ОТФ - Общая Теория Физики.

Сорокин В.С., Ша С.В.

О! сколько нам Ошибок трудных готовит просвещенья дух,
Дальше по тексту…

Я исходил из метода В.С. Сорокина («Успехи физических наук», т.LIX, вып.2, 1956г., стр.325-362) в изложении М.А. Айзермана, МФТИ («Классическая механика», Москва, Наука, 1974г., стр.44 и далее).

Содержание

Пояснение

Суть моей работы не в решении каких-то проблем, а в объединении всех разделов физики.

Вы же знаете, что в физике есть механика, термодинамика, квантовая механика, теории относительности и т.д.

Каждый раздел начинается с постулирования своих законов. А физика должна иметь не разрозненные законы, а единые. В этой работе за исходное был взят принцип относительности Галилея, а из него с помощью дедукции получены начала всех разделов.

Рассматривается вывод законов сохранения из общих соображений (принципа относительности Галилея).
- Выводятся формулы энергии и импульса в классическом виде (уравнения (11-12), в них масса представлена как коэффициент.
- В дальнейшем рассмотрении получены новые законы сохранения, из которых вытекают формулы, похожие на каноническое распределение Гиббса (статистическая физика) (уравнение 16) и волновые свойства тел.

- Также получен потенциал Хиггса; уравнение, отличающееся от СТО Эйнштейна только экспонентой; и потенциал сильного взаимодействия Юкавы.

1 Мера движения (Сорокин В.С.)

(в изложении М.А. Айзермана «Классическая механика», Москва, Наука, 1974г., стр.44 и далее, метод В.С. Сорокина «Успехи физических наук», т.LIX, вып.2, 1956г., стр.325-362).

Наблюдая движения тел, люди издавна обращали внимание на то, что чем больше масса и скорость движущегося тела, тем более сильный эффект возникает при соударениях с другими телами. Так, например, при движении ядра его разрушающая сила тем больше, чем больше его масса и скорость; при ударе движущегося шара о неподвижный, последний приобретает тем большую скорость, чем большую скорость имел первый шар; метеорит, достигающий Земли, проникает в грунт тем глубже, чем больше масса и скорость метеорита. Эти и многие иные примеры такого рода наводят на мысль о существовании меры механического движения (короче говоря, *меры движения*) и о зависимости этой меры от скорости и массы движущегося материального объекта.

Наблюдая движение шаров до столкновения и после него, можно заметить, что если в результате столкновения движение одного из шаров «уменьшилось», то движение второго шара «увеличилось» и притом тем более, чем существеннее «уменьшилось» движение первого шара. Представляется поэтому, что хотя мера движения каждого из шаров меняется во время соударения, сумма таких мер для обоих шаров остается неизменной, т.е. что при некоторых условиях происходит «обмен движением» при сохранении меры движения в целом.

История механики связана с длительными спорами ученых о том, какая величина является мерой движения, в частности , является ли мера движения скалярной величиной или вектором. Спор этот имеет лишь исторический интерес, но именно в ходе этой дискуссии были введены две основные характеристики движения - кинетическая энергия и количество движения (импульс), которые играют центральную роль во всем построении механики. Попробуем поэтому точнее определить интуитивно введенное выше понятие о мере движения и из общих соображений выяснить некоторые свойства, которыми она должна обладать.

Будем исходить из предположения, что мерой движения материальной точки служит скалярная функция массы и скорости точки $f(m_i, \vec{v}_i)$, удовлетворяющая следующим условиям:

1° Мера движения аддитивна. Это требование означает, что мера движения системы f_c получается как сумма мер движения всех N точек, входящих в систему

$$f_c = \sum_{i=1}^{N} f_c(m_i, \vec{v}_i) \quad .$$

2° Мера движения инвариантна по отношению к повороту системы отсчета. Из этого интуитивно очевидного требования (естественно вытекающего из основных предположений о пространстве и времени) сразу следует, что мера движения не должна зависеть от положения точки, от направления ее скорости и от времени и может зависеть лишь от модуля скорости $|\vec{v}_i| = v_i$: $f = f(m_i, v_i)$.

3° Мера движения замкнутой системы материальных точек не должна изменяться при временных взаимодействиях. Временными называются взаимодействия, продолжающиеся лишь конечное время τ и не обязательно обусловленные непосредственным контактом тел. Предполагается, что за время τ меняются лишь механические характеристики материальных точек - их положения и скорости, но остаются неизменными прочие параметры, характеризующие их физические состояния - температура, электрический заряд и т.д. Понятие «временное взаимодействие» - естественное обобщение понятия «соударение». Это требование означает тогда, что мера движения всей замкнутой системы материальных точек f_c, подсчитанная до начала взаимодействия и после его окончания, должна быть одной и той же.

Разумеется, условие сохранения меры 3° должно быть инвариантно по отношению к преобразованиям Галилея. Это требование - прямое следствие принципа относительности Галилея.

Определим теперь, какой вид имеет скалярная функция, удовлетворяющая всем этим условиям.

Рассмотрим замкнутую систему, состоящую из двух материальных точек с массами m_1 и m_2. Пусть скорости этих точек относительно инерциальной системы отсчета равны v_1, v_2 в момент t (до взаимодействия) и v'_1, v'_2 - в момент $t' = t + \tau$ (после взаимодействия). Если функция $f(m_i, v_i)$ служит мерой движения, то в силу условия 3° должно выполняться равенство

$$f(m_1, v_1) + f(m_2, v_2) = f(m_1, v'_1) + f(m_2, v'_2) \qquad (1)$$

Выберем систему отсчета, движущуюся относительно исходной поступательно и равномерно со скоростью ***-u***. Эта система также инерциальна. Рассматриваемые точки имеют в ней скорости v_1+u, v_2+u в момент *t* и v'_1+u, v'_2+u в момент *t′*. В силу принципа относительности Галилея функция f должна быть мерой движения и в этой системе, т.е. должно выполняться равенство

$$f(m_1, v_1+u)+f(m_2, v_2+u)=f(m_1, v'_1+u)+f(m_2, v'_2+u) \quad (2)$$

Выберем в «старой» инерциальной системе отсчета декартову систему координат **x, y, z** так, чтобы координаты вектора ***u*** были равны (u, 0, 0), т.е. предположим, что «новая» инерциальная система движется относительно «старой» со скоростью ***-u*** вдоль оси **x**. Тогда

$$f(m, v+u)=f(m, v_x+u, v_y, v_z),$$

где $\boldsymbol{v_x}, \boldsymbol{v_y}, \boldsymbol{v_z}$ - координаты вектора ***v***, и равенство (2) принимает вид

$$f(m_1, v_{1x}+u, v_{1y}, v_{1z})+f(m_2, v_{2x}+u, v_{2y}, v_{2z})=f(m_1, v'_{1x}+u, v'_{1y}, v'_{1z})+f(m_2, v'_{2x}+u, v'_{2y}, v'_{2z}) \quad (3)$$

