



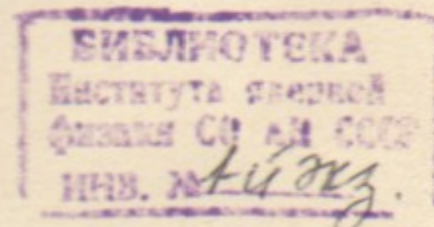
Д.81

36

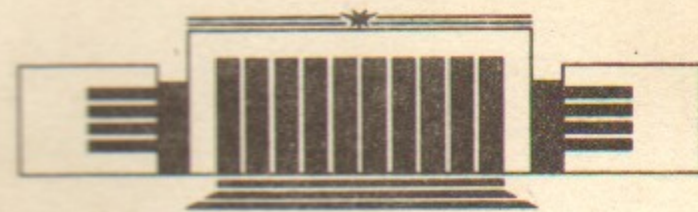
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ
ИСТОЧНИКИ ИОННЫХ ПУЧКОВ



ПРЕПРИНТ 87-63



НОВОСИБИРСК

ВВЕДЕНИЕ

В генерации ионных пучков с высокими ионно-оптическими характеристиками до последнего времени безраздельно господствовали плазменные источники, основанные на образовании ионов при столкновении электронов газоразрядной плазмы с атомами и молекулами [1]. Почти столетнее совершенствование плазменных источников обеспечило развитие ускорительной техники, электромагнитного разделения изотопов, ионно-пучковых технологий в физике твердого тела и микроэлектронике, в физике плазмы и современных исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Предпринимавшиеся попытки генерации ионных пучков за счет других механизмов образования ионов (поверхностной ионизации, автоионной эмиссии с поверхности твердого тела, полевой ионизации в газовой фазе и т. д.) не смогли составить конкуренции плазменным источникам.

Лишь в последнее десятилетие был разработан поверхностно-плазменный метод получения интенсивных пучков отрицательных ионов, основанный на образовании отрицательных ионов за счет захвата электронов из твердотельного эмиттера на уровне электронного сродства распыленных и отразившихся частиц [2]. Однако и в этом случае газоразрядная плазма играет существенную роль в обеспечении высокой интенсивности и яркости генерируемых пучков отрицательных ионов, сравнимых с соответствующими характеристиками ионных пучков из плазменных источников.

Вторым, принципиально новым методом получения ионных пучков, составившим конкуренцию плазменным источникам, является электрогидродинамическая эмиссия ионов (далее э.г.д. эмиссия), рассматриваемая в настоящем обзоре. Э.г.д. эмиссия ионов возникает при очень высокой напряженности электрического поля на поверхности проводящей жидкости ($E \sim 2\text{В}/\text{А} = 2 \cdot 10^8 \text{ В/см}$), достаточной для вырывания ионов из конденсированной фазы непосредственно в вакуум.

При умеренной разности потенциалов $U \simeq 10^3 \div 10^4 \text{ В}$ столь высокие напряженности поля создаются на «выступах» жидкости, са-

мозаостряющихся в электрическом поле до радиуса кривизны $r_0 \sim 15 \text{ \AA}$. Характерное значение эмиссионной плотности тока 10^8 A/cm^2 поддерживается в стационарном режиме за счет течения жидкости в область генерации ионов. «Точечность» эмиттера (его площадь $\sim 10^{-13} \text{ cm}^2$), относительно низкая температура (0,1 эВ) и превышение эмиссионной плотности тока в $10^9 - 10^{11}$ раз над типичной для плазменных источников создают предпосылки для генерации ионных пучков с нормализованной яркостью B до $10^{19} \text{ A/cm}^2 \text{ рад}^2$, тогда как для источников других типов $B \simeq 10^6 \text{ A/cm}^2 \text{ рад}^2$ и достигает рекордного уровня $B \simeq 10^9 \text{ A/cm}^2 \text{ рад}^2$ лишь в исключительных случаях.

Возможностью получения выдающихся ионно-оптических характеристик и обусловлен повышенный интерес к разработке и исследованию э.г.д. источников. Но они обладают и рядом других достоинств, обеспечивающих им прочное место в ряде применений. Несомненный интерес представляет и сам процесс э.г.д. эмиссий, идущий в столь экстремальных условиях.

Хотя э.г.д. эмиссия ионов была получена более 20 лет назад, возможности использования ее уникальных характеристик в прецизионных технологиях были осознаны совсем недавно. С этого момента началось очень активное развитие и внедрение э.г.д. эмиссии в исследования и промышленность. Наибольшие усилия в этой области концентрируют ведущие фирмы и научные центры Японии, США, Великобритании.

В предлагаемом обзоре обсуждаются физические основы э.г.д. эмиссии, технологические основы ее обеспечения, конструкции и характеристики э.г.д. источников, в том числе в составе ионно-оптических систем, примеры (и возможности) их технологических применений. Приведены результаты исследований э.г.д. эмиссии, полученные в Институте ядерной физики СО АН СССР. Появление данного обзора вызвано тем, что существующие обзоры по э.г.д. эмиссии (особенно это относится к обзорам на русском языке) в значительной мере уже устарели.

Изложению новых результатов в э.г.д. эмиссии ионов уместно предпослать краткую историческую справку о первых этапах развития этого направления.

В начале 60-х годов э.г.д. эмиттеры пытались использовать в качестве ионных двигателей малой тяги для космических аппаратов. Эмиттер представлял собой капилляр, с открытого конца которого расплавленный металл распылялся электрическим полем в виде заряженных кластеров [3].

В 1969 г. Махони с сотрудниками [4] обнаружили, что такие э.г.д. эмиттеры могут использоваться для получения одноатомных ионов и предложили название — электрогидродинамические эмиттеры ионов. Однако эмиттеры с капилляром обладают существенным недостатком — место, откуда идет эмиссия, может перемещаться по мениску жидкости на конце капилляра, что ведет к увеличению эффективного размера эмиттера и нестабильности эмиссии.

Поэтому в 1978 г. Клэмпит и Джеффрис предложили новый вариант э.г.д. эмиттера, в котором место эмиссии стабилизировано иглой, выдвинутой из открытого конца капилляра, причем в этом эмиттере жидкость подтекает к зоне эмиссии по боковой поверхности иглы [5].

В настоящее время большинство э.г.д. эмиттеров представляют собой иглу с радиусом острия 3—10 мкм, с конца которой идет эмиссия ионов. У основания иглы находится запас рабочего вещества, которое по боковой поверхности подтекает к острию. Игла и рабочее вещество поддерживаются при нужной температуре с помощью нагревателя. Напротив острия находится пластина с отверстием — экстрактор. Характерные рабочие напряжения э.г.д. эмиттера 5—15 кВ, токи эмиссии от 0,5 до 200 мкА, в качестве рабочих расплавов используется широкий набор веществ: Ga, In, Sn, Bi, Al, Li, Cs, Cu, Au и др., сплавы типа В-Ni-Si, Cu-P и др. Преимущественным использованием расплавов металлов в качестве рабочих веществ обусловлено широко распространенное название этих источников — жидкометаллические. Однако в последнее время электрогидродинамическая эмиссия ионных пучков была получена и из расплавов диэлектриков, у которых при расплавлении появляется хотя бы слабая ионная проводимость [6]. В связи с этим более раннее наименование этих источников — электрогидродинамические (э.г.д. источники) нам представляется более уместным.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ Э.Г.Д. ЭМИССИИ

Что такое э.г.д. эмиттер?

Рассмотрим в общих чертах работу э.г.д. эмиттера, иллюстрируемую рис. 1. Когда к игле 1, смоченной пленкой жидкого металла 2, прикладывается напряжение U относительно экстрактора 5, электрическое поле стремится оторвать жидкость, удерживаемую на вершине иглы капиллярными силами. При увеличении напряже-

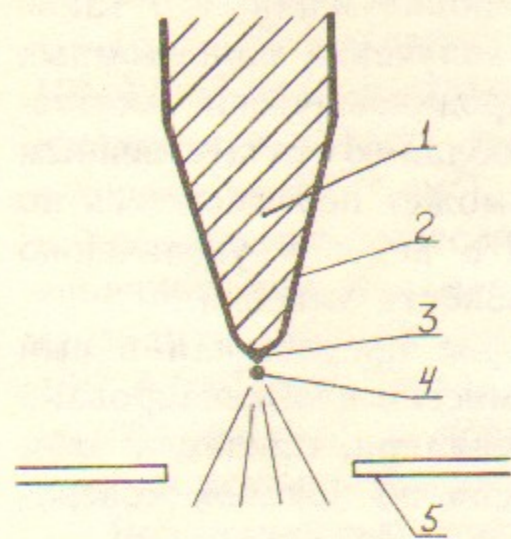


Рис. 1. Схема э.г.д. эмиттера:
1 — игла; 2 — пленка жидкости; 3 — конус Тейлора;
4 — область свечения; 5 — вытягивающий электрод (экстрактор).

ния U наступает момент, когда давление электрического поля сравнивается, а затем и начинает превышать давление капиллярных сил, т. е.

$$E^2/8\pi \geq 2\gamma/R, \quad (1)$$

где γ — коэффициент поверхностного натяжения, R — радиус закругления острия иглы. В этот момент происходит деформация пленки жидкости на острие, жидкость принимает форму, близкую к конусу с очень острой вершиной, с которой начинают эмиттироваться ионы. Уход вещества в виде ионов компенсируется его притоком по боковой поверхности иглы.

Типичное напряжение между иглой и экстрактором $U \sim 5-15$ кВ. Меняя напряжение U , можно изменять ионный ток в диапазоне $0,5-200$ мкА. Эмиссия идет в конус с полууглом при вершине $\sim 20-30^\circ$, эмиттируются в основном однозарядные (для некоторых веществ — двухзарядные) ионы, а при больших токах — также заряженные кластеры. Энергоразброс эмиттируемых ионов $\Delta E_{1/2}$ (полная ширина на полувысоте) порядка 10 эВ.

При работе э.г.д. эмиттера у острия иглы появляется характерное свечение, имеющее вид яркой точки. С ростом тока интенсивность свечения также растет. Ниже особенности работы э.г.д. эмиттера рассматриваются более детально.

Жидкость в электрическом поле (статический случай)

В работе Тейлора [7], исследовавшего равновесие проводящих жидкостей в электрическом поле, показано, что при некоторой специальной конфигурации электродов может достигаться равновесие

между силами электрического давления на поверхности жидкости и поверхностным натяжением. Повторим вывод Тейлора, полагая, что задача осесимметричная и проводники имеют коническую форму (рис. 2).

В этом случае решение уравнения Лапласа имеет вид [8]:

$$V = \sum_s P_{v_s}(\cos \theta) (A_s r^{v_s} + B_s r^{-v_s-1}), \quad (2)$$

где $P_{v_s}(\cos \theta)$ — функции Лежандра; A_s, B_s — некие коэффициенты. Так как потенциал V в нуле не должен иметь никаких особенностей, $B_s = 0$. Пусть форма внешнего (металлического) электрода задается уравнением

$$r = R_0 / [P_v(\cos \theta)]^{1/v}. \quad (3)$$

Тогда в сумме (2) остается единственный член

$$V = A_v P_v(\cos \theta) r^v. \quad (4)$$

Предположим, что внутренний (жидкий) электрод имеет форму конуса с вершиной в начале координат, с внешним полууглом β , и потенциал конуса равен нулю.

Давление S , действующее на поверхность жидкости, обусловлено электрическим полем и поверхностным натяжением:

$$S = -\frac{E^2}{8\pi} + \gamma \frac{\text{ctg}(180^\circ - \beta)}{r}, \quad (5)$$

где электрическое поле

$$E = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = A_v P'_v(\cos \beta) r^{v-1}. \quad (6)$$

Константу A_v находим из уравнения (4), считая, что V_0 — потенциал наружного электрода, $\theta = 0$ и $P_v(1) = 1$:

$$A_v = V_0 / R_0^v. \quad (7)$$

С учетом (6) и (7) имеем для (5)

$$S = -\frac{[V_0 P'_v(\cos \beta)]^2}{8\pi R_0^{2v} r^{2-2v}} + \gamma \frac{\text{ctg}(180^\circ - \beta)}{r}. \quad (8)$$

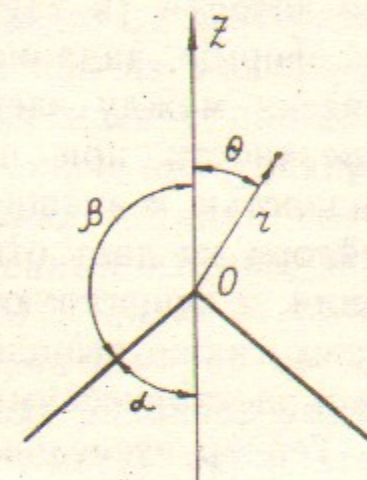


Рис. 2. Конус Тейлора в сферической системе координат.

В равновесии на поверхности конуса $S(r) = 0$ и из (8) сразу получаем

$$V = 1/2 \text{ и } V_0 = \frac{[8\pi\gamma R_0 \operatorname{ctg}(180^\circ - \beta)]^{1/2}}{P_{1/2}(\cos \beta)}$$

Из уравнения (4) и условия эквипотенциальности конуса имеем $P_{1/2}(\cos \beta) = 0$, откуда $\beta = 130^\circ,7$ и $\alpha = 180^\circ - \beta = 49^\circ,3$.

Из полученных результатов следует, что существует конфигурация жидкости в виде конуса с полууглом при вершине $49^\circ,3$, для которой (в случае применения внешнего электрода специальной формы, заданной уравнением (3)) выполняется условие равновесия между электрическими и капиллярными силами по всей поверхности при приложении разности потенциалов V_0 между жидкостью и внешним электродом. Важно подчеркнуть, что анализ Тейлора не дает ответа на вопрос, устойчива ли данная конфигурация, и существуют ли другие формы жидких электродов, для которых также выполняется условие равновесия между капиллярными и электрическими силами.

Тейлор исследовал равновесие проводящих жидкостей экспериментально [7], используя электроды с формой (3), и обнаружил, что при повышении напряжения мениск жидкости действительно принимает форму, близкую к конусу с углом при вершине $2\alpha \approx 100^\circ$.

К настоящему времени с помощью растрового электронного микроскопа получены фотографии острия иглы э. г. д. эмиттера, замороженного в процессе работы [9, 10]. На фотографиях отчетливо виден на острие иглы конус с углом при вершине, близким к 90° (размер конуса порядка нескольких микрон), хотя форма электродов э.г.д. эмиттера далека от идеальной, описываемой уравнением (3). В [11, 12] приведены фотографии э.г.д. эмиттера в процессе работы, в том числе для разных токов эмиссии и, соответственно, при разных напряжениях на эмиттере. На этих фотографиях также виден конус Тейлора на конце иглы, хотя при больших токах эмиссии его форма искажена.

Все эти результаты убедительно свидетельствуют, что конус Тейлора является единственно устойчивой конфигурацией жидкости в электрическом поле. Хотя в ряде работ [13, 14, 15] выводы Тейлора подвергаются критике, нам (и автору [16]) работы [13, 14, 15] представляются недостаточно обоснованными.

Решение Тейлора предполагает существование бесконечно острого конуса с бесконечно большим полем на вершине. Однако в э.г.д. эмиттерах с вершины конуса идет эмиссия ионов, и в районе эмиссионной зоны решение Тейлора, очевидно, уже не соответствует реальной ситуации (не учитывается пространственный заряд ионного пучка, течение жидкости и т. д.).

Механизм ионной эмиссии длительное время оставался невыясненным, долгое время сосуществовали различные мнения и о размере эмиссионной зоны. Различные авторы оценивают этот размер от 10^{-7} см [17] до 10^{-5} см [18], в то время как из экспериментальных данных следовало лишь, что эмиссия идет с площадки размером меньше 10^{-4} см. Для объяснения ионной эмиссии предлагались следующие механизмы: разряд в парах металла вблизи острия; полевая ионизация термически испаренных атомов; полевое испарение ионов с поверхности жидкости. Однако в работе [17] Гомер показал, что самостоятельный разряд в парах металла вблизи острия невозможен, так как из-за малых размеров эмиссионной зоны требуется нереально большая плотность пара, чтобы обеспечить условие размножения электронов. В дальнейшем в работе [19] было показано, что механизм полевой ионизации испаренных атомов также не эффективен, так как необходимая скорость испарения обеспечивается лишь при аномально высокой температуре эмиттера ($T \approx 5000$ К), в том числе с учетом затягивания атомов в область сильного поля. Кроме того, опубликованные недавно результаты расчета разброса энергий, которые имели бы ионы, образовавшиеся в результате полевой ионизации термически испаренных атомов [20], весьма далеки от значений энергоразброса, найденных экспериментально [21—24]. Все эти факты свидетельствуют о том, что процессы полевой ионизации не могут обеспечивать заметного вклада в полный ионный ток. Поэтому сейчас можно, видимо, считать общепризнанным, что основной механизм генерации тока — это полевое испарение ионов с поверхности жидкости в сильном электрическом поле.

Полевое испарение — термически активированный процесс, плотность тока которого описывается уравнением [25]

$$j = e\sigma v \exp(-Q/T), \quad (9)$$

где $\sigma \sim 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ — поверхностная плотность атомов; $v \sim 5 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$ — характерная частота колебаний атомов; Q — энер-

гия активации; T — температура, выраженная в единицах энергии. График потенциальной энергии, описывающий механизм полевого испарения для так называемой модели «изображающего потенциала»

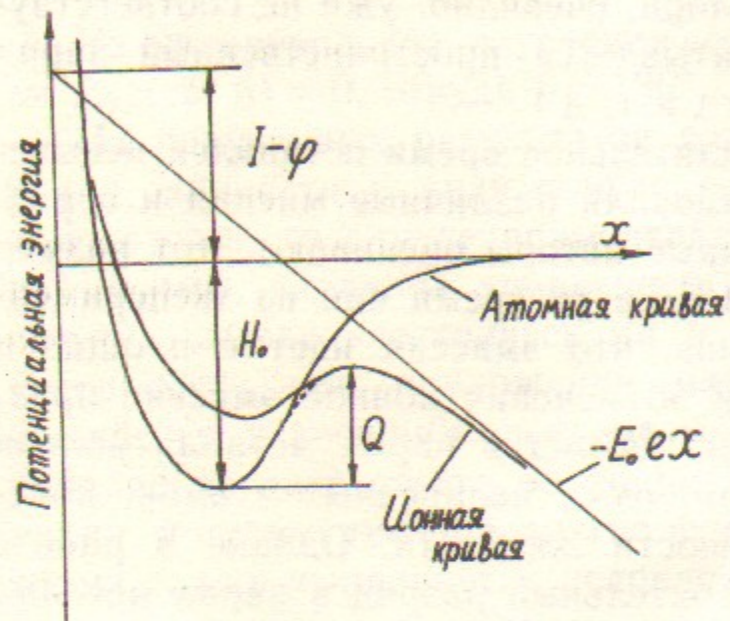


Рис. 3. Кривые потенциальной энергии для модели «изображающего потенциала». При удалении от поверхности атом переходит в ионное состояние с последующим испарением через барьер изображающего потенциала высотой Q .

потенциала» приведен на рис. 3. Модель изображающего потенциала достаточно хорошо применима к металлам, а энергия активации в этой модели вычисляется по формуле [25].

$$Q = H_0 + I - e\varphi - (e^3 E_0)^{1/2}, \quad (10)$$

где H_0 — энергия сублимации атома; I — энергия ионизации; φ — работа выхода; E_0 — испаряющее поле.

Дефицит энергии испаренных ионов можно вычислить по формуле

$$\Delta E = H_0 + I - e\varphi - Q. \quad (11)$$

Для галлия, если положить $Q \sim 0,1$ эВ, имеем $\Delta E = 4,8$ эВ [21], что хорошо согласуется с величиной $\Delta E = 4,6$ эВ, найденной экспериментально [26, 27].

Из (9) и (10) видно, что плотность ионного тока экспоненциально растет с ростом электрического поля на поверхности жидкости. Поэтому часто при расчетах удобно полагать, что при изменении плотности тока в широких пределах величина испаряющего поля остается постоянной и, в случае галлиевого эмиттера, лежит в пределах $1,5 - 1,6$ В/Å [25].

Основная проблема, возникшая при попытке применения тео-

рии полевого испарения к э.г.д. эмиссии — появление чрезвычайно больших плотностей тока на поверхности эмиттера и связанное с этим сильное влияние пространственного заряда. Из расчетов, проведенных в [17], а также из уравнений (16), (17) (см. ниже) следует, что для получения напряженности электрического поля $E_0 \sim 1,5$ В/Å радиус закругления вершины конуса Тейлора должен быть $r_0 \sim 10^{-7}$ см, что при токе $J = 10$ мкА дает плотность тока на поверхности эмиттера $j \sim 10^8 - 10^9$ А/см². Расчетное напряжение, которое необходимо приложить к эмиттеру для достижения на его поверхности поля $E_0 \sim 1,5$ В/Å с учетом влияния пространственного заряда, оказывается при этом неразумно высоким, много выше полученного экспериментально [17]. Однако эта проблема легко снимается, если предположить, что форма конуса вблизи вершины искажается, там появляется выступ, с которого и идет эмиссия ионов. Так как вакуумное электрическое поле на конце выступа много больше, чем поле на сглаженной вершине конуса, удастся согласовать расчетное и найденное экспериментально рабочее напряжение э.г.д. эмиттера. Более подробно изменение формы эмиттера с учетом течения жидкости и влияния пространственного заряда будет обсуждено в следующем разделе.

Форма конуса с учетом эмиссии ионов

Анализ Тейлора справедлив лишь для неподвижной жидкости. Если жидкость движется (подтекает к вершине конуса), вместо уравнения (5) необходимо использовать уравнение Бернулли

$$-\frac{E^2}{8\pi} + \gamma \frac{\text{ctg}(180^\circ - \beta)}{r} + \frac{\rho v^2}{2} = 0, \quad (12)$$

где предполагается, что у основания конуса скорость и давление жидкости равны нулю. Вязкостью можно пренебречь, так как жидкость течет без проскальзывания слоев ($\nabla_{\perp} v = 0$).

Оценим величину скоростного члена ($\rho v^2/2$). Из условия непрерывности имеем

$$s_0 \rho v = J \frac{m}{e}, \quad (13)$$

где s_0 — поперечное сечение потока; J — полный ионный ток; m — масса одного атома. Из (13)

$$\frac{\rho v^2}{2} = J^2 \left(\frac{m}{e} \right)^2 \frac{1}{2\rho s_0^2}. \quad (14)$$

Предположим, что форма конуса почти не искажена. Тогда

$$s_0 = 2\pi(1 - \cos(180^\circ - \beta))r = 2\pi(1 - \cos \alpha)r^2 \approx 2,2r^2. \quad (15)$$

Оценим, с учетом (14) и (15), при каких r скоростной член в (12) становится сравним с давлением капиллярных сил. Оказывается, скоростной член в уравнении (12) начинает играть существенную роль лишь при

$$r \leq 5 \cdot 10^{-7} \text{ см} = 50 \text{ \AA}$$

для галлия, при токе $J = 100$ мкА. Из этого результата следует, что из-за течения жидкости форма конуса существенно искажается лишь у самой вершины, на размерах не более 100 Å. Однако для точного определения формы конуса требуется также учитывать и распределение пространственного заряда. Весьма удачная попытка численного решения этой задачи сделана Кинхемом и Свэнсоном [28, 29].

Оценим размер эмиссионной зоны, предполагая, что механизм эмиссии — полевое испарение ионов. Считая эмиттер выступом с радиусом закругления r_0 , напишем систему уравнений

$$\begin{cases} -E_0^2/8\pi + 2\gamma/r_0 + \rho v^2/2 = 0 & (16) \\ \pi r_0^2 \cdot v \rho e/m = J & (17) \end{cases}$$

Здесь (16) — уравнение Бернулли для жидкости под самой поверхностью эмиттера; (17) — уравнение непрерывности; E_0 — испаряющее поле, для галлия $E_0 \sim 1,5 \cdot 10^8$ В/см; $J \sim 1 - 100$ мкА — ток эмиссии; v — скорость подтекающей к эмиттеру жидкости. Из (16), (17) имеем для галлия

$$r_0 = 14,8 \div 30 \text{ \AA},$$

$$v_{\max} = 5,7 \cdot 10^4 \text{ см/с},$$

$$j_{\max} = 4,6 \cdot 10^8 \text{ А/см}^2.$$

Столь высокие скорости и плотности тока вызывают естественное недоверие к результатам, но так как все разыгрывается в очень малых объемах, ничего страшного здесь нет. Наиболее распространённый аргумент против этой картины, кроме ссылок на

пространственный заряд, — нагрев жидкого острия током с высокой плотностью.

