

О. А. Черепанов

СКАЛЯРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СКРЫТЫХ ОТНОСИТЕЛЬНОСТЕЙ Когнитивная арифмометрия и структуры «золотой» арифметики.

Изменять следует не биологию, а физику.

А. Лима-де-Фариа, цитолог.

«Золотая» арифметика, как математическая система из операций с числами Фибоначчи $1, 1, \dots, F_n, \dots$, числами Люка $1, 3, \dots, L_n, \dots$ и целыми степенями Фидиевых скаляров $\varphi = 0,618\dots$ и $\Phi = 1,618\dots$, структурно подобна когнитивной арифмометрии, как способу решения некоторых задач механики и физики, основанному на нестандартной метрологии и не требующему обычных вычислений. При этом «золотая» арифметика, в частности, воспринятой когнитивной арифмометрией, имеет «скверную» (от англ. *square* – площадь) интерпретацию, пригодную в качестве формальной основы зрительного распознавания движений – ускоренных или равномерных по скорости.

1. Орбитальный эксперимент и гипотеза Макинтайера: постановка задачи.

В 1998 году во время 17-дневного полета на борту шаттла «Columbia» был поставлен эксперимент, подготовленный CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) и Римским Научным Институтом Санта Люсии (Santa Lucia Scientific Institute in Rome). Астронавты ловили теннисные мячи, выстреливаемые пружинной пушкой. При этом специальная аппаратура измеряла тонус мышц руки, принимавшей ударный импульс, а движения ловца фиксировала инфракрасная видеокамера [1].

Полученные данные свидетельствуют о том, что в ходе опыта испытуемые долгое время вели себя подобно больным с травмами мозга. И только на 15-ый день их игровое поведение стало адекватным решаемой задаче. А до этого реакции астронавтов были преждевременными: человек, привязанный к креслу, «принимал» удар немного раньше, чем мяч, подаваемый как бы сверху, касался его раскрытой ладони. И такие «промахи» объяснимы тем, что астронавты были заранее настроены на «падение» мячика с ускорением, для которого в их положении не было физической причины. Ведь от пушки до ладони мяч летел с постоянной скоростью, то есть «по инерции», отслеживаемой глазами.

Анализируя данные опыта, нейрофизиологи предположили, что мозг давал руке неверные команды, руководствуясь неактуальными сведениями о движущемся предмете, не соответствующими условиям невесомости. Но в конце концов зрительная система «установила» факт отсутствия ускорения в прямолинейном полете мячика и мозг стал руководить ладонью и предплечьем согласно наблюдаемой реальности. И на этом основании появилась гипотеза (Joe McIntyre, College de France), что мозг располагает какой-то моделью гравитации, которая снова вступила в свои права, как только астронавты из невесомости вернулись на Землю.



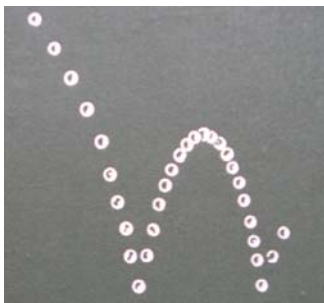
Фотография NASA

На самом же деле орбитальный опыт показал, что речь идет о способности мозга распознавать движения и отличать равномерные от ускоренных, наблюдаемых не только в падении предметов под влиянием гравитации. Ведь стремительное приближение чего-либо массивного требует немедленной реакции наблюдателя, так как может представлять опасность для организма. И по этой причине неприятное чувство, известное как «страх высоты», досталось нам от человекообразных предков, не единожды попадавших в невесомость – при падении с дерева, например. При этом вид ускоренно приближающейся земли и жуткое ощущение отказа вестибулярного аппарата настолько закрепились в наследуемой памяти, что младенец, уложенный ничком на прозрачную столешницу, рефлекторно напрягает мышцы, как бы готовясь к удару об пол, если даже у него не было собственного опыта падения.

И хотя Макинтайер приводит пример с врожденным «страхом высоты» в качестве обоснования своей гипотезы о неизвестной физикам модели тяготения, встроенной в мозг человека, на самом деле правдоподобнее выглядит предположение о том, что зрительная система вообще способна отличать движение равномерное (по скорости) от качественно иного – ускоренного. А свободное падение, которое человек воспринимает и как наблюдатель и как объект гравитационного воздействия, служит всего лишь частным примером последнего. И тем не менее гравитацию, выступающую как невесомость орбитальной лаборатории с летящими в ней мячами и дополненную их же невесомостью в надземном полете по

параболам, требуется понять по-новому с учетом особенностей зрительного восприятия, основанного на распространении света отдельными квантами, вряд ли несущими прямую информацию о скоростях и ускорениях наблюдаемых объектов.

Итак, фактологический анализ орбитального эксперимента приводит к обоснованному предположению: распознавание движений – инерционного (прямолинейного) и неравномерного (ускоренного) – сформировалось эволюционно, органически свойственно зрительной системе человеческого мозга и в первую очередь предназначено для решения задач бегства-преследования, жизненно важных для организма. Отсюда следует формулировка задачи: требуется выделить скрытые признаки скорости и ускорения, не отмеченные известными моделями механического движения. При этом необходимо учесть основное противоречие между имеющимися теориями и практикой зрительного восприятия движений: формально кинематика объектов обычно моделируется в непрерывных параметрах (пространство + время), а воспринимается зрением дискретно – стробоскопически с частотой около 25 кадров в секунду.



Фрагмент стробоскопической фотосъемки мячика, дважды отскочившего от горизонтальной поверхности.

Ясно, что поставленную задачу надо рассматривать в нескольких аспектах.

Релятивный аспект предполагает восприятие относительности без систем отчета на том основании, что в первом приближении речь идет не о метрологической («точной» с присвоением размерности), а о когнитивной – познавательной оценке кинематических характеристик – скоростей и ускорений – по принципу: либо одно, либо другое. При этом ускорение не считается изменением скорости, как в обычной механике с дифференциальным хроно-геометрическим формализмом.

Гравитационный аспект, важнейший в эксперименте, необходимо выделяет

- невесомость мяча в прямолинейном полете по орбитальному отсеку,
- невесомость отсека в движении вокруг Земли под влиянием центрально-симметричного тяготения,
- невесомость предмета на траекторной параболе в условиях тяготения, локально-однородного по ускорению свободного падения.

То есть, речь идет о математическом моделировании невесомости, которое является альтернативой силовому (в пределах статики) пониманию тяготения и не предполагает динамических свойств гравитационного ускорения как процесса, наблюдаемого зрением.

В аспекте дискретности распространения света, как корпускулярного переносчика информации о движении, воспринимаемого клетками-сенсорами сетчатки глазного дна отдельными квантами (то есть, поштучно: один фотон – один сенсор), выше отмечено, что вряд ли свет приносит количественные сведения (по типу радара) о скорости или ускорении наблюдаемого объекта.

Метрологический аспект в частности заключается в принципе реагирования сетчатки не на абсолютные, а на относительные изменения освещенности глазного дна, что обеспечивает работу зрения при перепадах яркости в сто миллионов раз.

Фотохимический аспект представлен реакцией, генерирующей в клетке-сенсоре потенциал возбуждения, суммируемый с сигналами от других датчиков группы по принципу полей и бегущий по зрительному нерву к коре головного мозга с многократным усилением.

Нейрофизиологический аспект хорошо изучен и устанавливает дискретный (циклический) характер работы зрительной системы мозга по когнитивной организации в виртуальное отображение реальности электрохимических сигналов от клеток-датчиков сетчатки глазного дна.

Таким образом, аспекты развернутой задачи Макинтайера делятся на физико-метрологические и нейрофизиологические. При этом и классическое и релятивистское понимание физики гравитации и процесса распространения света, основанное на эталонированной метрологии, не отвечает дискретному режиму работы зрения и не учитывает принципиального различия между механическим движением вещества и бегом потенциалов возбуждения по нервам, поддерживаемым перекачкой ионов сквозь их белковые оболочки.

Противоречие между континуальной механикой и очевидной циклическостью нейрофизиологии зрения преодолимо в рамках когнитивной арифмометрии как способа решения некоторых задач классической механики и общей физики (в том числе связанных с вопросами относительности, гравитации и

распространения света) приемом секстетного моделирования, по сути дискретным. Тем самым когнитивная арифмометрия (арифметика + нестандартная метрология) согласовывает различные аспекты проблемы, поставленной в 1998 году экспериментом на борту шаттла «Колумбия». При этом когнитивная арифмометрия, основанная на принципе виртуального масштаба, может оказаться математической физикой и метрологией для биологии.

2. Компьютерное отображение ультра-релятивностей: задание программисту.

Пусть светящиеся точки A, B, C, D, \dots перемещаются по темному монитору прямолинейно и равномерно с одинаковыми скоростями: $V_A = V_B = V_C = V_D = \dots = V$. При этом без ущерба для общности построений примем все лучевые скорости равными единице: $V = 1$.

Приписывая каждой точке единичное перемещение за единичное время, обозначим через V_x проекцию единичного вектора-скорости на горизонтальные края экрана, а его проекция на вертикальные края пусть равняется V_y . Тогда скалярно $V_x^2 + V_y^2 = 1^2$, а векторно $\bar{V}_x + \bar{V}_y = \bar{1}$, что представляется разложением кинематической характеристики $\bar{V} = \bar{1}$ по осям Декартовых координат. И если некая точка N , достигшая границы экрана как прямоугольного фрагмента плоскости, отражается от нее под углом падения, то проекции V_x и V_y ее лучевой скорости в итоге сохраняются.

Релятивность с описанными свойствами назовем рамочной или фреймовой (от англ. *frame* – рама), отмечая при этом линейную зависимость координат x и y произвольной точки N от времени t . Но предварительно договоримся не подводить электронно моделируемые движения «по инерции» под какие либо физические постулаты, будь то первый закон Ньютона или принцип относительности Эйнштейна. Ведь рамочная релятивность открывает механические процессы, математическое моделирование которых обходится без систем отсчета.

Заметим, что аналогично координатной выглядит относительно центровая или полярная: если траектории двух точек скрещиваются, то относительно пункта пересечения данные точки перемещаются так, что их переменные расстояния «до» или «от» него зависят от времени линейно. При этом выделенные точки могут оказаться в зафиксированном пункте одновременно, а могут миновать его порознь.

Центр, где встречаются точки A и B , обозначим как O' , а пункт пересечения прямолинейных траекторий точек C и D , куда они прибывают асинхронно, отметим как O^* . (Рис. 1.)

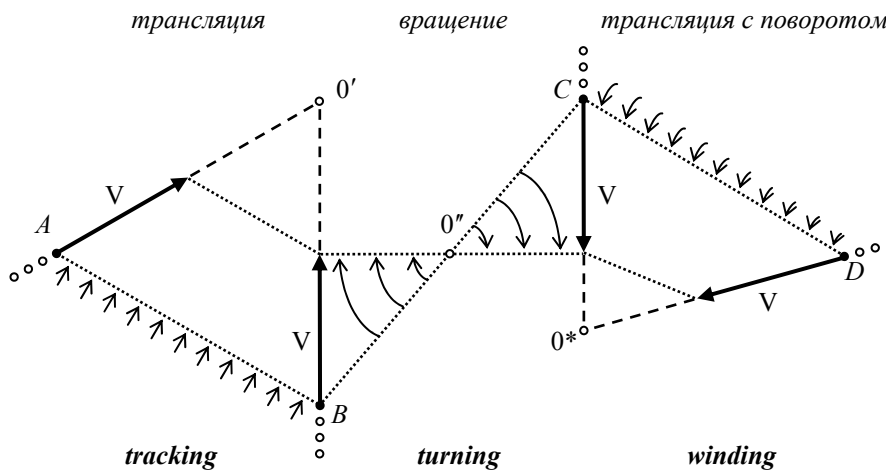


Рис. 1.

Заметим, что вдоль оси o' с искусственными объектами A и B их относительность подобна центровой: переменное расстояние между точками A и B зависит от времени линейно, а их относительная скорость V_{AB} определена проекциями $V_{A'} = const$ и $V_{B'} = const$ лучевых скоростей $V_A = 1$ и $V_B = 1$ на данную ось. То есть, $V_{AB} = V_{A'} + V_{B'}$. При этом проекции $V_{A'}$ и $V_{B'}$ равны и со временем не меняются, поскольку воображаемая ось o' в плоскости экрана транслируется, перемещаясь параллельно самой себе. В контексте фреймовой релятивности этот процесс определим как **tracking**.

Далее отметим, что ось o^* , соединяющая точки C и D , транслируется в экранной плоскости с поворотом, который обозначим как **winding**. При этом проекции $V_{C^*} = var$ и $V_{D^*} = var$ на нее лучевых

скоростей $V_C = 1$ и $V_D = 1$ не постоянны и не равны, из-за чего относительная скорость $V_{CD} = V_C^* + V_D^*$ на мониторе является переменной как по величине, так и по направлению.

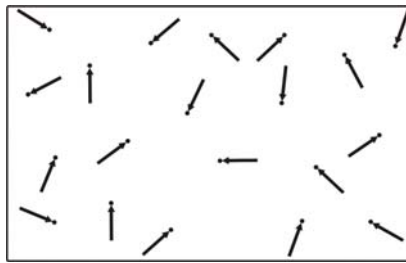
Таким образом, неподвижные центры $0'$ и 0^* оказываются вершинами треугольников $A0'B$ и $C0^*D$, трансформацию которых во времени определяют *tracking* и *winding* как процессы, отличающиеся характером заметания площадей виртуальными осями o' и o^* . Причем обозначенные процессы приобретут наглядность, если программист примет оси o' и o^* прямолинейными границами двух областей экрана – черной и белой. Тогда ход границы по монитору даст ему возможность визуально различать *tracking* и *winding*.

Третий процесс в экранной плоскости, сопутствующий лучевым перемещениям точек B и C по параллельным прямым, назовем *turning*. Если скорости $V_B = 1$ и $V_C = 1$ разнонаправлены, то ось o'' , соединяющая виртуальные объекты B и C , поворачивается вокруг пункта $0''$ как центра неравномерного вращения. При этом центровые скорости V_B'' и V_C'' , как прекции лучевых скоростей V_B и V_C , переменны, одинаковы и складываются в относительную скорость V_{BC} точек B и C на вращающейся оси o'' . И так же как оси o' и o^* , движущаяся линия o'' может разделить экран на две части – белую и черную.

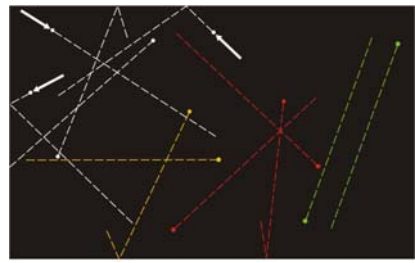
Итак, фреймовая релятивность выделяет три процесса – *tracking*, *turning* и *winding*, являющихся сочетаниями лучевых движений «по инерции», приписываемых виртуальным объектом A , B , C и D компьютерным программированием. А теперь поэтапно представим выделение процессов в картинках с монитора.



