

светлополюсном: в случае *b* соотношение интенсивности поля и изображения равно примерно 2, в случае *в* — примерно 10. На темнополюсном изображении видимы только детали, деполяризующие нейтронный пучок, а контраст на ослабление проявляется только для тех деталей, которые либо сами деполяризуют пучок, либо проецируются на них.

Таким образом, продемонстрирована возможность формирования изображений в нейтронной радиографии с помощью деполяризационного контраста. Такая техника может применяться для определения положения тонких деталей из магнитных материалов в непрозрачных объектах, для изучения распределения магнитного поля в магнитных системах, а также для наблюдения магнитных неоднородностей в веществе, например сосуществования магнитной и немагнитной фаз и доменной структуры ферромагнетиков.

Авторы признательны Д.А. Корневу и В. Лебнеру за полезные дискуссии, А.И. Рогачеву за помощь в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Тюфяков Н.Д., Штань А.С. Основы нейтронной радиографии. М.: Атомиздат, 1975.
- [2] Halpern O., Holstein T. // Phys. Rev. 1941. Vol. 59. P. 960.
- [3] Dokukin E.B., Korneev D.A., Loebner W. et al. // J. de Physique. 1988. Coll. C8. Suppl. 12. P. 49.
- [4] Драбкин Г.М., Огороков А.И., Солков В.И., Шебетов А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. Вып. 1. С. 3-6.
- [5] Драбкин Г.М., Огороков А.И., Шебетов А.Ф. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 203-208.

01;03
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 9, 1994

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПАДА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ СПЛЮСНУТОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ КАПЛИ

И.Д. Григорьева, С.О. Ширяева

Ярославский государственный университет, 150000
(Поступило в Редакцию 9 февраля 1994 г.)

Проблема исследования закономерностей электростатического распада во внешнем электрическом поле капли электропроводной жидкости представляет интерес для весьма широкого круга физических, технических и технологических приложений [1]. Но во всех случаях до сих пор изучался распад в электрическом поле капли, имеющей форму вытянутого сфероида. И это обстоятельство вполне оправдано, так как равновесная форма незаряженной капли в однородном электростатическом поле весьма близка к сфероидальной [2]. В [3] был изучен электростатический распад в резко неоднородном электрическом поле сферической капли. Но до сих пор остаются не исследованными закономерности электростатического распада капли, имеющей форму

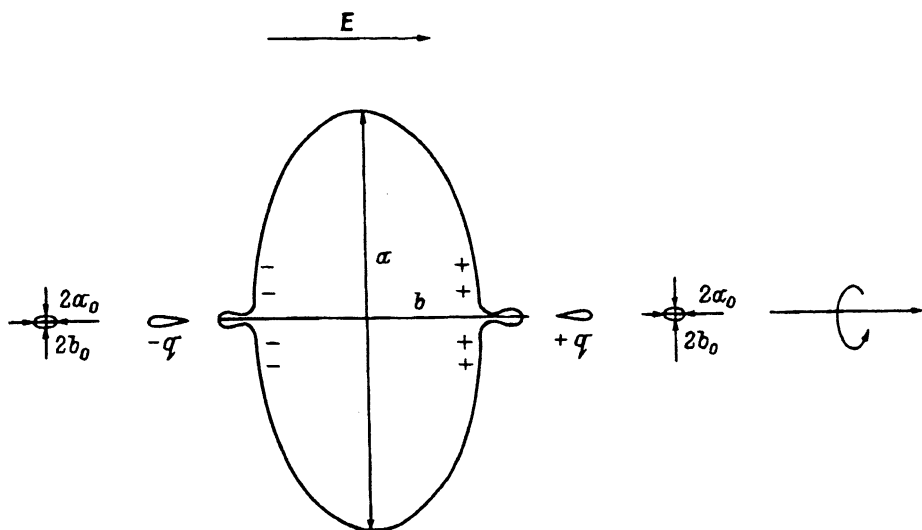


Рис. 1. Схема неустойчивости капли, сплюснутой вдоль направления внешнего однородного электростатического поля, эмиттирующей дочерние капельки.

