

01;11  
©1992 г.

## ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ИОНОВ

*А.И. Григорьев, С.О. Ширяева*

Физические закономерности функционирования жидкометаллических источников ионов трактуются в терминах электрогидродинамического (ЭГД) диспергирования жидкости. Проведена аналогия с другими устройствами, использующими явление ЭГД диспергирования. Предложен физический механизм формирования ионно-кластерно-капельного пучка при изменении внешних параметров установки ЭГД диспергирования.

1. Одним из наиболее характерных примеров использования явления электрогидродинамического (ЭГД) диспергирования жидкости в научных исследованиях, технике и технологии являются жидкометаллические источники ионов (ЖМИИ). Идея получения при ЭГД диспергировании жидкости ионных пучков была высказана в шестидесятых годах в ходе реализации программы по использованию этого явления в ионных коллоидных реактивных двигателях [1,2]. Но в силу превратности эволюции научных идей появление ЖМИИ принято связывать с автоионной микроскопией, которая как направление научного исследования появилась примерно в то же время [3]. Роднит эти два направления лишь близость (в количественном смысле) используемых в них электрических полей большой напряженности. Но это "родство" послужило причиной появления в теории и практике использования ЖМИИ целого ряда проблем, которые при рассмотрении с позиций ЭГД диспергирования жидкости представляются надуманными. Следует отметить, что и в настоящее время теория автоионной микроскопии разработана весьма слабо, так как в основе ее должны лежать представления об элементарных квантово-механических процессах на твердой поверхности, рассматриваемой на молекулярном уровне в весьма сильном электрическом поле ( $\sim 10^8$  В/см), которые сами разработаны лишь в общих чертах. Успехи же использования автоионной микроскопии связаны не с теорией, а с феноменологией явления. Поэтому использование нечетких представлений о механизме эмиссии ионов твердой поверхностью для истолкования физических механизмов функционирования ЖМИИ малопелесообразно. Тем более, что лежащее в основе работы ЖМИИ явление ЭГД диспергирования жидкости исследовано гораздо детальнее и позволяет в рамках общезначимых

представлений построить более ясную картину формирования ионного пучка.

Явление ЭГД диспергирования жидкости с мениска на торце капилляра, по которому жидкость подается в разрядную систему, было детально феноменологически исследовано еще в начале века в работах Зелени и Инглиша (см., например, [4,5]). Было выяснено, что для фиксированной геометрии разрядной системы в зависимости от величины прикладываемого напряжения феноменологически отчетливо выделяются четыре различных режима диспергирования. С начала пятидесятых годов начались исследования по использованию явления ЭГД диспергирования жидкости для распыления лакокрасочных материалов [6], для создания тяги реактивных двигателей [1,2], в жидкостной масс-спектрометрии [7], при разработке устройств для каплеструйной печати [8] и т.п.

Во всех перечисленных устройствах, которые к настоящему времени успешно функционируют, а также во многих других, созданных в последние годы (от устройств по получению заряженных капель жидкого водорода для подпитки термоядерных реакторов [9] до установок для распыливания ядохимикатов [10]), диспергирование жидкости осуществляется в установках типа схематически показанной на рис. 1. Причем во всех упомянутых устройствах используются капилляры с радиусом  $R \sim 0.1$  мм и напряжения  $\Delta\varphi \sim 10$  кВ, что обеспечивает напряженность электрического поля в окрестности жидкого мениска  $\sim 10^6$  В/см. Размеры же капель, получаемых в различных приложениях ЭГД диспергирования, изменяются от 30–70 мкм при распылении лакокрасочных материалов [6] до  $\sim 1$  мкм в масс-спектрометрах [11]. Такие различия в размерах капель связаны с тем, что в различных вышеперечисленных приложениях использовались разные режимы ЭГД диспергирования из выделенных в [4,5]. К сожалению, в большинстве случаев авторы экспериментальных работ не указывают, к какому из режимов относятся полученные ими результаты. И этому есть свои причины, связанные с тем, что деление на режимы в зависимости от величины прикладываемой к разрядной системе разности потенциалов в существенной степени зависит от материалов электродов, геометрии разрядной системы, физико-химических свойств рабочей жидкости. В итоге условия ЭГД диспергирования жидкости в различных установках сравнивать между собой без проведения специальных исследований, которые в прагматически ориентированных разработках обычно не проводятся, трудно.

