

Протонные зарядовые кластеры ядерных размеров

В.Г.Сапогин

*Донской государственный технический университет
пл. Гагарина, 1, г. Ростов-на-Дону, 344000, Россия*

1. Введение

Последние два десятилетия XX века ознаменовались открытием скоплений одноименных зарядов высокой плотности. Автономные скопления зарядов были обнаружены Шоулдерсом (США, Бодега, 1987) у поверхности острейшего катода в вакууме, получили название “Electrum Validum” (EV) и были применены в технологии обработки металлических поверхностей [1]. Скопления зарядов (зарядовые кластеры), наблюдаемые Шоулдерсом, имеют малые размеры (от долей до десятков микрометров), большой отрицательный заряд (от 10^8 до 10^{11} электронов в скоплении) и время высвечивания от 30 до 100 пс, которое превышает время возможного разлета зарядов за счёт кулоновского расталкивания.

В эти же годы Флейшман и Понс зафиксировали избыточное тепло при электролизе тяжёлой воды. Объяснить причины выделения тепла в этих экспериментах можно было существованием нового класса ядерных реакций, протекающих без появления нейтронов (явление было названо холодный ядерный синтез, ХЯС, [2]).

Некоторые из ядерщиков считают, что избыточное тепло, возникающее при электролизе, можно объяснить реакциями холодного ядерного синтеза, которые были теоретически предсказаны в работах Алвареца [3], Зельдовича и Сахарова [4-6].

Позже, сразу несколькими исследователями, экспериментально были обнаружены так называемые низкоэнергетические ядерные реакции (low energy nuclear reactions, LENR), возникающие при протекании тока в тлеющем разряде (см., например, [7]). Они проявили себя появлением в материале катода новых элементов.

Вместе с трансмутацией на электродах в электрическом разряде через водород или гелий было зарегистрировано спорадически возникающее аномальное выделение тепловой энергии, которое до сих пор не имеет под собой никаких объяснений.

Автором в заметке выдвинута гипотеза о том, что возможными инициаторами LENR и ХЯС при электрическом разряде в водороде или гелии могут быть протонные зарядовые кластеры ядерных размеров, в которых отсутствуют нейтроны.

2. Основные уравнения задачи

Последовательная теория, объясняющая возможную кратковременную локализацию одноимённых зарядов в ограниченной области пространства, разработана в [8] и для систем с однородной температурой базируется на уравнениях, которые в обозначениях современного векторного анализа имеют вид (принята система CGS)

$$\rho \vec{E} + \vec{f} = 0; \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\varphi; \quad (2)$$

$$\vec{E} = -\nabla\varphi; \quad (3)$$

$$p = \rho kT / q = nkT; \quad (4)$$

$$\vec{f} = -\nabla p. \quad (5)$$

Здесь ρ – плотность заряда в элементарном объеме, \vec{E} – напряженность макроскопического электрического поля, создаваемая коллективом зарядов в месте расположения объема, p – давление зарядов, φ – потенциал самосогласованного поля, q – одиночный заряд системы, n – концентрация зарядов системы, k – постоянная Больцмана, f – сила Бернулли.

Первое уравнение системы представляет собой условие равновесия элементарного объема системы зарядов. Второе – дифференциальная форма закона

Кулона, позволяющая рассчитывать дивергентные статические поля размазанных зарядов. Уравнение (3) дает связь потенциала с напряженностью электрического поля, а (4) – уравнение состояния с однородной температурой. Уравнение (5) является определением газостатической силы Бернулли.

Покажем, что система (1–5) описывает коллективное взаимодействие между зарядами, при котором возникает обратное действие поля на заряды, порождающие это поле. Для этого выясним физический смысл компенсирующей объемной плотности сил (далее – объемной силы) \vec{f} . С одной стороны, эта сила газостатическая (5) и ее введение делает замкнутой систему уравнений газостатики зарядов одного знака. С другой стороны, подставляя в (1) плотность заряда из уравнения (2), получим

$$\vec{f} = -\rho\vec{E} = -\vec{E}(\nabla \cdot \vec{E})/4\pi = -\vec{G}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что эта же сила создается градиентом давления самосогласованного поля $\vec{G} = \vec{E}(\nabla \cdot \vec{E})/4\pi$, противоположна ему по направлению, действует на массовую плотность зарядов, как и обычный градиент давления, и в статических равновесиях компенсирует действие объемной силы $\rho\vec{E}$, играющей роль объемной кулоновской силы.

