

01;03

О диспергировании в электростатическом поле заряженного газового пузыря в жидком диэлектрике

© А.Н. Жаров, С.О. Ширяева, А.И. Григорьев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
150000 Ярославль, Россия

(Поступило в Редакцию 24 апреля 1999 г.)

На основе принципа наименьшего рассеяния энергии Онзагера в неравновесных процессах рассчитаны характеристики распада в однородном электростатическом поле поверхностно проводящего заряженного пузыря в жидком диэлектрике и определены области физических параметров, при которых эмиссия дочерних пузырьков происходит с двух эмиссионных выступов, а с одного отсутствует вовсе.

Введение

Явление диспергирования жидкости во внешнем электростатическом поле, а также исследование равновесных форм и устойчивости заряженных капель и пузырей в диэлектрической жидкости представляют интерес для различных разделов технической физики, геофизики и технологии [1–3]. Тем не менее многие вопросы, связанные с устойчивостью пузырей в диэлектрической жидкости по отношению к собственному или поляризационному заряду, изучены весьма поверхностно, хотя отдельные экспериментальные [3,4] и теоретические [3,5–8] работы в этом направлении выполнены. Однако наиболее интересный вопрос, поднятый в экспериментальной работе [4], о диспергировании внешним электростатическим полем пузыря в жидком диэлектрике, в теоретическом отношении практически не изучен, хотя сам эффект, приводящий к быстрому увеличению дисперсности пузырей и площади контакта с окружающей жидкостью, представляет известный интерес. Заполнение этого пробела и является целью данной работы.

1. Примем, что в жидком диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ϵ , плотностью ρ имеется сферический пузырь начального радиуса R_0 с коэффициентом поверхностного натяжения границы раздела σ , несущий электрический заряд Q . Пусть в диэлектрике создается однородное электростатическое поле напряженностью E , в котором пузырь поляризуется за счет поверхностной подвижности носителей электрического заряда B . Под действием поля E и заряда Q пузырь вытягивается вдоль E в фигуру, близкую к сфероиду, с эксцентриситетом e [5,9], а радиус равновеликой ему сферы увеличивается до R , давление же газа в пузыре становится равным P . Увеличение Q и E может привести к неустойчивости пузыря, проявляющейся в эмиссии с его вершин высокодисперсионных заряженных жидких дочерних пузырьков, как это показано в [4]. В зависимости от соотношения периода тепловых колебаний пузыря и характерного времени выравнивания электрического потенциала стенки пузыря за счет поверхностной подвижности носителей заряда неустойчивость может реализовываться по различным каналам.

Характерное время выравнивания электрического потенциала за счет поверхностной подвижности носителей электрического заряда на границе раздела фаз газ–жидкость определится известным соотношением $\tau_q = \epsilon R / (E + BQ/R^2)$, а характерное время тепловых колебаний пузыря есть $\tau_u = [\rho R^3 / \sigma \{1 - W^2 - w^2 / (16\pi)\}]^{1/2}$. Здесь $w^2 = \epsilon E^2 R / \sigma$ — параметр Тэйлора, характеризующий устойчивость проводящего пузыря по отношению к поверхностному поляризационному заряду; $W^2 = Q^2 / (16\pi \epsilon \sigma R^3)$ — параметр Рэля, характеризующий устойчивость пузыря по отношению к электрическому заряду.

Если величина подвижности зарядов B мала настолько, что $\tau_u \ll \tau_q$, то поверхность пузыря в процессе реализации неустойчивости можно принимать непроводящей, а заряд ”вмороженным” в поверхность. При реализации неустойчивости такого пузыря по отношению к имеющемуся на его поверхности заряду он распадается на два равных дочерних пузырька, несущих одинаковые заряды [7].

Если же подвижность B велика настолько, что $\tau_q \ll \tau_u$, то поверхность пузыря можно принять идеально проводящей. В этом случае пузырь распадается на множество высокодисперсных дочерних пузырьков [1,4,10].

