

КВАНТОВАЯ МАШИНА ВРЕМЕНИ И ПЕТЛЕВАЯ КВАНТОВАЯ ГРАВИТАЦИЯ

А.К. Гуц

профессор, д.ф.-м.н., e-mail: aguts@mail.ru

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск, Россия

Аннотация. Даётся описание квантовой машины времени, осуществляющей межвременные переходы, в рамках петлевой квантовой гравитации. В отличие от квантовой геометродинамики в данном случае становится понятным как производить воздействия, изменяющие современную геометрию на прошлую.

Ключевые слова: квантовая машина времени, петлевая квантовая гравитация, спиновая сеть, спиновая пена.

Введение

Идея квантовой машины времени основывается на разрушении квантовой суперпозиции решений уравнения Уилера–ДеВитта [1, 2].

Разрушение суперпозиции происходит при особой процедуре измерения геометрии 3-пространства. Однако в рамках квантовой геометродинамики Уилера, с помощью которой обосновывалась работа квантовой машины времени, совершенно неясно, на что направлено это измерение, что конкретно измеряется.

Напротив, есть надежда, что использование теории петлевой квантовой гравитации [3–6] позволит установить искомую процедуру измерения, а точнее, определить, на что следует направить энергетическое воздействие, предполагаемое при процедуре измерения. Важно, что в этом случае нет необходимости существенно переформулировать механизм действия квантовой машины времени, поскольку петлевая квантовая гравитация, по сути дела, является переводом квантовой геометродинамики на язык другой пары канонических переменных: вместо пары $(h_{\alpha\beta}, K_{\alpha\beta})$ рассматривается пара Аштекара $(A_{\beta}^{(\alpha)}, \tilde{E}_{\beta}^{(\alpha)})$.

1. Петлевая квантовая гравитация

Петлевая гравитация — это переформулировка гамильтоновой формулировки гравитации, основанной на АДМ-формализме, в новых канонических переменных Аштекаря. Петлевая гравитация появляется вместо геометродинамики Уилера.

Петлевая квантовая гравитация — каноническое квантование по схеме Дирака в новых операторах Аштекаря. Квантовая петлевая гравитация появляется

вместо квантовой геометродинамики Уилера; на место *геометродинамики* ставится *связнодинамика*.

Петлевая квантовая гравитация — альтернатива квантовой теории суперструн, но без новых понятий (подобно суперсимметрии) и без новых размерностей (остаётся традиционное 4-мерие).

1.1. Переменные Аштекара

Латинские индексы $i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3$, греческие $\alpha, \beta, \gamma, \dots = 1, 2, 3$.

Метрику пространства-времени $M^4 = M^3 \times \mathbb{R}$ подвергаем (3+1)-разбиению:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} N^2 & N_\alpha \\ N_\alpha & h_{\alpha\beta} \end{pmatrix}.$$

Вводим триаду — три вектора $e_\beta^{(\alpha)}$, где (α) — номер вектора, такие, что

$$h_{\alpha\beta} = \delta_{(\gamma\delta)} e_\alpha^{(\gamma)} e_\beta^{(\delta)}, \quad h^{\alpha\beta} = \delta^{(\gamma\delta)} e_\alpha^{(\gamma)} e_\beta^{(\delta)}.$$

Состояния в петлевой квантовой гравитации — это решения уравнения Уилера–ДеВитта, но записанные в новых переменных: поля $\tilde{E}_\beta^{(\alpha)}$, $A_\beta^{(\alpha)}$.

Опишем эти поля. Поле

$$\begin{aligned} \tilde{E}_\beta^{(\alpha)} &= \sqrt{h} e_\beta^{(\alpha)}, \\ h &= \det(h_{\alpha\beta}) = [\det(e_\beta^{(\alpha)})]^2 = e^2, \quad \det(\tilde{E}) = \sqrt{h} \cdot \det(e) = h, \\ \delta^{(\mu\nu)} \tilde{E}_{(\mu)}^\alpha \tilde{E}_{(\nu)}^\beta &= h h^{\alpha\beta}. \end{aligned}$$