сплюснутого сфероида, хотя такая форма капель в грозовых облаках встречается не менее часто, чем сферическая или вытянутая сфероидальная, что объясняется влиянием аэродинамических сил. К задаче о распаде сплюснутой сфероидальной капли можно прийти и при изучении закономерностей диспергирования капли, сидящей на одной из обкладок плоского конденсатора [4]. Как правило, такая капля имеет вид половинки сплюснутого сфероида, и с учетом ее электростатического изображения в электроде, на поверхности которого капля сидит, мы опять придем к задаче о распаде сплюснутой сфероидальной капли.

1. Пусть капля первоначального радиуса R идеальной несжимаемой идеально проводящей жидкости деформирована силами неэлектрической природы к форме сплюснутого сфероида с эксцентриситетом e и находится во внешнем однородном электростатическом поле E_0 , параллельном оси сфероида. Пусть в результате развития неустойчивости с обоих полюсов исходной капли оторвалось одновременно по одной маленькой заряженной капельке, как это показано на рис. 1. Предполагая осевую симметрию задачи, а также геометрическую симметрию относительно плоскости, проходящей через экватор капли, будем считать, что для обеих отрывающихся капелек одинаковы радиусы r и величины заряда q , а знаки зарядов у них противоположны. В итоге после акта эмиссии (т.е. после выброса двух дочерних капелек с противоположных концов родительской капли) исходная капля остается электронейтральной, уменьшится только ее размер. Выпишем полное изменение потенциальной энергии системы, произошедшее вследствие описанного акта эмиссии,

$$\Delta F = 4\pi\sigma R^2 A(e) \left\{ \left[1 - 2\frac{r^3}{R^3} \right]^{2/3} - 1 + 8\pi\sigma r^2 A_2(e_0) + 2\frac{q^2}{2r} B(e_0) + \right.$$

$$+2qE_0R\Omega(e, \nu) \left[1 - 2\frac{r^3}{R^3} \right]^{1/3} - \frac{1}{3}E_0^2r^3KI(e) + \frac{1}{3}E_0^2r^3T^2(e, \nu)K2(e_0), \quad (1)$$

где

$$A1(e) = \frac{1}{2} [1 - e^2]^{-1/3} \left[1 + \frac{(1 - e^2)}{e} \text{Arth } e \right],$$

$$A2(e_0) = \frac{1}{2} (1 - e_0^2)^{-1/6} \left[(1 - e^2)^{1/2} + \frac{1}{e_0} \text{Arcsin } e_0 \right],$$

$$B(e_0) = \frac{1}{e_0} (1 - e_0^2)^{1/3} \text{Arth } e_0,$$

$$K1(e) = -e^2 \left[1 - \frac{1}{e} \sqrt{1 - e^2} \text{Arctg } \frac{e}{\sqrt{1 - e^2}} \right]^{-1},$$

$$K2(e_0) = \frac{-e_0^3}{(1 - e_0^3)[\text{Arth } e_0 - e_0]},$$

$$\Omega(e, \nu) = - (1 - e^2)^{1/3} \nu \left\{ 1 - \left[\frac{1}{\nu} - \frac{1}{e} \sqrt{1 - e^2} \text{Arctg } \frac{e}{\nu\sqrt{1 - e^2}} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{1}{e} \sqrt{1 - e^2} \text{Arctg } \frac{e}{\sqrt{1 - e^2}} \right]^{-1} \right\},$$

$$T(e\nu) = 1 - \left[\frac{(1 - e^2)\nu}{(1 - e^2)\nu^2 + e^2} - \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e} \text{Arctg } \frac{e}{\nu\sqrt{1 - e^2}} \right] \times \\ \times \left[1 - \frac{1}{e} \sqrt{1 - e^2} \text{Arctg } \frac{e}{\sqrt{1 - e^2}} \right]^{-1}, \quad (2)$$

e_0 — величина эксцентриситета эмиттированных капелек, которые находятся во внешнем электростатическом поле, характерный линейный масштаб изменения которого много больше характерного линейного размера дочерних капелек и, следовательно, является для них квазиоднородным, тогда, согласно [2], равновесная форма дочерних капелек будет сфероидальной; ν — безразмерное расстояние между центрами исходной и отрывающейся капель в момент отрыва, безразмерное на большую полуось исходной капли.

