УДК 531.51

Вселенская механика

А.Ю. Кирий

Москва, Российская Федерация

На основе принципа относительности Беркли–Маха–Пуанкаре и в предположении об отсутствии каких-либо выделенных (инерциальных) систем отсчета в пустом пространстве построена новая механика движения тел (частиц), определяющегося лишь относительными расстояниями. Показано, что взаимное обращение пары частиц относительно почти неподвижных “далеких звезд” (галактик) приводит к возникновению центробежной силы.

1. Введение

Понятие абсолютного пространства (эфира) было введено Ньютоном при построении механики [1]. Это понятие подверглось критике со стороны многих современников Ньютона, в особенности Беркли [2], который пришел к выводу о невозможности существования абсолютного пространства с его инерциальными системами отсчета, а также к пониманию того, что инерция должна быть обусловлена движением тел относительно “далеких звезд”. К аналогичному выводу позднее пришли Мах [3] и Пуанкаре [4], которые указали на необходимость создания *релятивистской* механики, т.е. механики относительных движений тел.

Данная проблема не была решена ни в специальной, ни в общей теориях относительности, которые по-прежнему оперировали понятиями абсолютного пространства. Многочисленные попытки построить теорию, в которой инерция вращения была бы обусловлена влиянием удаленных галактик (“далеких звезд”), оказались неудовлетворительными [5]. Таким образом, проблема Беркли–Маха–Пуанкаре не решена в существующих физических теориях.

Ниже изложена теория, названная вселенской механикой, исходные принципы которой существенно отличаются от обычно используемых. Это в особенности касается пространственно-временных свойств движений тел.

Во-первых, рассматриваются лишь относительные движения тел. При этом предполагается, что пространство не обладает какими-либо преимущественными (инерциальными) системами отсчета. Тем самым пространство не рассматривается как нечто абсолютное (эфир), относительно которого происходит движение тел.

Во-вторых, используется принцип причинности при описании взаимодействия тел, т.е. предполагается, что воздействие одного тела на другое, отстоящее на расстояние r , происходит за время r/c, где c – скорость распространения взаимодействия (скорость света). При этом скорость распространения взаимодействия постоянна и не зависит от характера движений тел, что также означает относительность пространства. Причинный характер взаимодействия приводит к необратимости движений тел во времени. Отсутствует также "равенство действия и противодействия", поскольку воздействия тел друг на друга осуществляется в разные моменты времени и, соответственно, при разных расстояниях.

Использование принципа наименьшего действия позволило найти функцию Лагранжа для пары частиц и, далее, для системы взаимодействующих частиц.

В пределе малых скоростей движений тел по сравнению с c показано, что при вращении (взаимообращении) двух частиц относительно массивных, удаленных, медленно движущихся тел возникает центробежная сила, а также реализуется плоское движение пары частиц с сохранением механического момента и постоянной скоростью центра тяжести – т.е. получаются уравнения ньютоновой механики. Эти результаты получены при использовании изотропии пространственного распределения массивных удаленных тел, причем требуется выполнение трех различных условий изотропии.

2. Основные принципы

Относительность пространства. Принцип причинности

Относительность пространства означает, в частности, что одна частица в пустом пространстве не может характеризоваться движением, а пара частиц не может вращаться (взаимообращаться), поскольку не существует ни абсолютное пространство, ни другие тела, которые можно было бы использовать в качестве системы отсчета.

Далее предполагается, что пространство не обладает выделенными системами отсчета и направлениями, а также что воздействие любой частицы 2 на частицу 1 зависит лишь от относительного расстояния r_{21} и относительной скорости v_{21} частиц.

Принцип причинности означает, что если в системе покоя частицы 1 время равно t_1, то соответствующее время t_2, когда частица 2 воздействует ("посылает сигнал") на частицу 1, равно:

$$t_2 = t_1 - \frac{r_{21}(t_1)}{c}. \tag{2.1}$$

При этом относительность пространства также означает, что скорость распространения воздействия c не зависит от движений частиц.

В системе покоя частицы 1 можно определить относительную скорость частицы 2 относительно частицы 1:

$$v_{21}(t_1) = -\frac{dr_{21}(t_1)}{dt_1}. \tag{2.2}$$

Будем считать, что воздействие частицы 2 на частицу 1 характеризуется определенным направлением, так что, например, при воздействии двух частиц 2 и 3 на частицу 1 можно определить угол $\theta_{1,23}$ между направлениями воздействия для одновременно приходящих сигналов к частице 1 в момент t_1 (рис.2.1).

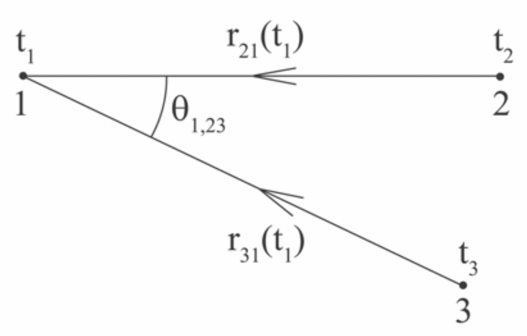

Рис. 2.1. Схема воздействия частиц 2 и 3 на частицу 1.

Стрелками указано направление воздействия.

Принцип причинности приводит к тому, что времена воздействия частицы 2 на частицу 1 и наоборот не совпадают (рис.2.2), так что и их воздействия друг на друга окажутся, вообще

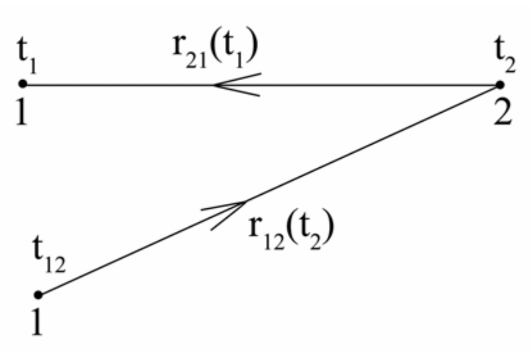

Рис. 2.2.

говоря, различными, что приводит к неравенству действия и противодействия, а также к необратимости движения во времени. Отметим также, что далее на рисунках изображены лишь схемы, на которых следует рассматривать только углы, имеющие физический смысл. Например, на рис.2.2 "угол между направлениями" r_{21} и r_{12} физического смысла не имеет, в отличие от рис.2.1, где угол $\theta_{1,23}$ имеет физический смысл.

Постоянство скорости распространения гравитационного взаимодействия (скорости света)

Этот принцип, используемый в специальной теории относительности, в данном случае означает, что в системе отсчета частицы $1'$, совпадающей с частицей 1 и движущейся со скоростью V в направлении от частицы 2 к частице 1, распространение света происходит с той же скоростью c , что и в системе частицы 1. Преобразование координат и времени из одной системы отсчета в другую можно написать в виде двумерного преобразования Лоренца–Пуанкаре

$$dr'_{21} = \kappa\left(dr_{21} + V dt_1\right), \quad dt'_1 = \kappa\left(dt_1 + \frac{V}{c^2} dr_{21}\right), \quad \kappa = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \tag{2.3}$$

используя ограничение скоростей частиц величиной c, сответствие коэффициентов преобразования для прямых и обратных переходов из штрихованной системы в нештрихованную, а также групповые свойства преобразований при переходе в систему отсчета частицы $1'$, и далее в систему отсчета частицы $1''$, движущейся со скоростью V' относительно относительно частицы $1'$ [6]. Переход (2.3) можно представить в виде унитарного преобразования:

$$\left(dr^i_{21}\right)' = P^{ij}\, dr^j_{21}, \quad P^{ij} = \kappa\begin{bmatrix} 1 & -i\frac{V}{c} \\ i\frac{V}{c} & 1 \end{bmatrix}, \tag{2.4}$$