В работе [30] были проведены расчеты омического нагрева острия конической формы с учетом теплопроводности жидкости (мощность, уносимая излучением, мала). Из этих расчетов в самом деле следует, что длинный тонкий выступ легко может нагреваться до высоких температур. Однако авторы [30] не учли более мощного, чем теплопроводность конвективного механизма охлаждения. К зоне эмиссии подтекают холодные атомы, а испаряются, как видно из рис. 3, лишь наиболее «горячие» ионы, способные преодолеть потенциальный барьер высотой Q . За счет этого механизма происходит настолько сильное охлаждение эмиттера, что его температура, как следует из элементарных расчетов, не может повыситься более чем на 100 К.

Попытки наблюдать форму эмиттера в процессе работы длительное время не давали ответ на вопрос о размерах эмиссионной зоны (отмечалось лишь, что эта зона очень мала). Лишь недавно на 3 МэВ просвечивающем электронном микроскопе в Тулузе были проведены успешные эксперименты по изучению формы э.г.д. эмиттера [31]. В этих экспериментах галлиевый эмиттер специальной конструкции устанавливался в объектную камеру микроскопа и исследовалась его форма при разных токах эмиссии. Установлено, что размер эмиссионной зоны не превышает 30 Å при токах $J \leq 9$ мкА, а эмиттер имеет форму конуса с углом при вершине $\sim 100^\circ$. С увеличением тока конус деформируется, его вершина вытягивается. Эти результаты находятся в согласии с результатами, полученными ранее (с меньшим разрешением) [12] и, по крайней мере, качественно подтверждают выполненные Кинхемом и Свэнсоном численные расчеты формы эмиттера и размеров эмиссионной зоны [28, 29]. Результаты расчетов и эксперимент опровергают предположение, приведенное в работе [18], согласно которому из вершины конуса вытягивается струя. Видимо, более уместно говорить об искажении формы конуса вблизи вершины при больших токах эмиссии. Оценка размеров эмиссионной зоны $r \sim 10^{-5}$ см, предложенная в [18], после публикации [31] также вряд ли может быть убедительно обоснована.

Подтекание жидкости к конусу Тейлора по боковой поверхности иглы экспериментально исследовалось в работе [31], где сделан вывод, что скорость жидкой пленки имеет величину порядка нескольких см/с, постоянна вдоль всей иглы и не зависит от тока эмиссии. Изменение расхода жидкости происходит за счет измене-

ния толщины пленки. Но если предположить, что скорость пленки ~ 1 см/с, ток эмиссии $J=10$ мкА и диаметр иглы ~ 0.3 мм, имеем толщину пленки $h \approx 10^{-8}$ см = 1 Å. Естественно, эта оценка вызывает некоторое недоверие к результатам работы [31].

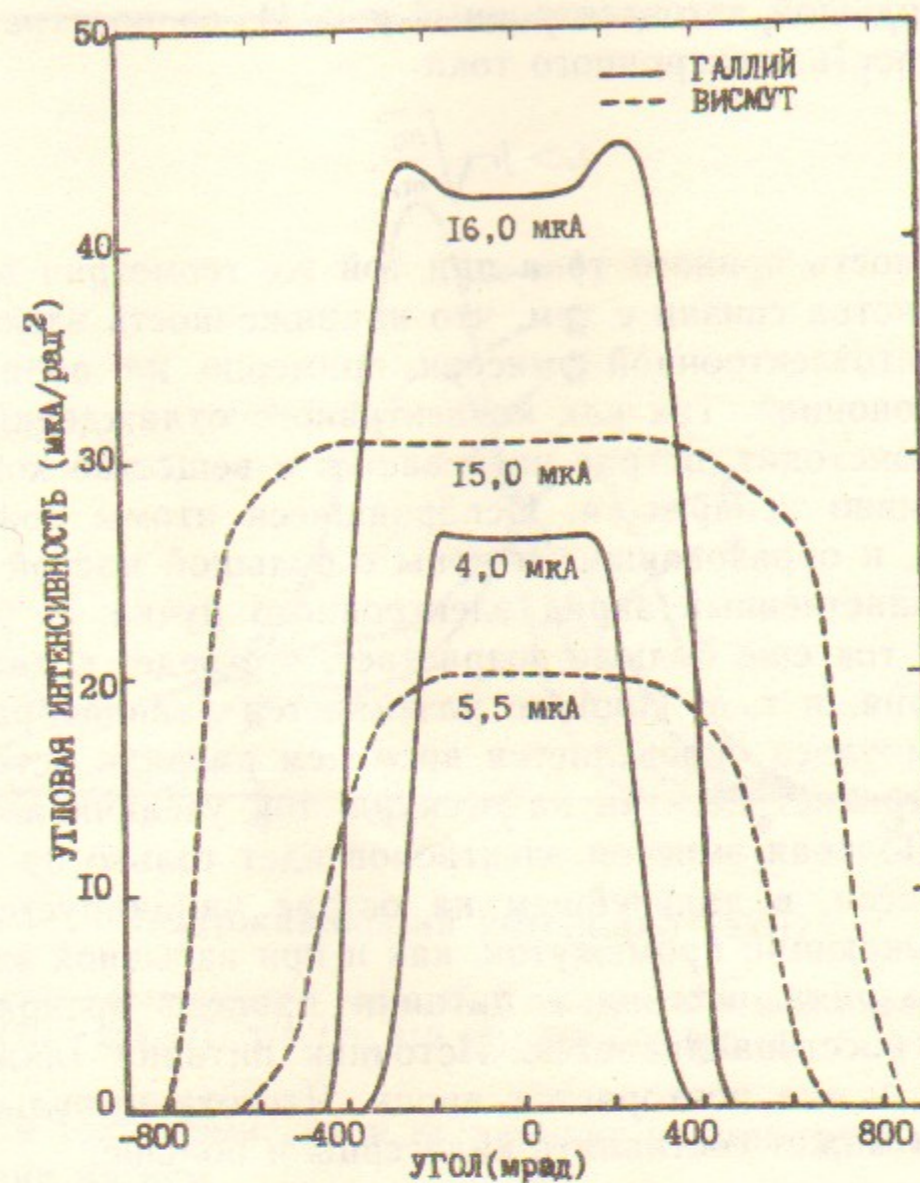
Так как напряженность электрического поля у острия иглы очень велика, ионы набирают значительные энергии на малых расстояниях от иглы. Угловое распределение тока в пучке при этом определяется конфигурацией электрического поля у острия, а эта конфигурация определяется, в свою очередь, в меньшей степени формой вытягивающего электрода, но в большей степени — формой иглы и жидкого конуса, одинаковой (или почти одинаковой) для всех эмиттеров. Поэтому результаты измерений угловых характеристик, выполненных разными авторами, хорошо соответствуют друг другу [9, 23, 32] (для одних и тех же рабочих веществ). Последние численные расчеты [28, 29], в отличие от более ранних работ [33], также находятся в согласии с экспериментом. На рис. 4 из [32] приведено типичное угловое распределение тока в пучке и зависимость угловой интенсивности от полного тока галлиевого эмиттера.

Стабилизация тока эмиссии

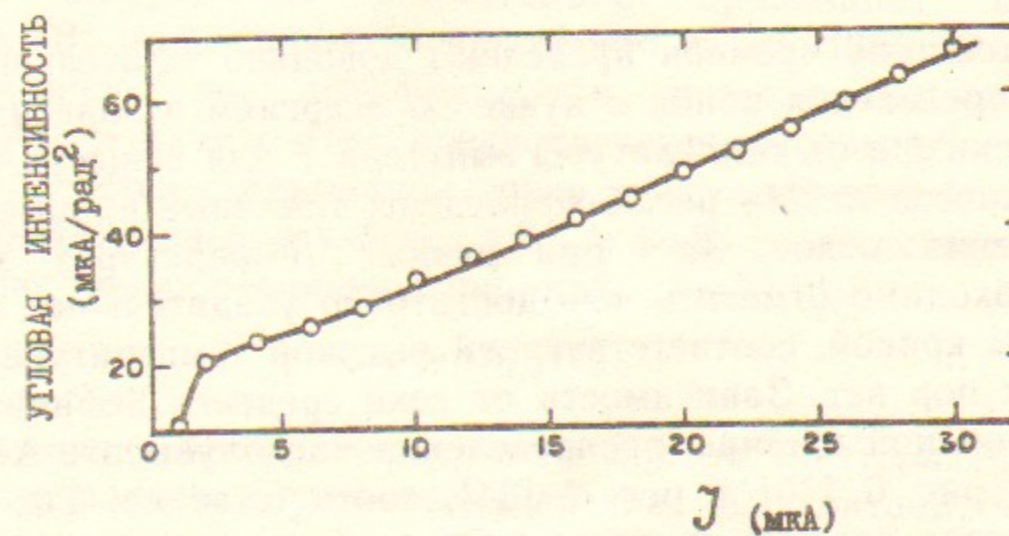
Ток эмиссии может стабилизироваться двумя механизмами — пространственным зарядом и подтеканием жидкости. Если в силу каких-либо причин ионный ток случайно возрастет, возросший пространственный заряд снизит электрическое поле на поверхности эмиттера. Выступ, с конца которого идет эмиссия, при случайном возрастании тока будет «съедаться» быстрее и укорачиваться, что также ведет к уменьшению поля на поверхности. В результате ионный ток оказывается стабилизированным на определенном уровне. Разумеется, стабилизация эмиссии все-таки не полная, и, меняя напряжение на эмиттере, мы можем управлять его током.

Если к э.г.д. эмиттеру приложить отрицательное напряжение, с вершины конуса Тейлора начинает идти эмиссия электронов. Стабилизации за счет пространственного заряда теперь нет (из-за разницы в массах электронов и ионов), подтекание жидкости в этом случае также не ограничивает эмиссионную плотность тока. Поэтому все разыгрывается совершенно по-другому [17], чем в случае ионной эмиссии.

В момент формирования конуса Тейлора с его вершины начи-



а



б

Рис. 4. Угловое распределение тока в ионном пучке (а), зависимость угловой интенсивности от ионного тока галлиевого э.г.д. эмиттера (б).

нает идти большой автоэлектронный ток. Из-за пространственного заряда плотность электронного тока

$$j_e > j_i \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (18)$$

где j_i — плотность ионного тока при той же геометрии электродов. Знак неравенства связан с тем, что напряженность электрического поля для автоэлектронной эмиссии примерно на порядок ниже, чем для автоионной. Так как конвективного охлаждения эмиттера также не происходит, острие нагревается и вещество конуса начинает интенсивно испаряться. Испарившиеся атомы ионизируются электронами, и образовавшиеся ионы с большой массой компенсируют пространственный заряд электронного пучка. В результате, электронный ток еще больше возрастает, что ведет к дальнейшему нагреву острия, и т. д. Процесс развивается лавинообразно. Длительность импульса определяется временем разряда источника питания и составляет десятки наносекунд, ток увеличивается до сотен ампер. Полевая эмиссия электронов идет только на начальной стадии процесса, в дальнейшем на острие инициируется дуговой разряд, замыкающий промежуток, как и при взрывной эмиссии.

После разряда источника питания процесс прекращается и промежуток восстанавливается. Источник питания также восстанавливается, и все повторяется вновь. Частота импульсов электронного тока может составлять килogerцы и больше.

Разброс энергий ионов в пучке

К настоящему времени проведены довольно тщательные измерения распределения ионов в пучке по энергиям в зависимости от тока эмиссии J и от температуры эмиттера T для веществ с разной атомной массой m . На рис. 5 приведены типичные кривые энерго-распределения ионов Ga^+ при разных температурах эмиттера [21]. Необходимо отметить, что достаточно убедительные объяснения формы кривой, соответствующей высокой температуре эмиттера, до сих пор нет. Зависимости от тока среднего дефицита энергии ΔE и полной ширины распределения на полувысоте $\Delta E_{1/2}$ приведены на рис. 6 [10] и рис. 7 [34], соответственно. Так как ток э.г.д. эмиттера зависит от величины приложенного напряжения, в работе [26] исследовался энергоразброс в эмиттерах с различными вольт-амперными характеристиками. По результатам этой работы можно заключить, что величина энергоразброса однозначно



Рис. 5. Изменение распределения ионов Ga^+ по энергии в зависимости от температуры: $T(\text{K}) = 295$ (1); 375 (2); 412 (3); 560 (4); 900 (5); $J_+ = 2,0$ мкА.

определяется током эмиссии и не зависит от конструкции эмиттера и напряжения на нем.

Величина минимального энергоразброса для галлиевого э.г.д. эмиттера $\Delta E_{1/2} \approx 5$ эВ значительно превышает величину $\Delta E_{1/2} = 1,5$ эВ, полученную Кэлбертсоном и др. [35] для галлия, сорбированного на вольфраме, в режиме малых токов ($J \sim 10^{-9}$ А). В работе [18] предполагается, что энергия каждого иона определяется потенциалом точки, в которой этот ион образовался. Поэтому энергоразброс $\Delta E_{1/2} \approx 5$ эВ соответствует протяженной зоне ионообразования шириной

$$\Delta x \approx \Delta E_{1/2} / E_0, \quad (19)$$

где E_0 — величина электрического поля вблизи эмиттера. Мы, однако, придерживаемся другой точки зрения. Мы считаем, что ионы образуются на поверхности эмиттера. При этом их энергоразброс составляет 1,5 эВ (величина, найденная Кэлбертсоном и др. [35]) и определяется квантовой неопределенностью при отрыве электро-

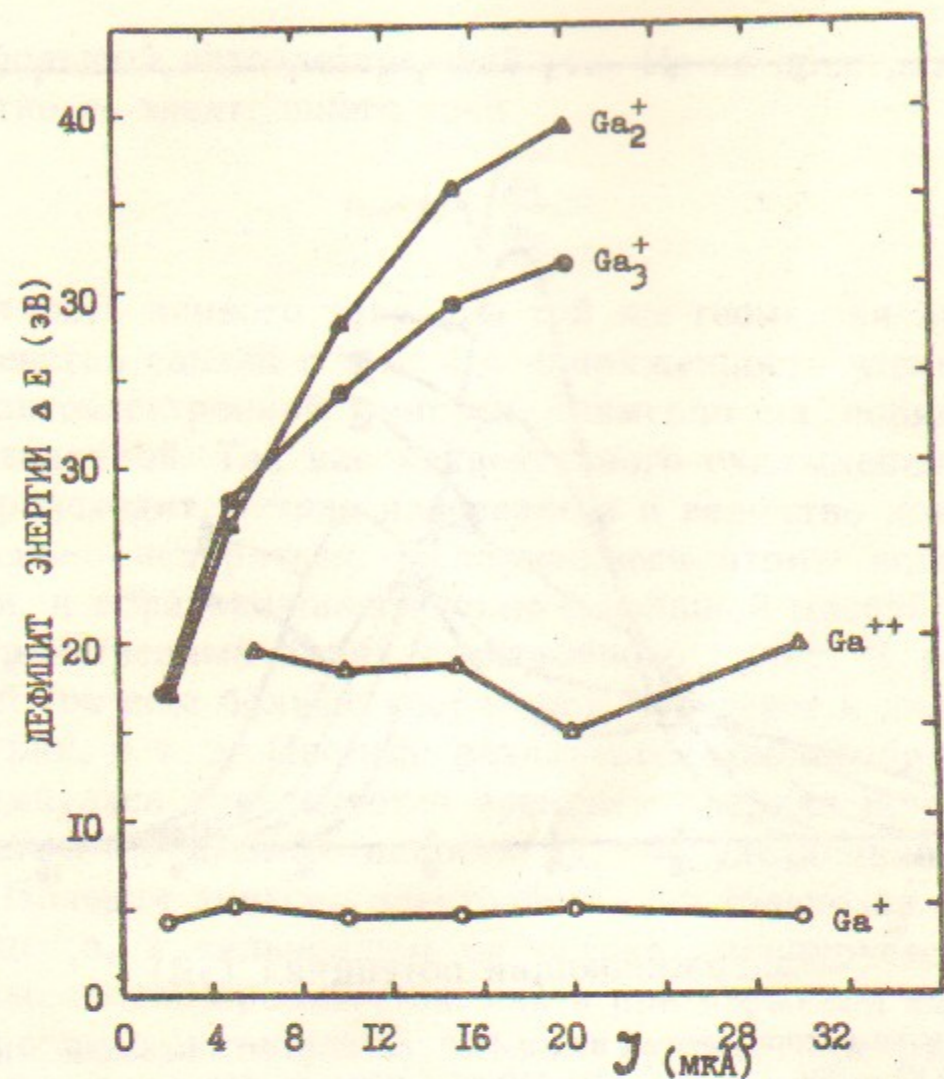


Рис. 6. Зависимость дефицита энергии ионов от полного тока галлиевого эмиттера.

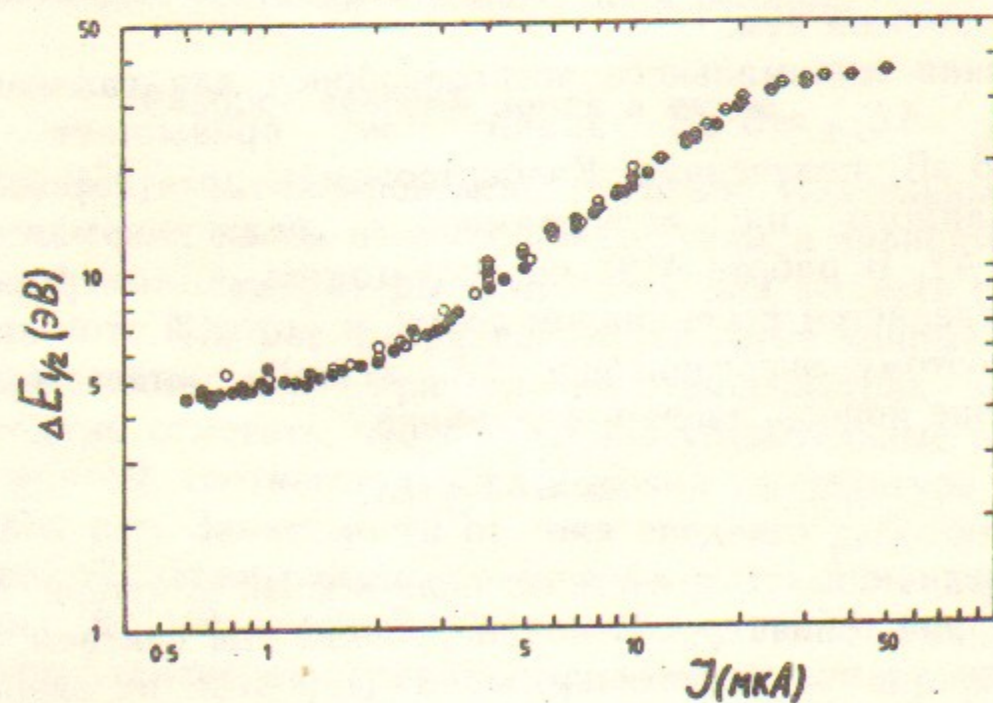


Рис. 7. Зависимость полной ширины энергораспределения на полувысоте от тока э.г.д. эмиттера ионов галлия.

на. Средний дефицит энергии должен быть порядка 4,6 эВ — энергия, которую нужно затратить, чтобы «разобрать» на ионы исходное вещество. В дальнейшем за счет взаимодействия в плотном пучке ($j \sim 10^8$ А/см²) энергоразброс увеличивается, достигая 5—10 эВ.

Остановимся подробнее на увеличении энергоразброса в пучке в процессе ускорения. Предположим, что частицы в сгустке взаимодействуют слабо (время обмена энергией между частицами больше времени ускорения) и сгусток до ускорения находится в термодинамическом равновесии, т. е. распределение скоростей в

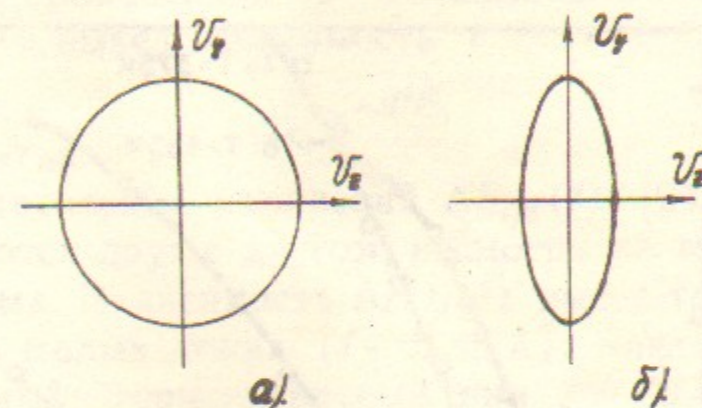


Рис. 8. Деформация функции распределения пучка в процессе ускорения. Ускорение происходит вдоль оси z.

системе ц. м. имеет форму круга (рис. 8,а). Начальный энергоразброс в этом случае $\Delta E_0 = m\Delta v_0^2/2$. После ускорения сгустка до энергии $W \gg \Delta E_0$ его энергоразброс в лабораторной системе координат не изменился:

$$\Delta E_0 = m\Delta v v, \quad v = \sqrt{\frac{2W}{m}}$$

Энергоразброс же в системе ц. м. стал

$$\Delta E = \frac{m\Delta v^2}{2} = \frac{\Delta E_0^2}{4W} \ll \Delta E_0, \quad (20)$$

$$\Delta v = \frac{\Delta v_0^2}{2v} \ll \Delta v_0, \quad (21)$$

и функция распределения приобрела вид сплющенного овала (рис. 8,б). Если положить $\Delta E_0 = 1$ эВ, $W = 10^4$ эВ (типичные значения пучков в э.г.д. эмиттерах),

$$\Delta E = T_{\parallel} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} = 0,25 \text{ К.}$$

При таком глубоком охлаждении продольной степени свободы даже незначительный ее нагрев за счет взаимодействия между частицами приведет к резкому увеличению энергоразброса $\Delta E_{1/2}$ в лабораторной системе отсчета. А так как плотность тока вблизи поверхности эмиттера чрезвычайно высока ($j \sim 10^8$ А/см²), то взаимодействие частиц (и нагрев продольной степени свободы) на начальных этапах ускорения должно быть также очень сильным. Поэтому большинство авторов в настоящее время склоняется к тому, что увеличение энергоразброса происходит именно за счет внутрипучкового взаимодействия. Эту точку зрения подтверждает зависимость $\Delta E_{1/2}$ от m (рис. 9 [36]). Ионы с большей массой ускоряют-

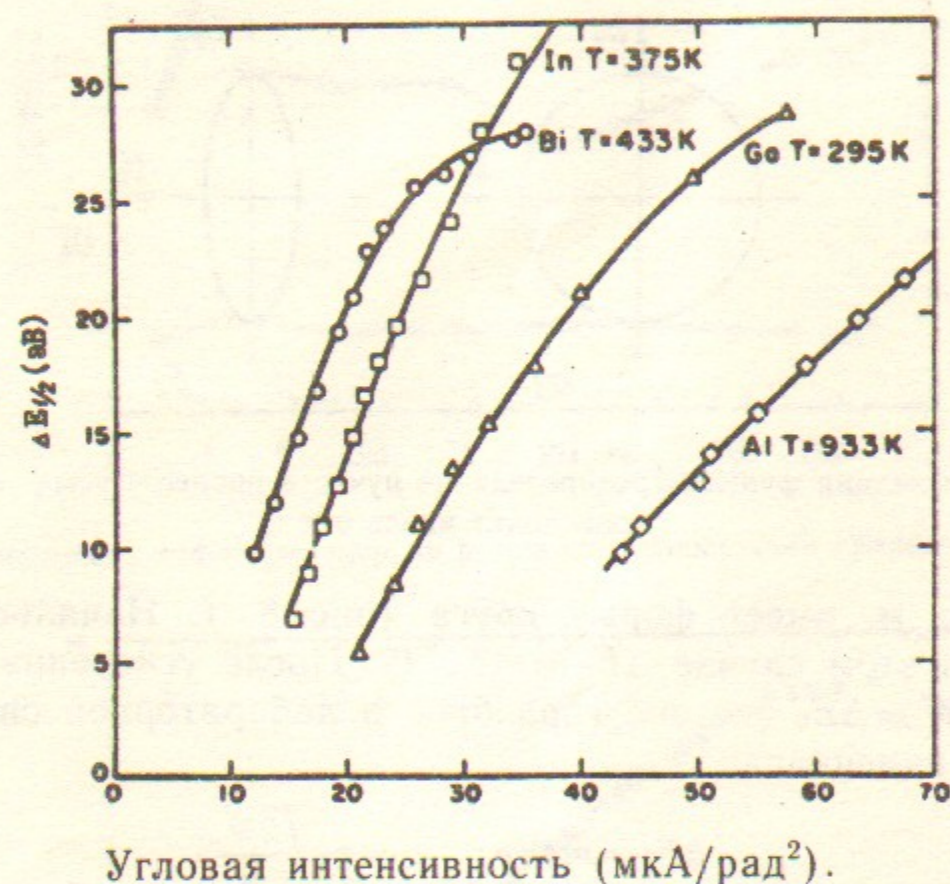


Рис. 9. Зависимость энергоразброса $\Delta E_{1/2}$ от угловой интенсивности для различных ионов.

