



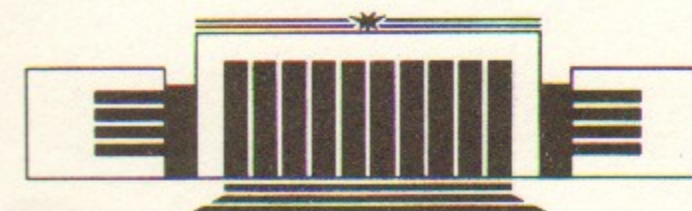
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

23

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

**ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭМИТТЕРЫ  
ИОННЫХ ПУЧКОВ**

**ПРЕПРИНТ 90-31**



НОВОСИБИРСК

Электрогидродинамические эмиттеры  
ионных пучков

В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Рассматриваются физические процессы, определяющие генерацию ионных пучков с высокой эмиссионной плотностью тока в электрогидродинамических эмиттерах. Обсуждаются электрогидродинамические эффекты, проявляющиеся в особенностях эмиссии ионов, и кинетика взаимодействия ионов в пучках с высокой плотностью. Анализируются факторы, определяющие размер эмиссионной зоны, устойчивость эмиссии при больших и малых токах, генерацию кластеров, увеличение энергоразброса и уменьшение яркости. Рассмотрены проблемы практического обеспечения устойчивого функционирования ЭГД-эмиттеров.

В литературе по микротехнологиям (главным образом по технологиям для микроэлектроники), изданной в последние годы [1—5], обязательными стали разделы, посвященные электрогидродинамическим (жидкометаллическим) источникам ионов и системам ионно-лучевой микрообработки на их основе: субмикронной литографии, имплантографии, микроанализа. Хотя сейчас роль ЭГД-источников в производстве микроизделий невелика, они считаются важным элементом новейших технологий. Предполагается, что в комбинации с растровыми туннельными микроскопами ЭГД-источники могут стать основой зарождающихся нанотехнологий [6, 7].

Эмиссионные характеристики ЭГД-источников так высоки, что знакомство с ними обычно производит сильное впечатление на всех, кто имеет представление о типичных характеристиках других ионных источников. В ЭГД-источниках очень простыми средствами обеспечивается генерация стабильных стационарных ионных пучков с эмиссионной плотностью тока в сотни миллионов  $A/cm^2$ . Подобных результатов не удалось получить даже за много лет развития электронных эмиттеров. При типичной плотности тока ионных пучков в других источниках менее  $1 A/cm^2$  столь выдающиеся результаты еще недавно представлялись абсолютно фантастическими.

Так получилось, что в течение первого десятка лет развития ЭГД-источников сообщения о них почти не появлялись в литературе на русском языке. Эта деятельность культивировалась главным

пающей капли, что ведет к увеличению эффективного размера эмиттера и нестабильности эмиссии. Удачной оказалась конструкция ЭГД-источника, исследованная в работе R. Clampitt and D.K. Jefferies [16], в котором область эмиссии локализована на острие иглы, выдвинутой через открытый конец капилляра. Расплав подтекает к эмиссионной зоне по боковой поверхности иглы.

После этого были разработаны разнообразные конструкции ЭГД-источников, в том числе и очень простые, и очень сложные. Некоторые примеры приведены на рис. 1 из [17]. Также были разработаны источники с иглой из пористого вольфрама, пропитанной рабочим веществом [18], щелевые источники, в которых эмитирующие заострения расположены вдоль щели шириной 1 мкм и длиной 8 см [19], и источники, в которых острие иглы располагается на расстоянии  $\sim 10$  мкм от мишени [7]. Последние по устройству и принципу управления очень похожи на растровый туннельный микроскоп и могут применяться для обработки мишени, которая одновременно является и вытягивающим электродом источника.

Чаще всего ЭГД-эмиттер состоит из иглы с радиусом заострения 3—10 мкм, смоченной пленкой расплава. Электрическое поле сосредоточено между иглой и экстрактором с отверстием для пучка. Ионы эмитируются с самозаострившегося участка расплава на острие иглы. 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. Характерные рабочие напряжения 5—15 кВ, токи эмиссии 0,5—200 мкА. В качестве рабочих веществ используются металлы и сплавы, которые удается расплавить без быстрого испарения и разрушения конструкции ЭГД-эмиттера. В связи с исключительным использованием расплавов металлов эти источники получили название жидкометаллические.

О получении ионных пучков с высокой яркостью в режиме электрогидродинамической эмиссии из расплавов диэлектриков В.Г. Дудников и А.Л. Шабалин сообщили в 1985 г. [20]. ЭГД-эмиссия из расплавов диэлектриков, существенно расширяющая ассортимент получаемых ионов, позднее была освоена и другими авторами [21, 22].

### Жидкость в электрическом поле

Форму поверхности жидкости в электрическом поле исследовал Тейлор в [23]. Он показал, что при специально подобранной фор-

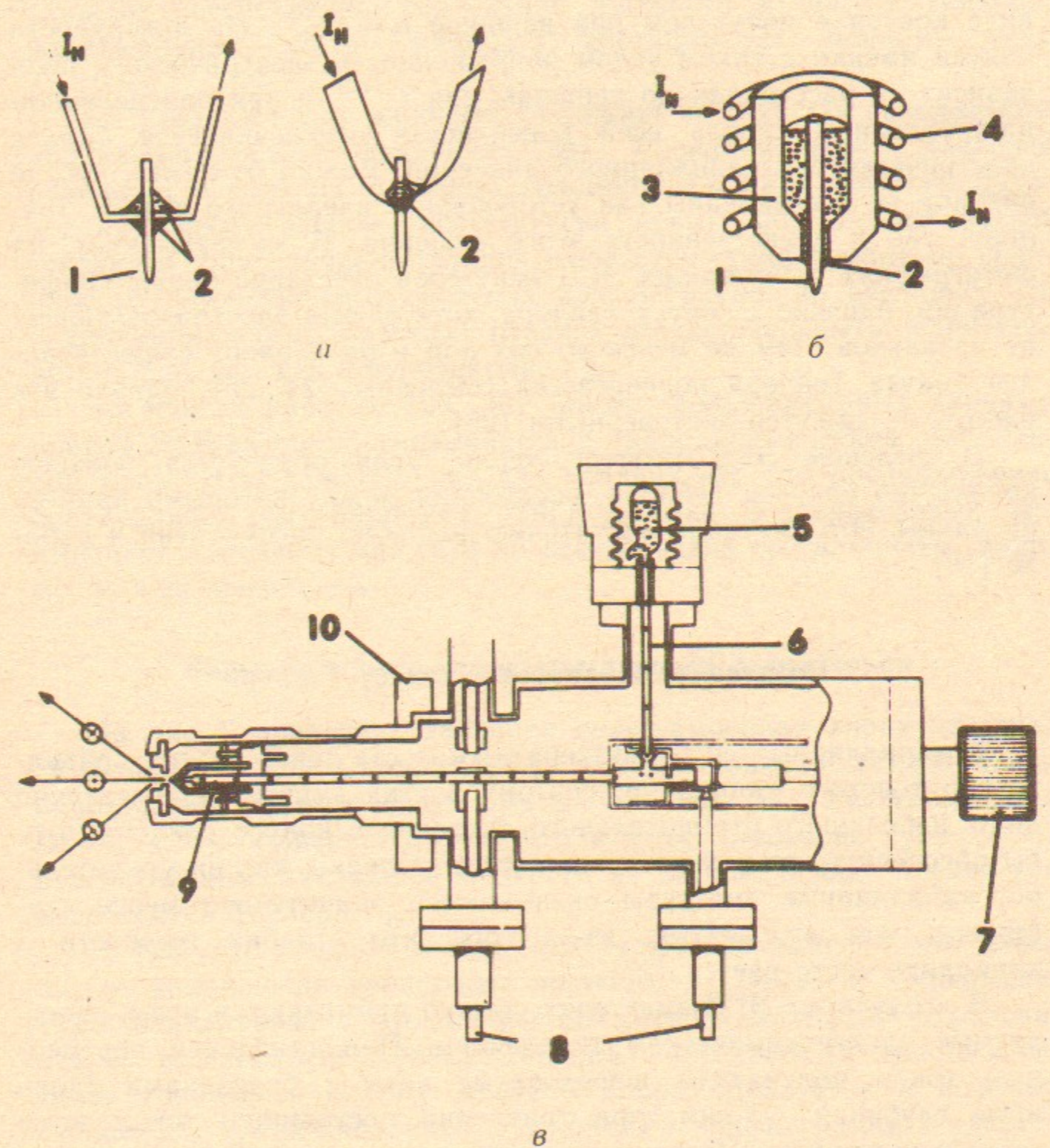


Рис. 1. Конструкции ЭГД-эмиттеров:

*a*—эмиттеры с дужкой; *б*—контейнерный эмиттер; *в*—ЭГД-эмиттер ионов цезия. 1—иглы, 2—мениск жидкости, 3—контейнер, 4—нагреватель, 5—ампула с цезием, 6—трубка для заполнения цезием резервуара, 7—механизм передвижения иглы, 8—вводы напряжения, 9—резервуар с иглой, 10—вакуумный фланец.

