

ЕДИНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Тема: Единая теория поля

Задача: создать единую самосогласованную теорию, объединяющую теорию гравитации и теорию поля.

Обозначения: E_0 – энергия покоя, E – энергия, m_0 – масса покоя, m – кинетическая составляющая массы, v – скорость, u – проекция скорости объекта вдоль оси системы координат, ν – скорость объекта, ν – частота колебаний, τ – период колебаний, λ – длина волны.

ЧАСТЬ 1.

Введем разделение понятий, в применении термина «кинетическая энергия», при ее вычислении методами классической и релятивистской физики:

Кинетическую энергию частицы, будем считать равной $W_K = \frac{mv^2}{2}$. А для энергии, рассчитанной релятивистским уравнением: $T = E - E_0$, используем наименование «энергия движения».

Допустим, в момент времени t_0 , произвольная частица, покоится относительно неподвижной четырёхмерной системы координат (x, y, z, t) : $v_0 = 0$, $p_0 = 0$, $E_0 = m_0C^2$.

В момент времени t_1 , объекту сообщается определенный импульс $p_1 \neq 0$, разгоняющий его до скорости $v = u_x$, вдоль оси x , системы координат. Энергия частицы, принимает значение: $E = \sqrt{(E_0^2 + (mv)^2)}$.

Первоначальная задача состоит в том, чтобы определить разность в значениях, энергии движения T , и кинетической энергии W_K , данной частицы.

Задача 1. Найти: $T - W_K$.

Решение: вычислим сумму $m_0C^2 + \frac{mv^2}{2}$. Здесь: $m_0C^2 = m\sqrt{(C^2 - v^2)}$.

$$\text{Соответственно: } m_0C^2 + \frac{mv^2}{2} = mC\sqrt{(C^2 - v^2)} + \frac{mv^2}{2} = \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2}.$$

$$\text{Выделим итоговую формулу: } m_0C^2 + \frac{mv^2}{2} = \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2}.$$

$$\text{Добавим в правую часть уравнения, выражение: } mC^2 - \frac{mC^2}{2} - \frac{mC^2}{2} = 0.$$

$$\text{Тогда: } m_0C^2 + \frac{mv^2}{2} = \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2} + mC^2 - \frac{mC^2}{2} - \frac{mC^2}{2}.$$

$$\text{Перераспределим, члены уравнения по группам: } m_0C^2 + \frac{mv^2}{2} = \left(\frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2} - \frac{mC^2}{2}\right) + \left(\frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} - \frac{mC^2}{2}\right) + mC^2.$$

$$\text{Здесь: } \frac{mv^2}{2} - \frac{mC^2}{2} = -mC\sqrt{ii}.$$

$$\text{Значит: } \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2} - \frac{mC^2}{2} = \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} - mC\sqrt{ii} = \frac{m\sqrt{(C^2 - v^2)}(C - \sqrt{(C^2 - v^2)})}{2}$$

$$\text{Так же здесь: } \frac{mC\sqrt{(C^2 - v^2)}}{2} - \frac{mC^2}{2} = -\frac{mC\sqrt{(C - \sqrt{(C^2 - v^2)})}}{2}$$

$$\text{Значит: } \left(\frac{mC\sqrt{(C^2-v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2} - \frac{mC^2}{2} \right) + \left(\frac{mC\sqrt{(C^2-v^2)}}{2} - \frac{mC^2}{2} \right) = \\ \frac{m\sqrt{(C^2-v^2)}(C-\sqrt{(C^2-v^2)})}{2} - \frac{mC\sqrt{(C^2-v^2)}(C-\sqrt{(C^2-v^2)})}{2} = -m\dot{v}\dot{v}$$

$$\text{В этом случае, уравнение принимает вид: } m_0C^2 + \frac{mv^2}{2} = \left(\frac{mC\sqrt{(C^2-v^2)}}{2} + \frac{mv^2}{2} - \frac{mC^2}{2} \right) + \left(\frac{mC\sqrt{(C^2-v^2)}}{2} - \frac{mC^2}{2} \right) + mC^2 = -m\dot{v}\dot{v} + mC^2.$$

$$\text{Перераспределим члены уравнения: } m\dot{v}\dot{v} = mC^2 - m_0C^2 - \frac{mv^2}{2} = T - W_K.$$

Обозначим выражение: $C - \sqrt{(C^2 - v^2)}$, термином v_{SK} .

$$\text{Тогда: } T - W_K = W_{SK} = \frac{mv_{SK}^2}{2}, \text{ где соответственно: } v_{SK} = C - \sqrt{(C^2 - v^2)}.$$

Последнее уравнение, позволяет произвести разбиение энергии частицы, на три взаимно пропорциональные части – энергию покоя, кинетическую энергию и рассчитанную разность W_{SK} : $E = m_0C^2 + \frac{mv^2}{2} + \frac{mv_{SK}^2}{2}$.

Для обозначения энергии W_{SK} , введем термин «субкинетическая энергия».

ФОРМУЛА 1(1) a) $E = E_0 + W_K + W_{SK}$ b) $W_{SK} = \frac{mv_{SK}^2}{2}$ c) $[v_{SK}] = C - \sqrt{(C^2 - v^2)}$
--

Здесь v_{SK} – некий вектор скорости, присущий субкинетической энергии. Никаких данных о том, каким образом, может проявляться движение на векторе v_{SK} , на данном этапе не имеется.

Тем не менее, указанный вектор, сочтем именно вектором скорости (v_{SK} – субкинетическая скорость). Из полученных компонент, выведем соответствующую проекцию импульса: $p_{SK} = mv_{SK}$ (p_{SK} - субкинетический импульс) и найдем ее значение:

Задача 1(2): Найти – p_{SK} . Решение: $W_{SK} = E - E_0 - W_K$, где $W_K = \frac{mv^2}{2} = \frac{(E^2 - E_0^2)}{2E}$.

$$\text{Поэтому: } W_{SK} = E - E_0 - \frac{(E^2 - E_0^2)}{2E} = \frac{(2E^2 - 2EE_0 - E^2 + E_0^2)}{2E} = \frac{(E^2 - 2EE_0 + E_0^2)}{2E} = \dot{v}\dot{v}$$

$$\text{Здесь: } p_{SK}^2 = 2mW_{SK}, \text{ где: } m = \frac{E}{C^2}. \text{ Значит: } p_{SK}^2 = 2E\dot{v}\dot{v} = \frac{(E^2 - E_0^2)}{2E}$$

$$\text{Значит: } p_{SK} = (E - E_0)/C = mC - m_0C.$$

Полученное уравнение, устанавливает пропорциональность субкинетического импульса: p_{SK} и разности энергий: $\Delta E = E - E_0$, где: $p_{SK} = \Delta E/C = T/C$.

ФОРМУЛА 1(2). $[p_{SK}] = mC - m_0C$ $[p_{SK}] = T/C$

Задача 1(3): найти отношение субкинетической $W_{СК}$, к кинетической энергии W_K . Решение: $p_{СК}^2 = (mC - m_0C)^2$, значит: $W_{СК} = \frac{p_{СК}^2}{2m} = \frac{m^2 C^2 (1 - \frac{v^2}{C^2})}{2m} = \frac{m C^2 (1 - \frac{v^2}{C^2})}{2}$

Добавим в уравнение, новый множитель: $1 = \frac{m+m_0}{m+m_0}$, тогда получим: $W_{СК} = \frac{(mC - m_0C)(mC - m_0C)(mC + m_0C)}{2m(mC + m_0C)}$, где: $(mC - m_0C)(mC + m_0C) = ((mC)^2 - (m_0C)^2) = (mv)^2$ и где: $\frac{(mv)^2}{2E} = \frac{mv^2}{2}$.

$$\text{Значит: } \frac{(mC - m_0C)(mC - m_0C)(mC + m_0C)}{2m(mC + m_0C)} = \left(\frac{mv^2}{2}\right) \frac{mC - m_0C}{mC + m_0C} = W_K \frac{m - m_0}{m + m_0}$$

ФОРМУЛА 1(3).

$$W_{СК} = W_K \frac{m - m_0}{m + m_0}$$

Задача 1(4): найти значение субкинетической скорости $v_{СК}$. Решение: из уравнения: $\frac{m v_{СК}^2}{2} = \left(\frac{mv^2}{2}\right) \frac{m - m_0}{m + m_0}$, следует: $v_{СК} = \pm v \sqrt{\frac{m - m_0}{m + m_0}}$

ФОРМУЛА 1(4).

$$\text{а) } v_{СК} = \pm C(m - m_0)/m.$$

$$\text{б) } v_{СК} = \pm (C - \sqrt{C^2 - v^2})$$

$$\text{с) } v_{СК} = \pm v \sqrt{\frac{m - m_0}{m + m_0}}$$

Разделение энергии движения, на кинетическую и субкинетическую энергию, обеспечивает возможность правомерного применения, уравнения $W_K = \frac{mv^2}{2}$, не только в классических, но и в релятивистских уравнениях.

В подобных расчетах, кинетическая энергия, уже перестает рассматриваться, в качестве результата округления релятивистского уравнения: $T = E - E_0 = \frac{m v_T^2}{2}$.

И является самостоятельным видом энергии – составляющей частью энергии движения: $W_K = \frac{mv^2}{2}$, $T = \frac{m v_T^2}{2}$, при $v \neq 0$. $W_K \neq T$

Исследуем, еще одно выражение: $m_0C^2 = E\sqrt{1 - \frac{v^2}{C^2}}$, где соответственно: $m_0C = mC\sqrt{C^2 - v^2}$. Пусть: $\sqrt{C^2 - v^2} = v_{ПOT}$. В этом случае, импульс m_0C , может быть разделен на множители: m – кинетическую составляющую массы, и $v_{ПOT}$ – соответствующую проекцию скорости ($v_{ПOT}$ – потенциальная скорость): $m_0C = mv_{ПOT}$. Это второй тип скорости (после субкинетической), для которого не определена система координат, в рамках которой осуществляется данный тип движения. Обозначим данный тип скорости, термином «потенциальная скорость».

ФОРМУЛА 1(5).

- а) $[v_{\text{ПОТ}}] = m_0 C / m$
 б) $v_{\text{ПОТ}} = \pm \sqrt{C^2 - v^2}$

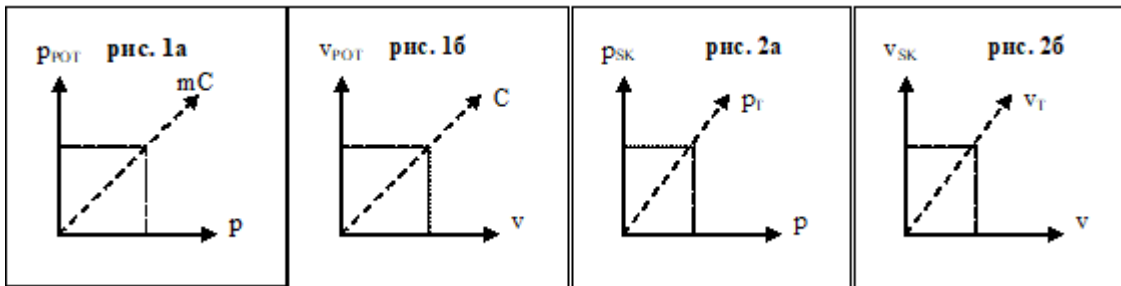
Введем так же, компоненту энергии: $W_{\text{ПОТ}} = \frac{m v_{\text{ПОТ}}^2}{2}$. Из формулы 1(5), выводим:

$\frac{m v_{\text{ПОТ}}^2}{2} + \frac{m v^2}{2} = \frac{E}{2}$. Логично, так же, что: $v_{\text{СК}} + v_{\text{ПОТ}} = C$ (где $v_{\text{ПОТ}} = \sqrt{C^2 - v^2}$, $v_{\text{СК}} = C - \sqrt{C^2 - v^2}$). Значит: $m v_{\text{СК}} + m v_{\text{ПОТ}} = m C$.

ФОРМУЛА 1(6).

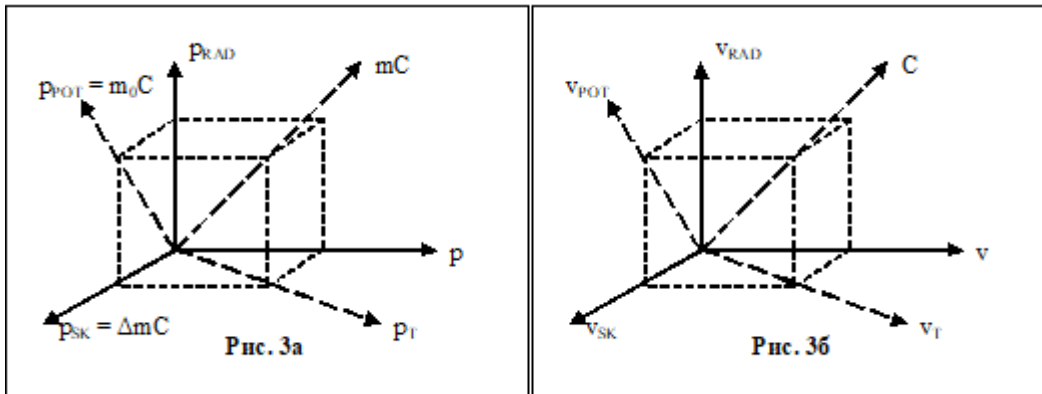
- а) $v_{\text{СК}} + v_{\text{ПОТ}} = \pm C$
 б) $p_{\text{СК}} + p_{\text{ПОТ}} = \pm m C$
 в) $W_{\text{К}} + W_{\text{ПОТ}} = \frac{E}{2}$

Произведём, описание импульсов: p , $p_{\text{ПОТ}}$ (рис.1а), и p , $p_{\text{СК}}$ (рис.2а), на системе декартовых координат. Здесь, проекции $p_{\text{ПОТ}}$ и $p_{\text{СК}}$, рассматриваются, как функции $f(p)$, динамического импульса p . Все описанные вектора, могут быть сокращены, на общий множитель: m , что приведёт к созданию подобных фигур, на плоскости - описывающих соотношение скоростей: динамической v и потенциальной $v_{\text{ПОТ}}$ (рис. 1б), а также динамической v и субкинетической $v_{\text{СК}}$ (рис.2б). Где функциями $f(v)$, выступают переменные: $v_{\text{ПОТ}}$ и $v_{\text{СК}}$.



Образующиеся на рисунках 2а и 2б, вектора: p_T – импульс движения, и v_T – движущая скорость, являются составляющими энергии движения $T = \frac{m v_T^2}{2} = W_{\text{К}} + W_{\text{СК}}$, $v_T = \sqrt{v^2 + v_{\text{СК}}^2}$.

Обе системы координат (рис. 1 и 2), взаимосвязаны, общей абсциссой p (или v), которая позволяет, объединить их, в трёхмерную координатную систему (рис.3).



Примечательными в полученных системах координат, являются вектора v_{RAD} – радиальная скорость и p_{RAD} – радиальный импульс, являющиеся асимптотами данных систем.

Задача 1(5): найти p_{RAD} . Решение:

Поскольку: $p_{RAD}^2 = p_{POT}^2 - p_{SK}^2 = (m_0 C)^2 - \left(\frac{T}{C}\right)^2 =$
 $(m_0 C^2 - T) \frac{(m_0 C^2 + T)}{C^2}$, где: $m_0 C^2 + T = E$, то: $p_{RAD}^2 = m(m_0 C^2 - T)$.

ФОРМУЛА 1(7).

- a) $v_{RAD} = \pm \sqrt{(v_{POT}^2 - v_{SK}^2)}$
- b) $v_{RAD} = \pm \sqrt{(C^2 - v_T^2)}$
- c) $p_{RAD}^2 = m(m_0 C^2 - T)$

ФОРМУЛА 1(8).

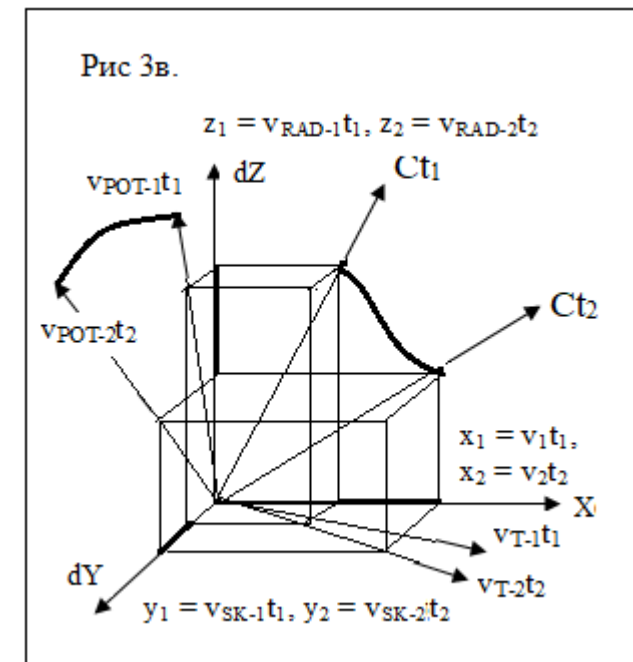
- a) $W_K + W_{SK} + W_{RAD} = \frac{E}{2}$
- b) $C = \sqrt{(v^2 + v_{SK}^2 + v_{RAD}^2)}$

Из системы уравнений: $\frac{m v_T^2}{2} = \frac{E}{2} - \frac{m v_{RAD}^2}{2}$ и $\frac{m v_T^2}{2} + m_0 C^2 = E$, находим: $E = m_0 C^2 +$
 $\frac{E}{2} - \frac{m v_{RAD}^2}{2}$. Следовательно: $E - \frac{E}{2} + \frac{m v_{RAD}^2}{2} = m_0 C^2$ и значит: $\frac{E}{2} + \frac{m v_{RAD}^2}{2} = m_0 C^2$.

ФОРМУЛА 1(9)

- a) $\frac{E}{2} = T + W_{RAD}$
- b) $\frac{E}{2} = E_0 - W_{RAD}$

Добавим, к графику движения на рис. 3б, временную компоненту. Для чего умножим все вектора скоростей, присущие данной схеме, на произвольные моменты времени t_1 и t_2 , где $t_1 \neq t_2$ (рис. 3 в).

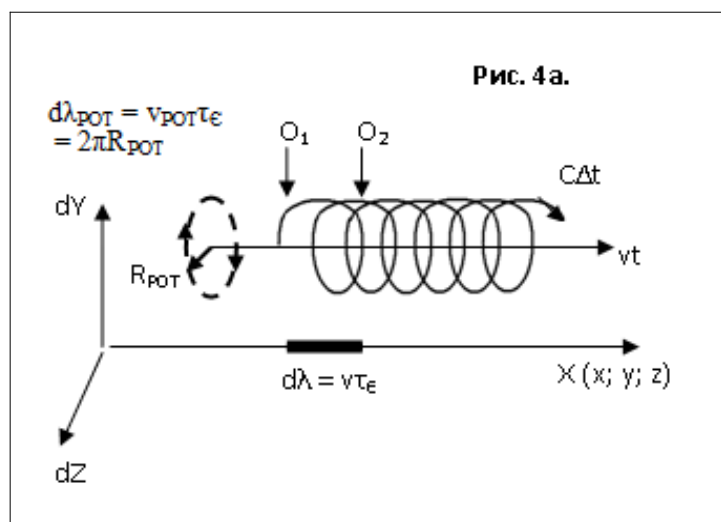


Полученный в итоге преобразования график, будет описанием некоего перемещения на системе координат, за установленные интервалы времени.

Проведенный жирной линией отрезок, между отдаленными вершинами призм (точками Ct_1 и Ct_2), определяет пройденное расстояние на данной системе. А его проекции – перемещение на осях: X; dY; dZ.

Интерес, на приведенной системе координат, представляет проекция $v_{\text{ROT}}t$, в частности, характер ее изменений, в установленные периоды времени t_1 и t_2 . Здесь: $v_{\text{ROT}}\Delta t = \sqrt{((C\Delta t)^2 - (v\Delta t)^2)}$, где: $(v\Delta t)^2 = (v_x\Delta t)^2 + (v_y\Delta t)^2 + (v_z\Delta t)^2$. Поэтому, уравнение можно записать в форме: $v_{\text{ROT}}\Delta t = \sqrt{((C\Delta t)^2 - (\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2))} = s$, где: s – интервал между событиями. Следовательно: $v_{\text{ROT}} = \text{const}$. Последнее условие состоятельно лишь в том случае, если движение на координатной системе $(X; dY; dZ)$, описывается Лоренцевой метрикой, а общая траектория движения $C\Delta t = C(t_2 - t_1)$ – имеет форму спирали (рис. 4а).

Установим положение системы координат $(X; dY; dZ)$, в реальном четырехмерном пространстве-времени.



Для начала, рассмотрим вопрос, с позиций специальной теории относительности – допустим, что перемещение объекта, в системе координат $(X; dY; dZ)$, описывает движение материальной точки, в искривленном пространстве Минковского.

Тогда, импульс частицы на оси X , системы координат $(X; dY; dZ; t)$, соответствует значению: mv . Импульс на площади $(dY; dZ)$, равен: $m_0C = mv_{\text{ROT}}$.

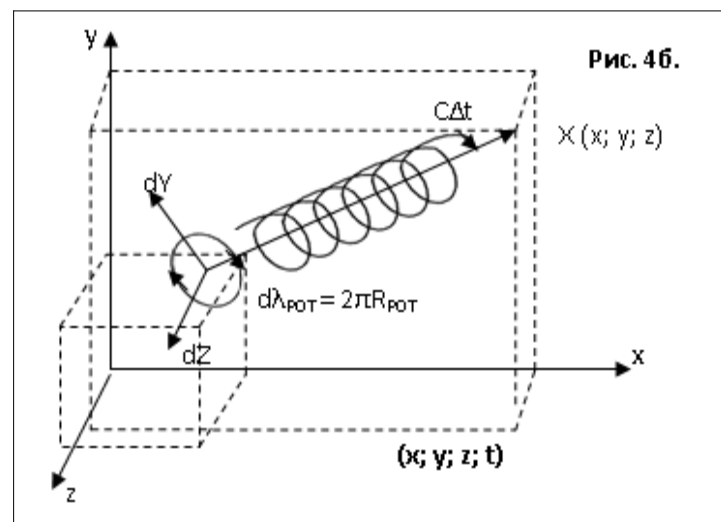
Следовательно, энергетическая составляющая импульса, равняется: $mC^2 = \sqrt{((mv_{\text{ROT}})^2 + (mv)^2)}$.

На основании уравнения 1 (8), произведем расчет энергии ϵ , требуемой для движения по описываемой траектории: $\epsilon = \frac{mv_{\text{ROT}}^2}{2} + \frac{mv^2}{2} = \frac{mC^2}{2}$, где: $\epsilon < E$. что в два раза меньше количества энергии, которой обладает частица в действительности.

Из чего следует, что специальная теория относительности, либо неполноценно описывает движения корпускулярных объектов, либо описывает неверно.

Рассмотрим альтернативный вариант решения.

Предположим, что движение материальной точки в пространстве, описываемое перемещением вдоль оси X , системы координат $(X; dY; dZ; t)$, соответствует осям: x, y, z системы координат четырехмерного пространства-времени $(x; y; z; t)$ – являющимися проекциями данного вектора: $X = \sqrt{(x^2 + y^2 + z^2)}$.



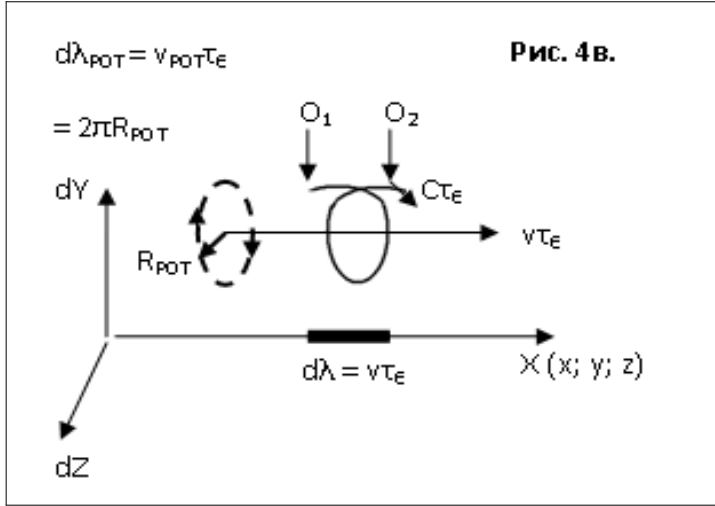
Движение на плоскости $(dY; dZ)$, сводится к циклическому движению по замкнутой окружности, высотой R_{ROT} , для обозначения которой, введем термин «волновой радиус».

Циклическое движение – это атрибут колебательных процессов, свойственных волновому, а не корпускулярному состоянию частицы.

Соответственно, график движения по траектории $C\Delta t$, описывает перемещения объекта в волновом состоянии.

По аналогии с линиями напряженности электромагнитного поля, существование энергетических волн, движущихся не прямолинейно, а по спиральной траектории – вполне допустимо. Но такое возможно лишь при условии, что подобные волны, являются линиями напряженности некоего силового поля, в состав которого, они входят.

Постановка задачи в таком виде, снимает первоначальный вопрос об определении системы координат, в которой осуществляется движение по скоростным



векторам: V_{SK} , V_{RAD} , V_{POT} , V_T .

В описанных случаях, координатная система $(X; dY; dZ; t)$, проявляется, как график, описывающий траекторию движения волны, вписанный в четырехмерную пространственно-временную систему координат $(x; y; z; t)$.