Для определения критических условий неустойчивости заряженного пузыря в жидком диэлектрике выпишем выражение для потенциальной энергии сфероидального пузыря в линейном приближении по квадрату эксцентриситета пузыря e^2

$$\begin{aligned} \Delta U = & 4\pi\sigma R^2 \left(1 + \frac{2}{45}e^4\right) - \frac{E^2 R^3}{2\epsilon} \left(1 + \frac{2}{5}e^2 + \frac{58}{175}e^4\right) \\ & + \frac{Q^2}{2\epsilon R} \left(1 - \frac{1}{45}e^4\right) - PV \ln \frac{V}{V_0} \\ & + P_{\text{at}}(V - V_0) - 4\pi\sigma R_0^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где V_0 и V — начальный и конечный объемы пузыря; P_{at} — атмосферное давление.

Учтем, что равновесному состоянию пузыря отвечает минимум потенциальной энергии, в котором должны выполняться условия равенства нулю производных от

(1) по независимым переменным e^2 и R , и получим в линейном по e^2 приближении два уравнения, определяющие критические условия неустойчивости заряженного сфероидального газового пузыря в поле \mathbf{E} :

$$e^2 = \frac{9w^2}{16\pi} \frac{1}{1 - W^2},$$

$$\frac{(P - P_{at})R}{2\sigma} \equiv \beta = 1 - W^2 \frac{3}{16\pi} w^2. \quad (2)$$

В отличие от капли жидкости в однородном электрическом поле \mathbf{E} критические условия неустойчивости в \mathbf{E} газового пузыря зависят от давления газа, определяемого безразмерным параметром β [1,5,9].

2. При реализации неустойчивости пузыря по отношению к его поверхностному заряду (являющемуся суперпозицией собственного и поляризованного) в зависимости от величины заряда Q и внешнего электрического поля \mathbf{E} с одной или обеих вершин сфероидального пузыря начинается сброс заряженных мелких дочерних пузырьков.

После отрыва эмиттируемого пузырька от родительского он (дочерний пузырек) изменяет свой объем от V_{ij}^0 до V_{ij} , а давление газа в них становится равным P_{ij} . Первый индекс нумерует вершины родительского пузыря $i = 1$ для вершины, с которой эмиттируется пузырек, движущийся после эмиссии в направлении \mathbf{E} , $i = 2$ — для второй вершины; второй индекс j указывает номер пузырька в процессе эмиссии. Относительное изменение объема дочернего пузырька можно оценить, воспользовавшись определением изотермического коэффициента сжимаемости

$$\frac{\Delta V_{ij}}{V_{ij}^0} = -\chi(P_{ij} - P). \quad (3)$$

Учитывая величину изотермического коэффициента сжимаемости для газа $\chi \approx (10^{-7} \div 10^{-5}) \text{ Pa}^{-1}$, несложно найти, что относительное изменение объема газового пузырька порядка $1 - 10^{-2}$.

Как видно из рисунков, приведенных в [4], дочерние пузырьки, удаляясь от родительского под действием сил электрического отталкивания, быстро расходуют свою энергию на преодоление сил трения и останавливаются, образуя против вершин родительского пузыря два скопления дочерних пузырьков, расположенных на расстоянии $L = ma$ от вершин родительского пузыря (a — его большая полуось, m — численный параметр). Эти скопления заряженных пузырьков создают в окрестности вершин родительского пузыря дополнительное электрическое поле, противодействующее отрыву очередных дочерних пузырьков. Для удобства нижеприводимых модельных расчетов электрическое поле скопления дочерних пузырьков заменим полем точечного заряда, находящегося на оси симметрии системы, на расстоянии L от вершины материнского пузыря.