где по повторяющемуся индексу производится суммирование, а двухкомпонентный вектор

$$dr^i_{21} = \left(dr_{21};\, icdt_1\right). \tag{2.5}$$

Преобразование (2.4) оставляет неизменным интервал

$$ds_{21} = \sqrt{-dr^i_{21}\, dr^i_{21}} = \sqrt{c^2 - v^2_{21}}\, dt_1 . \tag{2.6}$$

Двухкомпонентный вектор скорости запишем в виде:

$$u^i_{21} = -\frac{dr^i_{21}}{ds_{21}} = \left(1 - \frac{v^2_{21}}{c^2}\right)^{-1/2}\left(\frac{v_{21}}{c};\, -i\right). \tag{2.7}$$

Двухкомпонентный вектор дифференциалов координат (2.5) наводит на мысль о существовании интегрального вектора

$$r^i_{21} = \left(r_{21};\, ic\left(t_1 - t_2\right)\right),$$

где t_2 определяется соотношением (2.1), с помощью которого получаем:

$$r^i_{21} = \left(r_{21};\, i r_{21}\right). \tag{2.8}$$

Из векторов (2.7), (2.8) можно образовать следующие инварианты относительно преобразования (2.4):

$$r^i_{21}\, r^i_{21} = 0, \quad u^i_{21}\, u^i_{21} = -1, \quad r^i_{21}\, u^i_{21} = r_{21}\sqrt{\left(1 + \frac{v_{21}}{c}\right) \Big/ \left(1 - \frac{v_{21}}{c}\right)}. \tag{2.9}$$

Формулы (2.3), (2.2) приводят к следующему преобразованию относительной скорости:

$$v'_{21} = \frac{v_{21} - V}{1 - \dfrac{v_{21} V}{c^2}}, \tag{2.10}$$

совпадающему по виду с правилом сложения скоростей в специальной теории относительности. Однако преобразование расстояния существенно отличается от преобразований “длин линеек” в специальной теории относительности

$$r'_{21} = r_{21}\sqrt{\left(1+\frac{V}{c}\right)\Big/\left(1-\frac{V}{c}\right)}. \qquad (2.11)$$

Это выражение симметрично относительно замены $r_{21} \to r'_{21}$, $V \to -V$.

Лагранжиан и функция действия

Функция Лагранжа L_{21} характеризует воздействие частицы 2 на частицу 1, определяя функцию действия

$$S_{21} = \int L_{21}(v_{21}, r_{21})dt_1, \qquad (2.11)$$

которая должна быть минимальной на реальных траекториях и инвариантна относительно преобразования (2.4). Будем интересоваться лишь гравитационным взаимодействием, когда какие-либо другие поля отсутствуют и функция действия может быть функционалом лишь от инвариантов (2.6), (2.9). Тогда требование инвариантности S_{21} приводит к следующему виду функции Лагранжа:

$$L_{21}(v_{21}, r_{21}) = \psi\left(r_{21}^i u_{21}^i\right)\sqrt{1-\frac{v_{21}^2}{c^2}}, \qquad (2.12)$$

где ψ – некоторая функция единственного нетривиального инварианта (2.9), ограниченная при $r_{21} \to \infty$. Далее для упрощения записи будем опускать индекс 21 и положим $t_1 \equiv t$.

Условие минимальности функции действия S приводит к требованию положительности второй вариации действия

$$\delta^2 S = \int dt\left\{\frac{1}{2}(\delta r)^2\frac{\partial^2 L}{\partial r^2} + \frac{1}{2}(\delta v)^2\frac{\partial^2 L}{\partial v^2} + \delta r\,\delta v\frac{\partial^2 L}{\partial r\,\partial v}\right\}, \quad \delta v = -\frac{d}{dt}\delta r. \qquad (2.13), (2.14)$$

С учетом обращения в нуль вариаций δr и δv на границе интервала интегрирования, получаем

$$\int dt\,\delta r\,\delta v\frac{\partial^2 L}{\partial r\,\partial v} = \frac{1}{2}\int dt\,(\delta r)^2\left(-v\frac{\partial^3 L}{\partial v\,\partial r^2} + \dot{v}\frac{\partial^3 L}{\partial r\,\partial v^2}\right). \qquad (2.15)$$

Наличие слагаемого, пропорционального $\dot{v}$, в выражении для $\delta^2 S$ (2.13), (2.15) делает невозможной минимизацию действия *S*. Чтобы такое слагаемое отсутствовало, необходимо выполнение условия

$$\frac{\partial^3 L}{\partial r\,\partial v^2} = 0. \qquad (2.16)$$

При этом требование минимальности действия $\delta^2 S > 0$ (2.13), (2.15) приводит к неравенствам

$$\frac{\partial^2 L}{\partial v^2} > 0, \qquad \frac{\partial^2 L}{\partial r^2} - v\frac{\partial^3 L}{\partial v\,\partial r^2} > 0. \qquad (2.17), (2.18)$$

Из условия (2.16) получаем общее выражение для L:

$$L(v,r) = A(v) + B(r) + v\,D(r). \qquad (2.19)$$

Сравнивая это выражение с формулой (2.12), которая при учете равенства (2.9) имеет вид:

$$L(v,r) = \psi\left(r\sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}}\right)\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}, \qquad (2.20)$$

нетрудно видеть что условию (2.19) удовлетворяет функция

$$\psi(x) = E + Rx + T\frac{1}{x}, \qquad (2.21)$$

где E, R, T – некоторые постоянные. В этом выражении следует положить $R = 0$ из-за условия ограниченности L при $r \to \infty$. Тогда выражение для $L(v,r)$ можно представить в виде

$$L(v,r) = -m_2 c^2 \left\{ \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} - \left(1-\frac{v}{c}\right)\frac{r_0}{r} \right\}. \qquad (2.22)$$

Здесь m_2 и r_0 – постоянные величины. Поскольку преобразование функции Лагранжа

$$L \to L + \frac{d}{dt} f(r,t)$$

оставляет неизменной первую вариацию S, при получении уравнений движения можно вместо формулы (2.22) воспользоваться следующим выражением

$$L_{21}(v_{21}, r_{21}) = -m_2 c^2 \sqrt{1-\frac{v_{21}^2}{c^2}} + m_2 c^2 \frac{r_0}{r_{21}}. \qquad (2.23)$$

Заметим, однако, что данное выражение для L можно использовать лишь для указанной цели.

Ниже будет показано, что как первое (кинематическое), так и второе (силовое) слагаемые в правой части выражений (2.22), (2.23) описывают воздействие частицы 2 на частицу 1.

Неравенства (2.17), (2.18) для лагранжиана (2.22), (2.23) приводят к требованию положительности постоянных

$$m_2 > 0, \quad r_0 > 0. \qquad (2.24)$$

Будем считать, что для рассматриваемого здесь случая гравитационного взаимодействия функция действия частицы 2 на частицу 1 определяется лишь массой частицы 2, а r_0 является универсальной мировой постоянной длины.

Мировая постоянная длины могла бы определять кривизну пространства–времени. Однако, как легко видеть, любая зависимость $c(r)$ приводит к невозможности удовлетворения условия минимальности действия (2.16). Это означает, что введение искривленного пространства–времени в данной теории невозможно.

Принцип наименьшего действия и уравнения движения

Уравнения движения системы частиц определяются условием минимальности соответствующей функции действия. *Особенность данной теории состоит в том, что невозможно определить "единую" функцию действия для всей системы частиц. При этом функцию действия следует определять для каждого расстояния.* В данном случае нас интересует движение частицы 2 относительно частицы 1 (т.е. расстояние $r_{21}(t)$) при наличии других тел k (рис. 2.3).

