вольты): — 8 (a), 0 (b), 0,1 (a), 0,2 (c), 0,6 (c) и 1 (e).

потенциала в реальном иммерсионном зеркальном объективе. Решение первое приближение при разложении в ряд по произвольному малому нараметру — получено в виде функций Эйри. Показано, что синусоидальное возмущение потенциала на поверхности образца действует на электронный пучок точно так же, как действует дифракционная решетка на световой пучок с длиной волпы, равной длине волпы первичного монокинетического электронного пучка. Апалогичный, но более строгий расчет проделан в работе ⁹⁸. Однако в обеих работах не вычислялось разрешение ЗЭМ. Разрешение сфокусированного ЗЭМ оценивалось в работе ⁹⁵, исходя из соогношения Гейзенберга: для электронов с энергией 30 кэв предельное разрешение $\delta - 8 - 16$ Å. Эта оценка представляется чрезмерно оптимистической, так как разрешение ЗЭМ в сфокусированном режиме вряд ли может на порядок превысить разрешение термоэмиссионного микроскона, равное 140 Å по данным ⁹⁹.

Сильно ограничивает предельное разрешение изображения с достаточным полем зрения расходимость первичного пучка, обусловлениая конечными размерами источника и влиянием отверстия в анодной диафрагме. Эти геометрически-оптические ограничения обсуждались в работах ^{74,100}. Кваптовомеханический расчет предельного разрешения с учетом рассеивающего действия аподной диафрагмы и геометрической оптики ЗЭМ приводит ¹⁰¹ к иной, чем у Вискотта, зависимости предельного разрешения б от параметров прибора: $\delta \sim (l\hbar/p_0)^{1/2}$, в то время как (35) дает $\delta \sim (l\hbar^2/p_0^{21/3})$.

Если ЗЭМ работает в теневом режиме, то «изображение» поверхности образца остается резким при различных расстояниях L от образца до экрана, поэтому можно вместо обычного увеличения $M = R_{p}/r$ (r и R_{p} – расстояния от оси точек объекта и изображения соответственно) ввести согласно Шварце ¹⁰⁰ относительное увеличение V:

$$V = \gamma/r = R_{\rm p}/r = M/L, \tag{37}$$

где у — угол, образуемый изображающим лучом с осью. Два изображающих пучка можно разрешить, если угол между ними больше апертурного



угла пучка 2a₀. Следовательно, минимальное разрешаемое расстояние между точками на объекте δ_α, ограниченное апертурой отображающего пучка (апертура при отражении не изменяется), равно

$$\delta_{\alpha} = 2\alpha_0/V.$$

Рис. 19. Различные зеркальные электронно-оптические системы 100.

инза-диафрагма, б) цилиндрическая ли в) объект, погруженный в тормозящее поле. линза-диафрагма, a) линза.

Из-за рассеивающего действия анодной диафрагмы электроны приобретают дополнительную радиальную

скорость $\dot{r}_u = dr_u/dt$ в точке поворота $z = z_u$ (обозначения r_u, z_u, E_u — из статьи ¹⁰⁰), поэтому электрон отражается не над определенной точкой объекта, а «проскальзывает» в радиальном направлении, и разрешение в этом направлении ухудшается. Шварце вычислил (по геометрически-оптическому методу Вискотта) ограничиваемое этим фактором разрешение δ_{α} для частного случая отображения двух валообразных выступов, находящихся на расстоянии 2а (напряжение смещения равно нулю):

$$\delta_q = 2a = 0,18q^2V^2r^2U_0E_u^{-1}$$

 $(q = 2r_u/r, r - paguaльная скорость электрона, выходящего из объектива$ после отражения; U₀ — ускоряющее напряжение, E_u — напряженность поля на образце; она соответствует E_{∞} по Вискотту). Таким образом, разрешение ухудшается пропорционально квадрату расстояния от оси системы. Разрешение в приосевой области уменьшается при увеличении напряжения смещения:

$$\delta = 2a \approx 0.4 z_u = 0.4 U_{\rm CM}/E_u.$$

В качестве минимального разрешаемого расстояния в можно принять сумму:

$$\delta = \delta_{\alpha} + \delta_q = (2\alpha_0/V) + 0,18q^2r^2V^2U_0E_u^{-1}.$$
(38)

Дополнительное ограничение — на диаметре поля зрения 2r должно укладываться достаточное число разрешаемых точек $N = 2r/\delta$ (r). Максимальное значение

$$N_{\rm max} = 1.67 \, (\alpha_0^2 q^2 V U_0 E_u^{-1})^{-1/2}. \tag{39}$$

В этом случае на границе поля зрения $\delta = 2\delta_{\alpha}$.

Шварце рассчитал разрешаемое расстояние для трех различных зеркальных систем (рис. 19): образец — диафрагма или цилиндрический электрод — обычно употребляемые конструкции, и «стержневой» объект, свободно расположенный в тубусе (дальнейшее развитие такой конструкции — сферическое электронное зеркало Артамонова ^{53,94}). Результаты расчетов приведены в табл. II. Для сравнения различных систем выбирались такие значения $R = R_0$ (см. рис. 19), чтобы была одинаковой величина $E_u/U_0 = 1 \ cm^{-1}$. Тогда при заданной напряженности E_u ускоряющее напряжение U_0 для всех систем одинаково. Данные в табл. II приведены для апертуры $\alpha_0 = 10^{-5}$. Для других значений α , R_0 и E_u/U_0 эти данные легко пересчитать по формулам (38), (39). Параметры, приведенные

Таблица II

№ зеркаль- ной си- стемы	$q=2\frac{r_u}{r}$	$\frac{E_u}{U_0} R$	VR	R ₀ , см	N _{max}	г, мкм	в, мпм
$\begin{array}{c}1\\2\\3\\4\end{array}$	$0,63 \\ 0,58 \\ 0,62 \\ 0,60$	$0,49 \\ 1,00 \\ 1,37 \\ 0,49$	$0,30 \\ 0,88 \\ 0,96 \\ 0,49$	$\begin{array}{c} 0,49 \\ 1,00 \\ 1,37 \\ 0,49 \end{array}$	1100 980 1000 890	340 420 300 180	$0,65 \\ 0,46 \\ 0,58 \\ 0,40$

в этой таблице, можно использовагь при расчетах микрополя по контрасту изображения, так как для расчета нужно знать величины q и E_u (чаще всего приближенно полагают, что $E_u \approx E_0 \approx U_0/l$, где l — расстояние от образца до анодной диафрагмы).

Как видно из табл. II, различные зеркальные системы при $\alpha_0 = 10^{-5}$ и $E_u/U_0 = 1 \ cm^{-1}$ дают примерное одинаковое разрешение $\delta = 0.5 \pm \pm 0.1$ мкм и качество изображения $N_{\rm max} = 1000 \pm 100$ точек на диаметре поля зрения. Разрешение 500 Å при апертуре $\alpha = 10^{-5}$ в таких системах можно получить, если на порядок повысить напряженность поля (уменьшить геометрические размеры — R_0), чтобы отношение $E_u/U_0 = 10 \ cm^{-1}$, т. е. иметь, например, для системы № 1 ускоряющее напряжение 10 кв, напряженность поля $E_u = 100 \ \kappa s/cm$ и диаметр диафрагмы $2R = d \approx 1$ мм.

Поскольку в точке поворота $\dot{mr_u^z}/2 = -eE_u z_u$, отражение происходит на расстоянии

$$z_u = -(m/2eE_u)(1/4)q^2r^2 =$$

=

$$= -(1/4E_u) q^2 (m/2e) \gamma^2 \left(-2 \frac{e}{m} U_0\right) = (q/4E_u) V^2 r^2 U_0,$$

и при подаче напряжения смещения $U_{\rm CM}$ $z_u = (q^2 r^2 V^2 U_0/4E_u) - (U_{\rm CM}/E_u)$ (аналогично формуле (17)). Для $z_u = 0$ отсюда, в соответствии с (37), следует, что

$$U_{\rm CM} = U_0 q^2 V^2 r^2 / 4 = U_0 q^2 R_0^2 / 4 L^2; \tag{40}$$

здесь R_{2} — раднус диффузного пятна вторичной эмиссии на экране. Это соотношение может служить для проверки рассчитанного теоретически значения q. Экспериментальная проверка зависимости радиального разрешения от радиуса (38) была проведена Шварце ¹⁰⁰ с применением поперечного магнитного поля для смещения области попадания электронов на образец ⁶⁸⁶. Совпадение с теорией удовлетворительное. С увеличением rизображение точки (шарик латекса) переходит из звездчатой каустики в радиально расположенный штрих, причем контраст постепенно ослабевает.

Радиальная структура «теневого» зеркального изображения подобна картине, созданной астигматичной, плохо скорректированной линзой просвечивающего микроскопа. Чтобы избежать этого специфического геометрически-оптического ограничения разрешения ЗЭМ, Шварце предложил ¹⁰⁰ использовать для освещения сходящийся электронный пучок, обеснечив условие $r_u = 0$ (q = 0) в точке поворота. Эта идея реализована в ЗЭМ со сфокусированными изображениями ^{13,65}. Сфокусированные изображения мелкоструктурных сеток и других образцов, полученные в работах ^{13, 65, 102}, сохраняют резкость по всему полю зрения. Однако чувствительность (т. е. относительный контраст изображений) ЗЭМ в сфокусированном режиме хуже, чем в теневом ¹² для больших пространственных частот $v = 10 - 10^{-3} cm^{-1}$: демодуляция пучка в теневом режиме работы (перераспределение плотности тока) более эффективна, чем срезание отклоненных электронов апертурной диафрагмой. К тому же, поскольку в ЗЭМ образец действует на пучок как дифракционная решетка (т. е. как фазовый объект) и поскольку дефокусировка приводит к увеличению контраста за счет



Рис. 20. График функции R₀ (z) (к расчету расширения пучка под действием пространственного заряда) ¹⁰⁸.

разрешающей способности ¹³, теневой (проекционный) режим можно рассматривать как предельный случай сфокусированного при увеличении дефокусировки.

