

УДК 530.19:531.26; 539.12

В. М. Корюкин

V. M. Koryukin

Марийский государственный университет, г. Йошкар-Ола

Mari State University, Yoshkar-Ola

ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ ВСЕЛЕННОЙ И ПОТЕНЦИАЛ ЛОБАЧЕВСКОГО – ЧЕРНИКОВА

THE UNIVERSE DARK MATTER AND THE LOBACHEVSKY – CHERNIKOV POTENTIAL

Как известно, классическая физическая теория должна являться следствием последовательной квантовой теории. Именно поэтому предпринимались неоднократные попытки получить квантовую теорию гравитации, так как соответствующая классическая теория не могла считаться физически обоснованной. Мы предлагаем решение данной проблемы, взяв за основу не потенциал Ньютона, а потенциал Лобачевского – Черникова.

It is known that the classical physical theory must be the consequence of the consistent quantum theory. That is why repeated attempts to obtain the gravitational quantum theory were made, because the corresponding classical theory cannot be considered valid in terms of physics. We offer the solution of the given problem, taking the Lobachevsky – Chernikov potential, but not the Newtonian potential as a principle.

Ключевые слова: фоновые фермионы Вселенной, потенциал Лобачевского – Черникова.

Key words: the background fermions of the Universe, the Lobachevsky – Chernikov potential.

1. Поставим задачу дать физическое обоснование с квантовых позиций гравитационному взаимодействию между любыми макроскопическими телами. При этом мы должны получить потенциал, который в асимптотическом пределе переходит в известный потенциал Ньютона, применяемый в классической физике для описания гравитационного взаимодействия.

2. Для этого 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 [8], 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 зачастую роль бронуновских 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.

Итак, большая часть частиц медленной подсистемы, являясь фермионами, то есть частицами с полужелым 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) [7]. Как известно, в стандартной модели стерильные нейтрино

не должны участвовать в любых реакциях с экспериментально наблюдаемыми частицами. Мы 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 энергии и темной материи.

Работы Е. П. Башкина [1] 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. Именно это, а также привлекая эффект Казимира, позволило нам связать [3] 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) с параметрами электро-слабого взаимодействия ($G_N \sim \sigma_{\nu e}, \sigma_{\nu e}$ — сечение рассеяния нейтрино на электроны). Учитывая полученный результат, а также эмпирическую формулу $H_0/G_N \approx m_x^3$, можно предложить интерпретацию постоянной Хаббла $H_0 \sim 10^{-42} GeV$ как величине, характеризующей кинетический процесс релаксации во Вселенной и обратно пропорциональной длине свободного пробега заряженной частицы в среде, состоящей из частиц медленной подсистемы.

3. В стандартной формулировке квантовой механики 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. В результате появляется возможность в квантовой теории устранить к тому же и инфракрасные расходимости, неизбежно возникающие в стандартном подходе.

Для утверждения своей гипотезы Н. А. Черников предложил заменить 3-мерное фоновое пространство Евклида на пространство Лобачевского постоянной отрицательной кривизны. В этом случае, решая уравнение Лапласа, можно получить потенциал гравитационного поля, 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 бозонами). 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 [1] 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 [4]. При получении гравитационного взаимодействия аналогом может служить «нейтринная накачка», и главную роль для «правильной» пространственной зависимости должны играть кванты продольных колебаний. Учитывая вышесказанное, 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, $x > 0$):

$$V = -D \sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx} \left/ \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} \right. = \frac{D}{dx} \ln \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} \right) = \frac{D}{dx} \ln \left(\frac{1}{1-e^{-x}} \right) = \frac{D}{1-e^{-x}} - \frac{D}{e^{-x}-1} \quad (1)$$

(естественно, что здесь мы имеем лишь аналог распределения Гиббса для идеального газа квазичастиц и, кроме того, 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 [4], получим: $D = 4m_1 m_2 \rho_{\nu} \sigma_{\nu}^2$.

При таком рассмотрении имеет смысл перейти к потенциалу Лобачевского – Черникова [6] для гравитационного взаимодействия макроскопических тел, расположенных на достаточно большом расстоянии друг от друга. В этом случае форма энергии

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

(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 (1), конечно же, зависит не только от числа квазичастиц, но и от числа реальных частиц. Естественно, что

$$\lim_{L \rightarrow \infty} [V(r)] = \lim_{L \rightarrow \infty} \left[-\frac{2G_N m_1 m_2}{L} \frac{1}{e^{2r/L} - 1} \right] - \frac{G_N m_1 m_2}{r}. \quad (3)$$

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

$$U(r) = -C e^{-Br} / r \quad (B = 2/L), \quad (4)$$

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 слабозаимодействующих частиц в вырожденном состоянии).

4. Пусть в формуле (1) для макроскопических расстояний $x = 2\rho_v \sigma_v r$, тогда постоянной Лобачевского в формуле (2) можно придать следующую физическую интерпретацию, а именно, как величине, пропорциональной длине свободного пробега $L \propto 1/(\sigma_v \rho_v)$. 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_v и ρ_v . В такой среде время релаксации является достаточно большим, что делает флуктуации плотности материи значительными и может привести к наблюдаемым эффектам.

Принимая во внимание однородность распределения галактик во Вселенной на расстояниях превышающих 100 мегапарсек ($> 10^{40} GeV^{-1}$), будем предполагать, что большая часть «стерильных» нейтрино и антинейтрино присутствует в форме многокомпонентной ферми-жидкости при температуре ниже 3 К ($< 10^{-12} GeV$). В результате во взаимодействии с обычной материей могут принимать участие лишь те из них, которые находятся вблизи поверхности Ферми (энергия ϵ которых достаточно мало отличается от энергии Ферми ϵ_F).