В первом ЖМИИ разрядная система также имела вид, приведенный на рис. 1. Собственно и сама идея создания источника ионов ЭГД типа появилась при анализе результатов экспериментов по ЭГД диспергирования жидкого сплава галлия и индия для ионных коллоидных двигателей, когда в составе кластерно-капельного пучка были обнаружены одноразрядные двухатомные ионы галлия [1,2]. Однако существенный прогресс в разработке ЖМИИ связан с созданием ЖМИИ игольчатого типа. По-видимому, в [12] впервые было предложено вставить внутрь капилляра, по которому подается жидкость, весьма тонкую иглу-электрод. Это позволило зафиксировать положение эмиттирующего выступа (ЭВ) на мениске, добиться резкого уменьшения радиуса кривизны жидкой поверхности, с которой идет эмиссия, и соответственно увеличения напряженности электрического поля, вызывающего эмиссию, до  $\sim 10^8$  В/см,

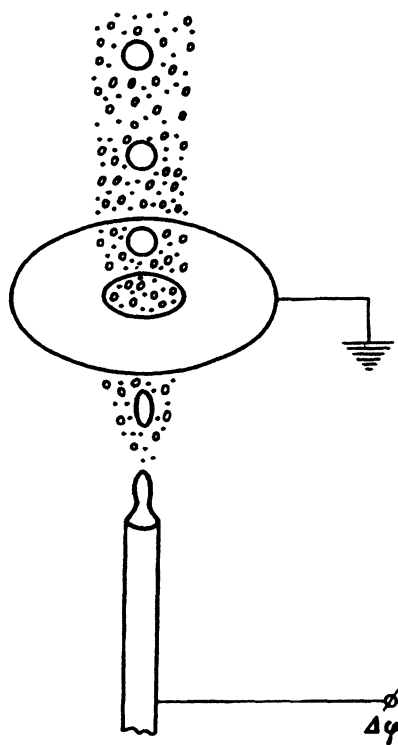


Рис. 1. Схема устройства для ЭГД диспергирования жидкости в технических приложениях явления.

что на два порядка превысило его величину, характерную для других применений ЭГД диспергирования. Следует отметить, что в работе [12] предлагалось устройство для ЭГД получения заряженных капель жидкого водорода; создание собственно ЖМИИ игольчатого типа связано с работами Клампита [13]. И тем не менее независимо от типа ЖМИИ (игольчатый или капиллярный) физические закономерности получения в них ионного пучка основаны на явлении ЭГД диспергирования жидкости. Соответственно этому и следует трактовать существующие проблемы ЖМИИ (см., например, [14–16]): 1) дефицит ионного пучка, проявляющийся в расширении функции распределения ионов по энергиям; 2) большая величина виртуального размера эмиттера, на порядок превышающая физический его размер; 3) появление кластерно-капельной фазы в ионном пучке; 4) неустойчивости ионного пучка при малых и больших напряжениях (малых и больших токах); 5) свечение пространства в малой окрестности вершины эмиттера.

В нижеследующем анализе воспользуемся термодинамическим методом расчета параметров капелек, эмиттируемых с мениска на торце капилляра, на основе принципа наименьшего рассеяния энергии при стационарном неравновесном процессе по аналогии с тем, как это делалось в [17–19].

2. Будем решать задачу об определении величины заряда  $q$  и радиуса  $r$  капельки идеальной несжимаемой проводящей жидкости плотностью  $\rho$  с коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$ , эмиттируемой с жидкого мениска на срезе металлического капилляра длиной  $L$  и радиусом  $r_0$

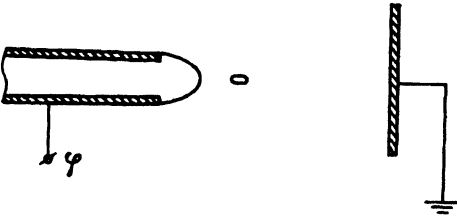


Рис. 2. Схема идеализированного устройства для ЭГД диспергирования, для которого проводится теоретический анализ.

( $r \ll r_0 \ll L$ ) в идеализированной системе электродов, приведенной на рис. 2. Нижеследующие рассуждения проведем в предположении, что характерное время эмиссии капли с мениска капилляра много больше времени релаксации электрического заряда в жидкости и электрическое поле в окрестности мениска (в котором осуществляется собственно эмиссия) примем квазистатическим. Пусть в таком приближении потенциал  $\varphi$ , вызывающий эмиссию жидкости, подается непосредственно на капилляр. Противоеlectрод либо отсутствует, либо удален на значительное расстояние и его влияние на величину электрического поля у среза капилляра несущественно, так что величина поля в окрестности отрывающейся капельки определяется потенциалом капилляра. Имея в виду дальнейшее качественное исследование закономерностей ЭГД диспергирования жидкости с торца капилляра и формирования ионно-капельного пучка, примем, что поле у вершины капилляра совпадает с полем у вершины сильно вытянутого проводящего сфероида, обладающего зарядом  $Q$  (величина которого определится потенциалом, подаваемым на капилляр, и электроемкостью капилляра) с эксцентриситетом  $e = \{1 - [r_0 / (L/2 + r_0)]^2\}^{1/2}$ , тогда выражение для потенциала поля в месте отрыва капельки в данной модели примет вид [20]

$$\varphi(\nu) = \frac{Q}{R} \frac{(1 - e^2)^{1/3}}{e} \operatorname{Arth} \frac{e}{\nu} \equiv \frac{Q}{R} K(\nu), \quad (1)$$

где  $R$  — радиус сферы, объем которой равен объему капилляра;  $\nu = (1 + \xi/a^2)^{1/2}$  — безразмерное расстояние от центра маленькой капельки до центра капилляра, измеренное в  $a$  ( $a = L/2 + r_0$ );  $\xi$  — эллипсоидальная координата центра капельки в момент ее отрыва от мениска.