Второе поле задаётся как

$$A_\beta^{(\alpha)} = \Gamma_\beta^{(\alpha)} + \gamma K_\beta^{(\alpha)},$$

где $\gamma \neq 0 \in \mathbb{C}$ — параметр Иммирци и $\Gamma_\beta^{(\alpha)}$ — так называемая спинная связность, которая является решением структурного уравнения Картана

$$\partial_{[\beta} e_{\delta]}^{(\alpha)} + \varepsilon_{(\mu\nu)}^{(\alpha)} \Gamma_{[\beta}^{(\mu)} e_{\delta]}^{(\nu)} = 0$$

и имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_\beta^{(\alpha)} &= -\frac{1}{2} \varepsilon_{(\kappa)}^{(\alpha\gamma)} e_{(\gamma)}^\delta [\partial_{[\beta} e_{\delta]}^{(\kappa)} + \delta^{(\kappa\lambda)} \delta_{(\mu\sigma)} e_{(\lambda)}^\nu e_{\beta}^{(\mu)} \partial_\delta e_\nu^{(\sigma)}], \\ K_\beta^{(\alpha)} &= \frac{1}{\sqrt{h}} K_{\beta\gamma} \tilde{E}_{(\mu)}^\gamma \delta^{(\alpha\mu)} = K_{\beta\gamma} e_{(\mu)}^\gamma \delta^{(\alpha\mu)}, \end{aligned}$$

где $K_{\beta\gamma}$ — внешняя кривизна 3-пространства M^3 .

Имеем гамильтонову связь [7]

$$H = \frac{G\gamma^2}{2\sqrt{h}} \varepsilon^{(\alpha\beta\gamma)} \tilde{E}_{(\alpha)}^\mu \tilde{E}_{(\beta)}^\nu \left[F_{\mu\nu(\gamma)} - \frac{1+\gamma^2}{\gamma^2} \varepsilon_{(\gamma\alpha\beta)} (A_\mu^{(\alpha)} - \Gamma_\mu^{(\alpha)}) (A_\nu^{(\beta)} - \Gamma_\nu^{(\beta)}) \right] = 0,$$

$$F_{\mu\nu}^{(\alpha)} = \partial_\mu A_\nu^{(\alpha)} - \partial_\nu A_\mu^{(\alpha)} + \varepsilon^{(\alpha\beta\gamma)} A_{\mu(\beta)} A_{\nu(\gamma)}.$$

1.2. Квантование по схеме Дирака и уравнение Уилера–ДеВитта

Квантование состоит в замене переменных $(A_\beta^{(\alpha)}, \tilde{E}_\beta^{(\alpha)})$ на эрмитовы операторы

$$\begin{aligned} A_\mu^{(\alpha)} &\rightarrow \hat{A}_\mu^{(\alpha)} = A_\mu^{(\alpha)}, \\ \tilde{E}_{(\alpha)}^\mu &\rightarrow \hat{E}_{(\alpha)}^\mu = -8\pi\gamma G \frac{\delta}{\delta A_\mu^{(\alpha)}}, \\ \{\tilde{E}_{(\alpha)}^\mu(x), A_\nu^{(\beta)}(y)\} &= \gamma G \delta_\nu^\mu \delta_{(\alpha)}^{(\beta)} \delta(x, y), \end{aligned}$$

действующие на функционалы $\Psi[A]$.

При $\gamma = i$

$$H \rightarrow \hat{H} = \varepsilon^{(\alpha\beta\gamma)} F_{\mu\nu(\gamma)} \frac{\delta}{\delta A_\mu^{(\alpha)}} \frac{\delta}{\delta A_\nu^{(\beta)}}.$$

Следовательно, имеем уравнение Уилера–ДеВитта

$$\varepsilon^{(\alpha\beta\gamma)} F_{\mu\nu(\gamma)} \frac{\delta}{\delta A_\mu^{(\alpha)}} \frac{\delta}{\delta A_\nu^{(\beta)}} \Psi[A] = 0. \quad (1)$$

Решением этого уравнения является волновая функция, максимум амплитуды которой даёт наиболее вероятностную связность, а точнее, наиболее вероятную 3-геометрию со связностью, и следовательно, показывает, как меняется вектор в 3-пространстве M^3 , обносимый по петле.

При $\gamma \neq i$ уравнение Уилера–ДеВитта имеет добавочный член. Отметим, что в настоящее время в петлевой теории гравитации предпочтительным является выбор вещественного параметра γ [7, р. 55].