ме электродов существует равновесная конфигурация жидкости в виде конуса с полууглом при вершине  $\alpha = 49,3^\circ$ . На поверхности конуса именно с таким углом напряженность электрического поля зависит от расстояния до вершины как  $r^{-1/2}$ , и при определенном напряжении  $U$  вдоль всей поверхности обеспечивается баланс электрического и капиллярного давлений. Важно отметить, что до сих пор не исследованы как устойчивость идеального конуса Тейлора, так и единственность этого решения. В экспериментах, на фотографиях работающих ЭГД-эмиттеров отчетливо видны конфигурации, близкие к конусу Тейлора, хотя форма электродов далека от идеальной. Тем не менее до сих пор в ряде работ существование конуса Тейлора подвергается сомнению [24, 25], однако эти работы не кажутся достоверными [26].

В щелевом ЭГД-эмиттере вдоль щели образуется большое количество конусов Тейлора, расстояния между которыми примерно равны. Эта ситуация достаточно подробно рассмотрена в работе [19].

#### Подтекание жидкости к конусу Тейлора

В капиллярных ЭГД-эмиттерах жидкость течет внутри сравнительно толстого капилляра, поэтому в этих эмиттерах достаточно лишь небольшого отрицательного давления в конусе Тейлора, чтобы обеспечить его подпитку жидкостью. Однако, как ни удивительно, капиллярные эмиттеры оказываются значительно менее стабильны, чем игольчатые, из-за того, что столбик жидкости в капилляре часто рвется [27].

В игольчатых ЭГД-эмиттерах обычно применяются иглы, заостряемые электрохимическим травлением. При травлении переменным током получают шероховатые иглы с бороздками вдоль иглы глубиной  $\sim 1$  мкм, при травлении постоянным током иглы зеркально-гладкие. Подтекание жидкости к конусу Тейлора в этих двух случаях происходит по-разному.

В шероховатых иглах жидкость подтекает к острию по бороздкам. Вблизи резервуара бороздки наполнены жидкостью, и давление в них равно нулю. Около острия бороздки могут быть почти пустые, тогда давление в них  $p = -\gamma/r$ , где  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $r$  — радиус полуцилиндрической бороздки. В [11] показано, что бороздки на типичной игле с большим

запасом обеспечивают подтекание жидкости к конусу Тейлора, максимальный поток жидкости соответствует ионному току  $I \sim 10$  мА.

На гладких иглах жидкость подтекает за счет так называемого «расклинивающего» давления [28]. Расклинивающее давление возникает в пленках жидкости толщиной  $d \leq 100$  Å, так как образование таких пленок энергетически невыгодно. Точный расчет течения в этом случае затруднен из-за отсутствия данных по величине расклинивающего давления для металлов, но очевидно, что гидродинамический импеданс гладких игл должен быть значительно больше, чем игл с бороздками.

Во многих работах [29, 30] наклон вольт-амперных характеристик ЭГД-эмиттера связывается с гидродинамическим импедансом иглы. Нам кажется, что для гладких игл это предположение справедливо (см. например [29]), однако у шероховатых игл импеданс настолько мал, что во всех случаях его влиянием, видимо, можно пренебречь.

#### Вольт-амперные характеристики ЭГД-эмиттеров

На рис. 2 приведена типичная вольт-амперная характеристика ЭГД-эмиттера ионов галлия [31]. Эмиссия возникает скачком при напряжении  $U_2$  и исчезает при напряжении  $U_1$ . Гистерезис при  $U_1 < U < U_2$  объясняется тем, что в этом диапазоне существуют два устойчивых состояния жидкости на острие: в виде пленки и в виде конуса Тейлора.

В [32, 33] предполагается, что включение эмиссии при повышении напряжения происходит постепенно. Однако в экспериментах с капиллярами и тупыми иглами авторы наблюдали образование и исчезновение конуса Тейлора визуально (в микроскоп). Было хорошо видно, что конус Тейлора образуется и исчезает скачком, а каких-либо иных статических конфигураций жидкости не наблюдалось.

Влияние геометрии электродов на вольт-амперные характеристики ЭГД-эмиттеров подробно изучалось в [34]. В этой же работе показано, что угловая интенсивность ионного пучка зависит не только от тока эмиссии, но и от фокусирующих свойств зазора игла — вытягивающий электрод, и для ЭГД-эмиттеров с различной геометрией электродов определяется рабочим напряжением эмиттера.

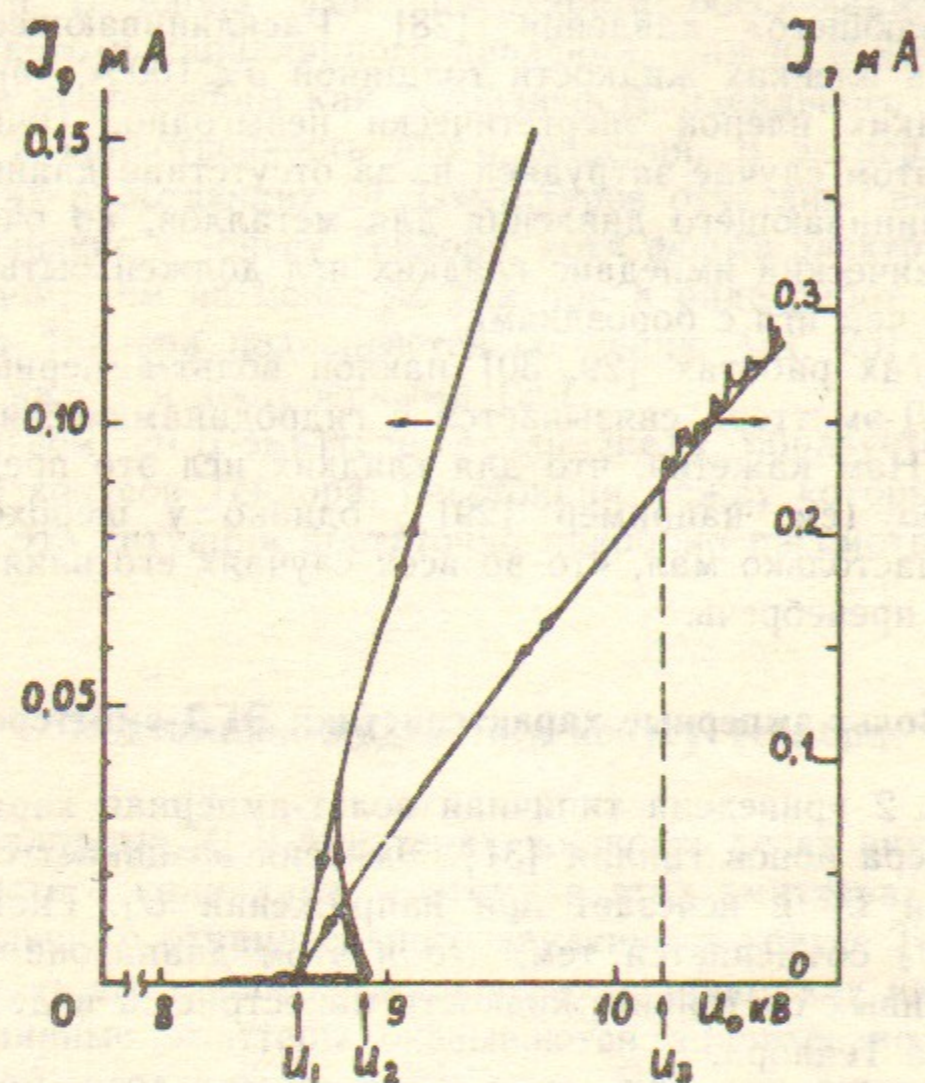


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика ЭГД-эмиттера:

$U_1$ ,  $U_2$  — напряжения выключения и включения эмиссии;  $U_3$  — порог развития интенсивных низкочастотных колебаний эмиссии.

Решение Тейлора получено для идеального конуса с бесконечно острой вершиной. В реальных жидкостях при большой напряженности поля начинается ионная эмиссия, и вершина конуса Тейлора оказывается закругленной с радиусом кривизны  $r_0$ .

Сейчас считается общепринятым, что при малых токах ( $J \leq 10$  мкА) преобладает полевое испарение ионов с поверхности жидкости. Не исключено, что при больших токах ( $J > 100$  мкА) может стать заметной полевая ионизация испарившихся атомов, а также газовый разряд в облаке пара вблизи острия. В [35] высказано предположение, что при токах  $J > 40$  мкА может идти взрывная эмиссия с конца жидкой струи на вершине конуса Тейлора. И хотя такое предположение противоречит результатам расчета теплового баланса струи [36], тепловой взрыв острия при больших токах представляется в принципе вполне возможным. А вот предположения ряда авторов [37] о генерации ионов даже при малых токах эмиссии в плазменном облаке вблизи острия вряд ли может быть принято.

