



## Электрoгравитация

## Electrogravitation

Alexander P. Trunev (Toronto, Canada)

Alexander P. Trunev, Ph.D

Обсуждается модель материального гравитационного поля в системе фермионов. Показано, что в такой системе могут реализоваться квантовые эффекты антигравитации и притяжения одноименных электрических зарядов — электрогравитация.

A model of the material gravitational field in the system of fermions is discussed. It is shown that in such a system can be realized by quantum effects of antigravity and gravity of homologous electrical charges - electrogravitation.

Ключевые слова: система фермионов, внешние поля, гравитационное поле, элестростатическое поле

Keywords: system of fermions, external fields, gravitational field, electrostatic field

### Введение

В работах /1-3/ и других обнаружена зависимость скорости радиоактивного распада от ряда космофизических факторов, включая суточный, 27 дневный и годовой периоды. Авторы /4/ путем сопоставления скорости beta-распада изотопа  $^{32}\text{Si}$  и скорости alpha-распада изотопа  $^{226}\text{Ra}$  доказали, что относительные величины скоростей распада для этих двух процессов коррелируют между собой и с расстоянием до Солнца. Аналогичная сезонная зависимость была получена для индуктивности и сопротивления при измерении в термостате по мостовой схеме в экспериментах /5/. В работе /6/ было показано, что данные /5/ для индуктивности и сопротивления коррелируют между собой и с расстоянием до Солнца. Теория этого явления, основанная на статистике Ферми-Дирака электронов проводимости, дана в работе /7/. В работе /8/ рассмотрено приложение этой теории к задаче о скорости радиоактивного распада, в работе /9/ дана общая теория влияния гравитационного поля на физико-химические свойства материалов.

В настоящей работе на основе теории /9/ исследована задача о равновесии системы фермионов, обладающих электрическим зарядом, в гравитационном

поле. Показано, что в такой системе могут реализоваться квантовые эффекты антигравитации и электрогравитации — притяжения одноименных зарядов.

### Энергия системы фермионов во внешнем гравитационном поле

Теория /7-9/ основана на гипотезе, что если система фермионов содержит  $N$  частиц ненулевой массы  $m_i$ , тогда ее энергия во внешнем гравитационном поле изменяется на величину

$$\Delta E = Nm_i\varphi \quad (1)$$

Здесь  $\varphi$  - гравитационный потенциал. Соответственно изменяется энергия Ферми в зависимости от гравитационного потенциала в виде:

$$\Delta \varepsilon_F = 5m_i\varphi / 3 \quad (2)$$

Согласно /7-9/ сезонные вариации сопротивления, индуктивности и скорости радиоактивного распада, согласующееся с экспериментами /4-5/ описываются безразмерным параметром

$$K = - \frac{\Delta \varepsilon_F}{kT} = - \frac{5m_i\varphi}{3kT} \quad (3)$$

имеющим смысл отношения потенциальной энергии частицы во внешнем гравитационном поле к тепловой энергии (в случае ядер тепловая энергия определяется температурой нуклонов в объеме ядра). Параметр (3) может быть получен из распределения Ферми-Дирака. Таким образом, основная гипотеза моделей /7-9/ заключается в том, что система фермионов изменяет свою энергию во внешнем гравитационном поле.

Исходя из этой модели в работе /8/ получено следующее выражение для сезонных вариаций относительной скорости радиоактивного распада:

$$\delta U(t) = - \frac{5am_p}{8\theta} \delta \varphi \approx - \frac{5am_p}{8\theta} \frac{GM\delta R}{R^2} \quad (4)$$

Здесь  $a, m_p, \theta, G, M, R$  - численный коэффициент порядка единицы, масса протона и температура нуклонов в ядре, гравитационная постоянная,

масса Солнца и расстояние от Земли до Солнца соответственно. Полученное выражение (4) согласуется с экспериментальными данными /4/.

Вообще говоря, протоны, составляющие ядро, являются заряженными частицами. Очевидно, что электрический заряд влияет на равновесие системы фермионов, что приводит к изменению плотности системы и, в свою очередь, может влиять на электростатический и гравитационный потенциал. Квантовой теории взаимодействия гравитационного и электромагнитного поля в настоящее время не существует, хотя предпринимались неоднократные попытки создать объединенную теорию этих взаимодействий.

### Взаимодействие гравитационного и электромагнитного поля в ОТО

В классической теории /10/ взаимодействие гравитационного поля и электромагнитного поля возможно даже в пустом пространстве за счет изменения интервала. Уравнения электродинамики Максвелла в гравитационном поле имеют вид (см. /10/, стр 333):

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D} &= \mathbf{E} / \sqrt{g_{00}} + [\mathbf{H}\mathbf{g}], & \mathbf{B} &= \mathbf{H} / \sqrt{g_{00}} + [\mathbf{g}\mathbf{E}] \\
 \text{rot } \mathbf{E} &= - \frac{1}{c\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\gamma} \mathbf{B}, & \text{div } \mathbf{D} &= 4\pi \rho \\
 \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{1}{c\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\gamma} \mathbf{D} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, & \text{div } \mathbf{B} &= 0 \\
 \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\gamma} \rho + \text{div } \mathbf{j} &= 0 \\
 g^\alpha &= -g^{0\alpha}, & j^\alpha &= \rho dx^\alpha / dt, \quad \alpha = 1,2,3.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь использованы стандартные обозначения для векторов напряженности электрического и магнитного поля, для электрической и магнитной индукции, плотности электрического заряда и тока. Согласно ОТО, метрические коэффициенты и интервал (пространственный и 4-х мерный) в

слабом гравитационном поле зависят от величины гравитационного потенциала в виде /10/:

$$\begin{aligned}
 g_{00} &= 1 + \frac{2\varphi}{c^2}, \quad g_{\alpha\beta} = \left(1 - \frac{2\varphi}{c^2}\right) n_\alpha n_\beta \\
 -g &= g_{00}\gamma \\
 dl^2 &= \gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \\
 ds^2 &= g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta + 2g_{0\alpha} dx^0 dx^\alpha + g_{00} (dx^0)^2 \\
 \gamma_{\alpha\beta} &= -g_{\alpha\beta} + \frac{g_{0\alpha} g_{0\beta}}{g_{00}}
 \end{aligned} \tag{6}$$