ся медленнее, и время их взаимодействия, ведущего к нагреву продольной степени свободы, оказывается больше, чем у легких ионов. Не до конца выясненным остается лишь механизм этого нагрева.

Первоначально была популярна точка зрения (до сих пор некоторые авторы ее поддерживают [18, 37]), что нагрев продольной степени свободы происходит за счет тепловой энергии поперечного движения частиц — это так называемый эффект Берша [38,

39]. Из этой модели следует, что

$$\Delta E_{1/2} \sim I^{1/2} \quad (22)$$

где I — угловая интенсивность.

Однако в дальнейшем Науер [40] показал, что к э.г.д. эмиттерам теория Берша неприменима, так как эмиттер точечный, и за счет быстрого расширения пучка поперечные степени свободы также сильно охлаждаются. В этой же работе [40] Науер предположил, что продольная температура пучка растет за счет потенциальной энергии, запасенной в мелкомасштабных флуктуациях плотности ионов и вывел зависимость

$$\Delta E_{1/2} \sim I^{2/3} \quad (23)$$

Наиболее тщательные измерения $\Delta E_{1/2}(J)$ [24, 26] достаточно хорошо согласуются друг с другом, несмотря на то, что выполнены разными методами. Зависимость $\Delta E_{1/2}(J)$ имеет три участка: горизонтальный при малых токах ($J < 5$ мкА); наклонный при токах $5 \text{ мкА} < J < 30 \text{ мкА}$; горизонтальный при $J > 30 \text{ мкА}$. Наклонный участок хорошо экстраполируется формулой [26]

$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0.72}, \quad (24)$$

хотя в работе [41] указывается, что, кроме зависимости

$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0.7}, \quad (25)$$

для некоторых эмиттеров наблюдается зависимость

$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0.4}, \quad (26)$$

но не известны параметры, изменение которых меняет (25) на (26) и наоборот.

Тем не менее большинство авторов [10, 26] считает, что теория Науера верна, несмотря на то, что в этой теории игнорируется зависимость энергоразброса от температуры, экспериментально полученная Свэнсоном и др. [21]. Свэнсон также указывает [36] на некорректность в сравнении (22) и (23) с (26) и (25), считая энергоразброс скорее функцией угловой интенсивности, чем полного тока, что для э.г.д. эмиттеров совсем не одно и то же (см., например, рис. 4).

Необходимо отметить, что энергоразброс ионов в пучке является чрезвычайно важной характеристикой э.г.д. эмиттера, так как при формировании субмикронных ионных пучков из-за малого раз-

мера эмиттера диаметр пучка и плотность тока в зонде определяются именно хроматическими aberrациями электронных линз.

Образование многозарядных ионов. Характерное свечение

Для многих веществ, используемых в э.г.д. эмиттерах, наблюдается большой выход двух- и трехзарядных ионов. Так, в э.г.д. эмиттере ионов золота 50% тока переносится ионами Au^{2+} [23], в эмиттере ионов олова ионы Sn^{2+} переносят 60% тока [42], а в урановом эмиттере ток ионов U^{2+} составляет 45%, ионов U^{3+} — 55% от полного тока [43]. Кинхэм в работе [44] предположил, что в процессе полевого испарения эмиттируются лишь однозарядные ионы, которые, проходя область сильного поля вблизи острия, претерпевают дальнейшую полевую ионизацию. По теории Кинхэма все многозарядные ионы образуются именно таким образом, причем выполненные на основе этой модели расчеты относительно содержания многозарядных ионов M^{+n}/M^{+m} хорошо согласуются с экспериментом [44], однако попытки ее применения для расчета относительного содержания двухзарядных ионов различных изотопов оказываются не столь успешными [45]. Измерения дефицита энергии ионов Ga^{2+} дают величину $\Delta E \approx 15 \div 20$ эВ (рис. 6), что указывает на отдаленность места образования ионов Ga^{2+} от острия и также свидетельствуют в пользу теории Кинхэма.

Как уже отмечалось ранее, при работе э.г.д. эмиттера у острия иглы появляется характерное свечение в виде яркой точки. В ранних работах этому свечению уделялось большое внимание. В работах [46—48] исследовались его спектральный состав и зависимость интенсивности свечения от тока галлиевого эмиттера. Установлено, что светятся в основном возбужденные атомы Ga, но также есть слабые линии ионов Ga^+ и молекулярного галлия. Первоначально этому свечению уделялось большое внимание, поскольку предполагалось, что в светящемся плазменном облаке происходит размножение ионов. Однако расчеты и отсутствие корреляции между флуктуациями тока и яркостью светящейся точки (в режиме малых токов) [11] привели к отказу от этой гипотезы. В настоящее время интерес к свечению упал, и за последние годы нам не попало ни одной публикации на эту тему.

Перенос массы в э.г.д. эмиттерах

Кроме ионов, э.г.д. эмиттеры генерируют также быстрые нейтральные атомы и заряженные микрокапельки (кластеры), причем кластеры переносят сравнимый с ионами поток вещества.

Довольно точные данные о переносе массы можно получить, взвешивая э.г.д. эмиттер до работы и после. В работах [49—51] таким образом измерялся перенос массы в эмиттерах галлия и золота. На рис. 10 из [50] приведены результаты этих измерений. Видно, что при малых токах больше 30% массы переносится ионами Ga^+ . В эмиттере ионов золота при токе $I \approx 100$ мкА только 6% массы переносится ионами [51], а то, что суммарная масса иглы, вытягивающего электрода и приемника пучка в процессе работы не меняется, указывает на неизотропность массопереноса и, соответственно, пренебрежимо малый вклад обычного термического испарения рабочего вещества с иглы эмиттера.

В работе [9] с помощью метода обратного резерфордовского рассеяния изучалось распределение рабочего вещества (галлия) на поверхности кремниевой пластины, которая служила коллектором пучка. Интегрируя это распределение, авторы [9] вычисляли полное количество перенесенной массы. Оказалось, в отличие от [50], что при малых токах эмиттера ($I < 10$ мкА) ионы переносят до 80% массы. Массоперенос в индиевом эмиттере изучался в работе [52].

Так как доля ионов типа M_n^+ в пучке оказывается весьма малой (рис. 11 [23]), можно предположить, что избыток массы (особенно при больших токах эмиссии) переносится либо нейтральными частицами, либо заряженными кластерами.

Эмиссия нейтралов исследовалась в работах [51, 53]. В работе [51] коллимированный пучок частиц из э.г.д. эмиттера ионов золота отклонялся электрическим полем, а потом изучались следы на приемнике пучка. Оказалось, что весь пучок отклоняется на один и тот же угол (все частицы имеют одинаковую энергию на единицу заряда), а неотклоненной (нейтральной) компоненты нет. В работе [53] использовалась более чувствительная методика. Заряженная компонента отклонялась электрическим полем, а нейтралы регистрировались микроканальной пластиной, причем энергия нейтралов измерялась времяпролетным методом. При этом были обнаружены нейтральные атомы с энергией W от 10 кэВ (10 кВ — напряжение на эмиттере ионов) до ~ 500 эВ. Авторы [53] предполагают, что быстрые нейтралы ($W = 10$ кэВ) образуются при переза-

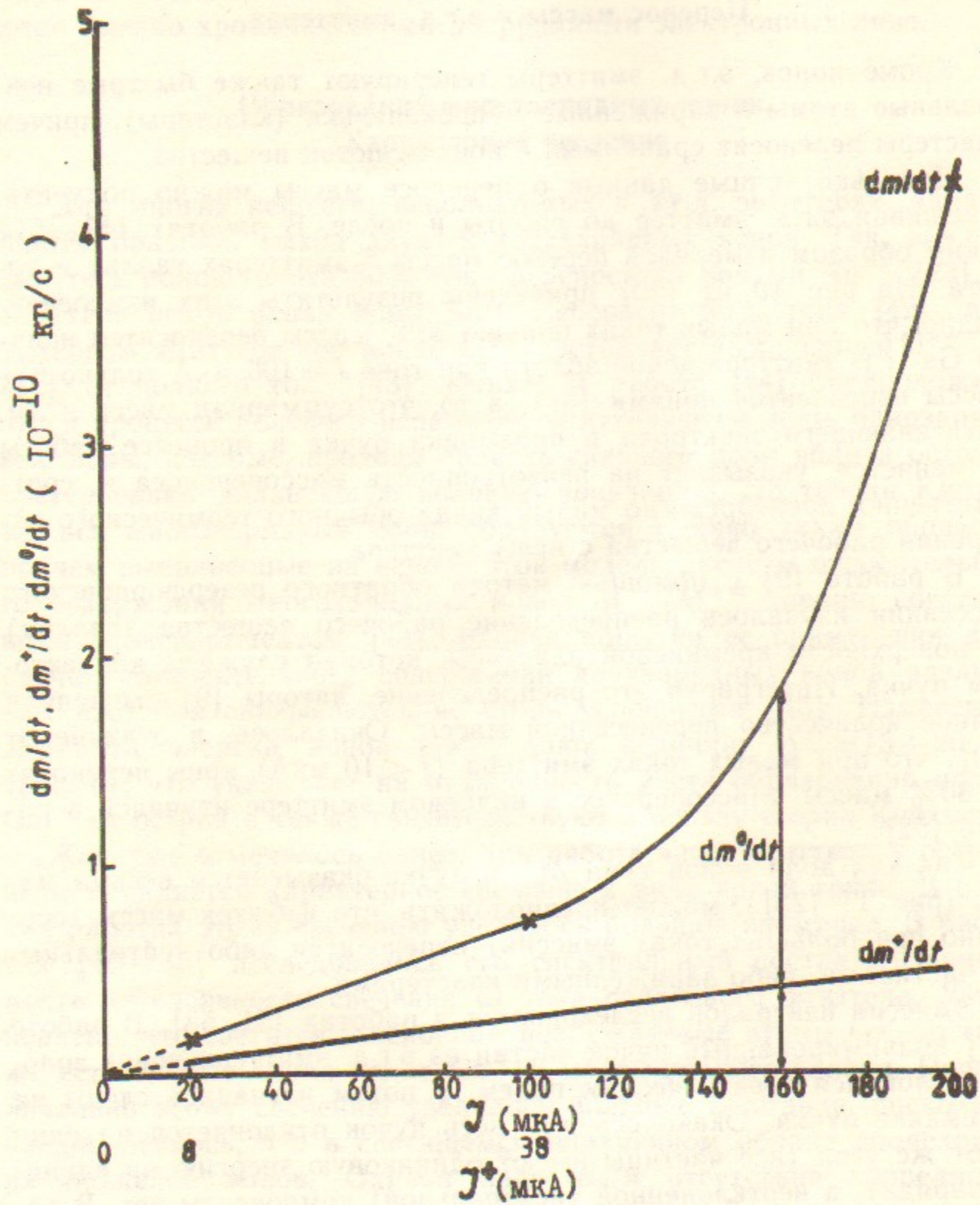


Рис. 10. Перенос массы в Ga э.г.д. эмиттере. По оси абсцисс отложены полный ток коллектора (вместе с вкладом вторичных электронов) и ток ионной компоненты. Прямая соответствует переносу массы только ионами.

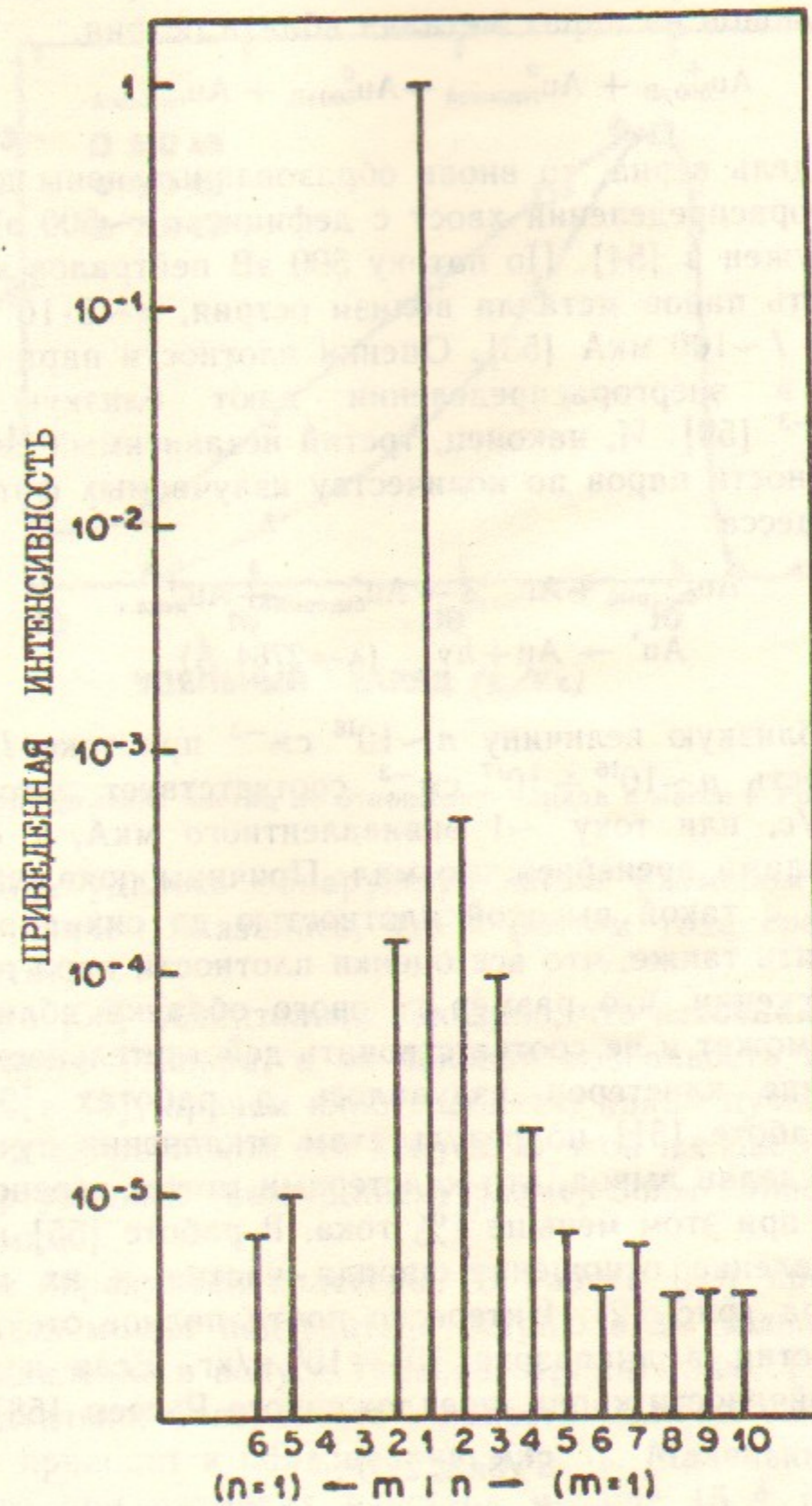
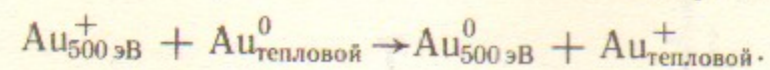
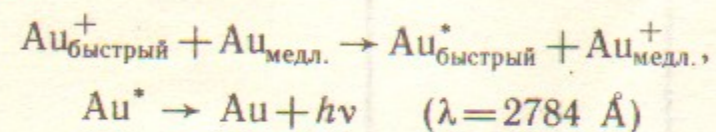


Рис. 11. Относительное содержание ионов In^m в пучке при токе индиевого эмиттера $J=10$ мкА.

рядке ионов на остаточном газе, а медленные ($W \sim 500$ эВ) — при перезарядке ионов на парах металла вблизи острья.



Если эта модель верна, то вновь образованные ионы должны давать в энергораспределении хвост с дефицитом ~ 500 эВ, который и был обнаружен в [54]. По потоку 500 эВ нейтралов можно оценить плотность паров металла вблизи острья, $n \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при токе эмиссии $I \sim 100$ мкА [53]. Оценки плотности пара по величине хвоста в энергораспределении дают близкую величину $n \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [54]. И, наконец, третий независимый способ определения плотности паров по количеству излучаемых фотонов в результате процесса



дает также близкую величину $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при токе $I \sim 100$ мкА [48]. Плотность $n \sim 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответствует потоку частиц $N \sim 10^{13}$ атом/с, или току ~ 1 эквивалентного мкА, т. е. перенос массы нейтралами пренебрежимо мал. Причины появления вблизи острья паров с такой высокой плотностью до сих пор не ясны. Нужно отметить также, что все оценки плотности пара получались при предположении, что размер газового облачка вблизи острья ~ 1 мкм, что может и не соответствовать действительности.

Образование кластеров излучалось в работах [9, 51, 52, 55—57]. В работе [51] по результатам отклонения пучка в магнитном поле сделан вывод, что кластерами может переноситься до 90% массы и при этом меньше 1% тока. В работе [55] исследовалось распределение отношения заряда частиц к их массе для Pb-Vi эмиттера (рис. 12). Интересно почти полное отсутствие заряженных частиц в диапазоне $10^4 - 10^5$ к/кг. Если исходить из критерия устойчивости капли, предложенного Рэлеем [58],

$$E^2/8\pi \leq 2\gamma/r, \quad (27)$$

где E — поле на поверхности капли радиуса r , и считать, что капли могут нести любой заряд, в том числе и предельный по условию (27), из результатов [55] имеем минимальный размер капель $r = 20 \div 30 \text{ \AA}$.

Изучая коллектор пучка с помощью электронного микроскопа

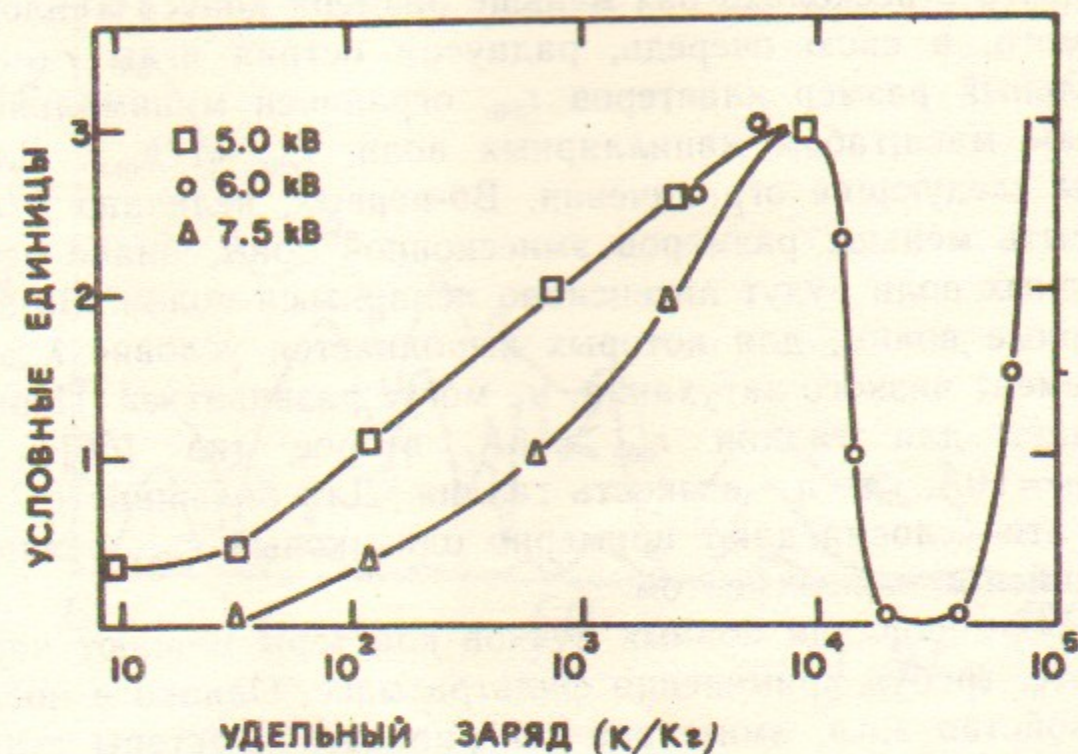


Рис. 12. Распределение частиц по отношению заряда к массе в Pb—Vi эмиттере.

[52, 56, 57], удалось обнаружить капли размером от 15 \AA до $1-2$ мкм, причем оказалось, что с ростом тока средний размер капель растет.

В работе [56] убедительно показано, что источником кластеров является конус Тейлора, а не боковая поверхность иглы, как утверждалось в [9], причем кластеры летят узким пучком (с полууглом $\sim 2^\circ$) в направлении оси конуса. В этой же работе установлено, что виртуальный (кажущийся) размер зоны эмиссии кластеров меньше 8 мкм.

Как же образуются кластеры? В работе [59] предполагается, что жидкость может подтекать к острию иглы только в том случае, если давление в конусе Тейлора отрицательно. Так как давление отрицательно, поверхность жидкости должна быть неустойчивой, что и приводит к образованию капель. Маленьких капель нет потому, что при размерах кластера меньше 15 \AA поверхностное натяжение сильно уменьшается и кластер также становится неустойчивым.

Мы, однако, придерживаемся другой точки зрения. Мы считаем, что капельки отрываются при развитии колебаний конуса Тейлора при больших токах (все наблюдения кластеров проводились при токах $I \geq 80$ мкА), при этом максимальный размер кластеров

должен быть в несколько раз меньше размера конуса Тейлора, определяемого, в свою очередь, радиусом острия иглы $r \sim 10$ мкм. Минимальный размер кластеров r_{\min} ограничен минимальным характерным масштабом капиллярных волн, $r_{\min} \sim 1/k_{\max}$. Для k_{\max} очевидны следующие ограничения. Во-первых, величина $1/k_{\max}$ не может быть меньше размеров эмиссионной зоны, иначе вершины капиллярных волн будут интенсивно испаряться полем. Во-вторых, капиллярные волны, для которых выполняется условие $\lambda \geq \omega$, где λ — декремент вязкого затухания, не могут развиваться. Первое условие дает для галлия $r_{\min} \geq 15 \text{ \AA}$, второе (из [60]) $r_{\min} \geq 2\eta^2/\gamma\rho = 10 \text{ \AA}$, где η — вязкость галлия. Для большинства металлов оба эти условия дают примерно одинаковый r_{\min} , неплохо согласующийся с экспериментом.

При формировании ионных пучков кластеры мешают нормальной работе, требуя применения фильтра масс. Однако в последнее время свойство э.г.д. эмиттеров генерировать кластеры стало использоваться для нанесения тонких пленок [56, 61]. Используются э.г.д. эмиттеры с тупой иглой (радиус острия ~ 50 мкм) в режиме больших токов ($J \sim 500$ мкА). Отмечается высокое качество полученных таким способом пленок.

Колебания и шумы ионного пучка

В работе [32] исследовались шумы ионного тока в диапазоне частот до 5 кГц. Измеренные шумы оказались на уровне дробовых, такая высокая стабильность ионного пучка связана, видимо, с демпфирующим действием пространственного заряда. Мэйер в работе [11] наблюдал нестабильности ионного пучка при больших токах эмиссии ($J \sim 100$ мкА), объясняя их разрушением конуса Тейлора.

Позднее в работе [62] при измерении шумов широкополосным ($f_{\max} = 100$ мГц) анализатором спектра были обнаружены интенсивные колебания тока эмиссии, имеющие выраженную квазидискретную структуру (рис. 13), причем амплитуда этих колебаний пороговым образом зависит от величины тока эмиссии (рис. 14).