а) на экране создано множество точек



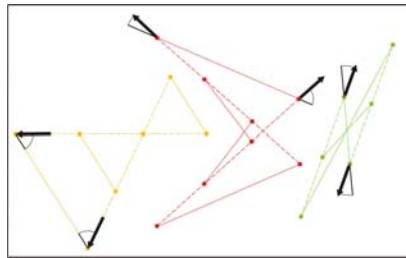
б) каждой точке задана скорость



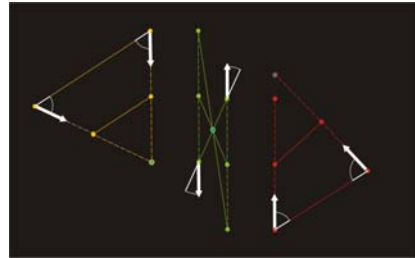
в) траектории пересекаются или параллельны



г) точки окрашены цветом траекторий

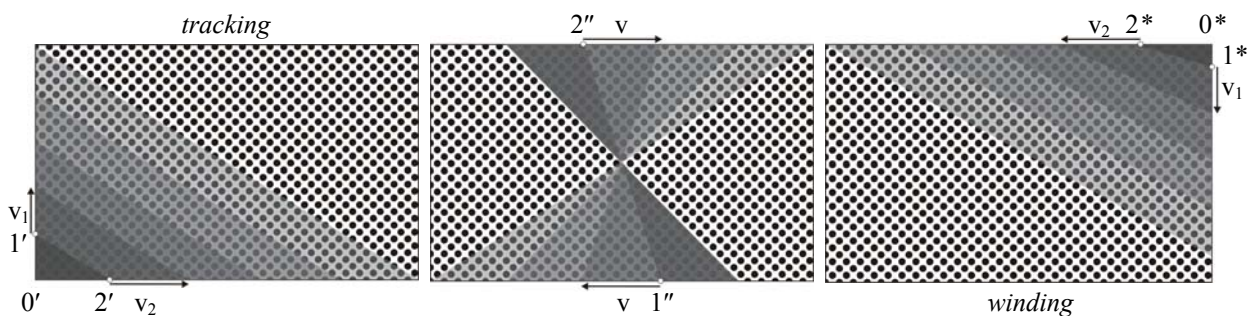


д) цветным пунктиром выделены оси



е) определены явления: *tracking*, *turning*, *winding*

Но программисту не обязательно знать о той или иной релятивности движущихся точек – фреймовой, центральной или осевой. Чтобы моделировать *tracking*, ему надо «отправить» точку $1'$ из нижнего левого угла $0'$ экрана вверх (по оси y) с постоянной скоростью v_1 и одновременно «запустить» оттуда вправо (вдоль оси x) с инерционной скоростью v_2 виртуальный объект $2'$. Тогда воображаемая линия $1' - 2'$, выделенная как граница света и тени, будет транслироваться по пятнистому экрану параллельно самой себе, что представлено картинкой с монитора, отображающей *tracking* в оттенках серого цвета.



Аналогичным способом можно отобразить *winding*, «отправив» виртуальную точку 2* из экранного угла 0* по горизонтали влево со скоростью $v_2 = const$, а через некоторое время оттуда же со скоростью $v_1 = const$ «дать старт» точке 1* по направлению вниз. При этом воображаемая ось 1* – 2* будет транслироваться по монитору с поворотом, демонстрируя *winding* анимационной картинкой в тонах серого цвета.

Третий процесс – *turning* – можно моделировать «инерционными» движениями виртуальных объектов 1'' и 2'' по горизонтальным краям пятнистого экрана и также анимировать оттенками серого цвета. И даже если встречные скорости ($v = const$) точек 1'' и 2'' не одинаковы, виртуальная ось 1'' – 2'' будет вращаться вокруг зафиксированного центра 0'', не отмеченного на картинке с монитора.

Таким образом, в аспекте локальной (фреймовой) релятивности обнаружены кинематические процессы – *tracking*, *turning* и *winding*, не замеченные теорией движений, основанной на артефактах вроде систем отсчета. Эти процессы сопутствуют равномерным и прямолинейным движениям виртуальных точек, по сути не зависят от их лучевых скоростей и отличаются видом заметания площади осями, скрепленными с точками, рассматриваемыми попарно. А скрытый характер выделенных процессов позволяет считать их ранее неизвестными эффектами ультра-релятивности.

Покажем, что неявные ультра-относительности (гиперГалилеева, суперСдвиговая и экстаЭйнштейнова) объективны и свойственны некоторым явлениям – «малому» взрыву, упругому столкновению, движению тела по параболе – и математически моделируются числовыми секстетамы, как алгебраическими структурами, образованными на метрологическом принципе виртуального масштаба. А основанные на данном принципе МАТ (*метод арифмометрической триангуляции*) и АНФАС (*аппарат нормировки физико-арифметических связей*) дают дискретные решения первых задач классической механики и общей физики, обязывая пройтись свежим взглядом по устоявшимся представлениям об относительности, гравитации и распространения света.

3. Принцип виртуального масштаба: гиперГалилеева относительность.

Если взорвать пиротехническое устройство где-нибудь в невесомости, то его многочисленные осколки 1, 2, ..., *i*, *j*, *k*, ... разлетятся по сторонам, перемещаясь прямолинейно и равномерно с векторными скоростями, условно сходящимися в пункте 0'. (Рис. 2.) При этом стробоскопическая съемка взрыва за пределами атмосферы показала бы, что точечные частицы фейерверка, будь они видимы, можно связать попарно виртуальными осями, каждая из которых транслируется в условной плоскости, включающей место взрыва 0'. И если частицы 1 и 2 покинули его противоположно друг другу, то их относительная скорость V равняется сумме $v_1 + v_2$, где

$v_1 = \frac{l_1}{t}$ и $v_2 = \frac{l_2}{t}$ – коллинеарные скорости элементов 1 и 2 «черного» фейерверка, оцененные хроно-геометрически, то есть по перемещениям l_1 и l_2 невидимых частиц за время t после взрыва.

Ясно, что отнесенное к периоду t расстояние между частицами *j* и *k*, покинувшими пункт 0' одновременно с другими точечными фрагментами «общего» фейерверка, выражает их относительную скорость на транслируемой оси *j – k*. То есть, скорость можно считать мероопределением расстояний в пространстве «малого» взрыва, осколки которого перемещаются «по инерции» как относительно «пустого» места 0', так и относительно друг друга.

Убедимся, что пространство, порожденное «малым» взрывом, неизотропно, неоднородно и даже не является Евклидовым, хотя все его объекты пребывают в состоянии Галилеевой относительности, поскольку дистанции между ними со временем изменяются линейно.

Частицам *j* и *k* на транслируемой оси *j – k* присвоим статус наблюдателей за объектами 1 и 2. Пусть задача Галилеевых наблюдателей *j* и *k* состоит в оценке относительной скорости $V = v_1 + v_2$ осколков 1 и 2, удаляющихся от них с инерционными скоростям v_{1j} , v_{2j} и v_{1k} , v_{2k} . При этом векторно $\bar{V} = \bar{v}_{1j} + \bar{v}_{2j} = \bar{v}_{1k} + \bar{v}_{2k}$, а скалярно 1) $V^2 = v_{1j}^2 + v_{2j}^2 - 2v_{1j} v_{2j} \cos\varphi_j = v_{1k}^2 + v_{2k}^2 - 2v_{1k} v_{2k} \cos\varphi_k$, где φ_j – угол, под которым наблюдатель *j* «видит» переменное расстояние $l_1 + l_2$ между частицами 1 и 2, а φ_k – аналогичный угол для наблюдателя *k*.

Вспомним, что в пространстве «общего» фейерверка есть привилегированное место 0', в котором наблюдателю доступен арифметический способ вычисления величины $V = const$ как суммы $v_1 + v_2$ двух

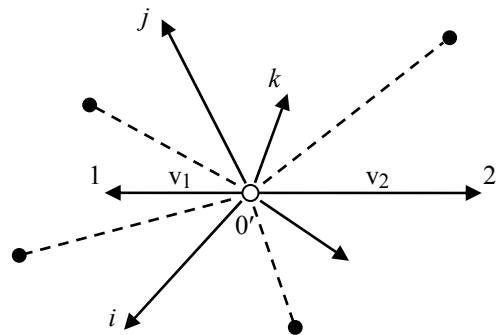
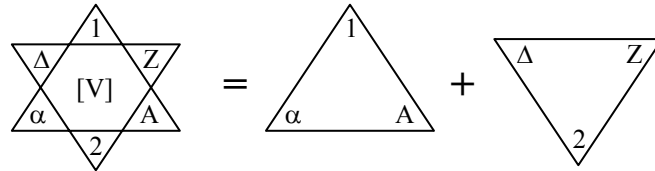


Рис. 2.

скаляров. Причем дополнительно он может воспользоваться виртуальным масштабом $1[V] = \frac{v_1 + v_2}{2}$, чтобы без геометрии и хронометрии оценить значение V универсальным числом $2[V]$. Тогда $v_1 = 1 - \Delta$ и $v_2 = 1 + \Delta$ при $v_1 < v_2$, где $v_1 \leq 1$ и $v_2 \geq 1$ – коллинеарные скорости v_1 и v_2 , пронормированные их полусуммой.

Отклонение на величину $\Delta = \frac{A - \alpha}{2} \in (0,1)$ чисел-скоростей $v_1 = \alpha \in (1,0)$ и $v_2 = A \in (1,2)$ от их среднего арифметического, равного единице, назовем контрсимметрией, а их равенство $\alpha = A = 1$ [V] при $\Delta = 0$ будем понимать как дихотомию относительной скорости $V = 2$ точек 1 и 2. При этом число-отношение $Z = \frac{\alpha}{A} \in [1,0)$ аддитивных скоростей v_1 и v_2 , инвариантное относительно выбора масштабов длины и длительности, связано с числом-отклонением Δ конверсией: $Z = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} \Leftrightarrow \frac{1 - Z}{1 + Z} = \Delta$. И, кроме того, $(1 + \Delta)(1 + Z) = 2$, где $2 = \alpha + A$.

Таким образом, шесть скаляров (1, Δ , α , A, Z и 2), каждому из которых можно присвоить размерность скорости [V], образуют алгебраическую структуру, которую назовем гармоническим секстетом и символически изобразим как



что делает формальные связи дробных чисел $\Delta \in (0,1)$, $Z \in (1,0)$, $\alpha \in (1,0)$, $A \in (1,2)$ друг с другом и с целыми 1 и 2 удобными для запоминания.

Принимая $V = 2$, сообщим скоростям v_{1j} , v_{2j} и v_{1k} , v_{2k} в выражении (1) контрсимметричные значения $v_{1j} = \alpha_j = 1 - \Delta_j$, $v_{2j} = A_j = 1 + \Delta_j$ и $v_{1k} = \alpha_k = 1 - \Delta_k$, $v_{2k} = A_k = 1 + \Delta_k$, обусловленные выбором $\frac{v_{1j} + v_{2j}}{2} = 1_j$ и $\frac{v_{1k} + v_{2k}}{2} = 1_k$. Тогда из (1) получим тождество $\text{Cos}\varphi_j = \text{Cos}\varphi_k = -1$, откуда $\varphi_j = \varphi_k = \pi$.

То есть, скорости v_{1j} и v_{2j} , ориентированные под углом $0 < \varphi_j < \pi$ и пронормированные их средним арифметическим по принципу виртуального масштаба, складываются скалярно как $\alpha_j + A_j = 2$ в относительную скорость $V = 2$ коллинеарных частиц 1 и 2, разделенную на части $v_1 = \alpha$ и $v_2 = A$ наблюдателем $0'$, условно покоящимся на месте взрыва. При этом равенства $\alpha_j = \alpha$ и $A_j = A$ отвечают

условию $\frac{v_{1j}}{v_{2j}} = \frac{v_1}{v_2} = Z$ и, следовательно, треугольники $10'2$ и $1j2$, вырожденный и плоский, в некотором

смысле подобны, так как численно моделируются секстетом $o1 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2 o$. В физическом смысле это значит, что наблюдатели $0'$ и j , неподвижный и удаляющийся от него с лучевой скоростью $v_j = \text{const}$, не только одинаково оценивают относительную скорость $V = 2$ частиц 1 и 2, но и находят ее по квазиклассической формуле $\alpha + A = 2$, пользуясь масштабами $\frac{v_1 + v_2}{2} = 1'$ и $\frac{v_{1j} + v_{2j}}{2} = 1_j$,

отличающимися геометрически в $n = \frac{v_{1j}}{v_1} = \frac{v_{2j}}{v_2} > 1$ раз. Однако геометрия и хронометрия в секстетном описании «малого» взрыва не обязательны.

Мысленно остановим точечные фрагменты 1, 2, ..., i, j, k, \dots в момент $t = T$ после взрыва. И если $T = 1$, то их лучевые перемещения $l_1, l_2, \dots, l_i, l_j, l_k, \dots$ можно принять векторами скоростей, исходящими из пункта $0'$. При этом расстояния между концами векторов, отнесенные к периоду $T = 1$, с точностью до направления выразят относительные скорости имеющихся осколков. А считая скорость мероопределением ненаправленного интервала между любыми двумя осколками, можно в пространстве «малого» взрыва вообще отказаться от геометрии и хронометрии, но не от арифметики, представленной альфа-структурой $o1 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2 o$ из шести чисел и гармонизирующих операций – аддитивной $\alpha + A = 2$,

мультипликативной $(1+\Delta)(1+Z)=2$ и конвертивной $Z = \frac{1-\Delta}{1+\Delta} \Leftrightarrow \frac{1-Z}{1+Z} = \Delta$. Но поскольку скалярные элементы гармонического альфа-секстета $\alpha \setminus \alpha \setminus \alpha$ имеют размерность скорости [V], то его внутренняя арифметика носит арифмометрический характер. То есть, арифмометрия = арифметика + нестандартная метрология, основанная на принципе виртуального масштаба.

Убедимся, что описание движений «по инерции» с помощью единичного морфизма $1'$, не являясь пространственно-временным, не противоречит математической логике.

По физической логике относительная скорость $V = const$ точечных частиц 1 и 2 инвариантна для всех наблюдателей, связанных с пунктом $0'$ и с остальными фрагментами 3, 4, ..., i, j, k, \dots «малого» взрыва. Но лишь из определенных точек данного множества эту скорость можно оценить особым числом $2 = \alpha + A$,

объединившим пару наблюдателей $0'$ и j принципом $\frac{v_1 + v_2}{2} = \frac{v_{1j} + v_{2j}}{2} = 1'$, противоречащим условию

$$\frac{v_{1j}}{v_1} = \frac{v_{2j}}{v_2} = n > 1, \text{ откуда } \frac{v_{1j}}{v_{2j}} = \frac{v_1}{v_2} = Z < 1.$$

Покажем, что данное противоречие порождено предполагаемой Евклидовостью пространства «малого» взрыва и снимается признанием равномерных и прямолинейных движений некоторых из частиц 1, 2, 3, 4, ..., i, j, k, \dots особенными в смысле способа вычислений.

Заметим, что пропорция $\frac{v_{1j}}{v_1} = \frac{v_{2j}}{v_2}$ предполагает **равнодлительное** сравнение скоростей – коллинеарных v_1, v_2 и компланарных v_{1j}, v_{2j} – по перемещениям l_1, l_2 и l_{1j}, l_{2j} за период $T = 1$, таким, что $\frac{l_1}{T} = v_1, \frac{l_2}{T} = v_2$ и $\frac{l_{1j}}{T} = v_{1j}, \frac{l_{2j}}{T} = v_{2j}$. То есть, $\frac{l_{1j}}{l_1} = \frac{l_{2j}}{l_2} = n > 1$, откуда $\frac{l_{1j}}{l_{2j}} = \frac{l_1}{l_2} = Z < 1$, что соответствует теореме о биссектрисе угла ϕ_j при вершине j треугольника $1j2$ с основанием $L = l_1 + l_2$. При этом деление интервала L на время $T = 1$ дает $V = v_1 + v_2$, откуда при $\frac{v_1 + v_2}{2} = 1'$ следует $2 = \alpha + A$.

Аналогично, деление суммы $(l_{1j} + l_{2j}) > L$ на $T = 1$ дает $v_{1j} + v_{2j}$, откуда при $\frac{v_{1j} + v_{2j}}{2} = 1'$ получается $\alpha + A = 2$. Но в таком случае следует считать, что расстояние $L = l_1 + l_2$ между точками 1 и 2 по прямой (через пункт $0'$) равно расстоянию $L_j = l_{1j} + l_{2j}$ между ними по ломаной (через точку j). А это соответствует неЕвклидовой метрике одной из плоских геометрий Кэли-Клейна [2]. Распространим данную метрику в пространство «малого» взрыва, уже зная, что она удобна для наблюдателя j , удаляющегося от пункта $0'$ по лучу – биссектрисе угла $1j2$ со скоростью $\frac{l_j}{T} = v_j$, где l_j – интервал между точками $0'$ и j в момент $T = 1$ или длина $l_j = 2n \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2} \cos \frac{\phi_j}{2}$ траекторной биссектрисы.