Рассмотрим отрыв n -го дочернего пузырька с первой вершины родительского пузыря и отрыв l -го пузырька

со второй вершины и учтем, что к текущему моменту произошло $n - 1$ актов эмиссии дочерних пузырей с 1-й вершины родительского пузыря и $l - 1$ актов эмиссии со 2-й вершины. В результате эмиссии образуются дочерние пузырьки с зарядами $q_{ij} \ll (Q + ER^2)$ и радиусами $r_{ij} \ll R$. Примем, что время отрыва дочернего пузырька порядка периода капиллярных колебаний его основной моды $\sim (r_{ij})^{3/2}$. Следовательно, за время отрыва одного дочернего пузырька со 2-й вершины отрывается k пузырей с 1-й вершины (ниже k будем задавать как целую часть от отношения $(r_{2l}/r_{1n})^{3/2}$). Дочерние пузырьки в суммарном электрическом поле, которое на характерных пространственных масштабах, сравнимых с размерами пузырька, можно считать квазиоднородным, будут иметь форму вытянутых сфероидов с эксцентриситетами e_{ij} [9]. В проводимом расчете величины e_{ij} будут определяться в итерационной процедуре.

Процесс распада неустойчивого пузыря будем считать происходящим при постоянной температуре, поскольку полная теплоемкость жидкости много больше теплоемкости газа, содержащегося в газовых пузырьках. Тогда, учитывая постоянство полного заряда системы, нетрудно найти изменение потенциальной энергии системы в результате очередного акта эмиссии какого-либо дочернего пузырька с вершины родительского

$$\begin{aligned} \Delta U_{ij} = & 4\pi\sigma r_{ij}^2 A(e_{ij}) + q_{ij}^2 \frac{B(e_{ij})}{2\epsilon r_{ij}} \\ & - q_{ij} \frac{B(e)}{\epsilon R} \left[Q - \sum_{j=1}^{n-1} q_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} q_{2j} \right] \\ & + q_{ij} \frac{K(\nu_{ij})}{\epsilon R} \left[Q - \sum_{j=1}^{n-1} q_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} q_{2j} \right] \\ & + (-1)^{i+1} \frac{ER}{\epsilon} q_{ij} \Omega(\nu_{ij}) + \frac{q_{ij}}{\epsilon L} \sum_{j=1}^{n(i)-1} q_{ij} \\ & - P_{ij} V_{ij} \ln \left[\frac{V_{ij}}{V_{ij}^0} \right] + P_{at} [V_{ij} - V_{ij}^0], \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A(e_{ij}) &= \frac{1}{2} \left((1 - e_{ij}^2)^{1/2} + \frac{\arcsin e_{ij}}{e_{ij}} \right) (1 - e_{ij}^2)^{-1/6}, \\ B(e_{ij}) &= \frac{(1 - e_{ij}^2)^{1/3}}{e_{ij}} \text{arth}(e_{ij}), \\ K(\nu_{ij}) &= \frac{(1 - e^2)^{1/3}}{e} \text{arth} \left(\frac{e}{\nu_{ij}} \right), \quad \nu_{ij} = \left(1 + \frac{\xi_{ij}}{a^2} \right)^{1/2}, \\ \Omega(\nu_{ij}) &= \frac{e(\nu_{ij} - 1) - \nu_{ij} \text{arth} [e(\nu_{ij} - 1)(\nu_{ij} - e^2)^{-1}]}{(1 - e^2)^{1/3} (\text{arth } e - e)}, \\ n(i) &= \begin{cases} n, & \text{если } i = 1, \\ l, & \text{если } i = 2, \end{cases} \end{aligned}$$

ξ_{ij} — сфероидальные координаты дочерних пузырей в момент их отрыва от родительского.

В (4) первый член характеризует поверхностную энергию дочерних пузырьков, второй и третий — изменение собственной электростатической энергии системы пузырей, четвертый — энергию электрического взаимодействия заряда дочернего пузырька с зарядом родительского, пятый — энергию взаимодействия дочернего пузырька с поляризационным зарядом родительского, шестой — энергию взаимодействия дочернего пузырька со скоплением ранее эмиттированных, седьмой и восьмой — работу газа при изотермическом изменении объема дочернего пузырька.