Представляется естественным связать колебания тока эмиссии с гидродинамическими неустойчивостями потока в конусе Тейлора, при которых на поверхности жидкого эмиттера возбуждаются волны, модулирующие ток пучка. В соответствии с дисперсионным уравнением капиллярных волн

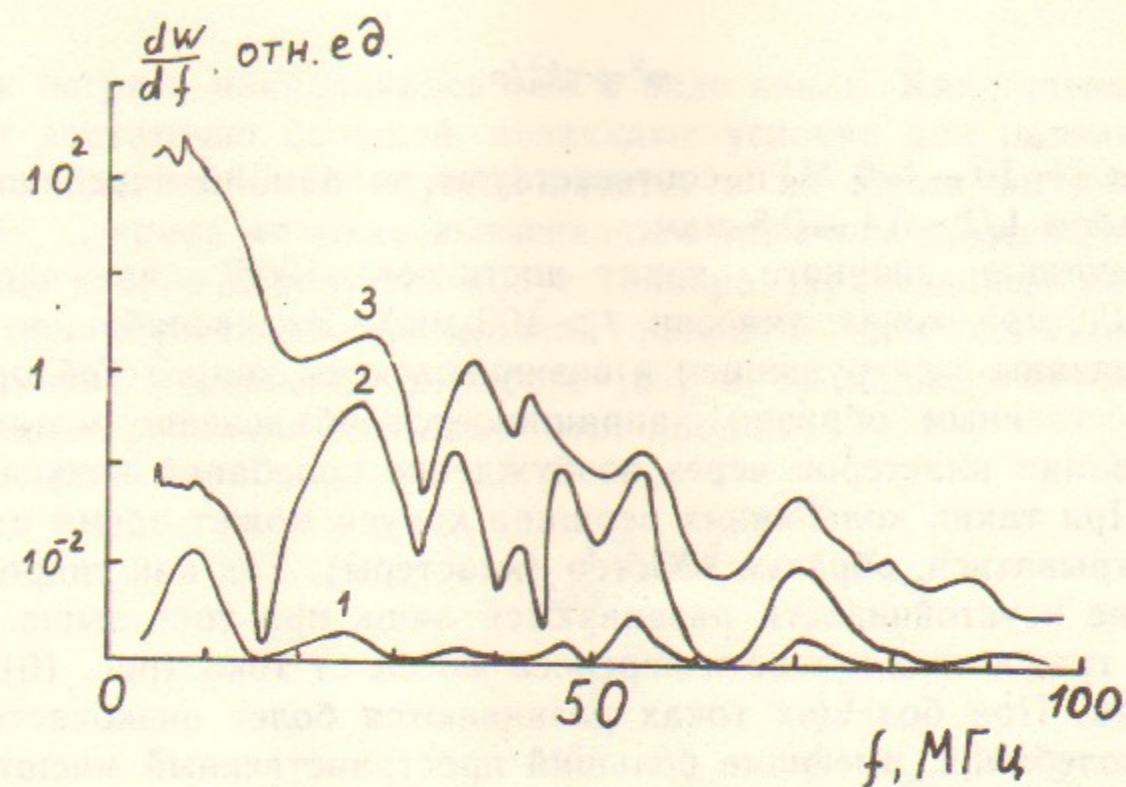


Рис. 13. Спектр колебаний тока для э.г.д. эмиттера ионов галлия: 1 — $J=20$ мкА; 2 — 80; 3 — 220.

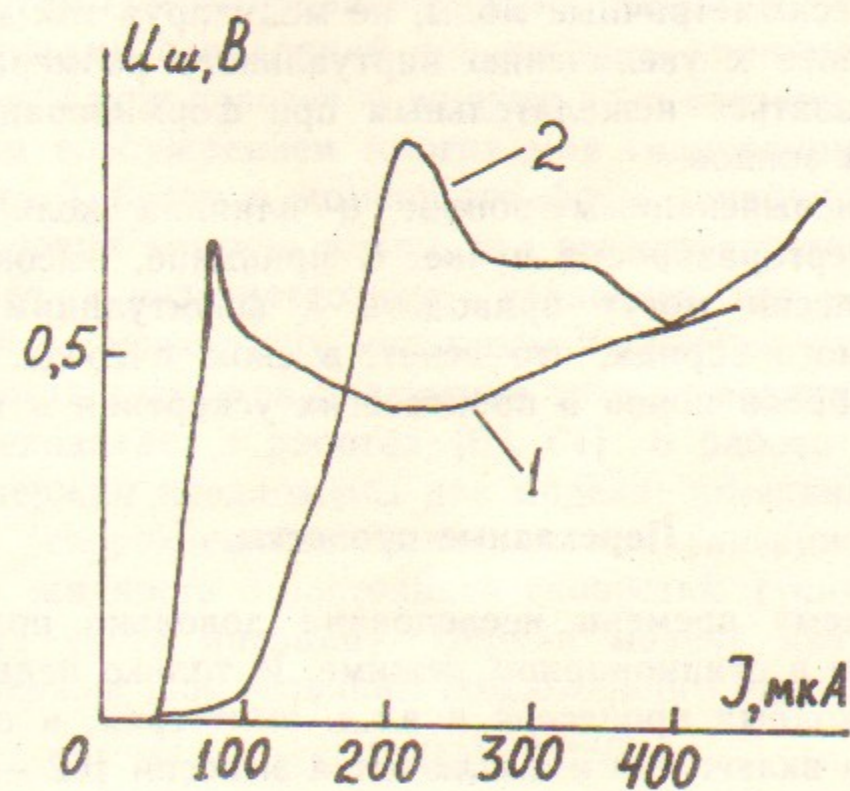


Рис. 14. Зависимость интенсивности колебаний с частотой $f=55$ мГц (1) и 7,8 мГц (2) от тока эмиссии.

$$\omega^2 = \gamma k^3 / \rho \quad (28)$$

частоты $f = 10 - 100$ МГц соответствуют волнам на поверхности с масштабом $1/k \sim 0,1 - 0,5$ мкм.

Модуляция ионного тока достигает 100% на частотах $f \sim 1$ МГц при токах эмиссии $J > 100$ мкА. Эти колебания могут быть связаны с разрушением и возникновением конуса Тейлора.

Естественным образом напрашивается объяснение механизма образования кластеров через возбуждение колебаний конуса Тейлора. При таких колебаниях вершина конуса может время от времени отрываться, образуя кластер (кластеры). Так как гидродинамические неустойчивости развиваются лишь при токе выше порогового, график зависимости переноса массы от тока (рис. 10) имеет излом. При больших токах развиваются более низкочастотные моды колебаний, имеющие больший пространственный масштаб, и средний размер генерируемых кластеров также растет.

Колебания тока эмиссии соответствуют развитию аксиально симметричных мод колебаний, при которых вершина конуса движется «вверх — вниз». Однако возможно и одновременное развитие несимметричных мод, когда вершина конуса движется «вправо — влево». Несимметричные моды, не модулируя ток эмиссии, ведут тем не менее к увеличению виртуального размера эмиттера, что может оказаться нежелательным при формировании субмикронных ионных зондов.

Остается невыясненным вопрос о влиянии колебаний тока эмиссии на энергоразброс в пучке. В принципе, высокочастотные колебания эмиссии могут приводить к флуктуациям плотности пространственного заряда, что ведет, в свою очередь, к увеличению энергоразброса ионов в процессе их ускорения и транспортировки.

Переходные процессы

К настоящему времени исследована довольно полно работа э.г.д. эмиттеров в стационарном режиме. И только недавно начато изучение переходных процессов в э.г.д. эмиттерах, в первую очередь процессов включения и выключения эмиссии [62 — 64].

При повышении напряжения на эмиттере выше критического по условию (1) жидкая пленка на острие отрывается от поверхности иглы. Однако конус Тейлора не формируется, так как объем жидкости на конце иглы слишком мал. Жидкость начинает подте-

кать к острию, накапливаясь там в виде капли. Как только капля станет достаточно большой, возникают условия для развития более мелкомасштабной неустойчивости, и из капли вытягивается «язык». С конца «языка» вытягивается «язычок» поменьше и т. д. В конце концов образуется конус Тейлора. Приведенный механизм развития неустойчивости жидкой капли в электрическом поле предложен Григорьевым в работе [65] и, по нашему мнению, качественно правильно описывает этот процесс.

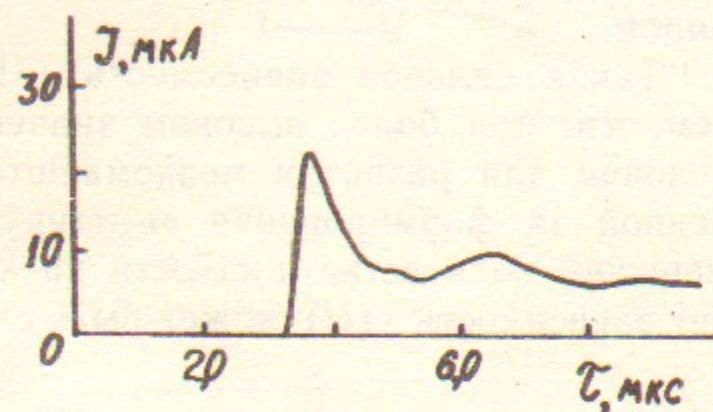


Рис. 15. Передний фронт импульса тока э.г.д. эмиссии.

В момент появления эмиссии возникает выброс тока с амплитудой $J = 2J_0$, где J_0 — установившееся значение тока (рис. 15 [64]). После нескольких осцилляций ток эмиссии принимает стационарное значение. Такое поведение ионного тока связано, видимо, с одновременным возбуждением многих мод гидродинамических колебаний конуса Тейлора в момент его формирования. На осциллограмме включения эмиссии видно, что высокочастотные моды затухают быстрее, а низкочастотные — медленнее, как и следует ожидать, исходя из вязкостного механизма затухания.

Зависимость задержки включения тока от величины перенапряжения исследовалась в работах [63, 64]. В работе [63] для объяснения задержки предложены две модели: натекание жидкости с постоянным ускорением без учета вязкости (инерционная модель) и натекание жидкости с постоянной скоростью (учитывается лишь вязкость без учета инерции). Первая модель дает зависимость времени задержки τ от величины приложенного напряжения U вида

$$\tau = \tau_0 [(U/U_2)^2 - 1]^{-1/2}, \quad (29)$$

где U_2 — пороговое напряжение возникновения эмиссии (см. рис. 21), τ_0 — некая константа. Величина $[(U/U_2)^2 - 1]$ имеет смысл полной силы (электрическая минус капиллярная), действующей на жидкое острие. Вторая модель дает зависимость вида

$$\tau = \tau_0[(U/U_2)^2 - 1]^{-1} \quad (30)$$

В работе [63] сделан вывод, что эксперимент соответствует скорее (30), чем (29). Однако в работе [64] показано, что экспериментальные результаты, в том числе полученные авторами [63], значительно лучше описываются зависимостью вида

$$\tau = \tau_0[(U/U_2)^2 - 1]^{-2} \quad (31)$$

как для э.г.д. эмиттера с иглой, так и для э.г.д. эмиттера с капилляром.

Такая сильная зависимость (31) τ от U может объясняться тем, что при более высоком значении приложенного напряжения условия для развития мелкомасштабной неустойчивости, ответственной за формирование эмиттирующего острия, возникают при меньшем количестве жидкости на конце иглы, однако точный расчет зависимости $\tau(U)$ может быть сделан, видимо, только численно.

ПРАКТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАБОТЫ С Э.Г.Д. ЭМИТТЕРАМИ

Конструкции э.г.д. эмиттеров

В настоящее время наиболее широко применяются так называемые «игольчатые» э.г.д. эмиттеры, в которых конус Тейлора локализован на острие иглы, тогда как в «капиллярных» эмиттерах конус Тейлора локализован на открытом конце капилляра.

Игольчатые эмиттеры по своему конструктивному исполнению можно разделить на три типа (рис. 16, а, б, в [66]). Эмиттер на рис. 16, а состоит из иглы, прикрепленной к проволочной либо ленточной дужке. Обычно и игла, и дужка изготавливаются из вольфрама и соединяются точечной сваркой. Запас рабочего вещества находится в капле, удерживаемой капиллярными силами в месте крепления иглы. Для более надежного удержания капли на боковую поверхность иглы и дужку полезно наматывать рыхлую спираль из тонкой проволоки, пропитанную рабочим веществом. Дужка нагревается до нужной температуры пропускаемым по ней током. Несомненными достоинствами такого эмиттера являются простота изготовления, малая тепловая инерция и небольшая мощность нагревателя. Недостатки — низкая прочность конструкции, что сильно затрудняет работу с эмиттером, открытое расположение и небольшой запас рабочего вещества, что ведет к испаре-

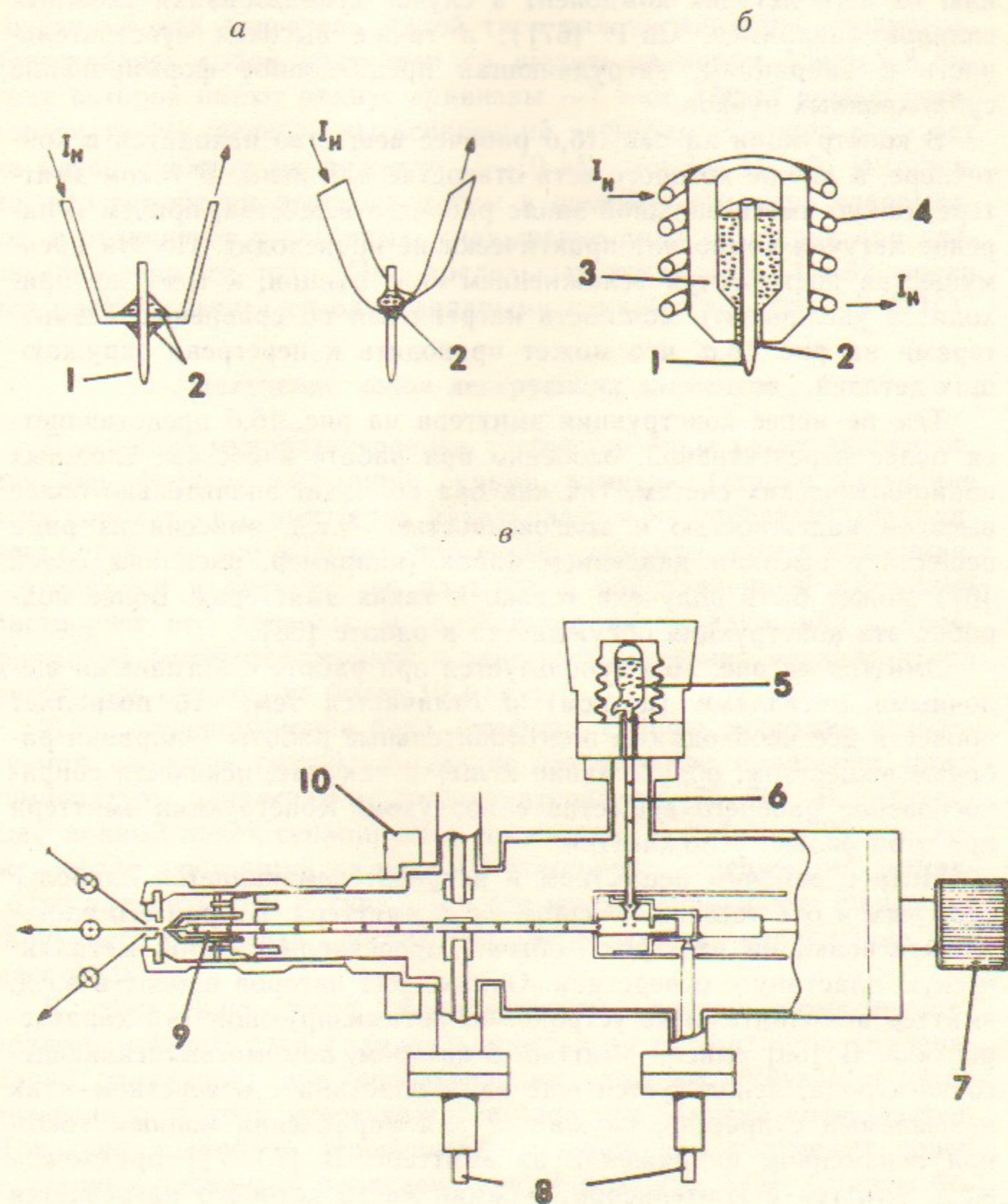


Рис. 16. Конструкции э.г.д. эмиттеров: а — эмиттеры с дужкой; б — «контейнерный» эмиттер; в — э.г.д. эмиттер ионов цезия:

1 — игла, 2 — мениск жидкости, 3 — контейнер, 4 — нагреватель, 5 — ампула с цезием, 6 — трубка для заполнения резервуара цезием, 7 — механизм передвижения иглы, 8 — вводы напряжения, 9 — резервуар с иглой, 10 — вакуумный фланец.

нию из него летучих компонент в случае использования сложных сплавов (например, Cu-P [67]), а также высокая чувствительность к вибрациям, затрудняющая прецизионное формирование субмикронных пучков.

В конструкции на рис. 16,б рабочее вещество находится в контейнере, в днище которого есть отверстие для иглы. В таком эмиттере можно иметь большой запас рабочего вещества, причем испарение летучих компонент практически не происходит. Но эти преимущества достигаются усложнением конструкции, к тому же приходится увеличивать мощность нагревателя по сравнению с эмиттерами на рис. 16,а, что может приводить к перегреву окружающих деталей.

Тем не менее конструкция эмиттера на рис. 16,б представляется более перспективной, особенно при работе в составе сложных ионно-оптических систем, так как она обладает значительно более высокой надежностью и долговечностью. Э.г.д. эмиссия из ряда веществ с высоким давлением паров (например, расплавы солей [6]) может быть получена только в таких эмиттерах. Более подробно эта конструкция обсуждается в работе [68].

Эмиттер на рис. 16,в используется при работе с активными щелочными металлами (цезием) и отличается тем, что позволяет провести все необходимые подготовительные работы (заправка рабочим веществом, облуживание иглы) в вакууме, исключая соприкосновение рабочего вещества с воздухом. Конструкция эмиттера при этом сильно усложняется.

Игла с рабочим веществом и нагревателем является наиболее сложным и ответственным узлом э.г.д. эмиттера. Вторая его часть — вытягивающий электрод — обычно представляет собой металлическую пластину с отверстием. Однако ряд авторов вводит в э.г.д. эмиттер дополнительные устройства, оптимизирующие его характеристики. В [69] описан эмиттер, в котором, помимо вытягивающего электрода, используется еще одна пластина с отверстием — так называемый супрессор, служащий для управления ионным током при неизменном напряжении на эмиттере. В [70, 71] предложен э.г.д. эмиттер с контейнером, нижняя часть которого нагревается термоэлектронами, эмиттируемыми вольфрамовой петлей, установленной около иглы перед вытягивающим электродом. Более практична конструкция [72] с термоэлектронным эмиттером, расположенным за экстрактором.

В заключение краткого обзора конструкций эмиттеров необходимо отметить одну интересную разновидность капиллярного э.г.д.

эмиттера — щелевой эмиттер ионов цезия [73, 74]. Этот эмиттер, созданный как двигатель малой тяги для космических аппаратов, представляет собой контейнер со щелью размером $1 \text{ мкм} \times 8 \text{ см}$, края которой имеют радиус кривизны $\sim 1 \text{ мкм}$. Перед щелью установлен также щелевой вытягивающий электрод. Эмиттер работает на цезии, рабочее напряжение $U \sim 10 \text{ кВ}$, ток $I \leq 14 \text{ мА}$. Интересно, что измерения переноса массы в щелевом эмиттере показывают, в отличие от игольчатых, уменьшение доли кластеров при увеличении ионного тока. При предельных токах ($I = 14 \text{ мА}$) почти вся масса переносится однозарядными ионами Cs^+ (рис. 17 [74]).

Получение ионов легирующих элементов

Для целей микроэлектроники требуются ионы таких элементов, как бор, фосфор, алюминий, сурьма, мышьяк. Однако получение этих ионов в э.г.д. эмиттерах наталкивается на определенные трудности, так как все вышеперечисленные элементы, кроме алюминия, возгоняются в вакууме, не плавясь, а расплавленный алюминий растворяет все металлы. Э.г.д. эмиттер ионов алюминия с вольфрамовой (наиболее стойкий к действию алюминия металл) иглой имеет срок службы не более 10 минут.

Для получения ионов бора, фосфора, сурьмы, мышьяка используются сложные сплавы, имеющие температуру плавления ниже температуры плавления исходных материалов [75, 76]. В дальнейшем ионный пучок сепарируется по массам. В работе [77] предложен сплав, состоящий из пяти (!) компонент, содержащий легирующие элементы p и n типа. При его использовании для смены легирующего элемента достаточно переключить напряжение на масс-фильтре.

К сожалению, из-за ограниченности угловой интенсивности полного ионного тока (для большинства э.г.д. эмиттеров она примерно одинакова) при использовании сложных сплавов угловая интенсивность тока ионов каждого элемента заметно уменьшается. Довольно подробное перечисление сплавов для получения ионов различных элементов приведено также в работе [42]. Сплавы бора, как и алюминий, в расплавленном состоянии растворяют все металлы, поэтому в э.г.д. эмиттерах ионов бора используются иглы из стеклоуглерода [78] или гексаборида лантана [76]. Однако из-за различия коэффициентов теплового расширения и высокой хрупкости стеклоуглерода и сплавов бора стеклоуглеродные иглы в э.г.д. эмиттерах B^+ плохо переносят циклы нагрев — охлаждение

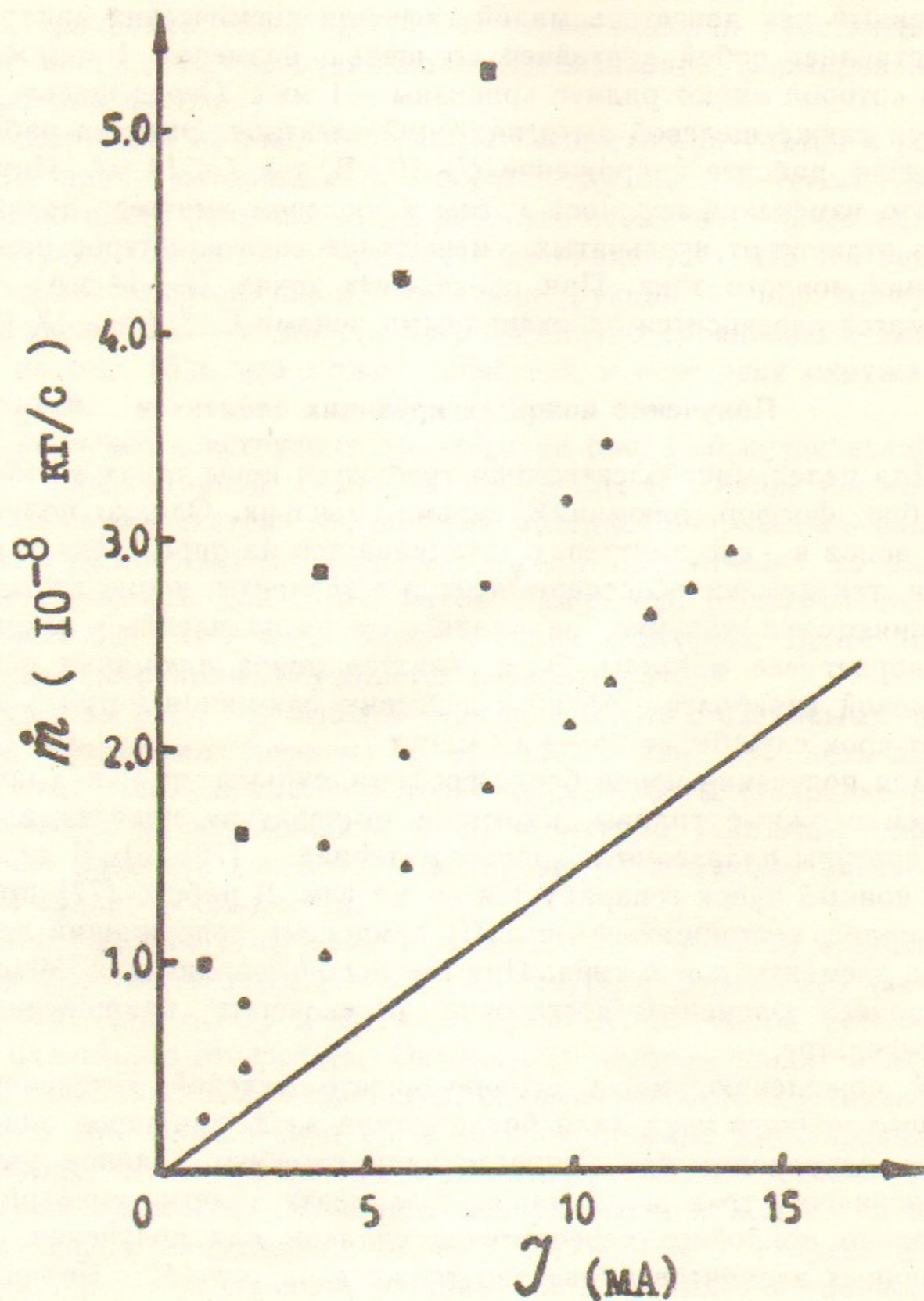


Рис. 17. Перенос массы в щелевом э.г.д. эмиттере. Прямая соответствует переносу массы только ионами. Ширина щели (□) 4 мкм, (○) 1,7 мкм, (△) 1,1 мкм.