Где движение волны, по кривой $C_{\Delta t}$, определяет траекторию её движения, а движение на отрезке $\Delta X (x; y; z) = v\Delta t$ – её перемещение в пространстве (рис. 4б).

Причем, движение в том или ином направлении траектории, обеспечивается соответствующим импульсом и энергией.

Длина волны, на системе координат на рис. 4а, соответствует длине одного витка спирали $C_{\Delta t}$ – то есть $\lambda_{волн} = \lambda_c = C_{\tau_\epsilon}$ (где: τ_ϵ – период одного колебания).

Ее проекция на плоскости $(dY; dZ)$, равна длине окружности, обрисованной волновым радиусом: $d\lambda_{ROT} = v_{ROT}\tau_\epsilon = 2\pi R_{ROT}$. А проекция на оси $X (x; y; z)$ – динамической длине волны: $d\lambda = v\tau_\epsilon$ (расстояние между точками O_1 и O_2 данной оси) (рис. 4в).

Период колебания волны τ_ϵ и ее волновой радиус R_{ROT} , взаимосвязаны системой уравнений: $\tau_\epsilon = \frac{2\pi R_{ROT}}{v_{ROT}}$; $R_{ROT} = \frac{\tau_\epsilon v_{ROT}}{2\pi}$; где обе переменные – τ_ϵ и R_{ROT} , являются неизвестными.

Количество энергии ϵ , требуемое для перемещения волны, вдоль осей $X (x; y; z)$, dY и dZ системы координат, равно: $\epsilon = \frac{mv_{ROT}^2}{2} + \frac{mv^2}{2} = \frac{mC^2}{2}$. Это значит, что в исследуемом процессе движения, участвует не вся релятивистская энергия частицы, а лишь ее определенная часть: $\epsilon < E$.

Намеренно проигнорируем напрашивающийся метод решения задачи, посредством применения уравнения: $\epsilon = h\nu_\epsilon$, где: h – постоянная Планка, ν_ϵ - частота колебаний.

Зависимость энергии МГВ, от частоты ее колебаний, установим системой уравнений: $m_0C = mv_{ROT}$, $v_{ROT}\tau_\epsilon = \sqrt{(C\tau_\epsilon)^2 - (v\tau_\epsilon)^2}$.

Для состояния покоя частицы: $m = m_0$, установим период колебаний: $v_{ROT}\tau_{\epsilon-0} = \sqrt{(C\tau_{\epsilon-0})^2 - (v_0\tau_{\epsilon-0})^2}$, где: $v_0 = 0$.

Значит: $v_{ROT}\tau_{\epsilon-0} = C\tau_{\epsilon-0}$.

Определим интервал между событиями, между состояниями частицы, покоящейся в момент времени t_0 , и движущейся в момент времени t : $s = \sqrt{(C\tau_\epsilon)^2 - (v\tau_\epsilon)^2} = \sqrt{(C\tau_{\epsilon-0})^2 - (v_0\tau_{\epsilon-0})^2}$, где: $\sqrt{(C\tau_{\epsilon-0})^2 - (v_0\tau_{\epsilon-0})^2} = C\tau_{\epsilon-0}$.

Значит: $C\tau_{\epsilon-0} = \sqrt{((C\tau_{\epsilon})^2 - (v\tau_{\epsilon})^2)}$, что преобразуется в уравнение: $\tau_{\epsilon-0} = \tau_{\epsilon}(1 - \frac{v^2}{C^2})$, а

также: $\tau_{\epsilon} = \frac{\tau_{\epsilon-0}}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$

Обратим внимание, что изменения энергии волны, происходит пропорционально изменению ее частоты: $\epsilon = \frac{\epsilon_0}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$, $\tau_{\epsilon} = \frac{\tau_{\epsilon-0}}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$, где: $E \sim \tau_{\epsilon}$.

Свяжем, данные характеристики, коэффициентом пропорциональности: $\epsilon = k_{\epsilon}\tau_{\epsilon}$, где k_{ϵ} – гравитационно-волновая постоянная.

Тогда: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{\tau_{\epsilon} v_{\text{ПОТ}}}{2\pi}$.

Последнее уравнение: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{\tau_{\epsilon} v_{\text{ПОТ}}}{2\pi}$., исследуем более подробно, где: $\tau_{\epsilon} = \frac{E}{2k_{\epsilon}}$.

Поскольку: $E = \frac{E_0}{(1 - \frac{v^2}{C^2})} = \frac{E_0 C}{(C^2 - v^2)}$, то: $\tau_{\epsilon} = \frac{E_0 C}{2k_{\epsilon}(C^2 - v^2)}$.

Так же здесь: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{\tau_{\epsilon} v_{\text{ПОТ}}}{2\pi}$, где: $v_{\text{ПОТ}} = \sqrt{(C^2 - v^2)}$.

Значит: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{E_0 C (C^2 - v^2)}{4\pi k_{\epsilon} (C^2 - v^2)} = \frac{E_0 C}{4\pi k_{\epsilon}}$, где: k_{ϵ} , π , C – постоянные величины.

Формула 1(10)

а) $\epsilon = k_{\epsilon}\tau_{\epsilon}$

б) $R_{\text{ПОТ}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_{\epsilon}}$

с) $R_{\text{ПОТ}} = \frac{\epsilon_0 C}{2\pi k_{\epsilon}}$

Поскольку, значение переменной k_{ϵ} – неизвестно, вопрос определения точных значений переменных v_{ϵ} , τ_{ϵ} и $R_{\text{ПОТ}}$, остается открытым.

Преобразуем уравнение: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{v_{\text{ПОТ}} \tau_{\epsilon}}{2\pi}$, в до вида: $\lambda_{\text{ПОТ-dZ}} = \frac{v_{\text{ПОТ}} \tau_{\epsilon}}{2\pi}$, где переменная $\lambda_{\text{ПОТ-dZ}}$, описывает проекцию длины волны $\lambda_{\text{ПОТ}}$, на оси на оси dZ,

Проекция $\lambda_{\text{ПОТ-dY}}$, описывает проекцию длины волны $\lambda_{\text{ПОТ}}$, на оси dY.

Поскольку: $\lambda_{\text{ПОТ}} = \sqrt{(\lambda_{\text{ПОТ-dZ}}^2 + \lambda_{\text{ПОТ-dY}}^2)}$, то: $\lambda_{\text{ПОТ-dY}} = \sqrt{(\lambda_{\text{ПОТ}}^2 - \lambda_{\text{ПОТ-dZ}}^2)} = \sqrt{((v_{\text{ПОТ}}\tau_{\epsilon})^2 - \frac{v_{\text{ПОТ}} \tau_{\epsilon}^2}{2\pi})} = \lambda_{\text{ПОТ}}\sqrt{(1 - \frac{1}{2\pi^2})}$.

Здесь: $\frac{v_{\text{ПОТ}} \tau_{\epsilon}}{2\pi} = \frac{\tau_{\epsilon}}{2\pi}\sqrt{(C^2 - v^2)}$, а $v_{\text{СК}}\tau_{\epsilon} = \tau_{\epsilon}(C - \sqrt{(C^2 - v^2)})$, значит: $\lambda_{\text{ПОТ-dZ}} \neq \lambda_{\text{СК}}$.

Здесь: $v_{\text{ПОТ}}\tau_{\epsilon}\sqrt{(1 - \frac{1}{2\pi^2})}$, а $v_{\text{РАД}}\tau_{\epsilon} = \sqrt{(C^2 - v^2)}$, значит: $\lambda_{\text{ПОТ-dY}} \neq \lambda_{\text{РАД}}$.

Значит, переменная $v_{\text{ПОТ}}$, может быть представлена двумя равносильными уравнениями: $v_{\text{ПОТ}} = \sqrt{(v_{\text{СК}}^2 + v_{\text{РАД}}^2)} = \sqrt{(v_{\text{ПОТ-dZ}}^2 + v_{\text{ПОТ-dY}}^2)}$.

Пусть: $v_{\text{ПОТ-dZ}} = \sqrt{(v_{\text{СК-dY}}^2 + v_{\text{РАД-dZ}}^2)}$, где: $v_{\text{СК-dY}} = v_{\text{СК}}\sqrt{(1 - \frac{1}{4\pi^2})}$ и $v_{\text{РАД-dZ}} = \frac{v_{\text{РАД}}}{2\pi}$.

Тогда: $v_{\text{POT-dZ}} = \sqrt{(v_{\text{SK}}^2 - (\frac{v_{\text{SK}}}{2\pi})^2 + (\frac{v_{\text{RAD}}}{2\pi})^2)}$

И пусть: $v_{\text{POT-dY}} = \sqrt{(v_{\text{SK-dZ}}^2 + v_{\text{RAD-dY}}^2)}$, где: $v_{\text{SK-dZ}} = \frac{v_{\text{SK}}}{2\pi}$ и $v_{\text{RAD-dY}} = v_{\text{RAD}}\sqrt{(1 - \frac{1}{4\pi^2})}$.

Тогда: $v_{\text{POT-dY}} = \sqrt{((\frac{v_{\text{SK}}}{2\pi})^2 + v_{\text{RAD}}^2 - (\frac{v_{\text{RAD}}}{2\pi})^2)}$.

Следовательно: $v_{\text{POT}} = \sqrt{(v_{\text{POT-dY}}^2 + v_{\text{POT-dZ}}^2)} = \sqrt{(v_{\text{SK}}^2 - (\frac{v_{\text{SK}}}{2\pi})^2 + (\frac{v_{\text{RAD}}}{2\pi})^2 + (\frac{v_{\text{SK}}}{2\pi})^2 + v_{\text{RAD}}^2 - (\frac{v_{\text{RAD}}}{2\pi})^2)} = \sqrt{(v_{\text{SK}}^2 + v_{\text{RAD}}^2)}$.

Формула 1(11)

a) $v_{\text{POT}} = \sqrt{(v_{\text{SK}}^2 + v_{\text{RAD}}^2)} = \sqrt{(v_{\text{POT-dZ}}^2 + v_{\text{POT-dY}}^2)}$

где: $v_{\text{POT-dZ}} = \frac{v_{\text{POT}}}{2\pi}$, $v_{\text{POT-dY}} = v_{\text{POT}}\sqrt{(1 - \frac{1}{4\pi^2})}$, $R_{\text{POT}} = \lambda_{\text{POT-dZ}}$

b) $v_{\text{POT-dZ}} = \sqrt{(v_{\text{SK-dY}}^2 + v_{\text{RAD-dZ}}^2)}$

где: $v_{\text{SK-dY}} = v_{\text{SK}}\sqrt{(1 - \frac{1}{4\pi^2})}$, $v_{\text{RAD-dZ}} = \frac{v_{\text{RAD}}}{2\pi}$, $R_{\text{RAD}} = \lambda_{\text{RAD-dZ}}$

c) $v_{\text{POT-dY}} = \sqrt{(v_{\text{SK-dZ}}^2 + v_{\text{RAD-dY}}^2)}$

где: $v_{\text{SK-dZ}} = \frac{v_{\text{SK}}}{2\pi}$ и $v_{\text{RAD-dY}} = v_{\text{RAD}}\sqrt{(1 - \frac{1}{4\pi^2})}$, $R_{\text{SK}} = \lambda_{\text{SK-dZ}}$

Из уравнения следует, что циклическая проекция скорости v_{POT} , формируется из таких же циклических проекций скоростей v_{SK} и v_{RAD} , циркулирующих по двум перпендикулярным плоскостям.

Соотношение скоростей: $v_{\text{POT}} = \sqrt{(C^2 - v^2)}$, $v_{\text{RAD}} = \sqrt{(C^2 - v_{\text{T}}^2)}$, в условии: $v = 0$, приводит к слиянию проекций скоростей: v_{POT} и v_{RAD} , которые образуют вектор скорости C .

Обе проекции, являются циклическими. Кроме того, здесь: $C = v_{\text{POT-0}} = v_{\text{RAD-0}}$, и $Ст_{\text{E-0}} = \sqrt{((Ст_{\text{E}})^2 - (v_{\text{T-E}})^2)}$, где: $C = v_{\text{POT-0}}$.

Из чего следует, что волновые свойства частицы, выраженные в циклическом движении, на высоте волнового радиуса R_{POT} , сохраняются и при отсутствии вектора скорости v .

Обратим внимание, на постановку знаков, при формировании траектории движения волны.

Согласно уравнениям 1(4), 1(5), 1(7), вектора скоростей: $v_{\text{POT}} = \pm \sqrt{(C^2 - v^2)}$, $v_{\text{SK}} = \pm (C - \sqrt{(C^2 - v^2)})$, $v_{\text{RAD}} = \pm \sqrt{(C^2 - v_{\text{T}}^2)}$, могут принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Обратим внимание на рисунок 4а, описывающем траекторию движения волны, в пространстве.

Предположим, что при неизменном условии $v > 0$, циркуляция волны по площади (dY ; dZ) осуществляется по правилу левой руки. Сочтем данное направление циркуляции, соответствующим положительному значению вектора v_{POT} : $v_{\text{POT}} > 0$.

Предположим, что при том же условии $v > 0$, циркуляция волны по площади (dY ; dZ) осуществляется в противоположном направлении - по правилу правой руки. Сочтем данное направление циркуляции, соответствующим отрицательному значению вектора v_{POT} : $v_{\text{POT}} < 0$.

Разделим вектор v_{POT} , на составляющие: $v_{\text{POT}} = \sqrt{(v_{\text{POT-dY}}^2 + v_{\text{POT-dZ}}^2)}$.

Движение со скоростью v_{POT} , на рисунке 4а, осуществляется на плоскости (dY ; dZ), где траектория движения волны, полагается по окружности длиной: $\lambda_{\text{POT}} = v_{\text{POT}} t_E = 2\pi v_{\text{POT-dZ}} t_E$, и при высоте волнового радиуса $R_{\text{POT}} = v_{\text{POT-dZ}} t_E = \frac{v_{\text{POT}} t_E}{2\pi}$.

Данный волновой радиус, располагается на оси dZ системы координат, и соответствующий ему вектор скорости $v_{\text{POT-dZ}}$, всегда оказывается направлен к центру окружности: $v_{\text{POT-dZ}} < 0$.

Вектор скорости $v_{\text{POT-dY}}$, является проекцией на оси dY , где за один период колебания, попеременно смещается между точками $(0; 0; + dY)$ и $(0; 0; - dY)$, переходя от положительного до отрицательного значения.

Обратимся к рисунку 3а, где отсутствует временная компонента. Размещенная здесь система координат, не предполагает колебательных процессов, и расположение проекций скоростей на осях, осуществляется в соответствии с тем знаком, которым они обладают.

Проекция $v_{\text{POT-dY}}$, является производной проекции скорости v_{POT} , и его положение будет соответствовать положению данной проекции: если $v_{\text{POT}} > 0$, то $v_{\text{POT-dY}} > 0$, и если: $v_{\text{POT}} < 0$, то $v_{\text{POT-dY}} < 0$.

Соответственно, если проекция v_{POT} положительная – она занимает положение между точками $(0; + Y)$, а если отрицательная – то между точками $(0; - Y)$.

Движение со скоростью v_{SK} , на рисунке 4а, осуществляется на плоскости (dY' ; dZ') имеющей определенный угол наклона, по отношению плоскости (dY ; dZ).

Траектория движения волны на плоскости (dY' ; dZ'), полагается на окружности длиной: $\lambda_{\text{SK}} = v_{\text{SK}} t_E = 2\pi v_{\text{SK-dZ}} t_E$, при высоте волнового радиуса $R_{\text{SK}} = v_{\text{SK-dZ}} t_E = \frac{v_{\text{SK}} t_E}{2\pi}$.

Данный волновой радиус, располагается на оси dZ системы координат, и соответствующий ему вектор скорости $v_{\text{SK-dZ}}$, всегда оказывается направлен к центру окружности: $v_{\text{SK-dZ}} < 0$.

Вследствие наклона площади (dY' ; dZ'), вектор скорости $v_{\text{SK-dY}}$, будет иметь проекции на площади $(X; dY)$, где попеременно смещается между точками $(0; 0; + dY')$ и $(0; 0; - dY')$, переходя от положительного до отрицательного значения.

И на рисунке 3а, положение проекции $v_{\text{SK-dY}}$, определяется тем знаком, которым она обладает, которым он обладает.

Если вектор положительный – он принимает положение между точками $(0; + Y')$, а если отрицательный – то между точками $(0; - Y')$.

Движение со скоростью v_{RAD} , на рисунке 4а, осуществляется на плоскости (dY'' ; dZ'') имеющей определенный угол наклона, по отношению плоскости (dY ; dZ).

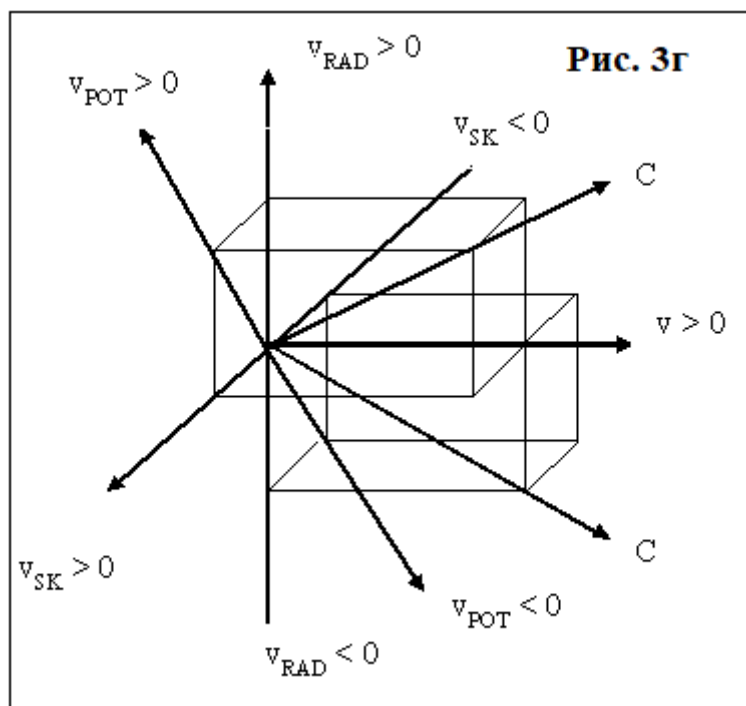
Траектория движения волны на плоскости (dY'' ; dZ''), полагается на окружности длиной: $\lambda_{\text{RAD}} = v_{\text{RAD}} t_E = 2\pi v_{\text{RAD-dZ}} t_E$, при высоте волнового радиуса $R_{\text{RAD}} = v_{\text{RAD-dZ}} t_E = \frac{v_{\text{RAD}} t_E}{2\pi}$.

Данный волновой радиус, располагается на оси dY системы координат, и соответствующий ему вектор скорости $v_{\text{RAD-dZ}}$, всегда оказывается направлен к центру окружности: $v_{\text{RAD-dZ}} < 0$.

Вследствие наклона площади (dY'' ; dZ''), вектор скорости $v_{\text{RAD-dY}}$, будет иметь проекции на площади $(X; dZ)$, где попеременно смещается между точками $(0; 0; + dZ'')$ и $(0; 0; - dZ'')$, переходя от положительного до отрицательного значения.

И на рисунке 3а, положение проекции $v_{\text{RAD-dY}}$, определяется тем знаком, которым она обладает, которым он обладает.

Если вектор положительный – он принимает положение между точками (0: + Z`'), а если отрицательный – то между точками (0: - Z``).



Таким образом, на рисунке 3а, имеется лишь два жизнеспособных варианта, при котором распределение знаков, отвечает общему условию $v > 0$: если: $v_{\text{ПОТ}} > 0$, то: $v_{\text{СК}} > 0$, $v_{\text{РАД}} > 0$, и если: $v_{\text{ПОТ}} < 0$, то: $v_{\text{СК}} < 0$, $v_{\text{РАД}} < 0$ (рис. 3г).

Оставшиеся варианты: если: $v_{\text{POT}} > 0$, то: $v_{\text{SK}} < 0$, $v_{\text{RAD}} > 0$, и если: $v_{\text{POT}} < 0$, то: $v_{\text{SK}} < 0$, $v_{\text{RAD}} > 0$, отсеиваются, как нежизнеспособные.

Вариант, если: $v_{\text{POT}} > 0$, то: $v_{\text{SK}} < 0$, $v_{\text{RAD}} > 0$, не соответствует формуле 1(6): $v_{\text{SK}} + v_{\text{POT}} = \pm C$. Поскольку при:
 - $v_{\text{SK}} + v_{\text{POT}} = C$, $v_{\text{POT}} > C$, а при: - $v_{\text{SK}} + v_{\text{POT}} = -C$, $[v_{\text{SK}}] > C$.

А вариант, если: $v_{\text{POT}} < 0$, то: $v_{\text{SK}} < 0$, $v_{\text{RAD}} > 0$, создает противоречие при переходе объекта в состояние покоя. При условии: $v = 0$, проекции v_{POT} и v_{RAD} , сливаются в одну единую проекцию: $v_{\text{POT}} = v_{\text{RAD}}$. В этом случае волна, первоначально циркулирующая на площади $(dY; dZ)$ одном направлении: $v_{\text{POT}} < 0$, при торможении объекта, должна будет развернуться, и начать циклическое движение, уже в противоположном направлении: $v_{\text{RAD}} > 0$. Что не соответствует закону сохранения импульса.

Формула 1(12)

при $v > 0$, если:

- a) $v_{\text{POT}} > 0$, To: $v_{\text{SK}} > 0$, $v_{\text{RAD}} > 0$**
b) $v_{\text{POT}} < 0$, To: $v_{\text{SK}} < 0$, $v_{\text{RAD}} < 0$

Вернемся к описанию волновых свойств частицы.

Представим, такую волну, как поток энергии, циркулирующий вдоль некой условной линии напряженности.

У частицы, находящейся в состоянии покоя, линия напряженности выглядит, как окружность с радиусом $R_{\text{рот}}$, расположенная на плоскости (dY ; dZ). У движущейся частицы, вытягивается в форму спирали, образуя дополнительную ось X .

Назовем описанную линию напряженности, мультигравитационной линией напряженности, или МГЛН. А циркулирующую по ее траектории волну – мультигравитационной волной, или МГВ.

Согласно расчетам, энергия МГВ частицы, имеет меньшее значение, чем ее релятивистская энергия: $\epsilon = \frac{E}{2}$. При этом существование таких МГВ, допустимо лишь в качестве линий напряженности некоего неизвестного силового поля, сформированного из множества таких же МГВ, циркулирующих, по траекториям собственных МГЛН.

Соответственно, вопрос о том, как проявляется оставшаяся часть релятивистской энергии частицы, при такой постановке снимается – остаток энергии, расходуется на формирование других линий напряженности: $E = \sum_N \epsilon$.

Чтобы доказать утверждение, достаточно представить, что мультигравитационные волны объекта, при сообщении ему импульса, ускоряются не сразу, а по очереди.

Пусть, энергия объекта E_1 , а его энергия покоя: $E_{0(1)}$.

Рассмотрим ускорение первой МГВ.

Выведем соотношение массы и импульса для частицы: $m_1 C = \sqrt{((m_{0(1)} C)^2 + (m_1 v)^2)}$, и для ее МГВ: $\frac{\epsilon_1}{C} = \sqrt{((\frac{\epsilon_0}{C})^2 + (\frac{\epsilon_1}{C} v)^2)}$. Поскольку: $\epsilon_1 = \frac{E_1}{2}$, то из уравнения видно, что для разгона ранее обнаруженной МГВ, была затрачена ровно половина импульса: $\frac{\epsilon_1}{C} v = \frac{m_1 v}{2}$.

Определим, остаточную энергию частицы: $E_2 = E_1 - \epsilon_1 = \frac{E_1}{2}$ и всех оставшихся мультигравитационных волн: $\sum^{N-1}_N \epsilon = \sum_N \epsilon - \epsilon_1 = \frac{1}{2} \sum_N \epsilon$.

Рассмотрим процесс преобразования энергии частицы, в энергию МГВ.

Энергия объекта, равна значению: $mC^2 = m_0 C^2 + \frac{m v^2}{2} + \frac{m v_{SK}^2}{2}$

Вычтем из обеих частей первого уравнения, общее вычитаемое $\epsilon = \frac{mC^2}{2}$: $mC^2 - \frac{mC^2}{2} = \frac{mC^2}{2} = \frac{m v_{RAD}^2}{2} + \frac{m v^2}{2} + \frac{m v_{SK}^2}{2}$. Согласно уравнению 1(9): $m_0 C^2 - \frac{mC^2}{2} = \frac{m v_{RAD}^2}{2}$.

Значит: $mC^2 - \frac{mC^2}{2} = m_0 C^2 - \frac{mC^2}{2} + \frac{m v^2}{2} + \frac{m v_{SK}^2}{2}$, что соответствует значению энергии МГВ: $\epsilon = \frac{m v_{POT}^2}{2} + \frac{m v^2}{2}$.

Из уравнения следует, что часть энергии, равная $T = W_K + W_{SK}$, передается МГВ из внешней среды, как результат взаимодействия с другим объектом. А часть энергии, равная W_{RAD} , получается преобразованием части собственной энергии покоя.

Рассмотрим ускорение второй МГВ.