При фиксированном значении числа $Z = \frac{v_{1j}}{v_2} = \frac{v_1}{v_2} < 1$ сделаем «показатель подобия» $n = \frac{l_{1j}}{l_1} = \frac{l_{2j}}{l_2} \geq 1$ треугольников $10'2$ и $1j2$

переменным. С этой целью вместо наблюдателя j введем обозревателя 0_j , меняющего положение так, что луч $0'0_j$ всегда служит биссектрисой угла 10_j2 , под которым он видит интервал $L = l_1 + l_2$ между точками 1 и 2. Тогда геометрическим местом разрешенных позиций такого обозревателя в плоскости треугольника $1j2$ будет окружность с точкой-полусом $0'$ и радиусом

$$r = (l_1^{-1} - l_2^{-1})^{-1} = \frac{l_1 l_2}{l_2 - l_1} = \frac{1 - \Delta^2}{2\Delta}, \text{ если считать, что } l_1 = \alpha = 1 - \Delta \text{ и } l_2 = A = 1 + \Delta \text{ при } \frac{l_1 + l_2}{2} = 1. \text{ (Рис. 3.)}$$

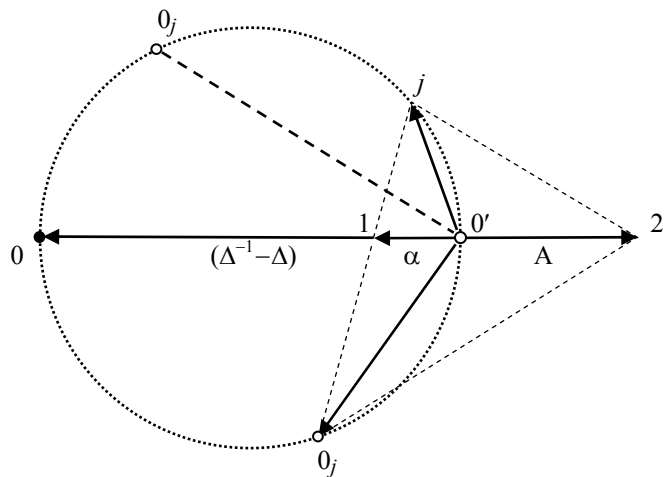


Рис. 3.

Ясно, что в пространстве «малого» взрыва совокупностью позиций обозревателя 0_j , ограниченной разрешенными значениями коэффициента $n = var$, является сфера, расширяющаяся от полюса $0'$ так, что ее диаметрально противоположная точка 0 удаляется от него с лучевой скоростью $\frac{2r}{T} = \Delta^{-1} - \Delta$, максимальной из множества допустимых для обозревателя. (Рис. 4.) При этом коэффициент подобия n_{max} вырожденных треугольников $10'2$ и 102 равен $\frac{2r-l_1}{l_1} = \frac{l_1+l_2}{l_2-l_1} = \frac{1+Z}{1-Z} = \Delta^{-1}$. То есть, множитель n изменяется в пределах от 1 до $\frac{2}{A-\alpha}$ и зависит от угла φ при обозревателе 0_j по формуле $n = \left[1 - \frac{4l_1l_2}{(l_1+l_2)^2} \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right]^{-2}$, где $\pi \geq \varphi \geq 0$.

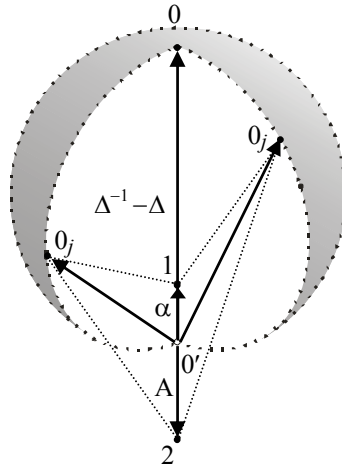


Рис. 4.

Таким образом, в сочетании чисел-символов $\Delta \in (0,1)$, $Z \in (1,0)$, $\alpha \in (1,0)$ и $A \in (1,2)$, относящихся к кинематике, и обозначений l_1 , l_2 , L , r и φ , принятых в геометрии, возникает понимание того, что в пространстве «общего» фейерверка есть выделенное направление, заданное осью симметрии виртуальной сферы с полюсами 0 и $0'$. К данной сфере, расширяющейся от условно неподвижного пункта $0'$, принадлежат привилегированные наблюдатели, согласные в том, что относительная скорость $V = const$ частиц 1 и 2 , коллинеарных через точку $0'$, равна универсальному числу $2 = \alpha + A = (1 + \Delta)(1 + Z)$. Это число появляется как сумма контрсимметричных скаляров $\alpha = 1 - \Delta$ и $A = 1 + \Delta$, выражающих противоположенные скорости v_1 и v_2 объектов 1 и 2 в виртуальном масштабе $l'[V]$, и инвариантно для множества $\{0_j\}$ точечных наблюдателей, всей группой привязанных к сфере с монотонно увеличивающимся диаметром $00'$.

Как видно, для гиперГалилеевых наблюдателей $\{0_j\}$, объединенных в ультра-сферу принципом виртуального масштаба, пространство «малого» взрыва неизотропно (из-за выделенной оси $00'$), неоднородно (по зависимости лучевых скоростей точек $\{0_j\}$ от угла обзора φ) и не является Евклидовым (по способу сложения компланарных отрезков). И, что особенно важно, пространство «общего» фейерверка отличает *tracking* – скрытый процесс, сопутствующий инерционным перемещениям точечных фрагментов «малого» взрыва, стартовавших от пункта $0'$ *одновременно*.

Покажем, что аддитивные числа-скорости α и A , принадлежащие арифмометрической структуре $o1 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2 o$ с единичным морфизмом $l'[V]$, можно «квантовать» по Фибоначчи.

4. Дискретность гармонических секстетов «золотой» арифметики.

Контрсимметрию $1 - \Delta$, $1 + \Delta$ чисел-скоростей $\alpha < 1$, $A > 1$ и конвертивность $Z = \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} \Leftrightarrow \frac{1 - Z}{1 + Z} = \Delta$ числа-отношения $Z = \frac{\alpha}{A}$ и числа-отклонения $\Delta = \frac{A - \alpha}{2}$ представим графически. (Рис. 5.)

Как видно, взаимозависимость скаляров $\alpha \in [1,0)$ и $A \in [1,2)$ линейна, а взаимосвязь чисел $\Delta \in [0,1)$ и $Z \in [1,0)$ носит гиперболический (дробно-линейный) характер, если считать числа Δ , α , A и Z

действительными. Но и Δ и Z , как и α и A , приобретают свойство дискретности в рамках «золотой» арифметики, где скрытно присутствуют структуры, аналогичные скалярному секстету $o1 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2 o$. Обозначим их алгебраически после краткого вступления.

«Золотая» арифметика, как система из операций с числами Фибоначчи $1, 1, \dots, F_n, \dots$, числами Люка $1, 3, \dots, L_n, \dots$ и целыми степенями Фидиевых скаляров $\varphi = 0,618\dots$ и $\Phi = 1,618\dots$, определено структурирована. Например, ряды $\{F_n\}$ и $\{L_n\}$ структурированы рекурсией и связаны перекрестной рекурсией вида $F_n = F_{n+1} - F_{n-1}$ и $L_n = F_{n+1} + F_{n-1}$. А члены φ^n геометрической прогрессии принадлежат структуре $\varphi^{n-1} = \varphi^n + \varphi^{n+1}$ относительно сложения. При этом числа φ и Φ , как пределы отношений F_n/F_{n+1} и L_n/L_{n-1} при $n \rightarrow \infty$, являются первыми корнями уравнений А) $x + x^N = 1$ и Б) $y - y^{1-N} = 1$ при натуральном $N = 2$. Но над множествами $\{F_n\}$, $\{L_n\}$ и $\{\varphi^n\}$ существуют ранее неизвестные структуры верхнего уровня.

Введем число-отношение $\frac{F_n}{L_n} = \frac{1 - F_{n-1}/F_{n+1}}{1 + F_{n-1}/F_{n+1}} = Z_n$, связанное с числом-отклонением $\Delta_n = \frac{F_{n-1}}{F_{n+1}}$ конверсией: $\frac{1 - Z_n}{1 + Z_n} = \Delta_n \Leftrightarrow Z_n = \frac{1 - \Delta_n}{1 + \Delta_n}$.

При этом рациональные дроби $\Delta_n \in [0,1)$ и $Z_n \in [1,0)$ образуют пару – бинар (Z_n, Δ_n) как точку симметричной дуги равнобочной гиперболы $y = \frac{1-x}{1+x}$, где $0 \leq x \leq 1$. А при $n \rightarrow \infty$ точки (Z_n, Δ_n) данной дуги стягиваются к ее пункту $T (5^{-0,5}, \varphi^2)$, разделяющему их по номерам на четные и нечетные. (Рис. 6.)

Гиперболическое распределение Фибоначчиевых пар (Z_n, Δ_n) относительно вершины T назовем ТОП-сходом и заметим, что $(1 + \Delta_n)(1 + Z_n) = 2$, где $2 = f_n + l_n$, а $f_n = 1 - \Delta_n = F_n/F_{n+1}$ и $l_n = 1 + \Delta_n = L_n/F_{n+1}$. При этом мультипликативное представление числа 2 интерпретируется как площадь прямоугольника со сторонами $1 + \Delta_n$ и $1 + Z_n$. То есть, скаляр $2'$ является «скверным» (от англ. *square* – площадь) инвариантом ТОП-схода. (Рис. 7.) В итоге контрсимметричные (то есть, отстоящие соответственно на $-\Delta_n$ и $+\Delta_n$ от единицы) рациональные дроби $f_n < 1$ и $l_n > 1$ вместе с числами $Z_n = f_n/l_n$ и $\Delta_n = (l_n - f_n)/2$ образуют секстет $\diamond 1 \setminus \Delta_n \setminus f_n \setminus l_n \setminus Z_n \setminus 2' \diamond$, куда входят целые 1 и $2'$. И этот гармонический образ из шести скаляров является структурой верхнего уровня над рядами $\{F_n\}$ и $\{L_n\}$, члены которых зависят от $n = 1, 2, 3, \dots$ по формулам Бине: $F_n = 5^{-0,5} [\Phi^n - (-1)^k \varphi^n]$ и $L_n = \Phi^n + (-1)^k \varphi^n$, где $k = 1$ при нечетных n и $k = 2$ при четных.

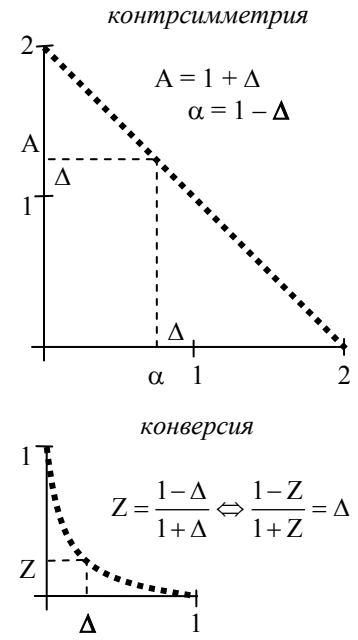


Рис. 5.

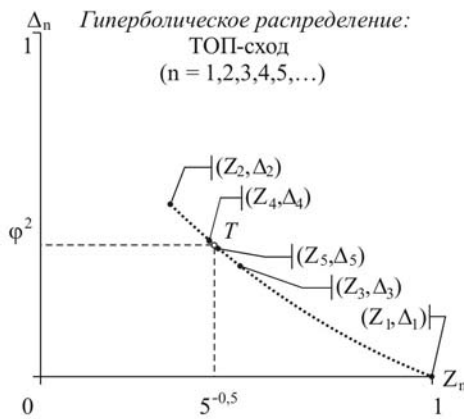


Рис. 6.

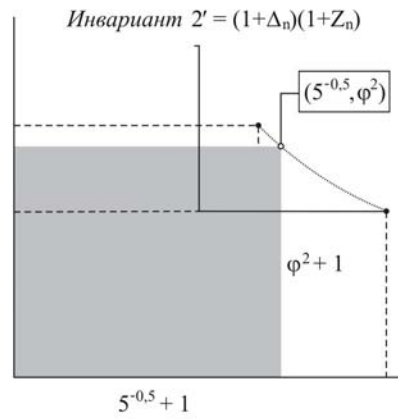


Рис. 7.

Иррациональное число-отношение $5^{0,5} \frac{F_n}{L_n} = \frac{1 - (-1)^k \varphi^{2n}}{1 + (-1)^k \varphi^{2n}}$ обозначим как Λ_n и введем знакопеременное число-отклонение $\lambda_n = (-1)^k \varphi^{2n}$, связанное с дробью Λ_n конверсией:

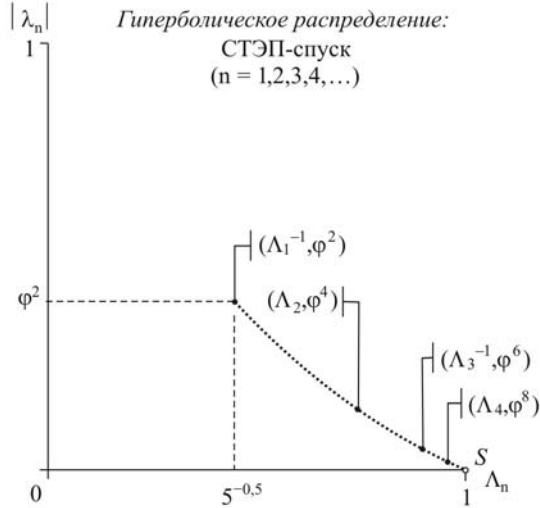


Рис. 8.

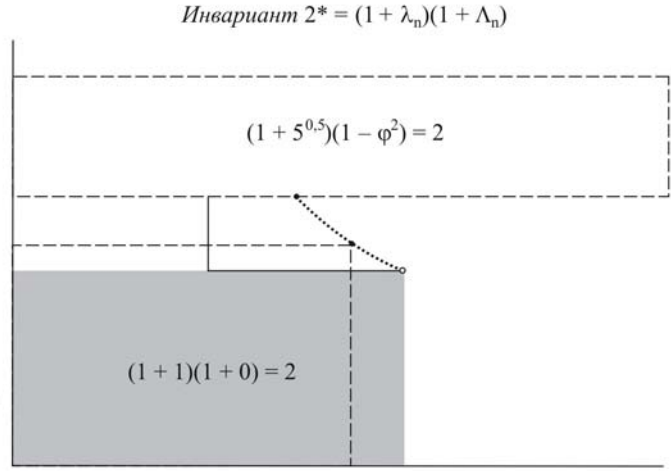


Рис. 9.

$\frac{1 - \Lambda_n}{1 + \Lambda_n} = \lambda_n \Leftrightarrow \Lambda_n = \frac{1 - \lambda_n}{1 + \lambda_n}$. При этом бинары $(\Lambda_n^{(-1)^k}, |\lambda_n|)$ будут точками равнобочной гиперболы,

стремящимися к основанию $S(1,0)$ ее дуги $1 \geq y = \frac{1-x}{1+x} \geq 0$ при $n \rightarrow \infty$. (Рис. 8.) Этот процесс назовем СТЭП-спуском, инвариант $2^* = (1 + \lambda_n)(1 + \Lambda_n)$ которого интерпретируется как площадь прямоугольников со сторонами $1 + \lambda_n$ и $1 + \Lambda_n$. (Рис. 9.) Причем $2^* = \Psi_n + \psi_n$, где контрсимметричные числа $\psi_n = 1 - \lambda_n$ и $\Psi_n = 1 + \lambda_n$ при знакопеременном слагаемом λ_n меняются местами, если в аддитивном представлении скаляра 2^* меньшее из них ставить первым.

Как видно, перемену номера $n = 1, 2, 3, \dots$ с четного на нечетный сопровождают а) реверс знака у числа-отклонения λ_n , б) инверсия числа-отношения Λ_n и в) коммутация скаляров Ψ_n и ψ_n , что выглядит единой операцией в гармоническом секстете $\clubsuit 1 \setminus \lambda_n \setminus \psi_n \setminus \Psi_n \setminus \Lambda_n \setminus 2^* \clubsuit$, структурно отображающем СТЭП-спуск.