[76], поэтому нам представляется более целесообразным применение игл из LaB_6 .

Для получения ионов алюминия используются иглы из стеклоуглерода [79], а также из TiB_2 и композита $\text{TiB}_2 + \text{BN}$ [80, 81]. В эмиттерах типа рис. 16,а такие иглы крепятся либо на проволочной дужке [36], либо на графитовой пластинке, которая служит нагревателем [79].

Для получения в э.г.д. эмиттерах ионов фосфора используется медно-фосфорный сплав, при этом несомненным преимуществом обладают эмиттеры с контейнером (рис. 16,б) [76], так как в эмиттерах на рис. 16,а происходит интенсивное испарение фосфора с поверхности капли, что ограничивает срок их службы на уровне 20 часов [67]. Но несмотря на то, что при использовании сплава Cu-P выход ионов P^+ достаточно высок (15% от полного тока) и э.г.д. эмиттеры на его основе демонстрируют исключительно высокую стабильность работы, этот сплав не слишком перспективен, так как он требует применения прецизионного масс-филтра для отделения ионов $^{31}\text{P}^+$ от $^{63}\text{Cu}^{++}$. Поэтому недавно в работе [82] был предложен другой сплав, содержащий бор и фосфор. Он отличается сравнительно большим выходом ионов этих элементов и не требует применения масс-филтра с высоким разрешением.

Получение э.г.д. эмиссии возможно также из неметаллических жидких веществ, обладающих проводимостью, например, из расплавов солей NaOH и LiBO_2 [6]. В отличие от работы [71], где образование ионов из CsCl и P_2O_5 в эмиттере происходило за счет поверхностной ионизации либо ионизации электронным ударом, в [6] сообщается именно об электродинамической эмиссии ионов, обеспечивающей принципиально значительно более высокую яркость эмиттера. Использование расплавов солей сильно расширяет номенклатуру получаемых таким образом ионов, а поскольку эта работа только началась, в будущем можно ожидать дальнейших успехов в этой области.

Изготовление и подготовка игл

Игла является ключевым элементом э.г.д. эмиттера, определяющим его основные свойства, в первую очередь пороговое напряжение и наклон вольт-амперной характеристики, а также стабильность и надежность работы. Однако процесс приготовления игл, особенно неметаллических, не является достаточно хорошо воспроизводимым, и успех здесь во многом определяется искусством экспериментатора.

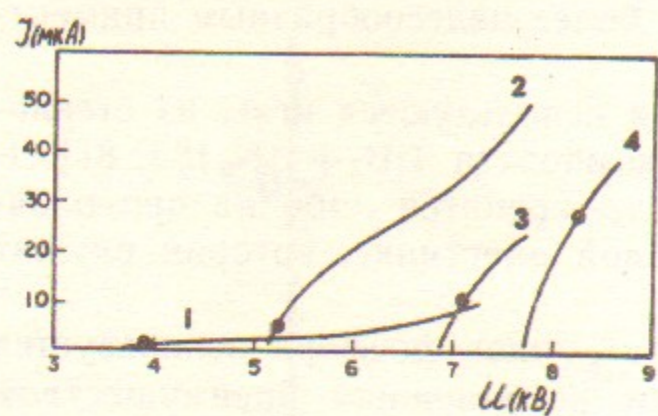


Рис. 18. Вольт-амперные характеристики э.г.д. эмиттеров ионов золота при разных радиусах острия иглы. Точка соответствует порогу возникновения эмиссии (напряжение U_2 на рис. 21.): $R=1$ мкм (1); 3 (2); 7 (3); 9 (4).

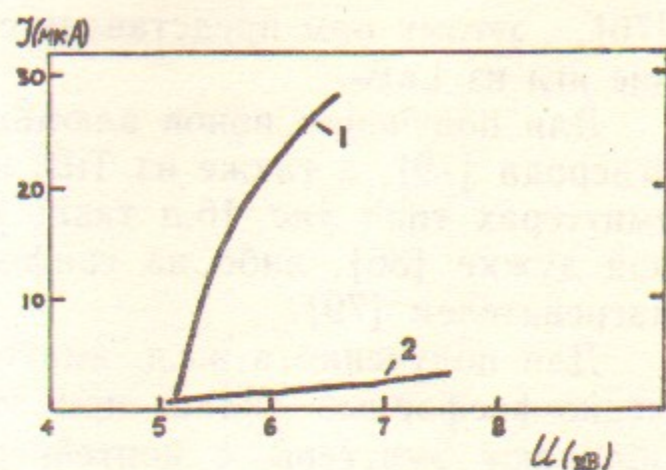


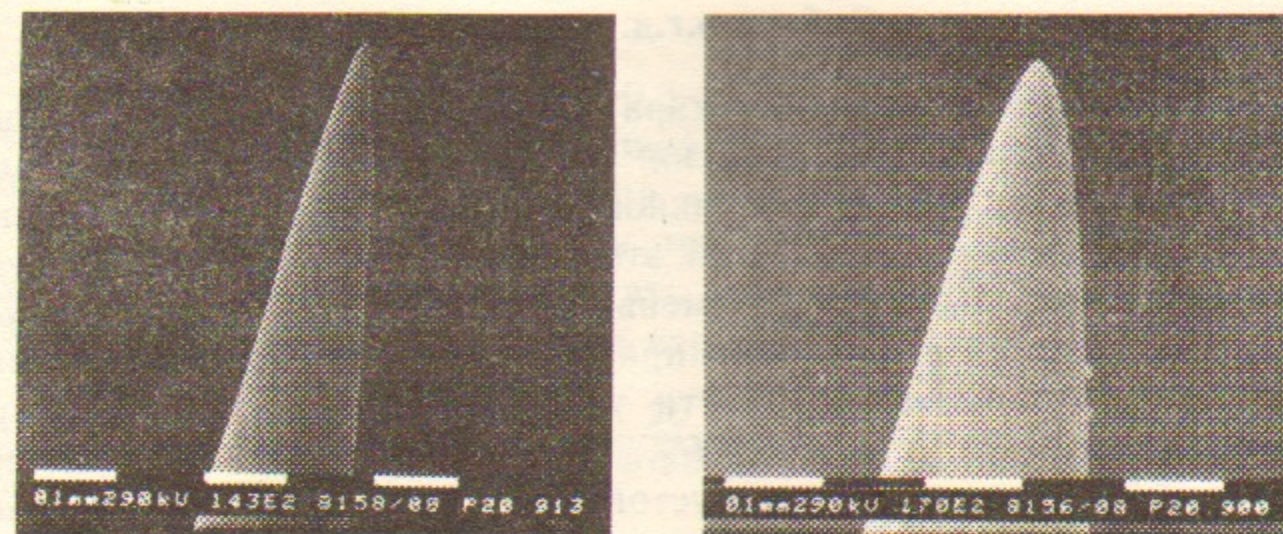
Рис. 19. Влияние поверхности иглы на вольт-амперную характеристику э.г.д. эмиттера:
1—шероховатая поверхность; $R=3$ мкм;
2—гладкая поверхность; $R=2,7$ мкм.

Влияние радиуса закругления острия иглы на вольт-амперную характеристику иллюстрирует рис. 18 из [83]. Точки на кривых соответствуют порогу возникновения эмиссии. Сейчас считается общепринятым, что наклон вольт-амперной характеристики определяется сопротивлением течению пленки жидкости по боковой поверхности иглы (импедансом иглы), а так как более острые иглы обладают большим импедансом, вольт-амперная характеристика для них более пологая. Важную роль играет также качество поверхности иглы. На шероховатой поверхности жидкая пленка оказывается толще, чем на гладкой, что также облегчает подтекание жидкости (рис. 19 [83]).

Материал иглы должен хорошо смачиваться рабочим веществом, но не растворяться в нем. Для большинства металлов достаточно хороши иглы из вольфрама, хотя нихромовые иглы лучше смачиваются оловом и висмутом [32].

Металлические иглы проще всего изготавливать из соответствующей проволоки диаметром 0,2—1 мм, затачивая ее конец электрохимическим травлением [84], нужный радиус острия достигается подбором режима травления. Довольно полный перечень составов травящих растворов для разных металлов приведен в обзоре Мюллера [85]. Травление вольфрама постоянным током дает гладкую блестящую поверхность, переменным — матовую, с бороздками вдоль иглы (в направлении протяжки проволоки) (рис. 20), которые облегчают подтекание жидкости к острию [83].

Иглы из стеклоуглерода и LaB_6 изготавливаются механическим способом, потом также травятся. Гексаборид лантана хорошо травится электрохимически в HCl переменным напряжением ~ 5 В,



а

б

Рис. 20. Игла э.г.д. эмиттера:

а—гладкая поверхность; б—шероховатая, с бороздками вдоль иглы.

иглы из стеклоуглерода доводятся путем обжига в пламени кислородно-водородной горелки [86].

Типичный радиус закругления острия иглы эмиттера, предназначенного для получения ионов, $R \sim 2 \div 10$ мкм. Если э.г.д. эмиттер используется для нанесения тонких пленок и работает в режиме больших токов ($J \sim 600$ мкА), используются иглы с радиусом острия $R \sim 70$ мкм [87], обладающие малым импедансом.

Для стабильной работы э.г.д. эмиттера игла должна быть хорошо смочена (облужена) рабочей жидкостью. Для облуживания металлических игл пригодны технологии и флюсы для пайки этих металлов. Однако наиболее универсальным способом является окунание иглы в перегретый расплав вещества в вакууме. Таким путем можно, по-видимому, смочить любую иглу любым веществом. Например, в ряде работ ([36, 79]) отмечались трудности покрытия стекло-углеродных игл алюминием. Для нанесения пленки алюминия на иглу предварительно напылялся никель либо титан, однако длительной работы (больше одного часа) достичь не удалось. Позднее в работе [76] было показано, что стеклографит прекрасно смачивается алюминием при температуре $T > 1000^\circ C$, и срок службы э.г.д. эмиттера составляет более 40 часов.

Сравнительно недавно было опубликовано сообщение об оригинальном э.г.д. эмиттере с иглой из пористого вольфрама [88]. В этом эмиттере жидкость течет не по поверхности иглы, но по порам внутри нее. Если в эмиттере с обычной иглой при давлении паров рабочей жидкости больше 10^{-3} Торр нормальная работа невозможна из-за испарения пленки с поверхности иглы, то пористые иглы хорошо работают при давлениях паров до 10^{-1} Торр.

Работа э.г.д. эмиттера

Типичная вольт-амперная характеристика э.г.д. эмиттера приведена на рис. 21. Ток эмиссии возникает при напряжении на эмиттере $U > U_2$. После возникновения тока напряжение можно менять в пределах $U > U_1$, при этом ток будет однозначной функцией напряжения. Если мы уменьшим $U < U_1$, ток эмиссии исчезает и появляется вновь лишь при $U > U_2$. Такой гистерезис связан с тем, что пленка жидкости устойчива при $U < U_2$, а конус Тейлора устойчив при $U > U_1$, т. е. в области напряжений $U_1 < U < U_2$ существуют два устойчивых состояния жидкости на острие.

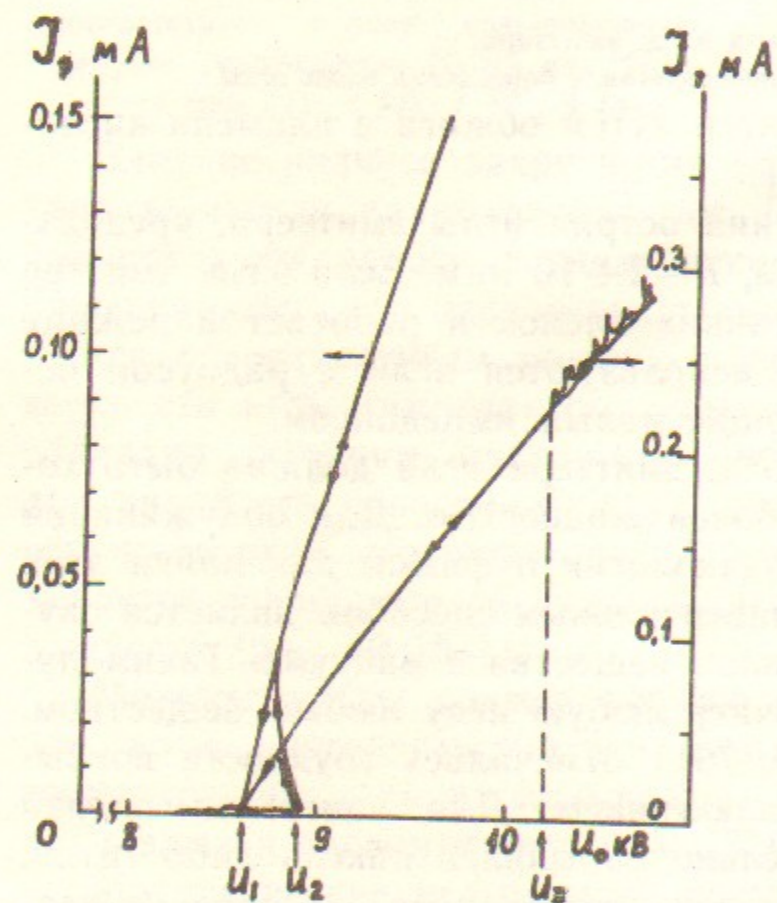


Рис. 21. Типичная вольт-амперная характеристика э.г.д. эмиттера: U_1 , U_2 — напряжения выключения и включения э.г.д. эмиссии соответственно; U_3 — порог развития интенсивных колебаний эмиссии.

Максимальный ток э.г.д. эмиттера определяется возможностью подтекания жидкости к острию и для эмиттеров с тупыми иглами достигает 600 мкА [87] и даже 1,5 мА [80], правда, в последнем случае неизвестен вклад вторичных электронов. Минимальный ток

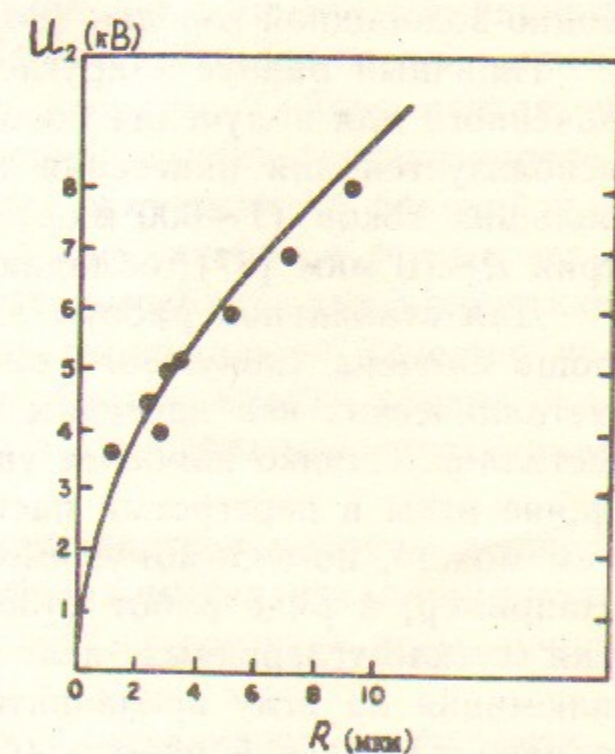


Рис. 22. Зависимость напряжения включения э.г.д. эмиссии от радиуса острия иглы. Точки — эксперимент, линия — формула (33).

э.г.д. эмиттера ионов золота $\sim 0,5$ мкА и не зависит от радиуса острия иглы и качества ее боковой поверхности [83], минимальный ток галлиевого э.г.д. эмиттера $\sim 0,2$ мкА [24].

Напряжение U_2 зависит (при прочих равных условиях) от радиуса острия иглы R . Если считать иглу параболоидом, то напряженность электрического поля на вершине

$$E = \frac{2U}{R \ln(2D/R)} \quad (32)$$

где D — расстояние от вершины параболоида до вытягивающего электрода. Из (1) и (32) имеем

$$U = U_2 = 2 \ln(2D/R) \sqrt{\pi\gamma R}. \quad (33)$$

На рис. 22 из [83] приведена зависимость $U_2(R)$, причем сплошная линия отражает зависимость (33), а точки — экспериментальные результаты.

В работах [41, 66] указывается также, что радиус острия иглы может влиять на энергоразброс ионов в пучке, однако регулярной зависимости авторам обнаружить не удалось. Есть предположение, что увеличение гидродинамического импеданса должно приводить к уменьшению энерг. разброса, однако при существенном увеличении импеданса нарушается стабильность работы эмиттера [83], а небольшое его увеличение на энергоразбросе не сказывается [89].

Для долговременной стабильности э.г.д. эмиссии важно иметь хорошие вакуумные условия ($P < 1 \cdot 10^{-7}$ Торр) [66, 90]. При плохом вакууме поверхность жидкого металла окисляется, что приводит к изменению поверхностного натяжения и изменению условий эмиссии. Наибольшую опасность представляют пары воды и кислород [90], про тяжелые углеводороды, которые могут образовывать пленки на поверхности жидкости, ничего не сообщается. Одним из способов восстановления нормального режима работы загрязненного эмиттера является увеличение тока до возникновения интенсивных колебаний эмиссии, при этом пленки разрушаются и работоспособность эмиттера восстанавливается.

Техническое обеспечение работы э.г.д. источников

Особенности конструктивного исполнения э.г.д. источников и вопросы технического обеспечения их работы более подробно рассмотрим на примере источника, детально описанного в работе

[68]. Его конструкция приведена на рис. 23. Этот источник пригоден для работы практически со всеми известными рабочими веществами, однако, для каждого вещества необходим подбор материалов иглы и сменного контейнера. Наиболее универсальным является сменный контейнер из графита, хотя при работе с литием лучше использовать контейнер из нержавеющей стали, выбор материала иглы обсуждался выше.

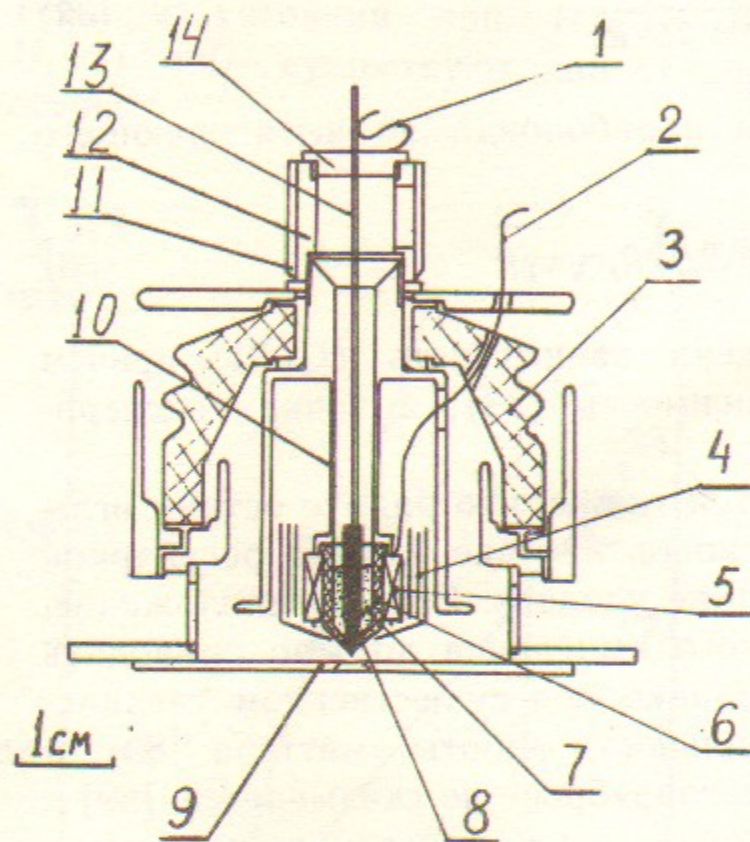


Рис. 23. Схема ионного источника:

1—фиксатор иглы; 2—токоподвод нагревателя; 3—керамический изолятор; 4—тепловые экраны; 5—нагреватель; 6—сменный контейнер; 7—рабочее вещество; 8—игла эмиттера; 9—вытягивающий электрод; 10—корпус эмиттера; 11—цилиндр; 12—гайка; 13—держатель иглы; 14—пробка.

Облуженная игла устанавливается в собранный источник, в контейнер кладутся кусочки рабочего вещества. Вытягивающий электрод выставляется симметрично относительно иглы. Источник устанавливается в вакуумной камере, после откачки рабочее вещество доводится до плавления, и повышением напряжения добиваются появления э.г.д. эмиссии. Обычно при первом включении э.г.д. эмиссия возникает при напряжении U , превышающем напряжение U_2 (см. рис. 21) на 2—4 кВ. При следующих включениях вольт-амперная характеристика источника соответствует рис. 21 и практически не меняется со временем. Ток эмиссии и симметрия ионного пучка контролируются коллектором с люминесцентным экраном.

При изготовлении иглы ее форма может отклониться от аксиально-симметричной, в результате ось конуса Тейлора (и ось ионного пучка) не будет совпадать с осью иглы. Для металлических

игл отклонения обычно невелики ($\leq 10^\circ$), однако для игл из неметаллических материалов отклонение оси пучка может достигать $40-50^\circ$ (для особенно неудачных экземпляров). Так как в этом случае пучок не будет попадать во входную апертуру ионно-оптической колонны, иглу эмиттера необходимо менять либо переделывать. При больших токах эмиссии возможно образование двух и более конусов Тейлора, при этом на люминесцентном экране появляется соответствующее количество светящихся кругов, которые могут частично перекрываться. Если э.г.д. источник демонстрирует устойчивую стабильную работу и симметрию эмиссии, он пригоден для установки в ионно-оптическую колонну.

Ионно-оптическая колонна (рис. 24) собирается отдельно. Фланцы 5 могут перемещаться относительно стержней 3, количество фланцев может быть любым, что позволяет легко изменять оптическую схему колонны. Электроды юстируются с помощью оп-

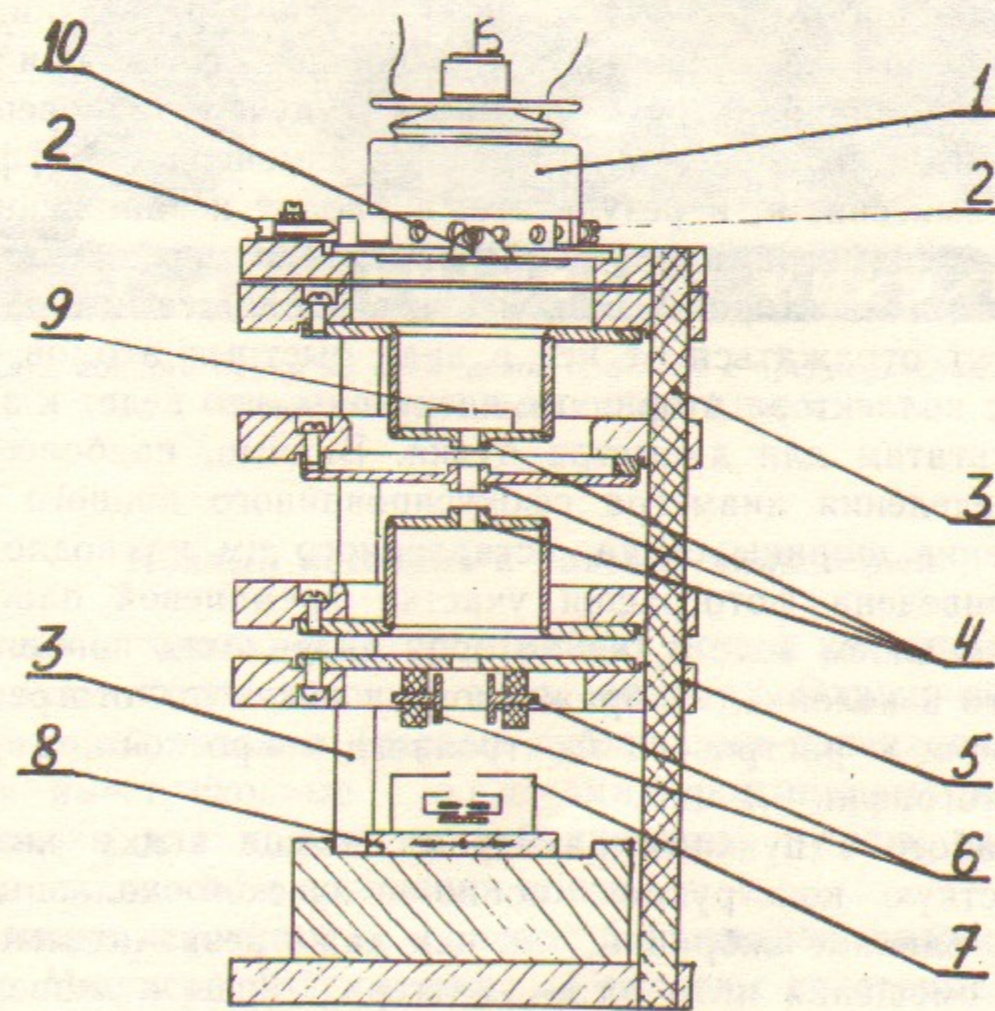


Рис. 24. Ионно-оптическая колонна:

1—ионный источник; 2—юстировочные винты; 3—керамические стержни; 4—электроды одиночной линзы; 5—фланцы; 6—пластины дефлектора; 7—система коллекторов; 8—рабочий столик с механизмом передвижения; 9—апертурная диафрагма; 10—игла ионного источника.