В соответствии с данными [21] и из общефизических соображений можно предположить, что непосредственно перед отрывом капли от мениска на срезе капилляра большая часть заряда отрывающейся капельки сосредоточена на ее вершине, т.е. на той части поверхности, которая имеет положительную кривизну. После отрыва за время порядка времени гидродинамической релаксации капельки она примет во внешнем поле форму сфероида с эксцентриситетом  $e_0$  [22], и заряд, ранее сосредоточенный на ее вершине, перераспределится по всей поверхности.

Для определенности примем, что форма вершины отрывающейся капельки в момент отрыва сферическая с радиусом  $r_*$ , равным среднему радиусу кривизны вершины сфероида с эксцентриситетом  $e_0$ , т.е.

$$r_* = r(1 - e_0^2)^{2/3}.$$

Тогда электроемкость отрывающейся капли (с учетом того, что заряд на ней сконцентрирован только на полусферической вершине) естественно принять равной  $0.5r_*$ . В результате для емкости капельки в момент

отрыва получим

$$c = \frac{(1 + e_0^2)^{2/3}}{2} \equiv \frac{r}{B_0}.$$

Тогда задача расчета размеров и зарядов капелек, эмиттируемых с мениска на торце капилляра в системе электродов, представленной на рис. 2, сведется к частному случаю задачи о расчете параметров распада сильно заряженной капли [17,18]. Однако в данном рассмотрении необходимо учесть [19], что жидкость в капилляр подается под постоянным давлением, следовательно, эмиттируемая капелька в момент отрыва будет обладать отличной от нуля начальной скоростью  $v$ . Примем также во внимание, что маленькая капелька отрывается от мениска в поле капилляра  $\varphi(\nu)$  и в приближении  $r_0 \gg r$  ее форму будем считать сфероидальной с эксцентриситетом  $e_0$  [22]. Тогда выражение для изменения энергии системы при эмиссии одной капли запишется в виде

$$\Delta F = 4\pi\sigma r^2 A + \frac{1}{2} \frac{q^2}{r} B_0 - q[\varphi(\nu) - \varphi] + \frac{2}{3} \pi \rho v^2 r^3, \quad (2)$$

где

$$A(e_0) = \frac{1}{2} \left[ (1 - e_0^2)^{1/2} + \frac{1}{e_0} \arcsin e_0 \right] (1 - e_0^2)^{-1/6}.$$

Первое слагаемое в (2) определяет изменение энергии сил поверхностного натяжения, второе и четвертое — собственную электростатическую энергию эмиттируемой капельки и ее кинетическую энергию соответственно. Третье слагаемое в (2) учитывает изменение энергии системы за счет совершения работы по перемещению заряда эмиттируемой капельки  $q$  из точки с потенциалом  $\varphi$ , равным потенциалу капилляра, в точку с потенциалом  $\varphi(\nu) = QK(\nu)/R$ , т.е.

$$q[\varphi(\nu) - \varphi] \equiv q \frac{Q}{R} [B - K(\nu)],$$

где

$$B = \frac{1}{e} (1 - e^2)^{1/3} \operatorname{Arth} e.$$

Примем, что отрыв маленькой капли от мениска происходит с вершины выступа, вырастающего на мениске при развитии на нем неустойчивости капиллярных волн. При этом под действием кулоновского взаимодействия заряда вершины выступа и заряда капилляра вершина выступа вместе с находящимся на ней зарядом отрывается, как только сила кулоновского отталкивания между зарядами превысит силу поверхностного натяжения  $2\pi r_n \sigma$ , удерживающую вершину выступа ( $r_n$  — радиус перетяжки, связывающей каплю с мениском в момент отрыва).

Учтем далее, что напряженность поля у вершины заряженного сфероида, которым моделируем капилляр, в месте отрыва маленькой капельки имеет вид [20]

$$E = \frac{Q(1 - e^2)^{2/3}}{R^2(\nu^2 - e^2)}.$$

Тогда из условия баланса сил (капиллярной, удерживающей каплю, и суммы кулоновской силы и силы гидродинамического давления, отрывающих ее) в момент начала разрыва перетяжки получим уравнение для определения параметра  $\nu$

$$2\pi\sigma\alpha(1 - e_0^2)^{1/6}r = \frac{Qq}{r_0^2} \frac{(1 - e^2)}{(\nu^2 - e^2)} + \pi r_0^2 \rho k V^2, \quad (3)$$

где  $k \equiv V_0^2/V^2$ ,  $V_0$  — скорость движения жидкости по капилляру  $\alpha = r_n/r_0(1 - e_0^2)^{1/6}$ .