Влияние условий освещения, т. е. нараметров отображающего пучка, на разрешение ЗЭМ рассмотрено и в работе ^{103а}, но в основном для ЗЭМ со сферическими электродами, так как предполагалось, что изображение формируется не в эквипотенциальном пространстве. Для «сферического» ЗЭМ, спектральные характеристики которого

были детально рассчитаны в работах ^{94, 96, 104}, аналогичный вопрос обсуждается в работе ¹⁰³⁶, где даны рекомендации по выбору оптимальных условий работы с таким прибором, и в работе ¹⁰³⁸, где учитываются аберрации линз. Предельная разрешающая способность «сферического» ЗЭМ, оцененная из геометрических соображений, составляет 30—80 Å ¹⁰³г. Влияние начального разброса скоростей на точность решения прямой и обратной задач контраста учтено в работе ¹⁰⁵.

Следует отметить, что оценки предельного разрешения и чувствительности, полученные методами геометрической электронной оптики, в лучшем случае справедливы лишь по порядку величин, так как поведение отраженного пучка при наличии малых возмущений на образце правильно описывается только с помощью волновой механики, как это показал Вискотт⁷⁷ для периодического возмущающего потенциала, сравнивая распределения плотности тока отраженного пучка, рассчитанные различными методами. По этой причине несколько сомнительны оценки предельной чувствительности обычного ЗЭМ (порядка 0,1 мв), полученные в одной из работ Барнетта ¹⁰⁶ на основе геометрической оптики и, к тому же, без учета тангенциального разброса скоростей освещающего пучка. Обычные оценки чувствительности 1—15 мв¹⁰⁷.

Обычно в ЗЭМ при оценках разрешающей способности пренебрегают влиянием пространственного заряда электронного пучка на ход траекторий отраженных электронов, хотя при малых ускоряющих напряжениях и больших токах пучка разрешение может ограничиваться именно этим фактором. В работе ¹⁰⁸ с помощью аналоговой ЭВМ решена задача об отражении пучка электронов в однородном поле с учетом действия объемного заряда (принималась во внимание только радиальная компонента поля пространственного заряда). Получена следующая формула, описывающая зависимость относительного [±] радиуса пучка $R = r/r_0$ от координаты[±] z:

$$R(z, \theta) = 1 + 4.65 \cdot 10^6 (y_0/r_0)^2 P[R_0(z) - 1]_{\rm f}$$

где r_0 — радиус пучка на входе в однородное поле, длина которого y_0 , $z = y/y_0$ — относительная координата, $P = I/U^{3/2}$ — первеанс пучка, $R_0(z)$ — функция, представленная графически на рис. 20. Если допустить расширение отраженного пучка (под действием пространственного заряда) на выходе из однородного поля и, следовательно, ухудшение разрешения не более чем на 10%, то должно быть $(y_0/r_0)^2 P < 2.5 \cdot 10^{-8} \ as^{-3/2}$. При условиях, необходимых для получения разрешения 100 Å, нужно взять ⁷⁴ $r_0 = 10 \ mkm$, и при $y_0 = 0.5 \ cm$, $U = 10 \ \kappa s$ ток пучка не должен превышать значения $I = 0.1 \ mka$; при этом яркость изображения будет малой. Поэтому достичь предельного разрешения можно лишь при больших ускоряющих напряжениях.

7. ОТОБРАЖЕНИЕ МАГНИТНЫХ МИКРОПОЛЕЙ

Электронно-зеркальные изображения магнитных микрополей были впервые получены в работе ⁷². Путем сравнения с порошковыми фигурами было показано, что светлые участки на электронно-зеркальном изображении соответствуют местам с максимальным градиентом магнитного поля. В дальнейшем исследования с помощью ЗЭМ магнитных микрополей различного происхождения — доменных структур, полей звукозаписывающих устройств, полей записи на магнитофонных лентах, искусственных образцов с подмагничиванием — продолжил Майер ¹⁰⁹⁻¹¹³. Он одним из первых дал качественный анализ проблемы «магнитного контраста» в ЗЭМ (расшифровка такого контраста сложнее, чем электрического) и описал некоторые признаки, позволяющие отличать изображения магнитных микрополей от изображения геометрического и электрического рельефа ¹⁰⁹: 1) чувствительность ЗЭМ к магнитным полям увеличивается с удалением от электрического центра (центра области попадания электронов при положительном U_{см}); 2) если перемещать образец, то контраст изображения магнитной структуры меняется на обратный при прохождении электрического центра; 3) под воздействием магнитного микрополя смещается пятно вторичной эмиссии; 4) радиальные магнитные структуры отображаются с большим контрастом, чем протяженные в азимутальном направлении.

Основной вклад в контраст, по Майеру, вносит взаимодействие радиальной компоненты скорости электрона \dot{r} с нормальной к поверхности образца компонентой магнитной индукции B_z , что приводит к азимутальному отклонению электрона $\Delta \varphi$. При этом области образца, пад которыми $\Delta B_z/\Delta \varphi > 0$, будут на изображении светлыми, а участки с $\Delta B_z/\Delta \varphi < 0$ темными. В качестве примера электронно-зеркальных изображений сложных магнитных структур на рис. 21 приведено изображение доменной структуры магнетоплюмбита и качественная схема — расшифровка этого изображения, полученная на основе указанных соображений ¹¹⁴. Количественная расшифровка таких изображений и в настоящее время представляется весьма затруднительной.

Первая попытка количественно оценить контраст изображения магнитных структур сделана в работе Кранца и Биаласа ¹¹⁵. Предполагая, как и Майер, что контраст создается только компонентой erB_z силы Лоренца, они нашли (при ряде упрощающих предположений) распределение плотности тока на экране

$$j(r, \varphi) = j_{\theta} [1 - \operatorname{const} \cdot (\mathbf{j}^{(1)} \mathbf{r} \operatorname{grad} B_z)], \qquad (41)$$

где **j**⁽¹⁾ — единичный вектор плотности тока, **г** — радиус-вектор полярной системы координат на образце. Из этой формулы следует, что контраст

изображения увеличивается пропорционально r и максимален, если grad $B_z \perp \mathbf{r}$ (т. е. grad $B_z = \partial B_z / \mathbf{r} \partial \varphi$). Кроме того, при прохождении центра контраст изменяется на противоположный (светлые линии становятся темными), так как меняется знак произведения $\mathbf{j}^{(1)} \mathbf{r}$ grad B_z . Если $B_z = \text{const}$ (grad $B_z = 0$), то контраст отсутствует, а все изображение поворачивается на некоторый угол. Таким образом, формула (41) хорошо описывает почти все качественные закономерности отображения магнитных микрополей, отмеченные Майером ¹⁰⁹. Тщательной количественной экспериментальной проверки справедливости (41) не проводилось.

Своеобразие ЗЭМ проявляется в том, что даже параллельные магнитные домены (например, домены на призматической плоскости монокристалла кобальта) изображаются в виде «клиньев», причем контраст изображения практически отсутствует в некоторой полосе, центр которой совпадает



Рис. 21. Электронно-зеркальное изображение доменной структуры магнетоплюмбита (30X) (a) и его расшифровка (б).

с оптическим центром ЗЭМ (рис. 22). Такая «клиновидность» была качественно объяснена в работах ^{83, 116, 117} как результат взаимодействия различных радиальных компонент скорости с нормальной компонентой магнитного поля. Кроме того, на изображениях доменов (см. рис. 22) отчетливо видна светлая окантовка на границах «клиньев». Эта окантовка соответствует каустическим линиям, на которых выполняется условие типа (6) (см. гл. 5). Расчеты, проведенные в работах ^{118–120}, привели к выводу, что эти каустики появляются даже при синусоидальном поле на поверхности ($B_z = B_0 \cos kx$) и отнюдь не соответствуют доменным границам, как предполагалось ранее (см. рис. 23 и ср. с рис. 22, *a*). Такие каустики описываются уравнениями вида

 $X = (M/k) [2\pi n + \arcsin (M/kAY)] + AY [1 - (M/kAY)^2]^{1/2},$

где X и Y — координаты в плоскости экрана, M — увеличение микроскопа, $A = B_0 (e l \pi / 2 k m U_0)^{1/2}$, l — расстояние образец — анодная диафрагма, n — целое число.

Расчет магнитного контраста в ЗЭМ для идеализированного «ступенчатого» магнитного поля был проведен в работе ¹²¹. Согласие с экспериментальными данными (измерялся и сравнивался с расчетными локальный угол поворота изображения ферромагнитной полоски при увеличении магнитного поля) было вполне удовлетворительным.

Более полный расчет «магнитного контраста» дан в работах ^{122, 123}. Рассматриваются уравнения движения электрона в тормозящем электрическом поле $E_0 = U_0/l$ с магнитным микрополем **В** (x, y, z): $\ddot{x} = \eta_0 (\dot{y}B_z - \dot{z}B_y), \ \ddot{y} = \eta_0 (\dot{z}B_x - \dot{x}B_z), \ \ddot{z} = \eta_0 (\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) + \eta_0 E_0.$ (42) Решение проводится при условии малости возмущающего микрополя

 $|\dot{x}B_y - \dot{y}B_x| \ll E_0.$

Тогда, так же как и для случая электрических микрополей, движение электрона по оси z определяется только полем E_0 и из (42) следуот (при





Рис. 22. Электропно-зеркальное изображение доменных границ на призматической илоскости монокристалла кобальта при напряжениях смещения (вольты): 0 (a), 6 (б) и 15 (e) (отрицательные напряжения смещения; 200Х; оптический центр внизу).