Выведем соотношение остаточной массы и остаточного импульса для частицы: $m_2 C = \sqrt{((m_{0(2)} C)^2 + (m_2 v)^2)}$, или: $\frac{mC}{2} = \sqrt{((\frac{m_0 C}{2})^2 + (\frac{m v}{2})^2)}$, и для ее МГВ: $\frac{\epsilon_2}{C} = \sqrt{((\frac{\epsilon_{0(2)}}{C})^2 + (\frac{\epsilon_2}{C} v)^2)}$. Поскольку: $\epsilon_2 = \frac{E_2}{2}$, то из уравнения видно, что для разгона ранее обнаруженной МГВ, была затрачена ровно половина импульса: $\frac{\epsilon_2}{C} v = \frac{m_2 v}{2} = \frac{m v}{4}$

Определим, остаточную энергию частицы: $E_3 = E_2 - \epsilon_2 = E_1 - \epsilon_1 - \epsilon_2 = E_1 - \frac{E_1}{2} - \frac{E_2}{2} = E_1 - \frac{E_1}{2} - \frac{E_1}{4}$ и волны: $\sum^{N-2}_N \epsilon = \sum_N \epsilon - \epsilon_2 = \sum_N \epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 = \sum_N \epsilon (1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{4})$.

Совершенно очевидно, что ускоряя каждую очередную МГВ, мы будем расходовать, ровно половину остаточной энергии, для формирования данной волны: $E_N = E_1 - (\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 \dots \epsilon_{N-1} + \epsilon_N) = E_1 - E_1(\frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N})$, где соответственно: $\sum_N \epsilon = (\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 \dots \epsilon_{N-1} + \epsilon_N) = E_1(\frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N})$, и

остаточной энергии, каждый раз, будет оставаться вдвое меньше, чем имелось изначально: $E_N = \frac{E_{N-1}}{2}$, $E_N = \frac{E_1}{2^N}$.

Для определения суммы: $(\frac{1}{2}) + (\frac{1}{2})^2 + (\frac{1}{2})^3 + \dots (\frac{1}{2})^{N-1} + (\frac{1}{2})^N$, достаточно решить математическую задачу, на определение суммы геометрической прогрессии: ${}^{1/a}S = (\frac{1}{a}) + (\frac{1}{a})^2 + (\frac{1}{a})^3 + \dots (\frac{1}{a})^{N-1} + (\frac{1}{a})^N$. Пусть: $\frac{1}{a} = b$, тогда: ${}^{1/a}S = b + b^2 + b^3 + \dots b^{N-1} + b^N = \frac{b(b^N - 1)}{b - 1}$.

$$\text{Значит: } \frac{b(b^N - 1)}{b - 1} = \frac{\frac{1}{a}(\frac{1}{a^N} - 1)}{\frac{1}{a} - 1} = \frac{\frac{1}{a}(\frac{1 - a^N}{a^N})}{\frac{1 - a}{a}} = \frac{a}{a} \left(\frac{1 - a^N}{a^N(1 - a)} \right) = \frac{1 - a^N}{a^N(1 - a)} = \frac{1}{a^N(1 - a)} - \frac{a^N}{a^N(1 - a)}$$

$$= \frac{1}{a^N(1 - a)} - \frac{1}{1 - a}.$$

Следовательно, при $n \rightarrow \infty$: $\lim {}^{1/2}S_{N \rightarrow \infty} = 1$, $\lim {}^{1/4}S_{N \rightarrow \infty} = \frac{1}{3}$, $\lim {}^{1/10}S_{N \rightarrow \infty} = \frac{1}{9}$.

Здесь: $\lim \frac{E_1}{2^N}{}_{N \rightarrow \infty} = 0$ и $\lim {}^{1/2}S_{N \rightarrow \infty} = 1$.

Вычислим значения проекций импульсов, на системе координат (X; dY; dZ).

$$\Sigma_{NP}^N = p_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N} \right) = p_1.$$

$$\Sigma_{NPOT}^N = p_{POT-1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N} \right) = p_{POT-1}.$$

$$\Sigma_{NPSK}^N = p_{SK-1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N} \right) = p_{SK-1}.$$

$$\Sigma_{NPRAD}^N = p_{RAD-1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N} \right) = p_{RAD-1}.$$

Поскольку: $\frac{\epsilon_N}{C} = \sqrt{((\frac{\epsilon_{0-N}}{C})^2 + (\frac{\epsilon_N}{C}v)^2)}$ и $\frac{\epsilon_N}{C} = \sqrt{((\frac{\epsilon_N}{C}v_{POT})^2 + (\frac{\epsilon_N}{C}v)^2)}$, то скорости любой из этих МГВ, на осях системы координат (X; dY; dZ), остаются одинаковыми: $v = \text{const.}$, $v_{POT} = \text{const.}$

$$\text{Поскольку: } \tau_E = \frac{E}{2k_E}, \text{ то: } \tau_{E-N} = \frac{E}{2^N k_E}.$$

$$\text{Здесь: } R_{POT} = \tau_E v_{POT}, \text{ значит: } R_{POT-N} = \frac{\tau_E v_{POT}}{2^N k_E}$$

Таким образом, множество МГВ, представляет собой бесконечное число мультигравитационных волн, где волновой радиус каждой следующей МГВ, вдвое меньше волнового радиуса предыдущей.

Формула 1(13)

$$R_{POT-N} = \frac{\tau_E v_{POT}}{2^N k_E}$$

Вычислим значение кинетической энергии множества МГВ.

Для первой МГВ, она равняется: $(\frac{mv^2}{2})$, для второй: $\frac{1}{2}(\frac{mv^2}{2})$, для энной: $\frac{1}{2^N}(\frac{mv^2}{2})$.

Соответственно: $\Sigma_N W_K = \frac{mv^2}{2} (1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N}) = mv^2$.

Вычислим значение субкинетической энергии множества МГВ.

Для первой МГВ, она равняется: $(\frac{mv_{SK}^2}{2})$, для второй: $\frac{1}{2}(\frac{mv_{SK}^2}{2})$, для энной: $\frac{1}{2^N}(\frac{mv_{SK}^2}{2})$.

Соответственно: $\Sigma_N W_{SK} = \frac{mv_{SK}^2}{2} (1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^3} \dots \frac{1}{2^{N-1}} + \frac{1}{2^N}) = mv_{SK}^2$.

Расчеты показывают, что для формирования множества МГВ, требуется вдвое больше кинетической и субкинетической энергии, чем было передано частице, в процессе динамического взаимодействия.

Переданное количество энергии, полностью расходуется на формирование первой МГВ: $\epsilon_1 = \frac{m_1 v_{RAD}^2}{2} + \frac{m_1 v_{SK}^2}{2} + \frac{m_1 v^2}{2}$, а недостающая часть энергии $\frac{m_1 v_{RAD}^2}{2}$, изымается из энергии покоя: $m_0 C^2 - \frac{m_1 v_{RAD}^2}{2} = \frac{m_1 C^2}{2}$.

Здесь: $\Sigma^{N-1}_N W_{RAD} + \Sigma^{N-1}_N W_{SK} + \Sigma^{N-1}_N W_K = \frac{m_1 C^2}{2}$.

Следовательно, недостающая радиальная, субкинетическая и кинетическая энергия, требуемая для формирования оставшихся МГВ, получается посредством полного преобразования остаточной энергии покоя.

Таким образом, энергия частицы в корпускулярном состоянии, будет равна: $mC^2 = m_0 C^2 + \frac{mv^2}{2} + \frac{mv_{SK}^2}{2}$, а энергия в волновом состоянии, равна: $\Sigma_N \epsilon = mv_{RAD}^2 + mv_{SK}^2 + mv^2$.

Поэтому разница в количестве кинетической и субкинетической энергии, образующаяся при корпускулярном и волновом состояниях объекта, никакого противоречия не несет.

Формула 1(14)

$$\begin{aligned} \text{a) } mC^2 &= m_0 C^2 + \frac{mv^2}{2} + \frac{mv_{SK}^2}{2} \\ \text{b) } \Sigma_N \epsilon &= mv_{RAD}^2 + mv_{SK}^2 + mv^2. \end{aligned}$$

Введем определение мультигравитационного поля. Мультигравитационным полем или МГП, назовем структуру, объединяющую обнаруженное множество МГВ, формирующих волновую структуру объекта.

В состоянии покоя частицы, ее мультигравитационное поле, состоит из бесконечного количества МГВ, циркулирующих по собственным волновым орбитам:

$$R_{\text{ПОТ-N}} = \frac{\tau_{\epsilon} v_{\text{ПОТ}}}{2^N k_{\epsilon}}$$

Энергия МГВ, прямо пропорциональна расстоянию от центра мультигравитационного поля и возрастает по мере удаления от центра мультигравитационного поля.

Радиус МГП, соответствует волновому радиусу МГВ, обладающей наибольшим радиусом и энергией: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{\tau_{\epsilon} v_{\text{ПОТ}}}{2 k_{\epsilon}}$.

Установим принцип загоризонтной относительности, допустив существование внешнего и внутреннего наблюдателя мультигравитационного поля.

Направим оборудованного внутреннего наблюдателя, внутрь мультигравитационного поля, с заданием самостоятельно покинуть границы этого поля.

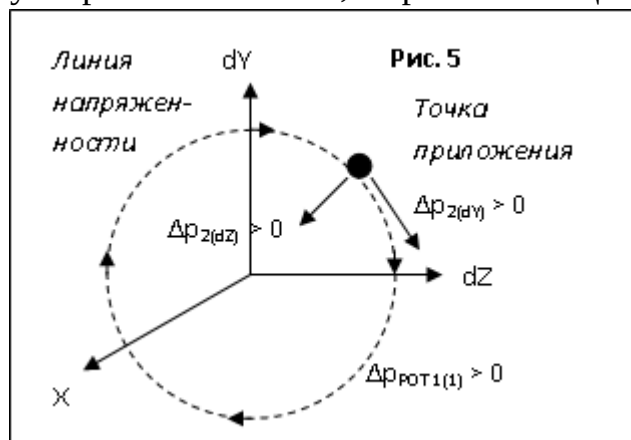
Отметим, что мультигравитационное поле – это множество потоков энергии, обладающих всеми необходимыми атрибутами полноценного участника системы взаимодействия - собственным импульсом и энергией, способными оказать воздействие на любой доступный автономный объект.

Поэтому движущийся по направлению от центра наблюдатель, при пересечении линии напряженности, неизбежно столкнется с воздействием МГВ, циркулирующей по этой МГЛН.

Например, при совпадении координат подобной линии напряженности и материальной точки приложения силы (рисунок 5), указанная волна обладает возможностью проведения энергообмена с объектом воздействия.

Механизм прогнозируемого воздействия не известен, и не ясно, в каком виде оно реализуется – происходит обычное динамическое взаимодействие между объектом и МГВ, объект поглощает МГВ в аналогии с фотоэффектом, либо взаимодействие происходит на пересечении мультигравитационных волн отдельных объектов, приводя какой-то волновой форме взаимодействия.

При любой из этих версий, МГВ обладает возможностью сообщить объекту воздействия, определенную проекцию импульса: $\Delta p \neq 0$, и передать ему разовое ускорение: $v \neq 0$, притягивающее объект к геометрическому центру линии напряженности.



Рассмотрим, зависимость положения в пространстве мультигравитационной линии напряженности, в зависимости от вектора скорости частицы.

Предположим, что некая произвольная частица, расположенная на системе координат (x; y; z), находится в состоянии покоя в момент времени t_1 .

Движение мультигравитационной волны объекта, в момент времени t_1 , осуществляется в форме циркуляции, по траектории, очерченной МГЛН, по плоскости (dY_1 ; dZ_1).

Установим, положение системы координат (X_1 ; dY_1 ; dZ_1), описывающей движение МГВ, относительно пространственной системы координат (x_1 ; y_1 ; z_1).

Очевидно, что решение подобной задачи, для момента времени t_1 , нереализуемо - поскольку у покоящегося объекта отсутствуют проекции скорости: $\Delta X_1 = v_1 \Delta t_1$, где: $v_1 = 0$, следовательно: $x_1 = v_{x-1} \Delta t = 0$; $y_1 = v_{y-1} \Delta t = 0$; $z_1 = v_{z-1} \Delta t = 0$.

Задача может быть решена, если включить в расчет, момент времени t_0 , когда частица изначально двигалась с определенной скоростью $v_0 \neq 0$, а затем сбросила возбуждение, перейдя в состояние покоя.

В этом случае, становится возможным, определить координаты отрезка ΔX_0 , соответствующими точками: $x_0 t_0$, $x_0 t_1$, $y_0 t_0$, $y_0 t_1$, $z_0 t_0$, $z_0 t_1$, на системе координат (x; y; z).

И это внесет определенность, в положение плоскости: (dY_0 ; dZ_0), которая располагается перпендикулярно искомой оси X_0 . И где ось ΔX_0 , выполняет роль оси

своеобразной оси вращения, для циркулирующей по поверхности площади (dY_0 ; dZ_0), мультигравитационной волны.

При сбросе возбуждения частицей, движение МГВ по плоскости (dY ; dZ), сохраняется, соответственно, сохраняется и положение самой плоскости на системе координат (x ; y ; z).

Таким образом, если процесс перехода движущейся частицы, в состояние покоя, прослеживается наблюдателем – расчет координат плоскости (dY_1 ; dZ_1), для него доступен. Если же данный процесс, не включен в период наблюдения, наблюдатель не будет обладать достаточными сведениями, для проведения расчета, и будет считать, что расположение плоскости (dY_1 ; dZ_1), имеет неопределенное положение.

Особо отметим, что обнаруженная наблюдателем, в момент времени t_1 , неопределенность траектории движения МГВ, является исключительно следствием неосведомленности наблюдателя, а вовсе не физическим свойством самой волны.

Поэтому МГВ продолжит циркулировать, по зафиксированной в момент времени t_0 , траектории, независимо от того, знает об этом наблюдатель, или нет.

Предположим, что в последующий момент времени t_2 , исследователь сообщит частице ускорение, направленное вдоль вектора v_2 , направление которого, не совпадает с направлением вектора скорости v_0 . В этом случае, наблюдатель обнаружит, что плоскость (dY_2 ; dZ_2), произвела разворот, расположившись перпендикулярно новообразованному вектору v_2 .

Вернемся в момент времени t_1 , когда наблюдатель еще не знает, направления ее будущего вектора скорости v_2 . И поставим перед ним задачу, установить возможное положение плоскости (dY_2 ; dZ_2), в следующий момент времени t_2 .

Для решения задачи, наблюдателю требуется сделать расчет вероятностей, для определения направления, будущего вектора скорости.

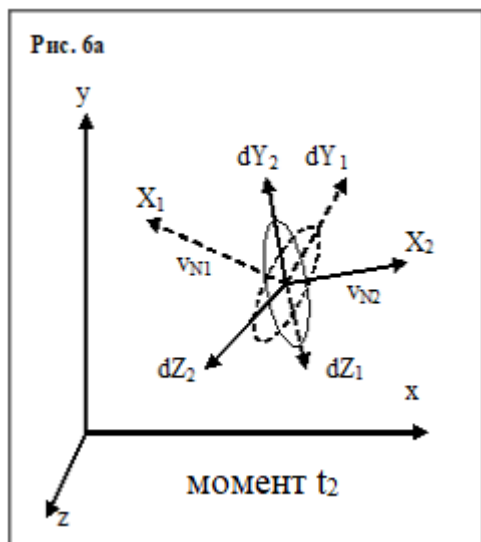
Например, наблюдатель может разогнать частицу, в направлении выбранного им, вектора скорости v_{2-1} . Что внесет определенность, для расчета искомых координат плоскости (dY_{2-1} ; dZ_{2-1}).

При этом существует не меньшая вероятность, что наблюдатель, выберет для ускорения объекта, совершенно иное направление - к примеру, вдоль вектора v_{2-2} , не совпадающем с направлением вектора v_{2-1} . В этом случае, перпендикулярная ему плоскость (dY_{2-2} ; dZ_{2-2}), примет иное положение, чем первом случае.

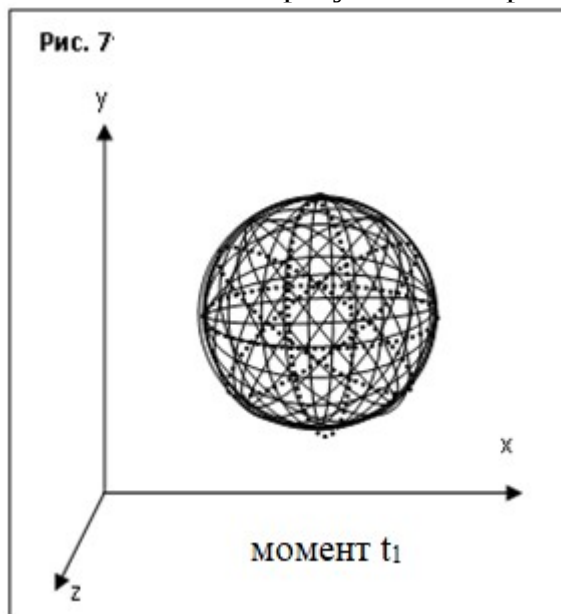
В результате, частица, приобретет две, одинаково вероятные траектории движения МГВ в момент времени t_1 (рис. 6а).

Аналогичным способом, наблюдатель может разогнать объект в любом произвольном направлении – вдоль векторов v_{2-3} , v_{2-4} , v_{2-5} ... v_{2-N} , доведя количество запланированных направлений, до бесконечности.

И с каждым, таким запланированным направлением, число возможных вариантов, для определения координат плоскости (dY ; dZ), будет увеличиваться, пропорционально количеству векторов.



Система образует своеобразную суперпозицию, при которой любое положение



плоскости (dY ; dZ), становится одинаково правомерным.

В результате, на высоте $R_{\text{рот}}$, вокруг точки начала координат, образуется своеобразная трехмерная сфера, состоящая из множества вероятных линий напряженности, пролегающих на поверхности таких плоскостей (рис. 7).

Назовем такое неопределенное состояние линии напряженности, состоянием мультигравитационной суперпозиции.

Наблюдаемая суперпозиция, аннулируется, при наступлении момента времени t_2 , когда линия напряженности МГВ, на плоскости (dY_2 ; dZ_2), принимает строго определенное положение.

Одновременно, происходит поворот оси вращения

ΔX , на новую позицию, сопровождаемый сменой начальных координат: x_{0t_0} , x_{0t_1} , y_{0t_0} , y_{0t_1} , z_{0t_0} , z_{0t_1} , до новых: x_{1t_1} , x_{1t_2} , y_{1t_1} , y_{1t_2} , z_{1t_1} , z_{1t_2} .

Назовем наблюдаемую смену положения, линии напряженности, волновым сдвигом.

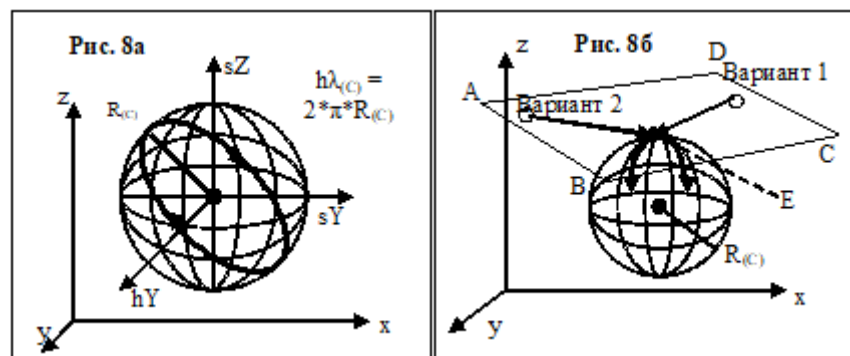
Отметим, что происходящий в интервале времени: $\Delta t_2 = t_2 - t_0$, волновой сдвиг линии напряженности, является следствием фактически произошедшего, физического воздействия на частицу. Поэтому процесс произойдет независимо от того, осведомлен ли сторонний наблюдатель, о положении линии напряженности, как в прошедший момент времени t_0 , так и в наступающий момент времени t_2 .

Однако, наблюдатель оказывается в не менее независимом положении, при оценке происходящего процесса.

Наблюдаемая им, линия напряженности МГВ, находится с его точки зрения, в состоянии мультигравитационной суперпозиции. Что позволяет наблюдателю, самостоятельно провести расчет вероятностей, волнового сдвига, не вдаваясь в детализацию происходящего процесса. При таком подходе, волновой сдвиг, будет воспринят наблюдателем, как свободная смена координат линии напряженности, выраженная переходом из одного вероятного положения, в другое, не менее вероятное положение.

В качестве примера, рассмотрим процесс взаимодействия МГВ, и внешнего физического объекта.

Допустим, что частицы движется в пространстве, с начальным вектором



скорости, проходящим по плоскости ABCD (рис. 8б).

Данная плоскость, расположена перпендикулярно радиусу $R_{\text{рот}}$.

При достижении точки E, на которой плоскость ABCD соприкасаются с МГЛН, циркулирующая по этой линии МГВ, сообщает частице

соответствующее ускорение, изменяющее траекторию движения объекта.

На рисунке 8б, показаны два возможных варианта, движения частицы – с различными направлениями вектора скорости, описанными, как варианты 1 и 2.

Состояние мультигравитационной суперпозиции, освобождает МГЛН, от каких-либо ограничительных рамок, фиксирующих ее положение в пространстве, точными координатами. Это позволяет двумерной линии напряженности, по умолчанию развернуться в таком направлении, чтобы пересечься с объектом, при любых его координатах трехмерном пространстве и направлении движения на плоскости ABCD, чтобы сообщить ему, одинаковое ускорение (см. рис.8б).

В результате такого разворота, кривые, описывающие траекторию движения частицы, в обоих представленных вариантах, будут выглядеть, как подобные фигуры.

Из чего следует, что влияние мультигравитационного поля, благодаря свободному волновому сдвигу, своих линий напряженности, распространяется во все стороны одинаково.

А запущенные, этим полем, процессы мультигравитационных взаимодействий, происходят по принципу наименьшего действия.

Обратим внимание, что эффект мультигравитационной суперпозиции, походит по описанию, с эффектом суперпозиции, в квантовой механике. Поэтому, руководствуясь логикой квантовомеханической версии, наблюдатель может прийти к ложному выводу, что наблюдаемый им эффект, каким-то образом попадает в зависимость от построенных им планов, по развороту оси вращения, или что МГЛН в состоянии суперпозиции, может занимать, все возможные положения одновременно.

Однако, по изначальной договоренности, мультигравитационная суперпозиция, так и остается, не более, чем расчетом вероятностей, описывающим возможное состояние мультигравитационных волн. А наблюдаемый в итоге волновой сдвиг МГЛН – последствием оказанного на объект, на более широком временном интервале, физического воздействия. В данном случае – воздействия, оказанного в процессе мультигравитационного взаимодействия, приводящего к смещению оси вращения МГЛН, по строгим математическим правилам.

Которые определяются, исключительно установленными законами физики правилами мультигравитационного взаимодействия, и ограничениями, следующими из законов сохранения. И никак не зависят, ни от фактора осведомленности наблюдателя, ни от запланированных им действий, и тем более - ни от самого факта наблюдения.

Поэтому, сторонний наблюдатель, может свободно учитывать, в своих расчетах, эффект мультигравитационной суперпозиции, оставляя происходящие процессы в фоновом режиме. Но при этом, не забывая, что мультигравитационная суперпозиция – это не состояние материи, а всего лишь расчет степеней свободы прогнозируемого действия, переходящий в констатацию конечного результата, когда данное действие уже произошло.

Вернемся к внутреннему наблюдателю, пытающемуся покинуть мультигравитационное поле. Наблюдатель, движется на своем средстве передвижения от центра МГП, в направлении к его внешним границам, последовательно пересекая мультигравитационные линии напряженности.

При пересечении МГЛН, средство передвижения встречается с сопротивлением мультигравитационной волны, выраженное в воздействии волны на объект, с импульсом $p_{E-N-POT-dZ}$, направленным к центру окружности и с импульсом $p_{E-N-POT-dY}$, направленным перпендикулярно вектору скорости средства передвижения.

Поэтому при пересечении мультигравитационного поля, на средство передвижения будет действовать постоянная сила, увеличивающаяся

пропорционально пройденному расстоянию: $\epsilon_N \sim R_{\text{ПОТ-N}}$. Которое начнет его тормозить, встречными импульсами: $\sum^N_{\text{NR}\epsilon\text{-N-ПОТ-dz}}$, и отклонять от курса, перпендикулярными импульсами $\sum^N_{\text{NR}\epsilon\text{-N-ПОТ-dy}}$. И случае, если средство передвижения не сможет преодолеть сопротивление мультигравитационного поля, его ожидает падение к центру МГП, по параболической траектории.

Предположим, что частица – микроскопическая черная дыра. И наблюдатель не может, покинуть ее пределы.

Концепция черной дыры, предполагает невозможность передачи из нее, какой-либо энергии во внешнюю среду. Поэтому, ее гравитационный радиус не может быть равен волновому радиусу самого мультигравитационного поля: $R_{\text{МГП}} = R_{\text{ПОТ-1}}$.

Вспомним порядок преобразования энергетического состояния частицы, при сообщении ей импульса, от внешнего объекта.

Первоначальная энергия частицы в состоянии покоя, равна: $m_0 C^2 = \frac{m v_{\text{RAD-0}}^2}{2} + \frac{m v_{\text{RAD-0}}^2}{2}$, где: $m = m_0$, $v_{\text{RAD-0}} = C$. Здесь, первое слагаемое $\frac{m v_{\text{RAD-0}}^2}{2}$, соответствует значению энергии первой МГВ: $\epsilon_{0-1} = \frac{m v_{\text{RAD-0}}^2}{2}$. А второе слагаемое, соответствует значению суммы энергий, оставшейся группы волн: $\sum^{N-1}_N \epsilon_{0-N} = \frac{m v_{\text{RAD-0}}^2}{2}$.