Последний член в (3) определяет силу гидродинамического давления, равную приращению импульса капельки за характерное время отрыва, которое принимается равным времени истечения из капилляра объема жидкости, равного объему капли. Изменение энергии системы связано с появлением новой поверхности, которое можно выразить через радиус капельки  $r$ , и с изменением энергии электрического поля, выражающееся через заряд капельки  $q$ .

В стационарном режиме работы ЭГД эмиттера обсуждаемого типа (рис. 1) расходы массы и заряда в единицу времени фиксированы, и сам процесс ЭГД диспергирования жидкости является неравновесным стационарным процессом второго порядка. В этой связи потребуем, чтобы в силу принципа наименьшего рассеяния энергии в стационарном процессе изменение энергии системы, связанное с эмиссией капельки, было экстремальным, т.е. выполнялись условия

$$\frac{\partial(\Delta F)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial(\Delta F)}{\partial q} = 0. \quad (4)$$

Но предварительно перейдем к безразмерным переменным

$$X \equiv \frac{r}{r_0}, \quad Y \equiv \frac{q}{Q}, \quad \Delta\Phi \equiv \frac{\Delta F}{4\pi\sigma r_0^2}.$$

Тогда (2), (3) переписутся в виде

$$\Delta\Phi = AX^2 + 2W^2Y^2X^{-1}B_0 - 4YKW^2 + \frac{1}{6}\mu^2X^3, \quad (5)$$

$$f(\nu) \equiv \alpha - LW^2 - GX^{-1}\mu^2 = 0, \quad (6)$$

где

$$\mathcal{K}(e, \nu) = (1 - e^2)^{1/6}(B - K), \quad \mu^2 = \rho\nu^2 r_0 \sigma^{-1},$$

$$L(e, \nu) = 8 \left( \frac{1 - e^2}{\nu^2 - e^2} \right) \frac{(B - K)}{B_0} \left( \frac{1 - e^2}{1 - e_0^2} \right)^{1/6},$$

$$G(e_0) = \frac{k(1 - e_0^2)^{1/6}}{2}, \quad W^2 = \frac{Q^2}{16\pi\sigma r_0^3}.$$

Условия экстремальности по  $X$  и  $Y$  (4) примут теперь вид

$$XA - Y^2X^{-2}B_0W^2 + \frac{1}{4}\mu^2X^2 = 0,$$

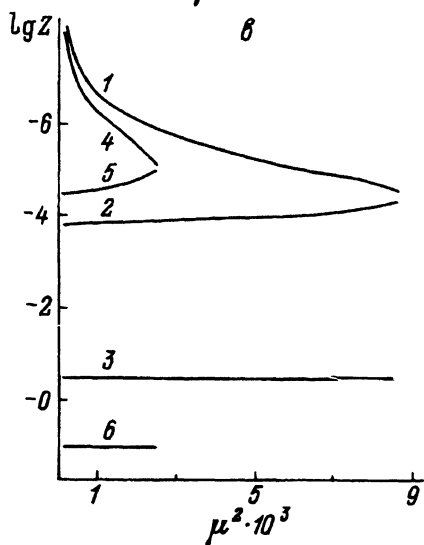
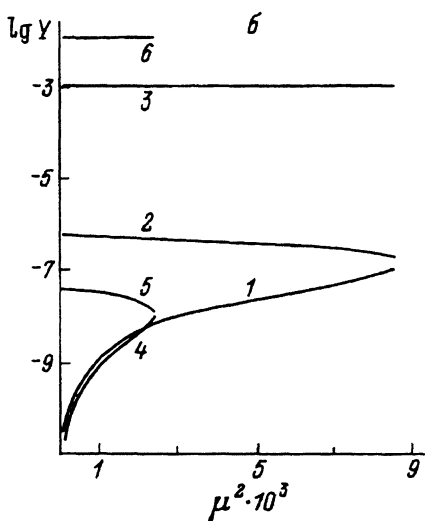
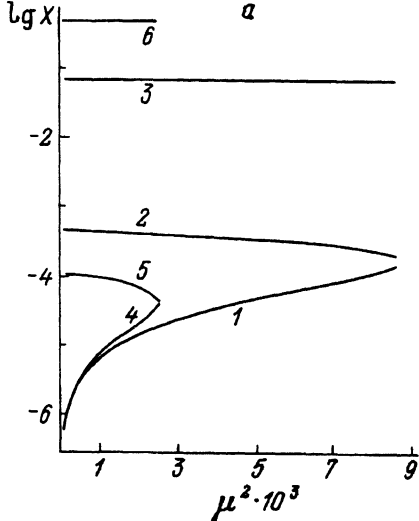


Рис. 3. Зависимости физических характеристик капель, получаемых при ЭГД диспергировании жидкости, от давления в капилляре (от  $\mu^2$ ) для трех корней уравнения (6).