Разложим теперь функции, входящие в это равенство, в ряды Тейлора по степеням ***u***. Выписав лишь линейные члены и заменив многоточиями члены высших порядков, получим

$$f(m_1, v_1)+u\cdot\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_1+\ldots+f(m_2, v_2)+u\cdot\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_2+\ldots=f(m_1, v'_1)+u\cdot\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)'_1+\ldots+f(m_2, v'_2)+u\cdot\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)'_2+\ldots$$

(4)

где $\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_k$ и $\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)'_k$ (k=1, 2) условно означают производную $\frac{\partial f(m, v_x, v_y, v_z)}{\partial v_x}$ после подстановки в нее вместо $\boldsymbol{v_x}, \boldsymbol{v_y}, \boldsymbol{v_z}$ координат векторов v_1, v_2 и v'_1, v'_2 соответственно. Отбросив равные (в силу (1)) свободные члены в правой и левой частях равенства (4), разделив результат на ***u***, устремив u к нулю и отбросив члены, замененные многоточием, в пределе получим

$$\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_1+\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_2=\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)'_1+\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)'_2 \quad (5)$$

Равенство (5) имеет совершенно такую же структуру, что и равенство (1), только вместо искомой меры движения *f* в равенстве (5) стоит частная производная $\frac{\partial f}{\partial v_x}$. Но это означает, что если функция *f* удовлетворяет равенству (1), то и ее частная производная $\frac{\partial f}{\partial v_x}$ также удовлетворяет равенству (1).

Мы пришли к этому выводу, предположив, что новая инерциальная система отсчета движется вдоль оси x, т.е. что вектор ***u*** имеет координаты (u, 0, 0). Предположим теперь, что она движется относительно старой системы отсчета вдоль оси y или вдоль оси z, т.е. что вектор ***u*** имеет координаты (0, u, 0) или (0, 0, u). Дословно повторив проведенные выше рассуждения, установим, что равенству типа (1) удовлетворяют также частные производные $\frac{\partial f}{\partial v_y}$ и $\frac{\partial f}{\partial v_z}$.

Введем теперь вектор ***q*** с координатами $\frac{\partial f}{\partial v_x}$, $\frac{\partial f}{\partial v_y}$ и $\frac{\partial f}{\partial v_z}$. Каждая из этих частных производных представляет собой функцию переменных v_x, v_y, v_z и m. Поэтому вектор ***q*** является функцией переменных v_x, v_y, v_z и m, т.е. ***q*** есть вектор-функция от m и от векторного аргумента ***v***, удовлетворяющая равенству (1). Функция $q(m, v)$ аддитивна и, являясь вектором, инвариантна по отношению к повороту системы отсчета. Таким образом, опираясь только на принцип относительности Галилея, мы установили важный факт: если существует скалярная функция $f(m, v)$, удовлетворяющая условиям 1°, 2° и 3°, то существует и векторная функция ***q***, удовлетворяющая этим трем условиям, причем ***f*** и ***q*** связаны соотношениями

$$q_x=\frac{\partial f}{\partial v_x}, q_y=\frac{\partial f}{\partial v_y}, q_z=\frac{\partial f}{\partial v_z} \quad (6)$$

Теперь, исходя из принципа относительности Галилея, потребуем, чтобы равенство (5) (и аналогичные равенства для $\frac{\partial f}{\partial v_y}$ и $\frac{\partial f}{\partial v_z}$) сохранялось при преобразованиях Галилея. Легко видеть, что повторяя подобные рассуждения, но только исходя не из равенства (1), а из равенства (5) (и аналогичных равенств для $\frac{\partial f}{\partial v_y}$ и $\frac{\partial f}{\partial v_z}$), мы установим, что равенству типа (1) должны удовлетворять все вторые производные, т.е. шесть функций

$$\frac{\partial^2 f}{\partial v_x^2}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_y^2}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_z^2}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y}=\frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_x}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z}=\frac{\partial^2 f}{\partial v_z \partial v_x}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z}=\frac{\partial^2 f}{\partial v_z \partial v_y}$$

Выше было установлено, что равенства типа (1) могут быть выписаны для десяти функций, а именно для

$$f, \frac{\partial f}{\partial v_x}, \frac{\partial f}{\partial v_y}, \frac{\partial f}{\partial v_z}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x^2}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_y^2}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_z^2}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z} \quad (7)$$

По постановке задачи предполагается, что заданы массы m_1 и m_2 двух взаимодействующих точек и их скорости до взаимодействия v_1 и v_2 и что задание этих величин полностью определяет шесть неизвестных величин - проекции скоростей этих же точек после взаимодействия

$v'_{1x}, v'_{1y}, v'_{1z}, v'_{2x}, v'_{2y}, v'_{2z}$. Таким образом, десять равенств типа (1), о которых выше шла речь, составляют **систему из десяти уравнений, содержащую лишь шесть неизвестных.** Эта система уравнений должна иметь решение (и притом единственное). Ясно поэтому, что из десяти уравнений лишь шесть независимы, т.е. из функций (7) лишь шесть функционально независимы.