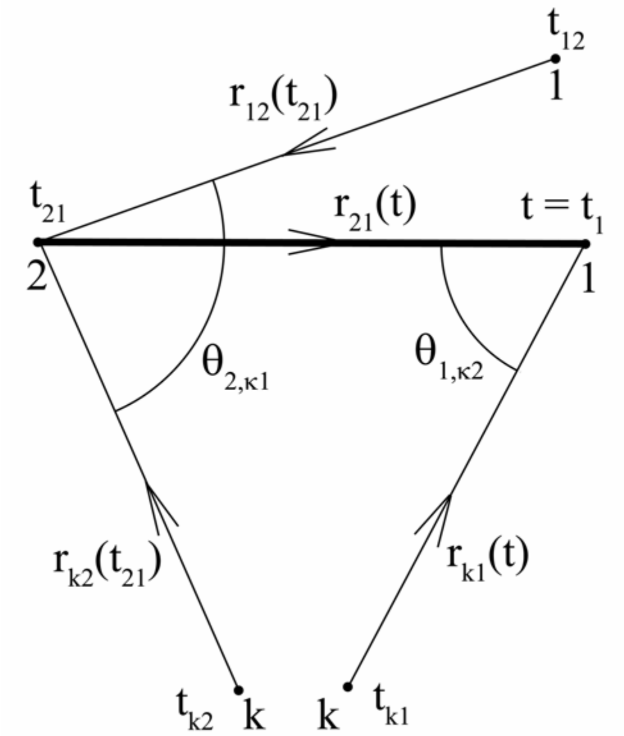

Рис. 2.3. Схема воздействия на частицы 1 и 2, определяющего изменение расстояния r_{21}.

Функция действия, которую необходимо варьировать по расстоянию r_{21}, очевидно определяется суммой всех парных функций действия на частицу 2 в момент времени t_{21} и на частицу 1 в момент времени $t = t_1$:

$$S[r_{21}] = S_{21} + S_{12} + \sum_{k \neq 1,2} (S_{k1} + S_{k2}), \quad S_{\alpha\beta} = \int L_{\alpha\beta}\, dt_\beta, \qquad t \equiv t_1, \quad t_2 \equiv t_{21}. \qquad (2.25)$$

Здесь функция Лагранжа $L_{\alpha\beta}$ аналогична (2.23). Соответствующие времена определяются причинными связями

$$t_{21} = t - \frac{r_{21}(t)}{c}, \quad t_{12} = t_{21} - \frac{r_{12}(t_{21})}{c}, \quad t_{k1} = t - \frac{r_{k1}(t)}{c}, \quad t_{k2} = t_{21} - \frac{r_{k2}(t_{21})}{c}. \qquad (2.26)$$

Уравнения для r_{21} получаем, приравнивая нулю первую вариацию $S[r_{21}]$ (2.25) по параметру r_{21}. При этом следует привести все интегралы по времени (2.25) к единому времени *t*. Тогда первую вариацию $S_{\alpha\beta}$ запишем в виде:

$$\delta S_{\alpha\beta} = -\int \delta r_{21} \cdot G_{\alpha\beta}\, dt\,, \quad G_{\alpha\beta} = m_\alpha \frac{\delta r_{\alpha\beta}}{\delta r_{21}} \left\{ \frac{d}{dt}\left[\dot{r}_{\alpha\beta} \left(\dot{t}_\beta^2 - \frac{\dot{r}_{\alpha\beta}^2}{c^2} \right)^{-1/2} \right] + \dot{t}_\beta \frac{c^2\, r_0}{r_{\alpha\beta}^2} \right\}, \qquad (2.27)$$

учитывая, что аналогично выражению (2.22)

$$v_{\alpha\beta} = -\frac{d}{dt_\beta} r_{\alpha\beta}\,,$$

а точка сверху означает производную по времени t :

$$\dot{r}_{\alpha\beta} \equiv \frac{d}{dt} r_{\alpha\beta}\,, \quad \dot{t}_\beta \equiv \frac{d}{dt} t_\beta\,. \qquad (2.28)$$

При этом обращение в нуль первой вариации $S[r_{21}]$ приводит к уравнению движения для r_{21}:

$$G_{21} + G_{12} + \sum_{k \neq 1,2} \left(G_{k1} + G_{k2} \right) = 0. \qquad (2.29)$$

В этом уравнении функции $G_{\alpha\beta}$ (2.27) определяется зависимыми вариациями расстояний $\delta r_{\alpha\beta}$ по величине δr_{21}.

Зависимые вариации расстояний (динамическая геометрия)

Вычислим сначала вариацию r_{k1} при изменении r_{21}. Пусть частица 1 движется вдоль направления $2 \to 1$ (рис. 2.4), пройдя расстояние Δr_{21} за время $t' - t$.

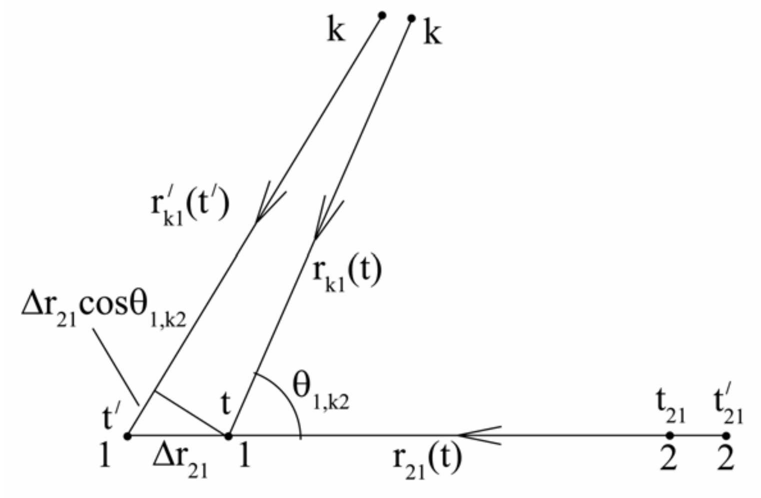

Рис. 2.4. Схема воздействия “затравочного” сдвига Δr_{21} частицы 1 на изменение расстояний $r'_{21} - r_{21} = \delta r_{21}$ и $r'_{k1} - r_{k1} = \delta r_{k1}$.

Вследствие движения частицы 2 соответствующее приращение Δr_{21}^{v} расстояния r_{21} составит величину

$$\Delta r_{21}^{v} \approx -v_{21}\left[\left(t'-t'_{21}\right)-\left(t-t_{21}\right)\right] = -\delta r_{21}\frac{v_{21}(t)}{c}. \tag{2.30}$$

Таким образом, полное изменение δr_{21} равно

$$\delta r_{21} = \Delta r_{21} + \Delta r_{21}^{v} = \Delta r_{21} - \delta r_{21}\frac{v_{21}(t)}{c}, \tag{2.31}$$

в результате чего имеем:

$$\delta r_{21} = \frac{\Delta r_{21}}{1+\dfrac{v_{21}(t)}{c}}. \tag{2.32}$$

Движение частицы 1 вдоль направления $2 \rightarrow 1$ приводит к сдвигу расстояния r_{k1} на величину $\Delta r_{21}\cos\theta_{1,k2}$, так что общее изменение δr_{k1} с учетом движения частицы *k* со скоростью $v_{k1}(t)$, аналогичное (2.31), равно

$$\delta r_{k1} \approx \Delta r_{21}\cos\theta_{1,k2} - \delta r_{k1}\frac{v_{k1}(t)}{c},$$

откуда получаем:

$$\delta r_{k1} \approx \frac{\Delta r_{21}\cos\theta_{1,k2}}{1+\dfrac{v_{k1}(t)}{c}}. \tag{2.33}$$

Сравнивая выражения (2.32) и (2.33), получаем

$$\frac{\delta r_{k1}}{\delta r_{21}} = \frac{1+\dfrac{v_{21}(t)}{c}}{1+\dfrac{v_{k1}(t)}{c}}\cos\theta_{1,k2}. \tag{2.34}$$