При полевом испарении плотность ионного тока может меняться в широких пределах, при почти неизменной напряженности электрического поля на эмитирующей поверхности. Поэтому, зная напряженность испаряющего поля  $E_0$  и коэффициент поверхностного натяжения  $\gamma$ , из уравнения Бернулли можно рассчитать радиус кривизны эмиссионной поверхности. Эти расчеты проделаны в [38] для несжимаемой жидкости. Однако в [39] утверждается, что вблизи эмиссионной поверхности растягивающие напряжения чрезвычайно велики, и поэтому необходим учет сжимаемости. В [39] сделана попытка рассчитать энергию, затрачиваемую на растяжение жидкости, через плотность поверхностных электронных состояний. Нам кажется, что проще (и правильней) рассчитывать эту энергию, оценивая упругость жидкости по скорости звука в ней. Эти оценки дают величину добавочного члена в уравнении Бернулли по отношению к основным порядка  $\frac{1}{4} \left( \frac{v}{c} \right)^2$ , где  $v$  — скорость жидкости,  $c$  — скорость звука. Для галлия и индия эта добавка в худшем случае не превышает одного процента.

Из результатов [38] следует, что при малых токах радиус кривизны постоянен,  $r_0 \sim 10 \div 20$  Å для различных материалов (см. таблицу), а изменения тока происходят за счет изменения плотности тока на поверхности эмиттера. При больших токах, когда эмиссионная плотность достигает своего максимального значения,

радиус кривизны растет как  $J^{1/2}$  [38]. Основной недостаток расчетов [38] состоит, видимо, в том, что в них не учитывается возможная зависимость величины поверхностного натяжения от напряженности электрического поля на поверхности. Результаты измерений размера эмиссионной зоны [40], по крайней мере, не противоречат расчетам.

Т а б л и ц а

Элемент	$T, ^\circ\text{C}$	$E_0, \text{В/А}$	$r_0, \text{А}$	$j^*, \text{А/см}^2$	$J^*, \text{мкА}$	
					Расчет	Эксперимент
Al	800	1,9	13	$2,0 \cdot 10^8$	1,5	1,4
Ga	30	1,5	12,5	$6,6 \cdot 10^7$	0,47	0,28
Ga	800	1,5	13,2	$1,3 \cdot 10^8$	1,0	0,7
In	330	1,3	15	$4,3 \cdot 10^7$	0,44	0,5
Cs	30	0,5	17	$5,9 \cdot 10^6$	0,08	0,1

### Свечение

Одновременно с ионной эмиссией в ЭГД-эмиттерах возникает характерное свечение в виде яркой точки вблизи острия иглы. С увеличением тока интенсивность свечения быстро растет [41]. Спектроскопические исследования ЭГД-эмиттера ионов галлия показали, что светятся, в основном, атомы галлия, возбуждаемые ионным пучком [42]. Наблюдаемой интенсивности свечения соответствует плотность пара вблизи острия  $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при токе эмиссии  $I = 100 \text{ мкА}$  [43], или поток нейтралов  $\sim 1$  эквивалентного мкА. Причины появления вблизи эмиссионной зоны пара с такой высокой плотностью до сих пор не ясны.

Широко распространенное предположение (см., например, [10]), что атомы металла испаряются с боковой поверхности конуса Тейлора и затягиваются в область сильного поля вблизи эмиссионной зоны нам кажется неверным. Для галлия, например, плотность паров чрезвычайно мала, а затягивание атомов в область сильного поля становится существенным только при низкой (азотной) температуре острия [13]. Также оказалось [44], что нагрев галлиевого ЭГД-эмиттера до температуры  $450^\circ\text{C}$  не приводит к увеличению интенсивности свечения, хотя скорость испарения галлия при этой температуре заметно возрастает.

Одно из возможных объяснений появления газового облака, на наш взгляд, то, что поленое испарение иона — процесс неравновесный, при этом возможна передача энергии ближайшему поверх-

ностному атому, что приводит к его испарению. Разумеется, такое «сопутствующее» испарение идет с малой вероятностью, но, возможно, именно оно и отвечает за появление небольшого потока нейтралов в виде пара с высокой плотностью.

### Неустойчивость ЭГД-эмиссии при малых токах

Во многих работах отмечается существование минимального тока эмиссии  $J^* \sim 0,1 \div 1 \text{ мкА}$ , ниже которого происходит выключение эмиттера [29, 45]. Как показано в [46], выключение эмиссии происходит из-за потери динамической устойчивости границы жидкость-вакуум. Для ее устойчивости необходимо, чтобы при случайном небольшом изменении (например, увеличении) напряженности электрического поля уход вещества в виде ионов возрастал сильнее, чем его приток в виде жидкости. Тогда в этом месте образуется ямка, в которой электрическое поле уменьшается до своего прежнего значения. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы эмиссионная плотность тока  $j$  была не ниже некоторой пороговой  $j^*$ . Зная  $j^*$  и размер эмиссионной зоны, можно оценить минимальный ток  $J^*$ . Из расчетов [46] также следует зависимость минимального тока от температуры,  $J^* \sim T^{1/2}$ . Результаты расчетов и экспериментов для различных веществ приведены в таблице.

И хотя в [47] сообщалось о получении стационарного тока эмиссии, значительно меньшего, чем  $J^*$ , эти результаты подвергаются сомнению в [48].

### Неустойчивость при больших токах эмиссии

При исследовании ЭГД-эмиттеров ионов галлия было обнаружено, что при токе эмиссии выше порогового  $I \geq 30 \text{ мкА}$  развиваются интенсивные спонтанные колебания эмиссии с характерными частотами до  $100 \text{ МГц}$  [31], в то время, как при меньших токах эмиссия очень стабильная. На рис. 3 показана зависимость интенсивности колебаний от тока эмиссии [31]. Подобная неустойчивость обнаружена при работе на галлии [31, 49], золоте [41], расплаве  $\text{LiBO}_2$  [20], олове [50], сплаве В-Ni-Si [41]. Авторы также наблюдали эту неустойчивость при работе на литии, алюминии, висмуте.

Естественно связать развитие колебаний эмиссии с развитием капиллярных волн на жидкой поверхности конуса Тейлора. Частоты

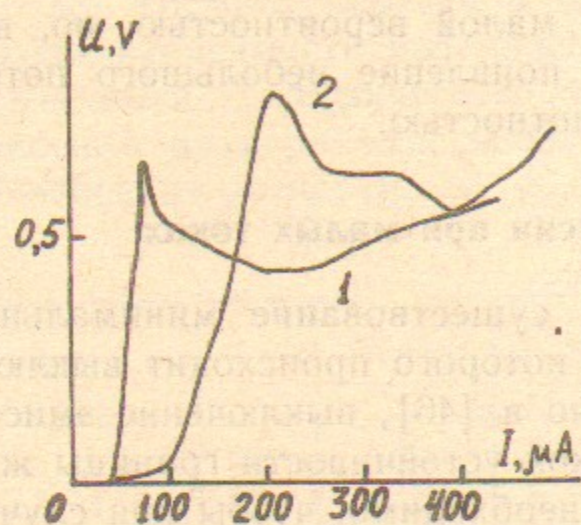


Рис. 3. Зависимость интенсивности колебаний с частотой  $f=55$  МГц (1) и 7,8 МГц (2) от тока эмиссии.

ты  $f=10 \div 100$  МГц соответствуют капиллярным волнам на поверхности жидкого галлия с масштабом  $1/k \sim 0,07 \div 0,3$  мкм. Возбуждение капиллярных волн естественным образом объясняет генерацию кластеров в ЭГД-эмиттерах ионов [11, 51, 52]. При интенсивных колебаниях вершина конуса Тейлора может время от времени отрываться, образуя кластер (кластеры) радиусом  $r \sim 1/k \left( k \sim \left( \frac{\rho}{\gamma} \omega^2 \right)^{1/3} \right)$ . С ростом тока развиваются более низкочастотные колебания, и средний размер кластеров растет.

Остается неясным механизм возбуждения этих колебаний. В [35] предполагается, что эмиссия при больших токах идет в режиме «релаксационных колебаний», причем релаксации возникают за счет теплового взрыва эмитирующего острия (струи). Однако, как указывалось выше, приведенные в [36] расчеты теплового режима острия исключают такую возможность.

Эмиссия кластеров и развитие колебаний изучались в [52—57], причем авторы [56] обнаружили возрастание выхода кластеров при модуляции напряжения на эмиттере с частотой  $f=4$  кГц.

### Переходные процессы

Переходные процессы в ЭГД-эмиттерах исследовались в [31, 41, 58—61]. При повышении напряжения на ЭГД-эмиттере эмиссия возникает не сразу, так как на острие нет достаточного количества жидкости для формирования конуса Тейлора. После того, как через время  $\tau \sim 0,1 \div 100$  мс жидкость натечет на острие, формируется конус Тейлора и возникает эмиссия ионов. Длительность

фронта включения эмиссии  $\sim 0,1$  мкс [31]. Задержка включения эмиссии зависит от величины приложенного напряжения [58, 59], но эта зависимость до сих пор не имеет удовлетворительного теоретического объяснения. Авторы также исследовали зависимость интенсивности характерного свечения от времени при включении эмиттера [41]. Оказывается, что из-за конечного времени пролета ионов свечение появляется на  $\sim 150$  нс раньше, чем токовый сигнал с коллектора. Фронт интенсивности свечения имеет примерно такой же вид, как и токовый фронт, поэтому можно заключить, что интенсивность свечения отслеживает ток эмиссии с задержкой (или опережением) меньшим, чем  $\sim 50$  нс.

