

Олег Черепанов

ПРОБЛЕМА ТОЖДЕСТВА СКАЛЯРНЫХ МОДЕЛЕЙ ГРАВИТАЦИИ И УПРУГОСТИ

1. *Spring*-эффект.

Представление о законе упругости и его роли в общей физике даёт статья [1]. А об авторе одного из первых количественных правил физики можно узнать из [2]. Там же есть перевод оригинала публикации 1678 года, где Гук сообщил об открытой им пропорциональности. Вот несколько цитат оттуда.

«Теория пружин, хотя ее и пытались создать различные знаменитые математики этого века, до сих пор не была никем опубликована. Теперь прошло уже около восемнадцати лет с тех пор, как я впервые ее разработал, но, намереваясь использовать ее для некоторых частных применений, я воздерживался от публикации.

Около трех лет назад Его Величество с удовольствием наблюдал опыт, поставленный в Уайт-холле, который доказывал эту теорию, а также рассмотрел мои пружинные часы.»

Как видно, Роберт Гук предполагал использовать открытый им закон в хронометрической практике. А свой приоритет он защитил одним из способов, принятых в то время:

«Примерно два года назад я опубликовал эту теорию в виде анаграммы в конце моей книги, посвященной описанию гелиоскопов (так тогда называли приборы для наблюдений Солнца – *О. Ч.*), а именно: *ceiioosssttuu, id est, ut tensio sic vis*, т. е. сила любой пружины пропорциональна ее растяжению.»

Снабдив читателей сведениями общего характера, Гук раскрывает способ, которым он установил величину «возвращающей силы»:

«Подвешивая несколько грузов, тщательно наблюдайте, на какую длину каждый из них растянет спираль сверх длины, до которой *ее растянул собственный вес...*»

Однако никто из учёных и инженеров, воспроизводивших опыт Гука с целью проверки его утверждений, не заметил, что слова, выделенные курсивом (курсив мой – *О. Ч.*), относятся к деформации, имеющей иной вид, отличный от картины, где витки спирали пошагово одинаковы. Но Гук, работая с пружинами, не мог не заметить, что «мягкая» спираль, подвешенная за один конец, деформирована неравномерно: витки, как

разрезанные кольца, напряжены так, что расстояние между смещёнными сечениями соседних витков растёт по ходу вверх.

И выходит, что первый закон Гука подразумевает линейную деформацию упругой модели, тогда как деформация «мягкой» пружинки под собственным весом с очевидностью другая. (Рис. 1.) Это явление (назовем его *spring*-эффектом) объяснимо тем, что от витка к витку вес нижней части спирали возрастает на величину, равную весу одного кольца. И оно прямо относится к гравитации, характеризуемой ускорением свободного падения $g = const$. Но заметим: если пружинку без груза увлекать вверх за один конец с техническим ускорением $a = const$, например, заменив ею один из грузов машины Атвуда, то она получит дополнительное удлинение, обусловленное инертным свойством её массы. То есть, к *spring*-эффекту от гравитации прибавлен *spring*-эффект от ускорения (Рис. 2.)

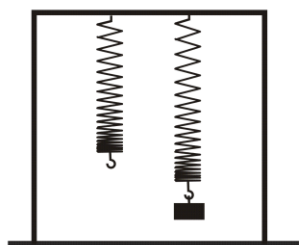


Рис. 1.

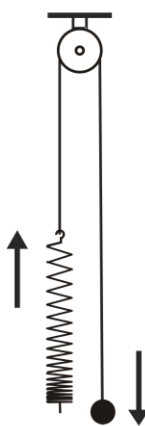


Рис. 2.

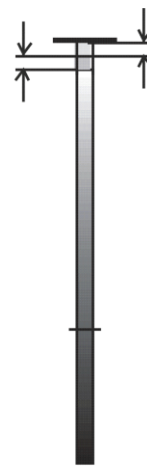


Рис. 3.

Но никакая сила (ни гравитационная, ни инерционная) не может быть причиной неравномерной деформации упругой спирали. То есть, понятие силы (как вектора, имеющего точку приложения) в гукковском *spring*-эффекте не работает. А это значит, что его формальное описание следует искать вне рамок классического закона инерции и силовой теории тяготения.

2. *Spring*-эффект на стержне.

Поиск адекватной математической модели неравномерного растяжения-сжатия начнем с оценки деформации гладкого стержня, подвешенного к потолку лаборатории за один конец. (Рис. 3.) При этом материальному телу цилиндрической формы присвоим

физические (масса m , плотность ρ , модуль упругости E) и геометрические (длина L и диаметр d) характеристики, нужные для оценки его удлинения $\Delta L = \frac{\rho g}{2E} L^2$ под собственным весом $P = mg$, не фигурирующим явно в формуле [3], как и количество вещества $m = \rho LA$. (Здесь A – площадь поперечного сечения упругого образца, g – ускорение свободного падения.)

Ясно, что нелинейная деформация ΔL , пропорциональная квадрату первоначальной длины L упругого образца $m = m_1 + m_2$, свойственна его верхней части массой $m_2 = \rho l_2 A$. Но кроме удлинения $\Delta l_2'' = \frac{\rho g}{2E} l_2^2$ под собственным весом верхний участок m_2 растянут на $\Delta l_2' = \frac{P_1}{EA} l_2$ весом $P_1 = m_1 g$ нижней части $m_1 = \rho l_1 A$. При этом гуковское растяжение $\Delta l_2' = \frac{\rho g}{E} l_1 l_2$ равняется *spring*-эффекту $\Delta l_2''$ в случае $\frac{2m_1}{m_2} = \frac{2l_1}{l_2} = 1$. А когда $m_1 < \frac{m_2}{2}$, то удлинение $\Delta l_2'$ связано с величиной $\Delta l_2''$ отношением $\frac{\Delta l_2'}{\Delta l_2''} = \frac{2m_1}{m_2} < 1$.

Итак, *spring*-эффект обусловлен гравитацией, но не связан с силой тяготения. Ведь нельзя представить силу, вызывающую неравномерное растяжение стержневого тела. При этом тот же стержень, увлекаемый за один конец с техническим ускорением $a = const$ где-нибудь в далеком космосе, тоже растянут неравномерно, но не силой, а инертностью своей массы. То есть, его масса упруго реагирует не на «движущую силу», а на ускорение. И прямую количественную связь массы с этим ускорением без посредства ньютоновых сил можно установить на висячем образце.

Отсоединим нижнюю часть $m_1 = \rho l_1 A$ от стержня $m = m_1 + m_2$, а утраченное его верхней частью $m_2 = \rho l_2 A$ гуковское удлинение $\frac{m_1 g}{EA} l_2 = \frac{\rho g}{E} l_1 l_2$ восстановим в виде спринг-эффекта $\frac{\rho a}{2E} l_2^2$, увлекая стержневой остаток m_2 вертикально вверх с ускорением $a = const$ (см. рис. 2). При этом величину a по отношению к «местному» ускорению g определит равенство $\frac{\rho g}{E} l_1 l_2 = \frac{\rho a}{2E} l_2^2$, откуда $\frac{a}{g} = \frac{2l_1}{l_2} = \frac{2m_1}{m_2} \leq 1$, поскольку $m_1 \leq \frac{m_2}{2}$.

Заметим, что аддитивные выражения $a + g = G$ и $2m_1 + m_2 = m''$ совпадают численно при $G = 2$ и $m'' = 2$, поскольку из очевидного равенства $\frac{a}{g} + 1 = \frac{2m_1}{m_2} + 1$ после деления его слагаемых на их среднее арифметическое получается числовое тождество $\beta + B = 2''$, где $\beta = \underline{2m_1} = \underline{a} \in [1,0)$ и $B = \underline{m_2} = \underline{g} \in [1,2)$ – особые скаляры с размерностью и массы [М] и ускорения [G]. При этом масштаб количества вещества выступает половина условной величины $m'' = 2m_1 + m_2$, а единицей ускорения принята полусумма a и g . Такой выбор мер назовем принципом виртуального масштаба (ПВМ).