Эмиссия дочерних пузырьков будет продолжаться до тех пор, пока кулоновская сила, отрывающая дочерний пузырек, превосходит лапласовскую силу $2\pi\sigma r_{ij}^*$, удерживающую его (r_{ij}^* — радиус перетяжки, связывающей отрывающийся дочерний пузырек с родительским). Принимая, что напряженность электростатического поля в точке отрыва дочернего пузырька определяется полем материнского пузыря, а также полем ранее оторвавшихся дочерних пузырьков, получим условия отрыва дочерних пузырьков от разных вершин родительского пузыря

$$\frac{\alpha_{ij} X_{ij} (1 - e^2)^{1/6}}{8} \leq Y_{ij} \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right)^2 \times \left\{ \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{ij} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] C(\nu_{ij}) + (-1)^{i+1} \frac{w}{w(16\pi)^{-1/2} + W} T(\nu_{ij}) - \frac{(1 - e^2)^{2/3}}{m^2} \sum_{j=1}^{n(i)-1} Y_{ij} \right\}, \quad (5)$$

где

$$T(\nu_{ij}) = 1 - \frac{\text{arth}(e\nu_{ij}^{-1}) - e\nu_{ij}(\nu_{ij}^2 - e^2)^{-1}}{\text{arth}(e) - e},$$

$$C(\nu_{ij}) = \frac{(1 - e^2)^{2/3}}{(\nu_{ij}^2 - e^2)}, \quad \alpha_{ij} = \frac{r_{ij}^*}{b_{ij}},$$

$$Y_{ij} = \frac{q_{ij}}{(Q + ER^2)}, \quad X_{ij} = \frac{r_{ij}}{R},$$

X_{ij} и Y_{ij} — безразмерные радиусы и заряды дочерних пузырьков, b_{ij} — малые полуоси сфероидальных дочерних пузырьков.

В (5) первое и второе слагаемые в фигурных скобках характеризуют напряженность электрического поля, созданного собственным и поляризационным зрядами родительского пузыря в точке отрыва дочернего пузырька; третий член дает напряженность электрического поля в той же точке от полного заряда скопления ранее эмиттированных пузырьков.

Потребуем, чтобы в силу принципа наименьшего рассеяния энергии в неравновесных процессах Онзагера изменение потенциальной энергии системы при

эмиссии дочернего пузырька было экстремальным, т.е. чтобы выполнялись условия $\partial(\Delta U_{ij})/\partial q_{ij} = 0$, $\partial(\Delta U_{ij})/\partial r_{ij} = 0$ [10,11]. Это дает в дополнение к двум уравнениям (5) еще четыре уравнения для нахождения неизвестных X_{1j} , Y_{1j} , ν_{1j} , X_{2j} , Y_{2j} , ν_{2j} .

$$Y_{ij} \frac{B(e_{ij})}{X_{ij}} + \left[\frac{W}{w(16\pi)^{-1/2} + W} - \sum_{j=1}^{n-1} Y_{1j} - \sum_{j=1}^{l-1} Y_{2j} \right] \times [K(\nu_{ij}) - B(e)] + (-1)^{i+1} \frac{w}{w(16\pi)^{-1/2} + W} \Omega(\nu_{ij}) + \frac{(1 - e^2)^{1/3}}{m} \sum_{j=1}^{n(i)-1} Y_{ij} = 0, \quad (6)$$

$$X_{ij} A(e_{ij}) - \left(\frac{w}{(16\pi)^{1/2}} + W \right)^2 Y_{ij}^2 \frac{B(e_{ij})}{X_{ij}^2} - \eta_{ij} \beta X_{ij}^2 = 0, \quad (7)$$

$$\eta_{ij} = \frac{P_{ij} - P_{at}}{P - P_{at}}, \quad \beta = \frac{(P - P_{at})R}{2\sigma}.$$

3. При численном анализе системы (5)–(7) параметры α_{ij} и η_{ij} считались одинаковыми для пузырьков, отрывающихся с 1-й и 2-й вершин родительского пузыря, и не зависящими от номера пузырька в процессе эмиссии, т.е. $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.9$, $\eta_1 = \eta_2 = 0.6$. В ходе анализа выяснилось, что решения этой системы зависят не только от величины входящих в нее параметров, но и от знака заряда родительского пузыря Q .