Компенсация указывает на неизвестное ранее свойство самосогласованного электрического поля удерживать неоднородную систему одноименных зарядов в ограниченной области пространства силами неэлектромагнитного происхождения. Из (5) и (6) следуют условие и механизм удержания:

$$\vec{G} = \nabla p. \quad (7)$$

Система коллективного взаимодействия зарядов находится в состоянии газостатического равновесия с самосогласованным полем в том случае, когда равенство градиентов давлений поля и зарядов выполняется в любом элементарном объеме системы.

Исследование решений системы уравнений (1–5) указывает на принципиальную возможность существования ограниченных в пространстве полых зарядовых кластеров. Самосогласованное поле системы формирует в них два типа атмосфер (рис. 1). В атмосфере, помещенной слева на рисунке (ее удобно назвать внешней), плотность зарядов нарастает в направлении оси x , а в атмосфере, помещенной справа на рисунке (ее удобно назвать внутренней), плотность зарядов убывает в направлении оси x .

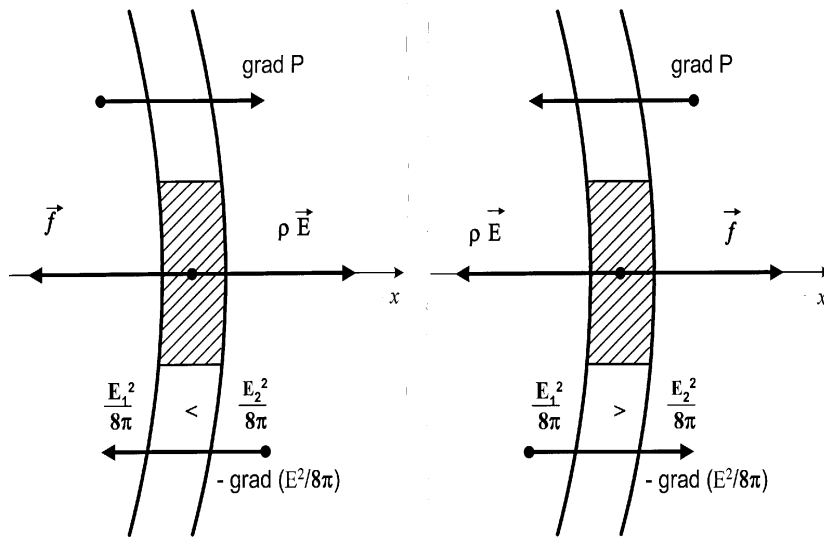


Рис. 1. Возможные направления объёмных сил, удерживающих в равновесии квазиплоский слой положительных зарядов полого кластера

Рассмотрим возможные направления объёмных сил, удерживающих внешнюю атмосферу полого кластера, состоящего из положительных зарядов (левая часть рис. 1). Предположим, что в произвольном элементе объема сила $\rho \vec{E}$ совпадает по направлению с внешней нормалью (ось x). Из уравнений (1) и (5) следует, что направление градиента давления зарядов совпадает с направлением вектора \vec{E} . Поскольку вектор \vec{E} совпадает с направлением оси x , то его единственная проекция положительна. Из уравнения (2) следует, что в этом объеме

дивергенция $\frac{dE}{dx} > 0$ и напряженность поля нарастает в направлении оси x . Это нарастание формирует градиент давления поля, имеющий такое же направление, как и градиент давления зарядов.

Для уравнения состояния (4) они оказываются равными друг другу, в связи с чем выполняется условие удержания (7). Сила \vec{f} , компенсирующая $\rho\vec{E}$, противоположна градиенту давления поля и равна ему по модулю.