Как видно, количества вещества m_1 и m_2 в составе упругого тела m и ускорения a и g , техническое и природное, пронормированные в соответствии с ПВМ, математически связаны без понятия силы, определяемой вторым законом Ньютона как произведение массы на ускорение. При этом арифмометрический расчет упругой деформации с учетом *spring*-эффекта при помощи контрсимметричных чисел $\beta = 1 - \Delta$ и $B = 1 + \Delta$ двойной размерности (здесь $\Delta \in (0,1)$ – число-отклонение величин $\underline{2m_1} < 1$ и $\underline{m_2} > 1$ от виртуального масштаба) не является единственным примером скалярного моделирования явлений.

3. Машина Дж. Атвуда.

Мягкую пружинку массой m_1 привяжем к нити с грузом $P_2 = m_2 g$ ($m_2 > m_1$) на другом конце. Перебросим нить через блок и получим машину Атвуда (см. рис. 2), обеспечивающую ускоренное движение пружины вверх. При этом оценить ускорение $a = const$ в долях естественного ускорения $g = 1$ [G] можно по-разному [4].

Первый расчетный прием основан на уравнении $m_1 g + m_1 a = m_2 g - m_2 a$ из сил тяжести и сил инерции, однонаправленных в любом положении тела m_1 и противоположных друг другу для соответствующей позиции груза m_2 . При этом не важно, какая из двух масс обеспечивает натяжение нити, но силовая модель создает ложное впечатление, будто бы, падая с ускорением $a < g$, больший груз увлекает вверх меньший. Однако результат $a = g \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2}$ силового расчета является верным. И точно

такой же результат дает энергетический расчет, основанный на зависимостях

$$\frac{\partial L}{\partial x} = (m_2 - m_1)g \quad \text{и} \quad \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = (m_2 + m_1)\dot{x}, \quad \text{где лагранжиан } L \text{ связывает кинетическую}$$

$T = \frac{1}{2}(m_2 + m_1)\dot{x}^2$ и потенциальную $U = -m_1gx - m_2g(l - x)$ энергии бинарной системы $(m_1 + m_2)$. (Здесь l – длина нити, а x – координата массы m_1 относительно оси блока.)

Одинаковый итог двух расчетов модифицируем численно, шаг за шагом изменяя его формулу $\frac{a}{g} = \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2}$ на основе ПВМ.

1. Заметим, что в виртуальном масштабе $1 = \frac{m_1 + m_2}{2}$ значения масс m_1 и m_2 выражают скаляры $\beta = 1 - \Delta$ и $B = 1 + \Delta$, где $\Delta \in (0, 1)$ – число-отклонение, равное $\frac{B - \beta}{2}$.

2. Затем введем число-отношение $Z = \frac{m_1}{m_2} = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta}$ количеств m_1 и m_2 и отметим его конверсивную связь с числом-отклонением Δ : $\frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} = Z \Leftrightarrow \Delta = \frac{1 - Z}{1 + Z}$.

3. Далее обратимся к равенству $\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1}$, где $a_1 = g + a$ и $a_2 = g - a$ принимают значения $a_1 = B$, $a_2 = \beta$, если $\frac{a_1 + a_2}{2} = g = 1''$.

4. В результате техническое ускорение a равняется числу-отклонению Δ , тогда как $a_1 = 1 + \Delta$ и $a_2 = 1 - \Delta$ контрсимметричны при любом $\Delta \in (0, 1)$.

5. Ясно, что $B + \beta = 2 = (1 + \Delta)(1 + Z) = (1 - \Delta)(1 + Z^{-1})$ при том, что $Z = \frac{2}{B} - 1$ и $Z^{-1} = \frac{2}{\beta} - 1$.

Таким образом, оказывается, что контрсимметричные массы m_1 и m_2 принадлежат математической структуре из шести чисел $1, \Delta, \beta, B, Z, 2$, тогда как ускорения $g = 1''$, $a = \Delta$, $a_1 = B$, $a_2 = \beta$ образуют сопряженную структуру $\spadesuit 1'' \setminus \Delta \setminus \beta \setminus B \setminus Z \setminus 2 \spadesuit$ из тех же чисел другой размерности. При этом аддитивные формы $2 = m_1 + m_2$ и $2 = a_1 + a_2$ особого числа 2 отличаются порядком следования слагаемых β и B , то есть контркоммутативны из-за того, что $\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1} = Z$, откуда $\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} = Z^{-1}$.

Очевидно, что сикстетное моделирование машины Атвуда отражает тот факт, что не важно, каковы величины спаренных грузов по отношению к эталону массы, поскольку достаточно знать их отношение между собой, чтобы без привлечения понятий

силы и энергии, а также без геометрии и хронометрии найти техническое ускорение $a = const$ системы $(m_1 + m_2)$ в долях гравитационного ускорения $g = const$.

Итак, гуковский *spring*-эффект и механизм Атвуда оказываются гравитационными экспериментами, количественное описание которых строится «от числа», каковым выступает двойка, получаемая нормировкой сумм $2m_1 + m_2$ и $m_1 + m_2$ средним арифметическим слагаемых. При этом двойки с размерностью массы сопряжены с числами $2'' = a + g$ и $2'' = a_1 + a_2$, имеющими размерность ускорения. И такую связь устанавливает ПВМ, приемлемый для бинарных систем, представленных висющим стержнем в первом случае и спаркой двух тел во втором.

4. Эффект флюгера в упругом ударе.

Следующий эксперимент не связан с темой гравитации, если не считать, что отсутствие тяготения как-то сказывается на явлении упругого удара.

Представим, что в отсеке космического корабля витают в невесомости несколько шаров разной массы и размера, а астронавты развлекаются тем, что стремятся столкнуть их друг с другом. Но даже если шары одинаковы, игра в трёхмерный бильярд затруднительна хотя бы потому, что шары не покоятся, а перемещаются относительно друг друга. Однако добиться их столкновения можно. И надо знать, что одинаковые шары после косоугольного соударения расходятся под прямым углом, как того требует сохранение импульса и энергии. А вот флюгер-эффект нельзя заметить даже натренированным взглядом: незримая ось, соединяющая центры сферических объёмов 1 и 2, перемещается в воображаемой плоскости с поворотом. Но это значит, что их относительная скорость не постоянна. И флюгер-эффект как факт, легко проверяемый, делает классическую теорию упругого удара дефектной.

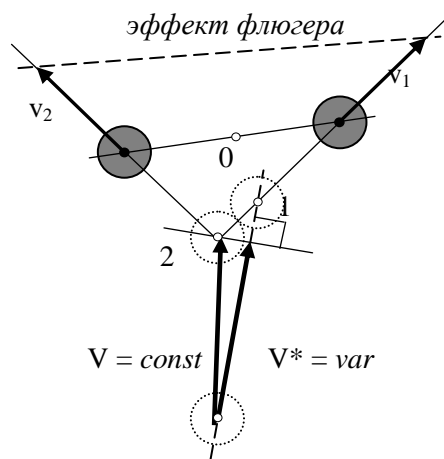


Рис. 4.

То, что скорости v_1 и v_2 бильярдных шаров после бокового касания не складываются векторно в относительную скорость V покажется незначительным обстоятельством, когда будет доказано, что импульс и энергия, апробированные формальным описанием упругого удара, являются артефактами классической механики,

антропоморфизм которой охватывает понятие силы тяготения, не работающей в гукковском *spring*-эффекте и не обязательной в расчёте машины Атвуда (см. выше).