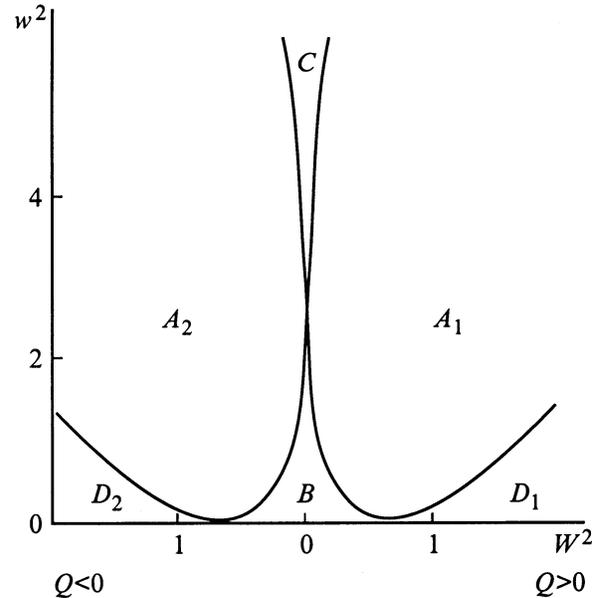


Рис. 1. Границы областей на плоскости значений параметров W^2 и w^2 , в которых закономерности процесса сброса пузырем избыточного поверхностного заряда различны, рассчитанные при $e^2 = 0.7$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.9$, $\beta = 0.75$, $\eta_1 = \eta_2 = 0.6$.

На плоскости значений параметров (W^2, w^2) при фиксированных значениях других физических величин можно выделить шесть характерных областей существования решений системы (5)–(7), приведенных на рис. 1. В области A_1 эмиссия идет только с 1-й вершины родительского пузыря. В области A_2 эмиссия происходит только со 2-й вершины. В области B исходный пузырь является устойчивым. В областях D_1 и D_2 эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов, причем знаки зарядов дочерних пузырьков, эмиттированных с обеих вершин родительского пузыря, одинаковы. В области C эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов, но знаки зарядов дочерних пузырьков, эмиттированных с различных вершин родительского пузыря, различны. Отметим также, что выделенные области весьма слабо зависят от величины параметра β . Так, при фиксированной величине параметра Рэлея $W^2 = \text{const}$ разность в значениях параметра Тэйлора составляет $w^2(\beta = 0) - w^2(\beta = 0.75) \approx 10^{-3}$.