Энергия, полученная из внешней среды, поглощается мультигравитационным полем: $m_1 C^2 = m_0 C^2 + \frac{m_1 v_{\text{SK-1}}^2}{2} + \frac{m_1 v_1^2}{2}$, при этом приобретённая энергия движения, полностью расходуется на переформатирование первой МГВ: $\epsilon_1 = \frac{m_1 v_{\text{RAD-1}}^2}{2} + \frac{m_1 v_{\text{SK-1}}^2}{2} + \frac{m_1 v_1^2}{2}$, где часть энергии: $\frac{m_1 v_{\text{RAD-1}}^2}{2}$, изымается волной, из внутренней структуры МГП.

Все оставшиеся МГВ, в процессе ассимиляции энергии, полученной из внешней среды, не участвуют. Происходящие с ними изменения, являются следствием внутреннего перераспределения энергии, спровоцированного отъемом части радиальной энергии из системы, при формировании первой МГВ: $m_0 C^2 - \frac{m_1 v_{\text{RAD-1}}^2}{2} = \frac{m_1 C^2}{2} = \sum^{N-1}_N \epsilon$, где: $\sum^{N-1}_N \epsilon = \sum^{N-1}_N W_K + \sum^{N-1}_N W_{\text{SK}} + \sum^{N-1}_N W_{\text{RAD}}$.

Таким образом, первая МГВ, будучи фактическим участником внешних взаимодействий, находится в пределах гравитационного радиуса, не может.

Чего нельзя сказать обо всех оставшихся МГВ – их изменения, основаны только на внутреннем перераспределении энергии, и от обмена энергией со внешней средой не зависят.

Это дает основание, приравнять гравитационный радиус частицы, к радиусу его второй мультигравитационной волны: $r_G = R_{\text{ПОТ-2}}$. Так как именно эта волна, обладает наибольшим волновым радиусом, из списка.

Поскольку: $r_G = \frac{2m_0 G}{C^2}$, то: $R_{\text{ПОТ-2}} = \frac{2E_0 G}{C^4}$, G – гравитационная постоянная.

Здесь: $R_{\text{ПОТ}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_\epsilon}$, значит: $R_{\text{ПОТ-2}} = \frac{E_0 C}{8\pi k_\epsilon}$, а также: $\frac{2E_0 G}{C^4} = \frac{E_0 C}{8\pi k_\epsilon}$.

Удалим общий множитель E_0 : $\frac{2G}{C^4} = \frac{C}{8\pi k_\epsilon}$, соответственно: $G = \frac{C^5}{16\pi k_\epsilon}$.

Последнее уравнение дает основание, установить значение гравитационно-волновой постоянной: $k_\epsilon = \frac{16\pi G}{C^5}$.

Формула 1(15)

$$\text{a) } R_{\text{ПОТ-2}} = \frac{E_0 C}{8\pi k_\epsilon}$$

$$\text{b) } r_G = \frac{2m_0 G}{C^2}$$

$$\text{c) } R_{\text{ПОТ-2}} = r_G$$

$$\text{d) } k_\epsilon = \frac{16\pi G}{C^5} = \text{const.}$$

Назовем МГВ, находящуюся за пределами гравитационного радиуса частицы, внешней МГВ.

Назовем часть МГП, находящегося в пределах гравитационного радиуса частицы, эзотерическим полем.

Проведем перерасчет характеристик волн де Бройля, с учетом приведенных выше расчетов.

Формулы де Бройля, описаны в форме релятивистки инвариантных соотношений, выраженные в формулах: $\lambda = \frac{h}{p}$ и $E = \frac{h}{\tau}$, где: λ – длина волны, τ – период колебаний.

Для начала отметим, что волновые свойства частицы, определяются характеристиками мультигравитационного поля, присущего данному объекту.

Согласно формуле 1(14), это поле состоит из множества МГВ, циркулирующих разной высоте $R_{\text{ПОТ-N}}$, по площади (dY ; dZ), при наличии вектора скорости $v \neq 0$, движущихся по разным траекториям.

Очевидно, что при таком описании волнового состояния объекта, любая попытка определения его координат в пространстве, только одной точкой, теряет всякий смысл. Ведь каждая МГВ, в подобной системе, обладает индивидуальными координатами.

Вернемся к уравнениям де-Бройля, и рассмотрим характеристики произвольно выбранной МГВ.

На системе координат (X ; dY ; dZ), описывающей движение МГВ, длины волн: λ , $\lambda_{\text{СК}}$, $\lambda_{\text{РАД}}$, являются проекциями комптоновской длины волны $\lambda_C = C\tau$, на ее осях X , dY , dZ , где: $\lambda = v\tau$, $\lambda_{\text{СК}} = v_{\text{СК}}\tau$, $\lambda_{\text{РАД}} = v_{\text{РАД}}\tau$. А период колебаний τ , соответствует времени одного ее прохождения по круговой траектории, расположенной на площади: (dY ; dZ).

Поэтому, первая формула: $\lambda = \frac{h}{mv}$, описывает отношение динамической длины волны λ к динамическому импульсу: $\lambda = v\tau$, $p = mv$.

При этом, в расчетах Де-Бройля, использована некорректная формула: $mC^2 = m_0C^2 + \frac{m_0v^2}{2}$, где кинетическая энергия, определена уравнением: $W_K = \frac{m_0v^2}{2}$, которое мы заменим на: $W_K = \frac{mv^2}{2}$. Здесь: $W_{K\tau} = \frac{p v \tau}{2}$, где: $v\tau = \lambda$. Откуда находим: $W_{K\tau} = \frac{p\lambda}{2}$ и $W_K\Delta t$

$= \frac{p\Delta R}{2}$, где: ΔR – расстояние, пройденное вдоль оси X (x; y; z), за установленный период времени.

Вторая формула: $\lambda = \frac{h}{mC}$, из уравнений де Бройля, на самом деле, описывает отношение комптоновской длины волны λ_c к результирующему импульсу: $\lambda_c = C\tau$, $p_c = mC$. Которое образует равенство: $E\tau = p_c\lambda_c$, $E\tau = \frac{p_c\lambda_c}{2}$ и $E\Delta t = \frac{p_c\Delta R_c}{2}$, где: ΔR_c – расстояние, пройденное по спиральной траектории движения: $\Delta R_c = C\Delta t$.

Из расчетов следует, в уравнениях де Бройля, допущена некорректная попытка, приравнять комптоновскую длину волны λ_c , к динамической λ . Что равносильно попытке определить перемещение объекта, по его траектории движения: $\lambda_c \neq \lambda$, $\lambda_c = \sqrt{(\lambda^2 + \lambda_{SK}^2 + \lambda_{RAD}^2)}$.

Очевидно, что такой подход к решению, приводит к весьма приблизительным результатам, описанным известным принципом неопределенностей. И чем больше времени будет затрачено на наблюдение за объектом, тем больше эти результаты, будут отдаляться от значения реальных координат объекта.

На самом же деле, исправленное соотношение: $W_{k\tau} = \frac{p\lambda}{2}$ и $E\tau = p_c\lambda_c$, является одинаково справедливым, при любых значениях скоростей объектов: $0 \leq v \leq C$, выполняется одновременно и никакой инвариантности не требует.

Формула 1 (16)

При: $0 \leq v \leq C$

а) $W_{k\tau} = \frac{p\lambda}{2}$

б) $E\tau = p_c\lambda_c$

Подведем итоги первой части

- 1) Пространства Минковского не существует.
- 2) Постулаты корпускулярно-волнового дуализма несостоятельны. Частица способна одновременно проявлять, как корпускулярные, так и волновые свойства.
- 3) На объекты, движущиеся в пространстве, всегда действуют одинаковые законы физики, не делающие никаких различий, между нерелятивистскими и ультрарелятивистскими скоростями.
- 4) Принцип неопределённости Гейзенберга, проявляется не в дуализме, описывающем двойственные свойства частиц, а является результатом применения неверных методов расчета.
- 5) Планковских размеров не существует, поскольку мультигравитационные волны, являются непосредственным примером, предсказанного заикливания волны, и преобразования ее в черную дыру.

ЧАСТЬ 2.

Проведем мысленный эксперимент.

Предположим, в момент времени t_0 , в системе отсчета K_0 , расположена группа наблюдателей, находящихся на определенном расстоянии друг от друга.

Наблюдатель 1, с координатами: $(x_1; 0; 0)$, наблюдатель 2, с координатами $(x_2; 0; 0)$, и наблюдатель 3, с координатами $(x_3; 0; 0)$.

Наблюдатель 2, находится на борту звездолета, который покоится на момент времени t_0 . Длина звездолета, составляет $l_{зв}$. Его хвостовая часть, имеет координаты: $(x_{2(1)}; 0; 0)$, носовая часть – координаты: $(x_{2(3)}; 0; 0)$.

Введем определение ультимативного наблюдателя, осуществляющего общий анализ исследований, проведенных физическими наблюдателями 1, 2, 3. И выполняющего роль третейского судьи, при возникновении спорных вопросов.

Роль ультимативного наблюдателя, определим для себя.

Предположим, в распоряжении наблюдателей 1 и 3, имеются источники когерентного света, с соответствующими порядковыми номерами 1 и 3, и направленные на звездолет.

Излучение от источника 1, направленное на удаляющийся звездолет, проходит через хвостовую часть звездолета, через всю его протяженность, и улавливается датчиком света, расположенного в его носовой части.

Излучение от источника 3, направленное на приближающийся звездолет, проходит через носовую часть звездолета, через всю его протяженность, и улавливается датчиком света, расположенного в его хвостовой части.

В распоряжении наблюдателя 2, имеется два таких источника.

В хвостовой части звездолета, размещен источник когерентного света 2(3), направленный к носовой части. При включении, сигнал источников, проходит через весь звездолет, и отправляется наблюдателю 3.

В носовой части звездолета, размещен источник когерентного света 2(1) направленный к хвостовой части. При включении, сигнал проходит через весь звездолет, и отправляется наблюдателю 1.

Пусть, источники 1, 3, 2(3), 2(1), обладают одинаковой мощностью, и испускают волны одинаковой частоты: $\nu_{KB-1} = \nu_{KB-2-1} = \nu_{KB-2-2} = \nu_{KB-3}$ и имеющие одинаковую длину волны: $\lambda_{KB-1} = \lambda_{KB-2-1} = \lambda_{KB-2-2} = \lambda_{KB-3}$.

Предположим далее, что дополнительными объектами для наблюдателей, являются частицы 1, 2 и 3, расположенные в непосредственной близости от них.

В момент времени t_1 , звездолет включает фотонные двигатели, и начинает двигаться, со скоростью $v_{зв} \approx C$. Движение звездолета, осуществляется вдоль оси x , системы координат, удаляясь от наблюдателя 1 и приближаясь к наблюдателю 3.

В момент времени t_2 , достигнув точки $(x_3; 0; 0)$, звездолет осуществляет торможение.

Переместимся в систему отсчета K_0 , и рассмотрим событие с позиции наблюдателей 1 и 3, в интервалах времени: $\Delta t_0 = t_1 - t_0$ и $\Delta t_1 = t_2 - t_1$.

Источник света 2(1), удаляется от наблюдателя 1, поэтому, руководствуясь постулатами СТО, наблюдатель придет к выводу, о покраснении сигнала от источника: $E_{KB-2-1(2)} = E_{KB-2-1(1)} \sqrt{(1 - v_{зв}^2/C^2)}$, где: $E_{KB-2-1(1)}$ – энергия кванта, испущенного источником, в интервале времени: $\Delta t_0 = t_1 - t_0$, $E_{KB-2-1(2)}$ – энергия кванта, испущенного источником, в интервале времени: $\Delta t_1 = t_2 - t_1$.

Поскольку: $E_{KB} = h\nu_{KB}$, то: $\tau_{KB-2-1(2)} = \frac{\tau_{KB-2-1(1)}}{(1 - \frac{v_{зв}^2}{C^2})}$, : $\lambda_{KB-2-1(2)} = \lambda_{KB-2-1(1)} \sqrt{(1 - \frac{v_{зв}^2}{C^2})}$.

Источник света 2(3), приближается к наблюдателю 3, руководствуясь постулатами СТО, наблюдатель придет к выводу, о смещении сигнала в фиолетовый

спектр: $E_{KB-2-3(2)} = \frac{E_{KB-2-3(1)}}{(1 - \frac{v_{зв}^2}{C^2})}$.

Поскольку: $E_{KB} = h\nu_{KB}$, то: $\tau_{KB-2-3(2)} = \tau_{KB-2-3(1)}\sqrt{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$; $\lambda_{KB-2-3(2)} = \frac{\lambda_{KB-2-3(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Измерим, энергетические свойства, расположенной на борту звездолета, частицы 2, в системе отсчета K_0 .

С точки зрения наблюдателей 1 и 3, покоившаяся в интервале времени: $\Delta t_0 = t_1 - t_0$, частица 2, в интервале времени: $\Delta t_1 = t_2 - t_1$, приобретает ускорение, получая кинетическую энергию. Соответственно, энергия наблюдаемого объекта возрастает, независимо от того, приближается ли он к наблюдателю, или удаляется от него: $E = \gamma m_0 C^2$, где: γ - Лоренц-фактор.

Значит: $E_{2(2)} = \frac{E_{2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, где: $E_{2(1)} = E_0$ – энергия частицы, в интервале времени: $\Delta t_0 = t_1 - t_0$, $E_{2(2)}$ - энергия частицы, в интервале времени: $\Delta t_1 = t_2 - t_1$.

Волновые свойства объекта, определим по свойствам его внешней МГВ.

Поскольку: $\tau_\epsilon = \frac{E}{2k_\epsilon}$, то: $\tau_{\epsilon-2(2)} = \frac{\tau_{\epsilon-2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Поскольку: $\lambda_\epsilon = \tau_\epsilon C$, то $\lambda_{\epsilon-2(2)} = \frac{\lambda_{\epsilon-2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Непропорциональное воздействие эффекта Доплера, на электромагнитные и мультигравитационные волны, определяется отличиями в строении этих волн.

По условию задачи, движение сигналов от источников 2(1) и 2(3), осуществляется вдоль оси x системы координат. По этой же оси, осуществляется и ускорение звездолета.

Соответственно все изменения, вызванные возникшим при этом эффектом Доплера, напрямую зависят от распределения векторов скоростей, только на оси x системы координат. Что ставит характеристики сигналов, в зависимость от того, приближается ли источник сигнала к наблюдателю, или удаляется от него.

Движение МГВ частицы 2, в период времени $\Delta t_0 = t_1 - t_0$, осуществляется по площади $(dY;dZ)$. Частица находится в состоянии мультигравитационной суперпозиции, поэтому в интервале времени: $\Delta t_1 = t_2 - t_1$, когда звездолет набирает ускорение, площадь $(dY;dZ)$, принимает положение, перпендикулярное оси x , системы координат.

Первоначальная скорость МГВ частицы, равна скорости света: $v_{\text{РОТ}-0} = \frac{\lambda_{\epsilon-0}}{\tau_{\epsilon-0}} = C$.

В момент ускорения звездолета, МГВ обретает вектор скорости вдоль оси x , и под воздействием эффекта Доплера, сокращает скорость циркуляции на площади $(dY;dZ)$: $v_{\text{РОТ}} = \sqrt{(C^2 - v_{3B}^2)}$, пропорционально меняя частоту колебаний.

Совершенно очевидно, что результирующая скорость МГВ, определяемая соотношением векторов скоростей $v_{\text{РОТ}}$, на площади $(dY;dZ)$ и v_{3B} . на оси x системы координат - примет одинаковые значения, как для наблюдателя 1, от которого частица удаляется, так и для наблюдателя 3, к которому частица приближается.

Соответственно, энергия наблюдаемой МГВ, не зависит от того, приближается ли она к наблюдателю, или удаляется от него.

Обратим так же внимание, на энергетические характеристики мультигравитационных и электромагнитных волн.

Энергия МГВ, описывается уравнением: $\epsilon = k_{\epsilon} t_{\epsilon}$, где энергия обратно пропорциональна частоте колебаний: $\epsilon \sim \frac{1}{\nu_{\epsilon}}$.

Энергия ЭМВ, описывается уравнением: $E_{KB} = h\nu_{KB}$, где энергия прямо пропорциональна частоте колебаний: $E_{KB} \sim \nu_{KB}$.

Рассмотрим, излучение источников 2(1) и 2(3), с позиций атомной физики.

В контексте атомной физики, исследуемый квант излучения, полагается рассматривать не в качестве самостоятельного объекта, а как часть системы взаимодействующих тел, включающей в себя пресловутый квант и атом, который его излучил.

Отследим происходящий процесс, выделив в рабочих средах источников, две пары одинаковых атомов 1-1, 1-2, 3-1 и 3-2, находящихся в состоянии внешнего покоя: $v_{AT} = 0$, $E_{AT} = E_{AT-0}$, где: E_{AT-0} – энергия покоя атома, в возбужденном состоянии. Пусть атомы 1-1 и 1-2, находятся в рабочей среде источника 2(1), а атомы 3-1, 3-2 – в рабочей среде источника 2(3).

Энергии наблюдаемых объектов, равны: $E_{AT-1-1} = E_{AT-1-2} = E_{AT-3-1} = E_{AT-3-2}$. и в случае одномоментного излучения, они бы испустили кванты с одинаковой энергией.

Предположим, в момент времени t_{AT-1} , входящий в период времени $\Delta t_0 = t_1 - t_0$, атомы 1-1 и 3-1, излучают кванты света с энергией E_{KB-1-1} и E_{KB-3-1} , где: $E_{KB-1-1} = E_{KB-3-1}$. Энергия излученных квантов, определяется уравнениями: $E_{KB-1-1} = E_{AT-1-1(1)} - E_{AT-1-1(2)}$ и $E_{KB-3-1} = E_{AT-3-1(1)} - E_{AT-3-1(2)}$.

Энергии атомов, меняются до значений: $E_{AT-1-1(2)} = \frac{E_{AT-0-1-1(2)}}{(1 - \frac{v_{AT-1-1(2)}^2}{C^2})}$ и $E_{AT-3-1(2)} = \frac{E_{AT-0-3-1(2)}}{(1 - \frac{v_{AT-3-1(2)}^2}{C^2})}$, где: $E_{AT-0-1-1(2)}$ и $E_{AT-0-3-1(2)}$ – энергии покоя атомов, при переходе в более низкое энергетическое состояние.

Объекты обзаводятся импульсом от отдачи излучения: $m_{AT-1-1(2)}v_{AT-1-1(2)} = -p_{KB-1-1}$ и $m_{AT-3-1(2)}v_{AT-3-1(2)} = -p_{KB-3-1}$. А также, соответствующими векторами скоростей: $v_{AT-1-1(2)} = -v_{AT-3-1(2)} \neq 0$, направленными в противоположных направлениях, вдоль оси x, системы координат.

Предположим далее, что в момент времени t_{AT-2} , входящий в период времени $\Delta t_1 = t_2 - t_1$, атомы 1-2 и 3-2, излучают кванты света с энергией E_{KB-1-2} и E_{KB-3-2} , где: $E_{KB-1-2} = E_{KB-3-2}$.

В указанный период времени, наблюдаемые атомы, расположены на борту звездолета, перемещаясь вместе с ним, с субсветовой скоростью.

Поэтому, энергия атомов 1-2 и 3-2 до излучения квантов, будет определена формулами: $E_{AT-1-2(1)} = \frac{E_{AT-1-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $E_{AT-3-2(1)} = \frac{E_{AT-3-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

После излучения квантов, энергия объектов, изменится до значения: $E_{AT-1-2(2)} = \frac{E_{AT-0-1-1(2)}}{(1 - \frac{v_{AT-1-2(2)}^2}{C^2})}$, $E_{AT-3-2(2)} = \frac{E_{AT-0-3-1(2)}}{(1 - \frac{v_{AT-3-2(2)}^2}{C^2})}$, где: $E_{AT-0-1-1(2)}$ и $E_{AT-0-3-1(2)}$ – энергия покоя атомов, после сброса возбуждения, и где: $v_{AT-1-2(2)}$ и $v_{AT-3-2(2)}$ – результат преобразования Лоренца, при сложении скоростей v_{3B} и векторов $v'_{AT-1-2(2)}$ и $v'_{AT-3-2(2)}$, соответствующего скоростям атомов, на борту звездолета.

По условию задачи, все излучающие атомы, идентичны.

Значит: $E_{AT-0-1-2(2)} = E_{AT-0-1-2(1)}$ и $E_{AT-0-3-2(2)} = E_{AT-0-3-2(1)}$, а также: $v_{AT-1-2(2)} = v_{AT-1-2(1)}$ и $v_{AT-1-2(2)} = v_{AT-1-2(1)}$.

Здесь, испущенный источником 2(1) сигнал, движется в направлении, противоположном вектору скорости звездолета. Следовательно, вектор скорости атома 1-2, получившего импульс от отдачи излучения, совпадает с вектором скорости звездолета: $[v_{AT-1-2(2)}] = v_{3B} \frac{[v_{3B} AT-1-1(2)]}{c}$.

А сигнал, испущенный источником 2(3), движется в направлении, совпадающим с вектором скорости звездолета. Следовательно, вектор скорости атома 3-2, получившего импульс от отдачи излучения, имеет направление, противоположное вектору скорости звездолета: $[v_{AT-3-2(2)}] = v_{3B} - \frac{[v_{3B} AT-3-1(2)]}{c}$.

$$\text{Здесь: } [v_{AT-1-2(2)}] \neq [v_{AT-3-2(2)}], \text{ значит: } \frac{E_{AT-0-1-1(1)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})} - \frac{E_{AT-0-1-1(2)}}{(1-\frac{v_{AT-1-2(2)}^2}{C^2})} \neq \frac{E_{AT-0-3-1(1)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})} - \frac{E_{AT-0-3-1(2)}}{(1-\frac{v_{AT-3-2(2)}^2}{C^2})}.$$

Полученная информация, отображает сведения о переходе излучающего атома, из состояния покоя в системе отсчета K_{3B} , в состояние покоя в совершенно посторонней системе отсчета K_{AT} , движущейся относительно системы отсчета K_{3B} .

И при наблюдении за таким излучением из системы отсчета K_0 , отдача излучения, проявляется, как паразитный эффект, искажающий информацию о реальных пространственно-временных характеристиках системы отсчета K_{3B} , передаваемых световым сигналом.

Расчеты показывают, что воздействие импульсов от отдачи излучения, на вектора скоростей наблюдаемых атомов, приводит к совершенно незначительным изменениям.

По условию задачи, звездолет движется субсветовой скоростью.

А верхний предел скорости отдачи атома при гамма-переходе, едва ли достигает значения сотен метров в секунду.

Поэтому в условиях, когда одна из слагаемых скоростей, несоизмеримо меньше второй: $v_{AT-1-2(2)} \ll v_{3B}$, $v_{AT-3-2(2)} \ll v_{3B}$, влияние скорости отдачи атома, допустимо не учитывать: $v_{AT-1-2(2)} \approx 0$, $v_{AT-3-2(2)} \approx 0$, а также: $v_{AT-1-2(2)} \approx v_{3B}$, $v_{AT-3-2(2)} \approx v_{3B}$.

$$\text{При: } v_{AT} \ll v_{3B}, \sqrt{(1 - (C \frac{(v_{3B} \pm v_{AT})}{C^2 \pm v_{AT} v_{3B}})^2)} \rightarrow (1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}).$$

В таком случае, энергия кванта 1-1, излученного до момента, старта звездолета,

$$\text{округляется до вида: } E_{KB-1-1} = E_{AT-1-1(1)} - E_{AT-1-1(2)} = E_{AT-1-1(1)} - \frac{E_{AT-0-1-1(2)}}{(1-\frac{v_{AT-1-1(2)}^2}{C^2})}. \text{ Поскольку: } E_{AT-1-1(1)} = E_{AT-0-1-1(1)}, v_{AT-1-1(2)} \approx 0, \text{ то: } E_{KB-1-1} \approx E_{AT-0-1-1(1)} - E_{AT-0-1-1(2)}.$$

$$E_{KB-1-1} \approx E_{AT-0-1-1(1)} - E_{AT-0-1-1(2)}.$$

Энергия кванта 3-1, округляется до аналогичного вида: $E_{KB-3-1} = E_{AT-3-1(1)} - E_{AT-3-1(2)}$

$$= E_{AT-3-1(1)} - \frac{E_{AT-0-3-1(2)}}{(1-\frac{v_{AT-3-1(2)}^2}{C^2})} \approx E_{AT-0-3-1(1)} - E_{AT-0-3-1(2)}.$$

Определим энергию кванта 1-2, излученного на движущемся звездолете: $E_{KB-1-2} = E_{AT-1-2(1)} - E_{AT-1-2(2)} = \frac{E_{AT-1-1(1)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})} - \frac{E_{AT-0-1-1(2)}}{(1-\frac{v_{AT-1-2(2)}^2}{C^2})}$. Поскольку: $E_{AT-1-1(1)} = E_{AT-0-1-1(1)}$, $v_{AT-1-2(2)} \approx v_{3B}$, то: $E_{KB-1-2} \approx \frac{E_{AT-0-1-1(1)} - E_{AT-0-1-1(2)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})} \approx \frac{E_{KB-1-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Аналогичным методом, определим энергию кванта 3-2: $E_{KB-3-2} = E_{AT-3-2(1)} - E_{AT-3-2(2)} = \frac{E_{AT-3-1(1)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})} - \frac{E_{AT-0-3-1(2)}}{(1-\frac{v_{AT-3-2(2)}^2}{C^2})} \approx \frac{E_{AT-0-3-1(1)} - E_{AT-0-3-1(2)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})} \approx \frac{E_{KB-3-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Из расчетов следует, что энергия квантов, испущенных источниками, движущимися на борту звездолета, смещается в фиолетовый спектр – независимо от того, приближается ли источник к наблюдателю, или удаляется от него: $E_{KB-1-2} \approx \frac{E_{KB-1-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $E_{KB-3-2} \approx \frac{E_{KB-3-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Обратим внимание на синхронность, наблюдаемую при изменении энергетических характеристик, движущейся на борту звездолета частицы 2, и квантов света, излученных источниками 2(1) и 2(3): $E_{2(2)} = \frac{E_{2(1)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $E_{KB-1-2} = \frac{E_{KB-1-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $E_{KB-3-2} = \frac{E_{KB-3-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$. Назовем обнаруженный эффект, эффектом корпускулярно-волновой синхронности.