В (1) первое слагаемое описывает изменение энергии сил поверхностного натяжения за счет изменения размера исходной капли, второе — изменение энергии сил поверхностного натяжения, вызванное образованием двух дочерних капелек, третье слагаемое соответствует собственной электростатической энергии двух эмиттированных капелек, четвертое дает энергию взаимодействия двух дочерних капелек с внешним электростатическим полем, пятое и шестое слагаемые описывают соответственно изменение энергии большой капли во внешнем однородном электростатическом поле (за счет изменения ее объема) и энергии поляризации двух образовавшихся капелек во внешнем для них электростатическом поле.

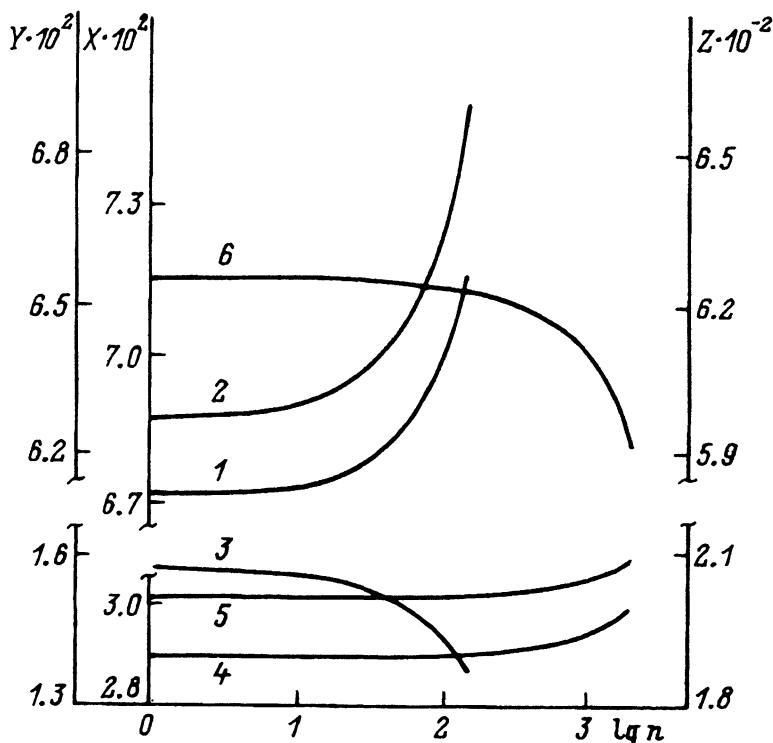


Рис. 2. Зависимости от порядкового номера акта эмиссии безразмерных радиуса X (1,4), заряда Y (2,5) и удельного заряда Z (3,6) капелек, эмиттированных при распаде во внешнем однородном электростатическом поле незаряженной капли, имеющей форму слабо сплюснутого сфероида с $e^2 = 0.1$. 1-3 — $\omega^2 = 0.07$, 4-6 — 0.1.