Кривые, разделяющие области, были получены следующим образом. Величины параметров $w^2 < 2.59$ и W^2 выбирались из области A_1 , где не существует решений для дочерних пузырьков, отрывающихся со 2-й вершины родительского пузыря. Искались решения системы трех уравнений для 1-й вершины в первом акте эмиссии, т.е. X_{11}, Y_{11}, ν_{11} , при этом параметр Рэлея фиксировался, а параметр Тэйлора уменьшался. При достижении некоторого значения параметра Тэйлора решения системы пропадали. Таким образом, была получена кривая $w^2(W^2)$, разделяющая области A_1 и B , для различных значений параметра Рэлея в интервале от 0 до 0.6. Затем параметры $w^2 > 2.59$ и W^2 выбирались из области C . Искались решения системы (5)–(7) для обеих вершин родительского пузыря в первом акте эмиссии, т.е. $X_{11}, Y_{11}, \nu_{11}, X_{21}, Y_{21}, \nu_{21}$. Опять параметр Рэлея фиксировался, а параметр Тэйлора уменьшался. При достижении какого-то значения параметра Тэйлора решения X_{21}, Y_{21}, ν_{21} пропадали. В итоге при значении параметра Рэлея в интервале от 0 до 0.225 была рассчитана зависимость $w^2(W^2)$, разделяющая области C и A_1 . Затем параметры $W^2 \geq 0.6$, w^2 выбирались из области D_1 . Искались решения системы шести уравнений для 1-й и 2-й вершин родительского пузыря в первом акте эмиссии, т.е. $X_{11}, Y_{11}, \nu_{11}, X_{21}, Y_{21}, \nu_{21}$, при этом параметр Рэлея фиксировался, параметр Тэйлора увеличивался. При достижении некоторого значения параметра Тэйлора решения X_{21}, Y_{21}, ν_{21} пропадали. Таким образом, при фиксированных значениях параметра Рэлея в интервале от 0.6 до 2 была получена кривая, разделяющая области D_1 и A_1 . Все области для $Q < 0$ были получены отображением областей, просчитанных для $Q > 0$; это было сделано в связи с тем, что при замене Q на $-Q$ в уравнениях системы (5)–(7) уравнения, описывающие решения для X_{1j}, Y_{1j}, ν_{1j} , переходят в уравнения, определяющие X_{2j}, Y_{2j}, ν_{2j} , и наоборот.

а) Пусть начальные величины параметров пузыря W^2, w^2 лежат в области A_1 или A_2 , тогда эмиссия

происходит только с одного эмиссионного выступа: для $Q > 0$ — с 1-го, а для $Q < 0$ — со 2-го. Причем процессы диспергирования в области A_1 и A_2 происходят схожим образом, за исключением того, что в области A_1 дочерние пузырьки имеют отрицательные заряды, а в области A_2 — положительные. В процессе эмиссии параметр Рэлея для пузыря уменьшается быстрее, чем параметр Тэйлора, и пузырь на плоскости значений (W^2, w^2) может достигнуть границы области A_1 или A_2 , если вблизи вершин родительского пузыря не накапливается суммарный электрический заряд дочерних пузырьков, достаточный для прекращения эмиссии. Дальнейшее протекание процесса распада зависит от величины параметра Тэйлора. Если $w^2 < 2.59$, то пузырь на диаграмме (W^2, w^2) попадает в область B и эмиссия прекращается

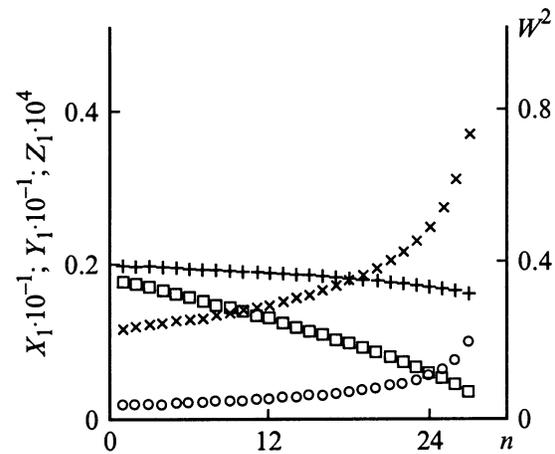


Рис. 2. Зависимости от порядкового номера дочернего пузырька n и радиусов X_1 (\times), зарядов Y_1 (\circ), удельных зарядов Z_1 (\square) для пузырьков, эмиттированных с 1-й вершины родительского пузыря, а также параметра Рэлея для родительского пузыря W^2 ($+$) при $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_1 = 0.9$, $m = 1$, $\beta = 0.75$, $\eta = 0.6$.