Отметим, что вдали от вращающегося тела справедливо выражение (формула (105.19) из /10/):

$$\mathbf{g} = \frac{2G}{c^3 r^3} [\mathbf{rM}]$$

Здесь  $\mathbf{M}$  – вектор полного момента тела. Пренебрегая этим эффектом, представим окончательно метрику на поверхности нашей планеты в виде (последние два уравнения (106.1-3) из /10/):

$$\begin{aligned}
 ds^2 &= \left(1 + \frac{2\varphi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) \\
 \varphi(\mathbf{r}) &= -G \sum_a \frac{m_a}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|}
 \end{aligned} \tag{7}$$

Суммирование в последнем уравнении осуществляется по гравитационным потенциалам всех небесных тел Солнечной системы.

Рассмотрим случай линейной связи электрического тока и напряженности электрического поля в форме закона Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$$

Используя закон Ома и линейную связь индукции и напряженности электрического поля (первое уравнение (5)), представим уравнение Максвелла для ротора магнитного поля в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\mathbf{E}}{c\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\gamma / g_{00}} + \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{E} + \frac{1}{c\sqrt{\gamma g_{00}}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \\ &= \frac{4\pi}{c} \sigma_G \mathbf{E} + \frac{1}{c\sqrt{-g}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь по определению эффективная удельная проводимость в гравитационном поле равна

$$\sigma_G = \sigma \left( 1 + \frac{1}{4\pi \sigma \sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{\gamma / g_{00}} \right) \quad (9)$$

Используя выражения (6-7), находим окончательно

$$\sigma_G = \sigma \left( 1 - \frac{1}{\pi \sigma c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \quad (10)$$

Таким образом, согласно ОТО, существуют сезонные вариации проводимости, обусловленные скоростью изменения гравитационного потенциала. Слабые сезонные колебания проводимости, видимо, можно обнаружить в материалах с очень низкой удельной проводимостью, таких как кварц и янтарь. В случае металлов и полупроводников этот эффект является незначительным, гораздо слабее, нежели экспериментально установленный в работе /5/.

Рассмотрим влияние гравитационного поля на скорость распада изотопов. Можно предположить, что инвариантная скорость распада определяется как

$$\frac{dN_i}{ds} = U(s)$$

Тогда, измеряемая в лаборатории скорость распада зависит от гравитационного потенциала согласно выражению

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{ds}{dt} \frac{dN_i}{ds} = U(s) \sqrt{c^2 + 2\phi} \quad (11)$$

Следовательно, относительная скорость распада подвержена сезонным колебаниям пропорционально параметру  $A = 2\phi / c^2$ . Этот эффект значительно слабее, нежели обнаруженный в работе /4/ на основе данных, полученных в лабораториях РТВ и BNL. Составим отношение

$$\frac{OTO}{\text{Эксперимент}} = - \frac{A}{K} = \frac{3kT}{5m_p c^2} \cong 10^{-7}, \quad \text{при } T = 2 \cdot 10^6 \text{ К}$$

Столь большое различие теории и эксперимента свидетельствует, что гравитационное поле является материальным, поэтому его влияние проявляется не только на уровне релятивистских эффектов, обусловленных замедлением времени, но и на уровне отдельных частиц системы фермионов во внешнем гравитационном поле.

### **Влияние гравитационного поля на физико-химические свойства вещества**

Общее выражении энергии частиц в пространстве с произвольной метрикой имеет вид /10/:

$$E = \frac{mc^2 \sqrt{g_{00}}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad (12)$$

Рассмотрим случай вращающейся системы координат с угловой скоростью, соответствующей движению нашей планеты вокруг Солнца. Согласно ОТО, вращение этой системы генерирует стационарное гравитационное поле, поэтому

$$g_{00} = 1 + \frac{2\phi}{c^2} - \frac{\Omega^2 R^2}{c^2}$$

Подставляя это выражение в (11), и полагая в подкоренном выражении в знаменателе  $v=0$ , находим в первом приближении

$$E = mc^2 + m\phi - \frac{m\Omega^2 R^2}{2} \quad (13)$$

На круговой орбите в первом приближении выполняется равновесие сил притяжения Солнца и инерции:

$$m\Omega^2 R = \frac{mGM}{R^2}$$

Следовательно, на орбите Земли энергия частиц определяется из выражения

$$E = mc^2 + m\phi' - \frac{3mGM}{2R} \quad (14)$$

Здесь  $\phi'$  - суммарный гравитационный потенциал небесных тел Солнечной системы за вычетом потенциала Солнца. Таким образом, согласно ОТО, вклад Солнца в гравитационный потенциал частиц необходимо учитывать с коэффициентом 3/2.

В статистической физике влияние гравитации и вращения на равновесие тел учитывается в форме уравнения химического потенциала [11]:

$$\mu(P, T) + m\phi - \frac{m\Omega^2 R^2}{2} = const \quad (15)$$

С учетом уравнения (14), находим

$$\mu(P, T) + m\phi' - \frac{3mGM}{2R} = const \quad (16)$$

Используем выражение плотности частиц в статистике Ферми-Дирака:

$$n_k = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_k - \mu}{kT}\right) + 1} \quad (17)$$

В случае непрерывного распределения электронов по энергии имеем

$$\frac{dn}{dE} = \frac{8\pi V(2m^3)^{1/2}}{h^3} \frac{E^{1/2}}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1} \quad (18)$$

Используя (16), представим химический потенциал в виде:

$$\mu(P, T) = \mu_0(P, T) - m\Delta\tilde{\varphi} \quad (19)$$

Здесь  $\Delta\tilde{\varphi} = \varphi - \varphi_0 - \frac{1}{2}(\Omega^2 R^2 - \Omega_0^2 R_0^2)$ , индексом 0 отмечено