Численные расчеты развития неустойчивости плоской поверхности жидкости в сильном электрическом поле проделаны в [62, 63], причем в [63] с учетом особенностей развития неустойчивости предложен импульсный широкоапертурный ЭГД-источник ионов лития с длительностью импульса  $\sim 10$  нс, плотностью тока  $\sim 5$  кА/см<sup>2</sup> при полной площади эмиссионной поверхности до 800 см<sup>2</sup>.

### КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ИОННЫХ ПУЧКАХ

Важнейшим параметром, определяющим предельные возможности фокусировки ионных пучков, является яркость источника

$$B = \frac{2j_0}{\pi \cdot T_i} W.$$

Здесь  $j_0$  — эмиссионная плотность тока,  $T_i$  — температура ионов на поверхности эмиттера,  $W$  — их энергия после ускорения. Яркость имеет смысл величины тока, эмитируемого с единичной площади в единичный телесный угол. Чтобы можно было сравнивать различные источники независимо от энергии ионов, иногда вводится так называемая нормализованная яркость

$$B_n = \frac{2j_0}{\pi \cdot T_i} mc^2,$$

где  $m$  — масса иона,  $c$  — скорость света. Если в системе действуют только консервативные силы, то, согласно теореме Лиувилля, яркость в сфокусированном пятне будет равна яркости источника. Оценим яркость ЭГД-эмиттера ионов. Как показано выше, эмисси-

онная плотность ЭГД-эмиттера ионов галлия  $j_0 \sim 10^8 \text{ A/cm}^2$ . При полевом испарении энергоразброс ионов определяется квантовыми эффектами при отрыве электрона и составляет  $\Delta E_{1/2} \approx 1,5 \text{ эВ}$  [64], т. е. в момент эмиссии ион получает «толчок» по направлению движения, причем величина  $\Delta E$  этого толчка случайна и лежит в пределах  $-0,75 \text{ эВ} < \Delta E < 0,75 \text{ эВ}$ . Разумно предположить, что такой же толчок ион может получить и в боковом направлении, поэтому для температуры ионов возможна оценка  $T_i \sim 1 \text{ эВ}$ . Таким образом, мы имеем нормализованную яркость ЭГД-эмиттера ионов галлия

$$B_n \approx 10^{19} \text{ A/cm}^2 \cdot \text{рад}^2,$$

или яркость при энергии  $W = 50 \text{ кэВ}$

$$B \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ A/cm} \cdot \text{рад}^2.$$

В ионно-оптических колоннах для формирования субмикронных ионных зондов типичные апертурные углы  $\alpha \sim 1 \text{ мрад}$ , поэтому мы вправе, казалось бы, ожидать плотность тока в сфокусированном ионном пучке

$$j = B \cdot \pi \alpha^2 = 10^7 \text{ A/cm}^2.$$

Однако в реальных ионно-оптических системах плотность тока в сфокусированном пучке оказывается на семь (!) порядков ниже,  $j \sim 1 \text{ A/cm}^2$ . Рассмотрим причины, приводящие к столь значительному снижению яркости.

При формировании ионных пучков диаметром  $d \geq 0,1 \text{ мкм}$  основной причиной снижения яркости пучка является хроматическая aberrация электронных линз. Разумеется, линза не увеличивает фазовый объем пучка, а лишь искажает его форму, в результате чего в центре и на краях сфокусированного пучка оказываются ионы с разной энергией. Если уменьшать апертурный угол пучка, то хроматическая aberrация становится все менее заметной, и начинает играть роль виртуальный размер ЭГД-эмиттера.

Действующие в ионных пучках диссипативные силы («трение» между ионами) приводят к росту продольного и поперечного фазовых объемов, т. е. к росту энергоразброса и снижению яркости исходного пучка.

#### Разброс энергий ионов в пучке

Зависимость величины энергоразброса ионов от тока эмиссии для галлиевого ЭГД-эмиттера показана на рис. 4 из [45]. При

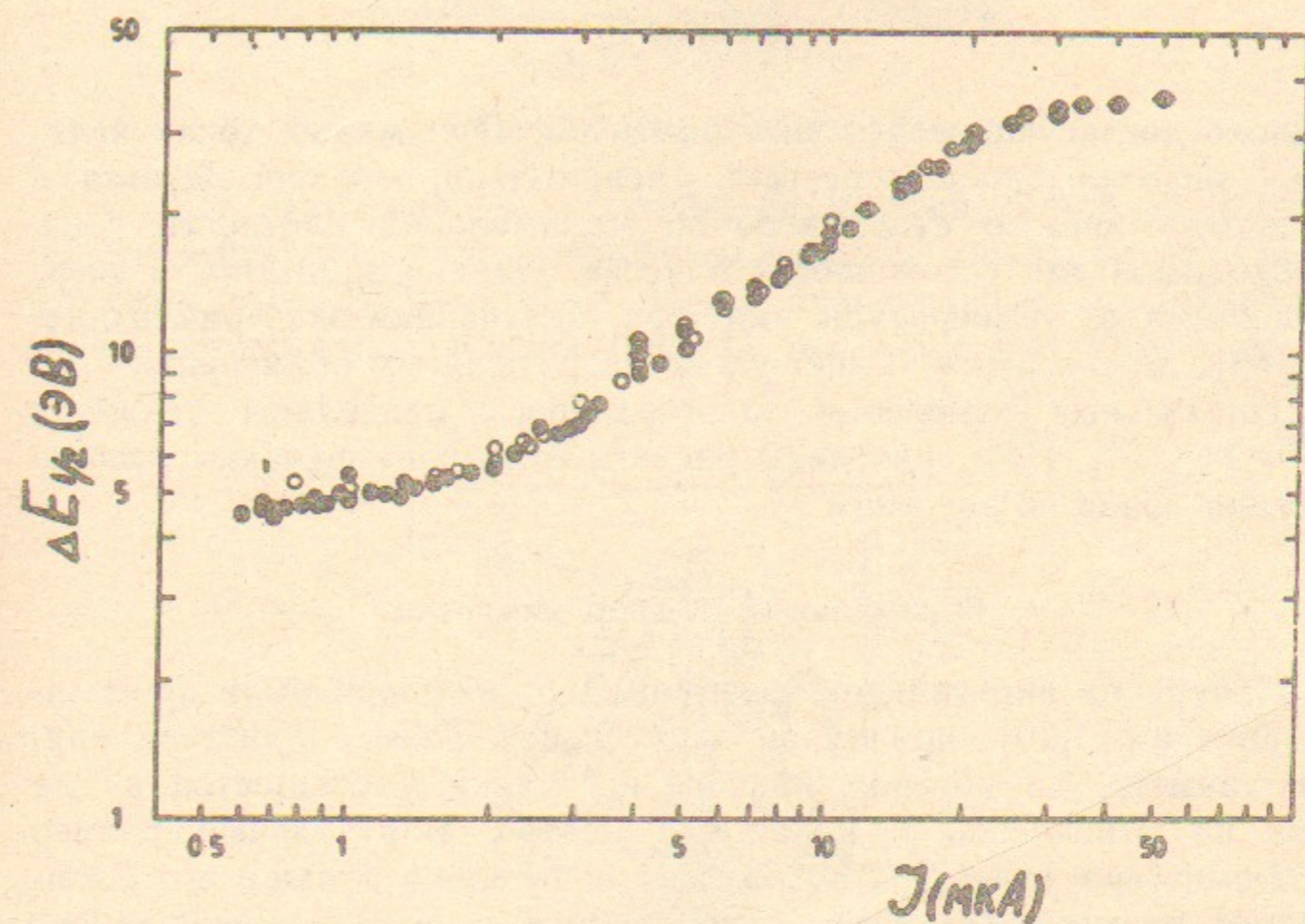


Рис. 4. Зависимость полной ширины энергораспределения на полувысоте от тока ЭГД-эмиттера ионов галлия.

полевом испарении величина энергоразброса определяется квантовыми эффектами и не превышает  $1,5 \text{ эВ}$  [64]. Поэтому разумно предположить, что энергоразброс ионов увеличивается за счет их взаимодействия в плотном пучке, приводящего к нагреву продольной степени свободы. Ранее считалось, что нагрев продольной степени свободы происходит за счет охлаждения поперечных степеней при столкновениях ионов (эффект Берша, [65, 66]). Позднее Науер показал, что в пучках из точечных эмиттеров поперечные степени свободы также сильно охлаждаются, а нагрев пучка происходит за счет потенциальной энергии взаимодействия ионов при их хаотическом расположении [67].

Подробные расчеты величины энергоразброса проделаны в [41, 68], где в частности получены зависимости величины энергоразброса от тока эмиссии для галлия

$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0.7}$$

и для золота



$$\Delta E_{1/2} \sim J^{0,3},$$

неплохо согласующиеся с экспериментом. При малых токах величина энергоразброса перестает уменьшаться, что согласуется с предположением о существовании минимальной плотности тока, необходимой для устойчивости эмиссии. Однако зависимость энергоразброса от температуры эмиттера, полученная экспериментально [69], до сих пор не имеет удовлетворительного объяснения.