Рассмотрим физику удержания в равновесии элементарного объема зарядов во внутренней атмосфере кластера (правая часть рис. 1). Как и ранее, градиент давления зарядов совпадает с направлением объемной силы $\rho\vec{E}$ и равен ей. Но теперь их направления противоположны направлению внешней нормали и единственная проекция вектора \vec{E} отрицательна. Тогда из уравнения (2) следует, что в этом объеме $\frac{dE}{dx} < 0$ и напряженность поля убывает с ростом x . Это убывание формирует градиент давления поля, направленный против оси x и равный градиенту давления зарядов (7). Газостатическая сила, компенсирующая силу $\rho\vec{E}$, направлена по оси x и противоположна градиенту давления поля.

Если поле исследуемой системы однокомпонентное и плоское, т.е. $\vec{E} = [E_x(x), 0, 0]$, то равенство градиентов (7) имеет вид

$$G_x - \frac{dp}{dx} = \frac{E_x}{4\pi} \frac{dE_x}{dx} - \frac{dp}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{E_x^2}{8\pi} - p \right) = 0$$

и приводит к интегралу полного давления

$$\frac{E_x^2}{8\pi} - p = \frac{(\varphi')^2}{8\pi} - p(\varphi) = H(\varphi', \varphi) = const, \quad (8)$$

который является гамильтоновой функцией системы (далее – гамильтониан). В ней роль обобщенного времени (циклическая переменная) играет координата x , а

канонически сопряженными величинами являются обобщенный импульс $\varphi' / 4\pi$ и обобщенная координата φ .

Гамильтониан (8) определяет физические свойства плоских и квазиплоских неоднородных систем зарядов. Из закона сохранения видно, что в системах одноименных зарядов реализуется спектр возможных распределений. В каждой системе существует три типа равновесий зарядов с полем, соответствующих трем значениям полного давления системы: положительному (давление поля больше давления зарядов), нулевому (давление поля равно давлению зарядов) и отрицательному (давление поля меньше давления зарядов).

3. Уравнение самосогласованной электростатики неизлучающих зарядов и его решения

Из системы (1-5) легко получить уравнение самосогласованной электростатики неизлучающих зарядов. Для этого в системе нужно всё выразить через потенциал и получить из (5), (3), (1) и (4) скалярный интеграл, из которого последует функция распределения Больцмана. Её следует подставить в правую часть (2) и получить

$$\Delta\varphi = -4\pi p_0 \exp(-\sigma e\varphi / kT), \quad (9)$$

где σ – знак одиночного заряда системы, а e – элементарный заряд.

В плоской симметрии уравнение (9) имеет интеграл полного давления, который является гамильтоновой функцией системы

$$\frac{(\varphi')^2}{8\pi} - p_0 \exp\left(-\frac{\sigma e\varphi}{kT}\right) = H(\varphi', \varphi) = C = const. \quad (10)$$

Интегрируя (10) для граничного условия $\varphi(0) = \varphi'(0) = 0$, легко найти точное решение, которое является чётной функцией

$$y = \sigma \ln(\cos \xi), \quad (11)$$

где введены следующие обозначения

$$\xi = x/l, \quad y = \varphi / \varphi_*. \quad (12)$$

В соотношениях (12) пространственный масштаб системы

$$l = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{kT}{2\pi n_0}}, \quad (13)$$

а масштаб потенциала

$$\varphi_* = 2kT/e. \quad (14)$$

В сферически симметричном случае уравнение (9) имеет вид

$$xy'' + 2y' = \alpha^2 x \exp(2y), \quad (15)$$

где $y(x) = -\sigma\varphi(r)/\varphi_*$, $x = r/R$, R – радиус сферы, на которой задаются те же самые граничные условия, α – параметр состояния системы