начальное состояние. Представим равновесную плотность частиц в виде:

$$N/V = \frac{8\pi (2m^3)^{1/2}}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{E^{1/2} dE}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1} \quad (20)$$

В случае полного вырождения, при  $T \rightarrow 0$ , плотность электронного газа зависит только от химического потенциала по формуле, которая используется для вычисления энергии Ферми в металлах (см. /12/),

$$N/V = \frac{8\pi (2m^3)^{1/2}}{h^3} \frac{2}{3} \mu^{3/2} \quad (21)$$

Подставляя выражение (19) в правую часть (21), находим вариации плотности вырожденного электронного газа при изменении гравитационного потенциала:



$$\frac{\Delta n}{n_0} = - \frac{3m\Delta \tilde{\phi}}{2\mu_0(P,0)} \quad (22)$$

Здесь энергия Ферми вырожденного электронного газа связана, согласно (21), с невозмущенной плотностью электронного газа:

$$n_0 = \frac{8\pi (2m^3)^{1/2}}{h^3} \frac{2}{3} \mu_0^{3/2}$$

В общем случае нормируем интеграл в правой части (20), используя химический потенциал в качестве масштаба энергии, тогда получим

$$n = \frac{8\pi (2m^3)^{1/2}}{h^3} \frac{2}{3} \mu^{3/2} I(\varepsilon), \quad \varepsilon = \frac{kT}{\mu} \quad (23)$$

В правой части выражения (23) фигурирует интеграл

$$I(\varepsilon) = \frac{3}{2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{(\exp((x-1)/\varepsilon) + 1)}, \quad (24)$$

зависящий от параметра  $\varepsilon$ , который является малым (а обратная величина – большим параметром) при комнатной температуре, поскольку для типичных металлов энергия Ферми на два порядка больше комнатной температуры.

Используя зависимость интеграла (24) от параметра, можно составить общее выражение вариаций плотности электронного газа во внешнем гравитационном поле:

$$\frac{\Delta n}{n} = - \frac{3m\Delta \tilde{\phi}}{2\mu_0(P,T)} (1 - f(\varepsilon)), \quad f(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{3} \frac{I'(\varepsilon)}{I(\varepsilon)} \quad (25)$$

Вблизи точки вырождения для большинства металлов с большой степенью точности справедливо выражение (22). Далеко от точки вырождения, зависимость интеграла (23) от параметра и функцию  $f(\varepsilon)$ , фигурирующую

в правой части уравнения (25) можно определить путем численного интегрирования /9/.

Наконец, при очень высокой температуре и (или) малой величине химического потенциала по сравнению с тепловой энергией, выражение (20) можно упростить, используя температуру в качестве масштаба энергии, имеем

$$n = \frac{8\pi (2m^3)^{1/2}}{h^3} (kT)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} I_1(\varepsilon_1) \quad (26)$$

$$I_1(\varepsilon_1) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2} dx}{e^x + e^{\varepsilon_1}}, \varepsilon_1 = \frac{\mu}{kT} < 1$$

Таким образом, в этом предельном случае изменение плотности электронов связано с параметром (3) уравнением:

$$\frac{\Delta n}{n} = - \frac{m\Delta \tilde{\varphi}}{kT} (1 + g(\varepsilon_1)), g(\varepsilon_1) = \frac{I_1'(\varepsilon_1)}{I_1(\varepsilon_1)} \quad (27)$$

Функцию  $g(\varepsilon_1)$  можно определить путем численного интегрирования /9/.

Таким образом, можно определить предельное значение численного коэффициента в уравнении (27), что составляет  $1 + g(0) = 0,7906$ . Этот результат можно сравнить с данными /5/, по которым можно определить численный коэффициент в виде

$$\frac{R - R_0}{R_0} = -0,0125 - 1,322 \Delta K$$

$$\frac{L - L_0}{L_0} = -0,000167 - 0,989 \Delta K \quad (28)$$

$$\Delta K = - \frac{5m_i \Delta \varphi}{3kT} \approx - \frac{5}{3} \cdot \frac{2}{3} \frac{m\Delta \tilde{\varphi}}{kT}$$

Чтобы согласовать теорию с экспериментом, достаточно предположить, что изменение химического потенциала во внешнем гравитационном поле происходит в соответствии с уравнением (2), а не в соответствии с уравнением (15), т.е. во внешнем гравитационном поле сохраняется общая энергия системы, а не ее химический потенциал. Следовательно, вместо уравнения (27) выполняется уравнение

$$\frac{\Delta n}{n} = - \frac{5}{3} \frac{m \Delta \tilde{\phi}}{kT} (1 + g(\epsilon_1)) \quad (29)$$

При этом связь химического потенциала и гравитационного потенциала определяется согласно (16). Ниже приведен численный коэффициент в уравнениях (27) и (29), определенный из эксперимента, в сравнении с теоретической величиной:

	Эксперимент	Эксперимент/теория - уравнение (27)	Эксперимент/теория - уравнение (29)
R	1,468889	1,859353	1,115612
L	1,098889	1,390999	0,834599
Среднее	1,283889	1,625176	0,975105

Отметим, что уравнение (29) согласуется с данными экспериментов /5/ по совокупности измерений индуктивности и сопротивления с точностью 2,55%, что вполне укладывается в погрешность самих экспериментов. Соответствие теории и эксперимента свидетельствует, во-первых, о справедливости уравнения (16), в котором вклад гравитационного потенциала Солнца учитывается с коэффициентом 3/2, во-вторых, о справедливости уравнения (2), в котором вклад гравитационного потенциала в химический потенциал системы свободных электронов учитывается с коэффициентом 5/3 (показатель адиабаты одноатомного идеального газа).