Заметим, что алгебраические структуры $o1 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2o$ и $\diamond 1 \setminus \Delta_n \setminus f_n \setminus l_n \setminus Z_n \setminus 2' \diamond$, отличающиеся областями приложения, обладают определенным сходством и если числу-отношению $Z = \frac{\alpha}{A}$ в первой из них сообщать значения $Z_n = \frac{F_n}{L_n}$ из второй структуры, то числа-скорости α и A будут представлены скалярами $f_n = 1 - \Delta_n = \frac{F_n}{F_{n+1}}$ и $l_n = 1 + \Delta_n = \frac{L_n}{F_{n+1}}$ соответственно, где $\Delta_n = \frac{l_n - f_n}{2}$. То есть, аддитивные скорости $\alpha_n = 1 - \Delta_n$ и $A_n = 1 + \Delta_n$ дискретны в рамках тождества $2' = \alpha_n + A_n = (1 + \Delta_n)(1 + Z_n)$ и, значит, квантуются по Фибоначчи. На данном этапе этот факт оценим как справочный и особо отметим разный характер секстетов $\diamond 1 \setminus \Delta_n \setminus f_n \setminus l_n \setminus Z_n \setminus 2' \diamond$ и $\clubsuit 1 \setminus \lambda_n \setminus \psi_n \setminus \Psi_n \setminus \Lambda_n \setminus 2^* \clubsuit$ «золотой» арифметики, отличающих не только операционно, но также инвариантами $2'$, 2^* и, возможно, единичными морфизмами, выступающими в качестве вычисляемых методами когнитивной арифмометрии.

5. Упругий удар в невесомости: winding как флюгер-эффект.

В 1668 году Лондонское Королевское общество объявило конкурс, темой которого стала проблема столкновения тел. В конкурсе приняли участие многие выдающиеся математики и натурфилософы того

времени. Благодаря их работам в рамках классической механики сформировалась современная теория удара. А сейчас на примере бильярдных шаров покажем, где эта теория расходится с опытом, который проведем мысленно в невесомости, что теоретически избавит массивные сферы от трения о сукно бильярдного стола, установленного в игровом зале где-нибудь на Земле.

Для начала вспомним теорему о движении центра масс 0 , который у бинарной системы из одинаковых шаров находится посередине отрезка, соединяющего их геометрические центры 1 и 2 . И хотя данная теорема верна, послеударные скорости $v_1 = const$ и $v_2 = const$ косо столкнувшихся шаров 1 и 2 не складываются векторно в их относительную скорость, поскольку та изменяется и по величине и по направлению из-за поворота оси, соединяющей точки 1 и 2 . (Рис. 10.)

Трансляция оси $1 - 2$ с поворотом выше получила название *winding*. Но в случае косо удара определим ее как *флюгер-эффект*. Данный эффект экспериментально фиксируется стробоскопической съемкой доударного сближения шаров 1 и 2 , а также их взаимного разбегания по траекториям, ориентированным под прямым углом друг к другу, как того требуют законы сохранения импульса и энергии в косом столкновении одинаковых тел. Правда, при этом неясно, какую из двух скоростей налетающего шара 1 умножить на его массу – прямолинейную $V' = const$ или относительную $V^* = var$ для точек 1 и 2 ? И эта неопределенность вызывает недоверие к понятиям импульса и энергии, определяемым мультипликативно, то есть умножением массы на скорость или на половину скорости в квадрате.

Особо отметим, что место соприкосновения массивных сфер 1 и 2 в момент удара совпадает с их центром тяжести 0 , если шары равны по массе и одинаковы по размеру. При этом *флюгер-эффект*, реально воплощающий *winding*, возникает из-за того, что сталкиваемые тела представляют собой сферические объемы, которые нельзя заменить материальными точками. С учетом этого рассмотрим прямой удар двух разных шаров, сближающихся в невесомости с относительной скоростью $V = const$.

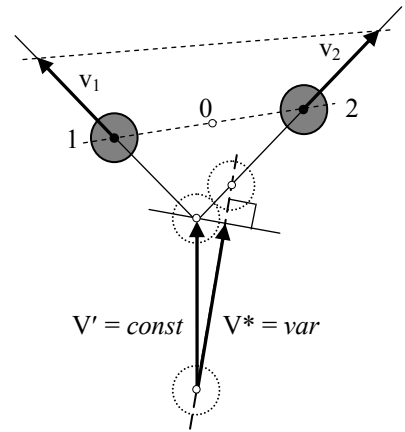


Рис. 10.

Если моделировать лобовое столкновение шаровых масс m_1 и m_2 в системе K_0 их центра тяжести 0 , то, как известно, никакого обмена импульсом и энергией между ними не происходит: их геометрические центры 1 и 2 изменяют свои доударные скорости v_1 и v_2 на противоположные и только. При этом обратная пропорция $\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2}{v_1}$ служит определением центра масс 0 бинарной системы $(m_1 + m_2)$ как пункта, делящего расстояние $L = l_1 + l_2$ между материальными точками 1 и 2 на аддитивные части l_1 и l_2 , и означает равенство $m_1 v_1 = m_2 v_2$ их импульсов до удара и после. Но та же пропорция задает число-отношение $Z = \frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2}{v_1}$, где

$$Z \leq 1, \text{ если } m_1 \leq m_2, \text{ связанное с числом-отклонением } \Delta \leq 1 \text{ конверсией: } \Delta = \frac{1-Z}{1+Z} \Leftrightarrow \frac{1-\Delta}{1+\Delta} = Z.$$

Тем самым в системе K_0 проявляются виртуальные единицы $1 [M] = \frac{m_1 + m_2}{2}$ и $1 [V] = \frac{v_1 + v_2}{2}$. И в данных масштабах массы m_1 , m_2 и их скорости v_1 , v_2 принимают числовые значения $\underline{m}_1 = \gamma \in [1,0)$, $\underline{m}_2 = \Gamma \in [1,2)$ и $\underline{v}_1 = \Gamma \in [1,2)$, $\underline{v}_2 = \gamma \in [1,0)$, контрсимметричные в рамках тождества $\gamma + \Gamma = 2$, где $2 = (1 + \Delta)(1 + Z)$.

Пусть теперь шар 1 массой $\underline{m}_1 = \gamma < 1$ «висит» в невесомости, а шар 2 , выстреливаемый пружинной пушкой со скоростью $V = const$, бьет его в лоб. Так как $V = 2$ и $2 = \gamma + \Gamma$, где $\gamma = \underline{v}_2 < 1$ и $\Gamma = \underline{v}_1 > 1$, то центр масс 0 системы $(m_1 + m_2)$ и до удара и после имеет скорость $v_0 = \underline{v}_1 = \Gamma$ и, значит, шар 1 от толчка приобретет скорость $2v_0 = 2\underline{v}_1 = 2\Gamma$, тогда как налетающая масса $\underline{m}_2 = \Gamma > 1$ после столкновения снизит свою скорость $V = 2$ до $2\Gamma - 2 = 2\Delta$, где $\Delta = \frac{v_1 - v_2}{2}$. При этом относительная скорость шаров является инвариантом, то есть сохраняет свое доударное значение $V = 2$. Причем импульс $\underline{m}_2 V = \Gamma \cdot 2$ и энергия $\underline{m}_2 \frac{V^2}{2} = \Gamma \frac{2^2}{2}$ налетающего тела 2 отличаются вдвое, а тождества $\Gamma \cdot 2 = \gamma \cdot 2\Gamma + \Gamma \cdot 2\Delta$ и

$\Gamma \frac{2^2}{2} = \gamma \frac{(2\Gamma)^2}{2} + \Gamma \frac{(2\Delta)^2}{2}$, как правила сохранения импульса и энергии, выполняются, но уже не кажутся первоосновными законами: над ними главенствует структура $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$. И она же моделирует ситуацию, когда шар 2 покоится, а тело 1 врезается в него с той же скоростью $V = 2$.

При скорости V_0 центра инерции 0, равной $\gamma = v_2$, шар $m_2 = \Gamma > 1$ после удара имеет скорость $2V_0 = 2v_2 = 2\gamma$, а у налетевшей массы $m_1 = \gamma < 1$ сохраняется часть $2 - 2\gamma = 2\Delta$ величины $V = 2$. Поэтому импульс $\gamma \cdot 2 = \Gamma \cdot 2\gamma - \gamma \cdot 2\Delta$ и энергия $\gamma \frac{2^2}{2} = \Gamma \frac{(2\gamma)^2}{2} + \gamma \frac{(2\Delta)^2}{2}$ тела 1 условно делятся между участниками лобового столкновения, инвариантом которого являются не они, а относительная скорость $V = 2$. Причем в случае $m_1 = \frac{m_2}{3}$ или $3\gamma = \Gamma$ послеударные скорости шаров 1 и 2 в лабораторной системе отсчета одинаковы и равны $\frac{V}{2} = 1$, поскольку $\gamma = \Delta = \frac{1}{2}$.

Как видно, **аппарат нормировки физико-арифметических связей** (АНФАС) моделирует прямой удар секстетом $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$, обходясь без понятий импульса и энергии, отодвигаемых на второй план. При этом нормировка бинарных форм $m_1 + m_2 = M$ и $v_1 + v_2 = V$ по принципу виртуального масштаба делает их численно одинаковыми с точностью до перестановки слагаемых $\gamma = 1 - \Delta$ и $\Gamma = 1 + \Delta$ в равенстве $\gamma + \Gamma = 2$. То есть, данные формы при $\frac{V}{2} = 1$ и $\frac{M}{2} = 1$ контркоммутативны из-за обратной пропорциональности $\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2}{v_1}$ масс и скоростей в классической теории прямого удара, модифицированной скалярным секстетом $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$, элементы $\gamma \in (1,0)$ и $\Gamma \in (1,2)$ которого связаны контрсимметрией, а члены $\Delta \in [0,1)$ и $Z \in [1,0)$ гармонизированы конверсией: $\Delta = \frac{1-Z}{1+Z} \Leftrightarrow \frac{1-\Delta}{1+\Delta} = Z$.

Покажем, как можно по хроно-геометрическим особенностям отличить гармонический секстет $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$ от аналогичной структуры $o1 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2 o$, моделирующей «малый» взрыв **методом арифмометрической триангуляции** (МАТ).

Ясно, что геометрические центры 1 и 2 массивных сфер $m_1 = \gamma < 1$ и $m_2 = \Gamma > 1$ в момент касания разделены расстоянием $\frac{d_1 + d_2}{2}$, где d_1 и d_2 – их диаметры. И вообще: в упругом ударе точки 1 и 2 можно считать материальными, но нельзя сводить в одном месте одновременно. Иначе игнорируется *флюгер-эффект* как объективное явление, получившее специальное название *winding* в компьютерном представлении трех ультра-релятивностей (см. выше).

Заметим, что до столкновения геометрические центры 1 и 2 массивных сфер пробегают дистанции $l_1 - \Delta l_1$ и $l_2 - \Delta l_2$, где l_1 и l_2 – расстояния между ними и центром тяжести 0 системы $(m_1 + m_2)$ в момент $t = 0$ начала отсчета времени, а $\Delta l_1 + \Delta l_2 = \frac{d_1 + d_2}{2}$. (Рис. 11.) Поэтому их скорости $v_1 = \frac{l_1 - \Delta l_1}{T} = \frac{l_1}{T + \Delta T}$ и $v_2 = \frac{l_2 - \Delta l_2}{T} = \frac{l_2}{T + \Delta T}$ в момент касания $t = T$ сравнимы **равнодлительно**, где $\Delta T = \frac{\Delta l_1}{v_1} = \frac{\Delta l_2}{v_2}$ – промежуток времени между контактом сфер и предполагаемым соединением точек 1 и 2 в центре масс 0 после

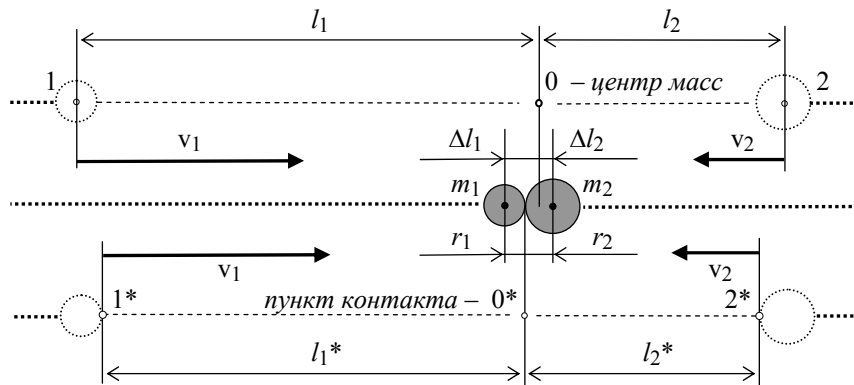


Рис. 11.

преодоления дистанций Δl_1 и Δl_2 . Причем $\frac{l_1 - v_1 t}{l_2 - v_2 t} = const$ при переменном времени t .

Но если рассматривать ход сближения фронтальных точек 1^* и 2^* сферических объемов m_1 и m_2 с центром инерции 0 системы $(m_1 + m_2)$, то исходные расстояния $l_1 - r_1 = l_1^*$ и $l_2 - r_2 = l_2^*$ до него (r_1 и r_2 – радиусы шаров) с течением времени сокращаются так, что $\frac{l_1^* - v_1 t}{l_2^* - v_2 t} = var$ из-за того, что данные точки не могут быть в пункте 0 одновременно ни теоретически, ни практически.

Покажем, что разнохарактерные отношения $\frac{l_1 - v_1 t}{l_2 - v_2 t} = const$ и $\frac{l_1^* - v_1 t}{l_2^* - v_2 t} = var$ переменных расстояний $01, 02$ и $01^*, 02^*$, линейно зависящих от времени, обусловлены начальными условиями движения точек $1, 2$ и $1^*, 2^*$ относительно пункта 0 .

Пусть точечные объекты 1 и 2 **одновременно** стартуют из точки 0 со скоростями v_1 и v_2 , ориентированными под углом $\varphi < \pi$ друг к другу. Ясно, что в плоскости треугольника 102 ось $1 - 2$ совершает *tracking*, то есть транслируется, оставаясь параллельной самой себе. (Рис. 12.) И выше показано, что числовой моделью данного процесса является секстет $01 \setminus \Delta \setminus \alpha \setminus A \setminus Z \setminus 2o$.

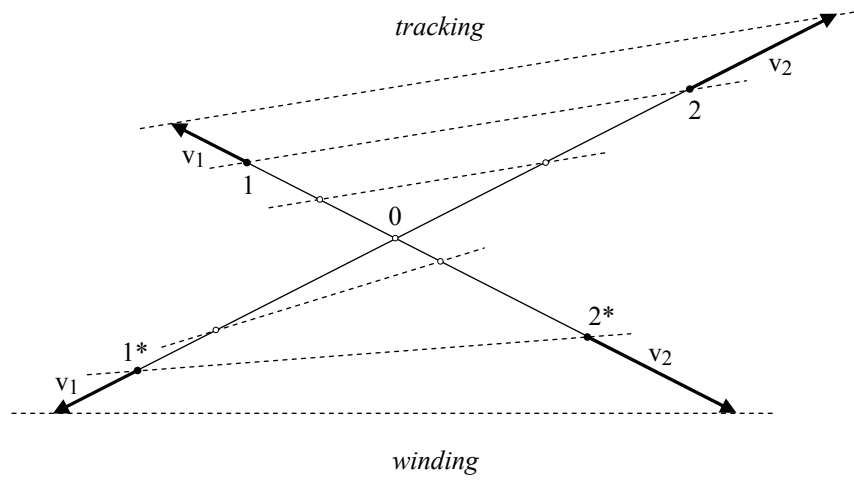


Рис. 12.

Напротив, если точки 1^* и 2^* покидают пункт 0 порознь с теми же скоростями v_1 и v_2 , то их ось $1^* - 2^*$ транслируется в той же плоскости с поворотом, что обозначено как *winding*. И если «медленная» точка 1^* стартовала первой, то в какой-то момент треугольник 1^*02^* становится равнобедренным.

А теперь распространим зависимости $\frac{01}{02} = const$ и $\frac{01^*}{02^*} = var$, характеризующие *tracking* и *winding* в плоскости и вдоль прямой, на другие случаи относительного движения.

6. Второе определение скорости: экстрэйнштейнова относительность.

А. Сравнение аддитивных скоростей. Представим, что из пункта А в пункт В, расположенный на расстоянии L^* , выехал велосипед и одновременно навстречу ему из пункта В стартовал кабриолет, который прибыл в пункт А через период t . (Рис. 13.) При этом велосипеду на пробег АВ длиной L^* понадобилось время $\tau > t$. Ясно, что по имеющимся данным легко найти скорость v велосипеда и хроно-геометрически оценить скорость c кабриолета.