равок путем их перемещения относительно фланцев. После сборки и юстировки колонны на нее устанавливается ионный источник. Игла источника выставляется на ось колонны винтами 2 по лучу He-Ne лазера.

Диаметр пучка можно измерять, сканируя его поперек лезвия либо по сетке и измеряя токовый сигнал с сетки. Более подробно этот способ описан в работе [91]. Так как ток ионного пучка очень мал, для получения хорошего соотношения сигнал/шум скорости сканирования должны быть также малы. Однако нестабильности положения пучка (как определяемые э.г.д. источником, так и 50 Гц «болтанка») при медленном сканировании воспринимаются как увеличение его эффективного размера, поэтому для тонких пучков этот способ дает скорее верхнюю оценку на диаметр. Значительно лучшее отношение сигнал/шум получается при регистрации сигнала вторичных электронов с сетки или коллектора, расположенного за сеткой, с помощью системы «люминофор + ФЭУ», что позволяет работать с большими скоростями развертки. Но при регистрации сигнала вторичных электронов с сетки при проходе пучка через край проволоки угол между пучком и поверхностью проволоки быстро меняется, что ведет к изменению коэффициента вторичной эмиссии, и, в результате, приводит к заниженным значениям для диаметра пучка. При измерении сигнала вторичных электронов с коллектора за сеткой ионы, попавшие на край проволоки, могут отражаться от нее в виде быстрых атомов и также выбивать с коллектора вторичные электроны, что ведет к завышенным результатам для диаметра пучка. Видимо, наиболее точный метод определения диаметра сфокусированного ионного зонда — это измерение ширины следа, оставленного им на подложке. На рис. 25 приведена фотография участка кремниевой пластинки с напыленным слоем золота, на которой виден след ионного пучка, полученного в колонне, изображенной на рис. 24. Фотография сделана с помощью растрового электронного микроскопа, ширина линии на фотографии 0,1 мкм.

При работе с пучками размером меньше 1 мкм необходимо иметь жесткую конструкцию ионно-оптической колонны, чтобы уменьшить влияние вибраций, так как даже незначительные относительные смещения иглы э.г.д. эмиттера, линзы и мишени будут отклонять пучок на расстояния, значительно превышающие его диаметр.

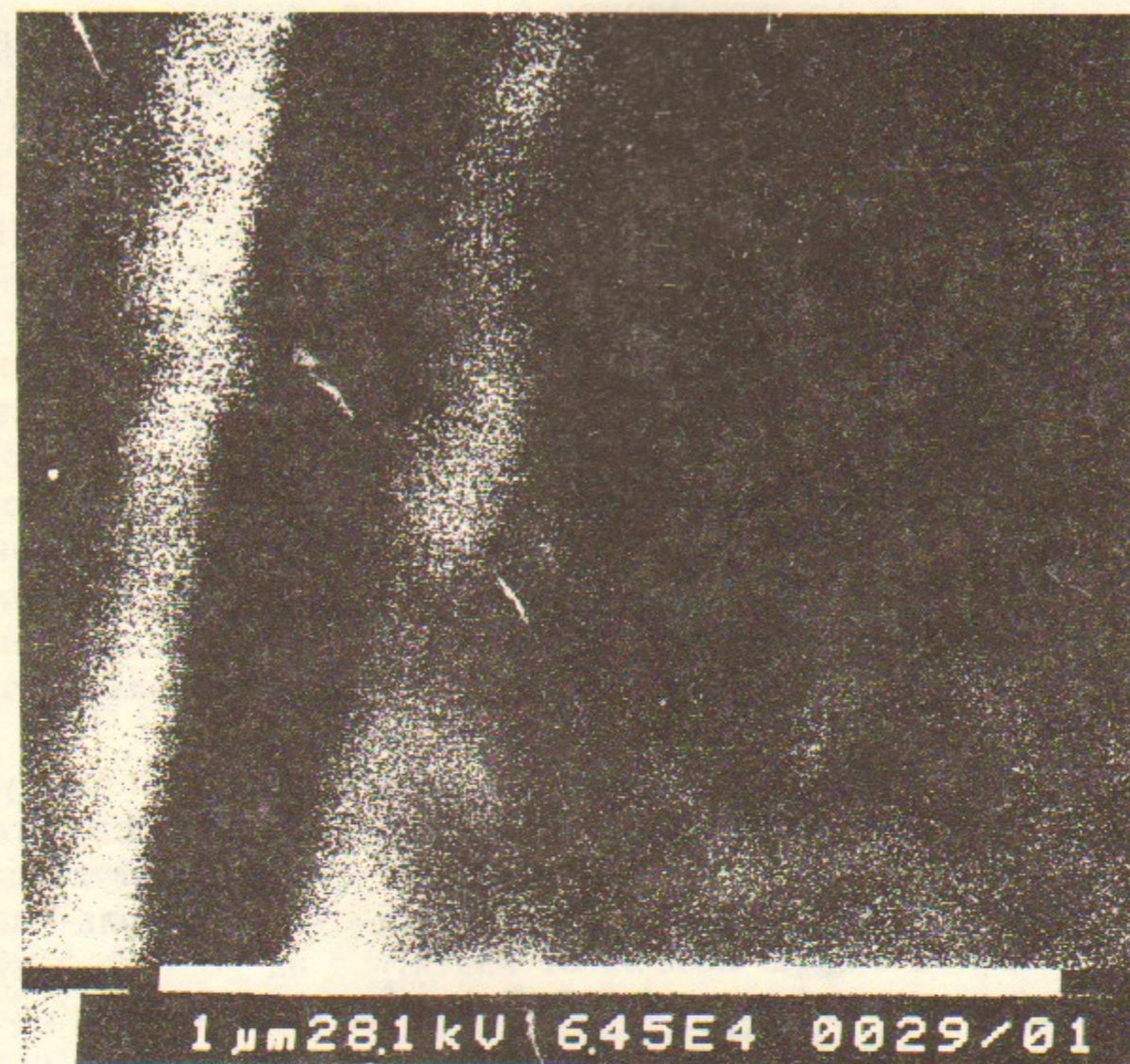


Рис. 25. След ионного пучка на кремниевой пластине с предварительно напыленным слоем золота. Ширина следа 0,1 мкм.

Ионный источник с полевой ионизацией

Ионный источник, о котором пойдет речь в настоящем разделе, принципиально отличается от э.г.д. эмиттера. Однако так как этот разработанный недавно (первые публикации появились в 1979 г.) источник имеет сходные с э.г.д. эмиттером параметры и также предназначен для получения субмикронных пучков, имеет смысл сравнить эти способы получения ионов.

В основу источника с полевой ионизацией положен ионный проектор Мюллера [85], в который введены некоторые изменения [92, 93]. Игла проектора охлаждается до гелиевой температуры, а в качестве рабочего газа применяется водород, причем благодаря дифференциальной откачке его давление вблизи иглы существенно увеличено. Эти меры приводят к тому, что водород конденсируется

на боковой поверхности иглы и подтекает на острие в виде пленки жидкости, что сильно увеличивает приток вещества к зоне ионизации. В результате оказалось возможным поднять ток проектора до 20 нА [94]. Во-вторых, на острие вольфрамовой иглы создается бугорок из атомов вольфрама размером $\sim 100-200 \text{ \AA}$. Электрическое поле достигает величины, необходимой для полевой ионизации водорода, лишь на этом бугорке. Так как вся эмиссия идет из зоны размером $100 \times 100 \text{ \AA}$, виртуальный размер эмиттера оказывается весьма мал ($d_0 \approx 10 \text{ \AA}$ [94]), а яркость соответственно высокой. В-третьих, электрическое поле на острие снижено с 2 В/\AA до $1-1,5 \text{ В/\AA}$. В сильном поле (2 В/\AA) могут образоваться ионы H^+ и H_2^+ . И та, и другая компонента имеют энергоразброс порядка $1-2 \text{ эВ}$, но их средние энергии отличаются на 2 эВ . В результате полный энергоразброс ионного пучка $\text{H}^+ + \text{H}_2^+$ оказывается на уровне 4 эВ . В слабом поле ($1,5 \text{ В/\AA}$) образуются только ионы H_2^+ , имеющие энергоразброс порядка 1 эВ [95].

Таким образом, источник с полевой ионизацией имеет следующие характеристики: рабочее напряжение $U \sim 5 \text{ кВ}$, угловая интенсивность $I \sim 10-60 \text{ мкА/рад}^2$, полный ток $I \sim 10 \text{ нА}$, виртуальный размер эмиттера $d_0 \sim 10 \text{ \AA}$, энергоразброс $\Delta E_{1/2} \sim 1 \text{ эВ}$. Столь высокие параметры источника позволяют надеяться на получение субмикронных ионных пучков с плотностью тока $j = 100 \text{ А/см}^2$ [96, 97], однако имеется ряд серьезных причин, осложняющих достижение этого результата. Основная проблема — это формирование устойчивого эмиттирующего бугорка. На начальных этапах исследований такой бугорок выращивали в сильном электрическом поле, причем перестройка острия стимулировалась автоэлектронным током при тщательном контроле температуры иглы. Этот метод оказался весьма сложным и недостаточно воспроизводимым, к тому же стабильность эмиссии с такого бугорка невысока [98]. Поэтому в последнее время авторами [99] была разработана технология изготовления игл методом ионного распыления. Однако, как отмечалось в работе [93], этот метод не обеспечивает точного совпадения оси пучка с осью иглы, а так как пучок очень узкий (угол расходимости $\theta \sim 10^{-2} \text{ рад}$), то он не попадает во входную апертуру ионно-оптической колонны. Возможно, в планируемом источнике с качающейся иглой [93] этот недостаток будет в значительной степени устранен. Вторая важная проблема источника с полевой ионизацией — обеспечение его долговременной стабильной работы. Несмотря на то, что давление остаточных газов в камере $\sim 10^{-10} \text{ Торр}$, время стабильной работы источника не превышает одного

часа, что связано, видимо, с самопроизвольной перестройкой острия и смещением места эмиссии [99]. Возможно, в дальнейшем будут разработаны новые технологии изготовления игл, которые позволят добиться лучших результатов.

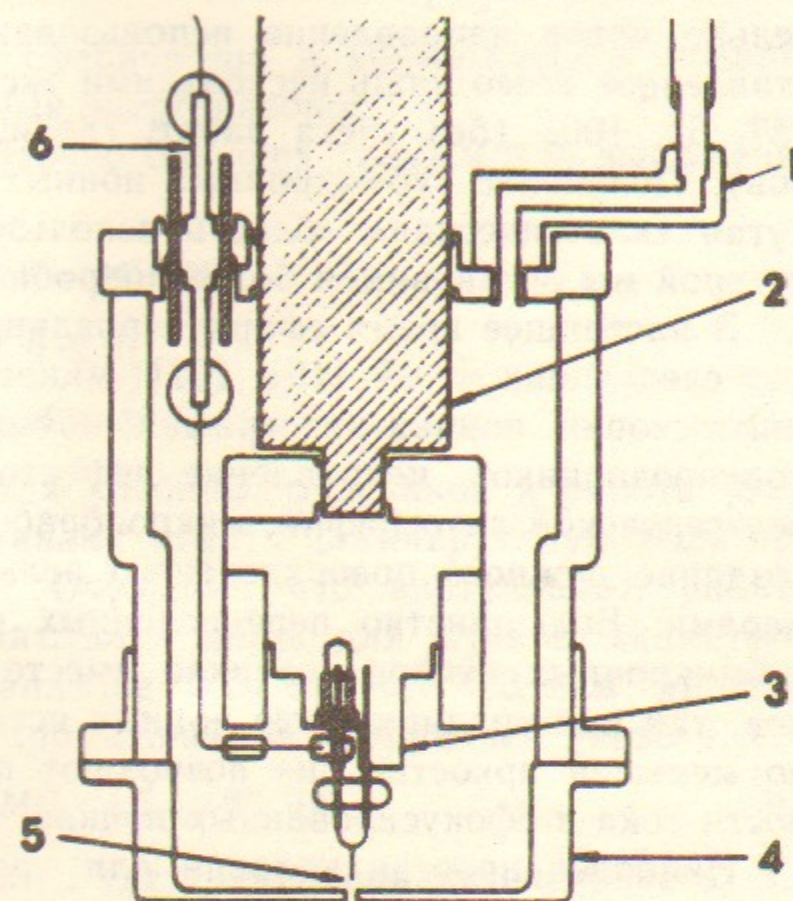


Рис. 26. Источник ионов с полевой ионизацией:

1 — трубка подачи газа; 2 — высоковольтный изолятор из сапфира; 3 — узел крепления иглы; 4 — катод; 5 — игла эмиттера; 6 — высоковольтный ввод.

В настоящее время источник ионов с полевой ионизацией представляет довольно сложный и тонкий прибор (рис. 26 [99]), требующий для своей работы сверхвысокого вакуума и гелиевых температур. Технология изготовления иглы эмиттера также весьма сложна и недостаточно отработана. Однако потенциальные возможности этого источника чрезвычайно высоки и группа Корнельского университета (Нью-Йорк) ведет активную работу по его усовершенствованию и доводке. Видимо, это единственный коллектив, успешно работающий в данной области, так как публикации других авторов об ионном источнике с полевой ионизацией нам неизвестны.

ПРИМЕНЕНИЕ Э.Г.Д. ЭМИТТЕРОВ

Э.г.д. эмиттеры используются для получения субмикронных ионных пучков, для нанесения тонких пленок и как двигатели малой тяги космических аппаратов. Что касается космических приме-

нений э.г.д. эмиттеров, то мы сошлемся на работу [3], отражающую состояние дел на начальном этапе, и работы [73, 74], иллюстрирующие современные достижения в этой области. В отличие от космических приложений, нанесение тонких пленок — сравнительно новое направление использования э.г.д. эмиттеров, представленное всего лишь несколькими экспериментальными работами [57, 61, 100] (без учета работ, где изучалась генерация кластеров). Получение субмикронных ионных пучков — наиболее продвинутой «классической» области использования э.г.д. эмиттеров, на которой мы остановимся более подробно.

В настоящее время сфокусированные ионные пучки требуются для следующих целей [101, 102]: микроанализ и растровая ионная микроскопия, ионная литография, прямое безмасочное легирование полупроводников, исправление дефектов масок для оптической и рентгеновской литографии, микрообработка (micromachining), т. е. создание нужного поверхностного рельефа с субмикронными размерами. Большинство перечисленных выше областей применения субмикронных пучков возникло вместе с созданием э.г.д. эмиттеров, так как традиционные ионные источники, обладая существенно меньшей яркостью, не позволяют получать достаточные плотности тока в сфокусированных пучках.

Наиболее простая колонна для получения субмикронных ионных пучков (рис. 24) состоит из э.г.д. эмиттера, электростатической линзы, дефлектора (отклоняющих пластин), мишени и системы для регистрации вторичных частиц (на рисунке не показана) [68]. Рассмотрим фокусировку ионов в такой колонне. Диаметр сфокусированного пучка

$$d^2 = M^2(d_0^2 + d_s^2 + d_c^2), \quad (34)$$

где M — увеличение, обычно $M \sim 1$; d_0 — виртуальный (кажущийся) размер э.г.д. эмиттера; d_s, d_c — кружки сферической и хроматической aberrаций, соответственно. Измерения виртуального размера э.г.д. эмиттера, проведенные в работе [103], дают оценку $d_0 \leq 400 \text{ \AA}$ при энергии ионов $W_0 = 30 \text{ кэВ}$. Тот факт, что виртуальный размер э.г.д. эмиттера на порядок превышает его физический размер, может быть связан либо с тем, что в работе [103] получена именно верхняя оценка, либо действительно с увеличением виртуального размера за счет нагрева поперечных степеней свободы при внутрипучковом взаимодействии частиц. Напомним, что аналогичный нагрев продольных степеней свободы ведет к увели-

чению энергоразброса ионов. Так как кружки сферической и хроматической aberrаций зависят от апертурного угла θ , (34) можно переписать как

$$d^2 = M^2[d_0^2 + (\theta^3 \cdot C_s)^2 + (\theta \cdot C_c \cdot \Delta E_{1/2} / W_0)^2] \quad (35)$$

где C_s, C_c — коэффициенты сферической и хроматической aberrаций; $\Delta E_{1/2} / W_0$ — относительный энергоразброс.

Очевидно, что при достаточно больших углах $\theta \gg \theta_2$ выражение (35) будет выглядеть как

$$d^2 = M^2 \cdot C_s \theta^6.$$

Напротив, при малых углах $\theta \ll \theta_1$:

$$d^2 = M^2 d_0^2.$$

Расчеты показывают, что для колонны, описанной в работе [91], сферические aberrации начинают играть доминирующую роль при диаметре пучка $d \geq 3 \text{ мкм}$. Очевидно, что виртуальный размер э.г.д. эмиттера следует учитывать лишь для пучков диаметром $d \leq 400 \text{ \AA}$. Поэтому в диапазоне $0,04 \text{ мкм} < d < 3 \text{ мкм}$ диаметр пучка определяется только хроматической aberrацией линзы т. е.

$$d^2 \approx (M C_c \cdot (\Delta E_{1/2} / W) \cdot \theta)^2. \quad (36)$$

Ток в ионном пучке $J = I \cdot \pi \theta^2$, где I — угловая интенсивность. Зависимость средней плотности тока $j = J / \pi d^2$ в пятне от апертурного угла θ представлена на рис. 27. Естественно, что плотность тока в центре пятна может быть близка к предельной. Предельная плотность тока j_0 определяется хроматической aberrацией линзы и находится из выражения [66]:

$$j_0 = [I / (\Delta E_{1/2})^2] \cdot 4 M^2 (W_0 / C_c)^2. \quad (37)$$

Величина $I / (\Delta E_{1/2})^2$ зависит от свойств и режима работы э.г.д. эмиттера и максимальна при токе эмиссии $I \sim 2 \text{ мкА}$ (галлиевый эмиттер) [104]. Величина $4 M^2 (W_0 / C_c)^2$ определяется свойствами колонны. Очевидно, что для повышения плотности тока нужно поднимать энергию ионов и стараться уменьшать коэффициент

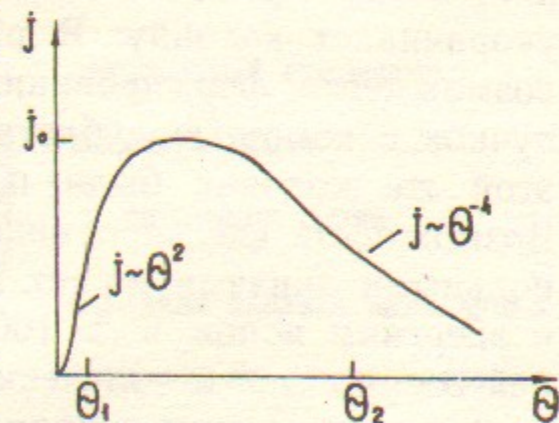


Рис. 27. Зависимость средней плотности тока j в сфокусированном пятне от апертурного угла θ .

хроматической аберрации линзы. На получение существенно лучших результатов можно надеяться при использовании ахроматических магнитно-электрических линз [105]. В более сложных ионно-оптических колоннах, кроме элементов, показанных на рис. 24, используется также масс-сепаратор (обычно это фильтр Вина), что требует применения второй линзы, система быстрого прерывания (бланкирования) пучка, стигматор и другие элементы для коррекции неточностей юстировки и сборки всей системы. В результате, колонна получается весьма сложной и громоздкой (рис. 28 [66]), с большим числом независимых источников питания для фокусировки и коррекции положения пучка. Так как ручное управление при таком большом числе степеней свободы неэффективно, используется встроенная ЭВМ с генератором рисунка, что в сочетании с контролируемым лазерными интерферометрами предметным столом открывает широкие возможности для исследования ионной литографии и прямой безмасочной имплантации [106, 107]. Различные конструкции ионных колонн представлены также в работах [68, 108—110] и обзорах [37, 111]. Типичные параметры пучков во всех этих колоннах: энергия ионов $W_0 \sim 10-150$ кэВ, диаметр пучка $d \sim 0,1-1$ мкм, плотность тока $j \sim 1$ А/см².

Отдельно стоит упомянуть о работах [68, 112, 113]. В работе [112] описана оригинальная колонна с линзой, электроды которой разрезаны на 8 секторов. Такая линза, кроме фокусировки, выполняет также функции дефлектора и стигматора, что упрощает и укорачивает колонну. В работе [68] экспериментально показана возможность формирования субмикронных ($d=0,6$ мкм) ионных пучков с помощью дублета квадрупольных линз. В дальнейшем в этой же колонне были получены пучки диаметром $d=0,2$ мкм. Возможность формирования субмикронных ионных пучков квадрупольными линзами может иметь решающее значение при переходе к энергиям ионов $W_0 > 100$ кэВ. Что касается работы [113], то в ней сообщается о получении рекордной плотности тока $j=6$ А/см² в сфокусированном ионном пучке.

Рассмотрим возможности применения субмикронных пучков.