Многие физико-химические свойства материалов зависят от химического потенциала электронного газа и его плотности. Так, согласно теории Друде-Лоренца, удельная электрическая проводимость металлов пропорциональна плотности свободных электронов

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

Поэтому сезонные колебания плотности в соответствии с уравнением (29) вызывают колебание проводимости (сопротивления) и индуктивности /5-7/. Такой же эффект должен наблюдаться в отношении теплопроводности металлов, поскольку коэффициент теплопроводности связан с проводимостью законом Видемана-Франца:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \frac{k^2}{e^2} T$$

Константа Холла обратно пропорциональна плотности электронов,

$$R_H = \frac{1}{ne}$$

Поэтому сезонную зависимость плотности свободных электронов в металлах можно наблюдать путем измерения параметра  $R_H$  в эффекте Холла.

В общем случае, согласно (16), сезонные колебания должны наблюдаться в любых системах, параметры которых зависят от химического потенциала. Пара- и диамагнитная проницаемость в слабых магнитных полях пропорциональна плотности электронов и обратно пропорциональна химическому потенциалу /11-12/, а в сильных магнитных полях магнитный момент сложным образом зависит от химического потенциала, поэтому магнитные свойства материалов испытывают суточные и сезонные колебания в соответствии с развитой теорией /5, 7/.

### **Теория материального гравитационного поля**

В теории гравитации Эйнштейна /10,13/ основные эффекты гравитационного поля обусловлены изменением метрики пространства-времени в соответствии с уравнением (7), т.е. имеют порядок отношения потенциальной энергии пробной частицы к ее энергии покоя -  $m\phi / mc^2$ .

Между тем, уже в классической теории возникают два (или более) параметра взаимодействия -  $m\phi / \mu$ ,  $m\phi / kT$ , которые значительно превосходят релятивистские эффекты ОТО. Эти параметры отвечают за формирование звезд и планет, за устойчивость небесных тел и за их основные свойства. Благодаря взаимодействию гравитационного поля с веществом, само гравитационное поле материализуется, становится наблюдаемым не только через ускорение свободного падения, но и через многообразие явлений материального мира, включая взаимодействие с электромагнитным полем и даже со слабыми и ядерными силами, как будет показано ниже.

В современных же теориях гравитации предполагается, что воздействие гравитации на тела сводится только к их ускорению, без изменения их внутреннего состояния. Отказ от этой идеализации существенно влияет на формулировку теории материального гравитационного поля, поскольку зависимость гравитационного потенциала от времени проявляется уже на уровне уравнения состояния вещества через параметры

$m\phi / \mu$ ,  $m\phi / kT$ , а не только в релятивистском случае при изменении

интервала и кривизны пространства согласно (6-7) через параметр  $2\phi / c^2$ .

Рассмотрим некоторые следствия уравнения равновесия системы фермионов в гравитационном поле. Запишем уравнение Лапласа, используя выражение плотности частиц для вырожденного Ферми газа (21):

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G\rho = \frac{32\sqrt{2}\pi^2 Gm^{5/2}}{h^3} \frac{2}{3} \mu^{3/2} \quad (30)$$

Если система не имеет момента вращения и ее полная энергия сохраняется, тогда уравнение равновесия системы в гравитационном поле можно представить в виде

$$\mu(P) = \mu_0(P) - \gamma m\phi \quad (31)$$

Здесь  $\gamma$  - показатель адиабаты. Подставляя уравнение равновесия (31) в уравнение Лапласа (30), находим окончательно уравнение, описывающее материальное гравитационное поле:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{32\sqrt{2}\pi^2 Gm^{5/2}}{h^3} \frac{2}{3} (\mu_0 - \gamma m \varphi)^{3/2} \quad (32)$$

Уравнение (32) позволяет разрешить парадокс Неймана — Зеелигера, который явился одним из главных аргументов в построении теории гравитации Эйнштейна /13/. Суть этого парадокса в том, что классическое уравнение Лапласа (30) не имеет регулярных решений в бесконечной Вселенной с равномерным распределением плотности. В отличие от линейного уравнения Лапласа, модель (32) имеет всюду регулярные решения даже в бесконечной вселенной с равномерным распределением частиц.

Действительно, положим в правой части уравнения (32)  $\mu_0 = const$ , что соответствует равномерному распределению плотности частиц. Тогда регулярное всюду решение уравнения (32) имеет простой вид:

$$\varphi_0 = \mu_0 / \gamma m = const \quad (33)$$

Таким образом, во вселенной с равномерным распределением частиц гравитационный потенциал материального гравитационного поля является постоянным, поэтому парадокс Неймана — Зеелигера не существует.

В случае политропного газа положим  $\mu_0 = \mu_0^0 (n/n_0)^{2/3}$ . Используя уравнение (30), выразим плотность частиц через лапласиан гравитационного потенциала и подставим в уравнение (32), тогда получим:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{32\sqrt{2}\pi^2 Gm^{5/2}}{h^3} \frac{2}{3} \left( \mu_0^0 \left( \frac{\nabla^2 \varphi}{4\pi Gmn_0} \right)^{2/3} - \gamma m \varphi \right)^{3/2} \quad (34)$$

Уравнение (34) является замкнутым относительно функции гравитационного потенциала. Оно содержит только фундаментальные постоянные и

параметры начального состояния ферми-газа. Это уравнение описывает ряд физических эффектов, которые могут иметь широкое приложение. Рассмотрим некоторые из них.