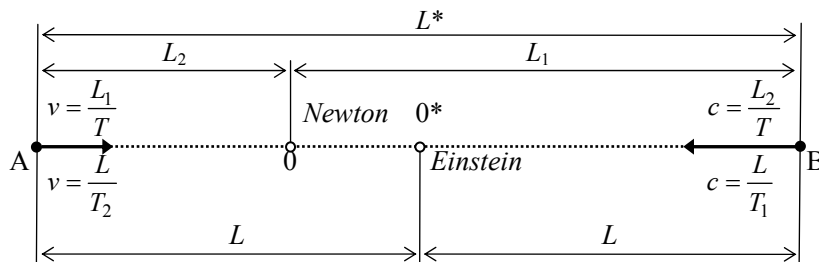


Рис. 13.

Традиционно $v = \frac{L^*}{\tau}$ и $c = \frac{L^*}{t}$. А так как $\frac{v}{c} = \frac{t}{\tau}$, то данный способ сравнения величин $v = const$ и $c = const$ назовем **равнодлинным**. Напротив, в аддитивный закон $V = v + c$, где V – относительная скорость участников движения, заложено **равнодлительное** сравнение скоростей $v = \frac{L_1}{T}$ и $c = \frac{L_2}{T}$ вида $\frac{v}{c} = \frac{L_1}{L_2}$, где L_1 и L_2 – пробеги объектов за время T до момента встречи в пункте 0 дистанции $AB = L^* = L_1 + L_2$.

Углубим указанное различие относительных оценок скоростей $v = const$ и $c = const$.

В середину 0^* пути L^* поместим судью-наблюдателя по фамилии *Einstein* и попросим его оценить величины v и c с помощью часов, запущенных в момент $t=0$ **одновременного** старта велосипеда и кабриолета из пунктов А и В соответственно. Ясно, что отметив время T_1 прибытия кабриолета в серединный пункт 0^* , наблюдатель *E* определит его скорость c как $\frac{L}{T_1}$, где $L = \frac{L^*}{2}$, а скорость $v = \frac{L}{T_2}$ он найдет по времени $T_2 > T_1$ появления велосипеда в контрольной точке 0^* . После этого судья *Einstein* вычислит относительную скорость $V = const$ соревнующихся средств передвижения по формуле $\frac{L}{T_1} + \frac{L}{T_2}$, предполагающей **равнодлинное** сравнение скоростей v и c .

Допустим, что судья *Newton* с часами, запущенными **одновременно** со стартом участников гонки, в момент T находится в пункте 0 их встречи на дистанции АВ. Тогда, зная расстояния L_1 и L_2 от точки 0 до стартовых позиций А и В, наблюдатель *N* найдет, что их относительная скорость $V = v + c$ равна $\frac{L_1}{T} + \frac{L_2}{T}$.

И хотя *Newton* воспользовался **равнодлительной** (по периоду T) оценкой аддитивных величин $v = const$ и $c = const$, а *Einstein* опирался на их **равнодлинное** (по пробегу L) определение, наблюдатели *N* и *E* согласятся с тем, что 1) $\frac{L_1}{T} + \frac{L_2}{T} = \frac{L}{T_1} + \frac{L}{T_2}$, не предполагая, что записанное выражение оказывается не корректным метрологически.

Равенство (1) преобразуем в 1') $\frac{L_1}{T_1} + \frac{L_2}{T_2} = \frac{L}{T} + \left(\frac{L_1 - L_2}{T_1}\right)\left(\frac{T_2 - T_1}{T_2}\right)$, откуда после деления на $\frac{L_1}{T_1}$ с учетом $\frac{L_2}{L_1} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{c}{v}$ получим 1'') $\frac{c^2 + v^2}{c^2} = \left(\frac{L_1 + L_2}{L_1}\right)\frac{T_1}{T} + 0,5\left(\frac{L_1 - L_2}{L_1}\right)\left(\frac{T_2 - T_1}{T_2}\right)$. И затем тождественным преобразованием приведем (1'') к виду 1*) $1^2 + \frac{v^2}{c^2} = \frac{L^*/T}{L_1/T_1} + \frac{\Delta L/T_2}{L_1/\Delta T}$, где $\frac{L^*}{T} = V$, $\Delta L = \frac{L_1 - L_2}{2}$ и $\Delta T = T_2 - T_1$.

Ясно, что **квадрединица** 1^2 в левой части равенства (1*) по смыслу тождественна c^2 при том, что число $Z = \frac{v^2}{c^2} \leq 1^2$ выражает величину v^2 в долях c^2 . Это значит, что аддитивным скалярам 1^2 и Z можно сообщить размерность квадрата скорости. Но если в (1*) слева от знака равенства просуммированы скаляры второй степени с размерностью $[V^2]$, то справа сложены отношения двух скоростей, оцененных пространственно-временным способом, то есть делением длины на длительность. Причем величина $\frac{L^*}{T}$ – это относительная скорость V встречно движущихся объектов – велосипеда и кабриолета, разделенная на части $v = const$ и $c = const$ «Ньютоном» и «Эйнштейном» как неподвижными наблюдателями.

Таким образом, равенство (1) тождественными преобразованиями приведено к форме (1*), левая и правая части которого не совпадают по размерности. И к такому же противоречию приводит двойственное (**равнодлительное** и **равнодлинное**) сравнение скорости света $c = const$ в вакууме с его же скоростью $v = const$ в прозрачной среде с абсолютным показателем преломления $n > 1$.

Б. Метрологическая некорректность в оптике. В геометрической оптике переход света из вакуума 1 в прозрачное

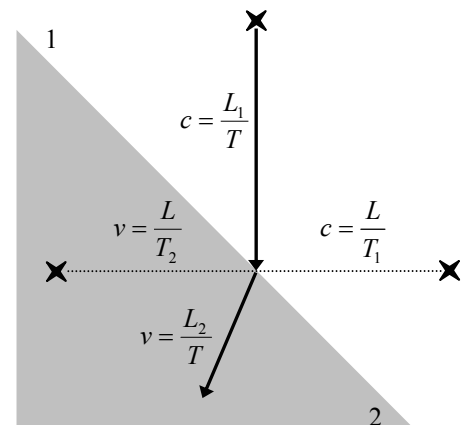


Рис. 14.

тело 2 описывает абсолютный показатель преломления $n = \frac{c}{v}$, где c и v – световые скорости, аддитивно отличающиеся на $\Delta V = c - v$. Определим их как $c = \frac{L_1}{T} = \frac{L}{T_1}$ и $v = \frac{L_2}{T} = \frac{L}{T_2}$, то есть *равнодлительно* («по Ньютону») и *равнодлинно* («по Эйнштейну»). (Рис. 14.) Тогда из 2) $\frac{L_1}{T} - \frac{L_2}{T} = \frac{L}{T_1} - \frac{L}{T_2}$ следует 2') $\frac{L_1}{T_1} - \frac{L_2}{T_2} = \frac{L_1 - L_2}{T} + 0,5 \left(\frac{L_1 - L_2}{T_1} \right) \left(\frac{T_2 + T_1}{T_2} \right)$, откуда после деления на $\frac{L_1}{T_1}$ с учетом отношения $\frac{L_2}{L_1} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{c}{v}$ получается 2*) $\frac{c^2 - v^2}{c^2} = \frac{2\Delta L/T}{L_1/T_1} + \frac{\Delta L/T_2}{L_1/T_2} = 1^2 - \frac{v^2}{c^2}$, где $\Delta L = L_1 - L_2$, тогда как $T^* = T_1 + T_2$. Причем $\sqrt{1^2 - \frac{v^2}{c^2}} = \beta$, где β – множитель Лоренца из специальной теории относительности (СТО), а $\beta^2 = 1^2 - \frac{1}{n^2} = k$ – коэффициент Френеля из оптики движущихся тел [3-4].

Присутствие чисел β и k в оптике тел покоящихся не представляется таким уж значимым на фоне метрологической некорректности формулы (2*). Ведь в ее середине просуммированы отношения двух скоростей. Это значит, что каждому из слагаемых можно присвоить размерность скорости [V]. Напротив, дробный член слева имеет размерность [V²]. А в физическом смысле это может означать, что разность $c^2 - v^2$, пронормированная по c^2 , есть величина самостоятельная и, возможно, что она является частью движения, утраченной светом, резко изменившим свою кинематику при переходе из вакуума 1 в оптическую среду 2. То есть, несовпадение размерностей показывает, что квадрат световой скорости c не эквивалентен скорости c в квадрате. При этом масштабы $c = 1^1$ [V] и $c^2 = 1^2$ [V²] формально отличаются вдвое, что доказывают логико-математические построения, представленные ниже.

В. Сингулярное удвоение масштаба. Гонку с участием велосипеда и кабриолета, выявившую разницу размерностей у членов равенств (1*) и (2*), сведем к кинематической схеме из частиц 1 и 2, взаимно сближающихся со скоростью $V = const$. При этом рассмотрим треугольники 1N2 и 1E2, коллинеарные стороны которых со временем изменяются так, что $\frac{1N}{2N} = const$ и $\frac{1E}{2E} = var$.

Пусть время, разделяющее начало $t = 0$ отсчета времени и встречу частиц 1 и 2 в пункте N, равняется T . Тогда в момент $\frac{T}{2}$ эти частицы будут от пункта E, серединного при $t = 0$, на расстояниях l_1^* и l_2^* , таких, что $\frac{l_1^*}{l_2^*} = \frac{l_2}{l_1}$. (Рис. 15.) Ясно, что через период ΔT^* после этого «быстрая» частица 2, сместившись на расстояние $l_2^* = \Delta l_2$, окажется в точке E, а частица 1 за время ΔT^* совершит пробег $\Delta l_1 = v_1 \Delta T^*$. Отсюда $v_1 = \frac{\Delta l_1}{\Delta T^*}$ и $v_2 = \frac{\Delta l_2}{\Delta T^*}$. И в результате правило $V = v_1 + v_2$, где $V = \frac{2l}{T}$, получит хроно-геометрические представления а) $\frac{l_1}{T} + \frac{l_2}{T} = \frac{2l}{T}$ и б) $\frac{\Delta l_1}{\Delta T^*} + \frac{\Delta l_2}{\Delta T^*} = \frac{2l}{T}$, пропорциональные с коэффициентом, равным единице.

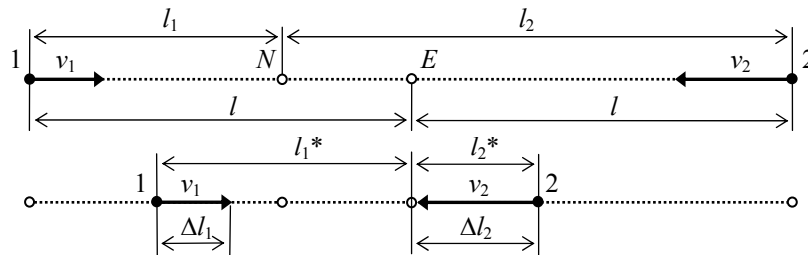


Рис. 15.

Примем $l = 1$ и $T = 1$. В таком случае из (а) следует $\alpha + A = 2'$, где $\alpha \in [1,0)$ и $A \in [1,2)$ – равные или контрсимметричные ($\alpha = 1 - \Delta$, $A = 1 + \Delta$ при $\Delta \in (0,1)$) числа с размерностью скорости. Тем самым хроно-геометрические определения аддитивных величин v_1 и v_2 заменены их арифмометрическими оценками $\alpha = v_1 < 1$ и $A = v_2 > 1$ по отношению к виртуальному масштабу $1^1 = \frac{v_1 + v_2}{2}$, который в рассматриваемой схеме не является единственно возможным.

Равенство (б) поделим на $\frac{l_1^*}{\Delta T^*} = v^*$ и получим $\frac{\Delta l_1}{l_1^*} + \frac{\Delta l_2}{l_1^*} = \frac{V}{v^*}$, где $V = 2'$ из-за $l = 1$ и $T = 1$. А поскольку $\frac{\Delta l_1}{\Delta l_2} = \frac{v_1}{v_2}$ и $\frac{\Delta l_2}{l_1^*} = \frac{v_1}{v_2}$, то отсюда б*) $\left(\frac{\alpha^2}{A^2} + \frac{\alpha}{A}\right)v^* = 2$, где α и A – все те же арифмометрические значения скоростей v_1 и v_2 . Но так как $v^* = \frac{A^2}{\alpha}$ и, значит, $A^2 = \alpha v^*$, то скорость $v_2 = A$ оказывается средним геометрическим величин $v_1 = \alpha$ и v^* . Причем $v^* = 1$, когда $v_1 = v_2 = \frac{V}{2} = 1^1$, и $v^* \rightarrow \infty$, если $v_1 = \alpha \rightarrow 0$ в случае $v_2 = A \rightarrow 2'$.

Заметим, что из (б*) при $v_1 = \alpha = 0$ и $v_2 = A = 2'$ выходит $(0 + 0) \cdot \infty = 2'$. Но это требует, чтобы $0 \cdot \infty = 1$ или $0 = \frac{1}{\infty}$. Более того, сингулярной единице надо присвоить вторую степень, поскольку из $v_1 \cdot v^* = v_2^2$ при $v_1 = 0$ и $v^* = \infty$ должно быть $0 \cdot \infty = 1^2$.

Как видно, относительная скорость $V = const$ взаимно сближающихся частиц 1 и 2 имеет два арифмометрических представления: продиктованную выбором $\frac{v_1 + v_2}{2} = 1^1$ величину $1^1 + 1^1 = 2'$ и значение $2^* = 1^2 + 1^2$. Но при этом единицы 1^1 и 1^2 не могут быть эквивалентными ни формально, ни физически. Ведь первая составляет половину от $V = 2 \cdot 1^1$ и удовлетворяет условию $v_1 \cdot v^* = v_2^2$ при $v_1 = 1^1$ и $v^* = 1^1$, а вторая получается из $v_1 \cdot v^* = v_2^2$ в предельной ситуации $v_1 = 0$ и $v^* = \infty$, предполагающей $v_2 = V$, и как бы равна скорости V .

Конечно же, арифметическая двойственность скорости $V = const$, когда с одной стороны $V = 2 \cdot 1^1$, а с другой $V = 1^2$, сопряжена с хроно-геометрической оценкой величин v_1 , v_2 и v^* , от которой удалось отойти, следуя арифмометрическому принципу виртуального масштаба. И в рамках нового метрологического приема невозможное равенство $1^2 = 2 \cdot 1^1$ имело бы смысл, если бы масштабы 1^1 и 1^2 , формально отличающиеся вдвое, определяли разные множества относительно сложения. Первое них назовем множеством скоростей и обозначим через $\{N\}$, а второе определим через $\{E\}$ и будем понимать как множество **квадроскоростей**.

Отметим, что необходимость предпринятого разделения обоснована предыдущим изложением, а его объективность доказана нетрадиционными решениями ряда задач механики и физики, укладывающимися в арифмометрическую парадигму, альтернативную геометрической парадигме, ныне господствующей в теории движений и взаимодействий вещества в природе.

Г. Квадроскорость в эксперименте Физо. Известен опыт [5], ставший классическим: по параллельным трубам длиной $L = 1,4875$ м каждая со скоростью $v = 7,059$ м/с бежала вода (показатель преломления $n = 1,33\dots$), сквозь которую проходил свет. Для получения интерференционной картины его лучи сводили на экран. При этом сдвиг полос определяла разница во времени $\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2L}{c_n - kv} - \frac{2L}{c_n + kv}$ падения на экран

лучей, со скоростью $c_n = \frac{c}{n}$ прошедших сквозь воду встречно (-) и попутно (+) ее движению.

Выяснению подлежал коэффициент k , равный $1 - \frac{1}{n^2}$ по гипотезе Френеля о частичном увлечении света движущимся прозрачным телом. А если бы скорости воды и света сочетались векторно, то $k = 1$.