1.3. Квантованность пространства: дискретность площади и объёма

Как известно, площадь 2-мерной поверхности $S \subset M^3$ вычисляется по формуле:

$$\begin{aligned} A(S) &= \iint_S \sqrt{q} du^1 du^2 = \\ &= \iint_S \sqrt{\hbar} |n| du^1 du^2 = \iint_S \sqrt{n_\alpha \hbar h^{\alpha\beta} n_\beta} du^1 du^2 = \iint_S \sqrt{n_\alpha \tilde{E}_{(\nu)}^\alpha n_\beta \tilde{E}^{(\nu)\beta}} du^1 du^2, \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$q = \det||q_{ab}||, \quad q_{ab} = h_{\alpha\beta} \frac{\partial x^\alpha}{\partial u^a} \frac{\partial x^\beta}{\partial u^b}, \quad a, b = 1, 2$$

– индуцированная метрика поверхности $S : x^\alpha = x^\alpha(u^1, u^2)$, u^1, u^2 – координаты на S ,

$n = (n^\alpha)$ – нормаль к поверхности S , $|n|^2 = h^{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta$.

При квантовании мы в этой формуле меняем $\tilde{E}_{(\nu)}^\alpha$ на оператор $\hat{E}_{(\alpha)}^\mu$. Следовательно, оператором становится площадь, т. е.

$$A(S) \rightarrow \hat{A}(S),$$

спектр которого, как показали исследования [10, 11], является дискретным, а собственные значения имеют вид

$$a(S) = 8\pi G\gamma\hbar c^{-3} \sum_i \sqrt{j_i(j_i + 1)}. \quad (3)$$

Аналогичный результат получается и для объёма $V(B)$ области $B \subset M^3$ [13, р. 33]:

$$V(B) = \iiint_B \sqrt{\hbar} d^3x = \iiint_B \sqrt{\frac{1}{6} |\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \tilde{E}_{(\mu)}^\alpha \tilde{E}_{(\nu)}^\beta \tilde{E}_{(\sigma)}^\gamma \varepsilon^{(\mu\nu\sigma)}|} d^3x.$$

а также для длины [14, р. 55].

1.4. Голономия

Определяем в пространстве 1-форму связности A

$$A(x) = A_{(\alpha)}^\beta(x) \tau_\beta dx^{(\alpha)}$$

со значениями в алгебре Ли $SU(2)$, $A_\beta^{(\alpha)}(x) \in C^\infty(M)$ и $\tau_\alpha = (i/2)\sigma_\alpha$ — генераторы в $SU(2)$ (σ_i — матрицы Паули).

Пусть $\mathcal{A} = \{A\}$ — пространство гладких связностей в 3-пространстве M^3 , и будем обозначать как $\Psi(A)$ непрерывные функционалы на $\mathcal{A}$.

Голономия — это преобразование в касательном пространстве, которое показывает, как изменяется исходный вектор при параллельном переносе его вдоль кривой. Понятие параллельного переноса появляется благодаря рассмотрению некоторой связности A , вводимой для того, чтобы обеспечить ковариантность частных производных векторного поля

$$\partial_\mu \rightarrow \nabla_\mu = \partial_\mu + A_\mu.$$

Рассмотрим связность $A_i^{(a)}$ и кривую $\alpha : [0, 1] \rightarrow M^3$. Параллельный перенос вектора $V_\nu(0)$ вдоль α из точки $\alpha(0)$ в точку $\alpha(s)$ — это преобразование вектора $V_\nu(0)$

$$V_\nu(0) \rightarrow V_\nu(s) = U[A, \alpha](s) V_\nu(0), \quad U[A, \alpha](s) \in SO(3) \simeq SU(2).$$

Уравнение параллельного переноса вдоль кривой $\alpha(s)$

$$\frac{d\alpha^\mu}{ds} D_\mu = \frac{d}{ds} + \frac{d\alpha^\mu}{ds} A_\mu(\alpha(s)),$$

$$\frac{d\alpha^\mu}{ds} D_\mu V_\nu(s) = \frac{dV_\nu}{ds} + \underbrace{\frac{d\alpha^\mu}{ds} A_\mu(\alpha(s))}_{A(\alpha(s))} V_\nu = 0.$$