Функция ***f*** входит в число шести независимых, и каковы бы ни были остальные пять функций, входящих в эту шестерку, хотя бы одна вторая производная в нее не войдет - ведь среди десяти функций (7) содержится шесть вторых производных. Наши дальнейшие рассуждения не зависят от того, какая конкретно вторая производная является зависимой функцией - пусть, например, это $\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y}$, - и от того, какие конкретно пять производных входят в число шести независимых - пусть, например, это $f, \frac{\partial f}{\partial v_x}, \frac{\partial f}{\partial v_y}, \frac{\partial f}{\partial v_z}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z}$. Это означает, что существует функция

$$\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y} = F\left(f, \frac{\partial f}{\partial v_x}, \frac{\partial f}{\partial v_y}, \frac{\partial f}{\partial v_z}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z}, \frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z}\right).$$

В силу аддитивности всех рассматриваемых функций F может быть лишь линейной функцией с коэффициентами, не зависящими от искомых скоростей [1)], т.е.

$$\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y} = \alpha_1 f + \alpha_2 \frac{\partial f}{\partial v_x} + \alpha_3 \frac{\partial f}{\partial v_y} + \alpha_4 \frac{\partial f}{\partial v_z} + \alpha_5 \frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z} + \alpha_6 \frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z} \quad (8)$$

---

1) Действительно, из предыдущих рассуждений следует, что

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y}\right)_c = F\left[f, \left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_c, \left(\frac{\partial f}{\partial v_y}\right)_c, \left(\frac{\partial f}{\partial v_z}\right)_c, \left(\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z}\right)_c, \left(\frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z}\right)_c\right];$$

индекс с указывает, что функции подсчитаны для системы в целом, например: $f_c = f(m_1, v_1) + f(m_2, v_2)$, $\left(\frac{\partial f}{\partial v_x}\right)_c = \frac{\partial f(m_1, v_1)}{\partial v_{1x}} + \frac{\partial f(m_2, v_2)}{\partial v_{2x}}$.

Так как $\left(\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y}\right)_c$ тоже представляется аналогичной суммой, таким свойством должна обладать и функция F, а это возможно лишь при условии, что F линейна по всем аргументам и коэффициенты α не зависят от скоростей.

Вспоминая теперь, что в силу соображений, связанных с изотропностью пространства, функция f может зависеть лишь от модуля ***v***, т.е. имеет вид $f(m,|\vec{v}|)$, подсчитаем производные, где i, k=x,y,z,

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f(m,|\vec{v}|)}{\partial v_i} = \dfrac{\partial f(m,|\vec{v}|)}{\partial|\vec{v}|} \cdot \dfrac{\partial|\vec{v}|}{\partial v_i} = \dfrac{\partial f}{\partial|\vec{v}|} \cdot \dfrac{v_i}{|\vec{v}|} \\ \dfrac{\partial^2 f(m,|\vec{v}|)}{\partial v_i \partial v_k} = \dfrac{v_i v_k}{|\vec{v}|^2} \cdot \left(\dfrac{\partial^2 f}{\partial|\vec{v}|^2} - \dfrac{\partial f}{\partial|\vec{v}|} \cdot \dfrac{1}{|\vec{v}|} \right); (i \neq k) \\ \dfrac{\partial^2 f(m,|\vec{v}|)}{\partial v_i^2} = \dfrac{1}{|\vec{v}|} \cdot \dfrac{\partial f}{\partial|\vec{v}|} + \dfrac{v_i^2}{|\vec{v}|^2} \cdot \left(\dfrac{\partial^2 f}{\partial|\vec{v}|^2} - \dfrac{\partial f}{\partial|\vec{v}|} \cdot \dfrac{1}{|\vec{v}|} \right) \end{cases} \quad (9)$$

Здесь учтено, что $\dfrac{\partial|\vec{v}|}{\partial v_i} = \dfrac{\partial\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}}{\partial v_i} = \dfrac{v_i}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}} = \dfrac{v_i}{|\vec{v}|}$. Из равенства (9) следует, что левая часть равенства (8) содержит множитель $v_x v_y$; в то же время ни один член в правой части равенства (8) такого множителя не содержит. Поэтому, приравнивая коэффициенты при членах, содержащих $v_x v_y$ слева и справа в равенстве (8), получаем

$$\frac{\partial^2 f}{\partial|\vec{v}|^2} - \frac{1}{|\vec{v}|} \cdot \frac{\partial f}{\partial|\vec{v}|} = 0 \quad (10)$$

(здесь появляется масса)

Решением которого есть:

$$f = a(m)\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right) + b(m) \quad (11)$$

Таким образом, из требований 1°-3° вытекает, что если существует скалярная мера движения, $f(m,|\vec{v}|)$ то она имеет вид (11) и что тогда существует векторная мера движения ***q***: $q_i = 2\mathrm{a}(m) v_i$, где i = x, y, z или в векторной записи

$$\vec{q} = 2\mathrm{a}(m)\vec{v} \quad (12)$$

В классической механике нормируют ***f*** так, чтобы *b(m)=0* и *a(m)=m/2*.

2. (Продолжение Ша С.В.)

Количество возможных функций **десять**:

$$f,\frac{\partial f}{\partial v_x},\frac{\partial f}{\partial v_y},\frac{\partial f}{\partial v_z},\frac{\partial^2 f}{\partial v_x^2},\frac{\partial^2 f}{\partial v_y^2},\frac{\partial^2 f}{\partial v_z^2},\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y},\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z},\frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z} \quad (7).$$

Количество переменных $v'_{1x}, v'_{1y}, v'_{1z}, v'_{2x}, v'_{2y}, v'_{2z}$ **шесть**,

и уравнений типа (8)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_y}=\alpha_1 f+\alpha_2\frac{\partial f}{\partial v_x}+\alpha_3\frac{\partial f}{\partial v_y}+\alpha_4\frac{\partial f}{\partial v_z}+\alpha_5\frac{\partial^2 f}{\partial v_x \partial v_z}+\alpha_6\frac{\partial^2 f}{\partial v_y \partial v_z}$$ **три**.

Итак, 10-6-3=1.

Поэтому постараемся найти еще одно уравнение.