Растровая ионная микроскопия и микроанализ

В растровых ионных микроскопах сфокусированный ионный пучок сканируется по рабочему полю, а регистрируются вторичные электроны. Контраст изображения зависит от топологии поверх-

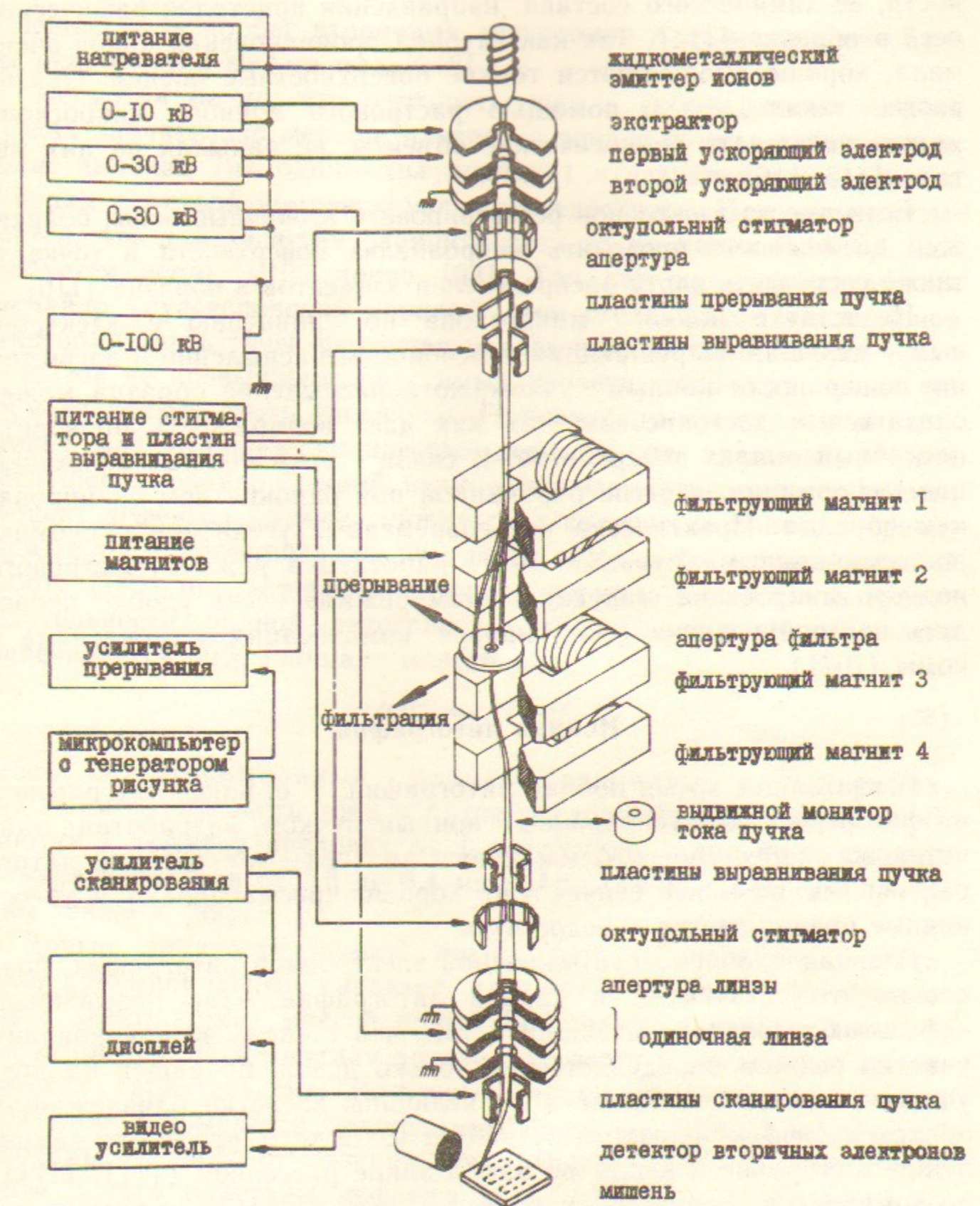


Рис. 28. Схема ионно-оптической колонны установки MICROLAB-100.

ности, ее химического состава, направления кристаллографических осей в образце [114]. Так как глубина проникновения ионов очень мала, хорошо наблюдаются тонкие поверхностные пленки. Оказывается также, что с помощью растрового ионного микроскопа можно наблюдать биологические объекты, не напыляя на них металл [115, 116].

Если вместо электронов регистрировать вторичные ионы, появляется возможность проводить микроанализ поверхности в точке, а также составлять карту распределения элементов в образце [110].

Недостатки ионного микроскопа по сравнению с электронным — меньшая разрешающая способность, распыление и загрязнение поверхности ионным пучком, хотя распыление образца может оказаться и достоинством, так как дает возможность проводить послойный анализ поверхности. В связи с этим полезно запоминание информации, зарегистрированной при однократном сканировании образца. Практически все современные установки с субмикронными ионными пучками могут работать в режиме растрового ионного микроскопа, так как в этом режиме очень удобно проводить настройку пучка (фокусировка, компенсация астигматизма и комы [107]).

Ионная литография

В настоящее время ионная литография, т. е. нанесение рисунка на фоторезист сфокусированным ионным пучком, разработана значительно слабее своего ближайшего аналога — электронной литографии. Тем не менее сейчас уже хорошо просматриваются ее основные преимущества и недостатки.

Главная проблема субмикронной электронной литографии, полностью отсутствующая в ионной литографии, — так называемый «эффект близости», состоящий в том, что степень экспонирования участка резиста определяется не только дозой, попавшей на этот участок, но зависит также и от величины засветки близлежащих областей. Эффект близости возникает из-за того, что длина замедления электронов в веществе равна длине рассеяния ([111, 117]), поэтому пучок, попавший в слой резиста, успевает «расплыться» прежде, чем замедлится. Электроны, прошедшие через резист, частично отражаются от подложки в обратном направлении, что также ведет к увеличению размера экспонированного пятна.

В ионной литографии расплывание пучка не происходит, так как ионы из-за своей большой массы практически не отклоняются

в веществе, а пробег вторичных электронов и атомов отдачи также оказывается весьма мал [118].

Несмотря на то, что плотность тока в субмикронных ионных пучках значительно меньше плотности тока в пучках электронных, более высокая (на один—два порядка) чувствительность резиста к ионам с лихвой компенсирует этот недостаток. При этом оказывается, что для засветки элемента резиста размером $0,1 \times 0,1$ мкм требуется всего ~ 100 ионов [92]. Так как ионы эмиттируются случайно (пуассоновский процесс), при столь малом числе ионов некоторая часть точек окажется недоэкспонированной. Чтобы число дефектов не превышало допустимый уровень, количество ионов на элемент должно быть увеличено. Причем если мы задаем определенное максимальное количество дефектов на пластине, то при уменьшении размера линий количество элементов растёт, значит, процент дефектов должен снижаться и количество ионов, затрачиваемых на экспонирование элемента, должно быть увеличено. В работе [119] предложена следующая формула для расчета производительности ионной литографической установки (считая, что засвечивается 50% площади пластины):

$$t(\text{с}/\text{см}^2) = 4/(F^4 \cdot j). \quad (38)$$

Здесь F — минимальный размер элемента в микронах; $j \sim 1$ А/см² — плотность тока в пятне. Исходя из (38) скорость обработки t лежит в пределах от 1 минуты до 1 дня на 1 см² для размера элементов от 0,5 до 0,1 мкм. Аналогичные расчеты приведены также в [92].

Другие трудности ионной литографии, не носящие, правда, столь принципиальный характер, связаны с большой (по сравнению с электронами) массой ионов. Во-первых, в ионных литографах неприменима магнитная оптика, что ведет к ухудшению их оптических характеристик. Во-вторых, время пролета ионов через дефлектор оказывается недопустимо большим [92], и возникают проблемы быстрого отклонения пучка. Выход здесь, видимо, в том, чтобы делать пластины дефлектора сегментными и подавать на них напряжение в режиме «бегущей волны», что будет сильно упростить конструкцию.

И последний недостаток ионной литографии, о котором мы хотим упомянуть, — это экспонирование резиста не на всю глубину при малых ($W_0 \sim 10$ кэВ) энергиях ионов, загрязнение и легирование пластины при больших ($W_0 \sim 100$ кэВ) энергиях. Решение этой

проблемы видится либо в использовании многослойных резистов [120], либо в работе с ионами кремния (при изготовлении кремниевых приборов).

Несмотря на перечисленные выше недостатки ионной литографии этот метод активно исследуется и разрабатывается. Так, в работе [121] исследовалось влияние рельефа меток на точность совмещения, в работах [90, 122] изучалась стабильность характеристик ионного пучка, в том числе при разных давлениях остаточного газа.

Прямая безмасочная имплантация

Этим методом были изготовлены и испытаны транзисторы [123], фотодиоды [124], резисторы [125] и сделаны изолирующие слои имплантацией бора [77]. Отмечается, что характеристики приборов получились не хуже чем у аналогичных, изготовленных традиционными методами. При изготовлении транзисторов оказалось также возможным легировать базу не равномерно, а с разной концентрацией ее середину и края, что дает дополнительную возможность изменять характеристики изготавливаемых приборов.

Основной недостаток прямой имплантации — это низкая производительность, еще более низкая, чем у ионной литографии. Воспроизводимость параметров полупроводниковых приборов, изготовленных таким методом, также оказывается недостаточно высокой, что связано с трудностью быстрого контроля дозы при сканировании пучка с малым током [126].

Исправление дефектов масок

Дефекты масок для оптической и рентгенолитографии делятся на два типа: светлые дефекты, связанные с отсутствием слоя металла в нужных местах, и темные дефекты, связанные с наличием пылинок и частиц металла на прозрачных частях маски. Темные дефекты оптических масок можно убирать, испаряя сфокусированным лазерным лучом загрязняющие частички. Разрешение данного метода ограничено на уровне 1—2 мкм, так как, помимо испарения дефекта, происходит также нагрев и оплавление близлежащих областей. Для удаления светлых дефектов оптических масок применяется так называемый «lift-off» процесс (метод обратной литографии). Методы исправления рентгеновских масок нам не известны.

Оказалось, что дефекты масок можно исправлять и сфокуси-

рованным ионным пучком. Темные дефекты удаляют, распыляя лишний металл. Так как этот процесс не термический, размер удаляемой области определяется лишь диаметром сфокусированного пучка. Метод пригоден как для оптических (толщина слоя хрома $\sim 800 \text{ \AA}$), так и рентгеновских (толщина слоя золота 0,5—1 мкм) фотошаблонов. При этом точность и аккуратность оказываются значительно выше, чем при использовании лазера (рис. 29 [127]). Светлые дефекты оптических масок можно исправлять, либо выт-

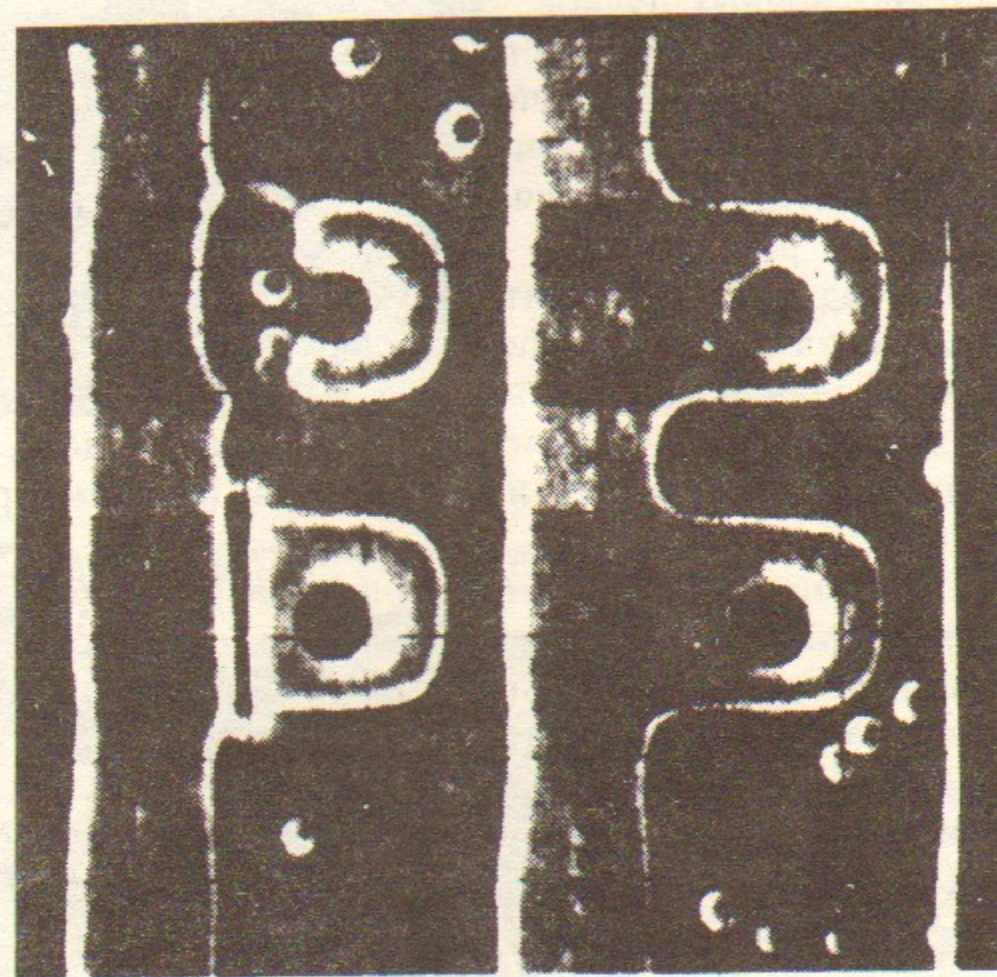


Рис. 29. Удаление перемычек на микросхеме лазером (верхний контакт) и с помощью ионного пучка (нижний контакт).

равливая ионным пучком систему призм в стеклянной подложке [128], либо создавая в нужных местах непрозрачные углеродные пленки, которые могут образовываться из газовой фазы под действием ионного пучка [129]. Поиск дефекта и наведение пучка можно осуществлять в этой же установке в режиме растрового ионного микроскопа, что сильно упрощает работу и повышает точность метода.

В то время, как использование сфокусированных ионных пучков в других областях микроэлектроники пока только изучается,

на рынке появились уже две (американская [130] и японская [129]) промышленные установки с э.г.д. эмиттерами, предназначенные для исправления фотошаблонов.

Микрообработка

К настоящему времени проведены успешные попытки создания поверхностного рельефа с субмикронными размерами с помощью сфокусированных ионных пучков. В работе [131] рельеф создавался за счет распыления поверхности ионами (рис. 30). При использовании ионов галлия с энергией 30 кэВ и кремниевой подложки углубление глубиной 1 мкм получалось при дозе $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. На самом деле скорость распыления кремния была несколько выше, но так как часть распыленных атомов осаждалась на соседние участки, их приходилось распылять вторично. В работах [132, 133, 134] для получения канавок использовалось ионно-стимулированное травление арсенида галлия, алюминия и кремния в атмосфере хлора. При этом скорость травления, отнесенная к дозе, в оптимальных условиях оказывалась на порядок выше, чем при обычном распылении.

Применение этого метода возможно при разработке микросхем, для изменения параметров экспериментальных образцов. В работе [127] с помощью сфокусированного ионного пучка перерезались проводники на поверхности кристалла, а также оказалось возможным менять емкость конденсаторов, отрезая части обкладок. В работе [135] ионный пучок успешно использовался для соединения проводников, пересекающихся на разных уровнях.

Формирование пучков с повышенной интенсивностью

Э.г.д. эмиттеры обладают несомненными преимуществами перед ионными источниками других типов при прецизионном формировании субмикронных ионных пучков, однако интенсивность таких пучков обычно не превышает 10^{-9} А . Прецизионному формированию пучков со значительно большим током препятствует их упорядоченная расходимость (угол эмиссии $\sim 20-40^\circ$), однако пучки с током $10^{-6}-10^{-3} \text{ А}$ представляют несомненный интерес, поскольку э.г.д. источники обеспечивают получение широкого набора ионов, не нагружают систему газом, потребляют небольшую мощность, просты в управлении. Фактически они могут работать в тех же условиях, что и термоэмиссионные катоды и с таким же элект-

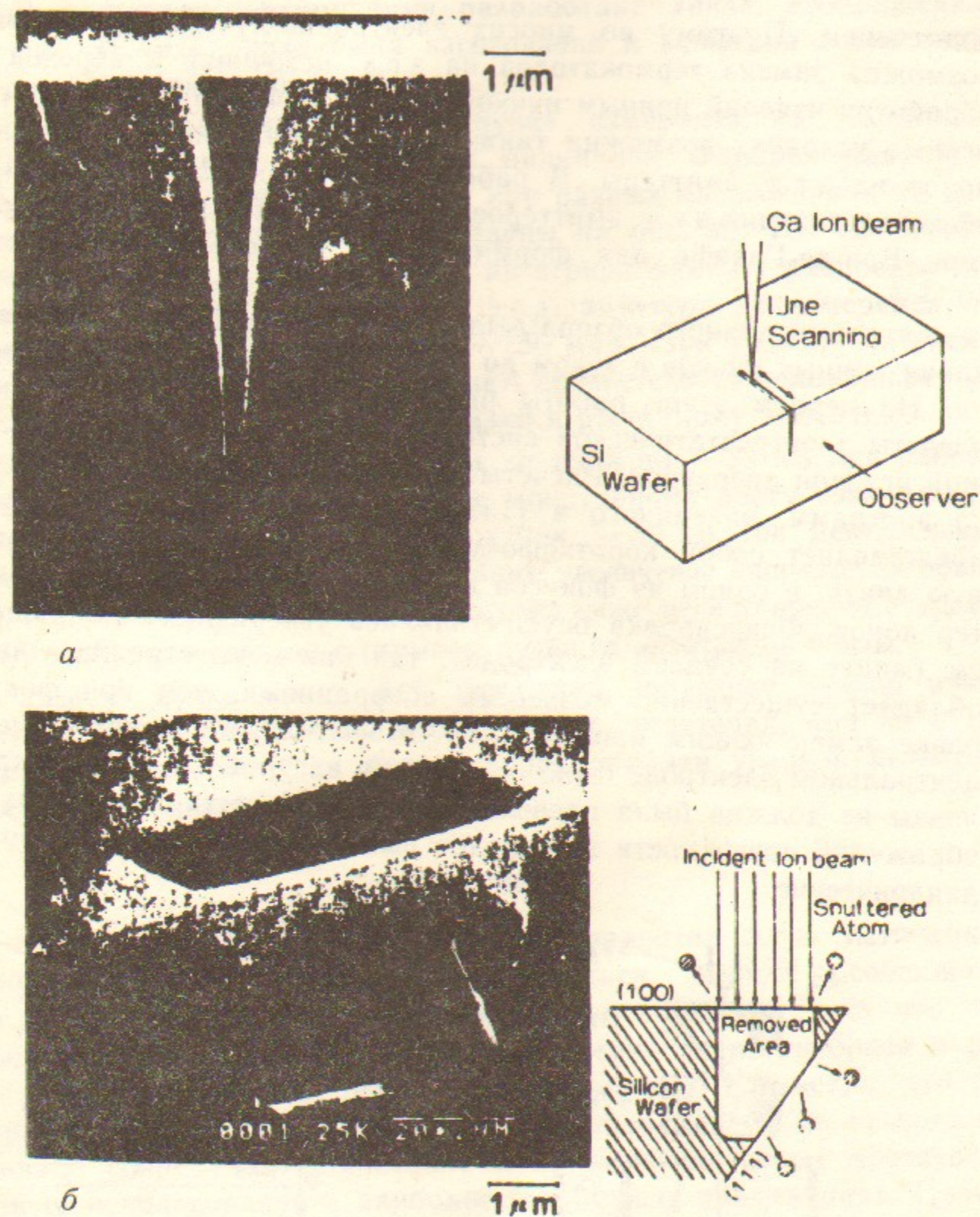


Рис. 30. Пример рельефа, созданного с помощью ионного пучка на кремниевой пластине.

ропитанием. Поэтому во многих электронно-лучевых установках возможна замена термокатодов на э.г.д. источники и переход на обработку изделий ионным пучком вместо электронного. В определенных условиях возможна также замена плазменных источников ионов на э.г.д. эмиттеры. В работе [136] сообщается, например, об использовании э.г.д. эмиттеров ионов Ga^+ , In^+ , Sn^+ на генераторе Ван-де-Граафа для формирования ионного пучка с током 10^{-6} А.

Авторами данного обзора была предпринята попытка формирования ионных пучков с током до 10^{-4} А с помощью э.г.д. источника. На первом этапе работы были выполнены оптимизационные расчеты электростатической системы формирования пучка с большой угловой апертурой. Расчеты проводились с помощью комплекса программ, описанного в [137]. Система формирования пучка представляет собой короткофокусную широкоапертурную одиночную линзу, в одном из фокусов которой находится точечный эмиттер ионов. Фокусировка осуществлялась ускоряющим напряжением (минус на среднем электроде), так как в этом режиме линза обладает существенно меньшими aberrациями, чем при фокусировке замедляющим напряжением. Максимальное напряжение на центральном электроде было ограничено на уровне -50 кВ, длина линзы не должна была превышать 10 см. Из технологических соображений поверхности электродов выбирались конусные либо цилиндрические.

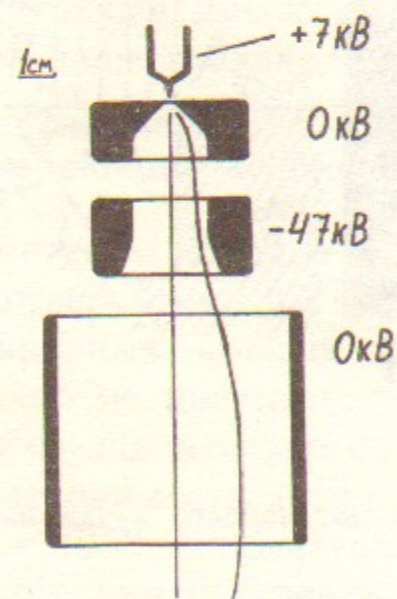


Рис. 31. Электростатическая линза для формирования ионных пучков с повышенной интенсивностью.

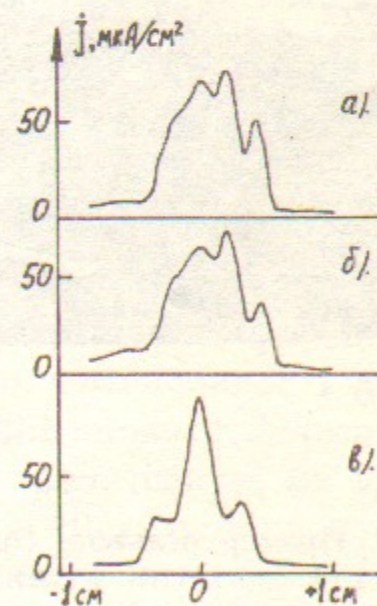


Рис. 32. Профили пучка при различных напряжениях на среднем электроде линзы рис. 31: $U = -47$ кВ (а); -49 кВ (б); -50 кВ (в).

В результате оптимизации разработана линза, изображенная на рис. 31. Эта линза была изготовлена и испытана совместно с э.г.д. эмиттером ионов алюминия.

Профиль сформированного пучка измерялся на расстоянии 620 мм от иглы э.г.д. эмиттера цилиндром Фарадея диаметром 1,2 мм, типичные профили пучка при разных напряжениях на центральном электроде линзы приведены на рис. 32. Ток сфокусированного пучка, полученный интегрированием распределения (рис. 32) составил 30 мкА, ток э.г.д. эмиттера не измерялся, но предположительно достигал 100—150 мкА. При угловой интенсивности 80 мкА/рад² [36] ток 30 мкА соответствует половинному углу захвата линзы $\theta \sim 20^\circ$, что близко к расчетному значению.

Подъем напряжения на линзе от нуля до -30 кВ при работающем э.г.д. эмиттере приводил к монотонному росту тока на центральном электроде. При напряжении -30 кВ ток центрального электрода достигал 1 мА. Дальнейшее увеличение напряжения приводило к резкому уменьшению этого тока ниже регистрируемого уровня (100 мкА), что связано с отрывом пучка от электродов линзы.

Вместо пучка ионов Al^+ возможно получение пучков ионов других элементов, используемых в э.г.д. эмиттерах, при этом ток сформированного пучка будет пропорционален угловой интенсивности тока эмиттера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования э.г.д. эмиссии и разработки э.г.д. источников продолжают расширяться и углубляться. Многие особенности э.г.д. эмиссии все еще остаются необъясненными. Пока что нет убедительной картины кинетики увеличения энергоразброса и разогрева поперечных степеней свободы ионов. Несомненно, что резервы совершенствования э.г.д. источников далеко не исчерпаны. Однако современное понимание э.г.д. эмиссии вполне достаточно для ее использования в наиболее актуальных применениях. Поэтому в последние годы особенно быстро расширялось практическое использование э.г.д. источников в исследованиях и технологии.

Следует отметить, что надежды на решение почти всех проблем физики и техники ионных пучков с помощью э.г.д. эмиттеров, высказывавшиеся в ранних работах [18], оказались слишком оптимистическими. Однако в ряде применений э.г.д. источники продемонстрировали несомненные преимущества.

Результаты по микрообработке изделий субмикронными пучка-

ми э.г.д. источников далеко превзошли достижения в этой области, полученные за долгую историю совершенствования плазменных источников [138].

В последние годы представления об основных закономерностях э.г.д. эмиссии менялись очень быстро, так что даже отслеживание этой ситуации было затруднительным. Поэтому многие выводы и предположения, высказывавшиеся в ранних обзорах по э.г.д. эмиссии, оказались просто неверными (следует отметить, что авторы многих обзоров сами э.г.д. эмиттерами в то время и не занимались).