Откуда

$$\frac{d}{ds} U[A, \alpha](s) V_\nu(0) + \underbrace{\frac{d\alpha^\mu}{ds} A_\mu(\alpha(s))}_{A(\alpha(s))} U[A, \alpha](s) V_\nu(0) = 0.$$

Имеем задачу Коши

$$\begin{cases} \frac{d}{ds} U[A, \alpha](s) + \underbrace{\frac{d\alpha^\mu}{ds} A_\mu(\alpha(s))}_{A(\alpha(s))} U[A, \alpha](s) = 0, \\ U[A, \alpha](0) = 1. \end{cases}$$

Интегрируя, получаем

$$U[A, \alpha](s) = 1 - \int_0^s ds_1 A(\alpha(s_1)) U[A, \alpha](s_1).$$

Решение этого уравнения ищем в форме итерации

$$U_{n+1}[A, \alpha](s) = 1 - \int_0^s ds_1 A(\alpha(s_1)) U_n[A, \alpha](s_1).$$

Имеем

$$\begin{aligned} U_0[A, \alpha](s) &= 1, \\ U_1[A, \alpha](s) &= 1 - \int_0^s ds_1 A(\alpha(s_1)), \\ U_2[A, \alpha](s) &= 1 - \int_0^s ds_1 A(\alpha(s_1)) \left(1 - \int_0^{s_1} ds_2 A(\alpha(s_2))\right) = \\ &= 1 - \int_0^s ds_1 A(\alpha(s_1)) + \int_0^s ds_1 A(\alpha(s_1)) \int_0^{s_1} ds_2 A(\alpha(s_2)). \\ &\dots\dots\dots \end{aligned}$$

В результате получаем решение для оператора $U[A, \alpha](s)$ в виде ряда

$$U[A, \alpha](s) = \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^s ds_1 \int_0^{s_1} ds_2 \dots \int_0^{s_{n-1}} ds_n A(\alpha(s_1)) A(\alpha(s_2)) \dots A(\alpha(s_n)),$$

который символически запишем как

$$U[A, \alpha](s) = \mathcal{P} \left(e^{-\int_0^s ds A(\alpha(s))} \right).$$

1.5. Петли Вильсона как решения уравнения Уилера–ДеВитта

Рассмотрим функционалы вида

$$\Psi_\alpha[A] = \text{Tr } U[A, \alpha](1) = \text{Tr } \mathcal{P} \left(e^{-\oint_\alpha ds A(\alpha(s))} \right),$$

которые в случае *петли* α , т. е. при $\alpha(0) = \alpha(1)$, называются *петлями Вильсона* для связности Аштекара.

Если петля Вильсона является гладкой кривой без самопересечений, то она будет решением уравнения Уилера–ДеВитта (1) [5, 8]:

$$\hat{H}\Psi_\alpha[A] = 16\pi^2 G^2 \varepsilon^{(\alpha\beta\gamma)} F_{\mu\nu(\gamma)} \frac{\delta}{\delta A_\mu^{(\alpha)}} \frac{\delta}{\delta A_\nu^{(\alpha)}} \Psi_\alpha[A] = 0. \quad (4)$$

Действительно, когда производная берётся, то она даёт касательный вектор $\dot{\alpha}^\mu = d\alpha^\mu/dt$ петли α . Итак, у нас появится что-то вроде выражения

$$F_{\mu\nu(\gamma)} \dot{\alpha}^\mu \dot{\alpha}^\nu.$$

Однако, поскольку $F_{\mu\nu(\gamma)}$ антисимметричен по индексам μ, ν , а $\dot{\alpha}^\mu \dot{\alpha}^\nu$ – симметричен, то выражение (4) зануляется.

1.6. Кинетическое гильбертово пространство $\mathcal{H}_{kin}$ и физическое гильбертово пространство $\mathcal{H}_{phys}$

Вводим кинетическое гильбертово пространство $\mathcal{H}_{kin}$ состояний петлевой квантовой гравитации, на котором действуют введенные выше операторы, состоящее из (цилиндрических) функций вида

$$\Psi[A] = f(U(A, s_1), \dots, U(A, s_p)),$$

где $s_1, \dots, s_p$ — ребра графа $\Gamma \subset M^3$, $U(A, s_j)$ — параллельный перенос вдоль s_j относительно связности A :

$$U(A, s_j) = \mathcal{P} \left(e^{-\oint_\alpha ds A(\alpha_j(s))} \right).$$

Скалярное произведение в $\mathcal{H}_{kin}$ определяется как

$$\langle \Psi[A], \Phi[a] \rangle = \int_{\mathcal{A}} \overline{\Psi[A]} \Phi[A] d\mu_{AL}[A],$$

где $d\mu_{AL}[A]$ — мера Аштекера–Левандовского [9].