Рис. 23. Каустики на изображении сипусондального магнитного поля.

h = 0) $z = \pm (2\eta_0 E_0 z)^{1/2}$. Это дает возможность найти, например, приращение скорости v_{χ} (аналогично для v_y):

$$\begin{aligned} \Delta v_x &= \eta_0 \int (\dot{y} B_z - \dot{z} B_y) dt = \left(\frac{\eta_0}{2E_0}\right)^{1/2} \left[-\int_{+\infty}^0 \frac{(\dot{y} B_z)^{(1)}}{V \dot{z}} dz + \\ &+ \int_0^\infty \frac{(\dot{y} B_z)^2}{V z} dz \right] - \eta_0 \left(\int_{-\infty}^0 B_y^{(1)} dz + \int_0^\infty B_y^{(2)} dz \right); \end{aligned}$$

здесь индекс (1) — для приближающейся к образцу ветви траектории, а (2) — для удаляющейся. В первом приближении два последних члена взаимпо уничтожаются (из-за изменения знака v_z), а два первых равны. Если считать, что смещение электрона по осям x и y за время его движения в эффективно действующей части микрополя относительно невслико (микрополя достаточно плавные), можно объединить два первых интеграла, взяв в качестве подынтегральной функции $B_z(x, y, z)$ ее значение над отображаемой точкой образца. Это дает

$$\Delta v_{x} - (2\eta_{0}/E_{0})^{1/2} \int_{0}^{\infty} \dot{y} B_{z} z^{-1/2} dz.$$

Если ось у проходит через отображаемую точку образца, то $\dot{y} = v_r = v_0 r/6l$, где $v_0 = (2\eta_0 U_0)^{1/2}$ — скорость электрона при входе в однородное тормозящее поле с длиной l, U_0 — ускоряющее напряжение ⁷¹.

Если подставить это значение у в формулу для Δv_x , а также подставить B_z (x, y, z), выраженное через нормальную компоненту индукции на поверхности $B_{0z}(x, y)$ — как решение задачи Неймана (формула совпадает с (13), но вместо ψ и φ берутся B_z и B_{0z} соответственно), можно получить ¹²² формулу, аналогичную (14), где вместо Δv будет Δv_{φ} (приращение азимутальной скорости) и вместо grad φ будет B_{0z} .

Далее находим азимутальное смещение электрона $\Delta S = (\Delta v_{\varphi}/v_0) L$ за время пролета расстояния L от анодной диафрагмы до экрана и возникающий благодаря этому угол поворота изображения на экране: $\gamma = \Delta S/R = \Delta v_{\varphi}L/v_0R = 2l\Delta v_{\varphi}/rv_0$, где R — расстояние от оси до точки на экране, в которую попадает электрон (R = Mr = Lr/2l; M — увеличение). Нужно также учесть дополнительный угол поворота изображения, возникающий при пролете электронов после выхода из области действия возмущающего микрополя вплоть до диафрагмы. Этот угол, как оказывается, равен углу, появляющемуся при пролете электронов от анодной диафрагмы до экрана ¹²⁴. Окончательно для одномерного распределения поля на поверхности получаем

$$\gamma = (\eta_0/2E_0)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} B_{0z} \left(x - \xi\right) \left[h^2 + (h^2 + \xi^2)^{1/2} \right]^{1/2} (h^2 + \xi^2)^{-1/2} d\xi; \qquad (43)$$

здесь γ — локальный азимутальный угол поворота изображения на экране ЗЭМ с двухэлектродным иммерсионным объективом, $B_{0z}(x)$ — распределение нормальной компоненты магнитного поля на поверхности образца, $E_0 = U_0/l$ — напряженность однородного тормозящего поля у поверхности образца, h — высота отражения электронов над поверхностью. Аналогично решается ¹²² и трехмерная задача (при двумерном распределении поля на поверхности).

Контраст изображений магнитных микрополей (т. е. распределение илотности тока на экране), так же как и электрических, рассчитывается исходя из сохранения трубок тока по формулам (18) — (20), где S(X) = $= \gamma(X) R$ — азимутальное смещение электрона (одномерное поле на поверхности). Если ввести на экране прямоугольные координаты X = $= R \cos \varphi, Y = R \sin \varphi$, то смещения по координатам X и Y будут выражаться через смещения ΔR по радиусу и ΔS по азимуту таким образом:

$$\Delta X = (X \Delta R - Y \Delta S)/R, \ \Delta Y = (X \Delta S + Y \Delta R)/R.$$
(44)

Для двумерных микрополей на поверхности расчет контраста нужно вести по формулам⁸⁴

$$j(X';Y') = j_0(X;Y) \left[D\left(\frac{X';Y'}{X;Y}\right) \right]^{-1} \approx j_0(X;Y) \left[1 - \frac{\partial \Delta X}{\partial X} - \frac{\partial \Delta Y}{\partial Y} \right], \quad (45)$$
$$X' = X + \Delta X, \quad Y' = Y + \Delta Y.$$

Выражение (43) для локального угла поворота изображения является интегральным уравнением относительно функции $B_{0z}(x)$. Если решать его методом преобразования Фурье, можно найти ¹²² искомое магнитное поле на поверхности (h = 0) при известном локальном угле поворота изображения:

$$B_{0z}(x) = (1/4\pi) \left(2E_0/\eta_0\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\gamma(x) - \gamma(x - \xi)\right] |\xi|^{-3/2} d\xi.$$
(46)

Функцию γ (*x*) можно определить экспериментально по величине смещения изображения в отдельных точках при включении возмущающего поля, т.е.

путем сравнения двух изображений на экране: при наличии и в отсутствие микрополя. Можно также найти $\gamma(x)$ по контрасту изображения, если использовать те же приемы, что и для электрических микрополей (см. формулу (21) и рис. 14).

В качестве иллюстрации последнего способа на рис. 24 приведены все этапы получения распределения магнитного поля над зазором магнитной





Рис. 24. К расчету по электронно-зеркальным изображениям распределения магнитного поля над зазором магнитной головки.

а) Изображение поверхности головки с рабочим зазором и напыленной масштабной сеткой (период 30 мкм) без тока в обмотие, б) включен ток в обмотие головки (стрелками на рис. a) и б) обозначена линия сканирования изображения, темное пятно справа внизу — изображение углеводородной пленки), е) зависимость смещений траекторий от координаты, найденная из осциллограммы; г) рассчитанные на ЭЦВМ по формулам (46) и (47) распределения нормальной B_z и тангенциальной B_x компонент поля.

головки: электронно-зеркальные микрофотографии поверхности головки с рабочим зазором (на поверхность напылена масштабная сетка) с выключенным и включенным током в обмотке (в последнем случае на изображении появляется характерный темный «клин»); рассчитанные по осциллограммам распределения плотности тока азимутальные смещения электронов (кривая S (x)) и рассчитанные на ЭЦВМ распределения нормальной и тангенциальной компонент поля над рабочим зазором. Тангенциальная компонента B_{0x} рассчитывалась по формуле:

$$B_{0x} = (1/\pi) \int_{-\infty}^{\infty} B_{0z} \left(\xi\right) (x - \xi)^{-1} d\xi.$$
(47)

Приведенные выше формулы получены для ЗЭМ с двухэлектродным объективом и в предположении малых отклонений электрона за время прохождения микрополя. Для трехэлектродного объектива аналогичные формулы получены в работе ¹¹⁸. Там же рассчитан вклад в контраст изображения не только нормальной компоненты поля, но и градиентов тангенциальных компонент. Этот вклад оказывается того же порядка, что и вклад нормальных компонент ¹²⁵.

Формирование магнитного контраста в ЗЭМ в основном описывается приведенными выше формулами, полученными в первом приближении теории возмущений. Однако во многих случаях нужно учитывать и ряд эффектов второго порядка ¹²². Так, например, взаимодействие нормальной компоненты скорости электрона vz с тангенциальными составляющими микрополя B_x и B_y из-за изменения знака скорости v_z при приближении электрона к образцу и при удалении от него приводит лишь к смещению траектории электрона и в первом приближении (учет изменения угла наклона траектории) пропадает. Однако нужно отметить, что за счет этого взаимодействия v_z и, например, B_x электроны приобретают в нижней части своей траектории дополнительную тангенциальную скорость Δv_{μ} , появление которой в свою очередь вызывает хотя и вторичный, по существенный эффект. А именно, появление дополнительной тангенциальной скорости Δv_y и ее взаимодействие с нормальной компонентой микрополя B_z приводит к возникновению дополнительной скорости по другой тангенциальной координате (ось x). Рассмотрение направления этой дополнительной вторичной скорости показывает, что она всегда приводит к смещению электрона в сторону увеличения абсолютной величины напряженности микрополя. Например, в случае отображения ферромагнитной полоски, намагниченной нормально к поверхности образца, эта дополнительная скорость направлена к центру полоски и поэтому вызывает сужение изображения полоски на экране.

Появление Δv_y обусловливает также перемещение над поверхностью образца той точки, где тангенциальная составляющая скорости электронов равна нулю. Это место обнаруживается по появлению пятна вторичной эмиссии при подаче на образец положительного смещения относительно катода электронной пушки. Таким образом, пятно вторичной эмиссии на образце смещается. При отображении ферромагнитной полосы смещение Δy цятна вторичной эмиссии происходит вдоль нее. Направление смещения пятна противоположно направлению дополнительной тангенциальной скорости Δv_y , так как пятно вторичной эмиссии образуется в том месте, где суммарная тангенциальная скорость электрона равна нулю, т. е. там, где дополнительная тангенциальная скорость и начальная радиальная компонента скорости электрона v_r компенсируют друг друга: $\Delta v_y + v_r = 0$. Смещение пятна вторичной эмиссии рассчитано в работе ¹²² и может быть использовано для расчета магнитных микрополей, вызывающих это смещение.

Формулы (43) — (45) для магнитного контраста экспериментально проверялись для образца с известным распределением поля — проволочки с током ^{126, 127}, причем во избежание перегрева проволочки поле создавалось импульсным током и ЗЭМ работал в стробоскопическом режиме ¹²⁸. Проверка показала достаточно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов (расхождение не более 20%), чего не дает формула Кранца и Биаласа (41).

Сравнение результатов измерений с помощью ЗЭМ и на магнитооптической установке также продемонстрировало вполие удовлетворительное совпадение результатов двух независимых методов измерений магнитных полей ^{129а}.

8. ПРИМЕНЕНИЯ ЗЭМ В ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Исследование контактных полей и полуa) проводников. Первой работой по исследованию контактных полей была работа Ортубера 33, который наблюдал «поля пятен» — контактные поля между никелевой подложкой и слоями Ва или ВаО. Он же сконструировал первый фотопреобразователь: световое изображение создавало потенциальный рельеф на полупроводниковом слое PbS; считывание рельефа производилось с помощью ЗЭМ. Аналогичный фотопреобразователь на основе Se — Ві описан в работе ¹³⁰. Изучение «полей пятен» различной природы с помощью ЗЭМ проводилось в работах ^{32, 131}. В частности, в широком температурном интервале изучались «поля пятен» на вторичных эмиттерах и влияние этих полей на распределение по скоростям вторичных электронов; исследовались оксидные и Л-катоды. Электронно-зеркальные изображения сопоставлялись с термо- и фотоэмиссионными. Применение комбинированного эмиссионно-зеркального микроскопа дает возможность количественно оценивать распределение работы выхода по поверхности «пятнистых» эмиттеров ^{132а}. Возможности ЗЭМ кратко обсуждаются в работе 1326.