Аналогично находим вариацию r_{k2} по r_{12} (не r_{21}!) (рис. 2.5):

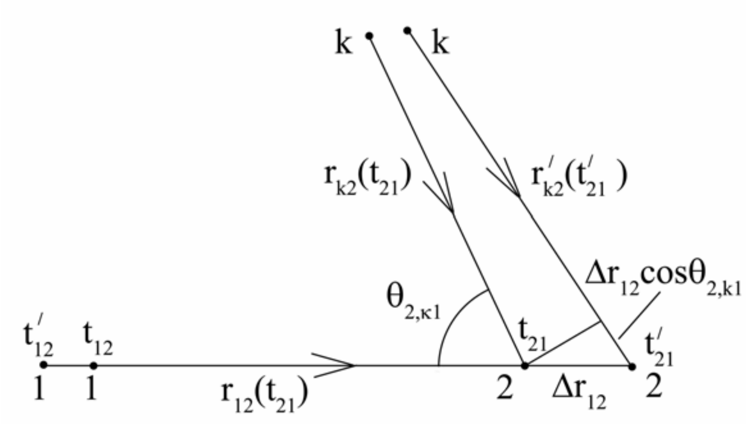

Рис. 2.5. Схема воздействия “затравочного” сдвига Δr_{12}

частицы 2 на изменение расстояний $r'_{12} - r_{12} = \delta r_{12}$ и $r'_{k2} - r_{k2} = \delta r_{k2}$.

$$\frac{\delta r_{k2}}{\delta r_{12}} = \frac{1 + \dfrac{v_{12}(t_{21})}{c}}{1 + \dfrac{v_{k2}(t_{21})}{c}} \cos\theta_{2,k1}. \tag{2.35}$$

Вычислим вариацию r_{k2} по r_{21}. Для этого необходимо определить вариацию r_{12} по r_{21} и, далее, представить вариацию r_{k2} по r_{21} в виде:

$$\frac{\delta r_{k2}}{\delta r_{21}} = \frac{\delta r_{12}}{\delta r_{21}} \cdot \frac{\delta r_{k2}}{\delta r_{12}}. \tag{2.36}$$

Найдем вариацию $\delta r_{12} / \delta r_{21}$. Пусть в системе, где частица 2 покоится, она сдвигается в направлении $1 \to 2$ на величину, равную Δr_{12} (рис. 2.6).

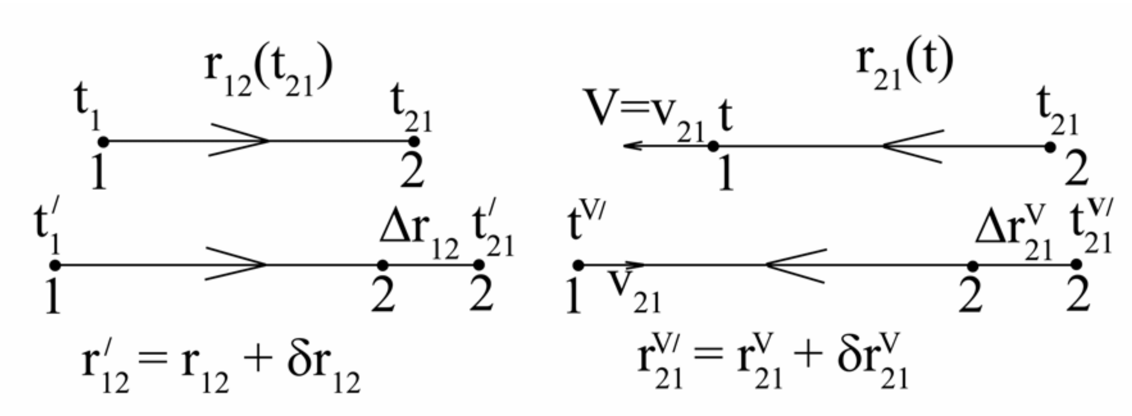

Рис. 2.6. Схема воздействия “затравочного” сдвига Δr_{12} частицы 2 в системе, где эта частица покоится, на вариации расстояний r_{12} и

Тогда соответствующее изменение расстояния r_{12}, равное δr_{12} и аналогичное (2.32), имеет вид:

$$\delta r_{12} \approx \Delta r_{12} - v_{12}(t_{21}) \cdot \Delta t_{12}, \quad \Delta t_{12} = (t'_2 - t'_1) - (t_2 - t_1) = \frac{\delta r_{12}}{c},$$

откуда получаем

$$\delta r_{12} \approx \frac{\Delta r_{12}}{1 + \dfrac{v_{12}(t_{21})}{c}}. \tag{2.37}$$

При рассмотрении вариации δr_{21} перейдем в систему отсчета, где частица 2 также покоится. Такая система движется относительно частицы 1 со скоростью $V = v_{21}$ (рис. 2.6). Будем обозначать все параметры в такой системе отсчета верхним индексом V. Поскольку частица 2 в этой системе покоится, ее смещение Δr_{21}^V равно смещению Δr_{12}. При этом вариация расстояния δr_{21}^V связана с Δr_{21}^V формулой, аналогичной (2.37):

$$\delta r_{21}^{V}=\frac{\Delta r_{21}^{V}}{1+\frac{v_{21}(t)}{c}}=\frac{\Delta r_{12}}{1+\frac{v_{21}(t)}{c}}\ . \tag{2.38}$$

Величина δr_{21}^{V} связана с δr_{21} правилом преобразования расстояний (2.11) при $V=v_{21}$:

$$\delta r_{21}^{V}=\delta r_{21}\sqrt{\left(1+\frac{v_{21}(t)}{c}\right)\Big/\left(1-\frac{v_{21}(t)}{c}\right)}\ .$$

Таким образом, из этого соотношения и выражений (2.37), (2.38) получаем:

$$\frac{\delta r_{12}}{\delta r_{21}}=\frac{1+\frac{v_{21}(t)}{c}}{1+\frac{v_{12}(t_{21})}{c}}\sqrt{\frac{1+\frac{v_{21}(t)}{c}}{1-\frac{v_{21}(t)}{c}}},\qquad \frac{\delta r_{k2}}{\delta r_{21}}=\frac{1+\frac{v_{21}(t)}{c}}{1+\frac{v_{k2}(t_{21})}{c}}\sqrt{\frac{1+\frac{v_{21}(t)}{c}}{1-\frac{v_{21}(t)}{c}}}\cos\theta_{2,k1}\,. \tag{2.39}$$

Как ясно из формул (2.25), (2.26), для величин $\dot t_{\beta}$ следует использовать выражения

$$\frac{dt_1}{dt}\equiv 1,\qquad \frac{dt_2}{dt}\equiv\frac{dt_{21}}{dt}=1-\frac{\dot r_{21}}{c}, \tag{2.40}$$

а также соответствующие выражения для скоростей:

$$v_{21}=\dot r_{21}\,,\qquad v_{k1}=-\dot r_{k1}\,,\quad v_{12}=-\frac{dr_{12}}{dt_{21}}=-\frac{\dot r_{12}}{1-\frac{\dot r_{21}}{c}},\quad v_{k2}=-\frac{dr_{k2}}{dt_{21}}=-\frac{\dot r_{k2}}{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}\ .$$

При этом зависимые вариации расстояний приобретают вид:

$$\frac{\delta r_{k1}}{\delta r_{21}}=\frac{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}{1-\frac{\dot r_{k1}}{c}}\cos\theta_{1,k2}\,,\ \frac{\delta r_{12}}{\delta r_{21}}=\frac{\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)^2}{1-\frac{\dot r_{21}+\dot r_{12}}{c}}\sqrt{\frac{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}{1+\frac{\dot r_{21}}{c}}}\ ,\ \frac{\delta r_{k2}}{\delta r_{21}}=\frac{\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)^2}{1-\frac{\dot r_{21}+\dot r_{k2}}{c}}\sqrt{\frac{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}{1+\frac{\dot r_{21}}{c}}}\cos\theta_{2,k1}\,. \tag{2.41}$$