Физическое гильбертово пространство $\mathcal{H}_{phys}$ состояний состоит из тех векторов пространства $\mathcal{H}_{kin}$, которые удовлетворяют уравнению Уилера–ДеВитта.

1.7. Спиновые сети и спиновая пена

Квантовые (дискретные) состояния объёма и площади изображают в виде графа следующим образом.

Область пространства — объём — изображают как точку (узел). Объём примыкающий к данному — также есть точка, а общую между ними часть поверхности изображают как отрезок. Например, куб изображается как точка, из которой исходят шесть отрезков, каждый из них изображает одну из граней куба (рис. 1). Рядом с точкой указывают величину объёма, а рядом с отрезками — величины площади соответствующих граней. Если объёмы — это любые комбинации различных многогранников, то объёмные полиэдры становятся точками или узлами, а плоские грани — отрезками, линиями, соединяющими узлы.

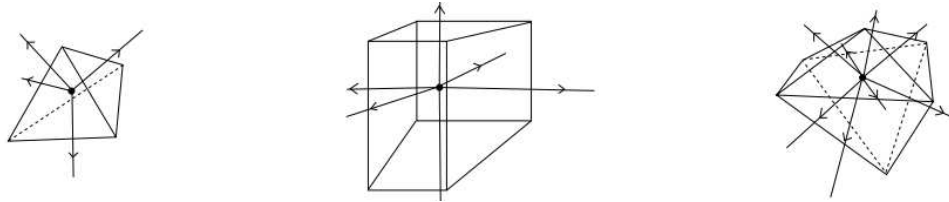


Рис. 1. Объёмы как узлы и отрезки как грани

Как видим, при таком подходе получается то, что математики называют *графом*. Этот граф представляет квантованные объёмы с квантованными площадями, общими для объёмов. Этот граф называют *спиновой сетью*.

Отрезки и точки, или иначе — линии и узлы, образующие граф, — это и есть 3-мерное пространство, геометрия которого определяется тем, как они соединяются.

Спектр оператора площади (ассоциированного с каждым ребром I графа) оказывается дискретным (associated to the link I is discrete):

$$A_I = 8\pi\gamma Gc^{-3}\hbar j_I(j_I + 1).$$

Равно дискретным является спектр оператора объёма, ассоциированного с каждым узлом графа.

При квантовом взгляде на геометрию пространства мы должны говорить о её квантовых состояниях, которыми являются спиновые сети. Каждой спиновой сети S_i приписывается амплитуда вероятности c_i . Поэтому квантовое состояние геометрии пространства есть суперпозиция спиновых сетей $\sum_i c_i S_i$.

Если взять спиновую сеть и рассмотреть её с течением времени, то линии спиновой сети расширяются и становятся двумерными поверхностями, а узлы растягиваются в линии. Это *спиновая пена* (рис. 2). Пространство-время — это спиновая пена. Поперечный срез спиновой пены представляет собой спиновую сеть.

Переходы (шаги), при которых происходит изменение спиновой сети, представляются узлами, в которых сходятся/выходят линии пены. На каждом шаге происходит изменение связности графа, представляющего спиновую сеть.