Полученный результат, однозначно конфликтует с целым рядом заключений, сформированных из постулатов теории относительности.

Например, в уравнении: $E_{KB} = E_{AT-0(1)} - E_{AT-0(2)}$, изменение энергии атома, характеризует степень возбуждения электрона, движущегося по его атомной орбите: $E_{AT} \sim E_{эл}$.

Согласно второму постулату Бора, уравнение можно записать в виде: $E_{KB} = E_{эл-1} - E_{эл-2}$. Поскольку: $E_{эл} = k_e \sum_N^N \tau_{e-}$, то: $E_{KB} = k_e \sum_N^N \tau_{e-эл-1} - k_e \sum_N^N \tau_{e-эл-2} = k_e (\sum_N^N \tau_{e-эл-1} - \sum_N^N \tau_{e-эл-2}) = k_e \Delta \tau_{эл}$.

Результативное уравнение: $E_{KB} = k_e \Delta \tau_{эл}$, устанавливает прямую пропорциональность, между энергией кванта и разностью периодов колебаний, для энергетических состояний, излучившего его электрона. Что дает основание, определить полученную разность, как период колебаний кванта: $\Delta \tau_{эл} = \tau_{KB}$, где: $E_{KB} \sim \tau_{KB}$.

Полученный результат, противоречит СТО, утверждающей, что энергия кванта, вовсе не пропорциональна, собственному периоду колебаний, а наоборот – имеет обратную пропорциональность по отношению, к этой величине: $E_{KB} = h\nu_{KB}$, $E_{KB} \sim h_{KB}$,

$E_{KB} \sim \frac{1}{\tau_{KB}}$. Уравнение: $E_{2(2)} = \frac{E_{2(1)}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $E_{KB-1-2} = \frac{E_{KB-1-1}}{(1-\frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, также противоречит СТО,

поскольку приводит не к ожидаемому покраснению сигнала, от удаляющегося источника 2(1), а к его смещению в фиолетовый спектр.

Причина разногласия, как отмечалось ранее - сводится к несовместимости результатов, при расчете эффекта Доплера, для ЭМВ и релятивистского изменения массы, для атомов, испустивших эти волны.

Поставим текущую задачу: объединить волновую теорию света, физику частиц и атомную физику, в общую теорию излучения, сглаживающую перечисленные спорные моменты.

Введем определение динамического ускорения. Динамическим ускорением, назовем ускорение объекта, происходящее относительно неподвижного наблюдателя - возникшее, в результате физического воздействия на данный объект.

Динамическое ускорение может быть положительным и отрицательным.

Положительное динамическое ускорение, возникает при получении объектом, дополнительного импульса, из внешней среды.

Отрицательное динамическое ускорение, возникает, при передаче объектом, части своего импульса, во внешнюю среду.

Введем определение неинерциального ускорения. Неинерциальным ускорением, назовем ускорение внешнего объекта, происходящее относительно динамически движущегося наблюдателя. Признаком неинерциального ускорения, является отсутствие какого-либо физического воздействия, на объект.

Вернемся, в систему отсчета K_0 , в момент времени t_0 , и внесем дополнительные условия. Наблюдателей 1, 2, 3 переквалифицируем в объекты 1, 2, 3.

Перейдем к моменту времени t_1 , и констатируем событие, одинаково справедливое для всех наблюдателей – это факт непосредственной передачи звездолету энергии от фотонного двигателя, необходимой для его разгона с динамическим ускорением. В указанный момент времени, все наблюдатели, пока еще располагаются в системе отсчёта K_0 , и наблюдают событие воочию.

Не покидая систему отсчета K_0 , и определим энергию частицы 2, в интервале времени $\Delta t_1 = t_2 - t_1$, с позиции ультимативного наблюдателя: $E_{2(2)} = \frac{E_{2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$

Наблюдаемый прирост энергии, обеспечивается, за счет притока энергии из внешней среды и регулируется законом сохранения энергии

Определим длину волны, внешней МГВ объекта.

Поскольку: $\tau_\epsilon = \frac{E}{2k_\epsilon}$, то: $\tau_{\epsilon-2(2)} = \frac{\tau_{\epsilon-2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Поскольку: $\lambda_\epsilon = \tau_\epsilon C$, то $\lambda_{\epsilon-2(2)} = \frac{\lambda_{\epsilon-2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Предположим, что расстояние l_{3B} , равное длине звездолета, в n_ϵ раз больше длины волны частицы 2: $l_{3B} = n_\epsilon \lambda_\epsilon$. Тогда: $l_{3B-2} = \frac{\tau_{\epsilon-2(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Рассчитаем, изменение длины волны звездолета, при помощи преобразований Лоренца.

В современной физике, для расчета искривления пространственных промежутков: $\Delta x = x_1 - x_0$, $\Delta y = y_1 - y_0$, $\Delta z = z_1 - z_0$, используется преобразование Лоренца: $x' = \frac{x - v \Delta t}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, $y' = y$, $z' = z$.

Однако, данное уравнение описывает не движение объекта в пространстве, а движение его мультигравитационной волны, вдоль осей гиперболической системы координат: $(X(x; y; z); dY; dZ)$. В используемом уравнении: $x = X(x; y; z)$, $y = dY = v_{SK} \tau_E$, $z = dZ = v_{RAD} \tau_E$.

Соответственно, пространственные изменения, которым подвергается динамически движущийся объект, вдоль любой из осей пространственной системы координат: $(x; y; z)$, попадает под действие одного общего уравнения: $X' = \frac{X - v \Delta t}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, где:

$$v - \text{скорость системы отсчета: } X' = \frac{X - v_{3B} \Delta t}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}.$$

По условию задачи, длина звездолета, определяется расстоянием между точками координат: $(x_{2(1)}; 0; 0)$ и $(x_{2(3)}; 0; 0)$. Значит: $l_{3B} = x_{2(3)} - x_{2(1)}$.

$$\text{Используя уравнение Лоренца, находим: } l'_{3B} = \frac{l_{3B}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}.$$

В рамках эксперимента, развернем звездолет таким образом, чтобы проекция его длины, отражалась на всех осях системы координат.

Вычислим проекцию длины звездолета l'_{3B-X} , на оси x , системы координат

Искомая проекция, представляет отрезок между точками x'_{3B-1} и x'_{3B-2} , расположенных на данной оси: $l'_{3B-X} = x'_{3B-2} - x'_{3B-1}$. Ось x , расположена в точке начала координат, осей y и z , значит: $y' = 0$, $z' = 0$.

Следовательно: $X' = \sqrt{(x')^2 + y'^2 + z'^2} = x'$.

$$\text{Из чего следует: } x'_{3B-2} - x'_{3B-1} = \frac{x_{3B-2} - x_{3B-1}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}, \text{ и значит: } l'_{3B-X} = \frac{l_{3B-X}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}.$$

Вычислим проекцию длины звездолета l'_{3B-Y} , на оси y , системы координат

Искомая проекция, представляет отрезок между точками y'_{3B-1} и y'_{3B-2} , расположенных на данной оси: $l'_{3B-Y} = y'_{3B-2} - y'_{3B-1}$. Ось y , расположена в точке начала координат, осей x и z , значит: $x' = 0$, $z' = 0$.

Следовательно: $X' = \sqrt{(x')^2 + y'^2 + z'^2} = y'$.

$$\text{Из чего следует: } y'_{3B-2} - y'_{3B-1} = \frac{y_{3B-2} - y_{3B-1}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}, \text{ и значит: } l'_{3B-Y} = \frac{l_{3B-Y}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}.$$

Вычислим проекцию длины звездолета l'_{3B-Z} , на оси z , системы координат

Искомая проекция, представляет отрезок между точками z'_{3B-1} и z'_{3B-2} , расположенных на данной оси: $l'_{3B-Z} = z'_{3B-2} - z'_{3B-1}$. Ось z , расположена в точке начала координат, осей x и y , значит: $x' = 0$, $y' = 0$.

Следовательно: $X' = \sqrt{(x')^2 + y'^2 + z'^2} = z'$.

$$\text{Из чего следует: } z'_{3B-2} - z'_{3B-1} = \frac{z_{3B-2} - z_{3B-1}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}, \text{ и значит: } l'_{3B-Z} = \frac{l_{3B-Z}}{1 - \frac{v_{3B}^2}{c^2}}.$$

$$\text{Установим длину звездолета, на трехмерной системе координат: } l'_{3B} = \sqrt{(l'_{3B-X})^2 + l'_{3B-Y}{}^2 + l'_{3B-Z}{}^2} = \sqrt{\left(\frac{l_{3B-X}^2 + l_{3B-Y}^2 + l_{3B-Z}^2}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}\right)} = \frac{l_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}.$$

$$\text{Аналогичным методом, может быть установлены, так же ширина } b \text{ и высота } h \text{ звездолета: } b'_{3B} = \frac{b_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}, h'_{3B} = \frac{h_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}.$$

Из расчетов следует, что искривление пространства, наблюдаемое на борту динамически движущегося звездолета, приводит к идентичным изменениям всех пространственных характеристик объекта на системе координат: (x; y; z). Поэтому, если пространство на борту звездолета расширяется, то оно расширяется во все стороны одинаково, пропорционально изменяя характеристики его длины, ширины и высоты - а вовсе не закручивается в вытянутую веретенообразную форму, как это описывается в представлениях о пространстве Минковского.

Формула 2(1)

$$\begin{aligned} \text{a) } l'/l &= l'_x/l_x = l'_y/l_y = l'_z/l_z \\ \text{b) } b'/b &= b'_x/b_x = b'_y/b_y = b'_z/b_z \\ \text{c) } h'/h &= h'_x/h_x = h'_y/h_y = h'_z/h_z \end{aligned}$$

Констатируем, что пространство на борту динамически движущегося звездолета, определяется системой уравнений: $l'_{3B} = \frac{l_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}, b'_{3B} = \frac{b_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}, h'_{3B} = \frac{h_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}.$

Поручим ультимативному наблюдателю, проследить за излучением источников света 2(3) и 2(1), расположенных на борту звездолета.

В интервале времени Δt_0 , длина звездолета составляет l_{3B} . Для преодоления расстояния от одного конца звездолета до другого, лучу света, требуется интервал времени Δt : $l_{3B} = C\Delta t$.

В интервале времени Δt_1 , длина звездолета изменяется до значения $l'_{3B} = \frac{l_{3B}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}$. Для преодоления расстояния от одного конца звездолета до другого, лучу света, требуется интервал времени Δt : $l'_{3B} = C\Delta t'$.

Соответственно, время в системе отсчета K_{3B} , ускоряется: $\Delta t' = \frac{\Delta t}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}$, так как на борту звездолета проходит больше секунд, чем за его бортом: $\Delta t' > \Delta t$.

Предположим, длина звездолета, в n_{KB} раз, больше длины волны испускаемого кванта: $\lambda_{KB} = \frac{l_{3B}}{n_{KB}}$. Значит, в момент времени t_1 , длина волны кванта изменится

пропорционально изменению расстояний: $\lambda'_{KB} = \frac{\lambda_{KB}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}.$

Соответственно изменится и его период колебаний: $\tau'_{KB} = \frac{\tau_{KB}}{\left(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2}\right)}$, где: $\tau_{KB} = \frac{\Delta t}{n_{KB}}$.

Скорости объектов на борту звездолета, определяются формулами: $v = \frac{\Delta R}{\Delta t}$ и $v' = \frac{\Delta R}{\Delta t'}$, где: $\frac{\Delta R}{\Delta t} = \frac{\Delta R}{\Delta t} = \text{const.}$

Следовательно, для ультимативного наблюдателя, отслеживающего переход звездолета из системы отсчета K_0 , в систему отсчета $K_{ЗВ}$, не изменяется не только скорость света, но и скорость обычных предметов, движущихся на борту: $v' = v = \text{const.}$

Поручим ультимативному наблюдателю, проследить изменения, происходящие с мультигравитационной волной частицы 2, в моменты времени t_0 и t_1 . В качестве примера, используем внешнюю МГВ, с волновым радиусом $R_{\text{РОТ}}$.

В интервале времени Δt_0 , исследуемая волна, циркулирует со своей линии напряженности, со скоростью света: $v_{\text{РОТ}} = C$, а высота ее волнового радиуса, соответствует значению: $R_{\text{РОТ}} = \frac{C \tau_{\epsilon}}{2\pi}$, где: τ_{ϵ} - период одного оборота волны.

Частица 2, покоится на борту звездолета, что дает нам возможность установить ее массу покоя: $R_{\text{РОТ}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_{\epsilon}}$, значит: $E_0 = \frac{4 R_{\text{РОТ}} \pi k_{\epsilon}}{C}$.

Предположим, что за промежуток времени Δt , МГВ осуществляет n_{ϵ} колебаний: $\Delta t = n_{\epsilon} \tau_{\epsilon}$.

В интервале времени Δt_1 , время на борту звездолета ускоряется: $\Delta t' = \frac{\Delta t}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}$.

Следовательно, для выполнения волной, заявленных n_{ϵ} колебаний, за интервал времени $\Delta t'$, период одного колебания должен иметь значение: $\tau'_{\epsilon} = \frac{\tau_{\epsilon}}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}$.

Частица 2, все еще покоится на борту движущегося звездолета, что дает нам возможность установить ее массу покоя: $R'_{\text{РОТ}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_{\epsilon}}$, следовательно: $E'_0 = \frac{4 R_{\text{РОТ}} \pi k_{\epsilon}}{C}$.

Из чего следует: $E'_0 = \frac{E_0}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}$. Здесь: $\frac{E_0}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})} = E$, значит: $E'_0 = E$.

В общем случае, связь энергии частицы, с фактическими пространственно-временными искажениями на звездолете, выражены соотношением: $\Gamma'_{ЗВ} \sim \lambda'$, $\Delta t' \sim \tau'_{\epsilon}$, которое преобразуется в систему уравнений: $E = k_{\epsilon} \tau_{\epsilon}$, $E' = E$,

Формула 2(2) $E' = E$

Рассмотрим, наблюдаемое изменение волнового радиуса мультигравитационной волны, более подробно. Поскольку: $E' = E_0$, то: $R'_{\text{РОТ}} \neq R_{\text{РОТ}}$.

Здесь: $R_{\text{РОТ}} = \frac{v_{\text{РОТ}} \tau_{\epsilon}}{2\pi}$, где: $v_{\text{РОТ}} \tau_{\epsilon} n_{\epsilon} = v_{\text{РОТ}} \Delta t = \sqrt{((C \Delta t)^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2)} = s$, значит: $s' \neq s$.

Уравнение показывает, что при переходе из одной системы отсчета в другую, интервал между событиями, для ультимативного наблюдателя не соблюдается.

Рассмотрим причины, расхождения этого вывода, с постулатами СТО.

Дело в том, что система отсчета $K_{ЗВ}$, является системой, движущейся с ускорением. В интервале времени $\Delta t_0 = t_1 - t_0$, она покоится относительно системы отсчета K_0 . А в интервале $\Delta t_1 = t_2 - t_1$, движется относительно нее, со скоростью $v_{ЗВ}$.

Изначально известно, что сохранение интервалов между событиями, в системах отсчета, движущихся с ускорением, не обеспечивается.

Тем не менее, системы отсчета K_0 и $K_{ЗВ}$, в специальной теории относительности, были сочтены равноправными, а проблема наличия ускорения у одной из систем отсчета, решена делением интервала между событиями, на бесконечно малые отрезки, и подгоном расчетов, под требуемый результат, с помощью дифференциальных уравнений.

Одним из последствий такого округления, является результирующее уравнение СТО: $E'_0 = E_0$, фактически девальвирующее закон сохранения энергии. Поскольку оно приводит к утверждению, что при наборе ускорения, требуемая для ускорения объектов энергия, черпается из неких флуктуаций пространства, расцениваемых как безграничный источник дармовой энергии.

В действительности, природа никогда не позволяет, подгонять какие-либо явления к величинам, не соответствующим собственным основополагающим законам. А недостатки или излишки энергии, благополучно округленные, уравнениями мысленного экспериментатора, на самом деле, никуда не исчезают.

На основании изложенного, опровергнем постулат о сохранении интервала между событиями, для взаимно движущихся систем отсчета.

Формула 2(3)
при: $v_{СИСТ} \neq 0$
 $Ct' \neq \sqrt{(Ct)^2 - (vt)^2}$
 $s' \neq s$

В контексте изложенного, не было бы излишним, отказаться от мистицизма, придаваемого понятию интервала между событиями, в современной физике. Переменная, ошибочно называемая интервалом между событиями, в действительности описывает банальное расстояние, намотанное мультигравитационной волной, по площади ($dY; dZ$): $\sqrt{(C\Delta t)^2 - (v\Delta t)^2} = v_{РОТ}\Delta t$. А изменения ее значения, приводят лишь к изменению массы покоя объекта и волнового радиуса его мультигравитационной волны. Естественно, никаких ужасных пространственноподобных событий, при этом ждать не следует.

Продолжим исследование, и поручим наблюдателю 2, проследить изменения частицы 2.

Наблюдатель 2, позиционируемый ультимативным наблюдателем объектом 2, является полноценным участником происходящего процесса, являясь такой же жертвой изменений, которые происходят с наблюдаемыми им объектами.

Дело в том, что значения массы, размеров, частот и прочих показателей, у движущихся на борту звездолета предметов, подвергаются идентичным изменениям:

$$E'_{ОБ-2} = \frac{E_{ОБ-2}}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}, E'_2 = \frac{E_2}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}, \text{ где наблюдатель рассматривается как полноправный}$$

объект, где соответственно: $E'_{ОБ}$ – энергия объекта.

Поэтому наблюдатель 2, вынужден измерять частоты, в пропорционально искривленном времени, расстояния – в пропорционально искривленном пространстве,

а массы – в среде с пропорционально измененной массой, что исключает возможность обнаружения им, произошедших изменений.

Например, если наблюдатель 2, попытается измерить характеристики сопровождающей его частицы 2, он обнаружит, что между моментами времени t_0 и t_1 , никаких изменений с ней не произошло.

В результате, у динамически движущегося наблюдателя, возникает ложное представление, что характеристики движущихся вместе с ним объектов, не меняются, а характеристики объектов, расположенных за пределами звездолета – меняются в обход законов сохранения. Когда как, на самом деле, изменениям подверглись, сам наблюдатель и сопутствующие ему объекты, которые приобрели новые характеристики.

Назовем данный эффект, эффектом измененной среды.

Очевидно, что обнаруженный эффект, препятствует полноценному анализу происходящих событий динамически движущимся наблюдателем, подвергая его самого, пропорциональным изменениям.

Поэтому добытые им сведения, рассматриваются ультимативным наблюдателем, только с учетом изменений, которым подвергся поставщик данных, будучи частью системы.

В дополнение отметим, что эффект измененной среды, в частности, является первопричиной для утверждения, о сохранении интервалов между событиями, при переходе в другие системы отсчета.

Наблюдатель 2, вполне может доказать это экспериментально. Ведь независимо от того, в какой системе отсчета он расположен в данный момент времени - масса сопровождающих его частиц останется для него неизменной. Например, масса протона, будет всегда равна: $1,672 \times 10^{-27}$ кг, а масса электрона: $9,109 \times 10^{-31}$ кг.

В системе отсчета $K_{ЗВ}$, все изменения регулируются с учетом энергии, фактически потребленной на ускорение объектов. Назовем данный эффект, эффектом обретенного импульса.

Изменения частицы 2, как мы уже выяснили, определяются формулой: $E'_0 = E$,

где: $E = E_{2(2)} = \frac{E_{2(1)}}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}$, соответственно: $E'_{0(2)} = \frac{E_{0(2)}}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}$. Частица считается

фактическим получателем энергии, невзирая на то, что в данной системе отсчета она покоится.

Частицы 1 и 3, движутся относительно системы отсчета $K_{ЗВ}$, с неинерциальными скоростями: $v'_{NI-1} = v'_{NI-3} = -v_{ЗВ}$, где: v_{NI} – обозначение неинерциальной скорости. При этом, ускорение объектов, не имеет должного энергетического обеспечения: $E'_{1(2)} = E'_{1(1)} = E_{0(1)}$ и $E'_{3(2)} = E'_{1(1)} = E_{0(3)}$.

Связь энергии, с неинерциальным импульсом Δp_{NI} , выведем из соотношения: $\Delta p = \sqrt{((m_2 C)^2 - (m_1 C)^2)}$, преобразуя его до вида: $\Delta p'_{NI-1(2)} = \sqrt{((m'_{1(2)} C)^2 - m'_{1(1)} C^2)} = 0$ и $\Delta p'_{NI-3(2)} = \sqrt{((m'_{3(2)} C)^2 - m'_{3(1)} C^2)} = 0$. Из чего следует, что связь энергии и скорости, у

неинерциально движущихся объектов, отсутствует: $E' = \frac{E}{(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})} = E$, где: $v_{NI} \neq E$.

Формула 2(4)

$$a) \Delta p'_{NI} = \sqrt{((m'_2 C)^2 - (m'_1 C)^2)} = 0$$

$$\text{б) } E' = \frac{E}{(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})} = E', E = E'(1 - \frac{v_i^2}{C^2}) = E$$

Представление о процессах, происходящих с энергетическими состояниями наблюдаемых объектов, позволяет более подробно, рассмотреть эффект Доплера, воздействующий на изучение неинерциально движущихся объектов.

Рассмотрим излучение источника 1, с позиции наблюдателя 2.

Энергетическое состояние сигнала данного источника, в интервале времени Δt_0 , определяется системой уравнений: $E'_{KB-1} = E_{KB-1}$, $v'_{KB-1} = v_{KB-1}$, $\lambda'_{KB-1} = \lambda_{KB-1}$, где: E'_{KB} – энергия кванта в системе отсчета $K_{ЗВ}$, E_{KB} – энергия кванта в системе отсчета K_0 .

В интервале времени Δt_1 , излучатель, обретает вектор неинерциальной скорости, относительно системы отсчета $K_{ЗВ}$: $v_{NI} = -v_{ЗВ}$ и начинает удаляться от наблюдателя.

Неинерциальный вектор скорости источника, не подвергает наблюдаемое излучения, каким-либо изменениям, из-за отсутствия прямой связи с энергией: $E'_{KB-1(2)} = E_{KB-1(2)}$, $v'_{KB-1(2)} = v_{KB-1(2)}$, $\lambda'_{KB-1(2)} = \lambda_{KB-1(2)}$.

Однако, наблюдатель 2, находится под эффектом измененной среды. И сравнив излучение источника 1, с излучением имеющегося в его распоряжении источника 2(1):

$$E'_{KB-2-1(2)} = \frac{E_{KB-1(2)}}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})}, \text{ он придет к выводу, что энергия излучения источника 2, не}$$

подверглась никаким изменениям: $E'_{L-KB-2-1(2)} = E_{KB-2-1(1)}$, а энергия излучения источника 1, пропорционально сократилась: $E'_{L-KB-1(2)} = E_{KB-1(2)}(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})$, где: E'_L – показатель энергии, искаженный, эффектом измененной среды.

Аналогичная ситуация, складывается с изменением длины волны и периода ее колебаний.

В системе отсчета K_0 , скорость сигнала соответствует скорости света, при этом система, удаляется от наблюдателя, со скоростью $v_{NI} = -v_{ЗВ}$.

Условия задачи, сводятся к классическому описанию эффекта Доплера для электромагнитных волн, и имеют аналогичное решение.

Электромагнитных волн, движущихся ни с до световыми, ни со сверхсветовыми скоростями, в природе не существует. Скорость света, одинакова во всех системах отсчета, а ее связь с характеристиками объектов, регулируется уравнением: $\lambda_{KB} = C\tau_{KB}$, $C = \lambda_{KB}v_{KB}$.

В данной ситуации, логично было бы связать энергию частицы, с ее периодом колебаний: $E_{KB} = k_e\tau_{KB}$.

Поскольку: $E'_{L-KB-1(2)} = E_{KB-1(2)}(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})$, то: $\tau'_{L-KB-1(2)} = \tau_{KB-1(2)}(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})$, τ'_L – показатель периода колебаний, искаженный, эффектом измененной среды.

Назовем, наблюдаемое явление, неинерциальным эффектом Доплера.

Наблюдаемый эффект, описывается формулой 2(4), принимающей вид для удаляющегося сигнала: $\frac{E_{KB-1(2)}}{C} = \sqrt{((\frac{E_{KB-1(2)}}{C})^2 - \Delta p_{NI}^2)}$, где: $\Delta p_{NI} = 0$.

Неинерциальная скорость, с которой движется система отсчета K_0 , не обладает связью с фактической энергией кванта. Следовательно, наблюдаемые изменения показателей сигнала, до значений: $\tau'_{L-KB-1(2)}$, $\lambda'_{L-KB-1(2)}$, никоим образом, не отражают

действительные пространственно-временные характеристики, наблюдаемой системы отсчета K_0 – это искаженные данные, полученные под эффектом изменённой среды.