В поиске уравнений, удовлетворяющих (8), мы приравнивали члены с одинаковыми компонентами скоростей, например, $v_x v_y$.

Теперь заметим, что в третьем уравнении системы (9) есть член с v_i^2 , просуммировав по всем i={x,y,z}, сведём его к v^2 .

Таким образом получаем уравнение:

$$\sum_{i=x,y,z}\frac{\partial^2 f}{\partial v_i^2}+\alpha f=\beta \quad (13)$$

(где α, β - константы). Константа β несущественна, всегда можно сделать замену f на $f+const$, обнулив β . Поэтому будем писать 0 вместо β .

Подставив значения производных (9) в (13):

$$\frac{\partial^2 f}{\partial|\vec{v}|^2}+\frac{2}{|\vec{v}|}\cdot\frac{\partial f}{\partial|\vec{v}|}+\alpha f=\beta$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial|\vec{v}|^2}+\frac{2}{|\vec{v}|}\cdot\frac{\partial f}{\partial|\vec{v}|}+\alpha f=0 \quad (14)$$

Его решение:

$$f=C_1\cdot\frac{\exp\left(-\sqrt{-\alpha}|\vec{v}|\right)}{|\vec{v}|}+C_2\cdot\frac{\exp\left(\sqrt{-\alpha}|\vec{v}|\right)}{|\vec{v}|} \quad (15)$$

где C_1 и C_2 - константы.

Это **новая мера движения**, порождающая новый закон сохранения.

Исследуем её. Для этого внимательно посмотрим на уравнения (10) и (14) .

В одном случае можно убрать 2-ю производную, в другом 1-ю, ещё можно поиграться с коэффициентом α .

Из принципа относительности Галилея следую как законы Ньютона, так и новая мера движения. Одни законы Ньютона (и подобные им Теории Относительности Эйнштейна) — это неполная система уравнений для принципа относительности Галилея, она приводит к развалу частиц материи при столкновении и не сохраняет их материальной точечности. Только с Ньютоном материя бы распылилась по всему пространству. А вот Ньютон и новая мера движения — это уже полная система для принципа относительности Галилея, и должна обеспечивать существование частиц.

2.1 Ланграинжиан

Система уравнений (10) и (14) конечно не имеют общих решений. Но если частица пытается удовлетворить им обоим, то она стремится выбрать то место, где в этих уравнениях значения функций и их производных будут меньше всего отличаться. В идеале она выберет ту точку фазового пространства, где они совпадают.

С точки зрения математики (10) и (14) не являются системой независимых уравнений. Это, вообще, не система. Задача состоит в нахождении конечных скоростей, а их решение лежит вне областей решений (10) и (14) .Уравнения (10) и (14) получены, как функционально зависимые. Их область решения не является **пересечением** областей решений каждого отдельного. Для получения области решения исходной задачи, надо **объединить** области решения (10) и (14). (Смотри (7) и абзац пояснений дальше.)

Этим и можно пояснить вычитания и сложения уравнений (10) и (14) в гл. **2**.

Если области (10) и (14) не пересекаются. То лучше искать точки их наибольшего сближения. (А можно какие-хотите.)

Нахождение минимальной разницы уравнений (10) и (14) обосновывает принцип оптимального пути в вариационном анализе, из которого следует принцип наименьшего действия Лагранжа с его Лагранжианами. И то, что Лагранжиан равен разности кинетической и потенциальной энергий.

Рассмотрим совокупность материальных тел. Их полная мера движения представляется суммой кинетических энергий $T_{кин}=\sum_i f(|\vec{v}_i|)$ из уравнения (10). Эти тела взаимодействуют посредством частиц полей (ЧП). Чтобы не учитывать ЧП, надо выразить их действие через потенциальные поля, зависимые от радиус-векторов. Для этого введём $\vec{r}=\vec{v}*(\textit{среднее время жизни ЧП})$, и усредним $\vec{r}$ до радиус-векторов между материальными телами. Таким образом введём потенциальное поле $U_{пот}=\sum_i f(|\vec{r}_i|)$, где f берутся из уравнения (14) .

Области значений (10) и (14) не пересекаются. Чтобы можно было работать с этими уравнениями одновременно, надо найти минимальное отличие $T_{кин}$ и $U_{пот}$ на некоторой траектории движения материальных тел.

То есть найти минимум $\int_{t_{нач}}^{t_{кон}} (T_{кин} - U_{пот}) dt$, где t – время. Это и есть принцип Мопертюи-Лагранжа (наименьшего действия).

Объяснение калибровочной инвариантности:

В случае, если потенциальная энергия Uпот имеет два различных минимума значений, но в лагранжиан они дают одинаковый вклад, то можно представить один потенциал плюс разницу до второго, что будет соответствовать одному второму потенциалу. Эта разница выражается как ещё одно поле, по которому можно искать свои частицы.

2.2 Каноническое распределение Гиббса

Поищем **другие законы**, используя сохраняющиеся функции. Термодинамические потенциалы не учитывают кинетическую энергию всего объекта. То есть из общей энергии удаляют кинетическую. Попробуем действовать аналогично.

Если из уравнения (14) вычесть (10), то получим: $\frac{\partial f}{\partial |\vec{v}|} \cdot \frac{3}{|\vec{v}|} + \alpha f = 0$,

проинтегрировав его, получим:

$$f = C \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{6} \cdot |\vec{v}|^2\right) \quad (16)$$

, где С - константа. Уравнение (16) очень напоминает **статистическое распределение (каноническое распределение Гиббса)**.
Также формула (16) является решением уравнения (14) при $|\alpha| \ll 1$.

При сложении уравнений с разными коэффициентами α, получается среднее значение нового α. То есть минимальная α не может уменьшаться, а максимальная не может увеличиваться. Что обосновывает 2-й Закон Термодинамики.

Для пояснения перехода от уравнения (16) в виде динамического закона к статистическому распределению привожу цитату из:
Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - Теоретическая физика. Том 05 из 10. Статистическая физика. Часть 1, 2002г, 5-е изд.
Страница 23.