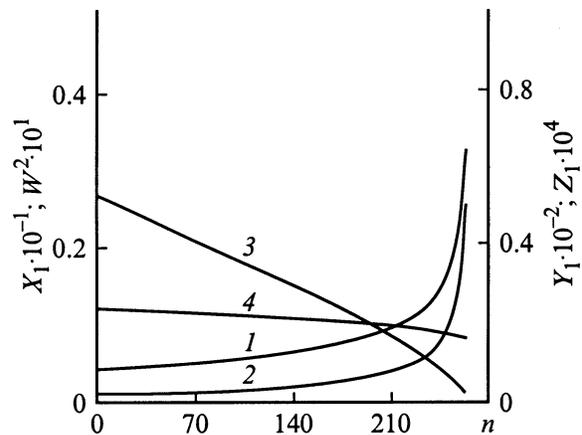


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но $w^2 = 0.18$, $W^2 = 1.2$; 1 — \times , 2 — \circ , 3 — \square , 4 — $+$.

вообще; если $w^2 > 2.59$, то пузырь попадает в область C , тогда эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов. На рис. 2 приведены результаты расчетов процесса распада неустойчивого пузыря при $W^2 = 0.4$, $w^2 = 0.4$.

б) Если начальные значения параметра неустойчивого пузыря W^2 , w^2 лежат в области D_1 или D_2 , то эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов. При этом знаки дочерних пузырьков, отрывающихся с 1-й и 2-й вершин, совпадают. В процессе эмиссии параметр Рэлея родительского пузыря уменьшается, он попадает из области D_i в область A_i , после чего процесс распада идет согласно сказанному в пункте а. На рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов при $W^2 = 1.2$, $w^2 = 0.18$. За время отрыва от одного до семи дочерних пузырьков со 2-й вершины отрывается соответственно по 8, 9, 9, 10, 11, 13, 18 пузырьков с 1-й вершины. Затем пузырь на плоскости значений (W^2, w^2) попадает в область A_1 и эмиссия продолжается только с 1-й вершины родительского пузыря. Затем общий заряд скопления ранее эмиттированных пузырьков в окрестности 1-й вершины родительского

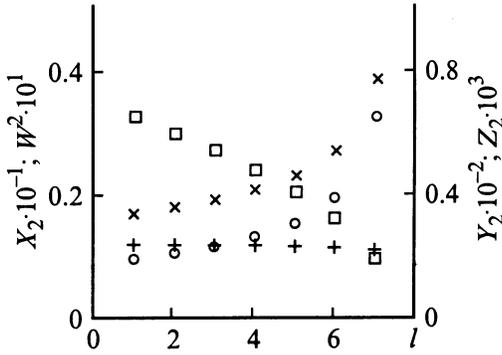


Рис. 4. Зависимости от порядкового номера дочернего пузырька l радиусов X_2 (\times), зарядов Y_2 (\circ), удельных зарядов Z_2 (\square) для пузырьков, эмиттированных со 2-й вершины родительского пузыря, а также параметра Рэлея для родительского пузыря W^2 ($+$) при $Q > 0$, $e^2 = 0.7$, $\alpha_2 = 0.9$, $m = 1$, $\beta = 0.75$, $\eta = 0.6$.

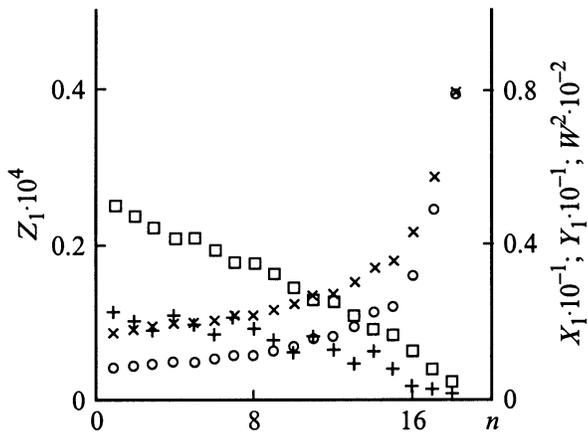


Рис. 5. То же, что и на рис. 2, но $w^2 = 2.7$, $W^2 = 0.0025$.