### Антигравитация

Рассмотрим сферически-симметричное скопление частиц, в котором плотность частиц может изменяться в широких пределах. Гравитационный потенциал такого скопления описывается уравнением

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \frac{32\sqrt{2}\pi^2 Gm^{5/2}}{h^3} \frac{2}{3} (\mu_0 - \gamma m \varphi)^{3/2} \quad (35)$$

В случае политропного газа автомодельное решение уравнения (35) имеет вид

$$\varphi = \frac{a^2}{r^4}, \quad n = \frac{3a^2}{\pi m G r^6} \quad (36)$$

где эффективный параметр гравитационного взаимодействия определяется согласно

$$a = \frac{9h^3}{16\sqrt{2}\pi^2 \gamma^{3/2} Gm^4} \left( \frac{\mu_0^0 m}{h^2 n_0^{2/3}} \left( \frac{16\sqrt{2}\pi}{3} \right)^{2/3} - 1 \right)^{3/2} \quad (37)$$

Потенциал (36) описывает *антигравитационное* поле, т.е. такое гравитационное поле, в котором частицы не притягиваются к скоплению, а отталкиваются от него. Действительно, сила, действующая на пробную частицу во внешнем гравитационном поле, есть  $\mathbf{F} = -m\nabla \varphi$ , поэтому в том случае, когда потенциала описывается выражением (36), находим, что

$\mathbf{F} = -m\nabla \varphi = 4ma^2 \mathbf{r} / r^6$ . Отметим, что это квантовый эффект, как это следует из выражения (37), правая часть которого стремится к нулю при

$\hbar \rightarrow 0$ . Поэтому в классическом случае описанный эффект антигравитации не существует.

Основное условие образования таких скоплений следует из ограничений, налагаемых начальным состоянием, в котором должно быть

$$\frac{\mu_0^0 m}{\hbar^2 n_0^{2/3}} \left( \frac{16\sqrt{2}\pi}{3} \right)^{2/3} > 1 \quad (38)$$

В случае нейтронов наиболее реалистичное предположение относительно начального состояния заключается в том, что частицы упакованы с максимально возможной плотностью, поэтому  $\mu_0^0 = mc^2$ .

Характерный радиус плотного ядра такого скопления можно оценить из условия, что плотность материи в таком ядре совпадает с плотностью нуклонов. Отсюда находим, что радиус ядра приблизительно равен 31 км. Масса скопления при этом составляет около 44 масс Солнца.

Отметим, что квантовые скопления нейтронов имеют достаточную массу, чтобы могла образоваться черная дыра (для коллапса необходима масса свыше трех солнечных масс), однако в данном случае дыра не образуется из-за эффекта антигравитации. Поэтому такие скопления вполне могут быть обнаружены по их характерному поведению. В силу антигравитации эти скопления будут удаляться от обычных скоплений — звезд и галактик, обладающих гравитацией, образуя гало из антигравитирующей материи.

### Электрогравитация

Покажем, что если в качестве фермионов выступают не нейтральные частицы, а протоны или электроны, обладающие электрическим зарядом, то такое скопление может создавать не только антигравитационное поле, но и электрогравитацию — притяжение одноименных зарядов. Действительно, запишем условие равновесия скопления заряженных частиц в гравитационном и электростатическом поле в виде



$$\mu(P) = \mu_0(P) - \gamma m \phi - \gamma e \phi \quad (39)$$

Потенциал электростатического поля удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\nabla^2 \phi = - \frac{en}{\varepsilon_0} \quad (40)$$

Определим компоненты электрогравитационного потенциала согласно

$$\Phi = \phi + \frac{e}{m} \phi, \quad \Psi = \frac{e}{\varepsilon_0} \phi + 4\pi G m \phi \quad (41)$$

Комбинируя уравнения (30) и (39), находим

$$\nabla^2 \Phi = - \frac{32\sqrt{2}\pi^2 G_e m^{5/2}}{h^3} \frac{2}{3} (\mu_0 - \gamma m \Phi)^{3/2} \quad (42)$$

$$\nabla^2 \Psi = 0, \quad G_e = G \left( \frac{e^2}{4\pi G \varepsilon_0 m^2} - 1 \right)$$

Заметим, что уравнение равновесия скопления заряженных частиц в электрическом и гравитационном поле отличается от аналогичного уравнения равновесия скопления нейтральных частиц (30) только заменой знака и величины эффективной гравитационной постоянной, которая в этом случае может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Поэтому для  $\Phi$  компоненты электрогравитационного взаимодействия можно сразу выписать решение типа (35-36), в которых надо осуществить замену  $G \rightarrow -G_e$ . При этом решение существенно зависит от величины удельного электрического заряда скопления. Если удельный заряд достаточно велик, как в случае протонов и электронов, то решение имеет вид:

$$\Phi = - \frac{a^2}{r^4}, \quad n = \frac{3a^2}{\pi m G_e r^6} \quad (43)$$

Здесь эффективный параметр гравитационного взаимодействия определяется согласно

$$a = \frac{9h^3}{16\sqrt{2}\pi^2 \gamma^{3/2} G_e m^4} \left( \frac{\mu_0^0 m}{h^2 n_0^{2/3}} \left( \frac{16\sqrt{2}\pi}{3} \right)^{2/3} - 1 \right)^{3/2} \quad (44)$$

$\Psi$  компонента электрогравитационного взаимодействия зависит только от граничных условий, поскольку соответствующее уравнение (42) не содержит никаких источников. На большом удалении от скопления надо потребовать, чтобы эта часть содержала члены, убывающие как  $1/r$ , т.е. скопление является массивной частицей с электрическим зарядом. Подставляя соответствующие решения во второе уравнение (41), находим

$$\Psi = - \frac{e}{\epsilon_0} \frac{GNm}{r} + Gm \frac{Ne}{\epsilon_0 r} = 0 \quad (45)$$

Следовательно, это решение исчезает во всей области скопления. Это означает, что электростатический и гравитационный потенциалы в скоплении заряженных частиц совпадают с точностью до постоянного множителя, что согласуется с соответствующими потенциалами Кулона и Ньютона.