Итак, на бильярдном столе до сих пор оставался незамеченным эффект флюгера, препятствующий сохранению импульса и энергии в косом столкновении бильярдных шаров как сферических объёмов, не сводимых к точкам, называемым материальными. И этого эффекта достаточно чтобы усомниться в полноте наших знаний об упругом ударе. Но очевидная неполнота предполагает развитие теории, предлагающей описание лобового столкновения масс m_1 и m_2 особыми числами, допускающими две размерности – массы [M] и скорости [V].

Скалярное моделирование прямого упругого столкновения шаров 1 и 2 с массами m_1 и m_2 показывает, что законы сохранения импульса и энергии не первичны и пригодны только для материальных точек, упругость которых сомнительна.

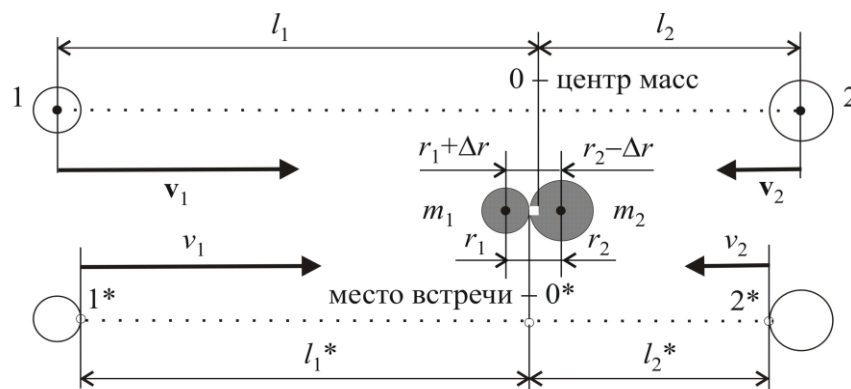


Рис. 5.

Ясно, что шары с массами m_1 и m_2 образуют бинарную механическую систему ($m_1 + m_2$), если указана гипотетическая точка 0, называемая центром масс. А положение данного центра между сферами, одинаковыми по плотности, определяет пропорция $\frac{l_1}{l_2} = \frac{m_2}{m_1}$. Причем обратное отношение $\frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1}$ задает доударные скорости $v_1 = \frac{l_1}{t}$ и $v_2 = \frac{l_2}{t}$ стремления шаров к пункту 0, а их столкновение независимо от системы отсчета происходит при относительной скорости $V = v_1 + v_2$ объемных составляющих бинарной системы $m = m_1 + m_2$. При этом считают, что после абсолютно упругого удара данная скорость сохраняет свое значение.

Также неизменными и равными по величине остаются импульсы сталкиваемых тел в системе центра масс: $m_1 v_1 = m_2 v_2$. Но это верно при классическом рассмотрении

явления удара, страдающем дефектом несовпадения места встречи 0^* и центра масс 0 в момент касания.

Очевидно, что равные по плотности шары с радиусами r_1 и r_2 касаются друг друга в точке 0^* , при ударе отстоящей от центра масс 0 на расстояние $\Delta r = r_2 \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2}$, где

$m_1 < m_2$. При этом фронтальные точки 1^* и 2^* неравных сфер оказываются в пункте 0^* одновременно. А если бы и дальше (условно!) они продолжали свои движения со скоростями v_1 и v_2 , то центр инерции 0 системы $(m_1 + m_2)$ пролетели бы порознь через время $\Delta T = \frac{\Delta r}{v_1} + \frac{\Delta r}{v_2}$, то есть не синхронно. И аналогично, моменты предполагаемого

прибытия геометрических центров 1 и 2 массивных сфер в пункт 0^* разделял бы период $\Delta T' = \frac{r_2}{v_2} - \frac{r_1}{v_1}$. То есть, одновременность их доставки в центр масс 0 также условна. Но

тогда условной будет вся предъистория лобового столкновения, основанная на двойной оценке аддитивных скоростей $v_1 = \frac{l_1}{T} = \frac{l_1^*}{T^*}$ и $v_2 = \frac{l_2}{T} = \frac{l_2^*}{T^*}$ - по пробегам за периоды $T = \frac{l_1}{v_1} = \frac{l_2}{v_2}$ и $T^* = \frac{l_1^*}{v_1} = \frac{l_2^*}{v_2}$, отличающиеся на $\delta T = \frac{r_1 + \Delta r}{v_1} = \frac{r_2 - \Delta r}{v_2}$.

Пусть $\frac{m}{2} = 1$ [М] и $\frac{V}{2} = 1$ [V] в равенствах $m = m_1 + m_2$ и $V = v_1 + v_2$. Это значит, что $\underline{v}_1 = \Gamma$ и $\underline{v}_2 = \gamma$, где скорости шаров 1 и 2 относительно их центра масс 0 определены скалярами $\gamma \in [1,0)$ и $\Gamma \in [1,2)$. При этом теми же числами будут оценены массы $\underline{m}_1 = \gamma$ и $\underline{m}_2 = \Gamma$ сталкиваемых тел. Здесь подчеркиванием символов отмечены числовые (нормированные) значения физических параметров системы $(m_1 + m_2)$, основанные на выборе масштабов скорости и количества вещества в обход хранимых эталонов.

Таким образом, назначение единиц массы и скорости по принципу виртуального масштаба обобщает правила $V = v_1 + v_2$ и $m = m_1 + m_2$ скалярной формой $2^* = \Gamma + \gamma$ с контрсимметричными числами-слагаемыми $\gamma = 1 - \Delta$ и $\Gamma = 1 + \Delta$, одинаково (на $\Delta = \frac{\Gamma - \gamma}{2}$) отличающимися от единицы. Тем самым определено число-отклонение

$\Delta = \frac{1 - \gamma/\Gamma}{1 + \gamma/\Gamma}$, где $\gamma/\Gamma = \frac{v_2}{v_1} = \frac{m_1}{m_2} = Z^*$ - число-отношение. Причем $Z^* = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} \in [1,0)$ и

$\Delta = \frac{1-Z^*}{1+Z^*} \in [0,1)$, если $m_1 \leq m_2$. То есть, скаляры Δ и Z^* взаимозаменяемы или, иначе

говоря, связаны конверсией: $\frac{1-\Delta}{1+\Delta} = Z^* \Leftrightarrow \Delta = \frac{1-Z^*}{1+Z^*}$.

Выбор среднего арифметического количеств m_1 и m_2 единицей сравнения назван принципом виртуального масштаба (ПВМ). Ясно, что тот же принцип позволяет скалярно оценить их скорости v_1 и v_2 относительно пункта 0. И с ним же подойдем к оценке послеударных скоростей упругих тел 1 и 2 в лабораторных системах отсчета, где одно из них первоначально покоилось.

По теореме о движении центра масс системы $(m_1 + m_2)$ гипотетическая точка 0 до удара и после него перемещается со скоростью $v_1 = \Gamma$ в системе отсчета, где первоначально покоился малый шар 1. Поэтому его послеударная скорость v_1 равна 2Γ , тогда как налетающий шар 2 после столкновения продолжит свое движение со скоростью $v_2 = v_1 - V = 2v_1 - V$, равной $2\Gamma - 2 = 2\Delta$ в долях $\frac{V}{2} = 1$ [V]. В результате нормировки закон сохранения импульса приобретет форму $\Gamma \cdot 2^* = \gamma \cdot 2\Gamma + \Gamma \cdot 2\Delta$, а сохранение энергии примет вид $\frac{1}{2}\Gamma \cdot (2^*)^2 = \frac{1}{2}\gamma \cdot (2\Gamma)^2 + \frac{1}{2}\Gamma \cdot (2\Delta)^2$.

Как видно, приложение принципа виртуального масштаба к системе $(m_1 + m_2)$ делает законы сохранения вторичными.