Подставляя выражения (2.40), (2.41) в формулы для $G_{\alpha\beta}$ (2.27), получаем:

$$G_{21}=m_2\left\{\ddot r_{21}\left(1-\frac{\dot r_{21}^2}{c^2}\right)^{-3/2}+\frac{c^2\,r_0}{r_{21}^2}\right\}, \tag{2.42}$$

$$G_{12}=m_1\frac{\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)^3}{1-\frac{\dot r_{21}+\dot r_{12}}{c}}\sqrt{\frac{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}{1+\frac{\dot r_{21}}{c}}}\left\{\left[\ddot r_{12}\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)+\ddot r_{21}\frac{\dot r_{12}\,\dot r_{21}}{c^2}\right]\left[\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)^2-\frac{\dot r_{12}^2}{c^2}\right]^{-3/2}+\frac{c^2\,r_0}{r_{12}^2}\right\}, \tag{2.43}$$

$$G_{k1}=m_k\cos\theta_{1,k2}\frac{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}{1-\frac{\dot r_{k1}}{c}}\left\{\ddot r_{k1}\left(1-\frac{\dot r_{k1}^2}{c^2}\right)^{-3/2}+\frac{c^2\,r_0}{r_{k1}^2}\right\}, \tag{2.44}$$

$$G_{k2} = m_k \cos\theta_{2,k1} \frac{\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)^3}{1-\frac{\dot r_{k2}+\dot r_{21}}{c}} \sqrt{\frac{1-\frac{\dot r_{21}}{c}}{1+\frac{\dot r_{21}}{c}}} \left\{ \left[\ddot r_{k2}\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right) + \ddot r_{21}\frac{\dot r_{k2}\,\dot r_{21}}{c^2} \right] \left[\left(1-\frac{\dot r_{21}}{c}\right)^2 - \frac{\dot r_{k2}^2}{c^2} \right]^{-3/2} + \frac{c^2 r_0}{r_{k2}^2} \right\}. \tag{2.45}$$

Таким образом, уравнения для r_{21} (2.29), (2.42)–(2.45) содержат производные не только от r_{21}, но и от всех остальных расстояний, которые определяют воздействие на частицу 1 (в момент t) и частицу 2 (в момент времени t_{21}). Таким способом можно получить уравнения для расстояний r_{12}, r_{k1}, r_{k2} и т.д.

3. Медленное движение пары частиц в окружении массивных, далеких, медленно движущихся тел

Рассмотрим движение пары частиц 1 и 2 с массами m_1 и m_2, расстояние между которыми значительно меньше расстояний до массивных тел с номерами k $(m_k >> m_1,\, m_2)$

$$r_{21} << r_{k1},\, r_{k2}\,. \tag{3.1}$$

Условие медленности движения частиц $\dot r_{21} << c$ приводит к тому, что характерное время $\tau_{21} \sim r_{21}/\dot r_{21}$ изменения расстояния r_{21} значительно превосходит время, за которое свет проводит это расстояние

$$\tau_{21} >> r_{21}/c\,. \tag{3.2}$$

Далее будем предполагать, что характерное время изменения расстояния между далекими телами значительно превосходит τ_{21}.

Уравнение для r_{21}

В пределе медленного относительного движения всех частиц $(\dot r_{\alpha\beta} << c)$ можно положить $r_{12} \approx r_{21}$, и из выражений (2.29), (2.41) – (2.45) получаем следующее уравнение для r_{21}:

$$(m_1+m_2)\ddot r_{21} + \sum_k m_k \left(\ddot r_{k1}\cos\theta_{1,k2} + \ddot r_{k2}\cos\theta_{2,k1}\right) =$$

$$= (m_1+m_2)F(r_{12}) + \sum_k m_k \left[F(r_{k1})\cos\theta_{1,k2} + F(r_{k2})\cos\theta_{2,k1}\right]. \tag{3.3}$$

Здесь силовая функция $F(r)$ имеет вид:

$$F(r) = -\frac{c^2 r_0}{r^2}. \tag{3.4}$$

Особый интерес представляет второе слагаемое в левой части уравнения (3.3). Это слагаемое связано с воздействием далеких k-тел на пару частиц 1 и 2, причем это воздействие носит не “силовой”, а кинематический характер, обусловленный связью между расстояниями r_{21}, r_{k1} и

r_{k2}. Как показано ниже, именно это воздействие удаленных k-тел приводит к возникновению центробежной силы при вращении (взаимообращении) пары частиц относительно удаленных тел.

Уравнения для r_{k1} и r_{k2}

Уравнения для r_{k1} и r_{k2} имеют вид, аналогичный (2.29), (2.27):

$$G_{k1} + G_{21} + \sum_{n \neq k} G_{n1} + G_{1k}^{(1)} + G_{2k}^{(1)} + \sum_{n \neq k} G_{nk}^{(1)} = 0, \tag{3.5}$$

$$G_{k2} + G_{12} + \sum_{n \neq k} G_{n2} + G_{2k}^{(2)} + G_{1k}^{(2)} + \sum_{n \neq k} G_{nk}^{(2)} = 0 . \tag{3.6}$$

Схемы воздействий приведены, соответственно, на рис. 3.1, 3.2.

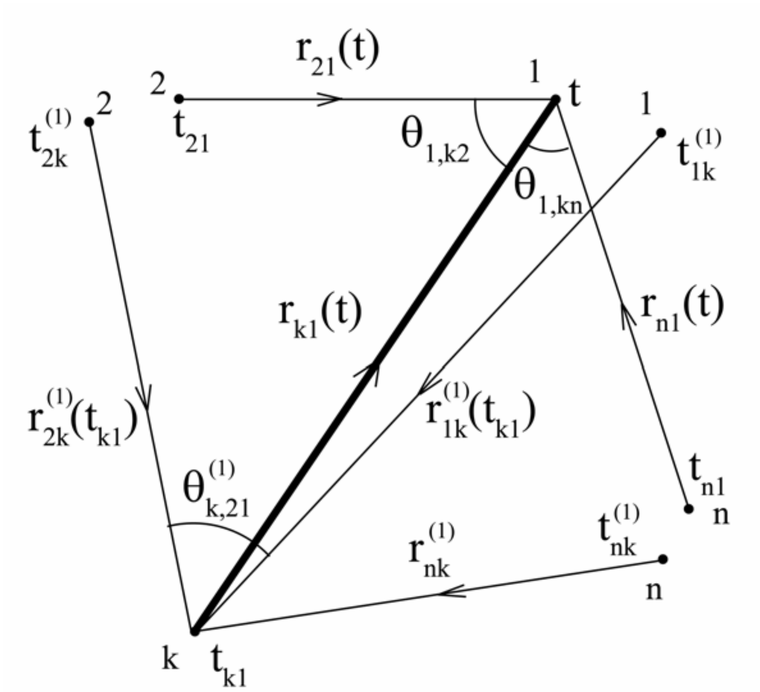

Рис. 3.1. Схема воздействия на частицы k и 1, определяющего изменение расстояния r_{k1}.