Переместимся в систему отсчета K_0 , и поручим наблюдателям 1 и 3, исследовать излучение источников 2(1) и 2(2).

Подобный расчет уже проводился.

В интервале времени Δt_1 , показатели квантов, изменяются под воздействием эффекта обретенного импульса: $E_{KB-2-1(2)} = \frac{E_{KB-2-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $\tau_{KB-2-1(2)} = \frac{\tau_{KB-2-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $E_{KB-2-1(2)} = \frac{E_{KB-2-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, $\tau_{KB-2-1(2)} = \frac{\tau_{KB-2-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Переместимся в систему отсчета K_1 , и поручим наблюдателю 2, исследовать излучение источников 2(1) и 2(2).

Подобный расчет, также проводился.

В интервале времени Δt_1 , показатели квантов, изменяются под воздействием эффекта измененной среды: $E'_{L-KB-1(2)} = E_{KB-1(2)}(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})$, $E'_{L-KB-3(2)} = E_{KB-3(2)}(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})$.

Полученный результат, полностью подтверждается экспериментами с ротором Мёссбауэра.

Например, если поглотитель разместить в центре ротора, а источник гамма-излучения на ободе – при вращении ротора, источник гамма-излучения обретает динамическое ускорение. В результате, поглотитель фиксирует фиолетовое смещение

поступающих квантов: $E_{KB-2-1(2)} = \frac{E_{KB-2-1(1)}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$.

Если же, в центре ротора разместить источник гамма-излучения, а поглотитель на ободе - динамическое ускорение, при вращении ротора, получает поглотитель. А источник излучения, обретает относительно него, неинерциальное ускорение. В результате, поглотитель фиксирует красное смещение поступающих квантов: $E'_{L-KB-1(2)} = E_{KB-1(2)}(1 - \frac{v_{NI}^2}{C^2})$.

Вернемся к проблеме несоответствия происходящих изменений, с постулатами теории относительности.

СТО утверждает, что энергия сигнала, от удаляющегося источника света, должна покраснеть, а энергия сигнала от приближающегося источника света – сместиться в фиолетовый спектр.

Разногласие регулируется, наличием инверсного эффекта Доплера, для одного из наблюдателей.

В частности, источник света 2(1), удаляется относительно наблюдателя 1, но источник света 1, точно так же, удаляется от наблюдателя 2.

Аналогично, источник света 2(3), приближается к наблюдателю 3, но источник света 3, с тем же успехом, приближается к наблюдателю 2.

Согласно СТО, один из наблюдателей обнаруживает, что на полученный сигнал, воздействует эффект Доплера.

А его оппонент отслеживает, что полученный сигнал, подвергся инверсному эффекту Доплера.

При этом, привлекает внимание отсутствие четкой аргументации, служащей обоснованием выбора, определяющего, сигнал какого из источников подвергается эффекту Доплера, а сигнал какого из источников – инверсному эффекту Доплера.

Никаких критериев отбора, определяющих условия, при которых в выбранной системе отсчета, может быть применена одна из этих формул преобразования, в СТО не существует. Что фактически оставляет, вопрос распределения этих неравноценных методов расчета, на произвол мысленного экспериментатора.

На самом же деле, делегирование методов расчета эффекта Доплера, симметрично вписываются под параметры окружающей среды.

Дело в том, что ни частицы, ни кванты, не обязаны подстраиваться под восприятие наблюдателя, следящего за волновыми эффектами.

А наоборот – это эффект Доплера, должен отражать фактические параметры наблюдаемых объектов.

Рассмотрим это в рамках текущего мысленного эксперимента.

Например, источник света 1, удаляется от наблюдателя 2. Наблюдатель вправе применить прямые преобразования Лоренца, и установить, что полученный от источника сигнал, подвергся эффекту Доплера и сместился в красный спектр.

Источник света 2(1), удаляется от наблюдателя 1. Однако для наблюдателя действуют обратные преобразования Лоренца, поэтому полученный сигнал подвергается инверсному эффекту Доплера и смещается в фиолетовый спектр.

Источник света 2(3), приближается к наблюдателю 3. Наблюдатель вправе применить прямые преобразования Лоренца, и установить, что полученный от источника сигнал, подвергся эффекту Доплера и сместился в фиолетовый спектр.

Источник света 3, приближается к наблюдателю 2. Однако для наблюдателя действуют обратные преобразования Лоренца, поэтому полученный сигнал подвергается инверсному эффекту Доплера и смещается в красный спектр.

Очевидно, что ни в одном из случаев, Лоренцева метрика не нарушается.

Введем определение динамического периода колебаний. Данное определение, присвоим той части колебательных процессов, которая оказывает прямое воздействие, на изменения энергии: $\tau_{\epsilon} \sim E$, $\tau_{KB} \sim E_{KB}$.

Изменения периодов колебаний τ_{ϵ} и τ_{KB} , происходят пропорционально изменению скорости течения времени в движущейся системе отсчета, где наблюдаемая частица, или источник излучения, находятся в состоянии покоя.

Следовательно, изменения этих показателей, передает всю полноту информации об изменениях пространственно-временных характеристиках, данной системы.

Поскольку: $\tau_{KB}n_{KB} = \Delta t$ и $\tau_{\epsilon-0}n_{\epsilon} = \Delta t$, то: $\frac{\tau_{KB}}{\tau_{KB}} = \frac{\Delta t}{\Delta t}$ и $\frac{\tau_{\epsilon-0}}{\tau_{\epsilon-0}} = \frac{\Delta t}{\Delta t}$

При определении пространственных характеристик, уравнение преобразуется в новую формулу: $\frac{\lambda_{KB}}{\lambda_{KB}} = \frac{\Delta R}{\Delta R}$ и $\frac{\lambda_{POT}}{\lambda_{POT}} = \frac{\Delta R}{\Delta R}$

Формула 2(5)

$$\begin{aligned} \text{a) } & \frac{\tau_{KB}}{\tau_{KB}} = \frac{\Delta t}{\Delta t}, \frac{\tau_{\epsilon-0}}{\tau_{\epsilon-0}} = \frac{\Delta t}{\Delta t} \\ \text{b) } & \frac{\lambda_{KB}}{\lambda_{KB}} = \frac{\Delta R}{\Delta R}, \frac{\lambda_{POT}}{\lambda_{POT}} = \frac{\Delta R}{\Delta R} \\ \text{c) } & \frac{\Delta R}{\Delta t} = \frac{\Delta R}{\Delta t} = \text{const.} \end{aligned}$$

Введем определение наведенного периода колебаний. Данное определение, присвоим разности частот: $\Delta\tau_{L-E} = \sqrt{(\tau_E^2 \pm \tau_{L-E}^2)}$ или $\Delta\tau_{L-KB} = \sqrt{(\tau_{KB}^2 \pm \tau_{LP-KB}^2)}$, не оказывающей никакого влияния, на характеристики объекта.

Введем определение искаженного периода колебаний. Данное определение, присвоим частоте колебаний, претерпевшей изменения, под воздействием неинерциального эффекта Доплера.

Искажение периода колебаний, произошедшее с МГВ, либо квантом, не отражает полноценную информацию о пространственно-временных характеристиках систем отсчета, в которых они располагаются. Поскольку изменениям подвергается только частота волны, вынужденной подстроить эту частоту под скорость света, а вовсе не ее энергетические характеристики. Причем, приобретенный ею в процессе, наведённый период колебания $\Delta\tau_{L-E}$, $\Delta\tau_{L-KB}$ - не оказывает воздействия не только на энергию, но и на связанные с ней время и расстояния: $\Delta\tau_L \propto E$, где: $E \sim \Delta t \sim \Delta R$.

Поручим, наблюдателям 1 и 3, проследить изменения периодов колебаний внешней МГВ частицы 2, в различные интервалы времени.

В интервале времени Δt_0 , волновой радиус МГВ, составляет, в системе отсчета K_0 : $R_{POT} = \frac{E_0 C}{4\pi k_E}$, а его скорость, соответствует скорости света.

В интервале времени Δt_1 , он равен: $R'_{POT} = \frac{R_{POT}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$, в системе отсчета K_{3B} , где

МГВ все так же продолжает двигаться со световой скоростью: $v'_{POT} = C$.

Для наблюдателей 1 и 3, движение МГВ, расценивается, как циркуляция волны по площади (dY ; dZ) со световой скоростью, и одновременное движение с перпендикулярным данной площади, вектором скорости v_{3B} : $v_{MGB} = \sqrt{(v'_{POT})^2 + v_{3B}^2}$. Однако, сверхсветовые скорости ей для наблюдателей 1 и 3, невозможны. Поэтому, нарушение нивелируется неинерциальным эффектом Доплера – МГВ изменяет высоту волнового радиуса, что позволяет ей, снизить скорость циркуляции за установленный период колебания τ : $C\tau_E = \frac{R_{POT}}{2\pi}$, $v_{POT}\tau_E = \frac{R_{POT}}{2\pi}$, где: $R_{L-POT} = R'_{POT}(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})$.

Соответственно: $v'_{MGB} = \frac{R_{POT}}{2\pi\tau_E} = C$, $v_{MGB} = \sqrt{((\frac{R_{L-POT}}{2\pi\tau_E})^2 + v_{3B}^2)} = C$.

Из уравнения следует, что с точки зрения наблюдателей 1 и 3, высота волнового радиуса мультигравитационной волны, в системе отсчета K_{3B} не изменяется: $R_{POT-0} =$

$v_{POT}\tau_{E-0}/2\pi = C\tau_{E-0}/2\pi$, $R_{L-POT-1} = \sqrt{((C\tau_{E-1})^2 - (v_{3B}\tau_{E-1})^2)}/2\pi$, где: $\tau_{E-1} = \frac{\tau_{E-0}}{(1 - \frac{v_{3B}^2}{C^2})}$ и: $R_{POT-0} = R_{L-}$

$POT-1$.

А изменения прочих параметров, соответствуют условиям сохранения интервала между событиями: $s = \text{const}$, где: $s = \sqrt{((C\tau_E)^2 - (v\tau_E)^2)} = v_{POT}\tau_E$.

Высота волнового радиуса МГВ, в системе отсчета, являющейся для нее инерциальной, определяет пространственно-временные характеристики данной системы: $R_{POT} \sim \Delta R$, $\tau_{E-0} = R_{POT}/C$, $\Delta t \sim \tau_{E-0}$ и $R'_{POT} \sim \Delta R'$, $\tau'_{E-0} = R'_{POT}/C$, $\Delta t' \sim \tau'_{E-0}$.

Поэтому выводы, сделанные наблюдателями 1 и 3, из системы отсчета K_0 , противоречат фактическим расчетам, определяющим пространственно-временные характеристики в системе отсчета K_{3B} : $R'_{POT} \neq R_{L-POT-1}$.

Из чего следует, что зафиксированный наблюдателями 1 и 3 эффект Доплера, является неинерциальным, и не несет достоверной информации о наблюдаемой ими системе отсчета $K_{ЗВ}$.

Формула 2(6)

При: $v \neq 0$, $s = 2\pi R_{L-POT}$, где: $R_{L-POT} \neq R'_{POT}$

На наблюдателя 2, следящего за частицей 1, либо частицей 3, действует эффект измененной среды. Наблюдатель считает, что в момент ускорения, волновой радиус МГВ сопровождающей его частицы 2, не изменился: $R'_{L-POT-2} = R_{POT-2}$.

Волновой радиус МГВ частицы 1, меньше волнового радиуса МГВ частицы 2: $R_{POT-1} = R'_{POT-2}(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})$, значит: $R_{L-POT-1} = R'_{L-POT-2}(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})$.

Поскольку: $v'_{МГВ-1} = \sqrt{((\frac{R_{L-POT-1}}{2\pi\tau_\epsilon})^2 - v_{NI}^2)} = C$, то наблюдатель 2, становится свидетелем инверсного эффекта Доплера: $R'_{L-POT-1} = \frac{R_{L-POT-1}}{(1 - \frac{v_{ЗВ}^2}{C^2})} = R'_{L-POT-2}$.

Из чего следует, что независимо от того, покоится ли наблюдаемый объект, или движется с динамической либо неинерциальной скоростью - с точки зрения неподвижного физического наблюдателя интервал между событиями, для него соблюдается всегда: $s_L = \text{const}$.

Рассчитаем фактический интервал между событиями, для частицы, движущейся с неинерциальным вектором скорости: $s = \sqrt{(C\tau_\epsilon)^2 - (v_{NI}\tau_\epsilon)^2}$.

Здесь: $\tau_\epsilon = \frac{m}{2k_\epsilon C^2}$, значит: $v_{NI}\tau_\epsilon = \frac{mv_{NI}}{2k_\epsilon C^2}$.

Поскольку: $mv_{NI} = 0$, то: $s = \sqrt{(C\tau_\epsilon)^2 - (v_{NI}\tau_\epsilon)^2} = C\tau_\epsilon$.

Из уравнения следует, что эффект Доплера, наблюдаемый у неинерциально движущегося объекта, является так же неинерциальным.

Обратим внимание, что определенная мысленным экспериментом, позиция наблюдателя 2, в корне отличается от позиции наблюдателя, исследующего свет, излучаемый убегающими галактиками. Удаление наблюдаемых галактик, точно так же

происходит без воздействия скорости убегания, на энергию: $E \neq \frac{E_0}{(1 - \frac{v_{УБ}^2}{C^2})}$, то есть осуществляется с неинерциальной скоростью.

Однако сам наблюдатель, динамической скоростью не обладает и приравнять его, к пилоту звездолета нельзя.

Взаимное удаление объектов, происходит за счет расширения пространства между ними, поэтому переместившись в систему отсчета удаляющейся галактики, мы обнаружим, что наблюдатель точно так же, движется относительно нее, с

неинерциальной скоростью: $v_{НАБЛ} = v_{NI}$, соответственно: $E_{НАБЛ} \neq \frac{E_{0-НАБЛ}}{(1 - \frac{v_{НАБЛ}^2}{C^2})}$.

Поставим перспективную задачу – собрать данные, требуемые для расчета изменений спектра волн и частоты, поступающих от объектов, движущихся с неинерциальными скоростями.

Рассмотрим, кинематические свойства частицы 2, при слежении за ней, ультимативным наблюдателем из различных систем отсчета.

Для чего распределим промежуточные системы отсчета K_1, K_2, K_3 , движущиеся относительно системы отсчета K_0 , в пределах скоростей: $v_{3B} > v_K > 0$.

Разделим, уравнение: $E' = E$, на составляющие. Поскольку: $E/2 = \epsilon$, где: $\epsilon = W_K + W_{POT}$, то: $W'_K + W'_{POT} = W_K + W_{POT}$.

Установим пределы функции для уравнения: $\lim_{v \rightarrow c} W_K(v \rightarrow c) = \epsilon$, $\lim_{v \rightarrow c} W_{POT}(v \rightarrow c) = 0$ и $\lim_{v \rightarrow 0} W'_K(v \rightarrow 0) = 0$, $\lim_{v \rightarrow 0} W'_{POT}(v \rightarrow 0) = \epsilon_0$.

Формула 2(7)

$$\begin{aligned} W'_K + W'_{POT} &= W_K + W_{POT} = \text{const} \\ \lim_{v \rightarrow c} W_K(v \rightarrow c) &= \epsilon, \lim_{v \rightarrow c} W_{POT}(v \rightarrow c) = 0 \\ \lim_{v \rightarrow 0} W'_K(v \rightarrow 0) &= 0, \lim_{v \rightarrow 0} W'_{POT}(v \rightarrow 0) = \epsilon_0 \end{aligned}$$

Из уравнения следует что, перемещаясь между этими системами, ультимативный наблюдатель обнаружит, что изменения внутреннего энергетического состояния наблюдаемого объекта, происходит за счет прямого преобразования его кинетической и потенциальной энергий, друг в друга. То есть, осуществляется в соответствии с требованиями классической механики Ньютона.

Последнее уравнение, завершает описание относительного закона сохранения энергии: $E' = E$ - энергия объекта, имеющего неинерциальное ускорение относительно наблюдателя, движущегося с собственным динамическим ускорением, не изменяется.

Установленный пункт закона, исключает возможность опосредованного воздействия наблюдателя, на окружающую среду. Наблюдатель может летать с субсветовыми скоростями, вращаться, производить колебательные движения – на окружающую его Вселенную это не воздействует никак: $\Sigma E = \Sigma E'$, где: ΣE – суммарная энергия наблюдаемых объектов.

Формула 2(8)

$$\Sigma E = \text{const.}$$

Назовем изложенную теорию, практической теорией относительности.

Основной принцип ПТО, выражается в изменении представлений, о свойствах систем отсчета.

В СТО, система отсчета, рассматривается как некая система координат, изменяющая свойства окружающей среды, просто в силу факта присутствия наблюдателя в ней.

В ПТО, первичными считаются энергетические изменения, происходящие как с объектами наблюдения, так и с наблюдателем при переходе в другую систему отсчета. Здесь, ключевым фактором изменений пространственно-временных характеристик окружающей наблюдателя среды, является не факт, его перехода в другую систему отсчета, а энергетическое воздействие, оказанное на наблюдателя, как на часть системы, для обеспечения такого перехода. Из-за чего, такие искажения пространства-времени, могут наблюдать только физические наблюдатели.

Для ультимативного наблюдателя, система отсчета, рассматривается, как движущаяся точка обзора, позволяющая исследовать объекты, с различных ракурсов, и не оказывающая на них, никакого влияния. Поэтому, пространство-время, описывается для него, плоскими декартовыми координатами, с равномерным течением времени.

Что позволяет ему, проследить за последствиями энергетического воздействия на физических наблюдателей - изменением активности наблюдателей, происходящим вследствие ускорения, либо замедления времени, а также за изменением свойственных им габаритов, связанных с изменением пространственных характеристик.

Подведем итоги второй части:

- 1) Флуктуаций пространства не существует. Сохранение энергии соблюдается как в рамках одной системы отсчета, так и при переходе между разными системами отсчета.
- 2) Времениподобных и пространственноподобных событий не существует, поскольку банальное изменение траектории движения волны, не способно привести к настолько фантастическим результатам.
- 3) Время на звездолете, движущемся с динамическим ускорением, ускоряется, а вовсе не замедляется, как утверждает о том, теория относительности. Из-за чего, улетевший на звездолете близнец, состарится раньше, чем близнец, оставшийся его ждать.

ЧАСТЬ 3.

Сформируем условия новой задачи.

Предположим, в момент времени t_0 , системе отсчета K_0 , покоится произвольная частица, с энергией покоя E_0 .

В момент времени t_1 , объекту сообщается динамический импульс: $p_1 = m_1 v_1$, что приводит к изменению его энергии: $E_1 = \frac{E_0}{(1 - \frac{v_1^2}{C^2})}$, где: v_1 – скорость объекта.

Предположим, что движение объекта, направлено вдоль оси x , системы координат: $v_1 = v_x$.

В момент времени t_2 , скорость частицы, возрастает до значения: $v_2 > v_1$, за счет сообщения ему, дополнительного динамического импульса Δp_2 : $p_2 = m_2 v_2$.

Предположим, что ускорение объекта, направлено вдоль оси y , системы координат: $\Delta p_2 = p_y$.

В момент времени t_3 , частица сбрасывает часть возбуждения, передавая внешнему объекту часть своего импульса Δp_3 .

Пусть: $\Delta p_3 = \Delta p_2$. Тогда, в момент времени t_3 , объект возвратится в состояние, соответствующее моменту времени t_1 : $E_3 = E_1$.

Установим, ускорение частицы Δv_2 , в момент времени t_2 : $\Delta v_2 \sim v_2 - v_1$.

Очевидно, что применение закона сложения скоростей, для определения искомого ускорения Δv_2 , в системе координат: $(x; y; z)$, будет некорректно: $U_x =$

$$\frac{U_x + U}{(1 + \frac{U_x U}{C^2})}, U_y = \frac{U_y + U}{(1 + \frac{U_y U}{C^2})}, U_z = \frac{U_z + U}{(1 + \frac{U_z U}{C^2})}.$$

Поскольку данное уравнение, описывает движение волны с произвольным волновым радиусом R_{PO-N} , вдоль осей гиперболической системы координат: $(X(x; y; z); Y; Z)$ и к движению частицы, вдоль осей, пространственной системы координат: $(x; y; z)$, имеет лишь опосредованное отношение.

В системе уравнений: $U_x = \frac{U_x + U}{(1 + \frac{U_x U}{C^2})}, U_y = \frac{U_y + U}{(1 + \frac{U_y U}{C^2})}, U_z = \frac{U_z + U}{(1 + \frac{U_z U}{C^2})}, U_x = v = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}, U_y = v_{SK}, U_z = v_{RAD}, U$ – скорость системы отсчета.

Поэтому требуются несколько иные методы решения задачи.

Переместимся в систему отсчета K_1 , и проследим за происходящими изменениями.

В интервале времени: $\Delta t'_1 = t'_2 - t'_1$, частица находится в состоянии покоя, относительно данной системы: $v'_1 = 0$, $E'_1 = E_1$, где: $E'_1 = E'_0$.

В интервале времени: $\Delta t'_2 = t'_3 - t'_2$, частица движется со скоростью $\Delta v'_2$ – где: $\Delta v'_2$ – скорость частицы, относительно системы отсчета.

Масса объекта, изменяется в соответствии с формулой: $m'_2 = \frac{m_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$.

Преобразуем формулу до вида: $(m'_2 C)^2 - (m'_2 \Delta v'_2)^2 = (m'_1 C)^2$, откуда: $\Delta p'_2 = m'_2 \Delta v'_2$.

Вернемся в систему отсчета K_0 , и продолжим наблюдение.

Поскольку: $v = \frac{\Delta R}{\Delta t}$, где: $\frac{\Delta R}{\Delta t} = \frac{\Delta R}{\Delta t} = \text{const.}$, то: $\Delta v_2 = \Delta v'_2$.

Поскольку: $m_2 = m'_2$, то: $m_2 \Delta v_2 = m'_2 \Delta v'_2$.

Значит: $(m_2 C)^2 = (m_0 C)^2 + (m_1 v_1)^2 + (m_2 \Delta v_2)^2$.

В интервале времени: $\Delta t_1 = t_2 - t_1$, частица обладает импульсом $m_1 v_1$, и массой m_1 .

В интервале времени: $\Delta t_2 = t_3 - t_2$, к первоначальному импульсу, добавляется импульс: $m_2 \Delta v_2$, а масса объекта меняется до значения: m_2 .

Преобразуем уравнение: $(m_2 v_2)^2 = (m_1 v_1)^2 + (m_2 \Delta v_2)^2$, до вида: $(m_2 v_2)^2 = (m_2 v_{1(2)})^2 + (m_2 \Delta v_2)^2$, где соответственно: $m_1 v_1 = m_2 v_{1(2)}$.

Поскольку: $m_2 = \frac{m_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$, то: $v_{1(2)} = v_1 (1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})$.

Наблюдаемое изменение скорости, объясняется законом сохранения импульса. Масса частицы возрастает от обретения импульса на оси y , а ее не изменившемуся импульсу p_x , приходится передвигать объект большей массы, вынужденно снижая скорость: $m_1 v_1 = m_2 v_{1(2)} = \text{const.}$, $m_{1(2)} > m_1$, $v_{1(2)} < v_1$.

Установим, результирующую скорость объекта: $v_2 = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)} = \sqrt{(v_{1(2)}^2 + \Delta v_2^2)} = \sqrt{(v_1^2 (1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2}) + \Delta v_2^2)}$. Здесь: $1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2} = \frac{C^2 - \Delta v_2^2}{C^2}$, значит: $\sqrt{(v_1^2 (\frac{C^2 - \Delta v_2^2}{C^2}) + \Delta v_2^2)} = \sqrt{(\frac{v_1^2 C^2 - v_1^2 \Delta v_2^2}{C^2} + \frac{C^2 \Delta v_2^2}{C^2})} = \sqrt{(\frac{v_1^2 C^2 - v_1^2 \Delta v_2^2 + C^2 \Delta v_2^2}{C^2})}$.

Поскольку: $v_2 = \sqrt{(\frac{v_1^2 C^2 - v_1^2 \Delta v_2^2 + C^2 \Delta v_2^2}{C^2})}$, то: $(1 - \frac{v_2^2}{C^2}) = (1 - \frac{v_1^2 C^2 - v_1^2 \Delta v_2^2 + C^2 \Delta v_2^2}{C^4}) = \frac{C^4 - v_1^2 C^2 + v_1^2 \Delta v_2^2 - C^2 \Delta v_2^2}{C^4} = \frac{(C^2 - v_1^2)(C^2 - \Delta v_2^2)}{C^4}$

В таком случае, изменения массы объекта, будут выражены соотношением: $m_1 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_1^2}{C^2})}$, $m_2 = \frac{m_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$, $m_2 = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2}\right) \left(1 - \frac{v_1^2}{C^2}\right)}$ в системе отсчёта K_0 , и выражением: $m'_2 = \frac{m_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$, в системе отсчёта K_1 .

Найдем соотношение вектора скорости Δv_2 , в отношении векторов v_1 и v_2 .