Пусть теперь малый шар 1 налетает на покоящийся шар 2 с нормированной скоростью $\underline{V} = 2^*$, инвариантной для инерциальных систем отсчета. Так как при этом центр масс 0 имеет скорость $v_2 = \gamma$, то от толчка шар 2 приобретет скорость $\underline{V}_2 = 2v_2 = 2\gamma$, а тело 1 продолжит движение со скоростью $\underline{V}_1 = \underline{V} - \underline{V}_2 = 2^* - 2\gamma = 2\Delta$, что позволяет представить законы сохранения как $\gamma \cdot 2^* = \Gamma \cdot 2\gamma - \gamma \cdot 2\Delta$ и $\frac{1}{2}\gamma \cdot (2^*)^2 = \frac{1}{2}\Gamma \cdot (2\gamma)^2 + \frac{1}{2}\gamma \cdot (2\Delta)^2$ соответственно. И в данном случае эти законы так же не являются первичными. А в итоге центральный удар получает арифмометрическое описание шестью числами 1, $\Delta \in [0,1)$, $\Gamma \in [1,2)$, $\gamma \in [1,0)$, $Z^* \in [1,0)$ и 2^* , образующими сикстет, скалярные элементы которого гармонизированы

а) значениями $\gamma + \Delta = \Gamma - \Delta = 1$ и $\gamma + \Gamma = (1 + Z^*)(1 + \Delta) = 2$ целых 1 и 2;

б) порядком $\gamma < \Gamma$ и отношением $\frac{\gamma}{\Gamma} = Z^* < 1$ величин $\gamma < 1$ и $\Gamma > 1$;

в) их контрсимметрией $\gamma = 1 - \Delta$ и $\Gamma = 1 + \Delta$, то есть отличием от 1;

г) конверсией $\frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} = Z^* \Leftrightarrow \Delta = \frac{1 - Z^*}{1 + Z^*}$ чисел $Z^* = \frac{\gamma}{\Gamma}$ и $\Delta = \frac{\Gamma - \gamma}{2}$.

Математическую форму $\spadesuit 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z^* \setminus 2^* \spadesuit$ со свойствами (а), (б), (в) и (г) назовем функциональным сикстетом. Его единицу определяет принцип виртуального масштаба. И эта единица имеет две размерности – массы и скорости. Причем кинематические меры v_1, v_2 и количества вещества m_1, m_2 после оценки равенств $V = v_1 + v_2$ и $m = m_1 + m_2$ виртуальными масштабами $\frac{m}{2} = 1[M]$ и $\frac{V}{2} = 1[V]$ контркоммутативны ($v_1 = \Gamma = \underline{m}_2$ и $v_2 = \gamma = \underline{m}_1$) в рамках тождества $2^* = \Gamma + \gamma$ из-за обратной пропорциональности масс и скоростей вида $\frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1}$. При этом числовые значения

$\underline{v}_1 = 2\Gamma$, $\underline{v}_2 = v_1 - V = 2\Gamma - 2^* = 2\Delta$, $\underline{V}_1 = V - \underline{v}_2 = 2^* - 2\gamma = 2\Delta$ и $\underline{V}_2 = 2v_2 = 2\gamma$ послеударных скоростей столкнувшихся шаров 1 и 2 получаются из хроно-геометрических решений $v_1 = \frac{2m_2}{m_1 + m_2} V$, $v_2 = V_1 = \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} V$ и $V_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} V$ задачи о лобовом столкновении

путем замены V и $m = m_1 + m_2$ числом 2^* .

Арифмометрическое решение классической задачи показывает, что прямой удар был недоизученным явлением общей физики, основанной на стандартной метрологии, оперирующей понятиями расстояния и времени, а также использующей представления об импульсе и энергии. Но метрологический прием, называемый принципом виртуального масштаба, позволил сократить число сущностей до двух, называемых массой и скоростью. Ведь масса и движение наблюдаемы, тогда как импульс и энергия воображаемы, а хроно-геометрическая оценка скорости делением длины на длительность не корректна метрологически.

А в итоге оказывается, что теорию удара можно построить в рамках противоборствующих парадигм – геометрической, основанной на аксиоме непрерывности, и арифмометрической, опирающейся на дискретность массы. Их противостояние непримеримо. Однако арифмометрическая парадигма обладает тем преимуществом, что обходится без артефактов в виде импульсов и энергий, законы

сохранения которых вторичны и не способны справиться с эффектом флюгера, наблюдаемым при косом касании бильярдных шаров.

Как теперь известно, эффект флюгера - это явление затухающего поворота оси, соединяющей центры 1 и 2 массивных сфер в момент удара, а также до и после него. Трансляция данной оси с поворотом обозначена как *winding*, альтернативный трансляции оси, соединяющей точки соприкосновения 1^* и 2^* на столкнувшихся шарах, параллельно самой себе. При этом плоское перемещение оси 1^*2^* охарактеризуем как *tracking*.

Итак, очевидная разница *tracking*- и *winding*-процессов состоит в постоянном параллелизме прямой с движущимися точками 1^* и 2^* , относительная скорость которых неизменна, и отсутствием такового у прямой с точками 1 и 2, стремящейся перемещаться параллельно самой себе на бесконечности при том, что относительная скорость точек, несущих прямую, изменяется и по величине и по направлению. Последнее обстоятельство не позволяет считать послеударные скорости v_1 и v_2 точек-центров 1 и 2 столкнувшихся шаров векторными величинами с возможностью геометрического сложения, что не препятствует векторному сочетанию тех же скоростей точек соприкосновения 1^* и 2^* .

Таким образом, векторное $\mathbf{V} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2$ и скалярное $V^2 = v_1^2 + v_2^2$ правила после умножения на $m^* = m_1 = m_2$ будут законами сохранения импульса $m_1\mathbf{V} = m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2$ и энергии $m_1V^2 = m_1v_1^2 + m_2v_2^2$, верными для «материальных точек», но непригодными для сферических объемов, в столкновении которых наблюдаем эффект флюгера, не учтённый классической теорией, на дефекты которой указывает арифмометрический подход к явлению упругого удара.

5. Свободное падение без сил.

Ускоренное движение вниз по вертикали будет равномерным до тех пор, пока $g = const$. В этом смысле пространство над поверхностью земного сфероида выглядит совокупностью горизонтальных слоев, локально-однородных по ускорению свободного падения $g_n = const$, где n – номер слоя, начиная с области $n = 0$, для которой условно принято $g_0 = 1$. Это значит, что пробное тело в отвесном падении с большой высоты может преодолеть ряд выделенных слоев, один из которых, где $g_0 = 1$, избран базовым.

Если начальная скорость пробной массы в базовой области равняется v , то в дальнейшем ее движение следует хроно-геометрической зависимости $s(t) = vt + \frac{gt^2}{2}$, которую можно модифицировать арифмометрически, фиксируя параметр t на единичном значении, а также считая $g = g_0 = 1''$ и $2v = w_0 = 1^*$ в тождественном выражении $2s(1) = 2v \cdot 1 + g \cdot 1^2$, где $s(1) = 1$, после чего оно примет форму $2 = 1'' + 1^*$.

Единичное ускорение $g_0 = 1$ назовем базовым, отмечая, что его определение обходится без единиц длины и длительности. И это ускорение, ориентированное вниз по вертикали, скалярно складывается с горизонтальной скоростью $v = const$, формальное удвоение которой приводит к понятию единичной квадроскорости $w_0 = 1^*$, новому для теоретической механики и для общей физики. Убедимся в его объективности.

