

К вопросу о физической интерпретации параметров, характеризующих взаимодействие на больших расстояниях в квантовой теории гравитации

В.М. Корюкин

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола kvm@marsu.ru

**On the physical interpretation of parameters characterizing the interaction
at large distances in the quantum theory of the gravitation**

- 1. Введение**
- 2. Две подсистемы материи Вселенной**
- 3. Индуцированная теория гравитации**
- 4. Оценка сечений рассеяния нейтрино**
- 5. Гравитационный потенциал и квантовая механика**
- 6. Потенциал Лобачевского – Черникова**
- 7. Литература**

1. Введение

Я не знаю, как устроен реальный мир и поэтому ставлю скромную задачу попытаться построить наиболее правдоподобную физическую теорию для его описания. В качестве постулатов в основе этой теории, следуя Эйнштейну, я положу **постулат содержательности** (теоретические понятия и суждения должны адекватно соответствовать экспериментальным данным) и **постулат привилегированности** (математический формализм должен являться наиболее простым). В этом смысле для меня наиболее фундаментальным в теоретической физике является **интегро-дифференциальное уравнение Больцмана** (скорость дрейфа частиц материи определяется интегралом столкновения этих частиц, как между собой, так и другими частицами). Естественно, что **уравнение Шредингера** является обобщением уравнения Больцмана (вместо плотности частиц вводится амплитуда плотности вероятности, а вместо интеграла столкновения оператор эволюции).

Мы предлагаем теорию, в которой нейтрино играет фундаментальную роль, именно поэтому разрешите напомнить некоторые исторические факты. В **1930** году **В. Паули** предложил для сохранения энергии при β -распаде считать, что существует нейтральная частица, которую невозможно обнаружить. В **1932** году **Э. Ферми** дает название этой частице - нейтрино, принятое в настоящее время, а в 1934 году построил теорию β -распада, которую считал лучшей своей работой. В **1937** году **Г. Гамов и Е. Теллер** предлагают теорию гравитации на основе обмена нейтринно-антинейтринной парой. При этом, как известно, факт существования этой частицы был экспериментально подтвержден лишь в **50-х годах прошлого века Ф. Рейнесом и К. Коуэном**. Вследствие неперенормируемости теория Гамова и Теллера была отвергнута. К этому можно добавить, что взаимодействие должно переноситься бозонами, а не фермионами.

Несмотря на это роль нейтрино в космологии повышалась. Необходимо было дать обоснование химическому составу барионной материи во Вселенной. В **1961** году **В.М. Понтекорво** и **Я.А. Смородинский** предлагают гипотезу, в которой плотность нейтрино и плотность антинейтрино подбирались таким образом, чтобы объяснить известное отношение плотностей водорода и гелия. Конечно, в этом случае нейтринный фон Вселенной должен быть значительным. В **1964** году **А. Пензиасом** и **Р. Уилсоном** был открыт электромагнитный фон Вселенной, имеющий спектр излучения абсолютного черного тела, после чего данная модель Вселенной перестала рассматриваться, так как в качестве стандартной была принята теория «Большого Взрыва», полностью объясняющая химический состав барионной материи Вселенной.

2. Две подсистемы материи Вселенной

Мы не будем считать вакуум стерильным и заполним его темной материей, которая не проявляет себя в электромагнитных взаимодействиях, являющихся наиболее доступной формой получения информации в настоящее время. При этом мы будем использовать в своей работе лишь известные взаимодействия и известные частицы. Конечно, мы опираемся на астрономические данные [1], которые не позволяют сомневаться в том, что Вселенная относится к не полностью определенным физическим системам. Как известно, для описания подобных систем используется формализм, в котором функции имеют вероятностную интерпретацию. В результате имеет смысл вспомнить **флуктуационную гипотезу Больцмана рождения Вселенной**, дополняя ее предположением о существовании значительного фона из слабо взаимодействующих частиц.

Именно поэтому мы разбиваем материю Вселенной на две подсистемы, одна из которых (быстрая) будет состоять из элементарных частиц, участвующих в сильных и (или) электромагнитных взаимодействиях и играющих роль броуновских частиц. Другая подсистема (медленная) состоит из частиц, участвующих лишь в слабых взаимодействиях. Мы будем предполагать, что подавляющая часть частиц медленной подсистемы существует в основном состоянии, давая минимальный вклад в поляризацию вакуума, для оценки которой можно использовать кривизну пространства. Это предположение позволяет решить проблему плоскостности Вселенной, вследствие наличия ферми-жидкости, характеризующейся достаточно высокой энергией Ферми. Последнее ставит на прочную физическую основу **индуцированную теорию гравитации А.Д. Сахарова** (малость гравитационных сил обусловлена высокой степенью упругости вакуума) [2].