Поскольку: $v_2 = \sqrt{(v_1^2(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2}) + \Delta v_2^2)}$, то: $v_2^2 = v_1^2(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2}) + \Delta v_2^2 = v_1^2 - \frac{v_1^2 \Delta v_2^2}{C^2} + \Delta v_2^2$

$$\Delta v_2^2 = v_1^2 - \frac{\Delta v_2^2 (C^2 - v_1^2)}{C^2} = v_1^2 - \Delta v_2^2 (1 - \frac{v_1^2}{C^2}). \text{ Значит: } \Delta v_2 = \sqrt{\frac{v_2^2 - v_1^2}{1 - \frac{v_1^2}{C^2}}}.$$

Формула 3(1)
при: $v_2 > v_1 > 0$ или: $v_2 < v_1 < 0$

$v_2 = \sqrt{(v_{1(2)}^2 + \Delta v_2^2)}$, где: $v_{1(2)} = v_1(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})$

$$\Delta v_2 = \sqrt{\frac{v_2^2 - v_1^2}{1 - \frac{v_1^2}{C^2}}}$$

$$m_1 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_1^2}{C^2})}, m_2 = \frac{m_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}, m_2 = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2}\right) \left(1 - \frac{v_1^2}{C^2}\right)}$$

Перейдем к исследованию третьего этапа ускорения.

В интервале времени: $\Delta t_2 = t_3 - t_2$, частица движется со скоростью v_2 и обладает энергией E_2 и импульсом $m_2 v_2$. Проекция импульса объекта, на оси x , системы координат, равна: $m_2 v_{1(2)}$, а проекция импульса на оси y : $m_2 \Delta v_2$.

В интервале времени: $\Delta t_3 = t_4 - t_3$, объект скидывает часть ускорения, на оси y , системы координат, что приводит к пропорциональному изменению импульса, на этой оси: $m_3 \Delta v_3 = \sqrt{((m_2 C)^2 - (m_3 C)^2)}$, где: $m_3 = m_2(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})$.

Проекция импульса, на оси на оси x , системы координат, равный $m_2 v_{1(2)}$, изменениям не подвергается, и остается в прежнем виде.

В результате, данная проекция, оказывается вынуждена двигать объект меньшей массы, что приводит к пропорциональному изменению скорости объекта, на данной оси: $m_2 v_{1(2)} = m_3 v_{1(3)}$. Поскольку: $m_3 = m_2(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})$, то: $v_{1(3)} = \frac{v_{1(2)}}{(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})}$

Формула 3(2)
при: $v_1 > v_2 > 0$ или: $v_1 < v_2 < 0$

$v_3 = \sqrt{(v_{1(3)}^2 - \Delta v_3^2)}$, где: $v_{1(3)} = \frac{v_{1(2)}}{(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})}$

$$m_2 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_2^2}{C^2})}, m_3 = m_2(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2}), m_3 = \frac{m_0 \left(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2}\right)}{\left(1 - \frac{v_2^2}{C^2}\right)}$$

Рассмотрим нередкие случаи, когда движущийся объект, в результате сообщения ему встречного импульса, получает ускорение в обратном направлении, от первоначального вектора скорости: $v_1 > 0, v_2 < 0$.

В этом случае, ускорение объекта, невозможно просчитать напрямую, и решение следует разделить на два этапа.

Когда на первом этапе, частица избавляется от импульса $m_1 v_1$, переходя в состояние покоя в системе отсчета K_0 . При расчете используется формула 3(2).

А на втором этапе – набирает ускорение для достижения скорости v_2 : $E_2 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_2^2}{C^2})}$. При расчете используется формула 3(1).

Таким образом, применение формул 3(1) и 3(2), уместно для описания всех случаев динамического ускорения объектов.

Изменим условия задачи.

Предположим, в момент времени t_1 , частице сообщается ускорение не вдоль оси x , системы координат, а в произвольном направлении: $v_1 = \sqrt{(v_{x-1}^2 + v_{y-1}^2 + v_{z-1}^2)}$.

В момент времени t_2 , частице сообщается дополнительное ускорение Δv_2 , которое в системе отсчета K_1 , так же обладает произвольным направлением: $\Delta v_2 = \sqrt{(\Delta v_{x-2}^2 + \Delta v_{y-2}^2 + \Delta v_{z-2}^2)}$.

В этом случае, конечный вектор скорости, примет вид: $v_2 = \sqrt{(v_{x-2}^2 + v_{y-2}^2 + v_{z-2}^2)}$.

В момент времени t_3 , частица лишается части ускорения: $v_3 = v_2 - \Delta v_2$, где вектор неинерциальной скорости Δv_3 , обладает в системе отсчета K_2 , таким же произвольным направлением, как и все остальные вектора: $\Delta v_3 = \sqrt{(\Delta v_{x-3}^2 + \Delta v_{y-3}^2 + \Delta v_{z-3}^2)}$.

Ни одно из систем уравнений: $m_1 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_1^2}{C^2})}$, $m_2 = \frac{m_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$, $m_3 = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2}\right) \left(1 - \frac{v_1^2}{C^2}\right)}$

и $m_2 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_2^2}{C^2})}$, $m_3 = m_2 \left(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2}\right)$, $m_3 = \frac{m_0 \left(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2}\right)}{\left(1 - \frac{v_2^2}{C^2}\right)}$, описывающих связь энергии со

скоростью, никак не зависимы от значения проекций скорости на системе координат.

Поскольку изменение скорости, описывается Лоренцевым уравнением: $U_x = \frac{U_{x+U}}{(1 + \frac{U_x U}{C^2})}$, $U_x = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}$, и происходит независимо от значения этих проекций,

на осях: x, y, z .

Следовательно, энергетические изменения объектов, как при положительном, так и при отрицательном динамическом ускорении, описываются одинаковыми уравнениями, независимо от того, под каким углом расположены вектора скоростей этих объектов, относительно осей системы координат.

Проверим далее, зависят ли значения проекций результирующей скорости объекта, от последовательности сообщения ему импульса.

Предположим, в системе отсчета K_0 , в момент времени t_0 , вдоль оси x , системы координат, с одинаковыми скоростями: $v_{1(1)} = v_{2(1)}$, движутся частицы 1 и 2, с одинаковой массой покоя: $m_{0(1)} = m_{0(2)}$.

В момент времени t_1 , придадим частице 1, динамическое ускорение вдоль оси x . Опишем, характеристики объекта, уравнением: $(m_{1(2)} C)^2 = \sqrt{((m_{0(1)} C)^2 + (m_{1(1)} v_{1(1)})^2 \pm (m_{1(2)} \Delta v_{x-1(2)})^2)}$, где импульс $m_{1(2)} v_{1(2)}$, преобразуется до вида: $m_{1(1)} v_{1(1)} = m_{1(2)} v_{1-2(2)}$.

В момент времени t_2 , придадим частице 1, динамическое ускорение вдоль оси y .

Опишем, характеристики объекта, уравнением: $(m_{1(3)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(1)}C)^2 + (m_{1(1)}v_{1(1)})^2 \pm (m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)})^2 \pm (m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)})^2)}$, где начальный импульс, преобразуется до вида: $m_{1(2)}v_{1-1(2)} = m_{1(3)}v_{1-1(3)}$, а импульс на оси x, до вида: $m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)} = m_{1(3)}\Delta u_{x-1(3)}$.

В момент времени t_3 , придадим частице 1, динамическое ускорение вдоль оси z. Опишем, характеристики объекта, уравнением: $(m_{1(4)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(1)}C)^2 + (m_{1(1)}v_{1(1)})^2 \pm (m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)})^2 \pm (m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)})^2 \pm (m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)})^2)}$, где импульс начальный импульс, преобразуется до вида: $m_{1(3)}v_{1-1(3)} = m_{1(4)}v_{1-1(4)}$, импульс на оси x, до вида: $m_{1(3)}\Delta u_{x-1(3)} = m_{1(4)}\Delta u_{x-1(4)}$, а импульс на оси y, до вида: $m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)} = m_{1(4)}\Delta u_{y-1(4)}$.

Значит: $m_{1(4)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(1)}C)^2 + (m_{1(1)}v_{1(1)})^2 \pm (m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)})^2 \pm (m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)})^2 \pm (m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)})^2)}$, где соответственно: $m_{1(1)}v_{1(1)} = m_{1(4)}v_{1-1(4)}$, $m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)} = m_{1(4)}\Delta u_{x-1(4)}$, $m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)} = m_{1(4)}\Delta u_{y-1(4)}$, $m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)}$.

Из чего следует: $v_{1(4)} = \sqrt{v_{1-1(4)}^2 \pm \Delta u_{x-1-1(4)}^2 \pm \Delta u_{y-1-1(4)}^2 \pm \Delta u_{z-1(4)}^2}$.

Сообщим, частице 2, проекции импульсов, равные по значениям тем, что ранее переданы частице 1: $m_{2(2)}\Delta u_{x-2(2)} = m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)}$, $m_{2(3)}\Delta u_{y-2(3)} = m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)}$, $m_{2(4)}\Delta u_{z-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)}$, в другой произвольной последовательности.

В момент времени t_1 , придадим частице 2, динамическое ускорение вдоль оси z. Опишем, характеристики объекта, уравнением: $(m_{2(2)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(2)}C)^2 + (m_{2(1)}v_{2(1)})^2 \pm (m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)})^2)}$, где импульс $m_{2(2)}v_{2(2)}$, преобразуется до вида: $m_{2(1)}v_{2(1)} = m_{2(2)}v_{1-2(2)}$.

В момент времени t_2 , придадим частице 2, динамическое ускорение вдоль оси y. Опишем, характеристики объекта, уравнением: $(m_{2(3)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(2)}C)^2 + (m_{2(1)}v_{2(1)})^2 \pm (m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)})^2 \pm (m_{2(3)}\Delta u_{y-2(3)})^2)}$, где начальный импульс, преобразуется до вида: $m_{2(2)}v_{1-2(2)} = m_{2(3)}v_{1-2(3)}$, а импульс на оси Z, до вида: $m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)} = m_{2(3)}\Delta u_{z-2(3)}$.

В момент времени t_3 , придадим частице 2, динамическое ускорение вдоль оси x. Опишем, характеристики объекта, уравнением: $(m_{2(4)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(2)}C)^2 + (m_{2(1)}v_{2(1)})^2 \pm (m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)})^2 \pm (m_{2(3)}\Delta u_{y-2(3)})^2 \pm (m_{2(4)}\Delta u_{x-2(4)})^2)}$, где импульс начальный импульс, преобразуется до вида: $m_{2(3)}v_{1-2(3)} = m_{2(4)}v_{1-2(4)}$, импульс на оси Z, до вида: $m_{2(3)}\Delta u_{z-1-2(3)} = m_{2(4)}\Delta u_{z-1-2(4)}$, а импульс на оси Y, до вида: $m_{2(3)}\Delta u_{y-1-2(3)} = m_{2(4)}\Delta u_{y-1-2(4)}$.

Значит: $m_{2(4)}C)^2 = \sqrt{((m_{0(2)}C)^2 + (m_{2(1)}v_{2(1)})^2 \pm (m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)})^2 \pm (m_{2(3)}\Delta u_{x-2(3)})^2 \pm (m_{2(4)}\Delta u_{y-2(4)})^2)}$, где соответственно: $m_{2(1)}v_{2(1)} = m_{2(4)}v_{1-2(4)}$, $m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)} = m_{2(4)}\Delta u_{z-2(4)}$, $m_{2(3)}\Delta u_{x-2(3)} = m_{2(4)}\Delta u_{x-2(4)}$, $m_{2(4)}\Delta u_{y-2(4)} = m_{2(4)}\Delta u_{y-2(4)}$.

Поскольку: $\sqrt{((m_{0(1)}C)^2 + (m_{1(1)}v_{1(1)})^2 \pm (m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)})^2 \pm (m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)})^2 \pm (m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)})^2)} = \sqrt{((m_{0(2)}C)^2 + (m_{2(1)}v_{2(1)})^2 \pm (m_{2(2)}\Delta u_{z-2(2)})^2 \pm (m_{2(3)}\Delta u_{x-2(3)})^2 \pm (m_{2(4)}\Delta u_{y-2(4)})^2)}$, то: $m_{2(4)} = m_{1(4)}$.

Здесь: $m_{2(1)}v_{2(1)} = m_{1(1)}v_{1(1)}$, $m_{2(2)}\Delta u_{x-2(2)} = m_{1(2)}\Delta u_{x-1(2)}$, $m_{2(3)}\Delta u_{y-2(3)} = m_{1(3)}\Delta u_{y-1(3)}$, $m_{2(4)}\Delta u_{z-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)}$.

Значит: $m_{2(1)}v_{2(1)} = m_{1(1)}v_{1(1)}$, $m_{2(4)}\Delta u_{z-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)}$, $m_{2(4)}\Delta u_{x-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{x-1(4)}$, $m_{2(4)}\Delta u_{y-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{y-1(4)}$.

В уравнении: $m_{2(4)}\Delta u_{z-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{z-1(4)}$, $m_{2(4)} = m_{1(4)}$. Значит: $\Delta u_{z-2(4)} = \Delta u_{z-1(4)}$.

В уравнении: $m_{2(4)}\Delta u_{y-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{y-1(4)}$, $m_{2(4)} = m_{1(4)}$. Значит: $\Delta u_{y-2(4)} = \Delta u_{y-1(4)}$.

В уравнении: $m_{2(4)}\Delta u_{x-2(4)} = m_{1(4)}\Delta u_{x-1(4)}$, $m_{2(4)} = m_{1(4)}$. Значит: $\Delta u_{x-2(4)} = \Delta u_{x-1(4)}$.

Таким образом, последовательность сообщения частице динамических импульсов, никоим образом не влияет на конечные проекции ее скорости, на осях системы координат.

Обратим внимание, что с каждым последующем этапе ускорения объекта, все проекции скорости на осях системы координат, изменяются синхронно и по одной и той же формуле.

Что позволяет применение уравнений 3(1) и 3(2), непосредственно к результирующим скоростям объектов, в трехмерном пространстве: $v_1 = \sqrt{(u_{x-1}^2 + u_{y-1}^2 + u_{z-1}^2)}$, $\Delta v_2 = \sqrt{(\Delta u_{x-2}^2 + \Delta u_{y-2}^2 + \Delta u_{z-2}^2)}$.

Не обращая внимания на детализацию проекций результирующей скорости v , на осях системы координат. А также на то, положительное, или отрицательное ускорение объекта, происходит на этих осях.

К примеру допустим, что при положительном динамическом ускорении объекта: $v_2 > v_1 > 0$, его ускорение на осях x, y , является положительным: $u_{x-2} > u_{x-1} > 0$, $u_{y-2} > u_{y-1} > 0$, а ускорение на оси z – отрицательным: $0 < u_{z-1} < u_{z-2}$.

Очевидно, что при расчете изменений результирующей скорости v , изложение указанного факта станет излишней деталью, никак не отражающейся на конечном результате.

Формула 3(3)
При: $v_1 = \sqrt{u_{x-1}^2 + u_{y-1}^2 + u_{z-1}^2}$
и $\Delta v_2 = \sqrt{(\Delta u_{x-2})^2 + (\Delta u_{y-2})^2 + (\Delta u_{z-2})^2}$,
 $v_2 = \sqrt{v_{1(2)}^2 \pm \Delta v_2^2}$

Произведем расчет упругого взаимодействия, при столкновении пары произвольных частиц.

Из системы уравнений:

$$m_1 + m_2 = m_{1(2)} + m_{2(2)},$$

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_{1(2)} v_{1(2)} + m_{2(2)} v_{2(2)},$$

$$m_{0(1)} = \text{const.}$$

$$m_{0(2)} = \text{const.}$$

$$m_{0(1)} + m_{0(2)} = m_{0(1)} + m_{0(2)}.$$

Найти: $m_{1(2)}, m_{2(2)}$.

Поскольку: $(m_{2(2)} C)^2 - (m_{0(2)} C)^2 = (p_{2(2)})^2$, где: $m_{2(2)}^2 = (m_1 + m_2 - m_{1(2)})^2$, и: $p_{2(2)}^2 = (p_1 + p_2 - p_{1(2)})^2$, то: $(m_1 C + m_2 C - m_{1(2)} C)^2 - m_{0(2)}^2 C^2 = (p_1 + p_2 - p_{1(2)})^2$.

$$\text{Здесь: } (m_1 C + m_2 C - m_{1(2)} C)^2 = (m_1 C + m_2 C)^2 - 2m_{1(2)} C(m_1 C + m_2 C) + (m_{1(2)} C)^2.$$

$$\text{И здесь: } (p_1 + p_2 - p_{1(2)})^2 = (p_1 + p_2)^2 - 2p_{1(2)}(p_1 + p_2) + (p_{1(2)})^2.$$

$$\text{Соответственно: } (m_1 C + m_2 C)^2 - 2m_{1(2)} C(m_1 C + m_2 C) + (m_{1(2)} C)^2 - (m_{0(2)} C)^2 = (p_1 + p_2)^2 - 2p_{1(2)}(p_1 + p_2) + (p_{1(2)})^2.$$

$$\text{Перенесем все члены в левую сторону: } (m_1 C + m_2 C)^2 - 2m_{1(2)} C(m_1 C + m_2 C) + (m_{1(2)} C)^2 - (m_{0(2)} C)^2 - (p_1 + p_2)^2 + 2p_{1(2)}(p_1 + p_2) - (p_{1(2)})^2 = 0$$

$$\text{Здесь: } (m_{1(2)} C)^2 - (p_{1(2)})^2 = (m_{0(1)} C)^2.$$

$$\text{Значит: } (m_1 C + m_2 C)^2 - 2m_{1(2)} C(m_1 C + m_2 C) - (p_1 + p_2)^2 + 2p_{1(2)}(p_1 + p_2) + (m_{0(1)} C)^2 - (m_{0(2)} C)^2 = 0.$$

$$\text{Пусть: } m_1 C + m_2 C = A, \quad p_1 + p_2 = B, \quad D_1 = (m_{0(1)} C)^2 - (m_{0(2)} C)^2 \text{ и } D_2 = (m_{0(2)} C)^2 - (m_{0(1)} C)^2.$$

$$\text{Тогда: } 4(A^2 - B^2) + D_1 - 2A(m_{1(2)} C) + 2Bp_{1(2)} = 0.$$

$$\text{Пусть: } 4(A^2 - B^2) + D_1 = H_1 \text{ и } (A^2 - B^2) + D_2 = H_2.$$

$$\text{Тогда: } H_1 - 2A(m_{1(2)} C) + 2Bp_{1(2)} = 0.$$

$$\text{Перераспределим члены уравнения: } 2Bp_{1(2)} = 2A(m_{1(2)} C) - H_1.$$

$$\text{Возведем обе части уравнения в квадрат: } 4B^2 p_{1(2)}^2 = (2A(m_{1(2)} C) - H_1)^2$$

$$\text{Здесь: } (2A(m_{1(2)} C) - H_1)^2 = 4A^2(m_{1(2)} C)^2 - 2AH_1(m_{1(2)} C) + H_1^2.$$

$$\text{И здесь: } p_{1(2)}^2 = (m_{1(2)} C)^2 - (m_{0(1)} C)^2.$$

$$\text{Значит: } 4B^2(m_{1(2)} C)^2 - 4B^2(m_{0(1)} C)^2 = 4A^2(m_{1(2)} C)^2 - 2AH_1(m_{1(2)} C) + H_1^2.$$

Перенесем все члены в левую сторону.

$$4B^2(m_{1(2)} C)^2 - 4B^2(m_{0(1)} C)^2 - 4A^2(m_{1(2)} C)^2 + 2AH_1(m_{1(2)} C) - H_1^2 = 0.$$

Сменим все знаки на противоположные.

$$4A^2(m_{1(2)}C)^2 - 2AH_1(m_{1(2)}C) - 4B^2(m_{1(2)}C)^2 + 4B^2(m_{0(1)}C)^2 + H_1^2 = 4(A^2 - B^2)(m_{1(2)}C)^2 + 2AH_1(m_{1(2)}C) + 4B^2(m_{0(1)}C)^2 + H_1^2.$$

$$\text{Значит: } 4(A^2 - B^2)(m_{1(2)}C)^2 - 2AH_1(m_{1(2)}C) + (4B^2(m_{0(1)}C)^2 + H_1^2) = 0.$$

$$\text{Отсюда: } m_{1(2)}C = 2AH_1 \pm \sqrt{4B^2(m_{0(1)}C)^2 + H_1^2}$$

$$\text{Выведем четверку из-под корня: } m_{1(2)}C = 2AH_1 \pm 2\sqrt{B^2(m_{0(1)}C)^2 + \frac{H_1^2}{4}}$$

$$\text{Значит: } m_{1(2)}C = AH_1 \pm \sqrt{B^2(m_{0(1)}C)^2 + \frac{H_1^2}{4}}$$

$$\text{Аналогичным способом, найдем } m_{2(2)}C: m_{2(2)}C = AH_2 \pm \sqrt{B^2(m_{0(2)}C)^2 + \frac{H_2^2}{4}}$$

Формула 3(4)

$$\text{a) } m_{1(2)}C = AH_1 \pm \sqrt{B^2(m_{0(1)}C)^2 + \frac{H_1^2}{4}}$$

$$\text{b) } m_{2(2)}C = AH_2 \pm \sqrt{B^2(m_{0(2)}C)^2 + \frac{H_2^2}{4}}$$

$$A = m_1C + m_2C, B = p_1 + p_2,$$

$$H_1 = 4(A^2 - B^2) + D_1, H_2 = 4(A^2 - B^2) + D_2.$$

$$D_1 = (m_{0(1)}C)^2 - (m_{0(2)}C)^2, D_2 = (m_{0(2)}C)^2 - (m_{0(1)}C)^2.$$

Сформулируем условия новой задачи.

Предположим, что в результате столкновения частиц, с импульсами: m_1v_1 и m_2v_2 , происходит динамическое взаимодействие.

Найдем результирующую массу одного из объектов.

$$m_{1(2)}C = AH_1 \pm \sqrt{B^2(m_{0(1)}C)^2 + \frac{H_1^2}{4}}$$

Предположим далее, что в результате столкновения частиц, с импульсами: $m_{1(2)}v_{1(2)}$ и $m_{2(2)}v_{2(2)}$, происходит динамическое взаимодействие.

Найдем результирующую массу того же объекта.

$$m_{1(3)}C = AH_1 \pm \sqrt{B^2(m_{0(1)}C)^2 + \frac{H_1^2}{4}}$$

Обратим внимание, что при решении задачи, используются одни те же математические операторы, равные между собой: $A = m_1C + m_2C = m_{1(2)}C + m_{2(2)}C$, $B = p_1 + p_2 = p_{1(2)} + p_{2(2)}$, $D_1 = (m_{0(1)}C)^2 - (m_{0(2)}C)^2$, $H_1 = 4(A^2 - B^2) + D_1$.

Это значит, что как первое, так и второе уравнение, имеет одинаковый дискриминант. Обозначим, данный дискриминант, переменной J .

$$\text{Тогда: } m_{1(2)}C = \frac{AH_1 \pm J}{4(A^2 - B^2)} \text{ и } m_{1(3)}C = \frac{AH_1 \pm J}{4(A^2 - B^2)}.$$

$$\text{Предположим, } m_{1(2)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}.$$

Тогда, если: $m_{1(3)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$, уравнение описывает момент времени, когда столкновения объектов, еще не случилось: $m_{1(2)}C = m_{1(3)}C$.

А если: $m_{1(3)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$, то уравнение описывает момент времени, когда взаимодействие уже произошло.

Рассмотрим первый вариант, когда частицы обладали первоначальными импульсами: m_1v_1 и m_2v_2 .

$$\text{По условию задачи: } m_{1(2)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}.$$

Данное уравнение, описывает момент времени, когда взаимодействие между объектами, уже случилось.

Следовательно уравнение: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$, описывает момент времени, при котором взаимодействия еще не было: $m_{1(2)}C = m_1C$.

Поскольку: $m_{1(3)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$ и $m_1C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$, то: $m_{1(3)}C = m_1C$.

Постановка знака, зависит от того, передала ли частица часть своего импульса второму объекту, или приобрела часть его импульса.

Здесь: $J > 0$. Значит, если: $m_{1(2)}C > m_1C$, то: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$ и $m_1C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$. А

если: $m_{1(2)}C < m_1C$, то: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$ и $m_1C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$.

Найдем массу второй частицы: $m_{2(2)}C = AH_2 \pm \sqrt{4J_2^2}$

Обозначим, данный дискриминант, переменной J_2 .

Тогда: $m_{2(2)}C = \frac{AH_2 \pm J_2}{4(A^2 - B^2)}$.

Постановка знака, зависит от того, передала ли частица часть своего импульса первому объекту, или приобрела часть его импульса.

Обмен производится в замкнутой системе взаимодействующих тел.

Следовательно если: $m_{1(2)}C < m_1C$, то: $m_{2(2)}C > m_1C$, и если: $m_{1(2)}C > m_1C$, то: $m_{2(2)}C < m_1C$,

Из уравнения следует, что если: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$, то: $m_{2(2)}C = \frac{AH_2 - J_2}{4(A^2 - B^2)}$, и если: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$, то: $m_1C = \frac{AH_2 + J_2}{4(A^2 - B^2)}$.

Из расчетов следует, что если столкновение объектов, с первоначальными векторами: p_1 и p_2 , приводит к результату: $p_1 + p_2 = p_{1(2)} + p_{2(2)}$, то столкновение объектов с первоначальными векторами: $p_{1(2)}$ и $p_{2(2)}$, приводит к результату: $p_{1(2)} + p_{2(2)} = p_1 + p_2$.

Назовем обнаруженный эффект принципом динамической обратимости.

Формула 3(5)

а) если: $m_{1(2)}C > m_1C$, то: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$ и $m_1C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$

б) если: $m_{1(2)}C < m_1C$, то: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$ и $m_1C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$

.

с) если: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 + J}{4(A^2 - B^2)}$, то: $m_{2(2)}C = \frac{AH_2 - J_2}{4(A^2 - B^2)}$

д) если: $m_{1(2)}C = \frac{AH_1 - J}{4(A^2 - B^2)}$, то: $m_1C = \frac{AH_2 + J_2}{4(A^2 - B^2)}$

В завершение, рассмотрим динамическое взаимодействие частиц, происходящее на трехмерной системе координат.