§ 3. Теорема Лиувилля
Вернемся к дальнейшему изучению свойств функции статистического распределения. Предположим, что мы наблюдаем в течение весьма длительного промежутка времени некоторую подсистему. Разделим этот промежуток времени на очень большое (в пределе — бесконечное) количество одинаковых малых интервалов, разделенных моментами времени t1, t2,... В каждый из этих моментов рассматриваемая подсистема изобразится в ее фазовом пространстве точкой (назовем эти точки A1, A2, A3...). Совокупность полученных точек распределится в фазовом пространстве с плотностью, в пределе пропорциональной в каждом данном месте значению функции распределения p(p,q), по самому смыслу последней, как определяющей вероятности различных состояний подсистемы.

Вместо того чтобы рассматривать точки, изображающие состояния одной подсистемы в различные моменты времени t1,t2,..., можно формальным образом ввести в рассмотрение одновременно очень большое (в пределе — бесконечное) число совершенно одинаковым образом устроенных подсистем 1) , находящихся в некоторый момент времени (скажем, t = 0) в состояниях, изображающихся точками A1, A2,...

1) Такую воображаемую совокупность одинаковых систем обычно называют статистическим ансамблем.

Так что необязательно статистические законы рассматривать как функции распределения — можно и как динамические.

Сохраняется сумма экспонент от v^2, и как бы не менялись v, сумма будет сохраняться. А это и приводит к распределению Гиббса.

2.3 Волновые уравнения

Как при получении Гамильтониана, из удвоенной кинетической энергии вычитают Лагранжиан, так попробуем поиграться с удвоением.
Если к уравнению (14) добавить удвоенное (10), то получим:

$$3\frac{\partial^2 f}{\partial|\vec{v}|^2}+\alpha f=0 \qquad (17)$$

Это уравнение простого осциллятора. Проинтегрировав его, получим:

$$f=C_1\cdot\sin\left(\sqrt{\frac{\alpha}{3}}|\vec{v}|\right)+C_2\cdot\cos\left(\sqrt{\frac{\alpha}{3}}|\vec{v}|\right) \qquad (18)$$

таким образом мы получили волновые уравнения, похожие на те, что используются в **квантовой механике**.
Применив разложение в ряды Фурье по координате (например, x), получим:
$f=C_1\cdot\sin\left(C_3 v_0\left(x+C_4\right)\right)+C_2\cdot\cos\left(C_3 v_0\left(x+C_4\right)\right)$
где v_0 характеристическое значение скорости, например период, если f периодическая. Что уж точно показывает волновые свойства.
Заметьте, v_0 x – это не скалярное произведение, а перемножение модуля v_0 и x как координаты.
Загоним C_4 в x. Получим:
$f=C_1\cdot\sin\left(C_3 v_0 x\right)+C_2\cdot\cos\left(C_3 v_0 x\right)$

Вспомнив как получили из (1) уравнение (5) ,можно учесть (16) и учесть, что $\frac{\alpha}{6}\cdot|\vec{v}|^2$ может выражать кинетическую энергию, а следовательно и Гамильтониан. Затем разложив в ряд Фурье по времени, и перемножив с рядом Фурье по координате получим волновое уравнение:
$C_1 e^{C_2 v_0 r - C_3 H t + C_4}$ что есть волновая функция частиц в квантовой механике. C_1 , C_2 , C_3 , C_4 — константы.
Разложение в ряд Фурье по r и по t сделано из соображений совпадения размерностей.

Взяв частные производные в одном случае по времени, а в другом по координате, получим уравнение Шрёдынгера и выражение для оператора импульса, как частной производной по координате. Выражение для импульса совпадает с Квантовой Механикой, только если Гамильтониан не зависит от координаты. В противном случае, появляется ещё производная по координате от H t.

Получаем Шрёдынгера: $\Psi = C_1 e^{C_2 v_0 r - C_3 H t + C_4}$ и $\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -C_3 H \Psi$

Для импульса: $C_2 v_0 r = C'_2 P r$ и $\frac{\partial \Psi}{\partial r} = C'_2 P \Psi - C_3 t \frac{\partial H}{\partial r} \Psi$

Здесь рассмотрен общий случай. Конкретно для квантовой механики надо использовать не просто Ψ , а комплексный квадрат $\Psi^* \cdot \Psi$. Это я объясняю с помощью теории торсионов. Там частички поля движутся по замкнутой траектории в виде тора. Создать замкнутое движение можно с помощью ещё одного поля, частицы которого радиально разлетаются от центра. Но такое поле быстро бы рассеяло всю энергию частицы-торсиона. Выход из положения возможен, если ввести дополнительное поле, которое тоже торсионное, но с каким-то сдвигом или быть слегка ассиметричным основному полю. Это новое поле должно бы взаимодействовать с основным, и наоборот. Тогда бы энергия частицы-тора не улетучивалась. Общее поведение этих полей описывалось как $\Psi^* \cdot \Psi$, где Ψ - основное поле, а Ψ^* - новое (ассиметричное). Это объяснение предложено в моей работе «02. ОТВС — Общая Теория Всех Сил»:

Иными словами, У каждой частицы должно быть два торсионных поля, чтобы частицы этих полей не улетали от центра на бесконечность и не "испарили" бы частицу. Одно поле создаёт центростремительную силу другому. И наоборот. Так как эти поля не совпадают, то приходится вводить не простой квадрат амплитуд полей, а комплексный. Комплексность объясняет сдвиг по фазе этих полей в пространстве и времени. Что обуславливает их различимость.

Этим объяснено почему волновую функцию в квантовой механике надо возводить в квадрат.

Это наводит на мысль о необходимости 2 полей в виде Электрического и Магнитного.

О! Нашёл где скрывается второе поле!
Это же наружные витки (одно поле) и внутренние в сердцевине (другое поле). Теперь и комплексная сопряжённость объясняется, и вычисление макро-параметров: почему, например, импульс — это произведение поля сердцевины на оператор импульса и на внешнее поле частицы. Просто, надо подогнать внешнее поле к внутреннему. Это и обуславливает оператор импульса в середине брекетов.