Итак, большая часть частиц медленной подсистемы, являясь фермионами, то есть частицами с полуцелым спином, составляют квантовые жидкости (ферми-жидкость, бозе-жидкость из фермионных пар). При переходе в возбужденное состояние из основного частицы приобретают все свойства фермионов быстрой подсистемы – цветной и (или) электрический заряд. Деление материи Вселенной на две подсистемы является способом описания, позволяющим строить теорию эволюции Вселенной, не прибегая к фантастическим формам материи (темная энергия).

К частицам медленной подсистемы (из известных) можно отнести нейтрино и антинейтрино различных ароматов, отличительной особенностью которых является их участие лишь в слабых взаимодействиях. Полная плотность этих частиц во Вселенной в настоящее время неизвестна, так как оценки могут быть получены при рассмотрении неупругого рассеяния, имеющего достаточно высокий энергетический порог.

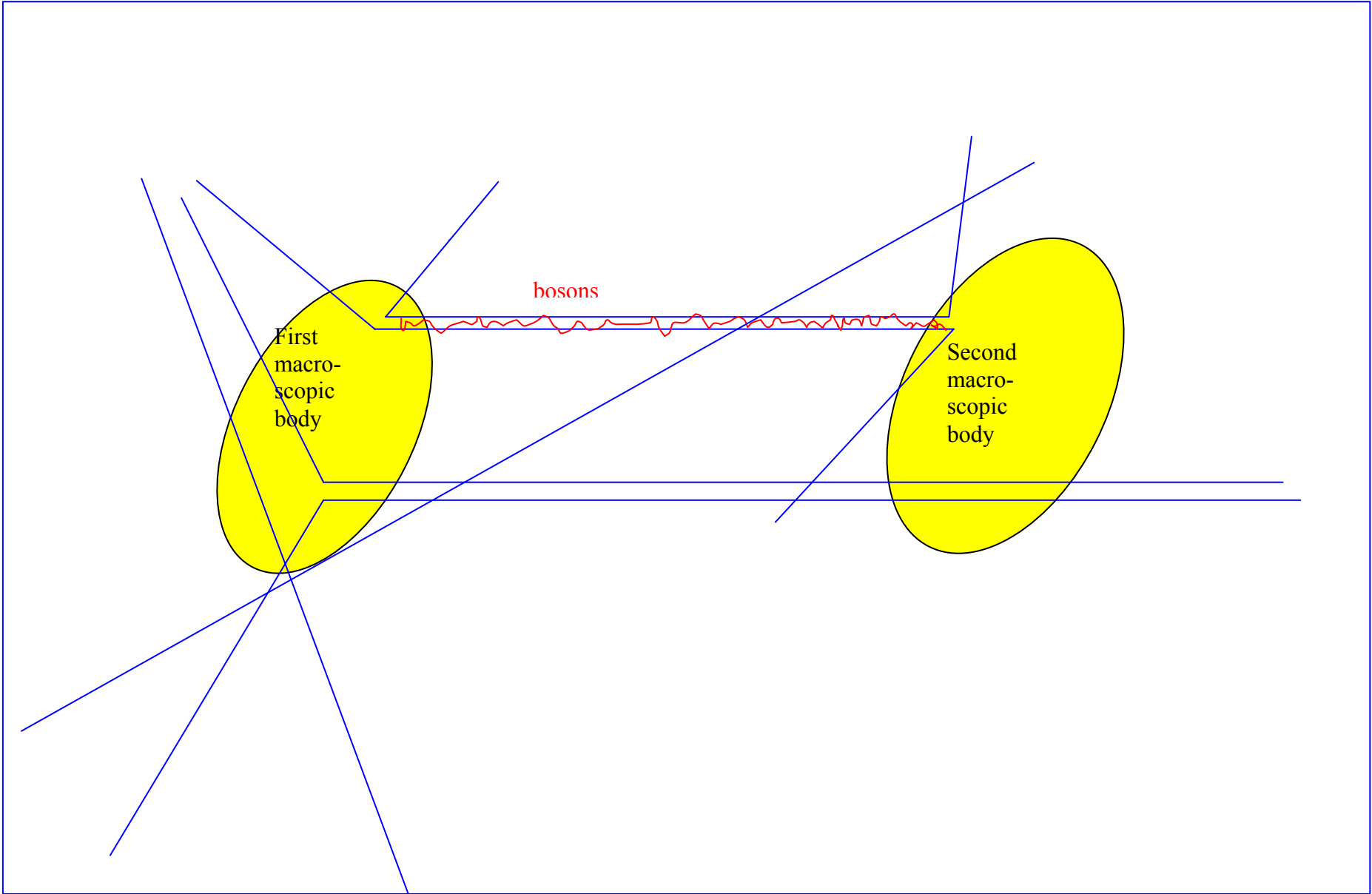
Как известно в стандартной модели Вселенной фоновые нейтрино играют незначительную роль вследствие их предполагаемой низкой плотности. Так как данное предположение не может быть подтверждено в прямых экспериментах, то имеет смысл рассматривать альтернативные модели и в первую очередь с привлечением **«стерильных» нейтрино** (нейтрино и антинейтрино с поляризацией противоположной, наблюдающейся при неупругом рассеянии) [3]. В стандартной модели электрослабых взаимодействий стерильные нейтрино не должны участвовать в любых реакциях с экспериментально наблюдаемыми частицами. Мы же считаем, что их «ненаблюдаемость» генерируется недостаточно высокой энергией частиц в проведенных экспериментах.