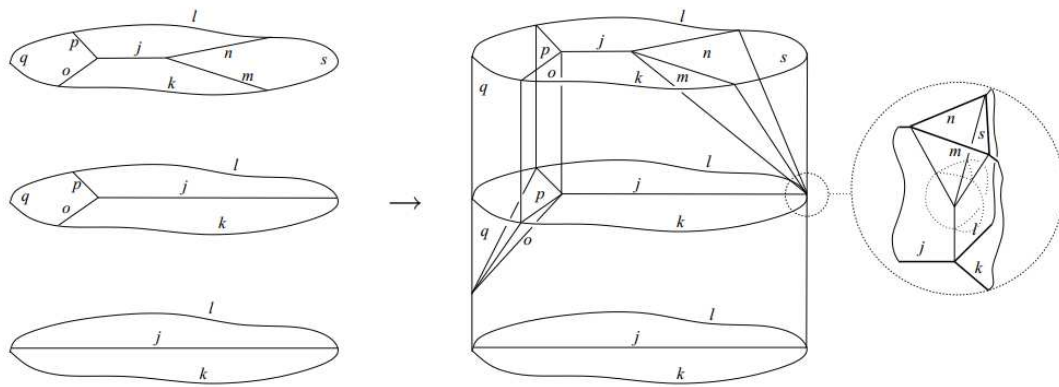


Рис. 2. Спиновая пена: переходы от одной спиновой сети к другой. Узлы превращаются в линии, а линии в грани [15]

Точные выражения для вычисления квантовой вероятности шагов спиновой сети вывел Томас Тиманн (Thomas Thiemann).

1.8. Пространство-время в LQG

«Пространство-время в петлевой квантовой гравитации есть квантовая суперпозиция спиновых пен. Спиновая пена является 2-мерный комплексом, срезы которого представляют собой спиновые сети (рис. 3).

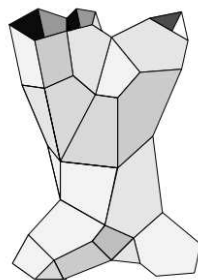


Рис. 3. Спиновая пена как 2-мерный комплекс [12]

Модель спиновой пены определяет, как рассчитать амплитуду вероятности для любой такой спиновой пены — обычно как произведение амплитуд вершин, амплитуды рёбер, амплитуд граней и т. д. Вопрос: можем ли мы найти модель спиновой пены, поведение которой в течение длительного масштаба времени, большего по сравнению с масштабами Планка, сводится к общей теории относительности?» [15]. Если это удастся, то с помощью теории петлевой квантовой гравитации можно будет описывать макроявления.

2. Квантовая машина времени

Волновой пакет 3-геометрий

$$\int_{\Omega} c_{\alpha} \Psi_{\alpha}[A] d\alpha, \quad c \in \mathbb{C}, \quad (5)$$

где $\Omega = \{\alpha\}$ – некоторое множество петель, в результате его интерференции даёт пространство-время, в котором течёт время t .

В общей теории относительности геометрия пространства меняется со временем. Геометрия характеризуется кривизной в геометродинамике Уилера и связностью A в петлевой гравитации. Каждому моменту времени отвечает конкретная связность A_0 , конкретная петля $\alpha_0 \in \mathcal{A}_0$ со значением $|\Psi_{\alpha_0}[A_0]|^2 = \max |\Psi_{\alpha_0}[A]|^2$, т.е.

$$A_0 = \arg \max_A |\Psi_{\alpha_0}[A]|^2.$$

С учётом цилиндрических волновых функций логично пространство-время рассматривать как результат интерференции более общего волнового пакета вида

$$\int_K c_k \Psi_k[A] dk, \quad c_k \in \mathbb{C}. \quad (6)$$

Смена волновой функции $\Psi_k[A]$ — это смена 3-геометрии. Каждая такая 3-геометрия характеризует ту или иную историческую эпоху [1, 2]. Скачкообразный переход из одной исторической эпохи в другую — это межвременной переход их одной эпохи в другую: из настоящего в прошлое, из прошлого в будущее и т. д.

Таким образом, чтобы волновой пакет (6) совершал коллапс в нужную историческую эпоху, в нужную геометрию A_0

$$\int_K c_k \Psi_k[A] dk \rightarrow \Psi_{k_0}[A],$$

следует произвести соответствующие её измерения (так говорят об этом на языке квантовой механики), т. е. запустить машину времени, настроенную на геометрию $A_0 = \arg \max_A |\Psi_{k_0}[A]|^2$.

Данная машина времени — это физическое устройство, организующее требуемые энергетические воздействия на совокупность дискретных ячеек 3-пространства, т. е на совокупность узлов графа Γ , представляющую спиновую сеть нашей исторической эпохи, меняющую его связность $A_{\text{наст.}}$ на связность прошлой эпохи $A_{\text{прошл.}}$.