Тщательные измерения энергоразброса проделаны также в [70—74], а в [75] приведены расчеты «хвостов» функции распределения ионов по энергиям.

### Виртуальный размер эмиттера

Измерения виртуального размера ЭГД-эмиттера были проделаны авторами [76], причем за виртуальный размер эмиттера принят диаметр, на котором яркость источника уменьшается в два раза по отношению к яркости в центре. Виртуальный размер ЭГД-эмиттера ( $a \sim 400 \text{ \AA}$ ) оказался значительно больше его физического размера ( $a_0 \sim 30 \text{ \AA}$ ), что связано с ростом виртуального размера за счет нагрева поперечных степеней свободы ионов при дрейфе пучка в ионно-оптической колонне. Численные расчеты увеличения виртуального размера были проделаны в [77], аналитические в [68], причем результаты аналитических расчетов отличаются от [77] и значительно лучше совпадают с экспериментом.

Величина виртуального размера эмиттера важна при формировании субмикронных ионных пучков. Однако большое значение имеет также и профиль сфокусированного пучка на мишени. Измерения, проведенные различными авторами [78—83], показывают, что распределение плотности тока в пучке остается гауссовым вплоть до интенсивностей, на 2-3 порядка меньших максимальной, однако в дальнейшем интенсивность падает с радиусом значительно медленнее, по закону  $r^{-m}$ , где  $m=2,5$  [79] или  $m=3,3$  [83]. Этот эффект объясняется либо взаимным расталкиванием ионов в пучке (т. е. «хвостами» функции  $N(\beta_x)$  [68]), либо рассеянием ионов на остаточном газе [79] и, наконец, хроматическими аберрациями линз для частиц из «хвостов» функции распределения по энергиям [78]. В [83] предполагается, что по мере уменьшения интенсивности начинает играть роль хроматическая аберрация, и только при совсем малых интенсивностях пучка доминирует рассеяние на остаточном газе.

## ПРАКТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАБОТЫ С ЭГД-ЭМИТТЕРОМ

### Изготовление эмиттера

Как правило, авторы использовали в своей работе ЭГД-эмиттер контейнерного типа, устройство которого показано на рис. 5. Контейнерные ЭГД-эмиттеры имеют значительные преимущества перед эмиттерами с дужкой (рис. 1) так как в них можно закла-

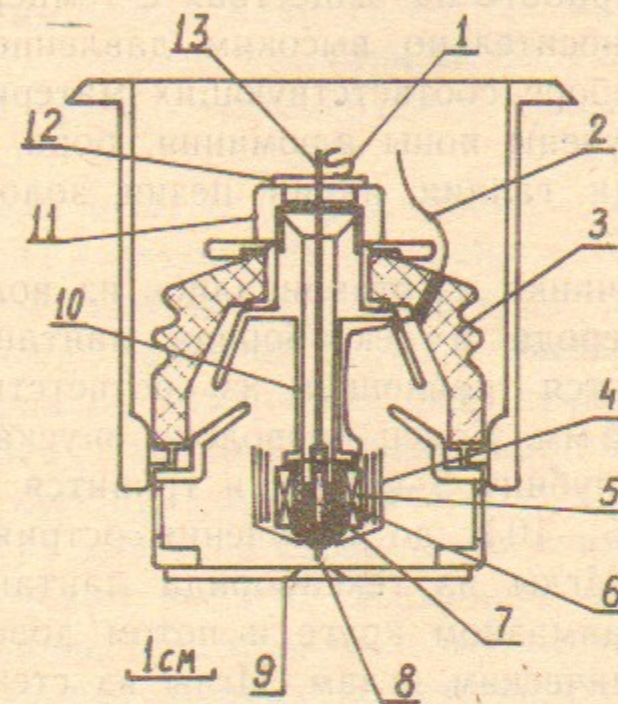


Рис. 5. Схема ионного источника:

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 — гайка; 12 — пробка; 13 — держатель иглы.

дывать значительно больший запас рабочего вещества, причем испарение его летучих компонент в контейнерных эмиттерах затруднено. Контейнерные эмиттеры пригодны для работы практически со всеми рабочими веществами, однако для каждого вещества необходим подбор материалов иглы и сменного контейнера. Наиболее универсальным является сменный контейнер из графита, так как графит очень плохо смачивается расплавами металлов, хотя при работе с литием и цезием необходим контейнер из нержавеющей стали. Наиболее простой вариант нагревателя для контейнера — это танталовая проволока диаметром 0,3 мм в изоляции из кусочков керамической трубки, плотно уложенных на поверхность контейнера. Однако при высокой температуре из керамики

идет сильное газоотделение, и поверхность иглы эмиттера может загрязняться. Поэтому более предпочтителен нагреватель в виде вольфрамовой спирали, внутри которой с небольшим зазором помещен контейнер. Так как в этой конструкции в зоне нагрева нет изоляторов, нагреватель получается чище, но эта конструкция нагревателя значительно сложнее в изготовлении и менее экономична.

Источник, изображенный на рис. 5, позволяет получать ЭГД-эмиссию при работе на веществах с температурой плавления до  $900^{\circ}\text{C}$  и с относительно высоким давлением паров. В этом источнике при подборе соответствующих материалов иглы и контейнера были получены ионы алюминия, бора, фосфора, сурьмы, лития, никеля, меди, галлия, индия, цезия, золота, свинца, висмута, кремния, олова.

Иглы для источника изготавливались из вольфрама, нихрома, никеля, стеклоуглерода и гексаборида лантана. Металлические иглы изготавливаются травлением из соответствующей проволоки диаметром 0,3—1,5 мм. Конец проволоки опускается в ванночку с электролитом на глубину 5—10 мм и травится переменным током при напряжении 5—10 В до получения острия. Процесс длится около 10 минут. Иглы из гексаборида лантана предварительно затачиваются на алмазном круге и потом доводятся травлением аналогично металлическим иглам. Иглы из стеклоуглерода также предварительно затачиваются на алмазном круге, а потом доводятся в пламени кислородно-водородной горелки. Для получения кислородно-водородной смеси авторы использовали электролизер мощностью около 100 Вт.

Как правило, при подготовке нового источника игла эмиттера облуживалась заранее в перегретом расплаве рабочего вещества в вакууме. Для облуживания игла устанавливается на манипулятор в вакуумной камере, после откачки рабочее вещество в тигле нагревается до необходимой температуры (контроль температуры ведется с помощью пирометра через окно вакуумной камеры), и в него окунается игла.

Если рабочее вещество при температуре плавления плохо смачивает иглу и не допускает значительного перегрева (испаряется), то можно проводить облуживание иглы с помощью другого ЭГД-эмиттера. Игла, которую нужно облудить, сначала очищается и легируется пучком нужных ионов, а потом в режиме генерации кластеров покрывается пленкой рабочего вещества.

Облуженная игла устанавливается в контейнере ионного источ-

ника, туда же закладываются кусочки рабочего вещества. Вытягивающий электрод выставляется симметрично относительно иглы. Источник устанавливается в вакуумной камере так, чтобы иглу и вытягивающий электрод ЭГД-эмиттера в процессе работы можно было наблюдать с помощью лупы через окно в камере. После откачки рабочее вещество доводится до плавления, и повышением напряжения добиваются появления ЭГД-эмиссии. Обычно при первом включении ЭГД-эмиссия возникает при напряжении  $U$ , превышающем напряжение  $U_2$  (рис. 2) на 2—4 кВ. При следующих включениях вольт-амперная характеристика источника соответствует рис. 2 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.

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 ЭГД-источник демонстрирует устойчивую стабильную работу и симметрию эмиссии, он пригоден для установки в ионно-оптическую колонну.

#### Формирование и применение субмикронных ионных пучков

На рис. 6 из [84] показана схема типичной ионно-оптической колонны для получения субмикронных ионных пучков. Ионный пучок из ЭГД-источника ограничивается апертурной диафрагмой и фокусируется на мишени. Так как абсолютно точная сборка ионно-оптической колонны невозможна, необходимо устройство для компенсации астигматизма пучка (стигматор). Детектор вторичных электронов используется при работе в режиме растрового ионного микроскопа.