В результате предполагаемая высокая плотность «стерильных» нейтрино при достаточно низкой плотности «нормальных» нейтрино (что приводит к наблюдаемому нарушению пространственной четности слабых взаимодействий) может быть объяснена спонтанным нарушением симметрии, характеризующим физическую систему при низкой температуре, оценкой которой является температура микроволнового радиоизлучения Вселенной, открытого Пензиасом и Виллсоном. В такой среде время релаксации (оценка которой может быть привязана к величине постоянной Хаббла) является достаточно большим, что делает флуктуации плотности фоновых нейтрино значительными и может привести к наблюдаемым эффектам, которые в настоящее время объясняются наличием темной материи.

3. Индуцированная теория гравитации

Если вспомнить трудности, которые возникали при построении квантовой теории сильных взаимодействий (и которые были устранены с появлением квантовой хромодинамики (КХД)), то нетрудно заметить, что с похожей ситуацией ученые столкнулись и при создании квантовой теории гравитации. В этой связи можно сделать предположение, что, как и ядерные силы Юкавы гравитационные взаимодействия не являются фундаментальными и на достаточно малых расстояниях носят принципиально иной характер, позволяющий описывать их калибровочными полями векторного типа. Это тем более очевидно, что гравитационная постоянная $G_N \approx 6,7 \cdot 10^{-39} \text{ ГэВ}^{-2}$ является подозрительно малой величиной и к тому же размерной (как известно, последнее препятствовало построению перенормируемой квантовой теории).

Работы **Е.П. Башкина** [4] по распространению спиновых волн в поляризованных газах, появившиеся в **80-х годах прошлого века**, инициировали предположение, что аналогичные коллективные колебания возможны при определенных условиях и в нейтринной среде [5]. Именно это, а также привлекая **эффект Казимира**, позволило нам связать [6] гравитационную постоянную $G_N \sim 10^{-38} GeV^{-2}$ (мы будем использовать систему единиц: $\hbar/(2\pi) = c = 1$, где \hbar – постоянная Планка, а c – скорость света; $1 GeV^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-14}$ см; 1 Мпс $\approx 3,1 \cdot 10^{24}$ см $\approx 10^{38} GeV^{-1}$) с параметрами электрослабого взаимодействия ($G_N \sim \sigma_{\nu e}, \sigma_{\nu e}$ – сечение рассеяния нейтрино на электроны). Учитывая полученный результат, а также эмпирическую формулу $H_0/G_N \approx m_\pi^3$, можно предложить интерпретацию постоянной Хаббла $H_0 \sim 10^{-42} GeV$ как величине, характеризующей кинетический процесс релаксации во Вселенной.



Рассмотрим два макроскопических тела с массами m_1 и m_2 , которые находятся на достаточно большом расстоянии R друг от друга. Будем считать, что тела содержат $2m_1 l$ и $2m_2 l$ частиц (постоянный нормировочный множитель l , имеющий размерность длины, свяжем с поперечным сечением S частицы), подразумевая тем самым статистическое усреднение свойств элементарных частиц, составляющих данные тела. Если бы частицы макроскопических тел взаимодействовали бы со всеми нейтрино, падающими на них, то эти частицы с сечением рассеяния $S(l)$ могли бы рассматриваться как непрозрачные границы, индуцирующие эффект Казимира на прямой. Используя формулу Абеля-Плана, запишем плотность энергии ϖ одномерных вакуумных квантовых колебаний в виде [7]

$$\begin{aligned} \varpi &= \langle 0' | T_{44} | 0' \rangle - \langle 0 | T_{44} | 0 \rangle = \frac{1}{R_{AB} S} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\pi n}{2R_{AB}} - \int_0^{\infty} \frac{\pi x}{2R_{AB}} dx \right) = \\ &= \frac{i}{2R_{AB} S} \int_0^{\infty} \frac{\pi(it)/R_{AB} - \pi(-it)/R_{AB}}{\exp(2\pi t) - 1} dt = -\frac{\pi}{24R_{AB}^2 S}, \end{aligned} \quad (1)$$