Таким образом, скопление заряженных фермионов с удельным зарядом, удовлетворяющим условию  $e^2 / m^2 > 4\pi G\epsilon_0$ , формирует электрогравитационный потенциал типа (43). Покажем, что этот потенциал соответствует антигравитации. Действительно, выразим гравитационный и электростатический потенциалы, используя (41) и (45), тогда получим

$$\varphi = \frac{Ga^2}{G_e r^4}, \quad \phi = - \frac{ea^2}{4\pi G_e m \epsilon_0 r^4} \quad (46)$$

Следовательно, скопление фермионов, обладающих электрическим зарядом производит антигравитацию и силу взаимного притяжения зарядов одного

знака — электрогравитацию. Действительно, сила, действующая на пробную частицу во внешнем электрическом поле, определяется как  $\mathbf{F} = -e\nabla\phi$ , поэтому в том случае, когда потенциала описывается выражением (46), находим, что соответствующая сила является притяжением

$$\mathbf{F} = -e\nabla\phi = -\frac{e^2 a^2 \mathbf{r}}{\pi G_e m \varepsilon_0 r^6}.$$

Поэтому такие скопления частиц, вообще говоря, являются устойчивыми. Как и в случае нейтральных частиц это квантовый эффект, поэтому в классическом случае ни антигравитации ни электрогравитации описанного типа не существует.

Можно предположить, что такие скопления могут быть обнаружены не только в космосе, но и на земле, поскольку соответствующие им параметры могут изменяться в широких пределах, в отличие от скоплений нейтральных частиц. Ниже показано, что микроскопические скопления протонов и нейтронов можно отождествить с атомными ядрами.

При изменении знака  $G_e$  решения (43) также изменяют знак

$$\Phi = \frac{a^2}{r^4}, \quad n = -\frac{3a^2}{\pi m G_e r^6}, \quad G_e < 0 \quad (47)$$

Соответственно изменяются и выражения (46)

$$\varphi = -\frac{G a^2}{G_e r^4}, \quad \phi = \frac{e a^2}{4\pi G_e m \varepsilon_0 r^4}, \quad G_e < 0 \quad (48)$$

Отметим, что полученные потенциалы (48) в случае  $G_e < 0$  не отличаются по виду от аналогичных решений (46), поэтому эти потенциалы также описывают эффекты антигравитации и взаимного притяжения электрических зарядов одного знака — электрогравитацию.

В том случае, когда  $e^2 / m^2 = 4\pi G\epsilon_0$ , реализуется обобщенный закон Кулона

$$\Phi = \frac{C}{r}, \quad G_e = 0 \quad (49)$$

Критический удельный заряд  $e^2 / m^2 = 4\pi G\epsilon_0$  составляет 46324 элементарных заряда на килограмм. Если в системе фермионов удельный заряд приближается к этой величине, электрический и гравитационный потенциалы такой системы резко возрастают по величине, как это следует из выражений (46) и (48). Заметим, что наша планета имеет средний удельный заряд около - 0,6 элементарных заряда на килограмм, но в атмосфере плотность заряда значительно выше средней, удельный же заряд атмосферного воздуха в приземном слое колеблется около  $-10^7$  элементарных зарядов на килограмм. Переход от атмосферной плотности заряда к средней по массе для всей планеты осуществляется в верхних слоях атмосферы и в земной коре, где наиболее вероятно образование электрогравитационных скоплений атомных частиц.

Вычислим массу электрогравитационного скопления на основе выражений (43) и (47), исходя из предположения, что в центре скопления вещество имеет начальную плотность  $n_0$ , имеем

$$M_e = 4a \sqrt{\frac{\pi m n_0}{3G_e}}$$

Наконец, используя (44), находим окончательно

$$M_0 = \frac{3h^3 \sqrt{3n_0}}{4\sqrt{2}(\pi \gamma |G_e|)^{3/2} m^{7/2}} \left( \frac{m\mu_0^0}{h^2 n_0^{2/3}} \left( \frac{16\sqrt{2}\pi}{3} \right)^{2/3} - 1 \right)^{3/2} \quad (50)$$

Полученное выражение зависит от фундаментальных констант, начальных параметров состояния ферми-газа и от удельного заряда.

Практический интерес представляют небольшие по массе скопления, которые могут быть отождествлены с атомными ядрами. В таком случае надо предположить, что электрогравитация соответствует сильному взаимодействию. Экстраполируя формулу (50) вплоть до массы протона, находим, что

$$\frac{\mu_0^0}{n_0^{2/3}} = bh^2, b = 0,1213 \quad (51)$$

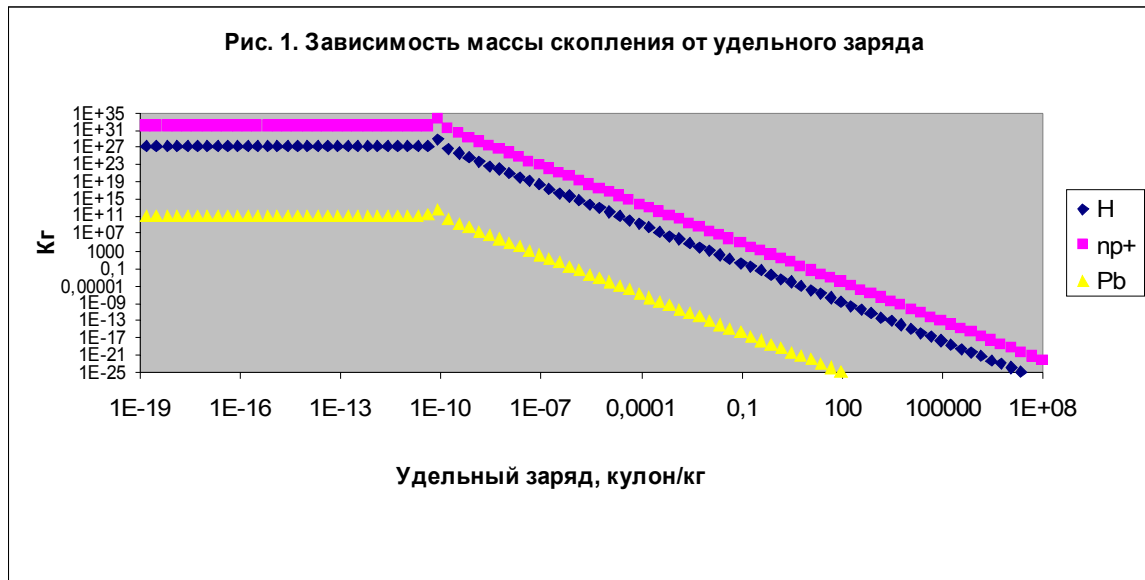
При добавлении в ядро нейтронов удельный заряд понижается, а масса растет. Теоретически можно понижать удельный заряд вплоть до нуля. На рис. 1 представлена зависимость массы скопления от величины удельного заряда для начальных условий (51) — кривая Н. Используя начальные условия, как в задаче о скоплении нейтронов, можно построить аналогичную зависимость — кривая пр<sup>+</sup>. В этом случае предельное значение массы при увеличении заряда до нуля совпадает со значением этой величины в задаче о скоплении нейтральных частиц (44 солнечных массы). Наконец, для земных условий представляют интерес скопления атомов химических элементов, например, свинца — кривая Рb.