Как показано в [9, 41, 85], плотность тока в сфокусированном ионном пучке определяется энергией ионов и коэффициентом хро-

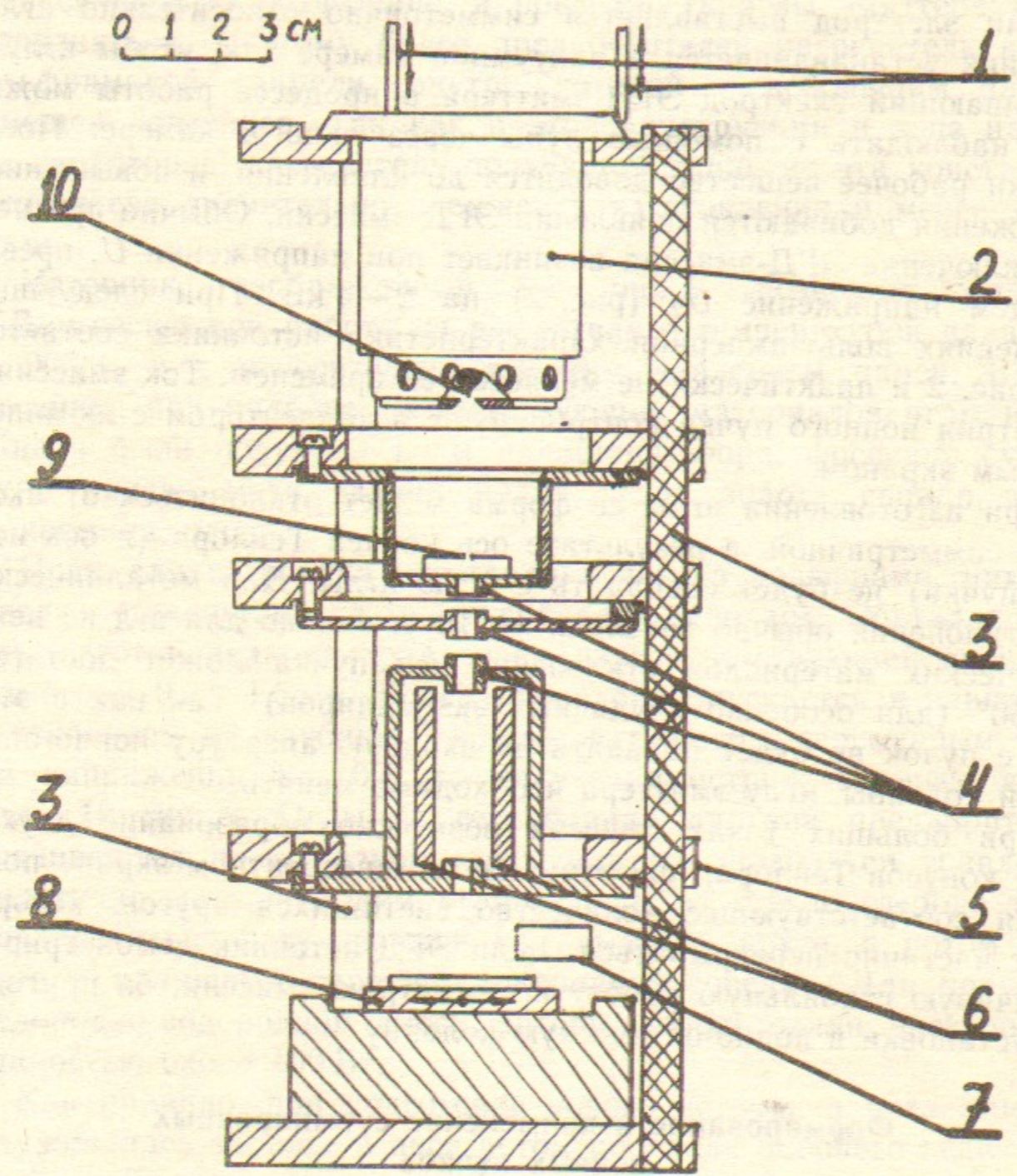


Рис. 6. Схема ионно-оптической колонны:  
 1—механизм передвижения источника; 2—ионный источник; 3—керамические стержни; 4—электроды одиночной линзы; 5—фланцы; 6—отклоняющие стержни; 7—детектор вторичных электронов; 8—подвижный столик; 9—апертурная диафрагма; 10—игла ионного источника.

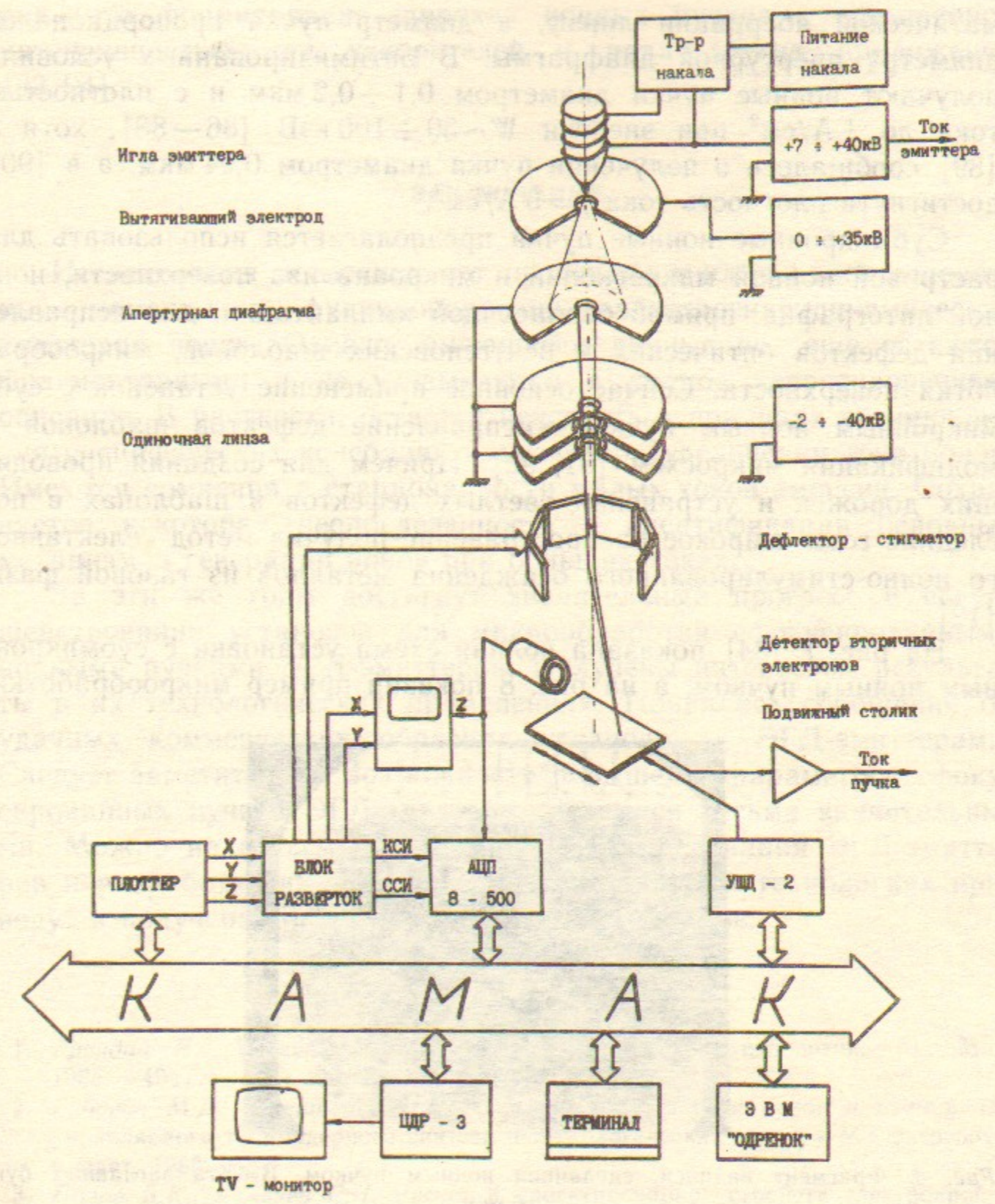


Рис. 7. Полная схема установки для микрообработки ионным пучком.

матической аберрации линзы, а диаметр пучка пропорционален диаметру апертурной диафрагмы. В оптимизированных условиях получают ионные пучки диаметром  $0,1 \div 0,2$  мкм и с плотностью тока до  $1 \text{ А/см}^2$  при энергии  $W \sim 30 \div 100 \text{ кэВ}$  [86—88], хотя в [89] сообщалось о получении пучка диаметром  $0,04$  мкм, а в [90] достигнута плотность тока  $j = 6 \text{ А/см}^2$ .

Субмикронные ионные пучки предполагается использовать для растровой ионной микроскопии и микроанализа поверхности, ионной литографии, прямой безмасочной имплантации, для исправления дефектов оптических и рентгеновских шаблонов, микрообработки поверхности. Сейчас основное применение установок с субмикронным ионным пучком — исправление дефектов шаблонов и модификация микросхем [91, 92]. Причем для создания проводящих дорожек и устранения светлых дефектов в шаблонах в последние годы широкое распространение получил метод селективного ионно-стимулированного осаждения металлов из газовой фазы [12].

На рис. 7 [84] показана полная схема установки с субмикронным ионным пучком, а на рис. 8 показан пример микрообработки.

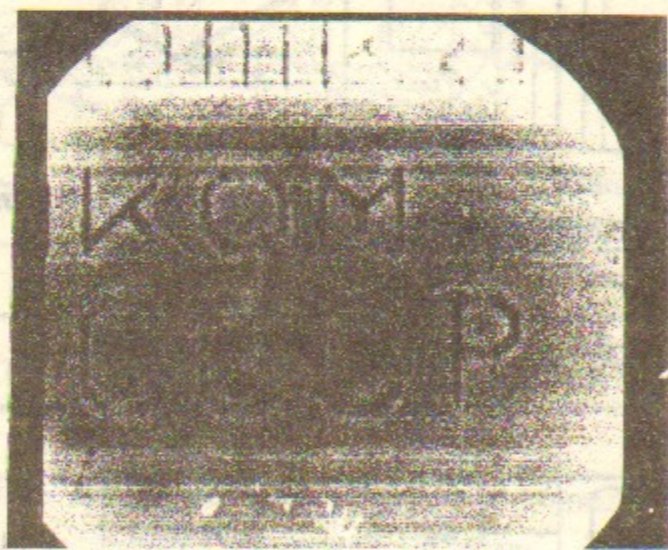


Рис. 8. Фрагмент надписи, сделанной ионным пучком. Высота заглавных букв  $6 \text{ мкм}$ .