где S - площадь поперечного сечения частицы, связанная с нормировочным множителем l , который вводится для того, чтобы число частиц в макроскопическом теле (в принятой в квантовой теории поля нормировке) являлось безразмерной величиной. Отметим, что есть смысл определить нормировочный множитель как $l = \lambda/(2\pi)$ (λ - длина волны нейтрино). Таким образом, энергия взаимодействия частиц должна быть равной

$$\varepsilon_{AB}^{\circ} = \varpi SR_{AB} = -\frac{\pi}{24R_{AB}} \quad (2)$$

(нижний индекс A является номером частицы первого макроскопического тела, а B - номером частицы, соответственно, второго тела) [7,].

Между тем лишь часть σ/S (σ - сечение рассеяния нейтрино на частицах макроскопического тела) нейтрино, падающих на частицу, претерпит рассеяние, так что реально энергия взаимодействия должна выглядеть следующим образом: $\varepsilon_{AB} = -\pi\sigma/24SR_{AB}$. Вследствие слабости взаимодействия нейтрино с частицами, ограничимся линейным приближением и запишем энергию E взаимодействия двух макроскопических тел в виде

$$E \approx \sum_{A=1}^{2m_1l} \sum_{B=1}^{2m_2l} \varepsilon_{AB}. \quad (3)$$

Пренебрегая размерами тел по сравнению с расстоянием R между ними ($R_{AB} = R$), окончательно будем иметь

$$E \approx -\frac{2m_1l \cdot 2m_2l \cdot \pi \langle \sigma \rangle}{24SR} = -\frac{G_\nu m_1 m_2}{R}, \quad (4)$$

где $\langle \sigma \rangle$ - сечение, усредненное по частицам макроскопического тела)

$$G_\nu = \frac{\pi l^2 \langle \sigma \rangle}{6S}. \quad (5)$$

Если $S = \pi l^2$, то последняя формула упрощается:

$$G_\nu = \langle \sigma \rangle / 6 \quad (6)$$

и ее можно интерпретировать следующим образом. Фоновые нейтрино Вселенной являются реальными, а не виртуальными частицами, вследствие чего биения представляют одномерные колебания в поляризованной среде, квантами которых могут быть лишь квазичастицы с целым спином. Именно для них часть $2m_1 r_w$ частиц первого и часть $2m_2 r_w$ частиц второго макроскопических тел представляют непрозрачные границы, при этом

$$S = \sigma = \pi r_w^2. \quad (7)$$

4. Оценка сечений рассеяния нейтрино

Для оценки сечения $\langle \sigma \rangle$ рассмотрим рассеяние нейтрино на заряженном лептоне, индуцированное обменом (учитывая низкую энергию фоновых нейтрино) лишь нейтральным Z бозоном. Амплитуда процесса в низшем приближении может быть записана в виде [8]

$$\begin{aligned}
 M &= 4 \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^j \nu_L) \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e}_L \gamma_j e_L + \xi \bar{e}_R \gamma_j e_R \right] = \\
 &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \bar{e} \gamma_j (I - \gamma_5) e + \xi \bar{e} \gamma_j (I + \gamma_5) e \right] \left[\bar{\nu} \gamma^j (I - \gamma_5) \nu \right],
 \end{aligned} \tag{8}$$

а квадрат амплитуды (усредненный по спинам) будет выглядеть так

$$\langle M^2 \rangle = 64 G_F^2 \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right)^2 (p' \cdot k')(p \cdot k) + \xi^2 (p' \cdot k)(p \cdot k') - \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \xi m^2 (k \cdot k') \right], \tag{9}$$

где γ^j , γ_j - матрицы Дирака (здесь индекс j пробегает значения 1,2,3,4); e - биспинор (\bar{e} - дираковски сопряженный ему), описывающий заряженный лептон, а p - первоначальный и p' - конечный его 4-импульсы (m - масса покоя заряженного лептона); ν - биспинор ($\bar{\nu}$ - дираковски сопряженный ему), описывающий нейтрино, а k - первоначальный и k' - конечный его 4-импульсы; G_F - постоянная Ферми, приблизительно равная $1,166 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻². Здесь и далее

$$\xi = \sin^2 \Theta_W, \quad \gamma_5 = -i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4, \quad \psi_L = \frac{1}{2}(I - \gamma_5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(I + \gamma_5)\psi \quad (10)$$

(I - единичная матрица, а Θ_W - угол Вайнберга). Аналогично может быть получен и квадрат амплитуды рассеяния антинейтрино на заряженном лептоне в виде

$$\langle M^2 \rangle = 64G_F^2 \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right)^2 (p' \cdot k)(p \cdot k') + \xi^2 (p' \cdot k')(p \cdot k) - \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \xi m^2 (k \cdot k') \right], \quad (11)$$