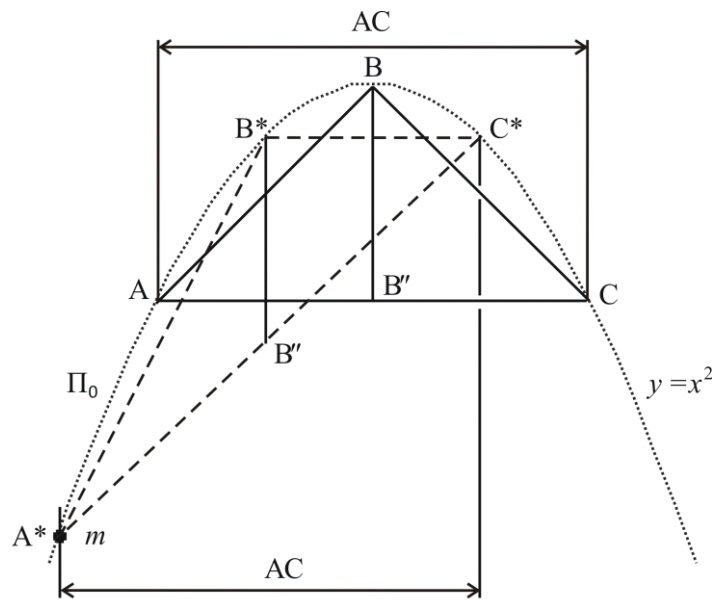


Рис. 6.

Итак, уравнение равноускоренного движения $s(t) = vt + \frac{gt^2}{2}$ тождественными преобразованиями с выбором единиц ускорения и квадроскорости развернуто в плоскость, на которой подброшенное тело, не зависимо от его массы, малой по сравнению с массой гравитирующего сфероида, «рисует» симметричную дугу параболы $\Pi_0(g_0, w_0)$, которую назовем базовой. При этом последовательные положения «пробного камня» m через два промежутка единичного времени образуют треугольник ABC , вписанный в кривую Π_0 и повсюду (в пределах $g_0 = const$) сохраняющий геометрические

характеристики – вертикальную медиану ($BB'' = V^*V''$) и равную AC горизонтальную проекцию хорды A^*C^* параболы Π_0 как стороны трансформного $\Delta A^*V^*C^*$. (Рис. 6.)

Таким образом, верхняя часть (арка) базовой параболы Π_0 вписана в локально-однородный (по ускорению g_0) слой над гравитирующей массой, выше (1) и ниже (2) которого найдутся слои, характеризуемые ускорениями g_1 и g_2 , отличающимися от единичного на величину Δ так, что $g_1 = 1'' - \Delta$ и $g_2 = 1'' + \Delta$, то есть контрсимметрично. При этом парабола Π_1 , расположенная над кривой Π_0 , имеет размах ветвей шире, чем у линии Π_0 , а нижняя кривая Π_2 , наоборот, заужена.

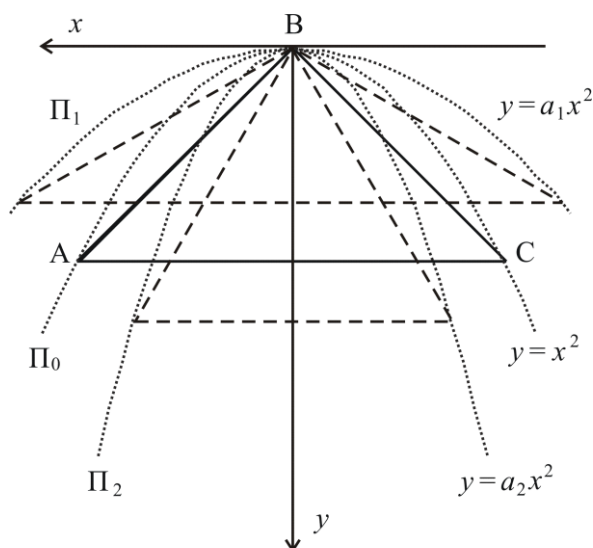


Рис. 7.

Как известно, параболы в пучке $y = ax^2$ с общей вершиной, симметричные относительно направленной вниз оси ординат, геометрически отличаются числовым коэффициентом $a > 0$. Пусть $a = 1$ для базовой кривой Π_0 , тогда как $a_1 = \frac{1-\delta}{(1+\delta)^2} < 1$ и

$a_2 = \frac{1+\delta}{(1-\delta)^2} > 1$, где δ – параметр, геометрический смысл которого состоит в

контрсимметрии ординат $y_1 = 1-\delta$, $y_2 = 1+\delta$ и абсцисс $x_1 = 1+\delta$, $x_2 = 1-\delta$ материальной точки m , за время $T = 1$ сместившейся вниз из вершины параболы Π_1 на $1-\delta$ и на $1+\delta$ в сторону от ее оси. И наоборот, падая по параболе Π_2 из ее вершины пробная масса m за единичное время проделает путь $1-\delta$ по горизонтали и сместится по вертикали на $1+\delta$, где $1 = AB'' = AC : 2$ и $BB'' = V^*V'' = 1$. То есть, геометрические инварианты (см. рис. 6) базовой линии Π_0 , как суперпозиции единичной квадроскорости 1^* и единичного ускорения $1''$, приняты масштабom, по отношению к которому

аналогичные инварианты траекторных кривых Π_1 и Π_2 (верхней и нижней) контрсимметричны. А эти инварианты прямо связаны с местными ускорениями $g_1 = 1'' - \Delta$ и $g_2 = 1'' + \Delta$ свободного падения, дополняющими квадроскорости $w_1 = 1^* + \Delta$ и $w_2 = 1^* - \Delta$ до особого числа $2'' = 1^* + 1''$, такого, что $2'' = w_1 + g_1 = w_2 + g_2$. (Рис. 7.) Тем самым кривые $\Pi_1(w_1, g_1)$ и $\Pi_2(w_2, g_2)$ заданы кинематически.

Таким образом, математической формой баллистических парабол Π_0 , Π_1 и Π_2 , разнесенных по локально-однородным слоям над гравитирующим сфероидом большого размера, оказывается тождество $\beta + B = 2''$, получаемое обращением в плоскость хроно-геометрических равенств $2s_1(t) = 2v_1t + g_1t^2$ и $2s_2(t) = 2v_2t + g_2t^2$, получаемых из

уравнения $s(t) = vt + \frac{gt^2}{2}$ при $t = 1$ переопределением удвоенных скоростей v_1 и v_2 в

квадроскорости $w_1 = B$ и $w_2 = \beta$, аддитивные с местными ускорениями $g_1 = \beta$ и $g_2 = B$. Но при этом равномерное движение на горизонт и равнозамедленное (или равноускоренное) вверх (или вниз) по вертикали не складываются (пусть даже скалярно), а определяются делением особого числа $2''$ пополам (дихотомия) или на контрсимметричные части $\beta \in (1,0)$ и $B \in (1,2)$ со смыслом инерционной квадроскорости и гравитационного ускорения. Причем множество парабол пучка $y = ax^2$ делится на два подмножества,

элементы Π_1 и Π_2 которых с константами $a_1 = \frac{1-\delta}{(1+\delta)^2} < 1$ и $a_2 = \frac{1+\delta}{(1-\delta)^2} > 1$

разделены пространственно и геометрически объединены между собой скалярным параметром $\delta \in (0,1)$, тождественным числу-отклонению $\Delta = \frac{B-\beta}{2} \in (0,1)$, связанному с

числом-отношением $Z \in (1,0)$ конверсией $\frac{1-\Delta}{1+\Delta} = Z \Leftrightarrow \Delta = \frac{1-Z}{1+Z}$ (см. выше). И получается,

что все геометрические кривые пучка $y = ax^2$ представлены кинематически в семействе $\beta + B = 2''$ по отношению к единицеобразующей дихотомии $2'' = 1^* + 1''$. А это значит, что мерой движения в свободном полете пробной массы m является особое число $2''$ без физической размерности, поскольку масштабом $1 = \frac{B+\beta}{2}$ является среднее

арифметическое двух характеристик – инерционной квадроскорости ($B \in [1,2)$ или $\beta \in [1,0)$) и гравитационного ускорения ($\beta \in [1,0)$ или $B \in [1,2)$), суперпозиция которых определяет параболическую форму траекторий.