$$\alpha^2 = R^2/l^2 = T_*/T. \quad (16)$$

В (16) T_* – характеристическая температура системы

$$T_* = 2\pi e^2 n_0 R^2 / k. \quad (17)$$

Уравнение (15) относится к классу модифицированного E – уравнения Эмдена [9]. Его столетнее исследование показало, что оно не имеет точных аналитических решений в элементарных функциях. Для граничных условий $y(1) = 0, y'(1) = 0$ в [8] найдено его приближённое решение, которым можно пользоваться для ограниченного диапазона значений параметра состояния ($\alpha \geq 3$, полый кластер с температурой ниже характеристической). Выпишем его для потенциала

$$\frac{\varphi}{\varphi_*} = \sigma \ln \left[\frac{\alpha r}{R\sqrt{\alpha^2 - 1}} \sin(A) \right], \quad (18)$$

где

$$A = \arcsin \left(\frac{\sqrt{\alpha^2 - 1}}{\alpha} \right) - \sqrt{\alpha^2 - 1} \ln \left(\frac{r}{R} \right).$$

Нули синуса в решении (18) дают асимптоты, которые и являются границами пространства взаимодействия кластера. Граница внутренней сферы:

$$\ln \frac{r_1}{R} = \left[\arcsin \left(\frac{\sqrt{\alpha^2 - 1}}{\alpha} \right) - \pi \right] / \sqrt{\alpha^2 - 1}. \quad (19)$$

Граница внешней сферы ($r_2 > r_1$):

$$\ln \frac{r_2}{R} = \left[\arcsin \left(\frac{\sqrt{\alpha^2 - 1}}{\alpha} \right) \right] / \sqrt{\alpha^2 - 1}. \quad (20)$$

Полученные формулы (18) – (20) позволяют получить аналитические выражения основных электростатических и кинетических характеристик зарядового кластера для случая полых состояний [8].

Исследуем поведение системы вблизи асимптот. Введем координату $\delta \geq 0$, направленную по радиус-вектору, начало которой приходится на радиус асимптоты r_1 : $r = r_1 + \delta$. Разлагая в (18) $\sin(A)$ в точке r_1 (внутренняя асимптота) по малому параметру δ/r_1 получим, что потенциал в тонком слое, прилежащем к полости, обладает логарифмической особенностью

$$\frac{\varphi}{\varphi_*} \approx \sigma \ln \left(\frac{\alpha \delta}{R} \right), \quad (21)$$

а зависимость концентрации от координаты δ следует из функции распределения Больцмана и имеет особенность $\sim \delta^2$

$$\frac{n}{n_0} \approx \frac{R^2}{\alpha^2 \delta^2}. \quad (22)$$

Как видно из (22), распределение зарядов в сферическом кластере оказывается таким, что самосогласованное поле сваливает их основную часть в потенциальные бесконечно глубокие щели, которые до конца не заполнены.

Если ввести координату $\delta \geq 0$, направленную против радиус-вектора, начало которой приходится на радиус внешней асимптоты r_2 , то асимптотические

представления (21) и (22) останутся теми же. Основной вклад в число частиц зарядового кластера вносят особенности концентрации на асимптотах. Оценим вклад в число частиц у внутренней асимптоты. Для этого интегрирование в несобственном интеграле проведём в интервале $r_1 + \delta < r < R$ при $\delta \rightarrow 0$. Получим для внутренней асимптоты кластера

$$N_1 = \int_V n(r) dV = \frac{4\pi n_0 R^2}{\alpha^2} \int_{r_1 + \delta}^R \left(\frac{r}{\delta}\right)^2 dr \sim \frac{4\pi n_0 R^2 r_1^2}{\alpha^2 \delta}, \quad (23)$$

а для внешней асимптоты кластера (интегрирование в несобственном интеграле проведём в интервале $R < r < r_2 - \delta$ при $\delta \rightarrow 0$)

$$N_2 \sim \frac{4\pi n_0 R^2 r_2^2}{\alpha^2 \delta}. \quad (24)$$

Окончательная оценка числа частиц, удерживаемых зарядовым кластером, может быть представлена в виде

$$\frac{N}{N_*} = \frac{N_1 + N_2}{N_*} \sim \frac{\alpha}{2\beta} \left[\left(\frac{r_1}{R}\right)^2 + \left(\frac{r_2}{R}\right)^2 \right], \quad (25)$$

где введены обозначения

$$N_* = 8\pi n_0 l^3 \quad (26)$$

– масштаб числа частиц,

$$\beta = \delta / R \ll 1 \quad (27)$$

– параметр относительной пустоты заполнения потенциальной щели зарядами кластера.