Там же предложено описывать квантовую гравитацию через $\Psi^{*2} + \Psi^2$:

- Масса тела обусловлена взаимодействием сердцевины тора и внешних витков.

- Гравитационная масса обусловлена тем же с учётом асимметрии притяжения и отталкивания.

- Для замкнутости торсионных полей требуется ещё одно такое же поле, только со сдвигом. Поэтому в обычной квантовой механике учитывают $\int \Psi^* \cdot \Psi$

А в квантовой гравитации поля Ψ^* *и* Ψ *взаимодействуют для искривления траекторий друг-друга, но на взаимодействия торсионных частиц влияют эти поля по-отдельности. То есть надо бы применять* $\int \left(\Psi^{*2}+\Psi^2\right)$ *. Подтверждением этому может быть ряд Тейлора, в котором вслед за асимметричным членом идёт симметричный (, а потом опять асимметричный и т. д.).*

Ещё одно замечание. В самом начале, когда мы вычисляли Гамильтониан, как сумму удвоенной кинетической энергии (10) и Лагранжиана (14) , то фактически к удвоенной классической кинетической энергии прибавляли потенциальную. Что прибавляли только потенциальную, то это можно объяснить через Эйнштейновский Лагранжиан (в следующем параграфе расписано), а кинетической энергии у Эйнштейна нет.
Добавление, точнее, переумножение на член $C_1 e^{-C_3 H t}$ аналогично калибровочной инвариантности. Вчастности, поэтому Гамильтониан постоянен более-менее во времени.

Кстати, неопределённость Гейзенберга и ряда Фурье доказываются одинаковым алгоритмом. Это подтверждает подход к Квантовой механике через Фурье.

2.4 СТО Эйнштейна

Из принципа относительности Галилея ограниченность скоростью света не получить. Но можно добавить нелинейность.

Например, рассмотрим случай, когда сомножитель $\frac{1}{|\vec{v}|}$ в члене $\frac{\partial f}{\partial |\vec{v}|} \cdot \frac{2}{|\vec{v}|}$ - условно постоянный, $\approx \frac{1}{|\vec{v}_0|}$, где $\vec{v}_0$ - условно постоянна**.**

Этот случай может быть обоснован тем, что частица состоит из субчастиц. Разобьём движение во времени этих субчастиц на интервалы, и предположив, что в конце каждого интервала взаимодействие отключается, а в начале следующего включается, получим случай, когда f соответствует условиям данной статьи. Упростим модель до 2-х частиц, движущихся со скоростями $\vec{v}_0 + \vec{u}$ и $\vec{v}_0 - \vec{u}$, где $\vec{v}_0$ - скорость центра масс, а $\vec{u}$ - относительная скорость.
(для краткости не будем писать знак вектора и функцию абсолютного значения, а $v \approx v_0$, где v - переменная)
Разложим в ряд Тейлора до 2-го порядка u (const):

$$f(v_0)=f(v\pm u)=f(v)\pm\frac{\partial f(v)}{\partial v}\cdot u+\frac{\partial^2 f(v)}{\partial v^2}\cdot\frac{u^2}{2}\ ;$$

$$\frac{\partial f(v_0)}{\partial(v_0)}=\frac{\partial f(v\pm u)}{\partial(v\pm u)}=\frac{\partial f(v)}{\partial v}\pm\frac{\partial^2 f(v)}{\partial v^2}\cdot u\ ;$$

$$\frac{\partial^2 f(v_0)}{\partial(v_0)^2}=\frac{\partial^2 f(v\pm u)}{\partial(v\pm u)^2}=\frac{\partial^2 f(v)}{\partial v^2}\ .$$

Подставив эти ряды Тейлора в уравнение (14) и просуммировав, получим:

$$\frac{\partial^2 f(v_0)}{\partial {v_0}^2}+\frac{2}{v_0}\cdot\frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0}+\alpha\cdot f(v_0)=0$$

$$\frac{\partial^2 f(v)}{\partial v^2}\cdot\left(1+\frac{\alpha}{2}\cdot u^2\right)+\frac{2}{v_0}\cdot\frac{\partial f(v)}{\partial v}+\alpha\cdot f(v)=0\ .$$

Отбросив члены, сопоставимые и меньше u^2, получим:

$$\frac{\partial^2 f(v)}{\partial v^2}+\frac{2}{v_0}\cdot\frac{\partial f(v)}{\partial v}+\alpha\cdot f(v)=0 \qquad (19)$$

.

Решением которого является:

$$f=const_1\cdot\exp\left(+\frac{\sqrt{1-\alpha\cdot v_0^2}}{v_0}\cdot v\right)+const_2\cdot\exp\left(-\frac{\sqrt{1-\alpha\cdot v_0^2}}{v_0}\cdot v\right) \qquad (20)$$

.Учтя $v\approx v_0$, и подставив $\alpha=\frac{1}{c^2}$, получим

$$f=const_1\cdot\exp\left(+\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right)+const_2\cdot\exp\left(-\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\right) \qquad (21)$$

,

что очень близко к формулам Эйнштейна специальной теории относительности.

Те же формулы получаются при вращении составляющих частиц со скоростями, намного большими (а не только меньшими) центра масс $|\vec{u}|\gg|\vec{v}_0|$.

Если (21) использовать в построении Лагранжиана, то, во-первых, можно не учитывать экспоненту, так как она монотонная и гладкая функция, а во-вторых, (21) входит в виде потенциальной энергии, напомним: Лагранжиан = кинетическаой энергии минус потенциальная. В этом Лагранжиане кинетическая энергия не учитывается, а учитывается только потенциальная с минусом. Из-за этого минуса искать приходится не минимум, а максимум интеграла по пути движения частицы. Это делается в «Теории поля» (смотри Ландау-Лифшица, том 2, «Теория поля»).
В параграфе "СТО Эйнштейна" получена энергия, возможно потенциальная, отличающаяся от знаменитой $E=mc^2$ экспонентой. Экспонента легко переводится в синусы/косинусы. Если учесть объяснения Лагранжиана в параграфе 2.1, то в наименьшее действие могут попасть синусы от mc^2 . Вполне возможно, что при некоторых углах разница кинетической и потенциальной энергии может быть даже меньше, чем без углов. Так может появиться знаменитая поправка Лагранжиана на $\sin(28^o)$. 28^o очень близко к 30^o , а отсюда подтверждение расположения кварков в виде правильного треугольника, как в статье "Поля и частицы". Там протон представлен правильным треугольником из кварков.