В этом случае удобнее работать не с частицами, а квазичастицами, которые, как и «стерильные» ней-

трино и антинейтрино, являются фермионами, и энергия которых ω равна $|\epsilon - \epsilon_F|$. Более того, среднее значение ω может быть вычислено по формуле

$$\langle \omega \rangle = \int_0^\infty \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\omega/T_0) + 1} / \int_0^\infty \frac{\omega^2 d\omega}{\exp(\omega/T_0) + 1} \approx 3,15 T_0. \quad (5)$$

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

При низкой температуре фоновых нейтрино следует ожидать их спаривания, 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. Вряд ли плотность бозе-жидкости постоянна и изучение ее флуктуаций должно стать одной из интереснейших задач внегалактической астрономии.

Итак, мы отказались считать вакуум Вселенной стерильным. Это позволяет применять потенциал, имеющий обоснование с квантовых позиций, в форме (2) для произвольных взаимодействий на достаточно больших расстояниях. Естественно, что постоянные в потенциале (2) 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 (4)), 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.

5. Пусть $A = \int \Lambda d_n V$. Будем называть, как и в теории поля, A — действием, Λ — лагранжианом. Решения $\Psi(x)$ ($x \in \Omega_n \subset M_n, M_n$ — пространственно-временное многообразие) уравнений, которые получаются из требования минимальности действия, могут быть использованы для построения полного набора функций $\{\Psi(x)\}$, генерируемых операторами перехода. Для нахождения решений $\Psi(x)$ можно использовать аналог метода наибольшего правдоподобия, применяемый в математической статистике, но не для вероятности, а для амплитуды вероятности. Как известно [5], согласно гипотезе Фейнмана амплитуда вероятности перехода системы из одного состояния $\Psi(x)$ в другое $\Psi'(x')$ равна следующему интегралу

$$K(\Psi, \Psi^*) = \int_{\Omega(\Psi, \Psi^*)} \exp(iA) D\Psi = \\ = \lim_{N \rightarrow \infty} I_N \int d\Psi_1 \dots \int d\Psi_k \dots \int d\Psi_{N-1} \exp\left(i \sum_{k=1}^{N-1} (\Lambda(\Psi(x_k)) + \Lambda_0) \Delta V_k\right) \quad (6)$$

($i^2 = -1$; постоянная I_N выбирается так, чтобы предел существовал). Вследствие этого функции $\Psi(x)$, получаемые из требования минимальности действия A , также являются лишь наиболее правдоподобными. При таком подходе лагранжиан Λ играет более фундаментальную роль, чем дифференциальные уравнения (в том числе и гравитационные уравнения Эйнштейна), которые из него получаются и которые будем интерпретировать как дифференциальные уравнения регрессии.

Правда, при таком определении появляется неоднозначность описания темной материи, и мы должны уточнить, что описывать собираемся лишь неоднородности (флуктуации) в ее реальном распределении. Если говорить более конкретно, то в космологии под темной материей необходимо понимать, лишь ее часть, определяемую посредством косвенных наблюдений, привлекая для этого частицы быстрой подсистемы. Так как именно при движении галактик было выявлено присутствие темной материи [2] (здесь гравитационное взаимодействие играет определяющую роль), а лабораторные поиски частиц темной материи не принесли результатов, то данную часть темной материи мы свяжем с бозе-конденсатом из нейтринных пар. Как известно, именно взвешивание, индуцированное гравитационным взаимодействием, позволяет выявить присутствие бозе-конденсата в лабораторных условиях.

Обратим внимание на постоянную Λ_0 , которую свяжем с нормировкой функций $\Psi(x)$. Величина Λ_0 , в общем случае, не является постоянной и может зависеть в частности от температуры физической системы.

В физике мы требуем содержательности теории, то есть теоретические понятия и суждения должны адекватно соответствовать экспериментальным данным. Вследствие неадекватности уравнений Эйнштейна астрономическим наблюдениям в космологии появилось понятие «темной энергии», которое мы свяжем как раз со слагаемым Λ_0 . Отметим, что в статистической физике для той же цели вводится понятие свободной энергии, которая определяется посредством статистической суммы, так что аналогия здесь очевидна.

6. 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. Башкин Е. П. Спиновые волны в поляризованных парамагнитных газах // Письма в ЖЭТФ. — 1981. — Т. 33. — Вып. 1. — С. 11–14.
2. Кландор-Клайнротхаус Г. С., Цюбер К. Астрофизика элементарных частиц. — М.: Редакция журнала «Успехи физических наук», 2000. — 496 с.
3. Корюкин В. М. Эффект Казимира, гравитация и реликтовые нейтрино // Известия вузов. Физика. — 1996. — № 10. — С. 119–120.
4. Фейнман Р. Теория фундаментальных процессов. — М.: Наука, 1978. — 200 с.
5. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. — М.: Мир, 1968. — 382 с.
6. Черников Н. А. Геометрия Лобачевского и закон всемирного тяготения // Гравитационная энергия и гравитационные волны: тр. IV семинара. Дубна, 14–16 октября 1991. — Дубна: ОИЯИ, ЛТФ, 1992. — С. 3–21.
7. Koryukin V. M. The confinement and the dark matter of the Universe // 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.
8. Leibundgut B., Sollerman J. A cosmological surprise: the universe accelerates // Europhysics News. — 2001. — V. 32. — № 4. — P. 121–125.