3. Заключение

В описании сущности работы квантовой машины времени в случае петлевой квантовой гравитации нет ничего принципиально нового по сравнению с подобным описанием в рамках квантовой геометродинамики: всего лишь вместо

слова «3-метрика» мы говорим «связность». Зачем нам понадобилась петлевая квантовая гравитация (LQG)?

А дело в том, что в петлевой квантовой гравитации описывается структура 3-пространства — она на планковских расстояниях является пушистой! Пространство описывается как спиновая сеть, которая допускает перестройку в другую спиновую сеть при квантовых скачках времени.

Поэтому есть шанс найти способ локального энергетического воздействия, направленного в «точку» (конкретный объём пространства), итогом которого будет перестройка спиновой сети, а значит, смена связности A , скачок кривизны.

Следует отметить, что для описания квантовой машины времени мы вынуждены использовать либо квантовую геометродинамику, либо петлевую квантовую гравитацию, больше приспособленные для описания микроявлений, поскольку сегодня мы не имеем квантовой теории, которая равным образом успешно бы описывала как микро- так и макроявления. Но лучше иметь приблизительное математическое представление о работе интересующего нас аппарата, чем не иметь ничего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуц А.К. Не-гёделевская машина времени // Математические структуры и моделирование. 2016. № 3(31). С. 48–56.
2. Гуц А.К. Временные эффекты коллапса волнового пакета в суперпространстве Уилера // Международный научный семинар «Нелинейные модели в механике, статистике, теории поля и космологии» GRACOS-16. Лекции школы и материалы семинара (5 – 7 ноября 2016 г., Казань). Казань: Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2016. С. 273–280.
3. Gambini R., Pullin J. A First Course in Loop Quantum Gravity. Oxford University Press Inc.: New York, 2011. 183 p.
4. Rovelli C., Gaul M. Loop Quantum Gravity and the Meaning of Diffeomorphism Invariance // Lecture Notes in Physics. 2000. No. 541. P. 277–324.
5. Rovelli C. The strange equation of quantum gravity. 2015. arXiv:1506.00927v1 [gr-qc].
6. Rovelli C. Loop Quantum Gravity. 1997. URL: <https://arxiv.org/abs/gr-qc/9710008v1> (дата обращения: 01.09.2018).
7. Casares P.A.M. An review on Loop Quantum Gravity. 2018. rXiv:1808.01252v1 [gr-qc]
8. Jacobson T., Smolin L. Nonperturbative Quantum Geometries // Nucl. Phys. 1988. V. B299. P. 295–345.
9. Ashtekar A., Lewandowski J. Projective techniques and functional integration // J. Math. Phys. 1995. V. 36. P. 2170.
10. Rovelli C., Smolin L. Discreteness of area and volume in quantum gravity // Nucl. Phys. 1995. B442. P. 593–622.
11. Rovelli C. et al. Discreteness of area and volume in quantum gravity. 1994. URL: <http://xxx.lanl.gov/abs/gr-qc/9411005> (дата обращения: 01.09.2018).
12. Perez A. Spin Foam Models for Quantum Gravity. 2003. URL: <https://arxiv.org/pdf/gr-qc/0301113v2.pdf> (дата обращения: 01.09.2018).

13. Perez A. Introduction to loop quantum gravity and spin foams. 2005. URL: <https://arxiv.org/pdf/gr-qc/0409061v3.pdf> (дата обращения: 01.09.2018).
14. Loop quantum gravity: the first 30 years / Eds: A. Ashtekar, J. Pullin. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2017.
15. Baez J.C. Loop Quantum Gravity, Quantum Geometry and Spin Foams. Dublin, 2004.

QUANTUM TIME MACHINE AND LOOP QUANTUM GRAVITY

A.K. Guts

Dr.Sc. (Phys.-Math.), Professor, e-mail: aguts@mail.ru

Dostoevsky Omsk State University, Omsk, Russia

Abstract. The description of a quantum time machine, implementing intertemporal transitions, within the framework of loop quantum gravity is given. In contrast to quantum geometrodynamics, in this case it becomes clear how to produce influences that change the modern geometry to the past one.

Keywords: quantum time machine, loop quantum gravity, spin net, spin foam.

Дата поступления в редакцию: 09.09.2018