Расчетная разница $\Delta l = c \cdot \Delta t$ хода световых лучей в воздухе предсказывала сдвиг интерференционной картины на 0,46... полосы при $k = 1$ и на 0,20... полосы для $k < 1$ по Френелю. Средним же результатом 19 серий измерений стал сдвиг величиной 0,23... полосы, что ровно в два раза меньше рассчитанного по классическому закону сложения скоростей.

Допустим, что опыт 1851 года фактически был попыткой сложения кинематических характеристик с размерностями $[V]$ и $[V^2]$, виртуальные масштабы 1^1 и 1^2 которых отличаются вдвое. Тогда при $k = 1$ достаточно в преобразованном выражении $\Delta t = T \frac{(2L/l)(2 \cdot 1^1/1^2)}{(c_n/v)^2 - 1^2}$, где l – перемещение воды за время $T = 1$,

переопределить удвоенную скорость 1^1 в *квадроскорость* 1^2 , чтобы данные расчета в точности совпали с результатом эксперимента. А чтобы окончательно апробировать понятие *квадроскорости*, новое для механики и для теоретической физики, следует повторить эксперимент Физо с другими параметрами L , v и n .

Д. Смысловые антагонизмы МАТ и СТО.

1. Известно, что формальным выражением Галилеевой относительности в простейшем случае служат преобразования $x' = x - vt$ и $t' = t$ координат и времени, связывающие три точки – начало O неподвижной системы отсчета, зафиксированную в ней точку x и переменное расстояние x' от данной точки до начала O' системы отсчета, движущейся со скоростью $v = const$. А так как речь идет о перемещении точки O' относительно покоящегося отрезка $Ox = l$ оси абсцисс, то фактически преобразования Галилея основаны на двухточечной схеме, поскольку интервал l с концами O и x следует считать одним телом отсчета.

В определенном смысле преобразования Лоренца $x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ и $t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ тоже двухточечные. Напротив, *метод арифмометрической триангуляции* (МАТ) обходится без систем отсчета и оперирует трехточечной схемой без элементов, пребывающих в относительном покое. Поэтому МАТ не является геометрической теорией движений и не пользуется хронометрией кинематических процессов.

2. В плане хроно-геометрического моделирования обозначенные выше явления – *tracking* и *winding* – заданы начальными условиями движения двух точек (см. рис. 12) от третьей и отличаются зависимостями $\frac{l_1 \pm v_1 t}{l_2 \pm v_2 t} = const$ и $\frac{l \pm v_1 t}{l \pm v_2 t} = var$ их полярных координат от времени, где $l = \frac{l_1 + l_2}{2}$ (см. рис. 15). При этом начальное условие конкретизирует *одновременность* или *неодновременность* пребывания движущихся объектов в условно неподвижном пункте на прямой или в плоскости. И это выглядит смысловым антагонизмом такому понятию СТО, как *относительность одновременности*.

3. В том же плане отметим, что дробно-линейная зависимость $\frac{l \pm v_1 t}{l \pm v_2 t} = var$ математически аналогична псевдоЕвклидовым представлениям о пространстве-времени как о мире Минковского, формально гиперболическом.

4. Кроме того, в пространстве «малого» взрыва, построенном арифмометрически, присутствует неЕвклидова метрика и выделяется гиперсфера, объединяющая инерциальных наблюдателей, один из которых обладает скоростью, максимальной по сравнению с лучевыми скоростями других гиперГалилеевых наблюдателей.

5. Относительность, обнаруженную в упругом ударе и альтернативную гиперГалилеевой относительности элементов «малого» взрыва, назовем экстраЭйнштейновой. И подчеркнем: *равнодлительное* и *равнодлинное* сравнение аддитивных скоростей напоминает разделение интервалов мира Минковского на *времени-подобные* и на *пространственно-подобные*.

6. С позиций *когнитивной арифмометрии*, анализирующей скрытые относительности – *tracking*, *turning* и *winding*, специальная теория относительности (СТО) выглядит бессознательной попыткой спасти понятие скорости, не свойственное кинематике света, средствами геометрии и хронометрии, основанными на эталонированной метрологии. При этом нестандартная метрология, представленная принципом виртуального масштаба, выделяет *множество квадроскоростей* как количественных характеристик движений по инерции, в том числе световых, осуществляющихся в прозрачных телах и в вакууме, хотя областей с показателем преломления $n = 1$, по-видимому, не существует [6].

Е. Квадроскорости в задачах Кеплера.

Задача I. «Если бы во Вселенной было только два камня, они двигались бы один к другому, пока ни встретились бы.»

Метафору Кеплера примем за принцип, определяющий природу тяготения: два тела притягиваются по причине единства массы как единственного существительного со свойством движения без среды (эфира, потенциального поля, пространства-времени и т. п.) и посредников (сил, волн, гравитонов и т. д.). То есть, некорректно моделировать гравитацию вокруг одного тела ввиду бинарности ее дальнего действия.

По опыту гравитация двойственна: с одной стороны – это тяжесть тела на поверхности большой массы, а с другой – его невесомость в кинематике. Второй случай составляет суть и смысл задачи двух тел.

Невесомость наблюдаема в трех движениях: а) вдали от тяготеющих масс, б) в орбитальной станции и в) в полете над землей по баллистической параболе. При этом «чистая» невесомость (а) отличается от «гравитационной» невесомости (б) и (в) не более, чем формально. Это демонстрирует ртутная капля в невесомой колбе и об этом свидетельствуют арифмометрические решения двух задач Кеплера.

Задача I о свободном падении ставит вопрос: как разделено механическое движение между элементами бинарной системы $(m_1 + m_2)$ и в каких единицах его оценивать?

Классическое решение предполагает равенство $m_1 v_1^2 = m_2 v_2^2$ кинетических энергий двух камней, взаимно сближающихся из состояния покоя на расстоянии R . Но если движение наблюдаемо, а масса реальна, то их произведение является математическим артефактом. Так в классической механике определены понятия импульса, силы и энергии, по сути не физические, а формальные. Напротив, **аппарат нормировки физико-арифметических связей** (АНФАС) устанавливает иные корреляции между количествами вещества m_1, m_2 и их кинематическими характеристиками – скоростями, ускорениями и *квадроскоростями*.

Заметим, что равенство $\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2^2}{v_1^2}$ предполагает обратную пропорциональность масс m_1, m_2 и членов суммы $(v_1^2 + v_2^2)$, которая растет по мере приближения камней друг к другу и которую можно считать мерой механического движения системы $(m_1 + m_2)$. А нормируя слагаемые тождеств $v_1^2 + v_2^2 = w$ и $m_1 + m_2 = m$ по принципу виртуального масштаба получим секстет $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$, аддитивные элементы $\gamma \in (1,0)$ и $\Gamma \in (1,2)$ которого связаны контрсимметрией, а члены $\Delta \in [0,1)$ и $Z \in [1,0)$ гармонизированы конверсией:

$$\Delta = \frac{1-Z}{1+Z} \Leftrightarrow \frac{1-\Delta}{1+\Delta} = Z.$$

Ясно, что скаляры гармонического секстета $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$ имеют две размерности – массы [М] и квадрата скорости [V^2], поскольку $\underline{m}_1 = \gamma < 1$ и $\underline{m}_2 = \Gamma > 1$ при $m_1 < m_2$, а $\underline{v}_1^2 = \Gamma > 1$ и $\underline{v}_2^2 = \gamma < 1$. При этом аддитивные величины γ и Γ с размерностью [V^2] следует считать *квадроскоростями*.

Задача II. Понятие *квадроскорости*, новое для механики и для теоретической физики, позволяет ответить на вопрос: как разделено механическое движение между элементами гравитационного диполя $(M_1 + M_2)$, вращающегося подобно бинарной системе Земля-Луна?

Пусть взаимно гравитирующие массы M_1 и M_2 при неизменном расстоянии R между ними совершают полный оборот вокруг друг друга за время T . При этом принято думать, что устойчивость системы $(M_1 + M_2)$ связана с полуэмпирическим законом $\frac{T^2}{R^3} = \frac{(2\pi)^2}{G(M_1 + M_2)}$, где G – постоянная тяготения.

Модифицируем третий закон Кеплера арифмометрически. В результате тождественных преобразований получим равенство $\left(\frac{2\pi R}{T}\right)^2 = \frac{GM_1}{R} + \frac{GM_2}{R}$, где $\frac{2\pi R}{T}$ – скорость какой-либо из двух масс в звездах, наблюдаемая со стороны другой как из неподвижного центра. Квадрат этой скорости переопределим в *квадроскорость* W . Тогда $W = V_2^2 + V_1^2$, где $V_1^2 = \frac{GM_2}{R}$ и $V_2^2 = \frac{GM_1}{R}$ – орбитальные *квадроскорости*

масс M_1 и M_2 в центрально-симметричных полях тяготения друг друга, такие, что $\frac{V_2^2}{V_1^2} = \frac{M_1}{M_2} = Z$.

Понятно, что число-отношение $Z \in [1,0)$ входит в гармонический секстет $\bullet 1 \setminus \Delta \setminus \gamma \setminus \Gamma \setminus Z \setminus 2 \bullet$, моделирующий центрально-симметричную гравитацию *арифмометрически*. При этом для устойчивого существования систем, подобных Солнечной, одной гравитации, по-видимому, мало [7].

7. Локально-однородное тяготение: суперСдвиговая относительность.

Итак, обратная пропорциональность масс и центровых скоростей в прямом упругом ударе и аналогичная связь квадратов орбитальных скоростей и взаимно гравитирующих масс в Кеплеровой задаче двух тел позволяют ввести в механику понятие *квадроскорости*, определенное *арифмометрически*. При этом *квадроскорость* 1^2 формально отличается от единичной скорости 1^1 в два раза, а виртуальные масштабы 1^1 и 1^2 соответственно моделируют невесомость в движениях элементов «малого» взрыва по прямым и массивных объектов по круговым орбитам в полях тяготения друг друга.

А теперь без опоры на антропоморфные представления о пространстве, времени и силе численно отобразим полет невесомого тела по баллистической параболе и при этом *арифмометрически* оценим ускорение, пользуясь принципом виртуального масштаба для двух величин неодинаковой размерности.

Ускорение машины Атвуда. Для начала рассмотрим механизм, приводимый в движение гравитацией, и опишем его количественно без привлечения понятий силы и энергии, обычно используемых в расчетах [8].

На лабораторных занятиях по курсу «Механика» студенты находят ускорение системы $(m_1 + m_2)$ из двух грузов, связанных нитью, перекинутой через блок, по закону $a = \frac{2H}{T^2}$, где T – измеренное время

переещения вниз на заданное расстояние H массы $m_2 > m_1$. (Рис. 16.) А формально техническое ускорение $a = g \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2}$ вычисляют либо по формуле силового равновесия $m_1 a + m_1 g = m_2 g - m_2 a$, определяющей натяжение нити, либо из уравнения Лагранжа, основанного на сохранении энергии. При этом из $\frac{a}{g} = \frac{1 - m_1/m_2}{1 + m_1/m_2}$ значение $a = const$ в долях естественного ускорения $g = 1''$ выражает число-отклонение $\Delta \in (0,1)$, связанное с числом-отношением $Z = \frac{m_1}{m_2} < 1$ конверсией: $\Delta = \frac{1 - Z}{1 + Z} \Leftrightarrow \frac{1 - \Delta}{1 + \Delta} = Z$.

А так как величины $a_1 = g + a$ и $a_2 = g - a$ в силовой механике связаны с количествами m_1 и m_2 обратной пропорцией $\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1}$, то равенства $m_1 + m_2 = m$ и $a_1 + a_2 = 2g$, пронормированные по принципу виртуального масштаба, будут численно одинаковыми с точностью до перестановки слагаемых обобщающем выражении $v + V = 2$, где скаляры $v \equiv m_1 \equiv a_2$ и $V \equiv m_2 \equiv a_1$ контрсимметричны ($v = 1 - \Delta$ и $V = 1 + \Delta$) относительно единицы с двойной размерностью – и массы и ускорения.

Таким образом, машину Атвуда моделирует гармонический секстет $\diamond 1'' \setminus \Delta \setminus v \setminus V \setminus Z \setminus 2 \diamond$, где $2 = v + V = (1 + \Delta)(1 + Z)$. Причем массы $m_1 = v$, $m_2 = V$ и ускорения $a_1 = V$, $a_2 = v$ в тождестве $v + V = 2$ контркоммутативны.

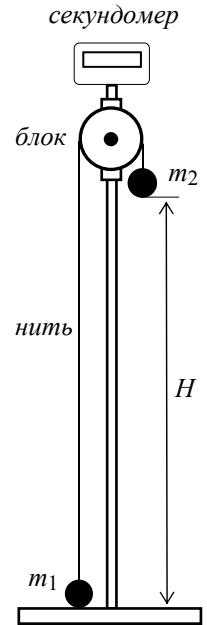


Рис. 16.

Ускорение и пружинг-эффект Гука. «Подвешивая несколько грузов, тщательно наблюдайте, на какую длину каждый из них растянет спираль сверх длины, до которой *ее растянул собственный вес...* (курсив мой – О. Ч.)» [9].

Неравномерное растяжение пружины назовем *пружинг-эффектом* и отметим его обусловленность гравитацией как свойством вещества по определению. А теперь арифмометрически опишем бессиловой *пружинг-эффект*, наблюдаемый на подвешенном стержне с первоначальной длиной L и поперечным сечением площадью S . (Рис. 17.)

Известно [10], что упругое удлинение ΔL , получаемое стержневой массой $m = \rho L S$ под собственным весом, равняется $\frac{\rho g}{2E} L^2$. Здесь ρ – плотность материала, g – ускорение свободного падения, E – модуль Юнга. При этом верхняя часть $m_1 = \rho l_1 S$ стержневого тела m будет растянута двояко: на $\Delta l' = \frac{m_2 g}{ES} l_1$ весом $m_2 g$ нижней части $m_2 =$ $= \rho l_2 S$ и на $\Delta l'' = \frac{\rho g}{2E} l_1^2$ *пружинг-эффектом*.

Заметим, что $\Delta l' = \Delta l''$ при $m_1 = 2m_2$. И если воспользоваться принципом виртуального масштаба, то аддитивная форма $\Delta l_1 = \Delta l' + \Delta l''$ примет вид $2 = 1 + 1$. И тот же вид примет выражение

$M = m_1 + 2m_2$ после нормировки по $\frac{M}{2}$ или деления на m_1 .

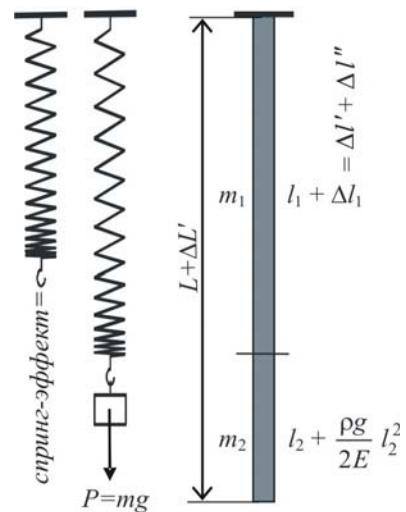


Рис. 17.

А теперь отсоединим нижнюю часть $m_2 = \frac{m_1}{2}$ от стержня $m = m_1 + m_2$, после чего оставшаяся часть m_1 потеряет Гуковское удлинение $\Delta l' = 1$, которое восстановим в том же размере, увлекая протяженную массу m_1 вверх с техническим ускорением $a = const$. И если $\Delta l' = \frac{m_2 g}{ES} l_1 = \frac{ca}{2E} l_1^2$, а $l_1 = 2l_2$, то $a = g$ и, значит, из

$g + a = G$ при $g = 1$ следует $1 + 1 = 2$. То есть, нормировка условной массы $M = m_1 + 2m_2$ и суммарного ускорения $G = g + a$ по принципу виртуального масштаба приводит к дихотомии вида $2 = 1 + 1$.