Во всех перечисленных случаях наблюдается однотипное поведение массы скопления от удельного заряда. Кривые на рис. 1 имеют разрывы при

$e^2 / m^2 = 4\pi G\epsilon_0$ , которые не видны в двойном логарифмическом масштабе.

Таким образом, рост массы скопления наблюдается как при уменьшении удельного заряда системы, так и при увеличении начального значения химического потенциала. Отметим, что зависимости на рис. 1 охватывают широкий диапазон от атомных масс до 44 масс Солнца в случае протонов и

нейтронов. Особенность при  $e^2 / m^2 = 4\pi G \epsilon_0$  соответствует сколь угодно большой массе, которую можно отождествить с массой вселенной. Отметим, что большое значение удельного заряда связано с образованием микроскопических атомных ядер, тогда как малые значения этой величины относятся к небесным телам.



Оценим относительные силы взаимодействия между частицами в микроскопическом скоплении, используя выражения (46) и классические потенциалы Кулона и Ньютона в качестве масштаба, имеем

$$\phi / (- Gm / r) = - \frac{a^2}{mG_e r^3}, \quad \phi / (e / 4\pi \epsilon_0 r) = - \frac{a^2}{mG_e r^3}$$

В случае ионов меди находим, что потенциал электрогравитации в 576 раз превосходит потенциал кулоновского отталкивания одноименных зарядов уже на расстоянии  $r = 10^{-15}$  м. Соответственно в такой же пропорции возрастает потенциал антигравитации. Полученные оценки, как и сама модель (42) являются статическими. Для оценки динамических эффектов рассмотрим теорию возмущений решений вида (43) первого уравнения (42), используя динамическую модель, представленную ниже.

## Динамика электрогравитационного поля

Первое уравнение системы (42) можно разрешить относительно лапласиана электрогравитационного поля, в результате получим

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{12}{a} (-\Phi)^{3/2}, \Phi \leq 0$$

После этого легко можно осуществить введение в модель (42) динамических слагаемых, зависящих от скорости света, по аналогии с потенциалом электрического поля:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \Phi_{tt} &= -\frac{12}{a} (-\Phi)^{3/2} \\ \nabla^2 \Psi - \frac{1}{c^2} \Psi_{tt} &= 0 \end{aligned} \quad (52)$$

Первое уравнение (52) можно разложить относительно статического решения, полагая

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = -\frac{a^2}{r^4} - \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t)$$

Подставляя это выражение в первое уравнение (52), находим

$$\nabla^2 \tilde{\Phi} - \frac{1}{c^2} \tilde{\Phi}_{tt} = \frac{12a^2}{r^6} \left( \left( 1 + \frac{r^4 \tilde{\Phi}}{a^2} \right)^{3/2} - 1 \right) \quad (53)$$

Это уравнение описывает электрогравитационные волны, которые в общем случае являются нелинейными. Разлагая правую часть уравнения (53) по степеням малого параметра амплитуды волны, находим в линейном приближение

$$\nabla^2 \tilde{\Phi} - \frac{1}{c^2} \tilde{\Phi}_{tt} = \frac{18}{r^2} \tilde{\Phi} \quad (54)$$

Полученное линейное уравнение (54) допускает разложение решений в ряд по сферическим функциям. В случае монохроматических волн имеем

$$\tilde{\Phi}(r, \vartheta, \hat{\phi}, t) = \chi(r) Y_{lm}(\vartheta, \hat{\phi}) e^{-i\omega t}$$

Здесь сферические функции определяются стандартным образом через полиномы Лежандра,

$$Y_{lm}(\vartheta, \hat{\phi}) = \frac{(-1)^m}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{2(l+m)!}} e^{im\hat{\phi}} P_l^m(\cos\vartheta)$$

а радиальная функция удовлетворяет уравнению

$$r^2 \chi'' + 2r\chi' + \left( \frac{r^2 \omega^2}{c^2} - 18 - l(l+1) \right) \chi = 0 \quad (55)$$

решением которого являются сферические функции Бесселя. В частности, при  $l=1$  решением является сферическая функция Бесселя 4 порядка:

$$\chi(x) = x^4 \left( \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^4 \frac{e^{ix}}{x}, \quad x = \frac{\omega r}{c}$$

Полученное решение при  $l=1$  ( $m=0; 1$ ) описывает мультипольное излучение, поэтому его можно связать с дипольным электрическим и магнитным моментом системы. Интересной особенностью уравнения (55) является то, что оно является универсальным, поскольку его решение зависит только от углового момента скопления, который принимает целочисленные значения, как в квантовомеханической системе.

Возмущения гравитационного потенциала и потенциала электрического поля зависят от потенциала электрогравитационного поля согласно

$$\tilde{\phi} = \frac{G}{G_e} \tilde{\Phi}, \quad \tilde{\phi} = - \frac{e}{4\pi G_e m \varepsilon_0} \tilde{\Phi} \quad (56)$$



Следовательно, амплитуды гравитационной и электромагнитной волн соотносятся между собой как сила гравитации и сила Кулона элементарной частицы скопления:

$$\tilde{\phi} / \tilde{\phi} = -4\pi Gm\epsilon_0 / e$$

Для известных элементарных частиц это отношение мало, поэтому гравитационные волны трудно регистрировать на фоне более интенсивных электромагнитных волн. Согласно (53) гравитационные и электромагнитные волны генерируются электрогравитационным полем, имеющим квантовую природу.