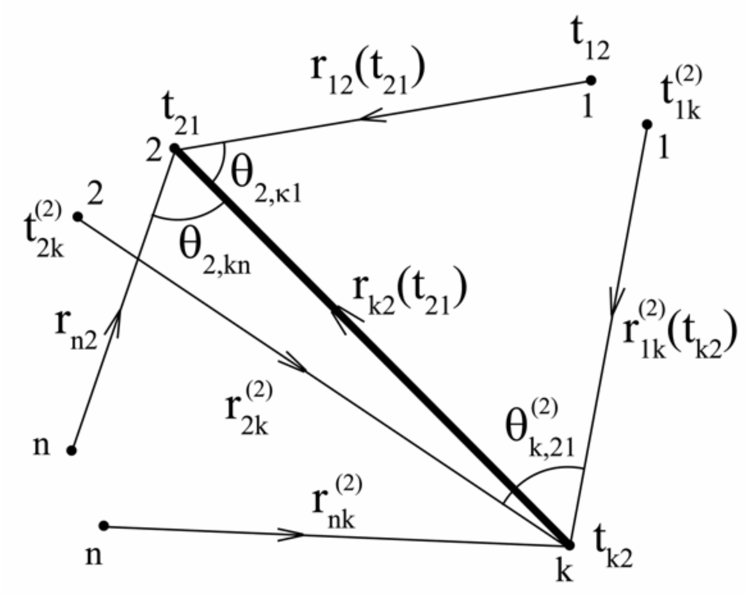

Рис. 3.2. Схема воздействия на частицы k и 2, определяющего изменение расстояния r_{k2}.

Из этих схем можно видеть, что слагаемые $G_{1k}^{(1)}, G_{2k}^{(1)}$ в левой части уравнения (3.5) и $G_{2k}^{(2)}, G_{1k}^{(2)}$ в уравнении (3.6) связаны с положениями частиц 1 и 2 в моменты времени, соответственно, $t_{1k}^{(1)}, t_{2k}^{(1)}$ и $t_{1k}^{(2)}, t_{2k}^{(2)}$, которые на величины порядка $2r_{k1}/c$, $2r_{k2}/c$ предшествуют моменту t. Поскольку нас интересуют весьма удаленные k-тела (например галактики, расстояния до которых значительно превосходят миллионы световых лет), понятно, что фазы движения частиц 1 и 2 в такие ранние моменты времени никак не скоррелированы с фазой в момент t, и к тому же будут существенно разными для разных k- тел. Поэтому вклады G_{1k} и G_{2k} в уравнениях (3.5), (3.6) будут приводить к практически случайному воздействию на движение частиц 1 и 2 в момент времени t. В дальнейшем мы будем пренебрегать таким квазислучайным воздействием, полагая

$$G_{1k}^{(1)} = G_{2k}^{(1)} = G_{1k}^{(2)} = G_{2k}^{(2)} = 0 .$$

Будем также считать, что характерные времена относительного движения удаленных k-тел значительно превосходят время τ_{21} для частиц 1 и 2 . Соответственно полностью пренебрежем взаимодействием удаленных тел, полагая $G_{nk}^{(1)} = 0$, $G_{nk}^{(2)} = 0$ в уравнениях (3.5), (3.6).

Рассмотрим, как и выше для уравнения (3.3), случай медленных движений, когда $\dot{r}_{\alpha\beta} << c$. Далее будем предполагать, что в пределе медленных движений соотношения между углами и расстояниями определяются евклидовой геометрией. При этом схемы воздействия на рис. (3.1), (3.2) заменяются схемой рис. 3.3,

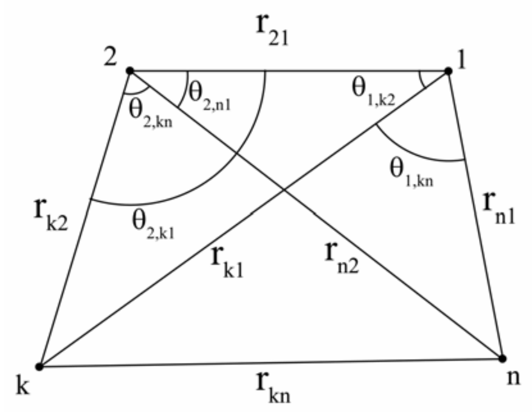

Рис. 3.3. Схема воздействия на частицы 1 и 2 в случае медленных движений, когда соотношения углов и расстояний определяются евклидовой геометрией.

а уравнения (3.5), (3.6) принимают вид:

$$m_k \ddot{r}_{k1} + m_2 \ddot{r}_{21} \cos\theta_{1,2k} + \sum_{n \neq k} m_n \ddot{r}_{n1} \cos\theta_{1,kn} =$$

$$= m_k F(r_{k1}) + m_2 F(r_{21}) \cos\theta_{1,2k} + \sum_{n \neq k} m_n F(r_{n1}) \cos\theta_{1,kn}, \tag{3.7}$$

$$m_k \ddot{r}_{k2} + m_1 \ddot{r}_{21} \cos\theta_{2,k1} + \sum_{n \neq k} m_n \ddot{r}_{n2} \cos\theta_{2,k1} =$$

$$= m_k F(r_{k2}) + m_1 F(r_{21}) \cos\theta_{2,k1} + \sum_{n \neq k} m_n F(r_{n2}) \cos\theta_{1,kn}. \tag{3.8}$$

Введем другой набор переменных величин (рис. 3.4)

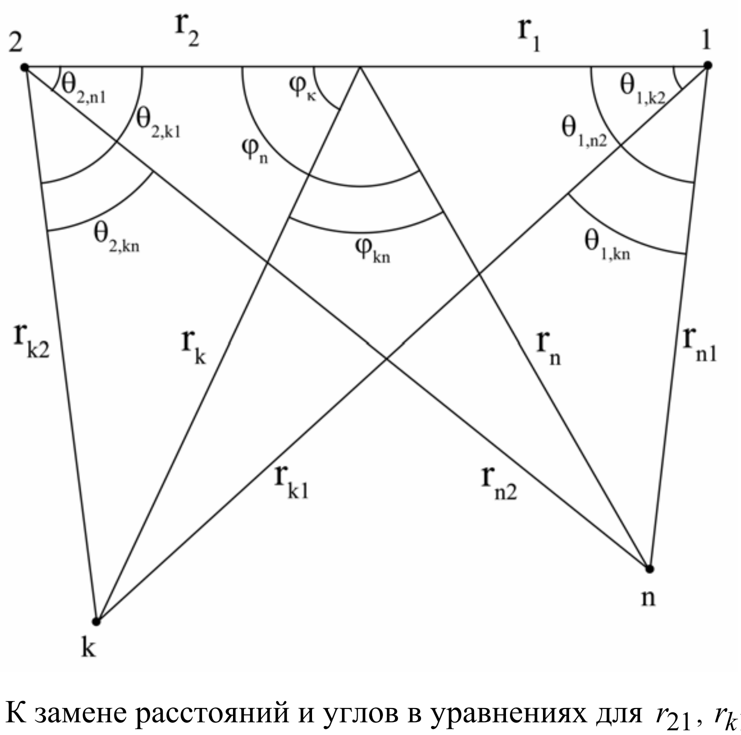

Рис. 3.4. К замене расстояний и углов в уравнениях для r_{21}, r_{k1}, r_{k2}.

Плоскости, образованные триадами частиц, вообще говоря, не компланарны.