Ряд исследований Играса и Варминьского ⁴⁵, ¹³³⁻¹³⁷ и других авторов посвящен контактным полям в полупроводниках: наблюдались с помощью ЗЭМ поля *р* — *n*-переходов ^{133, 138}, дислокации в кремнии ¹³⁴, контактные поля окислов на поверхности полупроводников, фронт поверхностной диффузии примесей (диффузия лития в кремнии) ¹³⁵, различные включения и загрязнения; изучался дрейф ионов лития вдоль радиационных дефектов в кремнии, полученных в результате облучения кремния пучком электронов с энергией 1 *Мэв*¹³⁷; получены изображения интегральных схем ¹³⁶, не покрытых пленкой окислов кремния. Наблюдались диэлектрические неоднородности пленок ¹³⁹, полосковые структуры ¹⁴⁰. В этих работах, однако, ЗЭМ использовался главным образом как прибор, предназначенный лишь для визуализации контактных полей различной природы.

Хотя первые электронно-оптические изображения поля p — n-перехода были получены именно в ЗЭМ 141, лишь сравнительно недавно разработаны электронно-зеркальные методы измерения таких полей. Первой попыткой проведения таких измерений была работа 142, в которой описан метод измерения распределения потенциала на поверхности полупроводникового диода с *p—n*-переходом по смещению пятна вторичной эмиссии. Идея этого метода проста: меняя положительное напряжение на образце (при фиксированном запирающем напряжении на диоде), нужно регистрировать перемещение границы пятна вторичной эмиссии, возникающего в тех местах поверхности, на которые попадает электронный пучок. Пятно появляется лишь в тех местах, потенциал которых больше или примерно равен потенциалу катода электронной пушки, а граница пятна — эквипотенциальная линия, потенциал которой равен потенциалу катода пушки (с точностью до контактной разности потенциалов, если не учитывать энергетический разброс освещающего пучка). Поэтому при фиксированном запирающем напряжении на диоде можно найти распределение потенциала на поверхности, если измерять смещение границы пятна при изменении напряжения смещения.

Указываемые авторами точность и локальность такого метода измерений (0,1 мкм и 0,1 в) завышены, так как граница пятна весьма нерезкая из-за разбросов по скоростям освещающего пучка и его расходимости; кроме того, нужно вводить поправку, возникающую из-за появления тангенциальной компоненты скорости и соответствующего уменьшения нормальной компоненты при прохождении электронов в области микрополя

12 УФН, т. 110, вып. 4

(смещение первичного пучка и возникающее при этом перераспределение плотности тока рассчитывалось в работах ¹⁴³). Обычно результаты измерений могут существенно искажаться из-за появления пленок углеводородных загрязпений, полимеризующихся и интенсивно заряжающихся под воздействием электронного или ионного пучка. Ионный пучок, бомбардирующий образец, возникает из-за ионизации электронным пучком остаточных газов в приборе, и при вакууме порядка 10⁻⁴ мм рт. ст., по оценкам Шварце ¹⁴⁴, плотность ионного тока составляет около 1/20 плотности электронного тока.

Следует отметать очень высокую чувствительность ЗЭМ к поверхностным загрязнениям на образце, особенно к плохо проводящим пленкам,





Рис. 25. Электроино-зеркатьные микрофотографии (а, б), интегральные кривые сигнала изображения (в) и рассчитанные но ним распределения поля и потенциала над поверхностью GaSb-диода.

а) Запирающее напряжение не приложено, б) запирающее напряжение равно 0,75 с, напряжение смещения — 5 с (h = 1,5 мжм; темное нятно смена внизу — изображение углезодородной пленки, справа вверху — отверстие в экраней, с) интегральные кривые при наприжении смещения — 50 с (h=15 мкм) и запирающем напряжении 0 и 0,75 с; г) распределение поля Е и нотенцала с на высоте h = 15 млм над поверхпостью диода.

которые заряжаются быстрыми электронами из «хвоста» максвелловского распределения или ионами. Подзарядка диэлектрических и полупроводящих пленок электронным пучком приводит к появлению на электроннозеркальных снимках характерных темных «пятен» с белой окаптовкой (см., например, рис. 24, а или 25, а) — изображений отрицательно заряженных иленочных островков. На покотором удалении от электрического центра, там, где иопный ток на образец превышает ток, создаваемый быстрыми электропами, углеводородные или иные пленки заряжаются положительно и на изображения появляются белые звездообразные каустики ^{144, 145}. Расчетная форма каустических новерхностей, возникающих при отражении электронов в поле даже точечного положительного или отрицательного диполя (в подложке индуцируется заряд противоположного знака, так что обычно образуется именно диполь), соответствует получаемым изображениям ¹⁴⁶.

ЗЭМ дает, с одной стороны, возможность оценивать проводимость поверхностных пленок ^{145, 147, 149}, следить за процессами полимеризации под воздействием электронной или ионной бамбардировки ^{145, 148, 150}. С другой стороны, повышенная чувствительность ЗЭМ к поверхностным загрязнениям, отсутствующая у большинства типов эмиссионных и растровых микроскопов, осложняет визуализацию и измерение электрических и магнитных микрополей: нужно тщательно готовить образцы и вымораживать углеводородные загрязнения, появляющиеся главным образом в местах максимального градиента микрополя — на ступеньках скола ¹⁴⁵, в области *p*—*n*-перехода на полупроводниковом диоде ¹⁵¹ и т. п. Такое своеобразное «декорирование» исследуемой поверхности, наряду с зарядкой локальных диэлектрических пленок, часто весьма затрудняет количественную интерпретацию электропно-зеркальных изображений, иногда почти сплошь покрытых темными пятнами со светлой окантовкой, как, например,

в одной из интересных работ, посвященных изучению перезарядки пленочных микросхем ¹⁵². По-видимому, полностью избавиться от таких загрязнений можно лишь в сверхвысоковакуумном микроскопе с безмасляной откачкой.

В случае достаточно гладких поверхностей и при отсутствии бомбардировки исследуемой поверхности электронным пучком (отрицательные напряжения смещения) углеводородные загрязнения не слишком сильно искажают изображения, и можно проводить расчет распределения поля на поверхности образца по электронно-зеркальным изображениям с использованием метода, описанного выше (см. гл. 5, формула (22)), т. е. рассчитывая на ЭЦВМ поле и потенциал на поверхности по осциллограммам распределения плотности тока на экране. Таким способом в работах ^{84, 127, 147}, ¹⁵³ измерялись поля *р*—*n*-переходов и металлопленочных структур. В качестве иллюстрации этого метода на рис. 25 представлены результаты



Рис. 26. Блок-схема стробоскопического ЗЭМ.

1—3 — электроды электронной пушки, 4 — люминесцентный экран, 5 — окно для наблюдений, 6 — анодная циафрагма, 7 — исследуемый образец, 8 — усилитель-формирователь; ГИ — генератор импульсов, Тр₁, Тр₂ — разделительные трансформаторы, Е_{СМ} — батарея смещения.

измерения поля над полупроводниковым диодом (можно измерять поле практически на любой высоте над образцом). В упрощенном варианте метод использован в работе ¹⁵⁴ для измерения поля *p*—*n*-перехода. Во многих случаях можно измерять потенциалы с точностью около 0,1 *в* и локальностью лучше 1 мкм.

В стробоскопическом ЗЭМ (рис. 26) исследовались процессы переключения кремниевых и германиевых диодов из запертого состояния в проводящее ¹⁵⁵. Импульсы напряжения, поступавшего на диод, синхронизовались со стробирующими импульсами, отпиравшими нормально запертую электронную пушку ЗЭМ. Если сдвигать стробирующие импульсы по фазе относительно импульсов, поступавших на образец, можно зафиксировать любую стадию процесса переключения (или любого периодического процесса).

Весьма эффективно был использован стробоскопический ЗЭМ для наблюдения рекомбинационных волн в германии ¹⁵⁶. Авторами было получено изображение «активной области», в которой возникает максимальное электрическое поле при приложении импульса напряжения к германиевому образцу, и установлено, что «активная область» образуется в ограниченной части образцов и расположена ближе к более отрицательному электроду. По методу ⁸⁴ были рассчитаны кривые распределения напряженности иоля и потенциала вдоль поверхности образца. Полученные результаты сопоставлялись с измерениями, проведенными методом прижимного зонда, обнаружено качественное и количественное соответствио между результатами, полученными двумя независимыми методами. Нужно отметить, что наблюдения и измерения проводились при очень большой скважности стробирующих импульсов (отношение периода к длительности) — от 2000 до 4000, т. е. при очень слабом уровне плотности тока на экране. Стробоскопический ЗЭМ для паблюдения пьезополей с частотами до 100 *Мгц* описан в работах ¹⁵⁷.

Интересный метод изучения полупроводниковых и иленочных структур разработан во Франции Гиттаром с соавторами ^{158, 159}. Этот метод основан на регистрации сравнительно небольшой расфокусировки и отклонения



Рис. 27. Отклонение и модуляция отраженного пучка из-за наведенного заряда. а) Эквинотенциали и траектории электронов; б) осциллограммы 2 (V) для различных зонј отражения ¹⁵⁹.

отраженного пучка под влиянием поля индуцированных зарядов, возникающих на поверхности образца при приближении к ней электронов (рис. 27). На образец, находящийся под небольшим отрицательным напряжением смещения относительно катода электронной пушки, подается симметричное пилообразное напряжение V с периодом порядка $100 \, cek$ (рис. 28). В центре экрана для наблюдения конечного изображения помещен цилиндр Фарадея. Ток *i* успливается и детектируется синхронным детектором. Зависимость тока *i* от напряжения смещения имеет характерный минимум, соответствующий максимальному отклонению отражающегося пучка под воздействием поля индуцированных зарядов (последующий максимум обусловлен соударением электронов с поверхностью образца; см. серию осциялограмм для различных зон отражения при амплитуде пилообразного напряжения 2 о на рис. 27, б). Минимум возникает при различных напряжениях смещения для образанов разного состава, что и позволяет находить контактную разность иотенциалов.