Мы надеемся, что в этом обзоре даны более устоявшиеся представления об э.г.д. эмиссии, которые, конечно же, будут уточняться и развиваться, но и в современном виде могут служить основой для более широкого использования этого интересного и во многом уникального явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. — М.: Атомиздат, 1972. — 304 с.
2. Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. Поверхностно плазменный источник ионов // ЖТФ. — 1975. — Т.45, № 1. — С.68—73.
3. Сватик Д.С., Хендрикс К.Д. Получение ионов устройствами электрогидродинамического распыла // Ракетная техника и космонавтика. — 1968. — Т.6, № 8. — С.195—196.
4. Mahoney J.F., Yahiku A.Y., Daley M.L., Moore R.D., Perel J. Electrodynamical ion sources // J. Appl. Phys. — 1969. — V.40, № 13. — P.5101—5106.
5. Clampitt R., Jefferies D.K. Miniature ion sources for analytical instruments // NIM. — 1978. — V.149, N 1/3. — P.739—742.
6. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Получение ионных пучков из расплавов диэлектриков в режиме ЭГД эмиттера // Письма в ЖТФ. — 1985. — Т.11, № 13. — С.808—812.
7. Taylor G. Desintegration of water drops in an electric field // Proc. Royal Soc. Ser. A. — 1964. — V.280, N 1382. — P.383—397.
8. Hall R.N. The application of non-integral Legendre functions to potential problems // J. Appl. Phys. — 1949. — V.20, N 10. — P.925—931.
9. Wagner A., Venkatesan T., Petroff P.M., Barr O. Droplet emission in liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol. — 1981. — V.19, N 4. — P.1186—1189.
10. Bell A.E., Swanson L.W. Mechanisms of liquid metal ion source operation // NIM. — 1985. — V.B10/11. — P.783—787.
11. Mair G.L.R. Emission from liquid metal ion sources // NIM. — 1980. — V.172, N 3. — P.567—576.
12. Sudraud P., Gaubi N., Tence M., van de Walle J. Some new results about in-situ TEM observations of the emission region in LMIS // Proc. of the 29th Intern. Field Emission Symp. — 1982, Göteborg. — P.357—362.
13. Chung M., Cutler P.H., Feuchtwang T.E., Kazes E., Miskovsky N.M. Reply to comment on «Variational formulation for the equilibrium condition of a conducting fluid in an electric field» // Appl. Phys. A. — 1985. — V.A36, N 3. — P.171—174.
14. Miskovsky N.M., Cutler P.H., Kazes E. Derivation of the condition for onset of

- instabilities of a conducting fluid surface under electrostatic stress: Application to liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol. — 1985. — V.B3, N 1. — P.202—206.
15. Cutler P.H., Feuchtwang T.E., Kazes E., Chung M., Miskovsky N.M. Response to «A note on the Taylor cone» // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1986. — V.19, N 1. — P.L13—L18.
 16. Allen J.E. A note on the Taylor cone // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1985. — V.18, N 7. — P.L59—L62.
 17. Gomer R. On the mechanism of liquid metal electron and ion sources // Appl. Phys. — 1979. — V.19, N 4. — P.365—376.
 18. Габович М.Д. Жидкометаллические эмиттеры ионов // УФН. — 1983. — Т.140, № 1. — С.137—151.
 19. Prewett P.D., Mair G.L.R., Thompson S.P. Some comments of the mechanism of emission from liquid metal ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1982. — V.15, N 7. — P.1339—1348.
 20. Castilho de C.M.C., Kingham D.R. Field ion energy deficit calculations for liquid metal ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1986. — V.19, N 1. — P.147—156.
 21. Swanson L.W., Schwind G.A., Bell A.E. Measurements of the energy distribution of a gallium liquid metal ion source // J. Appl. Phys. — 1980. — V.51, N 7. — P.3453—3455.
 22. Sudraud P., Colliex C., van de Walle J. Energy distribution of EHD emitted gold ions // J. de Physique. Lett. (Fr). — 1979. — V.40, N 9. — P.L207—L211.
 23. Wilkens B., Venkatesan T. High resolution mass spectrometry of liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Technol. — 1983. — V.B1, N 4. — P.1132—1136.
 24. Marriott P. A liquid metal ion source analysis system // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1986. — V.19, N 6. — P.L115—L119.
 25. Автоионная микроскопия/Под ред. Дж. Рена, С. Ранганатана. — М.: Мир, 1971. — 270 с.
 26. Mair G.L.R., Grindrod D.C., Mousa M.S., Latham R.V. Beam-energy distribution measurements of liquid gallium field-ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1983. — V.16, N 10. — P.L209—L213.
 27. Mair G.L.R., Mulvey T. Some aspects of liquid metal ion sources // J. of Microscopy. — 1986. — V.142, Pt.2. — P.191—200.
 28. Kingham D.R., Swanson L.W. Shape of a liquid metal ion source (A dynamic model including fluid flow and space-charge effects) // Appl. Phys. A. — 1984. — V.34, N 2. — P.123—132.
 29. Kingham D.R., Swanson L.W. A theoretical model of a liquid metal ion sources // Vacuum. — 1984. — V.34, N 10/11. — P.941—945.
 30. Mair G.L.R., Aitken K.L. Heating effects in a liquid metal ion source // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1984. — V.17, N 1. — P.L13—L17.
 31. Benassyayag G., Sudraud P., Jouffrey B. In situ high voltage TEM observation of an electrohydrodynamic (EHD) ion source // Ultramicroscopy. — 1985. — V.16. — P.1—8.
 32. Swanson L.W., Schwind G.A., Bell A.E., Brady J.E. Emission characteristics of gallium and bismuth liquid metal field ion sources // J. Vacuum Sci. Technol. — 1979. — V.16, N 6. — P.1864—1867.
 33. Kang N.K., Swanson L.W. Computer simulation of liquid metal ion source optics // Appl. Phys. A. — 1983. — V.30, N 8. — P.95—104.
 34. Mair G.L.R., Mulvey T. High brightness sources for electron and ion beam

- microscopy and microlithography // *Ultramicroscopy*.—1984.—V.15, N 3.—P.255—260.
35. *Culbertson R.J., Robertson G.H., Sakurai T.* Abstract: ionization mechanism of gallium on a tungsten field emitter // *J. Vac. Sci. Technol.*—1979.—V.16, N 6.—P.1869—1870.
36. *Bell A.E., Schwind G.A., Swanson L.W.* The emission characteristics of an aluminum liquid metal ion source // *J. Appl. Phys.*—1983.—V.53, N 7.—P.4602—4605.
37. *Попов В.К., Ячменев С.Н.* Расчет и проектирование устройств электронной и ионной литографии.—М.: Радио и связь, 1985.—127 с.
38. *Boersch H.* Experimentelle Bestimmung der Energieverteilung in thermisch ausgelösten Elektronenstrahlen // *Z. Phys.*—1954.—Bd 139, N 2.—S.115—146.
39. *Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н.* Температурная релаксация в замагниченном электронном потоке // *ЖЭТФ*.—1982.—Т.83, № 6.—С.2056—2064.
40. *Knauer W.* Energy broadening in field emitted electron and ion beams // *Optik*.—1981.—Bd 59, N 4.—S.335—354.
41. *Prewett P.D., McMillan D.J., Jefferies D.K., Mair G.L.R.* LMIS for lithography. Some recent advances // *SPIE Proc.*—1983.—V.393.—P.120—128.
42. *Broughton D., Clampitt R.* A compilation of mass spectra from liquid metal sources // *Vacuum*.—1984.—V.34, N 1/2.—P.275—279.
43. *J. van de Walle., Sudrand P.* См. [12].
44. *Kingham D.R.* Charge state of ions in liquid metal field ion sources // *Appl. Phys. A*.—1983.—V.31, N 3.—P.161—164.
45. *Ishitani T., Umemura K., Kawanami J.* Isotope effect on boron ions emitted from a liquid-metal-ion source // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1985.—V.18, N 2.—P.163—168.
46. *Culbertson R.J., Robertson G.H., Kuk Y., Sakurai T.* Atom-probe field-ion microscopy of a high intensity gallium ion source // *J. Vac. Sci. Technol.*—1980.—V.17, N 1.—P.203—206.
47. *Venkatesan T., Wagner A., Nash D.L., Mundo A.J., Barr D.* Giant stark broadening of atomic gallium emission lines near a high field tip // *Appl. Phys. Lett.*—1981.—V.39, № 1.—P.9—11.
48. *Venkatesan T., Wagner A., Barr D.* Optical emission: a probe of neutral atoms in liquid-metal ion sources // *Appl. Phys. Lett.*—1981.—V.38, № 11.—P.943—945.
49. *Mair G.L.R., von Engel A.* Gallium-field-ion emission from liquid point anodes // *J. Appl. Phys.*—1979.—V.50, № 9.—P.5592—5595.
50. *Mair G.L.R., von Engel A.* Mass Transport in liquid gallium ion beam sources // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1981.—V.14, N 9.—P.1721—1728.
51. *Thompson S.P., von Engel A.* Field emission of metal ions and microparticles // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1982.—V.15, N 5.—P.925—931.
52. *Rudenaer F.G., Steiger W., Wieser E., Grotzschel R., Nahrung F.* Formation of droplets on Si surface bombarded by In from a capillary type liquid metal ion source // *Vacuum*.—1985.—V.35, N 8.—P.315—320.
53. *Thompson S.P., von Engel A.* Neutral satellites in ion beams from liquid metal sources // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1983.—V.16, N 6, P.1137—1144.
54. *Dixon A.J.* The energy spread of metal ions drawn from their liquid // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1979.—V.6, N 6.—P.L77—L80.
55. *Krahn V.E.*, Electrohydrodynamic capillary source of ions and charged droplets // *J. Appl. Phys.*—1974.—V.45, N 3.—P.1144—1146.
56. *Cruz C., Pourrezaei K., Wagner A.* Ion cluster emission and deposition from liquid gold ion source // *J. Appl. Phys.*—1985.—V.58, N 7.—P.2724—2730.
57. *Farrow R.F.C., Gullis A.G., Grant A.G., Jones R., Clampitt R.* Molecular beam epitaxy and field emission diposition for metal film growth on III—IX compound semiconductors study // *Thin Solid Films*.—1979.—V.58, N 1.—P.189—196.
58. *Rayleigh, Lord.* On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity // *Phil. Mag.*—1882.—V.14, № 87.—P.184—186.
59. *Thompson S.P.* Neutral emissions from liquid metal ion sources // *Vacuum*.—1984.—V.34, N 1/2.—P.223228.
60. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Гидродинамика.—М.: Наука, 1986.—736с.
61. *Clampitt R.* Field emission deposition sources // *Thin Solid Films*.—1979.—V.58, N 1.—P.129—132.
62. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Колебания и переходные процессы в жидкометаллических эмиттерах ионов // *ЖТФ*.—1985.—Т.55, № 4.—С.776—778.
63. *Thompson S.P., Prewett P.D.* The dynamics of liquid metal ion sources // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1984.—V.17, N 11.—P.2305—2321.
64. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Особенности переходных процессов при электрогидродинамической эмиссии ионов // *ЖТФ*.—1987.—Т.57, № 1.—С.185—187.
65. *Григорьев А.И.* О механизме неустойчивости заряженной проводящей капли // *ЖТФ*.—1985.—Т.55, № 7.—С.1272—1278.
66. *Prewett P.D., Kellogg E.M.* Liquid metal ion sources for FIB microfabrication system. Recent advances // *NIM*.—1985.—V.B6, N 1/2.—P.135—142.
67. *Ishitani T., Umemura K., Tamura H.* Development of phosphorus liquid-metal-ion source // *Jap. J. Appl. Phys.*—1984.—V.23, N 5.—P.L330—L332.
68. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Электрогидродинамический источник ионов // *ПТЭ*.—1986.—№ 5.—С.149—152.
69. *Orloff J., Swanson L.W.* Optical column design with liquid metal ion source // *J. Vac. Sci. and Technol.*—1981.—V.19, N 4.—P.1149—1152.
70. *Noda T., Okano H., Watanabe H., Okutani T., Yogi K., Tamura H.* Electrohydrodynamic ion source with a reservoir and an emitter tip heated by electron bombardment // *Rev. Sci. Instrum.*—1982.—V.53, N 9.—P.1482—1483.
71. *Okutani T., Fukuda M., Noda T., Tamura H., Watanabe H., Shepherd C.* Characteristics of an advanced electrohydrodynamic ion source with additional mode of surface ionization // *J. Vac. Sci. Tehnol.*—1983.—V.B1, N 4.—P.1145—1147.
72. Патент ФРГ № 3322839.
73. *Bartoli C., von Rohden H., Thompson S.P., Blommers J.* A liquid caesium field ion source for space propulsion // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1984.—V.17, N 12.—P.2473—2483.
74. *Bartoli C., von Rohden H., Thompson S.P., Blommers J.* Recent developments in high current liquid metal ion sources for space propulsion // *Vacuum*.—1984.—V.34, N 1/2.—P.43—46.
75. *Gamo K., Ukegawa T., Inomoto J., Ochiai J., Namba S.* Liquid metal allow ion sources for B, Sb, Si // *J. Vac. Sci. Technol.*—1981.—V.19, N 4.—P.1182—1185.
76. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Получение ионов легирующих элементов в электрогидродинамических источниках // *Письма в ЖТФ*.—1985.—Т.11, № 19.—С.1184—1187.
77. *Arimoto H., Takamori A., Miyauchi E., Hashimoto H.* Pd-Ni-Si-Be-B liquid metal

- ion source for maskless ion implantation // Jap. J. Appl. Phys. Pt 2.—1984.—V.23, N 3.—P.L165—L166.
78. *Ishitani T., Umemura K., Hosoki S., Takayama S., Tamura H.* Development of boron liquid-metal-ion source // J. Vac. Sci. Technol.—1984.—V.A2, N 3.—P.1365—1369.
79. *Ishitani T., Shimase A., Tamura H.* Carbon needle emitter for boron and aluminum ion liquid-metal-ion sources // Jap. J. Appl. Phys.—1982.—V.21, N 5.—P.L277—L278.
80. *Torii Y., Yamada H.* An aluminum liquid-metal-ion source with prolonged life-time using a sintered boride emitter // Jap. J. Appl. Phys. Pt 2.—1983.—V.22, N 7.—P.L444—L446.
81. *Yamada H., Torii Y.* Reservoir-type liquid metal ion source of Al // Rev. Sci. Instrum.—1986.—V.57, N 7.—P.1282—1285.
82. *Umemura K., Ishitani T., Tamura H.* Boron and phosphorus ion emissions from a Cu-P-Pt-B liquid metal ion source // Jap. J. Appl. Phys.—1986.—V.25, N 11.—P.L885—L887.
83. *Wagner A., Hall T.H.* Liquid gold ion source // J. Vac. Sci. Technol.—1979.—V.16, N 6.—P.1871—1874.
84. *Елинсон М.И., Васильев Г.Ф.* Автоэлектронная эмиссия // М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958.—272с.
85. *Мюллер В.* Автоионизация и автоионная микроскопия // УФН.—1962.—Т.77, № 3.—С.481—552.
86. Патент США № 4.143.292.
87. *Mahony C., Prewett P.D.* Field emission deposition: ion assisted deposition using liquid metal sources // Vacuum.—1984.—V.34, N 1-2.—P.301—304.
88. *Ishikawa J., Takagi T.* Impregnated-electrode-type liquid metal ion source // J. Appl. Phys.—1984.—V.56, N 11.—P.3050—3056.
89. *Wagner A.* The hydrodynamics of liquid metal ion sources // Appl. Phys. Lett.—1982.—V.40, N 5.—P.440—442.
90. *Arimoto H., Miyauchi E., Hashimoto H.* Emission stability of Au-Si-Be LM ion source in various gas environments // Jap. J. Appl. Phys. Pt 2.—1986.—V.25, N 7.—P.L567—L568.
91. *Ishitani T., Tamura H., Todokoro H.* Scanning microbeam using a liquid metal ion source // J. Vac. Sci. Technol.—1982.—V.20, N 1.—P.80—83.
92. *Brown W.L., Venkatesan T., Wagner A.* Ion beam lithography // NIM.—1981.—V.191, N 1/3.—P.157—168.
93. *Lewis G. N., Paik H., Mioduszewski J., Siegel B.M.* A hydrogen field ion source with focusing optics // J. Vac. Sci. Technol.—1986.—V.B4, N 1.—P.116—119.
94. *Hanson G.R., Siegel B.M.* H₂ and rare gas field ion source with high angular current // J. of Vac. Sci. Technol.—1979.—V.16, N 6.—P.1875—1878.
95. *Hanson G.R., Siegel B.M.* Energy spreading in the hydrogen field ionization source // J. Vac. Sci. Technol.—1981.—V.19, N 4.—P.1176—1181.
96. *Paik H., Lewis G.N., Kirkland E.J., Siegel B.M.* Systematic design of an electrostatic optical system for ion beam lithography // J. Vac. Sci. Technol.—1985.—V.B3, N 1.—P.75—81.
97. *Blackwell R.J., Kubby J.A., Lewis G.N., Siegel B.M.* Experimental focused ion beam system using a gaseous field ion source // J. Vac. Sci. Technol.—1985.—V.B3, N 1.—P.82—86.
98. *Schwoebel P.R., Hanson R.G.* Beam current stability from localized emission sites in a field ion source // J. Vac. Sci. Technol.—1985.—V.B3, N 1.—P.214—219.

99. *Kuffy J.A., Siegel B.M.* High resolution structure of emitter tips for the gaseous field ionization source // J. Vac. Sci. Technol.—1986.—V.B4, N 1.—P.120—125.
100. *Prewett P.D., Mahony C.* Applications of coatings produced by field emission deposition // Vacuum.—1984.—V.34, N 3/4.—P.385—390.
101. *Prewett P.D.* Focused ion beam system for materials analysis and modification // Vacuum.—1984.—V.34, N 10/11.—P.931—939.
102. *Reuss R.H.* Potential applications of focused ion beam technology for the semiconductor industry // NIM.—1985.—V.B10/11.—P.515—521.
103. *Komura M., Kanayama T., Hiroshima H., Tanoue H.* Measurement of virtual crossover in liquid gallium ion source // Appl. Phys. Lett.—1983.—V.42, N 10.—P.908—910.
104. *Mair G.L.R., Mulvey T.* Some aspects of liquid metal ion sources // J. of Microscopy. Pt 2.—1986.—V.142.—P.191—200.
105. *Martin F.W., Goloskie R.* An achromatic quadrupole lens doublet for positive ions // Appl. Phys. Lett.—1982.—V.40, N 2.—P.191—193.
106. *Doherty J.A., Steyer M.F.* A focused ion beam system for the generation of sub-micron patterns // SPIE Proc.—1983.—V.393.—P.143—158.
107. *Wagner A.* Application of focused ion beams // SPIE Proc.—1983.—V.393.—P.167—176.
108. *Anazawa N., Aihara R., Ban E., Okunuki M.* Ion-optical system for maskless ion implantation with 100 nm resolution // SPIE Proc.—1983.—V.393.—P.137—142.
109. *Gamo K., Namba S.* Maskless fabrication using focused ion beams // SPIE Proc.—1983.—V.393.—P.159—166.
110. *Wang J.L., Crow G., Levi-Setti R., Olsen E.* High lateral resolution SIMS mapping of meteorite chondrite // NIM.—1985.—V.B10/11.—P.716—718.
111. *Бродяй И., Мерей Дж.* Физические основы микротехнологии.—М.: Мир, 1985.—494 с.
112. *Tsumagari T., Ohiwa H., Okutani T., Noda T.* A new submicron ion probe system // J. Vac. Technol.—1983.—V.B1, N 4.—P.1121—1124.
113. *Kurihara K.* A focused ion beam system for submicron lithography // J. Vac. Technol.—1985.—V.B3, N 1.—P.41—44.
114. *Levi-Setti R.* High-resolution scanning transmission low-energy ion microscopes and microanalyzers // Advances in Electronics and Electron Phys.—1980.—Suppl. 13A.—P.261—320.
115. *Levi-Setti R., La Marche P.H., Lam K., Shields T.H., Wang J.L.* Secondary ion imaging in the scanning ion microscope // NIM.—1983.—V.218, N 1/3.—P.368—374.
116. *Bayly A.R., Wangh A.R., Anderson K.* SIMS micro-analysis with a gallium ion microprobe // NIM.—1983.—V.218, N 1/3.—P.375382.
117. *Валиев К.А.* Микроэлектроника: достижения и пути развития.—М.: Наука, 1986.—142 с.
118. *Murray A.J., Murray J.J.* Microfabrication with ion beams // Vacuum.—1985.—V.35, N 10/11.—P.467—477.
119. *Wagner A.* Applications of focused ion beams // NIM.—1983.—V.218, N 1—3.—P.355—362.
120. *Matsui S., Mori K., Sougo K., Shiockawa T., Toyoda K., Namba S.* Lithographic approach for 100 nm fabrication by focused ion beam // J. Vac. Technol.—1986.—V.B4, N 4.—P.845—849.

121. *Morita T., Miyauchi E., Arimoto H., Takamori A., Bamba J., Hashimoto H.* Geometrical design of an alignment mark for maskless ion implantation in GaAs // *J. Vac. Sci. Technol.*—1986.—V.B4, N 4.—P.829—832.
122. *Arimoto H., Morita T., Miyauchi E., Hashimoto H.* Positional stability of focused ion beams // *Jap. J. Appl. Phys. Pt 2.*—1986.—V.25, N 6.—P.L507—L509.
123. *Reuss R.H., Morgen D., Goldenetz A., Clark W.M., Pensch P.D., Utlaut M.* Fabrication of bipolar transistors by maskless ion implantation // *J. Vac. Sci. Technol.*—1986.—V.B4, N 1.—P.290—294.
124. *Iguchi H., Hirayama Y., Okamoto H.* Lateral GaAs photodetector fabricated by Ga focused-ion-beam implantation // *Jap. J. Appl. Phys. Pt 2.*—1986.—V.25, N 7.—P.L560—L563.
125. *Hamadeh H., Corelli J.C., Skeckl A.J., Berry I.L.* Focused Ga beam direct implantation for Si device fabrication // *J. Vac. Sci. Technol.*—1985.—V.B3, N 1.—P.91—93.
126. *Current M.I., Wagner A.* Status of the production use of ion implantation for IC manufacture and requirements for competitive application of focused ion beams // *SPIE Proc.*—1983.—V.393.—P.177—189.
127. *Harriott L.R., Wagner A., Eritz F.* Integrated circuit repair using focused ion beam milling // *J. Vac. Sci. Technol.*—1986.—V.B4, N 1.—P.181—184.
128. *Heard P.J., Cleaver J.R.A., Ahmed H.* Application of a focused ion beam system to defect repair of VLSI masks // *J. Vac. Sci. Technol.*—1985.—V.B3, N 1.—P.87—90.
129. *Лаймен Д.* Установка для ремонта фотошаблонов // *Электроника.*—1986.—Т.59, № 5.—С.115.
130. Ion beams replace lasers in repair of IC masks // *Electronics.*—1986.—V.59, N 1.—P.65—67.
131. *Yamaguchi H., Shimase A., Harachi S., Miyauchi T.* Characteristics of silicon removal by fine focused gallium ion beam // *J. Vac. Sci. Technol.*—1985.—V.B3, N 1.—P.71—74.
132. *Ochiai Y., Gamo K., Namba S.* Pressure and irradiation angle dependence of maskless ion beam assisted etching of GaAs and Si // *J. Vac. Sci. Technol.*—1985.—V.B3, N 1.—P.67—70.
133. *Ochiai Y., Shihoyama K., Shiokawa T., Toyoda K., Masuyama A., Gamo K., Namba S.* Characteristics of maskless ion beam assisted etching of silicon using focused ion beams // *J. Vac. Sci. Technol.*—1986.—V.B4, N 1.—P.333—336.
134. *Ochiai Y., Shihoyama K., Shiokawa T., Toyoda K., Masuyama A., Gamo K., Namba S.* Maskless etching of Al using focused ion beam // *Jap. J. Appl. Phys. Pt 2.*—1986.—V.25, N 7.—P.L526—L529.
135. *Melngailis J., Musil C.R., Stevens E.H., Utlant M., Kellogg E.M., Post R.T., Geis M.W., Mountain R.W.* The focused ion beam as an integrated circuit restructuring tool // *J. Vac. Sci. Technol.*—1986.—V.B4, N 1.—P.176—180.
136. *Ansbacher W., Pinnington E.H., Bahr J.L., Kernahan J.A.* Beam-foil lifetime measurements for GaII and GaIII using a field-emission ion source // *Can. J. Phys.*—1985.—V.63.—P.1330—1333.
137. *Туунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П.* Аннот. докл. XIII Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск, 1986.—Новосибирск, 1986.
138. *Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н.* Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1986.—248с.

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

**Электрогидродинамические
источники ионных пучков**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 16 апреля 1987 г.
Подписано в печать 26.05. 1987 г. МН 08206
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4,0 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 63

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*