1, 4 — для  $\nu = \nu_1$ ; 2, 5 — для  $\nu = \nu_2$ ;  
 3, 6 — для  $\nu = \nu_3$ ; 1-3 построены при  $W = 100$ ;  
 4-6 — при  $W = 300$ ; а —  $X = X(\mu^2)$ , б —  $Y = Y(\mu^2)$ ,  
 в —  $Z = Z(\mu^2)$ .

$$\dot{Y} = \frac{K}{B_0} X. \quad (7)$$

3. Соотношения (6),(7) образуют систему алгебраических уравнений относительно величин  $\nu$ ,  $X$  и  $Y$ , разрешая которую при фиксированных  $\alpha$  и  $e^2$ , несложно найти заряд  $Y$ , размер  $X$  и удельный заряд  $Z = YX^{-3}$  эмиттированных капелек в зависимости от физических параметров задачи  $W^2$  и  $\mu^2$ . Результаты численных расчетов на ЭВМ при  $\alpha = 0.9$  [18],  $e^2 = 0.999$ ,  $k = 0.01$  представлены на рис. 3, а-в в виде зависимостей  $X = X(\mu)$ ,  $Y = Y(\mu)$ ,  $Z = Z(\mu)$  при фиксированных значениях  $W$  для трех корней уравнения (6).

Остановимся, однако, на анализе уравнения (6), которое, согласно вышесказанному, представляет собой условие баланса сил в перетяжке, связывающей отрывающуюся каплю с мениском в момент начала отрыва.

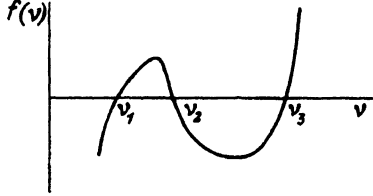
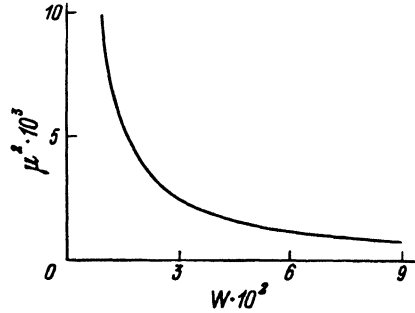


Рис. 4. Качественная схема зависимости  $\chi f = f(\nu)$ , поясняющая изменение положения корней уравнения (6) при варьировании параметров  $W$  и  $\mu$ , приводящем к вертикальному смещению кривой.

Рис. 5. Критическая зависимость  $W = W(\mu^2)$ , соответствующая слиянию первого и второго корней уравнения (6).



Несложно видеть, что при  $f(\nu) < 0$  силы, отрывающие каплю, превышают силу поверхностного натяжения, удерживающую ее. Условие  $f(\nu) = 0$  является критическим для начала отрыва. Качественный график функции  $f = f(\nu)$  приведен на рис. 4. Из него видно, что условия отрыва выполняются в диапазонах  $\nu \in [0; \nu_1]$  и  $\nu \in [\nu_2; \nu_3]$ , где  $\nu_i$  — корни уравнения  $f(\nu) = 0$  (уравнения (6)). Зависимости, представленные на рис. 3, рассчитаны при трех возможных предельных значениях  $\nu$ :  $\nu = \nu_1$ ,  $\nu = \nu_2$  и  $\nu = \nu_3$ . Несложно видеть, что, реализуя физические условия, соответствующие каждому из трех корней уравнения (6), можно получить три различных режима ЭГД диспергирования жидкости, различающиеся, согласно рис. 3, качественным ходом зависимостей  $X = X(\mu)$ ,  $Y = Y(\mu)$ ,  $Z = Z(\mu)$ . В весьма детальном экспериментальном исследовании закономерностей ЭГД диспергирования жидкости, проведенном Сэмплом и Боллини [21], как раз и были обнаружены три таких режима, но физического объяснения их существованию и причинам, обуславливающим качественное различие, до сих пор не было обнаружено (см. также экспериментальные работы [4,5,11,23]). И тем не менее следует отметить, что зависимости, представленные на рис. 3, соответствуют крайним точкам вышеуказанных диапазонов допустимых значений параметра  $\nu$ . В реальной же ситуации возможна реализация режимов, соответствующих любым значениям  $\nu$  из приведенных диапазонов. В частности, изменением внешних физических параметров системы можно плавно перейти от режима с  $\nu = \nu_i$  к режиму с  $\nu = \nu_j$ .