Экспериментально установлена также линейная зависимость амплитуды пиков тока от потенциала поверхности при изменении последнего в области порядка 100 ме. Это дает возможность определять потенциал поверхности с точностью вилоть до 0,1 ме, если измерять по максимумам тока, возникающим при попадании пучка на поверхность, или с точностью 1 ме в режиме полного отражения. Несмотря на рекордную чувствительность, этот метод пока не используется в других лабораториях, по-видимому, из-за плохого геометрического разрешения (не лучше 10 мкм) и очень высоких требований к чистоте поверхности, так как в обычном вакууме при многократных соударениях электронного пучка с поверхностью характерный минимум тока смещается и затем исчезает из-за зарядки возникших на образце полимерных и окисных пленок. В последних сверхвысоковакуумных моделях «микроскопа-вольтметра» 160-162 с вакуумом 10-8 — 10⁻¹¹ мм рт. ст. достигнута очень хорошая стабильность измерений ¹⁶⁰, а диапазон измеряемых потенциалов достиг 4 в при точности 5 мв¹⁶⁰, но геометрическое разрешение пока не улучшено. Получены изображения



Рпс. 28. Блок-схема «микроскопа-вольтметра» ¹⁵⁹.

1 — катод электронной пушки, 2 — электростатический конденсор, 3 — отклоняющие пластины, 4 — зеркальный объектив, 5 — экран для наблюдения и цилиндр Фарадея (на оси серкального объектива), 6 — предусилитель, 7 — усилитель с синхронным детектором, 8 — генератор пилообравного напряжения смещения, подаваемого на образец, 9 — регистрирующее устройство, 10 — выход высо-кочастотного напряжения, модулирующего пучок.

микросхем, измерялся потенциал зоны с внедренными в кремний ионами фосфора 161. Глубокого теоретического обоснования разработанной методики авторы не дают.

5) Исследования диэлектриков. Идеальные изоляторы изучать в обычном ЗЭМ нельзя, так как поверхность образца быстро заряжается электронным пучком. Поэтому массивные образцы с удельным сопротивлением 🗦 10⁸ ом см обычно предварительно покрывают тонкой пленкой металла или полупроводника с достаточной для стекания заряда поверхностной проводимостью, хотя в отдельных случаях удается стабилизировать потенциал поверхности исследуемого диэлектрика выравниванием электронного и ионного токов на образец, т. е. соответствующим подбором напряжения смещения ¹⁶³.

С помощью ЗЭМ изучалась доменная структура различных сегнето-электриков — титаната бария ^{38, 39, 164, 165} (рис. 29), триглицинсульфата ¹⁶³, цирконата-титаната свинца ¹³⁰, Ca_2Sr ($C_2H_5CO_2)_{67,168}^{167,168}$ других 165, 166 и в широком температурном интервале. Наблюдался переход из сегнетов парафазу при переходе через точку Кюри, переполяризация при приложении внешнего поля ¹⁶⁴, зарождение доменов в процессе роста кристалла цирконата-титаната свинца ¹⁶⁴, визуализировались 180°-ные домены, изображения которых нельзя получить в поляризационном микроскопе 165, 168. Изучались отдельно топография поверхности, геометрический рельеф на которой появляется при переходе титаната бария в сегнетофазу, и электрические микрополя доменов (для получения картины только геометрического рельефа образец запылялся пленкой золота толщиной около 500 Å)

в титанате бария ^{164, 165, 168}. В работе ¹⁶⁹ проведена оценка размеров геометрических перовностей на поверхности титаната бария в сегнетофазе, причем использовалась формула (23) и подход к решению задачи о контрасте изображений электрических микрополей, изложенный выше в гл. 5.

ЗЭМ использовались не только как фотопреобразователи ^{33, 130, 149}, но и в качестве электропно-акустических преобразователей, т. е. для визуализации пьезоэлектрических волн на поверхности кварцевых пластинок.



Рис. 29. 1 Электронно-зеркальное изображение доменной структуры титаната бария.

В преобразователе Коха 170 образец, находившийся в кювете с водой, облучался ультразвуковой волной, а пропедший сигнал возбуждал кварц, вмонтированный в качестве образца-отражателя в ЗЭМ. Электровно-зеркальные изображения образца, полученные таким путем, были весьма нерозкими. в частности, из-за того, что наблюдалась не мгновенная, а усредненная во времени картина поверхностного пьезо-HONR.

Для наблюдения и измерения распределения пьезоиоля в различные моменты

времени использовался стробоскопический ЗЭМ ¹⁷¹. Было показано ¹¹⁸, ¹⁷¹⁻¹⁷³, что в обычном режиме работы ЗЭМ нельзя получить изображение бегущей волны, а изображение стоячей волны имоет вдвое меньший период и более слабый контраст, чем изображение в стробоскопическом режиме. Получены формулы, описывающие контраст изображений бегущих и стоячих воли в различных режимах работы ЗЭМ. Для частного случая стоячей волны, образованной двумя встречными бегущими сипусоидальными волнами с волновым вектором $k = 2\pi/\lambda$ и угловой частотой ω , например, относительный^{*}контраст электронно-зеркального изображения в стробоскопическом режиме (с точностью до членов первого порядка малости) равен

$$K(x'; t') = (j - j_0)/j_0 \approx^{*} kA_0 \cos \omega t' \cdot \cos kx',$$

$$x' = x - A_0 \sin kx \cdot \cos \omega t',$$

где $A_0 = \varphi_0 6 (\pi k l/E_0^{3/1/2} \exp(-kz_0), \varphi_0$ — амплитуда потенциала, z_0 — высота отражения электропов, $\omega t'$ — наблюдаемая фаза процесса. В обычном режиме относительный контраст

$$K(x') \approx (k^2 A_o^2/2) \cos 2kx'$$

т. е. картина повторяется с удвоенной частотой и контраст ее в 2/kA₀ раз более слабый. При увеличении амплитуды потенциала или уменьшении величины тормозящего одвородного поля контраст растет и на изображении появляются каустики. Рассчитан также контраст и для двумерных пьезо-полей ¹⁷⁴.

Получены картины объемных и поверхностных (рэлеевских) волн в кварце, облученном протонами кварце ¹⁷⁵, ниобате лития, сернистом кадмаи, причем рассчитывались амплитуды напряженности и потенциала пьезополей на различной высоте над поверхностью образцов ^{173, 175} с использованием метода решения обратной задачи, описанного выше в гл. 5. ЗЭМ применялся и для изучения биологических объектов ¹⁷⁶. Образец — хлоропласт, полученный из среза одноклеточной морской водоросли. — покрывался тонким слоем меди (сопротивление от 10³ до 10⁶ ом/квадрат). Наблюдалась как топография поверхности образца, так и заряженные центры, которые четко проявлялись при резком увеличении отрицательного напряжения смещения катод пушки — образец. Авторы ¹⁷⁶ обсуждают связь между этими центрами и реактивными центрами, преобразующими электромагнитную энергию в химическую. Для окончательного решения этого вопроса необходимо прежде всего полностью избавиться от появления на образце плепок углеводородных загрязнений, которые могут вести себя подобным же образом при изменении напряжения смещения ¹⁴⁵.

ЗЭМ используется также для исследования тонких диэлектрических слоев и структур типа МД и МДМ^{152, 153, 177}.

в) В изуализация и измерение магнитных полей. Большое количество работ посвящено визуализации и измерению магнитных полей с помощью ЗЭМ. После работ^{41, 72, 76а, 83, 116} и исследований Майера ¹¹⁰⁻¹¹³, в которых показана возможность получать с помощью ЗЭМ изображения магнитных полей, а также сделаны первые попытки количественных оценок этих' полей, была разработана, в первом приближении, теория контраста изображений магнитных полей в ЗЭМ, и этот прибор в настоящее время используется не только как «микроскоп-вольтметр», но и в качестве «гауссметра».

Доменная структура различных ферромагнетиков визуализировалась в работах ^{39, 83, 100-113}, ^{114, 138}а, ¹⁷⁸. В работах ^{179, 180} были сделаны попытки измерения распределения магнитного поля внутри доменных границ, но разрешение использовавшихся ЗЭМ было недостаточно, а теоретическое обоснование метода расчета поля по изображениям еще отсутствовало.

Во многих работах изучались поля магнитных головок различных типов ¹¹⁰⁻¹¹³, ¹¹⁶, ¹²², ^{129a}, причем в работах ¹²², ^{129a} использовались описанные выше методы решения обратной задачи о контрасте изображений магнитных микрополей, что дало возможность измерять распределение магнитного поля над зазором головок.

Стробоскопический метод изучения переменных магнитных полей с помощью ЗЭМ, изложенный в работе ¹⁸¹, дал возможность измерять частотные и фазовые характеристики магнитных головок, т. е. зависимость амплитуды и фазы магнитного поля над зазором головки от частоты при фиксированной амплитуде тока в обмотке возбуждения. Сущность метода состоит в том, что при подаче в обмотку возбуждения магнитной головки либо сипусопдального, либо постоянного тока зачастую (если при изменении частоты конфигурация поля над зазором не меняется) можно подобрать «эквивалентный» постоянный ток, который создает такое же постоянное поле над зазором, как и переменный ток фиксированной амплитуды и заданной частоты. При этом электронно-оптическое изображение магнитного поля и осциллограммы распределения яркости на экране совпадают. Если брать отношение эквивалентного постоянного тока І к фиксированному значению амплитуды переменного тока I₀ и оставлять непзменной фазу строб-импульса, можно определить относительную напряженность магнитного поля над зазором головки в широком диапазоне частот --от 0 до 10 Мгц.