Надпись сделана на кремниевой пластине с напыленным слоем золота толщиной  $\sim 300 \text{ \AA}$ . Золотой слой распылялся за один проход пучка. Изображение пластины получено в РЭМ, виден химический контраст золото — кремний.

И наконец, еще одно возможное применение ЭГД-эмитте-

ров — это формирование широких ионных пучков с повышенной интенсивностью для ускорителей и ряда других приложений [93, 94].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования последних лет прояснили многие ранее непонятные моменты в функционировании электрогидродинамических эмиттеров ионов. Однако, имеющиеся данные все еще остаются фрагментарными и не увязываются в полное непротиворечивое описание. В частности, остается неясность в причинах возникновения специфических колебаний эмиссии при увеличении тока ионов. Имеются сомнения в стационарности малых токов эмиссии. Сохраняется некоторая неопределенность в идентификации основных механизмов генерации ионов при больших токах.

За эти же годы достигнут значительный прогресс в совершенствовании установок для микрообработки сфокусированными ионными пучками ЭГД-эмиттеров. Получены интересные результаты в их технологических применениях. Появились сообщения об удачных коммерческих образцах установок с ЭГД-эмиттерами. Следует заметить, что возможности повышения параметров сфокусированных пучков ЭГД-эмиттеров остаются весьма значительными. Можно надеяться, что физические исследования ЭГД-эмиттеров и разработка их эффективных применений в технологиях приведут к получению новых интересных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бродай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. — М.: Мир, 1985. — 494 с.
2. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. — М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
3. Попов В.К., Ячменев С.Н. Расчет и проектирование устройств электронной и ионной литографии. — М.: Радио и связь, 1985. — 127 с.
4. Попов В.Ф., Горин Ю.Н. Процессы и установки электронно-ионной технологии. — М.: Высшая школа, 1988. — 255 с.
5. Берниус, Моррисон. Вторично-ионная микроскопия с анализом по массе // Приборы для науч. исслед. — 1987, № 10. — С.3—21.
6. Эдельман В.С. Сканирующая туннельная микроскопия // ПТЭ. — 1989, № 5. — С.25—49.
7. Assayag G.B., Sudraud P., Swanson L.W. Close-spaced ion emission from gold

- and gallium liquid-metal-ion source // *Surface Science*.—1987, v.181.—P.362—369.
8. *Габович М.Д.* Жидкометаллические эмиттеры ионов // *УФН*.—1983, т.140, № 1.—С.137—151.
  9. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Электрогидродинамические источники ионных пучков.—Новосибирск, 1987 (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 87-63).
  10. *Swanson L.W., Bell A.E.* Liquid metal ion sources; The physics and technology of ion source. Edited by Ian G. Brown, Copyright 1989 John Wiley & Sons, Inc. P.313—330.
  11. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Электрогидродинамические эмиттеры ионов // *Прикладная механика и техническая физика*.—1990, № 2.—С.3—30.
  12. *Melugailis J.* Focused ion beam technology and application // *J. Vac. Sci. Technol.*—1987, v.B5, № 2.—P.469—495.
  13. Автоионная микроскопия/Под ред. Дж. Рена, С. Ранганатана.—М.: Мир, 1971.—270 с.
  14. *Сватик Д.С., Хендрикс К.Д.* Получение ионов устройствами электрогидродинамического распыла // *Ракетная техника и космонавтика*.—1968, т.6, № 8.—С.195—196.
  15. *Mahoney J.F., Yahiku A.Y., Daley M.J., Moore R.D., Perel J.* Electrohydrodynamic ion sources // *J. Appl. Phys.*—1969, v.40, № 13.—P.5101—5106.
  16. *Clampitt R., Jefferies D.K.* Miniature ion sources for analytical instruments // *NIM*.—1978, v.149, N 1/3.—P.739—742.
  17. *Prewett P.D., Kellagg E.M.* Liquid-metal-ion sources for FIB microfabrication system—Recent advances // *NIM*.—1985, v.B6, N 1/2.—P.135—142.
  18. *Ishikawa J.* The properties of high-intensity impregnated-electrode-type liquid-metal-ion sources // *NIM*.—1989, v.B40/41.—P.1037—1041.
  19. *Mitterauer J.* Field emission electric propulsion: emission site distribution of slit emitters // *IEEE Transactions on Plasma Science*.—1987, v.PS-15, N 5.—P.593—598.
  20. *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.
  21. *Panitz J.A., Pregonzer A.L., Gerber R.A.* Electrohydrodynamic ion emission from molten lithium nitrate // *J. Vac. Sci. Technol.*—1989, v.A7, N 1.—P.64—68.
  22. *Bell A.E., Schwind G.A., Pao S., Swanson L.W.* Lithium ion emission from a liquid-metal-ion source of  $\text{LiNO}_3$  // *Int. J. of Mass Spectrom and Ion Processes*.—1989, v.88, N 1.—P.56—68.
  23. *Taylor G.* Desintegration of water drops in an electric field // *Proc. Royal Soc. Ser. A*.—1964, v.280, N 1382.—P.383—397.
  24. *Ching M., Miskovsky N.M., Cutler P.H., Feuchtwang T.E., Kazes E.* An electrostatic analysis of equilibrium shape and stability of stressed conducting fluids: Application to liquid metal ion sources // *J. Vac. Sci. Technol.*—1987, v.B5, N 6.—P.1628—1638.
  25. *Cutler P.H., Feuchtwang T.E., Kazes E., Chung M., Miskovsky N.M.* Responce to «A note on the Taylor cone» // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1986, v.19, N 1.—P.L13—L18.
  26. *Allen J.E.* A note on the Taylor cone // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1985, v.18, N 7.—P.L59—L62.

27. *Mair G.L.R., Thoms S.* Ions field—emitted from a liquid-gallium-filled capillary // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1989, v.22, N 7.—P.975—976.
28. *Дерягин Б.В., Чураев Н.В.* Смачивающие пленки.—М.: Наука, 1984.—160 с.
29. *Wagner A., Hall T.H.* Liquid gold ion source // *J. Vac. Sci. Technol.*—1979, v.16, N 6.—P.1871—1874.
30. *Paradopoulos S.* The average mass-to-charge ratio of species emitted from liquid in ion sources // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1987, v.20, N 4.—P.530—535.
31. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Колебания и переходные процессы в жидкометаллических эмиттерах ионов. // *ЖТФ*.—1985, т.55, № 4.—С.776—778.
32. *Zhend C., Linsu T.* A new approach to simulating the operation of liquid metal ion sources // *J. Vac. Sci. Techn.*—1988, v.B6, N 6.—P.2104—2107.
33. *Габович М.Д., Пашицкий Э.А.* К вопросу об устойчивости искривленной поверхности жидкого металла в электрическом поле // *ЖТФ*.—1988, т.58, № 9.—С.1687—1694.
34. *Bell A.E., Swanson L.W.* The influence of substrate geometry on the emission properties of a liquid-metal-ion source // *Appl. Phys. A*.—1986, v.41.—P.335—346.
35. *Бадан В.Е., Гасанов И.С.* Мелкодисперсная фаза и неустойчивость эмиссии жидкометаллических источников ионов // *Письма в ЖТФ*.—1989, т.15, № 18.—С.49—52.
36. *Kingham D.R., Swanson L.W.* Theoretical investigation of liquid metal ion sources: field and temperature dependence of ion emission // *Appl. Phys. A*.—1986, v.41, N 2.—P.157—169.
37. *Сухарулидзе Г.Г., Бурмий Ж.П.* Жидкометаллические ионные источники. Механизм ионизации. // *Высокочистые вещества*.—1987, № 2.—С.171—194.
38. *Шабалин А.Л.* О размере эмиссионной зоны ЭГД-эмиттера ионов // *ДАН*.—1988, т.303, № 2.—С.357—360.
39. *Коваленко В.П.* К теории стационарного режима жидкометаллических источников ионов (ЖМИИ) // *ЖТФ*.—1988, т.58, № 10.—С.1986—1990.
40. *Assayag G.B., Sudraud P., Jouffrey B.* In site high voltage TEM observation of an electrohydrodynamic (EHD) ion source // *Ultramicroscopy*.—1985, v.16.—P.1—8.
41. *Шабалин А.Л.* Электрогидродинамические источники ионных пучков —Дисс. на соискание ученой степени к.ф.-м.н., ИЯФ СО АН СССР.—Новосибирск, 1989.
42. *Venkatesan T., Wagner A., Nash D.L., Mungo A.J., Barr D.* Giant stark broadening of atomic gallium emission lines near a high field tip // *Appl. Phys. Lett.*—1981, v.39, N 1.—P.9—11.
43. *Venkatesan T., Wagner A., Barr D.* Optical emission: a probe of neutral atoms in liquid-metal-ion sources // *Appl. Phys. Lett.*—1981, v.38, N 11.—P.943—945.
44. *Hornsey R.I., Marriott P.* The effect of source temperature and characteristics on the optical emission from a gallium liquid metal ion source // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1989, v.22, N 5.—P.699—704.
45. *Marriott P.* A liquid-metal-ion source analysis system // *J. Phys. D: Appl. Phys.*—1986, v.19, N 6.—P.L115—L119.
46. *Коваленко В.П., Шабалин А.Л.* О нижней границе величины тока ЭГД-эмиттера // *Письма ЖТФ*.—1989, т.15, № 6.—С.62—65.
47. *Bell A.E., Rao K., Schwind G.A., Swanson L.W.* A low current liquid-metal-ion source // *J. Vac. Sci. Technol.*—1988, v.B6, N 3.—P.927—930.