Полученные соотношения были использованы для оценок числа зарядов, удерживаемых в электронном кластере микронных размеров Шоулдерса [1], и дали хорошее совпадение при $\beta = 10^{-6}$. Распространим полученные результаты на пространственные размеры порядка ядерных (1 ферми = 10^{-13} см). В таблицах представлено (выделено жирным) количество протонов, удерживаемых зарядовым кластером с минимальной концентрацией n_0 (см⁻³) (взято на сфере нулевого

давления поля), для диапазона температур, изменяющихся от 500 К до 2000 К. В расчётах для табл. 1 принято: параметр состояния $\alpha=3$, а параметр относительной пустоты заполнения щели $\beta=10^{-7}$. В этой же таблице, после вертикальной черточки проставлены радиусы r_2 получившихся протонных ядер в ферми. Известно, что радиус ядра никеля около 5 ферми.

Таблица 1. Количество протонов в кластере и его радиус для $\alpha=3$.

$T(K)n_0$	$2 \cdot 10^{30}$	$4 \cdot 10^{30}$	$6 \cdot 10^{30}$	$8 \cdot 10^{30}$	$10 \cdot 10^{30}$	$12 \cdot 10^{30}$	$14 \cdot 10^{30}$
500	7/7,2	5/5,1	4/4,1	3/3,6	3/3,2	3/2,9	2/2,7
750	13/8,8	9/6,2	7/5,1	6/4,4	6/3,9	5/3,6	5/3,3
1000	20/10,1	14/7,2	12/5,9	10/5,1	9/4,5	8/4,1	7/3,8
1250	29/11,3	20/8,0	16/6,5	14/5,7	12/5,1	11/4,6	10/4,3
1500	38/12,4	27/8,8	22/7,2	19/6,2	17/5,6	15/5,1	14/4,7
1750	48/13,4	34/9,5	27/7,7	24/6,7	21/6,0	19/5,5	18/5,1
2000	58/14,3	41/10,1	33/8,3	29/7,2	26/6,4	24/5,9	22/5,4

В таблице 2 те же расчёты выполнены для параметра состояния $\alpha=10$.

Таблица 2. Количество протонов в кластере и его радиус для $\alpha=10$.

$T(K)n_0$	$2 \cdot 10^{30}$	$4 \cdot 10^{30}$	$6 \cdot 10^{30}$	$8 \cdot 10^{30}$	$10 \cdot 10^{30}$	$12 \cdot 10^{30}$	$14 \cdot 10^{30}$
500	19/18	13/13	11/10	9/9	8/8	7/7	7/7
750	35/22	24/16	20/13	17/11	15/10	14/9	13/8
1000	53/25	38/18	31/15	26/13	24/11	22/10	20/10
1250	75/28	53/20	43/16	37/14	33/13	30/12	28/11
1500	99/31	70/22	57/18	49/16	44/14	40/13	37/12
1750	124/34	88/24	72/20	62/17	55/15	50/14	47/13
2000	152/36	107/25	88/21	76/18	68/16	62/15	57/14

4. Выводы

Предлагаемая в [8] последовательная теория скоплений одноименных зарядов, кратковременно удерживаемых в ограниченной области пространства, основана на следующих фундаментальных положениях:

- существует такой класс коллективного взаимодействия между одноименными зарядами динамической системы, в котором возникает обратное действие макроскопического самосогласованного поля на заряды, порождающие это поле;
- обратное действие поля на заряды при таком взаимодействии всегда приводит к появлению удерживающей объемной плотности газостатических сил полевого происхождения, которая связана с градиентом давления самосогласованного поля, совпадает с ним по величине и противоположна ему по направлению;
- в этом классе взаимодействия динамическая система зарядов находится в состоянии газостатического равновесия с самосогласованным полем в том случае, если градиенты давлений поля и зарядов равны друг другу в любом элементарном объеме скопления;
- равенство градиентов давлений поля и зарядов в плоских динамических скоплениях обуславливает закон сохранения скалярной функции системы – интеграл полного давления, который состоит из разности давлений поля и зарядов и играет роль гамильтониана взаимодействия;
- двухпараметрическая теория оказывается универсальной и предсказывает существование полых зарядовых кластеров с радиусами от сантиметровых масштабов до ядерных;
- распределение зарядов в кластере сферической симметрии оказывается таким, что поле сваливает их основную часть в потенциальные бесконечно глубокие щели, которые до конца не заполнены;
- показано, что число протонов в кластерах без нейтронов с параметром

Сборник трудов II международной молодёжной научной конференции “Актуальные проблемы пьезоэлектрического приборостроения”, г. Ростов-на-Дону, 6-10 сентября. Том II. Южный Федеральный университет. – Ростов-на-Дону : Изд-во ЮФУ. 2015 г., с 8-18.

состояния $\alpha=3$ и $\alpha=10$ при значении параметра относительной пустоты заполнения щели $\beta=10^{-7}$ может изменяться от 2 до 152 при радиусах кластера, изменяющихся от 2,7 ферми до 36 ферми;

- поскольку протонные зарядовые кластеры имеют радиусы порядка ферми, то и время их высвечивания должно значительно превышать времена жизни микронных кластеров Шоулдерса;
- существование протонных кластеров ядерных размеров в электрическом разряде водорода, гелия или их смеси может инициировать большое количество неизвестных безнейтронных ядерных реакций, которые могут вызывать трансмутации как в самой плазме, так и внутри материала катода.
- изложенный механизм инициализации неизвестных реакций протонными зарядовыми кластерами ядерных размеров может объяснить наблюдаемое в газовом разряде спорадическое аномальное выделение тепловой энергии.

Литература

1. Shoulders K. EV: A Tale of Discovery. 1987, Jupiter Technology, Austin TX; Shoulders Ken and Shoulders Steve, “Observation on the Role of Charge Clusters in Nuclear Cluster Reaction”, Journal of New Energy. 1996. Vol. 1. No. 3. P. 111–121; Shoulders Ken and Shoulders Steve, “Charge clusters in action”, Bodega, CA, 1999. P.12.
2. Fleishmann M., Pons S. And Hawkins M. Electrochemical Induced Nuclear Fusion of Deuterium//J.Electroanal. Chem., **261**, p.301-308 (1989).
3. Alvarez L.W., Bradner H., Crawford F.S. Jr., Crawford J.A., Falk-Vairant P., Good M.L., Gow J.D., Rosenfeld A.H., Solmitz F., Stevenson M.L., Ticho H.K. and Tripp R.D., Phys. Rev. 105, 1127 (1957).

Сборник трудов II международной молодёжной научной конференции “Актуальные проблемы пьезоэлектрического приборостроения”, г. Ростов-на-Дону, 6-10 сентября. Том II. Южный Федеральный университет. – Ростов-на-Дону : Изд-во ЮФУ. 2015 г., с 8-18.

4. Зельдович Я.Б. Реакции, вызываемые μ -мезонами в водороде.//ДАН **95**(1954) с.493.
5. Зельдович Я.Б., Герштейн С.С. Ядерные реакции в холодном водороде. УФН, **71**, вып. 4 (1960), с.581-630.
6. Сахаров А.Д. Пассивные мезоны. Отчёт ФИАН (1948).
7. Савватимова И.Б., Карабут А.Б. Радиоактивность палладиевых электродов после облучения в тлеющем разряде.//Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №1, 1996. С. 4-11.
8. Сапогин В.Г. Механизмы удержания вещества самосогласованным полем. Таганрог: изд-во ТРТУ, 2000. С. 254.
9. Emden R. Gaskugeln. Leipzig und Berlin. 1907. – p. 497.