Измерялись также ¹²⁹ магнитные поля сигналограмм, записанных на магнитную ленту. В работе ¹⁸² измерялись поля видеоголовок и сигналограмм видеозаписи вплоть до частот 5 *Мгц* и длин волн записи 8 *мкм*. Для повышения контраста изображений магнитных полей сигналограмм

в работе ¹⁸³ предлагается децентрировать освещающий пучок в направлении, перпендикулярном к направлению магнитной индукции. При этом увеличивается тангенциальная компонента скорости электронов и сила Лоренца, обусловливающая магнитный контраст, но ухудшается разрешение. Авторы ¹⁸³ предполагают построить устройство для считывания импульсных сигналов, записанных с большой плотностью на магнитофонную ленту. Считывание можно производить без введения ленты в вакуум — через тонкую (примерно 5 мкм) металлизированную слюдяную диафрагму. Аналогичная идея считывания электрических микрополей через полупроводниковую вакуумплотную пленку была высказана в 184. Результаты практической реализации этих идей пока не публиковались.

Помимо ставших уже обычными применений ЗЭМ, описанных выше, этот прибор использовался для наблюдения и изучения структуры «вмороженных» магнитных потоков в сверхпроводниках ¹⁸⁵. Можно исследовать не только тонкие пленки ¹⁸⁶, но и массивные образцы свехпроводящих веществ (Pb. Nb₃ Sn и др.), оценивать структуру и величину остаточного магнитного потока.

Ряд применений ЗЭМ для изучения магнитных микрополей различной природы был рассмотрен в обзоре 187.

Таким образом, зеркальная электронная оптика и микроскопия совершенствуются, находят разнообразные области применения и позволяют осуществлять бесконтактные измерения микрополей.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. В. Спивак, Г. В. Сапарин, М. В. Быков, УФН 99, 635 (1969). 2. Р. R. Thornton, Scanning Electron Microscopy, L., Chapman and Hall, 1968. 3. G. Möllenstedt, F. Lenz, Adv. Electron. and Electron Phys. 18, 251
- (1963).
- 4. Ю. М. Кушнир, Д. В. Фетисов, Л. Б. Розенфельд, А. М. Розенфельд, Завод. лаб. 27, 1528 (1961).
 5. В. М. Кельман, С. Я. Явор, Электронная оптика, 3-е изд., Л., «Наука»,
- 1968, стр. 474.
- 6. A. Delong, V. Drahoš, Proc. of the 3rd European Regional Conference on Electron Microscopy, v. A, Prague, 1964, p. 25. 7. Р. Д. Иванов, М. Г. Абалмазова, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 784
- (1966).
- 8. W. C. Nixon, R. V. Ely, C. R. E. Legg, Electron Microscopy (Proc. of the 5th Intern. Congress on Electron Microscopy, Philadelphia, 1962), v. 1, N.Y.-
- L., Academic Press, 1962, D1. 9. R. Buchanan, W. C. Nixon, сборник⁶, р. 119. 10. В. Н. Верцнер, Ю. В. Ченцов, Изв. АН СССР, сер. физ. 24, 519 (1959); ПТЭ, № 5, 180 (1963).
- 11. L. M a y e r, Electron Mirror Microscopy, The Encyclopedia of Microscopy, v. 3,

- 11. I. M. ay et l. Heeten Million Millionopy, in Philosopy, in Philosopy, in S. ed. by G. L. Clark, N.Y., Reinhold, L., Chapman., 1961, p. 316.
 12. R. M. O m an, Adv. Electron. and Electron Phys. 26, 217 (1969).
 13. A. B. Bok, A Mirror Electron Microscope, Delit, Hooglanden Waltmann, 1968.
 14. a) A. B. Bok, J. B. Le Poole, J. Roos, H. de Lang, Adv. Opt. and Electron Micro. 4. 161 (1971); 6) Electron Mirror Microscope JEM-M1, JEOL News 6M (1), 2 (1968).
- News 6M (1), 2 (1968).
 15. H. Bethge, J. Heydenreich, a) Adv. Opt. and Electron Micr. 4, 237 (1971); б) Ехрег. Тесhn. Phys. 19, 375 (1971).
 16. Патент № Р-121694 Института физики ПАН мпкроскоп ZME-2 (производство польского оптического завода РZO, Варшава).
 17. Ю. В. Воробьев, Изв. АН СССР, сер. фпз. 23, 694 (1959).
 18. G. Möllenstedt, H. Gruner, Optik 27, 602 (1968).
 19. R. Castaing, L. Henry, C. R. Ac. Sci. 255, 76 (1962).
 20. R. Castaing, L. Henry, J. Micr. 3, 133 (1964).
 21. R. Castaing, A. El. Hili. L. Henry, C. R. Ac. Sci. 261, 3999 (1965).

- 22. L. Henry, Bull. Soc. Franc. minéral. et cristallogr. 88, 172 (1965).

- L. Henry, Bull. Soc. Franc. Infigral. et clistanogi. 88, 172 (1965).
 R. Castaing, A. El. Hili, L. Henry, Optique des Rayons X et Micro-analyse, P., Hermann, 1965, p. 77; A. El. Hili, J. Micr. 5, 669 (1966).
 M. Baril, Canad. J. Phys. 48, 2487 (1970).
 G. Slodzian, Ann. de Phys. 9, 591 (1964).
 W. Schaffernicht et al., FIAT Rev. German Sci., pt. 1, 2, 100 (1948).
 M. Angeheng, P. P. Pressen, 277 (4062).
- 27. M. A u p h a n, Infrared Phys. 3, 77 (1963).
 28. V. J a r e š, Slaboproudy obzor 22, 19 (1965); 3rd Czech. Conference on Electronics 20. v. Jares, Statoprouty object 22, 19 (1903), 514 Сесен. Conference on Electronics and Vacuum Physics. Transactions. Prague, 1967, p. 589.
 29. A. Рустерхольц, Электронная оптика, М., ИЛ, 1952.
 30. G. Hottenroth, Ann. d. Phys. 30, 689 (1937).
 31. A. Jllenberger, Microscopie 19, 316 (1964).
 32. Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, Н. Н. Седов, Изв. АН СССР, сер. 400 (2660).

- физ. 24, 640 (1960).
- 33. Ř. Orthuber, Zs. angew. Phys. 1, 78 (1948). 34. G. Bartz, G. Weissenberg, D. Wiscott, Radex-Rundshau, Hf. 4/5, 163 (1956).
- 35. G. Bartz, G. Weissenberg, D. Wiscott, Proc. of the 3rd Intern. Conference on Electron Microscopy (London, 1954), L., 1956, p. 395.
 36. L. Mayer, J. Appl. Phys. 26, 1228 (1955).
 37. A. Septier, Ann. Radioélectr. Compagne Franc. Assoc. TSF 9, 1 (1954).

- 38. Г. В. Спивак, Э. Играс, И. А. Прямкова, И. С. Желудев, Кристаллография 4, 123 (1959).
- Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, Э. Играс, Изв. АН СССР, сер. физ. 23, 729 (1959).
 Г. В. Спивак, А. Е. Лукьянов, С. Д. Тошев, В. А. Копцик,
- ibid. 27, 1199 (1963).
- ibid. 27, 1199 (1963).
 41. И. А. Мещерякова [Прямкова], Канд. диссертация (МГУ, 1961).
 42. а) Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, Д. В. Фетисов, А. Н. Кабанов, Л. В. Спивак, И. А. Прямкова, Д. В. Фетисов, А. Н. Кабанов, Л. В. Лазарева, А. И. Шилина, ДАН СССР, сер. физ. 25, 683 (1961); 6) G. Васциеt, А. Santouil, С. R. Ас. Sci. 255, 1263 (1962).
 43. J. Heydenreich, Wiss. Zs. Pädagog. Hochschule Potsdam 6, 25 (1960).
 44. a) Н. Веthge, J. Hellgardt, J. Heydenreich, Exper. Techn. Phys. 8 (2), 49 (1960); 6) O. I. Szentesi, J. Phys. E4, 1076 (1971).
 45. E. Igras, T. Warmiński, Phys. Stat. Sol. 9, 79 (1965).
 46. M. E. Barnett, W. C. Nixon, J. Sci. Instr. 44, 893 (1967).
 47. T. Someya, M. Watanabe, Proc. of the 4th European Regional Conference on Electron Microscopy, v. 1, Rome, 1968, p. 97.

- Yo Me ya, M. Watanabe, Flot. of the 4th European Regional conference on Electron Microscopy, v. 1, Rome, 1968, p. 97.
 G. Becherer, H. J. Fitting, F. Kuhlmann, ibid. 19, 119 (1971).
 L. Mayer, R. Rickett, H. Stenemann, coopnak ⁸, D10.
 W. Schwartze, Exper. Techn. Phys. 14, 293 (1966).
 L. Mayer, U. S. Patent, Cl. 3.047.719, 31 July 1962.
 R. M. Omann. Proc. of the 2nd Internet Conference on Electron and Ion Ream.

- 52. R. M. Oman, Proc. of the 2nd Intern. Conference on Electron and Ion Beam Science and Technology, v.1, N.Y., 1966, p. 89. 53. О. М. Artamonov, сборник ⁴⁷, p. 99. 54. J. Heydenreich, Microscopie Electronique — 1970 (Proc. of the 7th Intern.
- Conference on Electron Microscopy), v. 2, P., 1970, p. 31.
- 55. G. Turner, B. Bauer, Proc. of the 6th Intern. Congress on Electron Microscopy, v. 1, Kyoto, 1966, p. 163.
 56. Chuan C. Chang, Rev. Sci. Instr. 42, 189 (1971) (см. перевод: Приб. научн. исслед. 42 (2), 3 (1971)).

- исслед. 42 (2), 3 (1971)). 57. Е. Kasper, A. P. Wilska, Optik 26, 247 (1967). 58. R. Vassoille, C. Guittard, E. Pernoux, R. Bernard, сбор-ник ⁵⁴, v. 1, p. 179. 59. a) C. Guittard, S. Guittard, R. Bernard, Bull. Soc. chim. France, Numero spécial, 3327 (1970); 6) L. Laydevant, C. Guittard, R. Ber-Tarda, Bernard, Bernard, Bernard, Bull. Soc. chim. France, Numero spécial, 3327 (1970); 6) L. Laydevant, C. Guittard, R. Bern a r d. Proc. of the 5th European Conference on Electron Microscopy, Manchester, 1972, р. 662. 60. J. R. Garood, W. C. Nixon, сборник⁴⁷, р. 95. 61. R. E. Ogilvie, M. A. Schipport, S. H. Moll, D. M. Koffman, UTPL
- Proc. of the 2nd Symposium on Scanning Electron Microscopy, Chicago, HTRI,
- Froc. of the 2nd Symposium on Scanning Electron Microscopy, Chicago, 11TR1, 1969, p. 425.
 J. P. Flemming, J. Sci. Instr., ser. 2, 1, 1179 (1968).
 J. E. Cline, J. M. Morris, S. Schwartz, IEEE Trans. Electron Dev. ED-16, 371 (1969); D. B. Wittry, P. A. Sullivan, сборник ⁵⁴, v. 1, p. 205.
 F. Kuhlmann, P. Lieckfeldt, R. Gradewald, Exper. Techn. Phys. 20, 63 (1972).
- 65. W. Schwartze, Optik 25, 260 (1967).