В результате сечения рассеяния, как для нейтрино, так и для антинейтрино в низко-энергетическом приближении (энергия нейтрино $\omega \ll m$) оказываются равными и записываются следующим образом

$$\sigma_e^Z = \frac{4G_F^2 \omega^2}{\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \xi^2 - \left(-\frac{1}{2} + \xi \right) \xi \right]. \quad (12)$$

Точно так же можно получить и сечения рассеяния в низшем приближении для u -кварка

$$\sigma_u^Z = \frac{4G_F^2 \omega^2}{\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \xi \right)^2 + \left(\frac{2}{3} \xi \right)^2 - \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \xi \right) \frac{2}{3} \xi \right] \quad (13)$$

и d -кварка

$$\sigma_d^Z = \frac{4G_F^2 \omega^2}{\pi} \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right)^2 + \left(\frac{1}{3} \xi \right)^2 - \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \xi \right) \frac{1}{3} \xi \right]. \quad (14)$$

При оценке сечения $\langle \sigma \rangle$ необходимо учесть, что низкоэнергетические нейтрино вряд ли смогут изменить состояние частиц макроскопического тела. Вследствие этого закон сохранения спина будет запрещать их рассеяние с изменением направления (именно в этом случае частицы макроскопического тела являются непроницаемыми границами для спиновых волн) без излучения тормозных фотонов (что может сказаться на спектре микроволнового фонового радиоизлучения Вселенной). Вследствие этого сечение σ_ν будет иметь вид

$$\sigma_\nu = k\sigma^Z, \quad (15)$$

где лишь для электронов и позитронов коэффициент $k = k_e$ зависит только от постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$, ($k_e \sim 2\alpha/3$), в то время как для кварков $k = k_u$ или $k = k_d$ должен зависеть и от бегущей константы α_s , характеризующей тормозное излучение глюонов.

Принимая во внимание однородность распределения галактик во Вселенной на расстояниях превышающих 50 мегапарсек ($\sim 10^{40} \text{ GeV}^{-1}$), будем предполагать, что большая часть «стерильных» нейтрино и антинейтрино присутствует в форме многокомпонентной Ферми-жидкости при температуре ниже 3 K ($< 10^{-12} \text{ GeV}$). В результате во взаимодействии с обычной материей могут принимать участие лишь те из них, которые находятся вблизи поверхности Ферми (энергия \mathcal{E} которых достаточно мало отличается от энергии Ферми ε_F).

Как известно по теории Л.Д. Ландау, в этом случае удобнее работать не с частицами, а квазичастицами, которые, как и «стерильные» нейтрино и антинейтрино, являются фермионами, и энергия которых ω равна $|\varepsilon - \varepsilon_F|$. Более того, среднее значение ω может быть вычислено по формуле

$$\langle \omega \rangle = \int_0^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\omega/T_0) + 1} / \int_0^{\infty} \frac{\omega^2 d\omega}{\exp(\omega/T_0) + 1} \approx 3.15T_0. \quad (16)$$

Именно это и ведет к квадратичной зависимости сечения рассеяния фоновых нейтрино на частицах макроскопического тела от их температуры ($\sigma_\nu \propto T_0^2$).

Для грубой оценки постоянной G_ν вернемся к рассеянию фоновых нейтрино на электроне, предполагая, что при квантовомеханическом рассмотрении максимальное эффективное сечение S при неупругом рассеянии равно πl^2 . Полагая также [8] $k_e = \alpha(\pi^2 - 25/4)/(2\pi)$, а вместо ω - среднее значение, можно получить ($\langle \omega \rangle \approx 3,15 T \approx 5,166 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$, $\xi \approx 0,23$) следующее значение постоянной

$$G_\nu \approx 6 \cdot 10^{-39} \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (17)$$

которое не слишком сильно отличается от известного значения гравитационной постоянной G_N .

Будем считать, что полная энергия частицы определяется ее взаимодействием со всеми падающими на нее фоновыми нейтрино, а не только рассеянными каким-либо конкретным телом. В этом случае именно спектр масс элементарных частиц будет отражать различие в сечениях рассеяния ими фоновых нейтрино, в то время как постоянная G_ν останется универсальной для произвольных веществ. Причем в постоянной G_ν будет заложена усредненная зависимость от параметров электрослабого взаимодействия. Кроме того, необходимо отметить значительную массу векторных бозонов W^+ , W^- , Z , которые, в отличие от безмассового фотона, взаимодействуют с нейтрино непосредственно. Отсюда, в свою очередь, становится привлекательной идея применения динамического механизма нарушения симметрии [9] в теории лептонов.