Как следует из (1), выражение для ΔF является функцией двух независимых величин, характеризующих эмиттированные капельки: радиуса и заряда (r и q). Согласно принципу минимальности скорости рассеяния энергии Онзагера в неравновесном стационарном процессе [1], реальные значения величин r и q таковы, что изменение энергии системы ΔF экстремально. Из условий экстремальности ΔF по r и q

$$\partial(\Delta F)/\partial r = 0, \quad \partial(\Delta F)/\partial q = 0, \quad (3)$$

вводя безразмерные переменные

$$X \equiv \frac{r}{R} \quad \text{и} \quad Y \equiv \frac{q}{E_0 R^2}, \quad \omega^2 = \frac{E_0^2 R}{16\pi\sigma},$$

можно получить уравнения для определения искомых значений X и Y

$$\left\{ A1(e)X^2 [1 - 2X^3]^{-1/3} - A2(e_0)X + \omega^2 B(e_0) \frac{Y^2}{X^2} \right\} +$$

$$+ 4\omega^2 \Omega(e, \nu) Y X^2 [1 - 2X^3]^{-2/3} + \omega^2 X^2 [K1(e) - T^2(e, \nu) K2(e_0)] = 0, \quad (4)$$

$$B(e_0) \frac{Y}{X} + \Omega(e, \nu) [1 - 2X^3]^{1/3} = 0. \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5) остаются неопределенными ν — безразмерное расстояние между центрами большой и маленькой капель и e_0 — эксцентриситет маленькой капельки. Для определения расстояния отрыва ν выпишем условие баланса сил, действующих на отрывающуюся капельку

$$2\pi r_n \sigma = Eq, \quad (6)$$

где $E = E_0 T(e, \nu)$ — напряженность электрического поля на оси симметрии системы на расстоянии ν от центра большой капли.

Обезразмерим радиус перетяжки r_n , связывающей большую и маленькую капли в момент разрыва, на величину малой полуоси дочерней капельки, получим параметр

$$\alpha = \frac{r_n}{r(1 - e_0^2)^{1/6}} \quad (7)$$

и запишем уравнение (6) для определения расстояния ν в окончательном безразмерном виде

$$\frac{1}{8}\alpha(1 - e_0^2)^{1/6} X - \omega^2 T(e, \nu) Y = 0. \quad (8)$$

Эксцентриситет эмиттированной капельки определим, пользуясь приближенным выражением для равновесного эксцентриситета заряженной капли во внешнем однородном электростатическом поле [2],

$$e_0^2 \approx 9\omega_*^2 (1 + W_*^2). \quad (9)$$

Здесь ω_*^2 и W_*^2 — параметры Тейлора и Рэлея для эмиттированных капелек

$$\omega_*^2 \equiv \frac{E^2 r}{16\pi\sigma} = \omega^2 T^2(e, \nu) X, \quad W_*^2 \equiv \frac{q^2}{16\pi\sigma r^3} = \omega^2 \frac{Y^3}{X^3}. \quad (10)$$

2. Решая с фиксированными значениями параметров α , ω^2 , e^2 систему (4), (5), (8)–(10), найдем значения радиуса X , заряда Y и удельного заряда Z эмиттированной пары капелек. Результаты расчетов при неизменном эксцентриситете родительской капли $e^2 = 0.1$; $\alpha = 0.9$ [1] и двух значениях величины параметра ω^2 представлены на рис. 2. Эмиссия прослеживалась до тех пор, пока капля не теряла 10% своей начальной массы. Эмиттированные капельки оказываются неустойчивыми по отношению к собственному заряду и распадаются на еще более мелкие за счет рэлеевской неустойчивости. Интересно отметить, что, несмотря на малое различие в величинах параметра ω^2 , при которых проводились расчеты (0.07 и 0.1), различия в величинах объемов и зарядов дочерних капелек и их общего количества весьма существенны. По сравнению с параметрами распада вытянутой сфероидальной капли (при прочих равных условиях) в рассмотренном случае массы и заряды дочерних капелек увеличиваются примерно в два раза и с повышением напряженности внешнего электрического поля это различие увеличивается.

Список литературы

- [1] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 3. С. 19-28.
 - [2] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Белавина Е.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 27-34.
 - [3] Ширяева С.О., Григорьев А.И. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 3. С. 35-39.
 - [4] Barreto E. // Aerosol. Sci. 1971. Vol. 2. P. 219-228.
-