Заметим: неравенство $m_1 > 2m_2$ предполагает $\Delta l' < \Delta l''$, что отвечает переносу сечения, делящего стержень m на части m_1 и $m_2 = \frac{m_1}{2}$, ближе к нижнему концу. При этом выполняется пропорция

$$\frac{\Delta l'}{\Delta l''} = \frac{2l_2}{l_1} = \frac{2m_2}{m_1} = \frac{a}{g} = Z, \text{ где число-отношение } Z \in [1,0) \text{ – это техническое ускорение } a = const, \text{ вызывающее}$$

спринг-эффект $\frac{ca}{2E} l_1^2$, возмещающий Гуковское удлинение $\frac{m_2 g}{ES} l_1 = \frac{cg}{E} l_1 l_2$, утрачиваемое частью $m_1 > 2m_2$

после отсоединении от нее массы m_2 . И получается, что при $\frac{2m_2}{m_1} = \frac{a}{g}$ нормировка по $\frac{M}{2}$ и по $\frac{G}{2}$ тождеств

$M = m_1 + 2m_2$ и $G = g + a$, где $m_1 \geq 2m_2$ и $a \leq g$, делает их численно одинаковыми в рамках скалярной формы $2^n = v + V$ с контрсимметричными слагаемыми $v = 1 - \Delta$ и $V = 1 + \Delta$, имеющими две размерности – массы [М] и ускорения [G].

Как видно, *аппарат нормировки физико-арифметических связей* (АНФАС) моделирует машину Атвуда и *спринг-эффект* Гука гармоническими секстетамы $\diamond 1'' \setminus \Delta \setminus v \setminus V \setminus Z \setminus 2 \diamond$ и $\diamond 1 \setminus \Delta \setminus v \setminus V \setminus Z \setminus 2'' \diamond$, связывающими массы и ускорения не так, как это постулировано вторым законом Ньютона.

А теперь опишем локально-однородную (по ускорению свободного падения) гравитацию *методом арифмометрической триангуляции* (МАТ).

Траекторная парабола как суперпозиция. Пусть материальные точки m_A, m_0 и m_B через период $T = 1$ одна за другой оказываются в верхней точке 0 баллистической параболы Π_0 . При этом обозначенный ими треугольник $A0B$ при согласованном перемещении трех частиц по линии Π_0 не меняет проекцию $2D$ большой стороны AB на горизонтальную ось абсцисс системы отсчета $S(x,y)$ с началом в пункте 0 и сохраняет свою медиану $00' = H$, параллельную направленной вниз оси ординат. (Рис. 18.)

Пусть инварианты $D = H = 1$. Тогда формулой параболы Π_0 будет уравнение $y = x^2$, а кинематические характеристики пробных тел m_A, m_0 и m_B определяют хроно-геометрические отношения $\frac{D}{T} = v$ и $\frac{2H}{T^2} = g$,

откуда с учетом единичных значений D, H и T гравитационное ускорение $g = 2$, а горизонтальная скорость $v = 1$. Переопределим ее в инерционную квадроскорость.

$$\text{Будем считать интервал } s(t) = vt + \frac{gt^2}{2}$$

условной координатой материальной точки m_0 , начавшей свободное падение по параболе $y = x^2$ из ее вершины $0(0,0)$ в момент $t = 0$. Тогда $s(t) = x + y$, где $x = y = 1$ при $t = 1$. А поскольку $v = 1$ и $g = 2$, то $s(1) = 1 + 1$.

Заметим, что $s' = 2s(1) = 2$, если в $2s(t) = 2vt + gt^2$ при $t = 1$ принять $2v = w_0 = 1^*$ и поменять $g = 2$ на $g_0 = 1''$. Тогда баллистическая кривая Π_0 с уравнением $y = x^2$ будет определена арифмометрической формой $2^{\wedge} = 1^* + 1''$ как суперпозиция единичной квадроскорости $1^* = 2 \cdot 1^1$, где $1^1 = v$, и гравитационного ускорения $1''$ в некотором слое над поверхностью большой космической

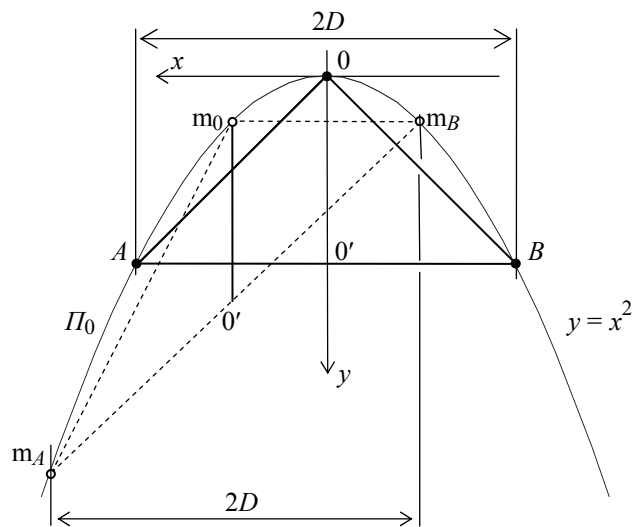


Рис. 18.

массы. Ясно, что ниже (н) данного слоя лежат области с ускорениями $g_n > 1''$, а выше (в) находятся слои с ускорениями $g_v < 1''$. Причем размер и локализацию этих слоев по высоте можно не оговаривать, полагая $g_n = 1'' + \Delta$ и $g_v = 1'' - \Delta$, где $\Delta \in (0,1)$ – число-отклонение.

Очевидно, что траектория $y = x^2$, отмеченная в Декартовых координатах $S(x,y)$ точками $A(+1,+1)$, $0(0,0)$ и $B(-1,+1)$, делит множество парабол $y = ax^2$, где $a > 0$ – действительное число, на подмножества с $a < 1$ и с $a > 1$, которые можно назвать верхним и нижним, поскольку у парабол с $a < 1$ размах ветвей больше, чем у линии Π_0 , а у кривых с $a > 1$ меньше.

В пучке $y = ax^2$ с базовой параболой Π_0 выделим симметричные ей кривые Π_1 и Π_2 , заданные точками $A_1((1+\delta),(1-\delta))$, $0(0,0)$, $B_1(-(1+\delta),(1-\delta))$ и $A_2((1-\delta),(1+\delta))$, $0(0,0)$, $B_2(-(1-\delta),(1+\delta))$, где число $\delta \in (0,1)$.

(Рис. 19.) Пусть вписанные треугольники A_10B_1 и A_20B_2 при «протаскивании» их вершин по линиям Π_1 и Π_2 сохраняют свои медианы $H_1 = 1 - \delta$ и $H_2 = 1 + \delta$, параллельные оси y , и не меняют проекций $2D_1 = 2(1 + \delta)$ и $2D_2 = 2(1 - \delta)$ переменных оснований A_1B_1 и A_2B_2 на ось x координатной системы $S(x,y)$. Тогда в физическом смысле «протаскивание» будет эквивалентно согласованному полету трех массивных частиц по траекториям $y = a_1x^2$ и $y = a_2x^2$, где $a_1 = \frac{1-\delta}{(1+\delta)^2} < 1$ и $a_2 = \frac{1+\delta}{(1-\delta)^2} > 1$. Причем на линии

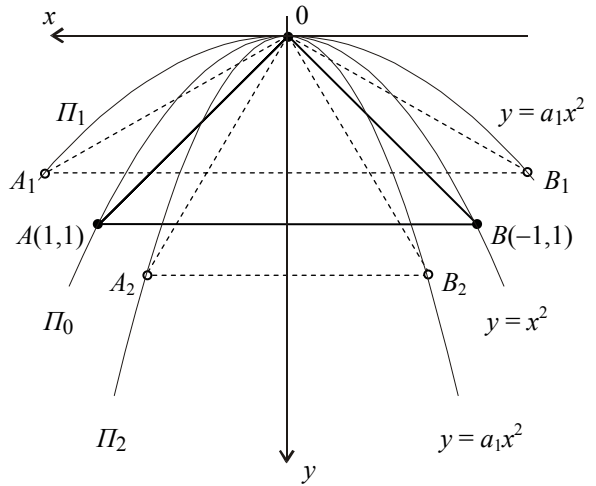


Рис. 19.

Π_1 их скорость на горизонт равна $\frac{D_1}{T} = v_1$, а

ускорение $g_1 = \frac{2H_1}{T^2}$, тогда как $v_2 = \frac{D_2}{T}$ и $g_2 = \frac{2H_2}{T^2}$

для параболы Π_2 при общем времени $T = 1$.

Ясно, что $g_1 < g_2$ из-за $H_1 < H_2$ и, значит, ускорение $g_1 < g_0 = 1''$ характеризует слой, расположенный выше области с параболой Π_0 , арифметическая форма $2^\wedge = 1^* + 1''$ которой содержит единичное ускорение g_0 (см. выше). Напротив, ускорение $g_2 > g_0$ принадлежит слою, расположенному ниже занятого базовой линией $y = x^2$. То есть, параболы пучка $y = ax^2$ можно разнести по слоям, локально однородным по ускорению свободного падения и при этом любую их них отобразить арифметически. (Рис. 20.)

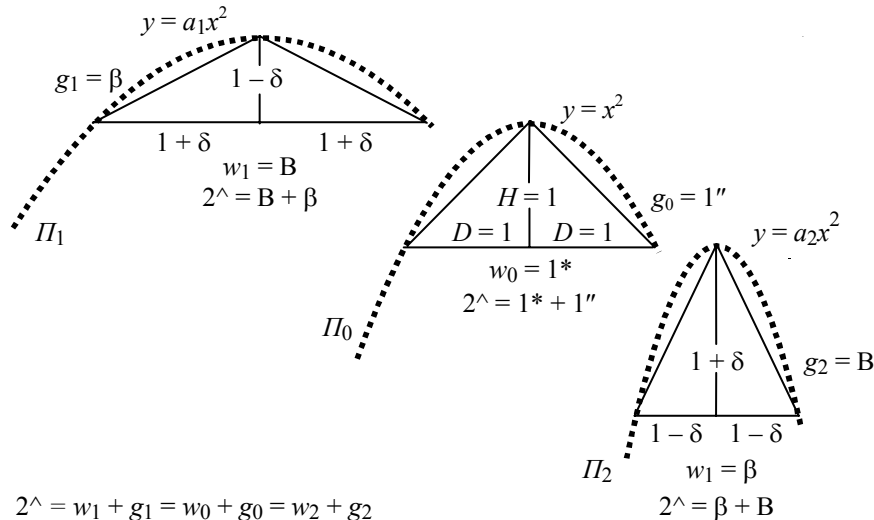


Рис. 20

Будем считать составной интервал $s_1(t) = v_1 t + \frac{g_1 t^2}{2} = x + y$ условной координатой точки m_0 , падающей из вершины параболы Π_1 . И допустим, что $x = D_1 = 1 + \delta$ и $y = H_1 = 1 - \delta$ в момент $t = 1$ с начала

отсчета времени. Тогда величина $2v_1 = w_1$ в масштабе $w_0 = 1^*$ будет ее горизонтальной квадроскоростью, а ускорение g_1 в аддитивном выражении $2^{\wedge} = w_1 + g_1$, получаемом из $2s_1(t) = 2v_1t + g_1t^2$ при $t = 1$ путем отказа от геометрии и хронометрии, очевидно равняется $1'' - \Delta$, где $1'' = g_0$. Причем $w_1 = 1^* + \Delta$, где $1^* = w_0$.

Аналогично, принимая составной отрезок $s_2(t) = v_2t + \frac{g_2t^2}{2} = x + y$ условной координатой невесомой частицы m_0 и исключая время $t = 1$ и контрсимметричные расстояния $x = D_2 = 1 - \delta$ и $y = H_2 = 1 + \delta$ из равенства $2s_2(t) = 2v_2t + g_2t^2$, избавимся от хроно-геометрических представлений о криволинейном движении в условиях локально-однородной гравитации переопределением скорости $2v_2$ в квадроскорость w_2 и преобразованием интервала $2s_2(1)$ в особое число $2^{\wedge} = w_2 + g_2$ без какой либо размерности. Тогда парабола Π_2 с уравнением $y = ax^2$ получит арифмометрическое представление $2^{\wedge} = \beta_w + B_g$ как суперпозиция квадроскорости $\beta_w = 1^* - \Delta$ и гравитационного ускорения $B_g = 1'' + \Delta$ в области ниже слоя с единичным ускорением g_0 . При этом кривая Π_1 из слоя выше занятого базовой линией $2^{\wedge} = 1^* + 1''$ будет представлена тождеством $2^{\wedge} = B_w + \beta_g$, где $B_w (= B_g)$ – квадроскорость $w_1 > 1^*$, а $\beta_g (= \beta_w)$ – ускорение $g_1 < 1''$.

Таким образом, число $2^{\wedge} = w_1 + g_1 = w_0 + g_0 = w_2 + g_2$ оказывается универсальной константой пучка кривых $y = ax^2$, преобразованного в семейство траекторных парабол $2^{\wedge} = B + \beta$, а локально-однородная гравитация получает отображение скалярным секстетом $\diamond \setminus \Delta \setminus \setminus B \setminus Z \setminus 2^{\wedge} \diamond$ как следствием принципа виртуального масштаба для естественных ускорений β_g, B_g и инерционных квадроскоростей B_w, β_w , попарно контрсимметричных друг другу.

Гравитация, turning и суперСдвиг. Представление локально-однородной гравитации гармоническим секстетом $\diamond \setminus \setminus \diamond$ предполагает, что при стремлении к нулю гравитационного ускорения β_g инерционная квадроскорость $B_w \rightarrow 2^*$ и достигает максимального значения $2^* = \Gamma + \gamma$ на круговой орбите при $\gamma = 0$. Оно и понятно. Ведь число $\gamma \in [1, 0)$ в гармоническом секстете $\bullet \setminus \gamma \setminus \bullet$, моделирующем центрально-симметричное тяготение, практически равняется нулю для пробного тела малой массы, ничтожной по сравнению с массой притягивающего центра. А так как равномерное (по квадроскорости) движение по окружности неопределенного радиуса сопровождает невесомость и она же характерна для полета по параболе, то секстетное моделирование гравитации без сил и энергий выглядит объективным, как и моделирование «чистой» невесомости осколков «малого» взрыва скалярным секстетом $\circ \setminus \alpha \setminus \circ$.

Вспомним, что **метод арифмометрической триангуляции** (МАТ) выделяет **tracking** как скрытую особенность инерциального движения фрагментов «малого» взрыва, а **winding** (как *флюгер-эффект*) можно наблюдать в упругом столкновении массивных сфер, объемы которых заменены материальными точками. А теперь покажем, что **turning**, как вращение оси, соединяющей пару точек, перемещающихся по инерции антипараллельно, в качестве скрытого явления сопутствует перемещению пробных масс по параболической траектории. (Рис. 21.)

Выше треугольник, вписанный в базовую линию Π_0 семейства $2^{\wedge} = B + \beta$, представлен материальными точками m_A, m_0 и m_B , согласованное перемещение которых принято моделировать в системе отсчета $S(x, y)$, начало $0(0, 0)$ которой связано с вершиной серединной линии $y = x^2$. При этом в

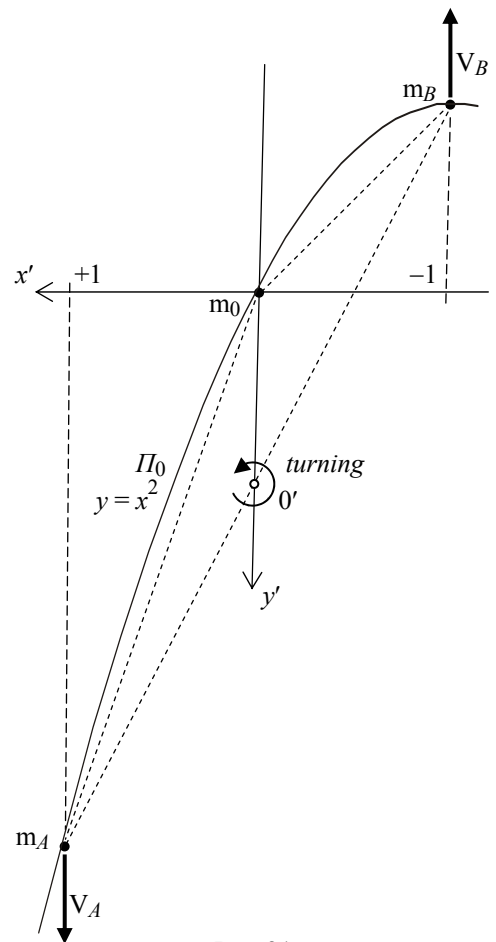


Рис. 21.