Условное постоянство v_0 объясняет почему СТО применима только для преобразования координат и слабовато для динамики.

Заметим, что расчёты производились при отключении взаимодействия субчастиц, а потому полученные формулы не нарушают принцип относительности Галилея.

Несовместимость квантовой механики (КМ) и специальной теории относительности (СТО) Эйнштейна обосновывается следующим образом: Лагранжиан в КМ содержит только кинетический член, а вся СТО - это выражение всей материи через потенциальную энергию. Вот и получается, раз Лагранжиан = кинетической энергии - потенциальная энергия, то раз Лагранжиан КМ = только кинетической энергии, а у меня это exp(импульс * координата), Гамильтониан постоянен и его можно не учитывать.
А Лагранжиан СТО = - потенциальная энергия. То есть = -exp(mc^2).

И чистая кинетическая энергия несовместима с чистой потенциальной.

То КМ несовместима с СТО.

Скорость ограничена скоростью света только для сложных объектов. Которые из чего-то состоят. Как ядро из протонов и нейтронов, как протоны

и нейтроны из кварков и т.д.
А вот простые частицы должны легко преодолевать скорость света. Этим и Гиперинфляцию можно объяснить, когда шло расширение Вселенной с огромнейшей скоростью. Намного большей скорости света.

2.5 Обоснование КЭД и КТП

(КЭД — Квантовая ЭдектроДинамика, а КТП — Квантовая Теория Поля.)

Для расширения Квантовой Механики до СТО Эйнштейна надо как-то подставить уравнение (21) в Лагранжиан. (Обозначим правую часть этого уравнения, как Э.) Заметим, что при малых скоростях v , экспонента у Э близа к $1 \pm \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} = 1 + const\, T_{кин}$,где $T_{кин}$ - кинетическая энергия. Но Э — это описание не кинетической энергии, а потенциальной, и массу из неё не получишь. Поэтому Э — ряд Тейлора от $T_{кин}$ при m=0. Получается ряд взаимодействующих виртуальных частиц. Представим полную потенциальную энергию как Э + $U_{пот}$, а $T_{кин}$ (при m # 0) = 0. В этом случае, чтобы частицы удовлетворяли и Э, и $U_{пот}$ надо взять минимум от Э - $U_{пот}$, поскольку решения для Э и $U_{пот}$ разные.

Тогда получим Лагранжиан L = Э — $U_{пот}$.

Но Э — это определённый ряд Тейлора от $T_{кин}$ при m=0. Получаем ряды рождения и аннигиляции виртуальных частиц. (сразу заметим, что эти ряды сходятся, так как порождены экспонентами в уравнении (21) и не надо мучиться, как в КЭД и КТП.)

Поскольку в (21) две экспоненты с аргументами различных знаков, то получаются как частицы, так и античастицы; и их рождение и гибель как до, так и после начала взаимодействия.

Этим обосновывается КЭД и КТП.

Если хотите рассчитать массу своей частицы, то возьмите Лагранжиан:
L = $T_{кин}$(при m#0) – (Э + $U_{пот}$), но не забудьте поменять знак у Э.

2.6 Потенциал Юкавы сильного взаимодествия

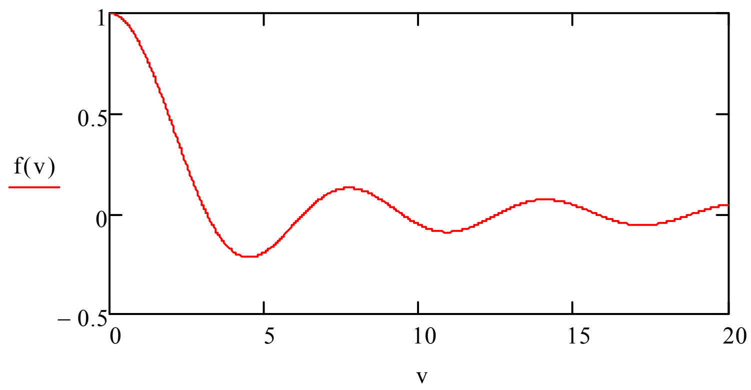
Если умножить время жизни пиона на его скорость, то получим расстояние **r** взаимодействия нуклонов. Его потенциал получается заменой скорости **v** на **r** в первом слагаемом уравнения (15)

$$f = const \cdot \frac{\exp(-\sqrt{-\alpha}\, r)}{r} \qquad (22)$$

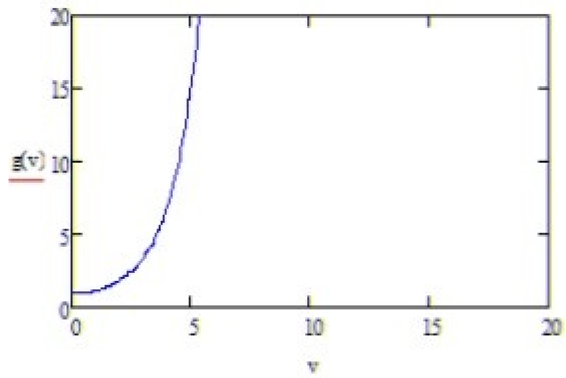
Это в точности совпадает с потенциалом Юкавы.