5. Гравитационный потенциал и квантовая механика

Как известно однородность и изотропность Вселенной допускают лишь пропорциональную зависимость скорости разбегания галактик от расстояния до них (данная зависимость была установлена благодаря астрономическим наблюдениям Хаббла для «Местного объема» (< 10 Мпс.)). Более точно – Хаббловский поток начинается с 1 Мпс. (пленарный доклад И.Д. Караченцева «Космография Местной вселенной» на Всероссийской астрономической конференции, Архыз, 2010). «Космологический принцип» узаконивает центральное предположение космологии об однородности Вселенной. Данная гипотеза не противоречит наблюдениям уже для «Местной Вселенной», которая по размерам совпадает с «ячейкой однородности» (50 Мпс.).

Мы предположим, что однородность Вселенной является следствием свойств, характерных для газов. Главным отличием газов от жидкостей является слабость взаимодействия составляющих их частиц на «достаточно» больших расстояниях. Поэтому мы еще раз вернемся к закону обратных квадратов для гравитационного взаимодействия на больших расстояниях, сомнение в котором высказывалось уже в конце XIX века.

Закон обратных квадратов достаточно интенсивно обсуждался в прессе в 90-х годах XIX века [10]. Начало этой дискуссии положили Шезо и Ольберс (так называемый парадокс Ольберса: почему в бесконечной однородной Вселенной ночное небо все же темное?). **Ольберс** в качестве решения предложил учитывать поглощение света, для учета которого ввел экспоненциальный множитель $\exp(-\lambda r)$ для интенсивности приходящего света. Аналогично **Зеелигер** для устранения расходимости гравитационного потенциала в бесконечной Вселенной с однородным распределением материи предложил для силы гравитации вводить экспоненциальный множитель. **Нейман** для той же самой цели использовал гравитационный потенциал в виде:

$$Ar^{-1} \exp(-\lambda_1 r) + Br^{-1} \exp(-\lambda_2 r). \quad (18)$$

В стандартной формулировке квантовой механике основную роль играет уравнение Шредингера, при построении гамильтониана в котором мы должны придерживаться его соответствия с энергией данной физической системы в классической механике. И здесь немаловажную роль будет играть выбор формы потенциальной энергии, которая, как правило, задается по определению. Для двух далекодействующих сил, как в гравитации, так и в электростатике простота формы потенциалов, определяющих бесконечность их радиуса действия, долгое время была неоспоримой, поэтому мы придаем революционное значение выдвинутой **Н.А. Черниковым** гипотезе о конечности радиуса действия гравитационных сил.

Для утверждения своей гипотезы Н.А. Черников [11] предложил заменить 3-х мерное фоновое пространство Евклида на пространство Лобачевского постоянной отрицательной кривизны, метрическая форма которого имеет вид:

$$ds^2 = dr^2 + L^2 \sinh^2\left(\frac{r}{L}\right)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (19)$$

(L - постоянная Лобачевского). В этом случае оператор Лапласа переписется следующим образом:

$$\Delta = \frac{1}{L^2 \sinh^2\left(\frac{r}{L}\right)} \left[\frac{\partial}{\partial r} L^2 \sinh^2\left(\frac{r}{L}\right) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]. \quad (20)$$

Решая уравнение Лапласа, можно получить потенциал гравитационного поля для точечного источника в виде:

$$U(r) = \frac{C}{L} \left(1 - \coth \frac{r}{L} \right) = -\frac{2C}{L} \frac{1}{e^{2r/L} - 1}, \quad (21)$$

который отвечает необходимым свойствам на больших расстояниях, а в пределе при стремлении кривизны пространства Лобачевского к нулю переходит в гравитационный потенциал Ньютона. Мы считаем, что полученный потенциал имеет самостоятельную ценность, и предлагаем его получение на основе постулата квантовой теории произвольных взаимодействий (взаимодействие между частицами генерируется обменом бозонов). Аналогичный формализм получения потенциала должен быть применен и в электростатике. Поэтому электромагнитные силы в вакууме также должны иметь конечный, хотя и достаточно большой, радиус действия.

В экспериментах по распространению спиновых волн в газах [4] главная роль отводилась их поляризации, для чего использовались как магнитные поля, так и «лазерная накачка». Эту же роль по нашему мнению в кулоновском взаимодействии выполняют поперечные виртуальные фотоны, в то время как продольные виртуальные фотоны обеспечивают «правильную» зависимость от пространственных координат [12]. При получении гравитационного взаимодействия аналогом может служить «нейтринная накачка», и главную роль для «правильной» пространственной зависимости должны играть кванты продольных колебаний. Учитывая выше сказанное, мы предположим, что энергия гравитационного взаимодействия должна зависеть от числа частиц и квазичастиц, участвующих в этом взаимодействии. При этом ее зависимость от пространственных координат определяется средним числом квазичастиц – бозонов, которыми обмениваются две взаимодействующие частицы.