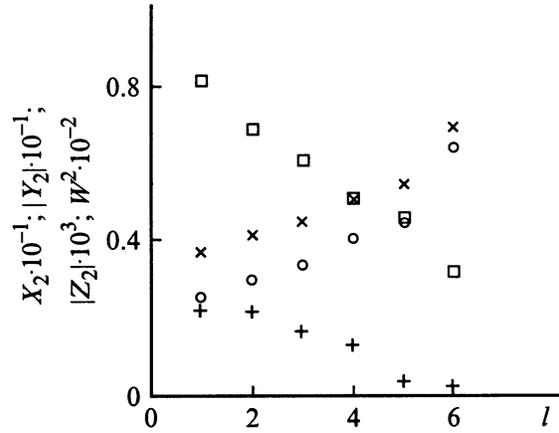


Рис. 6. Зависимости от порядкового номера дочернего пузырька l безразмерных: радиусов X_2 (\times), абсолютных величин зарядов $|Y_2|$ (\circ), абсолютных величин удельных зарядов $|Z_2|$ (\square) для пузырьков, эмиттированных со 2-й вершины родительского пузыря, а также параметра Рэлея для родительского пузыря W^2 ($+$) при $w^2 = 2.7$, $W^2 = 0.0025$; остальные параметры те же, что и на рис. 4.

пузыря становится достаточно большим, чтобы эмиссия с этой вершины закончилась, хотя на плоскости значений (W^2, w^2) пузырь не переходит в область B .

с) Если начальные значения параметров пузыря W^2 и w^2 лежат в области C , то эмиссия происходит с обоих эмиссионных выступов и при этом заряды дочерних пузырьков, отрывающихся с 1-й и 2-й вершин родительского пузыря, различны и по знакам, и по величине. Результаты расчетов при $W^2 = 0.0025$, $w^2 = 2.7$ представлены на рис. 5, 6. В этом случае за время отрыва шести дочерних пузырьков со 2-й вершины отрывается по 4, 3, 4, 3, 3, 1 дочерних пузырьков с 1-й вершины родительского пузыря.

Расчеты показали, что левая часть второго уравнения системы (2) для дочерних пузырьков не превышает 1.04 и практически не меняется при эмиссии. Это обстоятельство указывает на то, что дочерние пузырьки неустойчивы по отношению к расширению.

Заключение

В зависимости от величины внешнего электростатического поля E , а также величины и знака собственного заряда Q поверхностно проводящего пузыря в жидком диэлектрике его неустойчивость по отношению к суперпозиции собственного и индуцированного поверхностного электрического заряда реализуется в различных режимах с эмиссией дочерних пузырьков лишь в одной из вершин родительского пузыря вдоль или против E либо с обеих вершин. При распаде одного пузыря возможна плавная смена режимов эмиссии.

Список литературы

- [1] Григорьев А.И., Жаров А.Н., Коромыслов В.А., Ширяева С.О. // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 5. С. 205–209.
- [2] Ширяева С.О., Жаров А.Н. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 24. С. 30–35.
- [3] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Жаров А.Н. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 2. С. 11–15.
- [4] Garton C.G., Krasucki Z. // Trans. Far. Soc. 1964. Vol. 60. P. 211–226.
- [5] Cheng K.J., Chaddock J.B. // Phys. Lett. 1984. Vol. 106. A. № 1, 2. P. 51–53.
- [6] Cheng K.J., Chaddock J.B. // Int. J. Heat and Fluid Flow. 1986. Vol. 7. N 4. P. 278–282.
- [7] Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Жаров А.Н. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 19. С. 60–65.
- [8] Жаров А.Н. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 21. С. 49–51.
- [9] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белавина Е.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 27–34.
- [10] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 3. С. 19–28.
- [11] Ширяева С.О., Григорьев А.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 11–21.