2.7 Графики уравнения (15)

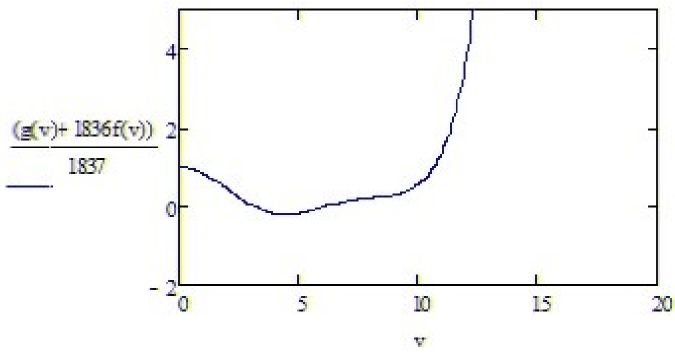
при:
a=1, f(0)=1, f '(0)=0



при:
a= -1, g(0)=1, g'(0)=0



Сложим эти два графика с коэффициентами, пропорциональными массам электрона и протона: (g(v)+1836*f(v))/1837 :



(это напоминает потенциал Хиггса). Если учесть время жизни Хиггсона, то скорость на графике преобразится в радиус действия. И не надо никаких скалярных полей (новых эфиров). Всё определяется внутренней структурой

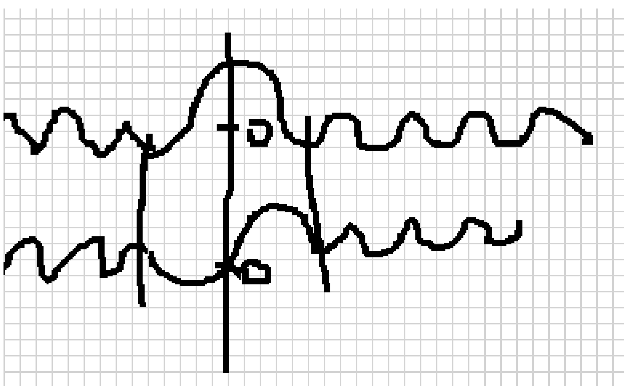
элементарных частиц. В данном случае, протоном и электроном. И отсюда следует, что никакого Хиггсона нет. Такое тоже бывает. Нет же частиц у термо-динамического распределения.
А раз бозона Хиггса нет, то эта функция должна быть не потенциальной энергией от r, а кинетической от v. Должен быть минимум в кинетической энергии не только при v=0.

Короче, я не знаю как объяснить, ощущение такое, что частица есть, а на самом деле её нет. Это частица-шутка.
Ну, действительно, если бы Хиггсон был бы частицей, то нужно было бы время на его рождение, действие и распад. Кинетические процессы бы были дискретными и дёргаными. Масса бы дёргалась. И как следствие, не выполнялся бы принцип относительности Галилея, с чего всё и начиналось.

Друзья!
Вышло окрытие в расчётах по квантовой механике, подтверждающие мой метод получения Поля Хиггса: https://nplus1.ru/news/2023/03/15/EDFT
Фергут зехдойрлинг!

А из уравнения (15) следует, что в ноле скорости теряется ноль функции, если бы она была строго периодична. Это можно интерпретировать, как потерю π по фазе. В волновой функции это интерпретируется как спин 1/2. А бозоны получаются в виде производных, и у них потери уже 2π, и спин равен 1.

На верхнем графике фермион, а на нижнем бозон как его производная:



Почему фермионам со спином ½ приходится делать 2 оборота для полного возвращения в исходное состояние показано на рисунке. За один оборот центральный максимум превращается в минимум и из-за сдвига фаз максимумы переходят в минимумы, а спин +1/2 в -1/2.

Если рассматривать не 2, а 3 и более частиц, то ничего существенного в 3-х мерном пространстве не получается. При 3-х частицах получается 4 слагаемых вида (15) с 4-мя константами. При столкновении большего числа частиц, таких составляющих будет ещё больше, но общей вид их будет тот же.

О размерности пространства. Когда получали уравнение (14) из (9) и (13) , то в n-мерном пространстве получилось бы уравнение:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial |\vec{v}|^2} + \frac{n-1}{|\vec{v}|} \cdot \frac{\partial f}{\partial |\vec{v}|} + \alpha f = 0$$

И для получения Гамильтониана, как при выводе «2.3 Волновые уравнения», пришлось бы из n-1 кинетической энергии вычитать Эйнштейновский Лагранжиан. А поскольку у нас везде n-1 равно 2, то пространство 3-х мерно. (Правда барахлит немного потенциальная энергия, но она и в СТО барахлит.)

Ещё, если взять n не равным 3, то абсолютно не получается СТО Эйнштейна, Квантовая механика и распределение Гиббса.

Не помню кто, но кто-то из мудрых сказал, что вся потенциальная энергия должна свестись к кинетической. Вот она и свелась.

Похоже вне вселенных пространство заполнено какой-то материей, возможно эфиром. Вот вселенные и вбирают в себя эту материю и перерабатывают через «Большие Взрывы», Схлапывания и Взрывы. Может это Остатки от других вселенных, а может всегда так было.

Вывод: Если всё получается из Принципа Относительности Галилея, то почему он так важен?

А важен он потому, что Пространство одинаково во всех направлениях и при любых скоростях. Оно и неограниченно ничем. Следовательно Пространство — это Пустота. А, как мелочь, это доказывает, что никакого эфира нет.

Также уравнение (15) может иметь бесконечное значение при нулевом значении v. Это может объяснить с одной стороны гиперинфляцию, когда при «Большом Взрыве» скорость разлёта стала огромной; а с другой стороны принцип неопределённости Гейзенберга в квантовой механике, когда частица не может покоиться (то есть когда импульс и координата одновременно определены). Есть ещё третий случай, когда при нулевой скорости уравнение (15) может иметь отрицательное бесконечное значение, тогда всё может остановиться и слипнуться в точку.

Рассмотрим полное уравнение (14) $\frac{\partial^2 f}{\partial |\vec{v}|^2}+\frac{2}{|\vec{v}|}\cdot\frac{\partial f}{\partial |\vec{v}|}+\alpha f=\beta$ при $\alpha=0$.

Его решение: $f=const_1\left(\frac{1}{|\vec{v}|}+2\beta|\vec{v}|\right)+const_2$.

2.8 Вращение и анизотропия пространства

На самом деле, тут нужно понимание времени, а этого даже в математике пока нет.