- 66. З. Лейзеганг, Электронная микроскопия, М., ИЛ, 1960. 67. W. Schwartze, Vorträge auf 9. Tagung Dtsch. Ges. für Electronenmikroskopie, Freiburg, 1959. 68. W. Schwartze, a) Naturwiss. 52, 448 (1965); 6) Exper. Techn. Phys. 11, 92
- (1963).
- 69. С. Я. Я в о р. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами, М., Атомиздат, 1968.
- 70. А. В. Вок, Ј. Кгатег, Ј. В. Le Рооle, сборник⁶, Appendix 9. 71. Н. Н. Седов, *a*) Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1529 (1970); *б*) Ј. Місг. 9, 1 (1970). 72. Г. В. Спивак, И. Н. Прилежаева, В. К. Азовцев, ДАН СССР
- 100, 965 (1955).
- 73. M. E. Barnett, W. C. Nixon, Optik 26, 310 (1967).
- 74. А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, Н. Н. Седов, В. И. Петров, Изв. АН СССР, сер. физ. 32, 987 (1968).
- 75. G. Forst, B. Wende, Zs. angew. Phys. 17, 479 (1964).
- 76. a) Р. Д. Иванов, Канд. диссертация (МГУ, 1963); б) Р. Д. Иванов, М. Г. Абалмазова, ПТЭ, № 5, 192 (1966).
 77. D. Wiscott, Optik 13, 463, 481 (1956).
- 78. J. Heydenreich, a) Exper. Techn. Phys. 10, 346 (1962); б) сберник ³⁵, р. 233. 79. U. Brand, W. Schwartze, Exper. Techn. Phys. 11, 18 (1963). 80. M. E. Barnett, L. England, Optik 27, 341 (1968). 81. L. Mayer, J. Appl. Phys. 28, 259 (1957). 83. D. Стирак В. И. Пюбченко, Изв. АН СССР, серфиз. 23, 69

- 82. Г. В. Спивак, В. И. Любченко, Изв. АН СССР, серфиз. 23, 697 (1959). 83. Г. В. Спивак, Р. Д. Иванов, О. П. Павлюченко, Н. Н. Седов,
- ibid. 27, 1139 (1963). 84. Н. Н. Седов, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, ibid. 32, 996 (1968). 85. М. S. Соћеп, К. J. Нагte, J. Appl. Phys. 40, 3597 (1969).

- 86. Р. С. Гвоздовер, Радиотех. и электрон. 15, 2653 (1970).
 87. Н. Н. Седов, Вести. МГУ, сер. III (Физика. Астрономия) 12 (1), 106 (1971).
 88. Н. Н. Седов, Изв. АН СССР, сер. физ. 32, 1175 (1968).
 89. А. Н. Тихонов, ДАН СССР 151, 501; 153, 49 (1963).

- 90. W. Schwartze, сборник⁶, р. 15. 91. О. М. Артамонов, С. А. Комолов, Радиотех. и электрон. **11**, 2186 (1966).
- 92. О. М. Артамонов, Н. Б. Герасимова, С. А. Комолов, Оптико-мех. пром. 33 (12), 17 (1966).

- 93. М. Е. Barnett, W. C. Nixon, сборник ⁵⁵, р. 231; Optik 26, 310 (1967). 94. О. М. Артамонов, Канд. диссертация (ЛГУ, 1967). 95. А. В. Вок, J. В. Le Poole, J. Roos, сборник ⁴⁷, р. 101.
- 96. С. А. Комолов, Канд. диссертация (ЛГУ, 1970). 97. H. Lichte, G. Möllenstedt, H. Wahl, Zs. Phys. 249, 456 (1972). 98. A. J. Hermans, J. A. Petterson, J. Eng. Math. (Netherlands) 4, 141 (1970).
- 99. E. Soa, Optik 22, 66 (1965).
- 100. W. Schwartze, Optik 23, 614 (1965).
- 101. Р. С. Гвоздовер, Б. Я. Зельдович, Радиотех. и электрон. 18 (1973).
- 102. А. В. Вок, Ј. В. Le Poole, Ј. Roos, сборник ⁴⁷, р. 103. 103. *a*) О. М. Артамонов, С. А. Комолов, Радиотех. и электрон. 15, 220 (1970); 6) Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1548 (1970); в) ibid. 36, 1961 (1972); г) сборник ⁵⁴, v. 1, p. 193.
- 104. О. М. Артамонов, Г. Н. Бродский, С. А. Комолов, Вопросы электроники твердого тела, сборник 2 (вып. 15), Уч. зап. ЛГУ № 354 (сер. физ. наук), 37 (1968); О. М. Артамонов, С. А. Комолов, Л. М. Кули-манина, Н. В. Плиткина, ibid., сборник 3 (вып. 16), 75 (1970).

- 105. М. В. Назаров, Н. Н. Седов, Изв. АН СССР, сер. физ. 36, 2013 (1972). 106. М. Е. Barnett, Appl. Phys. Lett. 12, 229 (1968). 107. О. I. Szentesi, J. Appl. Phys. 42, 5180 (1971); Т. Warmiński, сбор-ник ⁵⁹⁶, p. 28.
- 108. О. М. Артамонов, Г. Г. Дутов, С. А. Комолов, О. М. Смирн о в, Электронная техника, сер. 4 (Электронно-лучевые и фотоэлектрические приборы), вып. 5, 274 (1968). 109. L. Mayer, J. Appl. Phys. 28, 975 (1957). 110. L. Mayer, ibid. 29, 658, 1003, 1454 (1958). 111. L. Mayer, ibid. 30, 252, 1101 (1959).

- 112. L. Mayer, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. B-1, 547 (1962).
- 113. L. Маует, сборник⁸, ЈЈ-2.
 114. Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, А. Е. Лукьянов, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 813 (1966).

- 115. J. Kranz, H. Bialas, Optik 18, 178 (1961).
- 116. Г.В. Спивак, Р.Д. Иванов, О.П. Павлюченко, Н. Н. Седов, В. Ф. Швец, Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 1210 (1963).
- 117. О. П. Павлюченко, Канд. диссертация (МГУ, 1967).

- 118. Р. С. Гвоздовер, Канд. диссертация (МГУ, 1970).
 119. Р. С. Гвоздовер, В. И. Петров, Радиотех. и электрон. 17, 433 (1972).
 120. V. J. Petrov, A. E. Lukianov, R. S. Gvozdover, G. V. Spi-
- 120. у. я. сборник⁵⁴, р. 25.
 121. В. И. Петров, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, Вестн. МГУ, сер. III (Физика. Астрономия) 8 (6), 102 (1967).
 122. Н. Н. Седов, Г. В. Сиивак, В. И. Петров, А. Е. Лукьянов, А. Е. Дукьянов, 22 (1968).
- Э. И. Рау, Изв. АН СССР, сер. физ. 32, 1005 (1968).
- 123. Н. Н. Седов, Г. В. Спивак, В. И. Петров, А. Е. Лукьянов,
- Раднотех. и электрон. 13, 379 (1968). 124. В. И. Петров, А. Е. Лукьянов, Р. С. Гвоздовср, Вестн. МГУ, сер. III (Физика. Астрономия) 11 (4), 441 (1970).
- 125. Р. С. Гвоздовер, Радиотех. и электрон. 17, 1697 (1972).
 126. Г. В. Сипвак, Р. С. Гвоздовер, А. Е. Лукьянов, Н. Н. Се-дов. В. И. Петров, А. И. Бутылкин, Изв. АН СССР. сер. физ. 32, 1211 (1968).
- 127. A. E. Lukianov, N. N. Sedov, G. V. Spivak, R. S. Gvosdo-
- 127. А. Е. Циктанов, М. М. Sedov, G. V. Sртчак, П. З. Стозис-ver, сборник⁴⁷, р. 105.
 128. Г. В. Спивак, Е. М. Дубинппа, В. Г. Дюков, А. Е. Лукьянов, H. Н. Седов, В. И. Петров, О. П. Павлюченье, Г. В. Са-иарин, А. Н. Невзоров, Изв. АН СССР, сер. физ. 32, 1098 (1968).
 129. а) Э. И. Рау, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, Р. С. Гвоздовер, ibid. 34, 1539 (1970); б) В. Н. Гусев, О. М. Кудрявцев, А. М. Лавру-хин, А. Е. Лукьянов, Э. П. Рау, О. А. У шаков, ibid. 36, 1327 (1972) (1972).
- 130. С. W. Bates, L. England, Appl. Phys. Lett. 14, 390 (1969). 131. Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, В. Н. Лепешинская, ДАН CCCP 130, 751 (1960).
- a) G. V. Spivak, B. B. Schischkin, A. E. Lukjanov, K. A. Mitschurina, сборник⁶, р. 109; б) S. P. Newberry, J. Appl. 132. a) G. Phys. 37, 3931 (1966).
- 133. E. Igras, Bull. Ac. Polon. des Sci. (Math., Astr., Phys.) 9, 403 (1961).
- 134. E. Igras, Proc. of the Intern. Conference on Physics of Semiconduct rs, L., 1962, p. 832.
- 135. Е. Igras, T. Warmiński, Phys. Stat. Sol. 13, 169 (1966); 19, К67; 20, К5 (1967); 27, 69 (1968).
 136. Е. Igras, T. Warmiński, сборник ⁴⁷, р. 109.
 137. Е. Igras, W. Przyborski, T. Warmiński, Phys. Stat. Sol. 35, Кат. 2000.
- K107 (1969).
- 138. a) K. N. Maffitt, J. Vac. Sci. Technol. 2, 285 (1965)' 6) F. L. English, H. K. Parsons, R. B. Schoolar, H. R. Riedl, J. Appl. Phys. 40, 3293 (1969).
- 139. J. Heydenreich, Heterojunctions and Layer Structure (Intern. Conference on Physics and Chemics of Semiconductors), v. 3, Budapest, 1971, p. 133.