Следует отметить, что при изменении внешних физических параметров положение кривой  $f = f(\nu)$  будет меняться. Так, при увеличении параметров  $W$  и  $\mu$  она будет опускаться вниз, что приведет к расширению вышеуказанных диапазонов допустимых значений  $\nu$ . Как несложно видеть из рис. 4, при некоторых значениях параметров  $W$  и  $\mu$  первых два корня сольются, а затем и исчезнут. Кривая зависимости  $W = W(\mu)$ , соответствующая исчезновению первых двух корней уравнения (6), представлена на рис. 5.



Из рис. 3 видно, что размеры и заряды капель, эмиттируемых мениском в различных режимах, весьма существенно различаются по размерам. Наиболее мелкие капли образуются при реализации режима ЭГД диспергирования с  $\nu = \nu_1$ . Естественно ожидать, что именно в таком режиме и происходит работа ЖМИИ, тогда как функционирование других вышеперечисленных устройств, использующих явление ЭГД диспергирования жидкости, по-видимому, связано с реализацией режима с  $\nu = \nu_2$ . Свидетельством этого может служить качественный вид зависимости  $X = X(W)$ , полученный в экспериментальных работах [6,24,25], согласно которым во всех вышеперечисленных устройствах размеры эмиттируемых капель уменьшаются с увеличением прикладываемой разности потенциалов, что и характерно для режима с  $\nu = \nu_2$  (рис. 3).

Суммируя вышесказанное (см. также работы [4,5,23]), можно построить следующую модель эволюции с увеличением прикладываемой разности потенциалов закономерностей ЭГД диспергирования жидкости с мениска на торце капилляра, по которому жидкость подается. По мере увеличения от нуля прикладываемой к капилляру и противоэлектроду разности потенциалов  $\Delta\varphi$  мениск жидкости на вершине капилляра вытягивается, принимая приблизительно сфероидальную форму, затем на вершине мениска формируется заостренный эмиттирующий выступ (ЭВ), с которого и начинается эмиссия заряженных капелек [26], размер которых уменьшается при увеличении  $\Delta\varphi$  [5,21,23,26], что соответствует режиму эмиссии с  $\nu = \nu_2$ . Причем, как видно из фотографий жидкого мениска в рабочем состоянии [23,26], ЭВ совершает колебательное движение: на фотографиях отчетливо выделяются два его крайних положения. Поэтому, когда по мере увеличения  $\Delta\varphi$  (или, что то же самое,  $W$ ) расстояние между корнями  $\nu_1$  и  $\nu_2$  уравнения (6) станет равным амплитуде колебаний ЭВ, возможен переход устройства для ЭГД диспергирования жидкости в другой режим с  $\nu = \nu_1$ . Это обстоятельство отмечалось ранее в [23] при феноменологическом описании смены режимов, обнаруженных еще в [4,5]. Дальнейшее увеличение  $\Delta\varphi$  приводит уже к росту размеров капель, что и подтверждается экспериментальными данными [21], а также данными работ, посвященных ЖМИИ [16,27,28] (такой режим реализуется при  $\nu = \nu_3$ ). Если же говорить конкретно о ЖМИИ, то следует сразу отметить, что основное их отличие от других устройств, использующих явление ЭГД диспергирования жидкости, в том, что в ЖМИИ напряженность электрического поля в окрестности ЭВ на два порядка выше, чем в других устройствах, и достигает величины  $\gtrsim 10$  В/мм. Это обстоятельство приводит к специфичности процессов, происходящих в ЖМИИ в окрестности ЭВ, и обеспечивает собственно формирование ионного пучка. Но остановимся на этом вопросе подробнее. Отметим лишь, что все сказанное о капиллярных ЭГД эмиттерах применимо и к ЖМИИ игольчатого типа, если под  $R$  понимать радиус кривизны вершины иглы эмиттера.

4. Как отмечалось в [17,18], капельки, эмиттируемые при ЭГД неустойчивости заряженной жидкой поверхности, оказываются неустойчивы по отношению к собственному заряду и в свою очередь распадаются на более мелкие. Причина такого положения в том, что, как показано в [18], состоянию с минимальной потенциальной энергией вновь образовавшейся в однородном внешнем электрическом поле  $E_0$  капельки с зарядом  $q$  соответствует запредельный по Рэлею заряд, удовлетворяющий соотно-

$$W \equiv \frac{q^2}{16\pi\sigma r^3} = 1 + \frac{E_0^2 r}{16\pi\sigma} \equiv 1 + w. \quad (8)$$

Критическое по Рэлею значение параметра  $W$  равно единице, а параметр  $w$  всегда положителен. Поэтому капельки, эмиттируемые с торца капилляра при ЭГД диспергировании, неустойчивы по Рэлею и распадаются, формируя полидисперсный факел распыления [17,18,29]. Такое протекание процесса в задаче о релеевском распаде сильно заряженной капли [18] обеспечивает в соответствии с принципом Пиглера [30] максимальную скорость роста энтропии, сопровождающего ее распад на более мелкие капельки при приближении подобной неравновесной системы к конечному состоянию. В физических условиях, характерных для ЖМИИ, описанный ход ЭГД диспергирования обеспечивает формирование ионного пучка.