системе отсчета $S'(x',y')$, сопровождающей среднюю частицу m_0 , крайние массы m_A и m_B перемещаются параллельно ее оси ординат с противоположно направленными скоростями $V_A = gt$ и $V_B = \sqrt{2gH}$, где $t = 1$ и $H = 1$. Как видно, $V_A = V_B = 2$ при $g = 2$ и $v = 1$.

Ясно, что изменяющийся интервал $m_A m_B$, как переменная хорда кривой Π_0 с уравнением $y = x^2$, вращается вокруг своей серединной точки O' , совершая *turning* как один из трех процессов ультра-релятивности, не исследованной классической теорией движений. Причем в «падающей» системе отсчета $S'(x',y')$ *turning* геометрически напоминает сдвиг, нарисованный в плоскости. Поэтому скрытую относительность пары точек m_A и m_B на любой из парабол $2^{\wedge} = B + \beta$ назовем суперСдвигом.

Очевидно, что *tracking*, *turning* и *winding*, как проявления гиперГалилеевой, суперСдвиговой и экстрэйнштейновой относительностей, отличаются характером заметания площадей или замещением света тенью в процессе дрейфа свето-теневого перехода по сетчатке глазного дна. И это различие, по-видимому, служит признаком ускорения при распознавании движений зрительной системой головного мозга.

8. Структуры «золотой» арифметики: «скверная» интерпретация.

Известно, что действительные решения X_1 и Y_0, X_2 и Y_1, \dots, X_N и Y_{N-1}, \dots уравнений А) $x + x^N = 1$ и Б) $y - y^{1-N} = 1$, где $N = 1, 2, 3, \dots$, обращают их в тождества А') $1^1 = X_N + X_N^N$ и Б') $1^1 = Y_{N-1} - Y_{N-1}^{1-N}$ относительно единицы 1^1 . При этом мультипликативно $1 = X_N \cdot Y_{N-1}$ и, значит, $X_N \cdot Y_{N-1} \rightarrow 1^2$, если $X_N \rightarrow 1^1$ и $Y_{N-1} \rightarrow 1^1$ при $N \rightarrow \infty$. А так как $X_{\infty} = 1^1$ и $Y_{\infty-1} = 1^1$, то тождество (А') при $N = \infty$ требует удвоения морфизма 1^1 . И тождество (Б') в эквивалентном виде $1^1 + Y_{N-1}^{1-N} = Y_{N-1}$ при $Y_{\infty-1} = 1^1$ требует того же. Поэтому единичный морфизм $1^2 = 1^1 \cdot 2$, получаемый из условия $1^2 = X_{\infty} \cdot Y_{\infty-1}$, назовем сингулярной единицей.

Заметим, что перемножение тождеств (А') и (Б') с учетом $X_N \cdot Y_{N-1} = 1$ дает равенства А*) $X_N^{N-1} - X_N^N = X_N^{2N-1}$ и Б*) $Y_{N-1}^{1-N} - Y_{N-1}^{-N} = Y_{N-1}^{1-2N}$ с рекурсией показателей степени: $(N-1) + N = 2N-1$. При этом (А*) и (Б*) фактически эквивалентны. И если $X_1 = 0,5 = d$, $X_2 = 0,618... = \phi$, $X_3 = 0,682... = e$, $X_4 = 0,725... = f$ и т. д., то формируется ряд $d^0 - d^1 = d^1$, $\phi^1 - \phi^2 = \phi^3$, $e^2 - e^3 = e^5$, $f^3 - f^4 = f^7$ и т. д., где разность соседних степеней дробных чисел d, ϕ, e, f и т. д. равна их произведению. При этом бинарные элементы d^1, ϕ^3, e^5, f^7 и т. д. отображают трисекцию единичного квадрата $1 \times 1 = (1 \times d) + (d \times d) + (d \times d) = (1 \times \phi) + (\phi^2 \times \phi) + [\phi^2 \times (1 - \phi)] = (1 \times e) + (e^3 \times e^2) + [e^3 \times (1 - e^2)] = (1 \times f) + (f^4 \times f^3) + [f^4 \times (1 - f^3)] = \dots = S_1 + S_2 + S_3$, где $S_1 = X_N$, $S_2 = X_N^{2N-1}$, $S_3 = X_N^N - X_N^{2N-1}$ – площади, такие, что отмеченные звездочкой фигуры S_1 и S_2 внутри квадрата 1×1 подобны. (Рис. 22.)

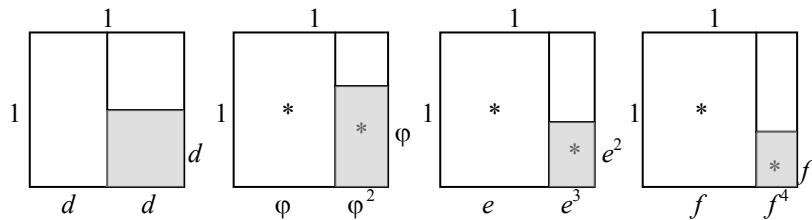


Рис. 22.

Заметим, что бинарные элементы – бинэлы столбца таблицы 1 включают триплет $\phi^1 - \phi^2 = \phi^3$, где показатели степени у основания $\phi = 0,618...$ кроме того последовательны.

Таблица 1

			$d^0 - d^1 = d^1$	
$\varphi^{-2} =$ $\varphi^{-1} + \varphi^0$	$\varphi^{-1} =$ $\varphi^0 + \varphi^1$	$\varphi^0 =$ $\varphi^1 + \varphi^2$	$\varphi^1 - \varphi^2 = \varphi^3$	$\varphi^2 =$ $\varphi^3 + \varphi^4$
$1^* = \Phi^2 - \Phi$			$e^2 - e^3 = e^5$	
$1' = \Phi - \varphi$			$f^3 - f^4 = f^7$	
$1^0 = \varphi^1 + \varphi^2$			

А так как форма $\varphi^1 = \varphi^2 + \varphi^3$ является центральным бинэлом Таблицы 1, то назовем ее «бриллиантовым» ключом двух бинарных рядов, один из которых отображает трисекцию квадрата 1×1 (см. выше), а второй представлен аддитивной структурой $\varphi^{N-1} = \varphi^N + \varphi^{N+1}$ внутри геометрической прогрессии $\{\varphi^N\}$. Причем нормировка «бриллиантового» ключа второй степенью числа φ дает форму 1) $1' = \Phi - \varphi$, тогда как форма 2) $1^* = \Phi^2 - \Phi$ получается его нормировкой по φ^3 . А если φ^1 интерпретировать как 1^0 , то «ключ» примет вид 3) $1^0 = \varphi^1 + \varphi^2$. При этом у равенств (1), (2) и (3) есть «скверная» интерпретация. (Рис. 23.)

Как видно, единичные морфизмы $1'$ и 1^* символизируют площадь 1×1 , встроенную в «золотой» прямоугольник $1 \times \Phi$ или пристроенную к таковому, а число 1^0 отображает бисекцию квадрата 1×1 на фигуры, подобные $1 \times \Phi$ и $1 \times \Phi^2$. Иначе говоря, площадки $1 \times \varphi = (1 \times \Phi) - (1 \times 1)$ и $1 \times \Phi^2 = (1 \times \Phi) + (1 \times 1)$, где $\Phi = \varphi^{-1}$, контрсимметричны относительно площади $1 \times \Phi$, то есть отличаются от нее на $-(1 \times 1)$ и на $+(1 \times 1)$ соответственно. При этом ясно, что прямоугольные фигуры, подчиняющиеся сложению или вычитанию, на самом деле условны, то есть принадлежат геометрии, антропоморфизм которой очевиден.

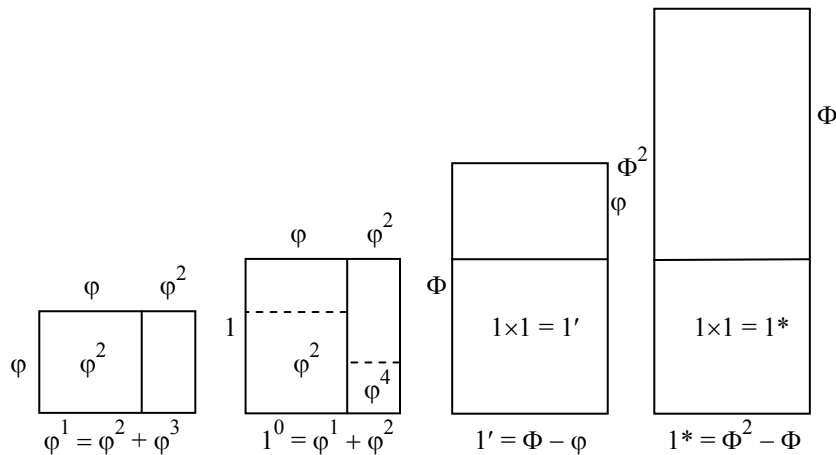


Рис. 23.

Площадь 1×1 , как показатель контрсимметрии двух площадок, определяемых числами Φ^2 и φ , отличающимися от Φ на единицу, обозначим как 1^1 . И убедимся, что «золотая» арифметика содержит число $1^2 = 2 \cdot 1^1$, интерпретируемое как удвоенная площадь 1^1 . С этой целью покажем, что «бриллиантовый» ключ $\varphi^1 = \varphi^2 + \varphi^3$, нормировка которого по φ^2 и по φ^3 выделяет масштаб 1^1 , содержит структуру с элементом, значение которого вдвое больше единичного морфизма 1^1 . (Рис. 24.)

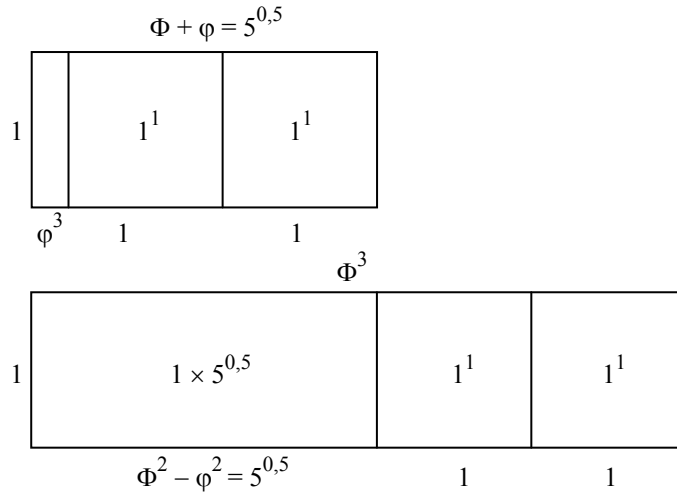


Рис. 24.

Воспользуемся вычислительными возможностями математического аппарата когнитивной арифмометрии и представим контрсимметрию чисел-площадей $\varphi = \Phi - 1^1$ и $\Phi^2 = \Phi + 1^1$ относительно $\Phi = 1,618\dots$ скалярным секстетом $\square \Phi \setminus 1^1 \setminus \varphi \setminus \Phi^2 \setminus \varphi^3 \setminus 2^1 \square$, где $\varphi^3 = \frac{\Phi - 1^1}{\Phi + 1^1}$ – число-отношение. При этом $2^1 = \Phi^2 - \varphi = (\Phi + 1^1)(1 - \varphi^3)$ и $\varphi = \frac{1^1 - \varphi^3}{1^1 + \varphi^3}$ по свойству конверсии. А так как $2^1 = (\Phi^2 - \varphi^2) - \varphi^3$, откуда $\varphi^1 = \varphi^2 + \varphi^3$, то особое число 2^1 , как и число-отклонение 1^1 , оказывается скрытым целым «бриллиантового» ключа.

А теперь контрсимметричные скаляры $\Phi^2 - 1^1$ и $\Phi^2 + 1^1$ дополним до сопряженного секстета $\square \Phi^2 \setminus 1^1 \setminus \Phi \setminus \Phi^2 + 1^1 \setminus \frac{\Phi^2 - 1^1}{\Phi^2 + 1^1} \setminus 2^1 \square$, где $2^1 = (\Phi^2 + 1^1) - \Phi = (\Phi^2 + 1^1)(1 - 5^{-0,5})$ и $5^{-0,5} = \frac{\Phi^2 - 1^1}{\Phi^2 + 1^1} = \frac{1^1 - \varphi^2}{1^1 + \varphi^2}$ – число-отношение, равное $(\Phi + \varphi)^{-1}$. При этом из $2^1 = \Phi^3 - (\Phi + \varphi)$ следует $\varphi^1 = \varphi^2 + \varphi^3$ и, значит, «бриллиантовый» ключ скрывает контрсимметрию $5^{0,5} - 2^1 = \varphi^3$ и $5^{0,5} + 2^1 = \Phi^3$ взаимно обратных чисел φ^3 и Φ^3 , таких, что $\Phi^3 - \varphi^3 = 4$. А эта контрсимметрия определяет секстет $\square \square 5^{0,5} \setminus 2^1 \setminus \varphi^3 \setminus \Phi^3 \setminus \varphi^6 \setminus 2^2 \square \square$, где $2^2 = (5^{0,5} + 2^1)(1 - \varphi^6)$. Причем в «скверной» – геометрической интерпретации «золотой» арифметики число-отклонение $2^1 = 1^1 + 1^1$ можно представить двумя квадратами единичной площади. (см. рис. 24.)

Напротив, в арифмометрическом понимании, свободном от геометрии, речь идет об особой единице $1^2 = 2 \cdot 1^1$, формально и по сути отличающейся от Диофантова морфизма 1^1 . При этом выше показано, что в физическом смысле квадроединица является единичным морфизмом множества квадроскоростей $\{E\}$, присущих явлениям упругого удара, гравитации и распространения света, если эти явления моделировать аппаратом нормировки физико-арифметических связей (АНФАС) и описывать методом арифмометрической триангуляции (МАТ).

9. Краткие итоги.

Представленные приемы математического отображения ультра-релятивностей не требуют вычислений и при посредстве «золотой» арифметики разворачивают физику лицом к биологии, обозначая новую – арифмометрическую парадигму теории движений.

В самом деле, процесс покрытия тенью или выхода на свет клеток-датчиков сетчатки глазного дна можно рассматривать или как *tracking*, или как *turning*, или как *winding*. Причем последние явления схожи и геометрически отличаются от первого характером заметания площадей свето-теневым переходом, разделяющим участки разной освещенности на объекте, отслеживаемом глазами. При этом плоско-параллельный дрейф по сенсорному полю «прямолинейного» участка границы между светом и тенью, обозначенный как *tracking*, вызывает одновременную реакцию соседних клеток-датчиков, тогда как перемещение той же границы с поворотом, сопровождающим *turning* и *winding*, предполагает другой тип

совместной работы датчиков. И не исключено, что генерируемые ими сигналы после определенного преобразования доставляют мозгу сведения о характере движения наблюдаемого объекта – равномерном или ускоренном.

10. Литература.

1. www.membrana.ru/articles/global/2002/03/20/154800.html
2. Яглом И. М. Принцип относительности Галилея и неевклидова геометрия. – М.: Наука, 1969. – 304 с.
3. Кухлинг Х. Справочник по физике. – М.: Мир, 1983. – С. 449-450.
4. Франкфурт У. И., Френк А. М. Оптика движущихся тел. – М.: Наука, 1972. – С. 14-18.
5. Голин Г. М., Филонович С. Р. Классики физической науки. – М.: Высшая школа, 1989. – С. 428-439.
6. Cherepanov O. A. Doppler-Mikhelson`s principle and a pseudoacceleration of the NASA`s spacecrafts: «Pioneer-10» and «Pioneer-11» have discovered in the perihelion space the faintly refractive medium. //Труды Конгресса-2002 «Фундаментальные проблемы естествознания и техники», ч. I. Сер. «Проблемы исследования Вселенной», вып. 24. – С.-Пб.: изд-во Санкт-Петербургского университета, 2002. – С. 470-473.
7. Черепанов О. А. О физико-механической интерпретации хроно-геометрического неравноправия инерциальных систем отсчета. Там же. – С. 452-469.
8. Голдстейн Г. Классическая механика. – М.: Наука, 1975. – С. 37-38.
9. Голин Г. М., Филонович С. Р. Классики физической науки. – М.: Высшая школа, 1989. – С. 114-116.
10. Рудицын М. Н. и др. Справочник по сопротивлению материалов. – Минск: Вышэйшая школа, 1970.