В результате локально-однородная гравитация получает скалярное описание сикстетной формой $\Delta \beta V Z^2$ с операционно связанными числами $\Delta \in [0,1)$, $\beta \in [1,0)$, $V \in [1,2)$ и $Z \in [1,0)$, посредством которой выше представлены бессиловые модели упругого растяжения-сжатия с учетом *spring*-эффекта Гука и совместного движения грузов в машине Атвуда.

6. Квадроскорость в задаче двух гравитирующих тел.

Если надземное ускорение $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ округлить до 10 м/с^2 и принять его масштабом, то базовая парабола $P_0(g_0, w_0)$ будет представлена аркой высотой 10 метров с расстоянием между опорами 20 метров, которое камень, брошенный с земли под определенным углом к горизонту, должен преодолеть за две секунды для того, чтобы его горизонтальная скорость v равнялась единице. Причем в ходе первой секунды камень, замедляясь, взлетит на полную высоту арки, а всю следующую секунду будет также стремиться к горизонту и при этом падать вниз, равномерно ускоряясь по вертикали. Такова картина полета в обычной хроно-геометрической интерпретации.

Напротив, арифмометрическое понимание бессилового движения по параболе P_0 допускает, что сумма $g_0 + w_0$ равна особому числу $2''$, если в уравнении $s(t) = vt + \frac{gt^2}{2}$, преобразованном к виду $2 = \frac{2v \cdot t}{s(t)} + \frac{g \cdot t^2}{s(t)}$, зафиксировать время на единице и принять $s(1) = 1$, тем самым избавляясь от понятий пути и времени. При этом величина $2v$ в равенстве $2'' = \frac{2v}{s(t)/t} + \frac{g}{s(t)/t^2}$ выражена в долях единицы с размерностью скорости, а ускорение g представлено по отношению к единице с размерностью ускорения. И если удвоенную скорость v переопределить в квадроскорость w_0 , то первое слагаемое числа $2'' = 1^* + 1''$ будет равно единичной квадроскорости 1^* , тогда как второе окажется единичным ускорением $1''$.

Выше показано, что по мере уменьшения гравитационного ускорения последовательность парабол с размахом ветвей, большим, чем у базовой линии P_0 , закономерно распределена по слоям, утончающимся в смысле геометрии по ходу вверх от наземного слоя высотой 10 метров, принятой за единицу. При этом в скалярной модели $\beta + V = 2''$ слагаемые со смыслом квадроскорости и ускорения изменяются контрсимметрично так, что $V \rightarrow 2$ и $\beta \rightarrow 0$ дискретным образом. Причём парабола, как

геометрическая кривая, не распрямляется, а ее арка по форме приближается к другой тракторной кривой, движение по которой описывает квадратическая скорость. Убедимся в этом, модифицируя третий закон Кеплера арифмометрически.

Хроно-геометрическую формулу $\frac{T^2}{D^3} = \frac{(2\pi)^2}{G(m_1 + m_2)}$ третьего закона планетной

кинematики представим как $\left(\frac{2\pi D}{T}\right)^2 = \frac{Gm_2}{D} + \frac{Gm_1}{D}$, где G – постоянная тяготения, а

$\frac{2\pi D}{T} = v$ – наблюдаемая скорость одной из взаимно гравитирующих масс m_1 и m_2 , когда

другая принята условно неподвижной на неизменном расстоянии D . Тогда $v^2 = v_1^2 + v_2^2$,

где $v_1 = \left|\sqrt{\frac{Gm_2}{D}}\right|$ и $v_2 = \left|\sqrt{\frac{Gm_1}{D}}\right|$ – орбитальные скорости. Однако квадратичная связь

величин v_1 и v_2 не имеет геометрической интерпретации и, значит, ее можно вывести за рамки небесной механики, базирующейся на силе как артефакте теории тяготения и на антропоморфных представлениях о пространстве и времени.

Массам m_1 и m_2 присвоим числовые значения по отношению к их среднему арифметическому $\frac{m}{2}$. Такой выбор единицы количества вещества выше назван

принципом виртуального масштаба (ПВМ). И по тому же принципу, то есть делением на $\frac{v^2}{2}$, «отцифруем» квадратические скорости v_1^2 и v_2^2 . Ясно, что после нормировки виртуальными

масштабами бинарные формы $m = m_1 + m_2$ и $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ станут численно

одинаковыми с точностью до перестановки слагаемых. Ведь из условия $\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2^2}{v_1^2}$

следует $\frac{m_1}{m_2} + 1 = 1^2 + \frac{v_2^2}{v_1^2}$, где количество m_1 определено в долях $m_2 = 1$, а величина v_2^2

представлена по отношению к квадратической скорости $v_1^2 = 1^2$.

Скаляр $Z = \frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2^2}{v_1^2} \leq 1$ назовем числом-отношением за соответствие

метрологическому определению: «Под числом мы понимаем... отношение какой-либо величины к другой величине того же рода, принятой нами за единицу» (Ньютон [5]).

Пусть при этом массы m_1 и m_2 в виртуальном масштабе $\frac{m}{2}$ будут представлены парными числами $\gamma \leq 1$ и $\Gamma \geq 1$. И тогда $\gamma = 1 - \Delta$ и $\Gamma = 1 + \Delta$, где $\Delta = \frac{\Gamma - \gamma}{2} \in [0, 1)$ – метрологическое число-отклонение, оценивающее контрсимметрию скаляров $\gamma \in [1, 0)$ и $\Gamma \in [1, 2)$ относительно принятой единицы 1 [М] количества вещества.

Очевидно, что нормированные по $\frac{v^2}{2}$ квадроскорости v_1^2 и v_2^2 соответственно равны Γ и γ и также контрсимметричны относительно виртуальной единицы $1^2 [V^2]$.

Таким образом, аддитивные представления массы $m = m_1 + m_2$ и квадроскорости $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ отображает числовая форма $2^* = \Gamma + \gamma$, которая не только модифицирует третий закон Кеплера, но и свидетельствует, что механическое движение в количестве $v^2 = 2^*$ разделено между компонентами гравитационного диполя ($m_1 + m_2$) обратно пропорционально их массам. И этот выятный результат получается без привлечения понятий пространства и времени, а также без представлений о гравитационной силе и потенциальной энергии тяготения.

Заметим, что контрсимметричные скаляры Γ и γ двойной размерности ($[M]$ и $[V^2]$) и дробные числа Z и Δ связаны с целыми 1 и 2 так, что $(1 + \Delta)(1 + Z) = (1 - \Delta)(1 + Z^{-1}) = 2$ или $\Gamma(1 + Z) = \gamma(1 + Z^{-1}) = 2$, где $2 = \Gamma + \gamma$. То есть, гравитационные массы $m_1 = \gamma$ и $m_2 = \Gamma$ при $\gamma \in [1, 0)$ и $\Gamma \in [1, 2)$ образуют скалярную структуру $\heartsuit 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \heartsuit$ с элементами, имеющими размерность [М], которая по количеству чисел-членов (шесть) выше названа сикстетом. При этом квадроскорости $v_2^2 = \gamma \in [1, 0)$ и $v_1^2 = \Gamma \in [1, 2)$ входят в сопряженный сикстет $\heartsuit 1^2 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2^* \heartsuit$,

где число-отношение $Z = \frac{\gamma}{\Gamma} = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta}$ с размерностью $[V^2]$ и число-отклонение

$\Delta = \frac{\Gamma - \gamma}{2} = \frac{1 - Z}{1 + Z}$ с той же размерностью гармонизированы конверсией (см. выше).

8. Квадроскорость как сингулярность.

Арифмометрический подход к полетам по параболе и по окружности под действием гравитации дополним скалярным описанием прямолинейного равномерного движения, положенного в основание двух механик – классической и релятивистской – в

виде закона инерции и в форме принципа относительности. Для этого рассмотрим ситуацию сближения двух точек по неподвижной прямой со скоростью V .