В соответствии с вышеполученными результатами, приведенными на рис. 3 (см. также [17,18,29]), переход от второго режима ( $\nu = \nu_2$ ) к первому ( $\nu = \nu_1$ ) может реализоваться при  $X \sim 10^{-4}$ . Для ЖМИИ игольчатого типа с  $r_0 \lesssim 10$  мкм [16] при  $\sigma \sim 1$  Н/м заряд капельки с  $X \sim 10^{-4}$  соответствует единичному элементарному заряду, т.е.  $q \approx 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Тогда выражение (8) при известных  $q$ ,  $\sigma$  и  $E_0$  можно рассматривать как уравнение для нахождения равновесного радиуса капельки  $r$ . Отметим, что находить  $r$  из условия  $X = r/r_0 = 10^{-4}$  через  $r_0$  нельзя, так как  $r_0$  определяется весьма грубо. Тогда для галлиевого ЖМИИ с  $E_0 = 10$  В/нм и  $\sigma \approx 0.7$  Н/м несложно получить из (8)  $r \approx 0.7$  нм. При таких значениях  $E_0$ ,  $r$ ,  $\sigma$  величина параметра  $w$  равна  $\approx 0.3$ , а параметр Рэлея, согласно (8), равен  $\approx 1.3$ . Тогда, домножая левую часть (8) на  $(\pi\rho^2 r^3/9)^{-1}$ , где  $\rho$  — плотность, получим квадрат удельного заряда эмиттируемой капельки, величина которого оказывается равной  $\approx 10^5$  Кл/кг, что соответствует четырнадцатиатомному однозарядному кластеру галлия. Если принять  $E_0 = 100$  В/нм, тогда удельный заряд кластера (капельки) уменьшится до  $\approx 10^4$  Кл/кг, что соответствует стасорокаатомной однозарядной капелке. Отсюда же видна и тенденция к увеличению размеров эмиттируемых капелек (кластеров) в ЖМИИ при увеличении прикладываемой разности потенциалов (тенденция, отмечаемая в экспериментальных работах [16,27,28]).

Как следует из вышесказанного и очевидно из физического смысла, эмиттированный кластер будет неустойчив и за характерное время  $\sim 10^{-12}$  с [31] распадается на отдельные атомы, высвобождая ион, который войдет в состав ионного пучка. Нейтральные же атомы в резко неоднородном поле ЭВ будут втягиваться в область максимальной неоднородности, т.е. возвращаться на ЭВ. При этом часть из них будет претерпевать полевую ионизацию [3], а часть, будучи вовлечена в тепловое движение, сформирует в окрестности ЭВ облачко пара нейтральных молекул. Согласно оценкам [16], концентрация атомов в таком облачке  $\sim 10^{16}$  см $^{-3}$ . Электронные переходы в возбужденных атомах этого облачка и обеспечивают интенсивное свечение из окрестности ЭВ. Предлагаемый механизм формирования облачка пара нейтральных атомов позволяет объяснить факт независимости интенсивности свечения от темпе-

ратуры эмиттера, но сильную его зависимость от  $\Delta\varphi$ , так как имеет не тепловую, но ЭГД природу.

Следует сразу же отметить, что помимо указанного механизма появления кластерно-капельной фазы ионного пучка при увеличении  $\Delta\varphi$ , где ее источником является ЭВ, существует и другой механизм, связанный с ЭГД неустойчивостью тонкой пленки жидкого металла на боковой поверхности иглы эмиттера [32], объясняющий и неустойчивость работы ЖМИИ при больших токах (больших  $\Delta\varphi$ ). В [33] приводятся микрофотографии работающего эмиттера, где отчетливо видны крупные капли, отрывающиеся от боковой поверхности иглы, хотя в [28] такая возможность и отвергается (по нашему мнению, из прагматических соображений).