- 140. О. І. Szentesi, М. Е. Barnett, J. Sci. Instr. E2, 855 (1969). 141. G. Bartz, G. Weissenberg, Naturwiss. 44, 229 (1957). 142. Н. Н. Седов, Г. В. Спивак, Р. Д. Иванов, Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 1339 (1962).
- 143. А. Е. Лукьянов, Л. О. Петрова, Радиотех. и электрон. 16. 891 (1971); Н. Н. Седов, Вестн. МГУ, сер. III (Физика. Астрономия) 12 (5), 609 (1971).
- 144. W. Schwartze, Čech. čas. fys. 12, 488 (1962). 145. Г. В. Спивак, А. Е. Лукьянов, М. Г. Абалмазова, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 1382 (1964).
- 146. F. Lenz, E. Krimmel, Zs. Phys. 175, 235 (1963). 147. М. Г. Абалмазова, Н. Н. Седов, Р. Д. Иванов, Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1554 (1970).
- 148. О. М. Артамонов, С. А. Комолов, см. 104, сборник 3 (вып. 16), 80 (1970).
- 149. L. Mayer, J. Appl. Phys. 34, 2088 (1963).

- 145. Г. Мауег, J. Аррі. Риуз. 34, 2088 (1963).
 150. Т. Warmiński, Phys. Stat. Sol. a3, K159 (1970).
 151. Г. В. Спивак, Р. Д. Иванов, Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 1203 (1963).
 152. Р. Д. Иванов, М. Г. Абалмазова, ЖТФ 37, 1351 (1967).
 153. М. Г. Абалмазова, В. П. Демидов, Р. Д. Иванов, Электронцая техника, сер. 6 (Микроэлектроника), вып. 1 (22), 69 (1970); В. И. Карасев, А. И. Коробов, М. Г. Абалмазова, Радиотех. иэлектрон. 16, 465 (1971).

- 154. T. Warmiński, I. Glass, Phys. Stat. Sol. a8, K17 (1971).
- 154. 1. Warminski, 1. Стазя, ниу. Зон. зо., ас. кн. (1974).
 155. Г. В. Сийвак, А. Е. Лукьянов, Изв. АН СССР, сер. физ. 30, 781 (1966); А. Е. Lukianov, G. V. Spivak, сборнк ⁵⁵, р. 611.
 156. Р. С. Гвоздовер, И. В. Карпова, С. Г. Калашников, А. Е. Лукьянов, Э. И. Рау, Г. В. Сийвак, Радиотех. и электрон. 15, 2368 (1970): R. S. Gvozdover, J. V. Кагроva, S. G. Kalash-nikov, A. E. Lukianov, E. I. Rau, G. V. Spivak, Phys. Stat. Col. 55 (4074). Sol. a5, 65 (1971).
- 157. O. I. Szentesi, E. A. Ash, IEEE Trans. Sonics und Ultrasonics SU-17, 66 (1970); O. I. Szentesi, J. Phys. E5, 563 (1972).
 158. C. Guittard, These Doct. Sci. Phys. (Fac. Sci. Univ. Lyon, 1966); C. Guit-
- tard, J. P. Briffaut, R. Bernard, E. Pernoux, C.R. Ac. Sci.

- 13721 (1964): С. Guittard, Е. Регпоих, ю.н. ж. сон. 259, 3721 (1964): С. Guittard, Е. Регпоих, ibid. 261, 5358 (1965).
 159. С. Guittard et al., ibid. B264, 592 (1967): сборник ⁴⁷, р. 107.
 160. М. Babout, L. Laydevant, С. Guittard, сборник ⁵⁴, v. 1, p. 271.
 161. С. Guittard, R. Bernard, ibid., p. 275.
 162. С. Guittard et al., J. Micr. 5, 13a (1966); 6; 18a (1967).
 163. Г. В. Спивак, А. Е. Лукьянов, С. Д. Тошев, В. А. Концик, Изр. АНСССР сор. 402, 27, 1499 (1963) Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 1199 (1963). 164. F. L. English, J. Appl. Phys. 39, 128, 2302 (1968). 165. T. Someya, J. Kobayashi, Proc. of 28th Annual Meeting of the Electron
- Microscopy Society of America (Houston, Tex., USA, October 1970), Baton Rouge,

- 170. С. Косп, зепает заприсл П, 179 (1938), Аскиса 10, 107 (1960).
 171. Р. С. Гвоздовер, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, В. Е. Ля-мов, Э. И. Рау. А. И. Бутылкин, Раднотех. пэлектроп. 13, 2276 (1968).
 172. Р. С. Гвоздовер, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, Э. И. Рау, М. В. Быков, Изв. АН СССР, сер. физ. 34, 1483 (1970).
 173. R. S. Gvosdover, А. Е. Lukianov, G. V. Spivak, E. I. Raju, собрание 54 v. 4. р. 493.

- 173. R. S. Gvosdover, A. E. Lukianov, G. V. Spivak, E. I. Raju, сборник ⁵⁴, v. 1, p. 193.
 174. R. S. Gvosdover, сборник ⁵⁹⁶, p. 504.
 175. M. C. Antoshin, G. V. Spivak, A. E. Lukianov, E. I. Rau, O. A. Ushakov, A. I. Akishin, G. A. Tokarev, ibid., p. 506; Г. В. Сппвак, М. К. Антошин, А. Е. Лукьянов, Э. И. Рау, O. A. Ушаков, А. И. Акишин, Г. А. Токарев, В. Е. Лямов, И. Бартель, Изв. АН СССР, сер. физ. 36, 1954 (1972).
 176. G. С. МсLеоd, R. М. Отап, J. Appl. Phys. 39, 2756 (1968).
 177. Р. Д. Иванов, М. Г. Абалмазова, Радиотех. и электрон. 16, 447 (1971); J. Неу denreich, сборник ⁵⁹⁶, p. 490.
 178. Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, сборник «Магнитная структура ферро-

- 11. Г. И. Ванов, М. г. Абаямазова, гадиона. и заскиров. 10, 44 (1971); Ј. Неудепгеісh, сборник ⁵⁹⁶, р. 490.
 178. Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, сборник «Магнитная структура ферромагнетиков», подред. Л. В. Киренского, Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1960, стр. 185; Ј. D. Киеhler, IBM J. Res. and Develop. 4. 202 (1960); Г. В. Спивак, Л. В. Киренский, Р. Д. Иванов, Н. Н. Седов, Изв. АН СССР, сер. физ. 25, 1465 (1961); К. N. Maffitt D. S. Lo, А. L. Olson, Е. J. Тогок, Rev. Sci. Instr. 39, 259 (1968) (см. перевод: Приб. научн. исслед. 39 (2), 118 (1968)).
 179. G. V. Spivak, O. P. Pavljutschenko, R. D. Ivanov, G. P. Netischenskaja, сборник ⁶, р. 293.
 180. Р. Д. Иванов, ЖТФ 35, 145 (1965).
 181. Г. В. Спивак, А. Е. Lukianov, Е. I. Rau, R. S. Gvosdover, Intermag-71, IEEE Trans. Magnet. MAG-7, 684 (1971).
 183. С. Guittard et al., C. R. Ac. Sci. B264, 924 (1967).
 184. G. Weissenberg, Патент ФРГ № 974698 (1964).
 185. О. Воstanjoglo, G. Seigel, Студенков, 7 (3), 157 (1967).
 186. S. T. Wang et al., Труды X Международной конференции по физике низких температур (Москва, 1966), т. 2А., М., Изд. ВИНИТИ, 1967, стр. 364.
 187. В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, УФН 102, 529 (1970).
- 529 (1970).

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

новые приборы и методы измерений

621.385.833

ЗЕРКАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак, Р. С. Гвоздовер

СОДЕРЖАНИЕ

1.1	Введение	23				
2. 3	Электронное зеркало и зеркальный электронный микроскоп 6	24				
3. 1	Конструкции зеркальных электронных микроскопов 6	26				
4.]	Режимы работы зеркального микроскопа	30				
5. (Отображение геометрического рельефа и электрических микрополей 6	33				
6. I	Разрешение и чувствительность зеркального микроскопа 6	44				
7. (Этображение магнитных микрополей	51				
8.1	Применение ЗЭМ в физических исследованиях	57				
а) Исследование контактных полей и полупроводников (657). б) Исследо-						
F	зание диэлектриков (661). в) Визуализация и измерение магнитных по-					
J	тей (663).					
Цит	гированная литература	64				

1. ВВЕДЕНИЕ

Потребности развивающейся полупроводниковой электроники и интересы физики поверхностных процессов стимулируют совершенствование электронно-оптических методов изучения разнообразных явлений на поверхностях твердых тел. Наряду с растровыми^{1, 2}, эмиссионными³ и в некоторых случаях отражательными⁴ микроскопами широкое применение находит зеркальный электронный микроскоп (ЗЭМ)⁵, обладающий рядом замечательных особенностей. Только в этом приборе объект не подвергается бомбардировке зондирующими частицами, удовлетворяя правилу primum ne noceas («Главное — не трогай»). В ЗЭМ электронный пучок отражается в тормозящем электрическом поле вблизи образца, собирая информацию о геометрическом рельефе поверхности и микрополях на ней.

ЗЭМ обладает более высокой чувствительностью к геометрическому рельефу исследуемой поверхности и электрическим микрополям на ней, чем вторично-эмиссионные и растровые приборы, поскольку зондирующий электрон дважды находится в области действия микрополя — при торможении и ускорении. Кроме того, только в нем, если регулировать разность потенциалов между катодом электронной пушки и образцом («напряжение смещения»), можно изучать распределение микрополей на различной высоте над поверхностью образца. В настоящее время появляется тенденция использовать эти своеобразные качества зеркальной электроннооптической системы в комбинированных приборах — эмиссионно-зеркальных^{6,7} и растрово-зеркальных ⁸⁻¹⁰.