Допустим, что в момент $t = 0$ объекты 1 и 2 имели скорости v_1 и v_2 , обеспечивающие их встречу в пункте N через период $T = 1$. Пусть при этом пункт N делит первоначальное расстояние $2 = 1 + 1$ между частицами 1 и 2 на части a и b , такие, что $a + b = 2$. Тогда их скорости численно будут равны a и b соответственно. (Рис. 8.)

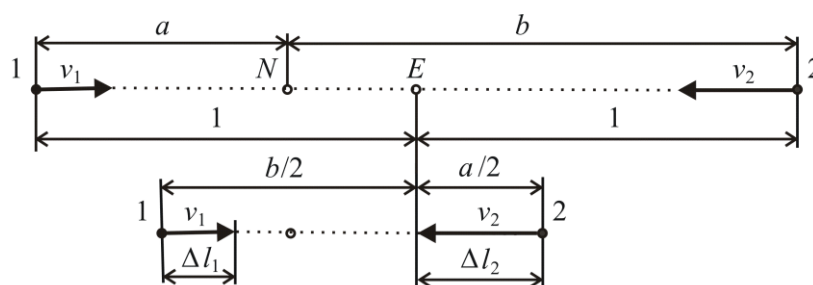


Рис. 8.

Ясно, что в характерный момент $\frac{T}{2}$ подвижные точки 1 и 2 окажутся от серединного пункта E на расстояниях, равных половинам дистанций $a < 1$ и $b > 1$. Но если $\frac{a}{b} = \frac{v_1}{v_2}$ для пункта N , то при $\frac{T}{2}$ скорости $v_1 = a$, $v_2 = b$ и дистанции $\frac{a}{2}$, $\frac{b}{2}$ между

пунктом E и объектами 1, 2 и их скоростями также прямо пропорциональны: $\frac{a/2}{b/2} = \frac{v_1}{v_2}$.

Но чтобы встретиться в пункте E им надо обменяться скоростями в момент $\frac{T}{2}$. А если

этого не случилось, то за время ΔT точка 2 преодолет расстояние Δl_2 , тогда как точка 1 сместится на Δl_1 . Отсюда 1) $\frac{\Delta l_1}{\Delta T} + \frac{\Delta l_2}{\Delta T} = \frac{2}{T}$, где $T = 1$.

Ясно, что равенство (1) является законом сложения скоростей v_1 и v_2 , в общем случае численно равных $a = 1 - d$ и $b = 1 + d$, где d – число-отклонение, такое, что $d \in [0,1)$. Но это значит, что контрсимметричные величины $v_1 = a$ и $v_2 = b$ определены в долях полусуммы $\frac{v_1 + v_2}{2}$, принятой за единицу движения 1^1 . А при стремлении $v_1 = a$ к нулю с контрсимметрией чисел-скоростей $a \in [1,0)$ и $b \in [1,2)$, как сингулярность, появляется единица второй степени 1^2 .

Придерживаясь тенденции находить кинематические величины v_1 и v_2 в долях третьей скорости, разделим формулу (1) на $\frac{r}{\Delta T} = v^*$, где $r = \frac{b}{2}$ (см. рис. 8). Получим 1')

$$\frac{\Delta l_1}{r} + \frac{\Delta l_2}{r} = \frac{V}{v^*}, \text{ где } V = 2', \text{ если } \frac{a+b}{2} = 1 \text{ и } T = 1. \text{ А поскольку } \frac{\Delta l_2}{r} = \frac{v_1}{v_2}, \text{ откуда}$$

$$r = \Delta l_2 \frac{v_2}{v_1}, \text{ и кроме того } \frac{\Delta l_1}{\Delta l_2} = \frac{v_1}{v_2}, \text{ то из (1')} \text{ следует 1*) } \left(\frac{\alpha^2}{A^2} + \frac{\alpha}{A} \right) v^* = 2', \text{ где}$$

$\alpha = v_1 < 1^1$ и $A = v_2 > 1^1$ – арифмометрические значения скоростей v_1 и v_2 , то есть их величины в долях полусуммы $1^1 = \frac{v_1 + v_2}{2}$. И этот выбор назван принципом виртуального масштаба при том, что в технике эталона скорости не существует.

Итак, точечные объекты 1 и 2 сближаются по прямой с относительной скоростью $V = const$. При этом искомыми являются скорости v_1 и v_2 точек 1 и 2, определение которых как долей величины $V = 2'$ выглядит задачей, обратной их сложению. А теперь покажем, что в сближении частиц 1 и 2 единица 1^1 с размерностью $[V]$ не единственна.

Из (1*) с очевидностью следует, что $v^* = \frac{A^2}{\alpha}$ или $A^2 = \alpha \cdot v^*$. То есть, число-

скорость $A = v_2$ является средним геометрическим скоростей $\alpha = v_1$ и v^* . Причем

$v^* = 1^1$, когда $v_1 = v_2 = 1^1$ (дихотомия!), и $v^* = \frac{r}{\Delta T} \rightarrow \infty$, если $\alpha = v_1 \rightarrow 0$ при том, что

$A = v_2 \rightarrow 2' = \underline{V}$. Но при $v_1 = 0$ и $v_2 = 2'$ из (1*) выходит $(0+0)\infty = 2$, что не исключено, если $0 \cdot \infty = 1$. Более того, сингулярной единице надо присвоить вторую степень, поскольку из $\alpha \cdot v^* = A^2$ при $\alpha = 0$ и $v^* = \infty$ должно быть $0 \cdot \infty = 1^2$. Однако скорость $v_2 = A$ в формуле $\alpha + A = 2'$ при $v_1 = \alpha = 0$ должна равняться $2'$. И это противоречие надо понимать в том смысле, что $V = 2'$ по модели $2' = \alpha + A$ и $V = 1^2$ по иной модели деления относительной скорости частиц 1 и 2 пополам.

Таким образом, простая на вид задача относительной кинематики четырех точек, две из которых (N и E) покоятся, допускает решение в виде тождества $\alpha + A = 2'$, слагаемые $\alpha \leq 1$ и $A \geq 1$ которого имеют смысл скоростей и контрсимметричны, то есть одинаково отличаются от единицы: $\alpha = 1 - \Delta$ и $A = 1 + \Delta$, где $\Delta \in [0, 1)$ – число-отклонение. И если оцененные по принципу виртуального масштаба скорости v_1 и v_2 совместно изменяются так, что $\alpha \rightarrow 0$ и $A \rightarrow 2$ (а этому отвечает перенос пункта N (см.

рис. 8) все ближе и ближе к левому краю стартового промежутка между частицами 1 и 2), то в пределе обнаружится сингулярность, требующая бифуркационного удвоения единицы 1^1 , такой, что $1^1 + 1^1 = 2$. При этом сингулярная квадроединица такова, что $1^2 = 2 \cdot 1^1$. А так как форма $1^1 + 1^1 = 2$ означает равенство скоростей v_1 и v_2 , обусловленное нахождением пункта N в середине стартового интервала протяженностью в две единицы, то дихотомия (деление пополам) относительной скорости $V = const$ точек 1 и 2 допускает два примитивных выражения $1^1 + 1^1 = 2$ и $2^* = 1^2 + 1^2$. Причем первое из них является арифмометрической формой классического закона сложения скоростей, тогда как второе служит начальной формой аддитивности квадроскоростей.