Предлагаемый механизм формирования ионного пучка в ЖМИИ позволяет легко объяснить и такие особенности ЖМИИ, как увеличение виртуального размера эмиссионной зоны по сравнению с ее геометрическим размером, а также явление так называемого “дефицита энергии” ионов в пучке, проявляющееся в том, что в пучке далеко не все ионы имеют энергию, равную произведению заряда иона на  $\Delta\varphi$ , как было бы в случае появления ионов в “голом” виде непосредственно у вершины ЭВ при действии механизма полевой ионизации [3]. В реальности функция распределения ионов по размерам имеет форму колоколообразного вида [16], причем при увеличении  $\Delta\varphi$  на этой функции появляются дополнительные максимумы [34], что в рамках модели полевой ионизации необъяснимо, но легко объясняется более длительным временем распада крупных кластеров, появляющихся в составе пучка при увеличении  $\Delta\varphi$ . Собственно именно такой механизм появления дополнительных максимумов предложен в экспериментальной работе [34], где и сообщалось об их обнаружении. Следует также отметить, что упрощенный вариант предлагаемого в настоящей работе механизма формирования ионного пучка в ЖМИИ (см. также [29]) предложен недавно в [35]. Но использованные представления о закономерностях распада заряженных капель во внешних полях достаточно наивны и итоговый механизм, предложенный в [35], неубедителен.

### Список литературы

- [1] Swatic D.S., Hendrics S.D. // AIAA J. 1968. Vol. 6. N 8. P. 1596–1597.
- [2] Mahoney J.F., Yahiku A.Y., Daley M.J. et al. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 13. P. 5101–5106.
- [3] Мюллер Э., Цонь Т. Автоионная микроскопия. М.: Металлургия, 1972. 360 с.
- [4] Zeleny J. // Phys. Rev. 1914. Vol. 3. N 2. P. 69–91.
- [5] English W.N. // Phys. Rev. 1948. Vol. 74. N 2. P. 179–189.
- [6] Буряев Т.К., Верещагин И.П., Пашин Н.М. // Сильные электрические поля в технологических процессах. М.: Энергия, 1979. № 3. С. 87–105.
- [7] Александров М.Л., Галль Л.Н., Веренчиков А.Н. и др. // Научное приборостроение. 1991. Т. 1. № 2. С. 3–36.
- [8] Baily A.G. // Atomisation and Spray Technology. 1986. Vol. 2. P. 95–134.
- [9] Woosley J.P., Turnbull R.J., Kim K. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 21. P. 4278–4284.
- [10] Surgloner G.A., Haufe W.O. // IEEE Trans. Ind. Appl. 1984. Vol. 1A. 20. N 3. P. 677–681.
- [11] Краснов Н.В., Мурадымов М.З., Шевченко С.И. // Научное приборостроение. 1991. Т. 1. № 1. С. 42–52.
- [12] Kim K., Turnbull R.J. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 5. P. 1964–1969.
- [13] Clampit R., Jefferies D.K. // Nucl. Instr. and Meth. 1978. Vol. 149. N 1/3. P. 739–743.
- [14] Габоевич М.Д. // УФН. 1983. Т. 140. № 1. С. 137–151.
- [15] Дудников В.Г., Шабалин А.Л. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 2. С. 131–139.

- [16] Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Препринт ИЯФ. № 87-63. Новосибирск, 1987. 66 с.
- [17] Grigor'ev A.I., Shiryayeva S.O. // J. Phys. D. 1990. Vol. 23. N 11. P. 1361-1370.
- [18] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 3. С. 19-28.
- [19] Grigor'ev A.I., Shiryayeva S.O., Verbitski S.S. // J. Coll. Int. Sci. 1991. Vol. 146. N 1. P. 137-151.
- [20] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [21] Sample S.B., Bollini R. // J. Coll. Int. Sci. 1971. Vol. 41. N 2. P. 185-193.
- [22] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белакина Е.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 27-34.
- [23] Григорьев А.И., Синкевич О.А. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 3. С. 182-187.
- [24] Добычин С.Л., Мильман Б.Л., Туркина М.Я. // Теор. и экпер. химия. 1979. Т. 15. № 4. С. 429-433.
- [25] Pfeifer R.J., Hendrics C.D. // AIAA J. 1968. Vol. 6. N 3. P. 496-502.
- [26] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ИФЖ. 1991. Т. 60. № 4. С. 632-641.
- [27] Tompson S.P. // Vacuum. 1984. Vol. 34. N 1-2. P. 223-228.
- [28] Cruz C., Pourrezaei K., Wagner A. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 7. P. 2724-2730.
- [29] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // Научное приборостроение. Физика аналитических приборов. Л.: Наука, 1989. С. 28-35.
- [30] Базаров И.П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1976. 447 с.
- [31] Петров Ю.И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982. 359 с.
- [32] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Земсков А.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 18. С. 1637-1640.
- [33] Wagner A., Hall T.M. // J. Vacuum Sci. and Technol. 1979. Vol. 16. N 6. P. 1871-1874.
- [34] Van de Valle J., Joyes P. // Zeitschrift für Phys. D. 1989. Bd 12. N 4. S. 221-224.
- [35] Hornsey R., Ishitani T. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. Vol. 29. N 6. P. L1007-L1010.

Ярославский университет

Поступило в Редакцию  
6 ноября 1991 г.