В результате мы будем иметь (n - число бозонов, $x > 0$):

$$\begin{aligned}
 V &= -D \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}} = D \frac{d}{dx} \ln \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} \right) \\
 &= D \frac{d}{dx} \ln \left(\frac{1}{1 - e^{-x}} \right) = -D \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} = -\frac{D}{e^x - 1}
 \end{aligned} \tag{22}$$

(естественно, что здесь не исключается зависимость D от x), где в общем случае $D = \int \rho_1 \sigma_\nu \rho_\nu \sigma_\nu \rho_2 dV_1 dV_2$ (ρ_1 - плотность частиц первого макроскопического тела, ρ_2 - плотность частиц второго макроскопического тела, ρ_ν - плотность тех фоновых нейтрино Вселенной, взаимодействием с которыми нельзя пренебречь, σ_ν - сечение рассеяния фоновых нейтрино на частицах макроскопического тела). Считая ρ_ν и σ_ν постоянными и используя стандартную калибровку [12], получим: $D = 4m_1 m_2 \rho_\nu \sigma_\nu^2$.

6. Потенциал Лобачевского – Черникова

При таком рассмотрении имеет смысл перейти к потенциалу Лобачевского – Черникова [13] для гравитационного взаимодействия макроскопических тел, расположенных на достаточно большом расстоянии друг от друга. В этом случае форма энергии

$$V(r) = \frac{G_N m_1 m_2}{L} \left(1 - \operatorname{cth} \frac{r}{L} \right) = - \frac{2G_N m_1 m_2}{L} \frac{1}{e^{2r/L} - 1} \quad (23)$$

(m_1, m_2 - массы макроскопических тел; r - расстояние между ними; L - постоянная Лобачевского) будет предполагать квантовый характер нулевых (вакуумных) колебаний и которая, как в формуле (23), конечно же, зависит не только от числа квази-частиц, но и от числа реальных частиц. Естественно, что

$$\lim_{L \rightarrow \infty} [V(r)] = \lim_{L \rightarrow \infty} \left[- \frac{2G_N m_1 m_2}{L} \frac{1}{e^{2r/L} - 1} \right] = - \frac{G_N m_1 m_2}{r} . \quad (24)$$

Заметим, что асимптотическое поведение потенциала Лобачевского - Черникова будет сводиться к поведению потенциала Юкавы

$$U(r) = -Ce^{-Br} / r \quad (B = 2 / L), \quad (25)$$

который был введен для описания короткодействующих ядерных сил (подобный потенциал используется и для описания короткодействующих электромагнитных сил в плазме). Вследствие этого, постоянная Лобачевского L должна определяться поляризационными свойствами вакуума (среды из слабовзаимодействующих частиц в вырожденном состоянии).

Заметим также, что для потенциала Ньютона мы имеем парадокс Зеелигера (для вещества, распределенного в бесконечной Вселенной со средней плотностью ρ , полный гравитационный потенциал $U(r)$ расходится). При тех же самых условиях, как нетрудно заметить

$$\int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi} \sin \Theta d\Theta \int_0^{\infty} \frac{G_N \rho}{L} \left(1 - \operatorname{cth} \frac{r}{L}\right) r^2 dr = -G_N \rho \pi L^2 \Gamma(3) \zeta(3) \quad (26)$$

($\Gamma(3) = 2$, $\zeta(3) \approx 1,202$), в результате чего для потенциала Лобачевского - Черникова расходимость отсутствует. Это очевидно, так как длина когерентности, обеспечивающая данный результат и характеризующая по нашему мнению любое взаимодействие, в реальном мире не может быть бесконечной.

Итак, предполагая квантовый характер гравитационного взаимодействия и учитывая отсутствие гравитонов в экспериментальных данных, будем считать их квази-частицами, что дает нам повод записать гравитационный потенциал в общем случае в виде

$$U(r) = - \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{e^{B_i r} - 1} \quad (27)$$

Наиболее целесообразно данный потенциал использовать в космических масштабах, считая галактики броуновскими частицами, для поиска параметров A_i и B_i , характеризующих нейтринный фон для различных областей Вселенной.

Пусть в формуле (22) ($V = -D/(e^x - 1)$) для макроскопических расстояний

$$x = 2\rho_\nu\sigma_\nu r, \quad (28)$$

тогда постоянной Лобачевского в формуле (23) ($V(r) = -\frac{2G_N m_1 m_2}{L} \frac{1}{e^{2r/L} - 1}$) можно придать следующую физическую интерпретацию, а именно, как величине, пропорциональной длине свободного пробега

$$L \propto 1/(\sigma_\nu \rho_\nu). \quad (29)$$

Более того, учитывая астрономические данные, можно ограничить ее величину размерами сверхскоплений галактик. Итак, как минимум два параметра (G_N , L) должны характеризовать гравитационное взаимодействие в космологии. Эти параметры должны характеризовать также и состояние нейтринного фона Вселенной, так как они определяются при помощи σ_ν и ρ_ν .