В общем случае уравнение (53) является нелинейным, поэтому, наряду с генерацией линейных волн бесконечно малой амплитуды, оно описывает запертие волн конечной амплитуды в объеме скопления. Действительно, разлагая правую часть уравнения (53) по степеням амплитуды возмущения, находим во втором приближении

$$\nabla^2 \tilde{\Phi} - \frac{1}{c^2} \tilde{\Phi}_{tt} = \frac{18}{r^2} \tilde{\Phi} + \frac{9}{2a^2} r^2 \tilde{\Phi}^2 \quad (57)$$

Квадратичный по амплитуде член в правой части уравнения описывает эффект запертия электрогравитационного поля в потенциальной яме, аналогично явлению конфайнмента глюонного поля в КХД /14-15/. Размер ямы определяется амплитудой возмущения

$$r = \left( -\frac{4a^2}{\tilde{\Phi}_0} \right)^{1/4}, \quad \tilde{\Phi}_0 \leq \tilde{\Phi} < 0 \quad (58)$$

Отрицательная величина амплитуды нелинейных возмущений означает, что исходное статическое поле может иметь конечную величину при  $r \rightarrow 0$ .

Чем меньше абсолютная величина амплитуды возмущений, тем дальше могут распространяться сами возмущения без существенного затухания. Максимальная амплитуда электрогравитационного поля ограничена сверху,

как это следует из вида интервала (6-7) половиной квадрата скорости света. Для этого предельного значения находим из выражения (58), что минимальный размер ямы в случае протона  $r = 2,04 \cdot 10^{-16}$  м, что составляет примерно четверть радиуса нуклона (0,8 фм). Следовательно, электрогравитационное поле может осуществлять сильное взаимодействие не только в атомных ядрах, но и в нуклонах.

Таким образом, показано, что модель материального электрогравитационного поля в квантовой системе заряженных фермионов может быть использована для описания сильных взаимодействий. Обобщение этой модели с учетом конечной температуры частиц позволяет описать распад скоплений при нарушении симметрии основного состояния (43), что эквивалентно учету слабых взаимодействий /8/.

## Ссылки

1. Шноль С.Э., Зенченко Т.А., Зенченко К.И., Пожарский Э.В., Коломбет В.А., Кондратов А.А.. Закономерное изменение тонкой структуры статистических распределений как следствие космофизических причин // УФН. Т. 170. №2. 2000. С. 214-218.
2. Лобашев В.М. Измерение массы нейтрино в бета-распаде трития // Вестник РАН, 73(1), 2003, с.14-27
3. Пархомов А.Г. Космос. Земля. Человек. Новые грани науки. М.: Наука, 2009, 272 с.
4. Jere H. Jenkins, Ephraim Fischbach, John B. Buncher, John T. Gruenwald, Dennis E. Krause, and Joshua J. Mattes. Evidence for Correlations Between Nuclear Decay Rates and Earth-Sun Distance/ arXiv:0808.3283v1 [astro-ph] 25 Aug 2008, <http://arxiv.org/abs/0808.3283v1>
5. Татьяна Черноглазова, Игорь Дегтярев. Временные закономерности изменения электрических и магнитных свойств материалов и их связь с сейсмичностью Земли/ Chaos and Correlation. International Journal, No 6, April 30, 2007. <http://chaosandcorrelation.org/Chaos/No6/TCH4/TCH4.htm>
6. Alexander P. Trunev. О влиянии небесных тел Солнечной системы на электрические и магнитные свойства материалов/ Chaos and Correlation. International Journal, No 6, April 30, 2007. <http://chaosandcorrelation.org/Chaos/No6/CR/CR6.htm>
7. Alexander P. Trunev. О зависимости проводимости и намагниченности материалов от гравитационного потенциала Солнечной системы/ Chaos and Correlation. International Journal, No 7, May 31, 2007. <http://chaosandcorrelation.org/Chaos/No7/CR7/CR7.htm>
8. Alexander P. Trunev. The influence of the gravitational potential of celestial bodies on the rate of radioactive decay of the atomic nuclei/ Chaos and Correlation. International Journal, October 8th, 2008. <http://chaosandcorrelation.org/Chaos/October2008CR.pdf>

9. Alexander P. Trunev (Toronto, Canada). The influence of the gravitational potential of celestial bodies on the physical and chemical properties of materials// Chaos and Correlation, March 2, 2010, <http://chaosandcorrelation.org/Chaos/March2010CR.pdf>
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. М. Наука, 1988, 512 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т.5. Статистическая физика. Ч.1. – М., Наука. 1976. – 584 с.
12. Marcelo Alonso, Edward J. Finn. Fundamental University Physics. Vol. III. Quantum and Statistical Physics. Addison-Wesley Publishing Co., 1975.
13. Albert Einstein. Relativity. The Special and The General Theory/ 15-th ed., 1952, Crown Publishers Inc., NY, 164 p.
14. И. М. Дремин, А. Б. Кайдалов. Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий // Успехи физических наук. Том 176, № 3., с. 275, 2006 г. [http://ufn.ru/ufn06/ufn06\\_3/Russian/r063b.pdf](http://ufn.ru/ufn06/ufn06_3/Russian/r063b.pdf)
15. Guido Altarelli. A QCD Primer/Lectures given at the 2001 European School of High-Energy Physics, Beatenberg, Switzerland and at the Pan American Advanced Studies Institute on "New States of Matter in Hadronic Interactions", January 2002, Campos do Jordao, Brazil, [http://arxiv.org/PS\\_cache/hep-ph/pdf/0204/0204179v1.pdf](http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/0204/0204179v1.pdf)