Вспомним, что выше (см. рис. 8) выделен момент $\frac{T}{2}$, когда движущиеся точки 1 и

2 оказываются от пункта E на расстояниях $\frac{b}{2}$ и $\frac{a}{2}$, таких, что $\frac{a/2}{b/2} = \frac{v_1}{v_2}$. При этом в

стартовой позиции они находились от места встречи N на расстояниях a и b , таких, что

$\frac{a}{b} = \frac{v_1}{v_2}$. Но если в момент $\frac{T}{2}$ объекты 1 и 2 обменяются скоростями, то это не изменит

их относительной скорости $v_1 + v_2 = 2'$, хотя обеспечит их синхронное прибытие в пункт E , что уравнивает его с позицией N , тогда как до этого они различались тем, что

а) частицы 1 и 2 прибывают в пункт N одновременно, а пункт E минуют порознь через период $\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} = T_1 - T_2 = \Delta T^*$;

б) скорости v_1 и v_2 относительно пункта N определяются как $\frac{a}{T} = v_1$ и $\frac{b}{T} = v_2$ по единичному времени T , то есть хроно-подобно, а их оценки $\frac{1}{T_1} = v_1$ и $\frac{1}{T_2} = v_2$ по

равным единице пробегам относительно репера E длино-подобны;

в) переменные расстояния $a - v_1 t$ и $b - v_2 t$ между пунктом N и объектами 1 и 2 таковы, что $\frac{a - v_1 t}{b - v_2 t} = const$, тогда как сокращающиеся дистанции $1 - v_1 t$ и $1 - v_2 t$ до них от

точки E совместно изменяются по гиперболическому (дробно-линейному) закону

$$\frac{1 - v_1 t}{1 - v_2 t} = var.$$

Как видно, рассмотренный пример демонстрирует два процесса, в одном из которых участвуют коллинеарные точки 1, N и 2, а во втором задействованы объекты 1, E и 2. При этом встречное движение точек 1 и 2 к пункту N описывает арифмометрическая модель $\alpha + A = 2'$, эквивалентная классическому (галилееву) закону $v_1 + v_2 = V$, пронормированному по принципу виртуального масштаба (ПВМ) средним арифметическим суммируемых скоростей. А так как относительности в триплетях $1N2$ и $1E2$ отличается по пунктам (а), (б), (в) и сингулярное поведение формы $\alpha + A = 2'$ при $\alpha \rightarrow 0$ и $A \rightarrow 2$ предполагает бифуркацию $1^2 = 2 \cdot 1^1$, то деление относительной скорости $V = const$ пополам дает две дихотомии $1^1 + 1^1 = 2'$ и $2^* = 1^2 + 1^2$, первая из которых отвечает правилу $\alpha + A = 2'$ при равенстве $v_1 = v_2 = 1^1$, а вторая выражает аддитивное деление квадроскорости $W = 2^*$ на единичные части 1^2 , тогда как в общем случае $2^* = \Gamma + \gamma$, где $\gamma \in (1,0)$ и $\Gamma \in (1,2)$ – квадроскорости, объективность которых доказуема арифмометрическими решениями ряда задач механики и физики, а также опытом Физо [6].

Таким образом, квадроскорость 1^2 формально отличается от скорости 1^1 в два раза: $1^2 = 2 \cdot 1^1$. И есть две дихотомии ($2' = 1^1 + 1^1$ и $2^* = 1^2 + 1^2$) встречного движения частиц 1 и 2, моделируемого методом арифмометрической триангуляции (МАТ). Распространим этот метод на компланарное расположение точек 1, 2 и N, E .

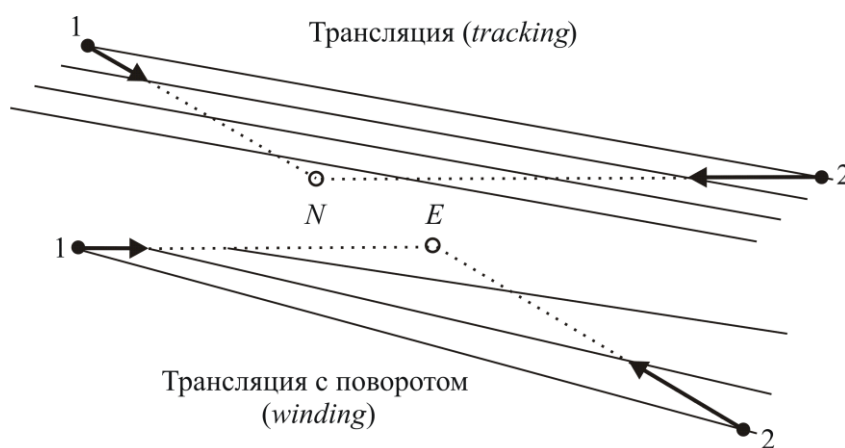


Рис. 9.

Вырожденные треугольники $1N2$ и $1E2$ сделаем плоскими и увидим, что со временем они деформируются так, что относительность объектов 1 и 2, стремящихся к пункту N , имеет иной характер, чем у тех же объектов в составе $\Delta 1E2$. (Рис. 9.) А именно – ось, соединяющая движущиеся точки 1 и 2 в первом треугольнике, транслируется в

обозначенной плоскости, оставаясь параллельной себе самой. При этом скорости v_1 и v_2 складываются векторно в относительную скорость $V_{12} = const$, тогда как в треугольнике $1E2$ относительная скорость точек 1 и 2 изменяется как по величине, так и по направлению: $V_{отн} = var$.

Ясно, что отмеченное различие не зависит ни от значений инерционных скоростей v_1 и v_2 , ни от угла между траекториями частиц 1 и 2, которые прибывают в пункт N одновременно, а пункт E минуют порознь. Не зависит она и от того, как направлены скорости v_1 и v_2 : «к» пунктам N и E или «от» них. То есть, трансляция и трансляция с поворотом – это универсальные кинематические процессы, отображаемые двумя видами плоского перемещения прямых. Причем первый вид допускает векторное сложение скоростей, а второй нет. Но если точки 1 и 2 продолжают движение, разминувшись в пункте E , то соединяющая их ось на бесконечности будет поворачиваться столь медленно, что ее движение станет практически аналогичным трансляции. И не исключено, что «дальний параллелизм» оси 1-2 вписан в геометрию Лобачевского, тогда как «ближний» находится в основании неевклидовой геометрии принципа относительности Галилея [7]. Тем более, что отношение переменных дистанций 1- E и 2- E во времени изменяется по гиперболическому (дробно-линейному) закону, а отношение расстояний 1- N и 2- N постоянно, что сохраняет их метрику $2 = a + b$.

Подробно познакомится с предпосылками и приложениями скалярной (арифмометрической) теории движений как еще одного метода математической физики можно на личной странице автора [8]. А статьи, депонированные по темам, предложенным VixRA, дают достаточное представление о многосторонности неоклассических модификаций широко известных законов общей физики.

Вывод:

Системное моделирование, основанное на принципе виртуального масштаба (ПВМ), свидетельствует, что гравитация является свойством вещества по определению и как природное взаимодействие осуществляется без среды (вроде поля, эфира, пространства-времени и т. д.) и посредников (типа сил, волн, гравитонов, лезаженков и т. п.). Но при этом открыт вопрос о пригодности математических альфа-, бета- и гамма-моделей природной кинематики для практических вычислений.

Ссылки:

1. <http://elementy.ru/trefil/21147?context=20442>
2. *Голин Г.М., Филонович С.Р.* Классики физической науки (с древнейших времен до начала XX в.): Справ. пособие. – М.: Высш. шк., 1989. – С. 114-116.
3. *Рудицын М.Н., Артемов П.Я., Любошиц М.И.* Справочное пособие по сопротивлению материалов. – Минск: Высшэйшая школа, 1970.
4. *Голдстейн Г.* Классическая механика. – М.: Наука, 1975. – С. 37-38.
5. Математический энциклопедический словарь. – М.: «Советская энциклопедия», 1988. – С. 636.
6. *Черепанов О.А.* Нестандартная метрология в задачах сближения. //«Академия Тринитаризма», М., Эл. № 77-6567, публ.16073, 14.09.2010 (<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/1701-chr.pdf>)
7. *Яглом И.М.* Принцип относительности Галилея и неевклидова геометрия. – М.: Наука, 1969.
8. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/avtr/01/1102-00.htm>