48. Шабалин А.Л. Возможна ли работа ЭГД-эмиттера в режиме малых токов? // Письма в ЖТФ. — 1989, т.15, N 23. — с.27 — 29.
49. Mair G.L.R. On the origin of fast current fluctuations in liquid-metal-ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1988, v.21, N 11. — P.1654 — 1656.
50. Габович М.Д., Гасанов И.С., Проценко И.М. О стабильности тока жидкометаллических эмиттеров ионов // ЖТФ. — 1988, т.58, № 12. — С.2367 — 2370.
51. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Генерация кластеров в электрогидродинамических эмиттерах ионов // В кн.: Физика кластеров. Новосибирск, 1987, с.23 — 28.
52. Bahasadri A., Pourrezaei K., Francois M., Nayak D. Summary Abstract: Qualitative description of cluster and droplet emission from liquid-metal ion sources // J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N 1. — P.496 — 497.
53. Barr D.L. Gallium clusters from a liquid metal ion source // J. Vac. Sci. Techn. — 1987, v.B5, N 1. — P.184 — 189.
54. Francois M., Pourrezaei K., Bahasadri A., Nayak D. Investigation of the liquid metal ion source cluster beam constituents and their role in the properties of the deposited film // J. Vac. Sci. Techn. — 1987, v.B5, N 1. — P.178 — 183.
55. Barr D.L., Thompson D.J., Brown W.L. A study of time and angle correlations in the ion emission from gallium liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N 1. — P.482 — 484.
56. Bahasadri A., Brown W.L., Saedi R., Pourrezaei K. The dependence of droplet charge distribution on frequency in liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N 6. — P.2085 — 2089.
57. Владимиров В.В., Горшков В.Н. Устойчивость жидкометаллических источников ионов // ДАН. — 1987, т.297, N 5. — С.1107 — 1111.
58. 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.
59. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Особенности переходных процессов при электрогидродинамической эмиссии ионов. // ЖТФ. — 1987, т.57, № 1. — С.185 — 187.
60. Kissel J., Zscheeg H., Püdenauer F.G. Pulsed operation of a liquid-metal-ion source // Appl. Phys. A. — 1988, v.A47, N 2. — P.167 — 169.
61. Габович М.Д., Козырев Ю.Н., Феник М.Б. Принудительная модуляция тока жидкометаллического эмиттера ионов и размеры эмиттирующего острия // Письма ЖТФ. — 1988, т.14, № 12. — С.1136 — 1139.
62. Баскин Л.М. Развитие аperiодической неустойчивости на поверхности жидкого металла, возмущенной термическими флуктуациями // Тез. докл. VII Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. — Томск, 1988, ч.2. — С.278 — 280.
63. Pregonzer A.L., Marder B.M. Liquid lithium ion source: Nonlinear behavior of liquid surface in electric field // J. Appl. Phys. — 1986, v.60, N 11. — P.3821 — 3824.
64. Culberston 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.
65. Boersch H. Experimentelle Bestimmung der Energieverteilung in thermisch ausgelösten Elektronenstrahlen // Z. Phys. — 1954, Bd139, N 2. — S.115 — 146.
66. 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.
67. Knauper W. Energy broadening in field emitted electron and ion beams // Optik. — 1981, Bd59, N 4. — S.335 — 354.
68. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Эволюция распределения ионов по импульсам в

- электрогидродинамических источниках ионов // ЖТФ. — 1990, т.60, № 4. — С.131 — 139.
69. Hornsey R.I. The high-temperature behaviour of gallium and indium liquid-metal-ion sources // Appl. Phys. A. — 1989, v.49, N 6. — P.697 — 705.
70. Papadopoulos S. On the energy distribution of doubly charged atomic ions emitted from liquid metal ion sources // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1988, v.21, N 1. — P.194 — 199.
71. Marriott P. On-axis energy analysis of  $^{69}\text{Ga}^+$ ,  $\text{Ga}^{2+}$ , and  $\text{Ga}_2^+$  ions emitted from a gallium liquid metal ion source // Appl. Phys. A. — 1987, v.A44, N 4. — P.329 — 338.
72. Ishitani T., Kawanami J., Ohnishi T., Umemura K. Ion-energy distributions in liquid-metal-ion sources // Appl. Phys. A. — 1987, v.A44, N 3. — P.233 — 238.
73. Arimoto H., Miyauchi E., Hashimoto H., Koruchio M. Energy distributions of liquid metal alloy ion sources // J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N 3. — P.919 — 922.
74. Ishitani T., Umemura K., Kawanami J. Favorable source material in liquid metal ion sources for focused beam applications // J. Vac. Sci. Technol. — 1988, v.B6, N 3. — P.931 — 935.
75. Kamura M., Arimoto H., Kato T. On the mechanism of energy distribution in liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N 3. — P.923 — 926.
76. Kamura 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.
77. Ward J.W. A Monte Carlo calculation of the virtual source size for a LMIS // J. Vac. Sci. Techn. — 1985, v.B3, N 1. — P.207 — 213.
78. Miyauchi E., Arimoto H., Morita T., Hashimoto H. Dependence of focused ion beam intensity profile on ion species at several orders of magnitude below the peak intensity // Jap. J. of Appl. Phys. — 1987, v.26, N 2. — P.L145 — L147.
79. Ishitani T., Kawanami Y., Shuhuri S. Focused-ion-beam broadening due to collisions with residual gas atoms // Jap. J. of Appl. Phys. Pt1. — 1987, v.26, N 10. — P.1777 — 1780.
80. Kubena R.L., Ward J.W. Current-density profiles for a  $\text{Ga}^+$  ion microprobe and their lithographic implications // Appl. Phys. Lett. — 1987, v.51, N 23. — P.1960 — 1962.
81. Ward J.W., Utlaut M.W., Kubena R.L. Computer simulation of current density profiles in focused ion beams // J. Vac. Sci. Techn. — 1987, v.B5, N 1. — P.169 — 174.
82. Ward J.W., Kubena R.L., Utlaut M.W. Transverse thermal velocity broadening of focused beams from liquid metal ion sources // J. Vac. Sci. Techn. — 1988, v.B6, N 6. — P.2090 — 2094.
83. Komuro M. Radii broadening due to molecular collision in focused ion beams // Appl. Phys. Lett. — 1988, v.52, N 1. — P.75 — 77.
84. Дубровин А.Н., Дудников В.Г., Ковалевский Д.В., Шабалин А.Л. Система для программируемой микрообработки сфокусированным ионным пучком. — Новосибирск, 1989 (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 89-50).
85. Swanson L.W. Liquid-metal-ion sources: Mechanism and application // NIM. — 1983, v.218, N 1/3. — P.347 — 353.
86. 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.
87. Camo K., Namba S. Maskless fabrication using focused ion beams // SPIE Proc. — 1983, v.393. — P.159 — 166.

88. Wang J.L., Crow G., Levi-Setti R., Olsen E. High lateral resolution SIMS mapping of meteorite chondrule // NIM. — 1985, v.B10/11. — P.716—718.
89. Levi-Setti R., Wang J.L., Grow G. // Appl. Surf. Sci. — 1986, v.26. — P.249.
90. Kurihara K. A focused ion beam system for submicron lithography // J. Vac. Technol. — 1985, v.B3, N 1. — P.41—44.
91. Лаймен Д. Электроника. — 1987, № 1. — С.70.
92. Коул Б. Электроника. — 1989, № 7. — С.29.
93. Вейс М.Э., Дудников В.Г., Салимов Р.А., Черепков В.Г., Шабалин А.Л. Ионный ускоритель прямого действия с ускоряющим напряжением  $\sim 1$  МВ // ПТЭ. — 1989, № 2. — С.41—44.
94. Ishikawa J. The properties of high-intensity impregnated-electrode-type liquid-metal-ion sources // NIM. — 1989, v.B40/41, part II. — P.1037—1041.

*В.Г. Дудников, А.Л. Шабалин*

**Электрогидродинамические эмиттеры  
ионных пучков**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

---

Работа поступила 27 февраля 1990 г.  
Подписано в печать 15.03.1990 г. МН 02150  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,2 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 31

---

*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.*