При низкой температуре фоновых нейтрино следует ожидать их спаривание, что приведет к образованию бозе-жидкости из таких пар и должно отразиться, в конце концов, на движении галактик, которое интерпретируется как присутствие темной материи. Именно поэтому поиски частиц темной материи в лабораторных условиях и не принесли успеха.

Итак, мы отказались считать вакуум Вселенной стерильным. Это позволяет применять потенциал, имеющий обоснование с квантовых позиций, в форме (21) для произвольных взаимодействий на достаточно больших расстояниях [14]. Естественно, что постоянные в потенциале (21) должны зависеть от параметров, характеризующих элементарные частицы, которые присутствуют в рассматриваемой пространственной области как в основном, так и возбужденном состоянии. Учитывая отрицательный исторический опыт интерпретации потенциала Юкавы, постоянную L свяжем не с величиной обратной массе конкретной элементарной частицы, а с длиной когерентности данного взаимодействия.

Конечно в исключительных случаях, рассматривая гравитационное и электромагнитное взаимодействия, имеет смысл считать длину когерентности бесконечной (стандартное описание, когда $B \rightarrow 0$ в формуле (25)), но в общем случае этого делать не следует. В противном случае мы столкнемся с инфракрасными расходимостями в квантовой теории. Отметим, что именно поэтому для их устранения в квантовой электродинамике вводится конечная (ненулевая) масса фотона.

Таким образом, используя лишь известные элементарные частицы, мы смогли дать наиболее правдоподобную интерпретацию экспериментальным данным и обосновать с квантовых позиций математическую форму гравитационного потенциала.

Литература

1. Leibundgut B. and Sollerman J., A cosmological surprise: the universe accelerates // *Europhysics news*. – 2001. – V. 32. – P. 121-125.
2. Сахаров А.Д. Вакуумные квантовые флуктуации искривленного пространства и теория гравитации. // *ДАН СССР, сер. математика, физика*. - 1967. - Т.177. - № 1. - С. 70.
3. Koryukin V.M. The confinement and the dark matter of the Universe // In the book: *Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics: Proceedings of the XIX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (Dubna, September 29 – October 4, 2008)*. – Dubna: JINR, 2008. – V. I. – XVI, 325 p. – P. 61-66.
4. Башкин Е.П. Спиновые волны в поляризованных парамагнитных газах. // *Письма в ЖЭТФ*. - 1981. - Т. 33, Вып.1. - С. 11 - 14.
5. Koryukin V.M. Gravitation and Weak Interactions in the Gauge Fields Covariant Theory // In the book: *Proceedings of III International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei (JINR, Dubna, Moscow Region, RUSSIA, June 16 - 22, 1992)*. - Edited by Ts. D. Vylov. - Singapore, New Jersey, London, Hongkong: World Scientific, 1992. - P. 456-458.
6. Корюкин В.М. Эффект Казимира, гравитация и реликтовые нейтрино // *Известия вузов. Физика*. - 1996. - № 10. - С. 119-120.

7. Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В.М. Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях. - М.: "Атомиздат", 1980. - 296 с.
8. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. - М.: "Наука", 1981. - 304 с.
9. Миранский В.А., Фомин П.И. Динамический механизм нарушения симметрии и генерации масс в калибровочных теориях поля. //ЭЧАЯ. – 1985. – Т. 16. Вып. 3. – С. 469 - 521.
10. Роузвер Н.Т. Перигелий Меркурия. От Леверье до Эйнштейна. – М.: Мир, 1985. – 246 с.
11. Черников Н.А. Четыре варианта теории тяготения с двумя аффинными связностями // В кн.: Труды V Семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 16-18 мая 1992. – Дубна: ОИЯИ, ЛТФ, 1993. – С. 250-253.
12. Фейнман Р. Теория фундаментальных процессов. – М.: Наука, 1978. – 200 с.
13. Черников Н.А. Геометрия Лобачевского и закон всемирного тяготения // В кн.: Труды IV Семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 14-16 октября 1991. – Дубна: ОИЯИ, ЛТФ, 1992. – С. 3 - 21.
14. Корюкин В.М. К вопросу о квантовой теории фундаментальных взаимодействий на больших расстояниях // Известия вузов. Физика. - 2012, Т. 55, № 6. - С. 81-85.
(V.M. Koryukin, *Russian Physics Journal*. Volume 55, Issue 6 (2012), Page 685-689.)

Благодарю вас за внимание!