и воспользуемся следующими разложениями параметров при малых отношениях $r_{21}/r_k \ll 1$:

$$r_{21}=r_1+r_2,\ \ r_{k1}\approx r_k+r_1\cos\varphi_k,\ \ r_{k2}\approx r_k-r_2\cos\varphi_k,\ \ r_{n1}\approx r_n+r_1\cos\varphi_n,$$

$$\cos\theta_{2,k1}\approx-\cos\varphi_k+\frac{r_2}{r_k}\sin^2\varphi_k,\quad \cos\theta_{1,k2}\approx\cos\varphi_k+\frac{r_1}{r_k}\sin^2\varphi_k,$$

$$\cos\theta_{1,kn}\approx\cos\varphi_{kn}\left(1-\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_k-\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_n\right)+\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_k+\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_n,$$

$$\cos\theta_{2,kn}\approx\cos\varphi_{kn}\left(1+\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_k+\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_n\right)-\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_k-\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_n\,. \tag{3.9}$$

Подставляя величины (3.9) в уравнение (3.3) и пренебрегая слагаемыми, квадратичными по r_{21}, получаем уравнение для r_{21}:

$$(m_1+m_2)\ddot r_{21}+\sum_k m_k\left[r_{21}\frac{\ddot r_k}{r_k}\sin^2\varphi_k+\cos\varphi_k\,\overline{r_{21}\cos\varphi_k}^{\,\cdot\cdot}\right]=$$

$$=(m_1+m_2)F(r_{21})+r_{21}\sum_k m_k\frac{1}{r_k}F(r_k)\left(1-3\cos^2\varphi_k\right). \tag{3.10}$$

В том же пределе уравнение для r_{k1} принимает вид:

$$m_k\ddot r_k+m_k\,\overline{r_1\cos\varphi_k}^{\,\cdot\cdot}+m_2\ddot r_{21}\cos\varphi_k+$$

$$+\sum_{n\neq k}m_n\left\{\ddot r_n\left[\cos\varphi_{kn}\left(1-\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_k-\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_n\right)+\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_n+\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_k\right]+\cos\varphi_{kn}\,\overline{r_1\cos\varphi_n}^{\,\cdot\cdot}\right\}=$$

$$=m_kF(r_k)-2m_kF(r_k)\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_k+m_2F(r_{21})\left[\cos\varphi_k+\frac{r_1}{r_k}\sin^2\varphi_k\right]+$$

$$+\sum_{n\neq k}m_nF(r_n)\left\{\cos\varphi_{kn}\left(1-\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_k-\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_n\right)+\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_k+\frac{r_1}{r_k}\cos\varphi_n-2\frac{r_1}{r_n}\cos\varphi_{kn}\cos\varphi_n\right\}. \tag{3.11}$$

Соответственно для r_{k2} получаем уравнение:

$$m_k\ddot r_k-m_k\,\overline{r_2\cos\varphi_k}^{\,\cdot\cdot}-m_1\ddot r_{21}\cos\varphi_k+$$

$$+\sum_{n\neq k}m_n\left\{\ddot r_n\left[\cos\varphi_{kn}\left(1+\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_k+\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_n\right)-\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_k-\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_n\right]-\cos\varphi_{kn}\,\overline{r_2\cos\varphi_n}^{\,\cdot\cdot}\right\}=$$

$$=m_kF(r_k)+2m_kF(r_k)\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_k+m_1F(r_{21})\left[-\cos\varphi_k+\frac{r_2}{r_k}\sin^2\varphi_k\right]+$$

$$+\sum_{n\neq k} m_n F(r_n)\left\{\cos\varphi_{kn}\left(1+\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_k+\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_n\right)-\frac{r_2}{r_k}\cos\varphi_n-\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_k+2\frac{r_2}{r_n}\cos\varphi_n\cos\varphi_{kn}\right\}. \tag{3.12}$$

Вычитая соответственно левые и правые части уравнений (3.11), (3.12), получаем:

$$(m_1+m_2)\ddot{r}_{21}\cos\varphi_k+\sum_n m_n\,\overline{\ddot{r}_{21}\cos\varphi_n}\cos\varphi_{kn}+$$

$$+r_{21}\sum_n m_n\ddot{r}_n\left[-\cos\varphi_{kn}\left(\frac{\cos\varphi_k}{r_k}+\frac{\cos\varphi_n}{r_n}\right)+\frac{\cos\varphi_n}{r_k}+\frac{\cos\varphi_k}{r_n}\right]=$$

$$=(m_1+m_2)F(r_{21})\cos\varphi_k+$$

$$+r_{21}\sum_n m_n F(r_n)\left[-\cos\varphi_{kn}\left(\frac{\cos\varphi_k}{r_k}+\frac{\cos\varphi_n}{r_n}\right)+\frac{\cos\varphi_k}{r_n}+\frac{\cos\varphi_n}{r_k}-2\frac{\cos\varphi_n\cos\varphi_{kn}}{r_n}\right]. \tag{3.13}$$

Суммируя соответственно левые и правые части уравнений (3.11), (3.12), получаем следующее уравнение $(\cos\varphi_{kk}\equiv 1)$:

$$2\sum_n m_n\ddot{r}_n\cos\varphi_{kn}-2\sum_n m_n F(r_n)\cos\varphi_{kn}=$$

$$=-\ddot{r}_{21}(m_2-m_1)\cos\varphi_k+(m_2-m_1)F(r_{21})\cos\varphi_k-\sum_n m_n\,\overline{(r_1-r_2)\cos\varphi_k}\cos\varphi_{kn}-$$

$$-(r_1-r_2)\sum_n m_n\ddot{r}_n\left[-\cos\varphi_{kn}\left(\frac{\cos\varphi_k}{r_k}+\frac{\cos\varphi_n}{r_n}\right)+\frac{\cos\varphi_k}{r_n}+\frac{\cos\varphi_n}{r_k}\right]-$$

$$-(r_1-r_2)\sum_n m_n F(r_n)\left[\cos\varphi_{kn}\left(\frac{\cos\varphi_k}{r_k}+\frac{\cos\varphi_n}{r_n}\right)-\frac{\cos\varphi_k}{r_n}-\frac{\cos\varphi_n}{r_k}+2\frac{\cos\varphi_n\cos\varphi_{kn}}{r_n}\right], \tag{3.14}$$

где суммирование по n включает $n=k$.

Нетрудно видеть, что при выборе отношения длин отрезков r_1 и r_2

$$m_1 r_1 = m_2 r_2\ , \tag{3 .15}$$

соответствующего центру инерции в ньютоновой механике, правая часть уравнения (3.14) обращается в нуль вследствие уравнения (3.13). При этом уравнение (3.14) приобретает вид:

$$\sum_n m_n\ddot{r}_n\cos\varphi_{kn}=\sum_n m_n F(r_n)\cos\varphi_{kn}\ . \tag{3.16}$$

Уравнения движения пары частиц 1 и 2 при изотропном пространственном распределении массивных удаленных тел

Введем единичный вектор $\mathbf{e}$ в трехмерном пространстве, направленный от частицы 1 к 2, и вектор $\mathbf{e}_k$, направленный от центра инерции к телу k. Тогда сумму в правой части уравнения (3.16) напишем в виде:

$$\sum_n m_n F(r_n)\cos\varphi_{kn} = \mathbf{e}_k \cdot \sum_n m_n F(r_n)\mathbf{e}_n \ .$$

Будем считать, что выполнено условие изотропии

$$\sum_n m_n F(r_n)\mathbf{e}_n = 0 \ . \tag{3.17}$$

Тогда уравнение (3.16) приобретает вид:

$$\mathbf{e}_k \cdot \sum_n m_n \ddot{r}_n \mathbf{e}_n = 0 \ . \tag{3.18}$$

Рассмотрим смещение центра инерции

$$\mathbf{r}_n(t) = \mathbf{r}_n^0 + \mathbf{R}(t),$$

где $R << r_n$. Имея в виду малость изменений векторов $\mathbf{e}_n$ (порядка r/r_n), для r_n получаем

$$r_n(t) \approx r_n^0 + \mathbf{e}_n \mathbf{R}(t).$$

Подставляя это выражение в уравнение (3.18), имеем:

$$\sum_n m_n \left(\ddot{\mathbf{R}}\mathbf{e}_n\right)\mathbf{e}_n = 0 \ . \tag{3.19}$$

Будем предполагать выполненным следующее условие изотропии распределения масс удаленных тел

$$\sum_n m_n e_{n,i} e_{n,j} = \delta_{ij} \tfrac{1}{3} \sum_n m_n \ . \tag{3.20}$$

При этом из соотношения (3.19) получаем уравнение движения центра инерции

$$\ddot{\mathbf{R}} = 0, \quad \ddot{\mathbf{r}}_n = 0 \ . \tag{3.21}$$

Рассмотрим далее разностное уравнение (3.13). Используем формулу (3.21) для $\ddot{r}_n$, условия изотропии (3.17), (3.19), а также еще одно условие изотропии

$$\sum_n m_n \frac{1}{r_n} F(r_n) e_{n,i} e_{n,j} = \delta_{ij} \tfrac{1}{3} \sum_n m_n \frac{1}{r_n} F(r_n). \tag{3.22}$$

Тогда в пренебрежении первым слагаемым по сравнению со вторым в левой части уравнения (3.13) $\left(m_1, m_2 << m_k\right)$, из уравнения (3.13) получаем:

$$\ddot{\mathbf{r}}_{21} = \mathbf{e}\left(m_1 + m_2\right) f\left(r_{21}\right), \tag{3.23}$$

$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{r}_{21}}{r_{21}}, \quad f\left(r_{21}\right) = -\frac{\gamma}{r_{21}^2}, \quad \gamma = \frac{3c^2 r_0}{\sum_n m_n} . \tag{3.24}$$

Отметим, что при выполнении условий изотропии (3.20), (3.22) уравнение для r_{21} (3.10) совпадает с уравнением (3.23), скалярно умноженным справа и слева на вектор $\mathbf{e}$. Нетрудно видеть, что соотношения (3.21), (3.23) совпадают с ньютоновскими уравнениями движения, если считать γ (3.24) гравитационной постоянной ньютоновской механики. При этом из уравнения (3.23) получаем обычное уравнение для относительного расстояния r (в цилиндрических координатах r, φ):

$$\ddot{r} - r(\dot{\varphi})^2 = (m_1 + m_2) f(r) \tag{3.25}$$

и закон сохранения момента $r^2 \dot{\varphi} = \mathrm{const}$. Подчеркнем, что как первое слагаемое левой части уравнения (3.25), так и второе (центробежная сила) обусловлены воздействием почти неподвижных, массивных, удаленных тел на пару частиц 1 и 2. При этом гравитационная постоянная γ (3.24) обратно пропорциональна сумме масс таких удаленных тел.

Подчеркнем еще раз, что при выводе уравнений движения пары частиц (3.21), (3.23) предполагалось выполнение трех условий изотропии пространственного распределения удаленных тел (3.17), (3.20), (3.22).

Отметим также любопытный факт. Как видно из уравнения (3.25), и в ньютоновской, и в рассмотренной теории относительное движение определяется суммой масс частиц $m_1 + m_2$. Это означает, что именно в ньютоновском уравнении для относительной величины r осталось “воспоминание” о том, что на самом деле притяжение тел есть сумма взаимных воздействий частиц, каждое из которых пропорционально массе воздействующей частицы.

4. Выводы

1. Впервые построена теория тяготения на принципе относительности, как его понимали Беркли, Мах и Пуанкаре, т.е. не используя понятий абсолютного пространства (эфира), в противоположность теории всемирного тяготения Ньютона и всем известным теориям гравитации, в том числе общей теории относительности Гильберта–Эйнштейна.

2. На основе принципов относительности, причинности и ограниченности скоростей величиной c получен закон притяжения между частицами, при котором силы взаимного гравитационного воздействия не равны и пропорциональны массе воздействующей частицы. Этот закон существенно отличается от ньютоновского, где сила притяжения пропорциональна произведению масс частиц.

3. Принцип причинности приводит к необратимым во времени уравнениям движения частиц. Для рассмотренной задачи движения пары частиц в окружении “далеких звезд” получились обратимые во времени уравнения, что, однако, связано с предположением о малых скоростях частиц по сравнению со скоростью света и малых характерных временах движения частиц по сравнению с временем изменения конфигурации “далеких звезд”, а также с пренебрежением квазислучайными воздействиями “из прошлого”.

4. Обнаружен новый – кинематический – вид воздействия тел, обусловленный не гравитационной силой, а относительным ускорением частиц (и тел) в условиях, когда движения описываются лишь относительными расстояниями и скоростями. Именно с этим типом

воздействия связана центробежная сила, возникающая при ускоренном движении пары частиц относительно далеких массивных тел.

5. Наличие центробежной силы обусловлено изотропией пространственного распределения далеких тел, причем требуется выполнение трех различных условий изотропии. Именно в этом случае получаются уравнения ньютоновского типа для движения пары частиц.

6. При существенном удалении от центра изотропии центробежная сила может оказаться значительно меньше вычисленной по ньютоновской теории. Это может объяснить возможность вращения объектов с большей угловой скоростью, чем допускает теория Ньютона, не прибегая к идеям о “скрытых массах”.

7. Изменение центробежной силы на больших расстояниях от “центра вселенной” может приводить к существенным искажениям строения и спектров атомов и молекул.

8. При учете анизотропии распределения далеких тел в кинематической и силовой частях уравнения для относительного расстояния возникает сила, пропорциональная тензору анизотропии. Эта сила может оказывать воздействие на движения частиц при значительном увеличении расстояния между ними.

9. Гравитационная постоянная в “ньютоновском” пределе оказывается обратно пропорциональной сумме масс удаленных тел Вселенной. Конечность γ указывает на ограниченность суммарной массы таких тел.

В заключение выражаю глубокую благодарность А.А. Рухадзе за плодотворные дискуссии на всех этапах выполнения данной работы и А.М. Игнатову и Б.К. Новосадову за ценные замечания.

Литература

1. Newton I. Philosophiae Naturalis Principia Mathematica. 1st Ed., London, 1686. (Имеется перевод: Ньютон И. Математические начала натуральной философии. Пер. с лат./В кн.: Собрание трудов акад. А.Н. Крылова. Т. VII. М.-Л.: Изд-во Академии Наук СССР, 1936.)

2. Berkeley G. De Motu Sive de Motus Principio et Natura et de Causa Communicationis Motuum. 1721. (Имеется перевод: Беркли Дж. О движении, или о принципе и природе движения и о причине сообщения движений./В кн.: Дж. Беркли. Сочинения. Пер. с англ. М.:Мысль, 1978.)

3. Mach E. Die Mechanik in Ihrer Entwicklung. I Aufl. Leipzig, 1883. (Имеется перевод: Мах Э. Механика. Историко-критический очерк ее развития. Пер. с нем. СПб: Общественная польза, 1909.)

4. Poincaré H. La science et l'hypothèse. Paris: Flammarion, 1902. (Имеется перевод: Пуанкаре А. Наука и гипотеза. Пер. с франц./В кн.: А. Пуанкаре. О науке. Под ред. Л.С. Понтрягина. М.: Наука, 1990.)

5. Gravitation and Relativity. Ed. H.-Y. Chiu, W.F. Hoffmann. W.A. Benjamin, N.Y.-Amsterdam, 1964. (Имеется перевод: Гравитация и относительность. Под ред. Х. Цзю, В. Хоффмана./Пер. с англ. под ред. А.З. Петрова. М.: Мир, 1965.)

6. Poincaré H. Sur la dynamique de l’èlectron. Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo. 1906. V. XXI. P.129-176. (Имеется перевод: Пуанкаре А. О динамике электрона. Пер. с франц./ В сб.: Анри Пуанкаре. Избранные труды в 3-х тт. Т. III, с. 433. М: Наука, 1974.)

Universal Mechanics

A.Yu. Kyrie

Moscow, Russian Federation

New mechanics is constructed on the basis of the Berkeley–Mach–Poincaré principle of relativity in assumption of no special (inertial) reference systems in the empty space. It only deals with relative distances between bodies. As it is shown the centrifugal force is stipulated by mutual rotation of a pair of particles related to "distant stars" (galaxies).