Допустим, масса покоя одного из объектов, равна m_{0-1} , а проекции его скорости на осях, соответствуют значениям: u_{X-1} , u_{Y-1} , u_{Z-1} .

Масса покоя второго объекта m_{0-2} , а проекции его скорости на осях системы координат, равны: u_{X-2} , u_{Y-2} , u_{Z-2} .

Рассчитаем взаимодействие объектов, на оси x , системы координат, для чего применим систему уравнений:

$$m_{X-1} + m_{X-2} = m_{X-1(2)} + m_{X-2(2)},$$

$$m_{X-1}u_{X-1} + m_{X-2}u_{X-2} = m_{X-1(2)}u_{X-1(2)} + m_{X-2(2)}u_{X-2(2)},$$

$$m_{0(1)} = \text{const.}$$

$$m_{0(2)} = \text{const.}$$

$$m_{0(1)} + m_{0(2)} = m_{0(1)} + m_{0(2)}.$$

$$\text{Где: } m_{X-1} = \frac{m_{0-1}}{\left(1 - \frac{v_{X-1}^2}{C^2}\right)}, m_{X-2} = \frac{m_{0-2}}{\left(1 - \frac{v_{X-2}^2}{C^2}\right)}, m_{X-1(2)} = \frac{m_{0-1}}{\left(1 - \frac{v_{X-1(2)}^2}{C^2}\right)}, m_{X-2(2)} = \frac{m_{0-2}}{\left(1 - \frac{v_{X-2(2)}^2}{C^2}\right)}.$$

Решим уравнение, с помощью формулы 3(4), и найдем значение проекций скоростей: $v_{X-1(2)}$ и $v_{X-2(2)}$.

Аналогичным способом, рассчитаем взаимодействие объектов, на осях y , z системы координат, и определим значения проекций: $v_{Y-1(2)}$, $v_{Y-2(2)}$ и $v_{Z-1(2)}$, $v_{Z-2(2)}$.

Найдем значение вектора скорости v_{XY} , состоящего из проекций v_X и v_Y .

Для чего, используем формулы 3(1) и 3(2)

$$\text{Где при условии: } v_{XY} > v_X: v_{XY} = \sqrt{(v_{X-1(2)})^2 + v_Y^2}, \text{ где: } v_{X-1(2)} = v_X \left(1 - \frac{v_Y^2}{C^2}\right), \text{ а также: } m_X = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v_X^2}{C^2}\right)}, m_{XY} = \frac{m_X}{\left(1 - \frac{v_Y^2}{C^2}\right)}, m_{XY} = \frac{m_0}{\left(\left(1 - \frac{v_X^2}{C^2}\right)\left(1 - \frac{v_Y^2}{C^2}\right)\right)}.$$

$$\text{А при условии } v_{XY} < v_X: \sqrt{(v_{X-1(2)})^2 - v_Y^2}, \text{ где: } v_{X-1(2)} = \frac{v_X}{\left(1 - \frac{v_Y^2}{C^2}\right)}, \text{ а также: } m_X = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v_X^2}{C^2}\right)},$$

$$m_{XY} = m_X \left(1 - \frac{v_Y^2}{C^2}\right), m_{XY} = \frac{m_0 \left(1 - \frac{v_Y^2}{C^2}\right)}{\left(1 - \frac{v_X^2}{C^2}\right)}$$

И в завершение, с помощью тех же формул 3(1) и 3(2), найдем значение вектора скорости v , состоящего из проекций v_{XY} и v_Z :

$$\text{Где при условии: } v > v_{XY}: v = \sqrt{(v_{XY-1(2)})^2 + v_Z^2}, \text{ где: } v_{XY-1(2)} = v_{XY} \left(1 - \frac{v_Z^2}{C^2}\right) \text{ и } m_{XY} = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v_{XY}^2}{C^2}\right)}, m = \frac{m_{XY}}{\left(1 - \frac{v_Z^2}{C^2}\right)}, m = \frac{m_0}{\left(\left(1 - \frac{v_{XY}^2}{C^2}\right)\left(1 - \frac{v_Z^2}{C^2}\right)\right)}.$$

$$\text{А при условии } v < v_{XY}: \sqrt{(v_{XY-1(2)})^2 - v_Z^2}, \text{ где: } v_{XY-1(2)} = \frac{v_{XY}}{\left(1 - \frac{v_Z^2}{C^2}\right)}, \text{ а также: } m_{XY} =$$

$$\frac{m_0}{\left(1 - \frac{v_{XY}^2}{C^2}\right)}, m = m_{XY} \left(1 - \frac{v_Z^2}{C^2}\right), m = \frac{m_0 \left(1 - \frac{v_Z^2}{C^2}\right)}{\left(1 - \frac{v_{XY}^2}{C^2}\right)}$$

Таким образом, расчет результирующих проекций импульсов частицы, может быть произведен на всех осях системы координат. И согласно формулам 2(5с) и 3(3) – любые последовательности вычислений, по которой будут определена очередность расчета, каждой из проекций, приведут к одинаковым результатам.

Введем определение инерциальной массы покоя.

Инерциальной массой покоя, назовем массу покоя частицы, в своей единственной инерциальной системе отсчета.

Массу покоя частицы, в неинерциальной системе отсчета, назовем дифференциальной массой покоя.

Определим условия новой задачи.

Предположим, в момент времени t_0 , в инерциальной системе отсчета K , находится частица, пребывающая в состоянии покоя. Масса объекта: m_0 , высота волнового радиуса максимальной МГВ: $R_{\text{пот}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_e}$, а протяженность МГЛН: $\lambda_c = 2\pi R_{\text{пот}}$.

Отметим, что в данной системе отсчета, МГВ частицы, представляет собой волну, циркулирующую по своей МГЛН, с энергией $\epsilon_0 = W_{\text{RAD}}$, где: $W_K = 0$, $W_{SK} = 0$.

В момент времени t_1 , частице сообщается динамический импульс: $p = mv$, ускоряющий ее, до скорости v . Влияние полученного импульса на массу, выражается уравнением: $(mC)^2 = \sqrt{((m_0C)^2 + (mv)^2)}$.

Переместимся в неинерциальную систему отсчета K' , где объект в момент времени t'_1 , перешел в состояние покоя.

Здесь, в указанный момент времени, масса объекта, преобразуется до вида: $m'_0 = m$, высота волнового радиуса МГВ, до вида: $R'_{\text{пот}} = \frac{E'_0 C}{4\pi k_e}$, а протяженность МГЛН, приобретает значение: $\lambda'_c = 2\pi R'_{\text{пот}}$.

Отметим, что в данной системе отсчета, МГВ частицы, представляет собой волну, циркулирующую по своей МГЛН, с энергией $\epsilon'_0 = W'_{\text{RAD}}$, где: $W'_K = 0$, $W'_{SK} = 0$.

При этом, изменение энергии объекта, все так же, регулируется соотношением: $(m'_0C)^2 = \sqrt{((m_0C)^2 + (mv)^2)}$. Следовательно объекту, при его переходе из энергетического состояния: $E = E_0$, в состояние: $E' = E'_0$, фактически сообщается момент импульса: $\Delta L = mv$, усиливающий вращение его мультигравитационных волн.

И под воздействием запрета на превышение скорости света, МГВ вынужденно снижают частоту оборотов, переходя на более высокую волновую орбиту.

Определим момент импульса частицы, в интервале времени Δt_0 , в системе отсчета K . В наблюдаемых условиях, движение МГВ, осуществляется в форме циркуляции по площади (dY ; DZ). Поэтому радиальный импульс МГВ, сам по себе является моментом импульса: $L_0 = m_0C$. Назовем данный импульс, потенциальным моментом импульса.

Определим момент импульса частицы, в интервале времени Δt_1 , в системе отсчета K' . Искомое значение, выводится из уравнения: $(mC)^2 = \sqrt{((m_0C)^2 + (mv)^2)} = \sqrt{(L_0^2 + \Delta L^2)}$, которое преобразуется до вида: $L' = \sqrt{(L_0'^2 + \Delta L'^2)}$, где: $L'_0 = L$. А значение $\Delta L'$ находится соотношением: $\Delta L' = m'v'$, $\Delta L = mv$, где: $m' = m$, $v = \frac{\Delta R}{\Delta t} = \text{const}$.

Следовательно: $\Delta L' = \Delta L$.

Назовем импульс L' , дифференциальным моментом импульса.

А импульс $\Delta L'$ - угловым моментом импульса.

Разница между потенциальным и угловым моментами импульса, определяется степенью участия во внешних взаимодействиях.

Энергия покоя частицы, в динамическом взаимодействии с внешними объектами, участия не принимает. Поэтому, взаимообмен потенциальными импульсами, в подобных участиях не предусмотрен: $L_0 = m_0C = \text{const}$.

Когда как, угловой момент импульса, является полноценным участником внешних взаимодействий, поскольку сопрягается с законом сохранения импульса: $p_1 + p_2 = \Delta L_1 + \Delta L_2 = \text{const.}$

Проверим, может ли частица, находящаяся в дифференциальном состоянии покоя, под внешним воздействием, преобразовать собственный угловой момент импульса, в динамический импульс, и использовать его для ускорения.

Для поиска ответа, рассмотрим следующий пример.

Предположим, в момент времени t_0 , относительно системы отсчета K_0 , в состоянии покоя, находится произвольная частица, с массой покоя m_0 .

В момент времени t_1 , сообщим частице, положительное динамическое ускорение Δv_1 . В момент времени t_2 , повторно сообщим частице, положительное динамическое ускорение Δv_2 . А в момент времени t_3 , сообщим объекту, отрицательное динамическое ускорение Δv_3 . Пусть: $\Delta v_3 < \Delta v_2$.

Определим энергию объекта в системе отсчета K_0 , в указанные моменты времени.

В момент времени t_1 , энергия равна: $E_1 = \frac{E_0}{(1 - \frac{\Delta v_1^2}{C^2})}$. В момент времени t_2 , энергия

меняется в соответствии с формулой 3(1), до значения: $E_2 = \frac{E_1}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})} =$

$\frac{E_0}{(1 - \frac{\Delta v_1^2}{C^2})(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$. И наконец, в момент времени t_3 , энергия меняется в соответствии с формулой 3(2), до значения: $E_3 = E_2(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})$.

Переместимся в систему отсчета K_1 , где в момент времени t_1 , частица находилась в состоянии неинерциального покоя.

Определим энергию объекта в системе отсчета K_1 , в указанные моменты времени.

В момент времени t_1 , энергия частицы равна: $E'_0 = E_1$. В момент времени t_2 , энергия принимает значение: $E'_2 = \frac{E'_0}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$, где согласно формуле 2(5): $\Delta v'_2 = \Delta v_2$. В момент времени t_3 , энергия меняется в соответствии с формулой 3(2), до значения: $E'_3 = E'_2(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2}) = \frac{E'_0(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}$, где: $\Delta v'_3 = \Delta v_3$.

Переместимся в систему отсчета K_2 , где в момент времени t_2 , частица находилась в состоянии неинерциального покоя.

Определим энергию объекта в системе отсчета K_2 , в указанные моменты времени.

В момент времени t'_2 , энергия частицы равна: $E''_0 = E'_2$. В момент времени t_3 , энергия принимает значение: $E''_3 = E''_0(1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})$, где: $\Delta v''_3 = \Delta v'_3$.

Переместимся в систему отсчета K_3 , где в момент времени t_3 , частица перешла состояние неинерциального покоя. Энергия частицы, в данной системе отсчета, становится равна: $E'''_0 = E''_3$.

Очевидно, что: $E_1 = E'_0$, $E_2 = E'_2 = E''_0$, $E_3 = E'_3 = E''_3 = E'''_0$.

Ограничим, область наблюдения, до систем отсчета K_2 и K_3 , в моменты времени t_2 и t_3 .

В момент времени t_2 , частица находится в состоянии покоя, относительно системы отсчета K_2 и одновременно движется с динамической скоростью $\Delta v''_2 =$

$$\Delta v''_2, \text{ относительно системы отсчета } K_3: E'''_2 = E''_0, \text{ где } E'''_2 = \frac{E_0}{(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})}.$$

При этом, динамический импульс, равный в системе отсчета K_3 , значению: $m'''_2 v'''_2$, в системе отсчета K_2 , преобразуется в угловой момент импульса: $L''_0 = \sqrt{(L'''_0^2 + \Delta L'''_2^2)}$, где: $L'_0 = m'_0 C$, $L'''_0 = m'''_0 C$, $\Delta L'''_2^2 = m'''_2 v'''_2^2$.

В момент времени t_3 , частица сбрасывает возбуждение, переходя в состояние покоя, в системе отсчета K_3 : $E'''_0 = E'''_2 (1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})$.

Энергия объекта, также пропорционально уменьшается, в системе отсчета K_2 : $E''_3 = E''_0 (1 - \frac{\Delta v_3^2}{C^2})$, фактически сбрасывая угловой момент импульса $\Delta L''_2$, и приобретая отрицательное динамическое ускорение $\Delta v''_3$, относительно системы отсчета K_2 .

Рассмотрим такой процесс преобразования, происходящий в ходе обычного динамического взаимодействия частиц.

Проведем мысленный эксперимент 1.

Предположим, в системе отсчета K_0 , расположены частицы 1 и 2, с одинаковыми массами покоя: $m_{0(1)} = m_{0(2)}$.

Пусть, в момент времени t_0 , частица 1 движется со скоростью: $v_{1(1)}$, вдоль оси x системы координат, а частица 2, находится в состоянии покоя: $v_{2(1)} = 0$.

В момент времени t_1 , наблюдается столкновение объектов, в результате которого, частица 1, полностью передает частице 2, весь имеющийся динамический импульс, придавая ей вектор скорости: $v_{2(2)} = v_{2(1)}$.

Проведем мысленный эксперимент 2.

Переместимся в неинерциальную систему отсчета K_1 , движущуюся со скоростью V , вдоль оси y , инерциальной системы отсчета K_0 .

Смоделируем, в этой системе начальные условия, которые были бы идентичны начальным условиям, предыдущего эксперимента.

Предположим, в инерциальной системе отсчета K_1 , расположены две частицы 3 и 4, с одинаковыми дифференциальными массами покоя: $m'_{0(3)} = m'_{0(4)}$.

Пусть, в момент времени t'_0 , частица 3 движется со скоростью: $v'_{3(1)}$, вдоль оси x' системы координат, а частица 4, находится в состоянии покоя: $v'_{4(1)} = 0$.

Переместимся в систему отсчета K_0 , и определим скорость объектов, относительно данной системы.

Скорость частицы 3, определяется уравнением: $v_{3(1)} = \sqrt{(v_{y-3(1)}^2 + v'_{3(1)}^2)}$, где: $v_{y-3(1)} = v_{y-3(1)} \sin \alpha$. Соответственно, скорость объекта вдоль оси x , системы координат, составляет: $v'_{3(1)}$, а вдоль оси y , равняется скорости системы отсчета: $v_{y-3(1)(2)} = V$.

Скорость частицы 4, соответствует скорости системы отсчета K_1 , поскольку в данной системе, она находится в состоянии покоя: $v_{4(1)} = V$.

В момент времени t_1 , в системе отсчета K_1 , наблюдается столкновение объектов. В результате, частица 3, полностью передает собственный импульс, частице 4, и переходит в состояние покоя: $v_{3(2)} = 0$, $[v_{4(2)}] > 0$.

Переместимся в систему K_0 , и определим скорости объектов, в момент времени t_1 , относительно данной системы отсчета.

Частица 3, теряет свой динамический импульс, на оси x , системы координат. Следовательно, ее скорость вдоль оси x : $v_{3(2)} = v'_{3(2)} = 0$.

Сброс динамического импульса, приводит к изменению скорости частицы, вдоль оси y , со значения $u_{Y-3(1)(2)}$, до значения $u_{Y-3(1)}$. Значит: $u_{Y-3(2)} = u_{Y-3(1)}$.

Поскольку: $u_{Y-3(1)(2)} = u_{Y-3(1)}(\dot{t})$, то: $u_{Y-3(2)} = \frac{V}{(1 - \frac{v_{3(1)}^2}{C^2})}$.

Частица 4, обретает динамический импульс, на оси x , системы координат. Следовательно, ее скорость вдоль оси x : $v_{4(2)} = v'_{4(2)} > 0$.

Получение динамического импульса, приводит к изменению скорости частицы, вдоль оси y , со значения: $u_{Y-4(1)} = V$, до значения $u_{Y-4(2)}$, где: $u_{Y-4(2)} = u_{Y-4(1)}(\dot{t}) = V(\dot{t})$.

Вернемся в систему отсчета K_1 , и отследим происходящие изменения.

Скорость частицы 3, не равна скорости системы отсчета, на оси y : $u_{Y-3(2)} > V$, отчего объект обгоняет систему отсчета K_1 , при наблюдении из системы K_0 : $\Delta u_{Y-3(2)} = \frac{V}{(1 - \frac{v_{3(1)}^2}{C^2})} - V$.

Энергия частицы, пропорциональна ее вектору скорости на оси x , системы координат: $E \sim u_x$. На оси y , изменение вектора скорости, регулируются законом сохранения импульса: $m_{3(1)}u_{Y-3(1)} = m_{3(2)}u_{Y-3(2)}$, ни оказывая никакого влияния на энергию объекта.

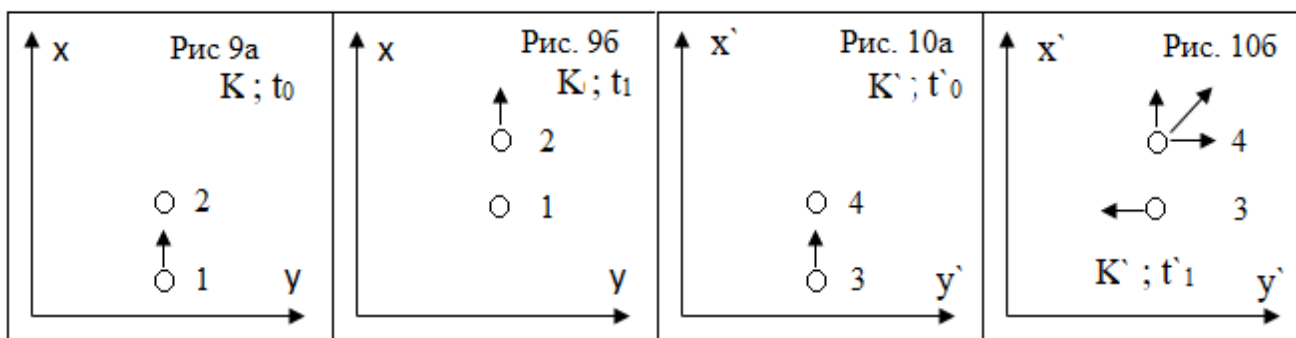
Поэтому, при наблюдении из системы отсчета K_1 , частица 3 видится, как объект, движущийся с установленной скоростью: $\Delta u'_{Y-3(2)} = \Delta u_{Y-3(2)} \neq 0$, которая не отражается на его энергетических характеристиках. Значит, скорость частицы, вдоль оси y , является неинерциальной: $\Delta u'_{Y-3(2)} = v'_{NI-3(2)}$.

Аналогичным изменениям, подвергается скорость частицы 2.

Скорость частицы 4, не равна скорости системы отсчета, на оси y : $u_{Y-4(2)} < V$, отчего система отсчета K_1 , обгоняет объект, при наблюдении из системы K_0 : $\Delta u_{Y-4(2)} = V - V(\dot{t})$.

При наблюдении из системы отсчета K_1 , движение частицы вдоль оси x' , пропорционально энергии объекта: $\Delta u'_{x-4(2)} \sim E_{4(2)}$, а движение вдоль оси y' , никакого воздействия на энергию объекта не оказывает: $\Delta u'_{Y-4(2)} = V(\dot{t})$, где: $\Delta u'_{Y-4(2)} = v'_{NI-4(2)}$.

Из расчетов видно, что результаты взаимодействия частиц, в системах отсчета K_0 и K_1 , не приводят к симметричным результатам.



В системе отсчета K_0 , где у объектов нет угловых моментов импульса – частицы при столкновении, разлетаются линейно – двигаясь только вдоль оси x , системы координат (рис. 9а, рис. 9б).

В системе отсчета K_1 , где у объектов угловые моменты импульса имеются – частицы, при столкновении, разлетаются под разными углами (рис. 10а, рис. 10б).

Подведем итоги третьей части:

- 1) Постулат о равноправии систем отсчета, несостоятелен. Для отдельно взятого объекта, только одна система отсчета, считается инерциальной. Все остальные системы, являются для него, неинерциальными.
- 2) Замкнутая система взаимодействующих тел, обратима к первоначальному виду.
- 3) Теория спина состоятельна. При переходе между системами отсчета, наблюдаются взаимные преобразования динамического и углового момента импульсов.
- 4) Взаимодействие частиц, обладающих угловыми моментами импульса, происходит нелинейно.

ЧАСТЬ 4

Введем определение динамического предела скорости. Динамическим пределом скорости, назовем такую скорость движения частицы v_{MAX} , при которой, значения проекций скорости ее МГВ, ни на одной оси системы координат (X , dY , dZ), не превышает скорости света.

В рамках уравнения: $C = \sqrt{(v^2 + v_{SK}^2 + v_{RAD}^2)}$, поставленное уравнение состоятельно, если максимальные значения данных проекций, не будут ограничены пределами: $0 \leq v^2 \leq C^2$; $0 \leq v_{SK}^2 \leq C^2$; $0 \leq v_{RAD}^2 \leq C^2$. Справедливо так же выражение: $0 \leq v_T^2 \leq C^2$, где: $v_T = \sqrt{(v^2 + v_{SK}^2)}$ и $0 \leq v_{POT}^2 \leq C^2$, где: $v_{POT} = \sqrt{(v_{SK}^2 + v_{RAD}^2)}$.

Найдём, максимальное значение скорости v_T : $v_{T-MAX} = \lim_{v_{RAD} \rightarrow 0} \sqrt{(C^2 - v_{RAD}^2)} = C$. В выражении: $v_{T-MAX} = C$, где $v_T = \sqrt{(v^2 + v_{SK}^2)}$, проекции скоростей v и v_{SK} – взаимно пропорциональны, и выводятся из соотношения: $v_{SK} = v \sqrt{\frac{E - E_0}{E + E_0}}$. Соответственно: $v_{T-MAX} = \sqrt{(v_{MAX}^2 + v_{SK-MAX}^2)} = \sqrt{(v_{MAX}^2 + v_{MAX}^2 \frac{E - E_0}{E + E_0})} = v_{MAX} \sqrt{(1 + \frac{E - E_0}{E + E_0})} = v_{MAX} \sqrt{\frac{2E}{E + E_0}}$.

$$v_{T-MAX} = C \Rightarrow v_{MAX} = \frac{C \sqrt{E + E_0}}{\sqrt{2E}}$$

Откуда: $v_{MAX} = \frac{C \sqrt{E + E_0}}{\sqrt{2E}}$.

$$\text{Здесь: } E_0 = E \sqrt{1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2}} \Rightarrow v_{MAX} = \frac{C \sqrt{E + E_0}}{\sqrt{2E}} = \frac{C \sqrt{E + E(1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2})}}{\sqrt{2E}} = \frac{C \sqrt{1 + (1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2})}}{\sqrt{2}} =$$

$$\frac{C \sqrt{1 + 1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2}}}{\sqrt{2}} = \frac{C \sqrt{2 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2}}}{\sqrt{2}} = \frac{C \sqrt{2 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2}}}{\sqrt{2}} = \frac{C \sqrt{2 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2}}}{\sqrt{2}}$$

Возведем обе части уравнения в квадрат: $v_{MAX}^2 = \frac{1}{2}C^2 + \frac{1}{2}C \sqrt{(C^2 - v_{MAX}^2)}$.

Значит: $v_{MAX}^2 - \frac{1}{2}C^2 = \frac{1}{2}C \sqrt{(C^2 - v_{MAX}^2)}$, а также: $(v_{MAX}^2 - \frac{1}{2}C^2)^2 = \frac{1}{4}C^2(C^2 - v_{MAX}^2)$. Сократим уравнение: $v_{MAX}^4 - v_{MAX}^2 C^2 + \frac{1}{4}C^4 = \frac{1}{4}C^4 - \frac{1}{4}v_{MAX}^2 C^2 \Rightarrow v_{MAX}^4 - v_{MAX}^2 C^2 + \frac{1}{4}v_{MAX}^2 C^2 = \frac{1}{4}C^4 - \frac{1}{4}C^4$. Далее: $v_{MAX}^2(v_{MAX}^2 - \frac{3}{4}C^2) = 0$, $v_{MAX}^2 - \frac{3}{4}C^2 = 0$ и, наконец: $v_{MAX}^2 = \frac{3}{4}C^2$. В установленных скоростных рамках: $v_{MAX} = \pm C \sqrt{\frac{3}{4}} = \pm C \frac{\sqrt{3}}{2}$ траектория

движения мультигравитационной волны, описывается рациональными числами и не выходит за рамки четырех измерений пространственно-временного континуума (в котором ни сверхсветовых, ни мнимых скоростей не бывает).

Таким образом, динамический предел скорости, определяется ограничением:
 $v_{\text{MAX}} = \pm C \frac{\sqrt{3}}{2}$, где ни одна из проекций скорости МГВ, не способна превысить скорость света. Особо отметим, смыслом установки данного предела, является не цель ограничить скорость частицы, а запрет на преодоление скорости света, на проекциях системы координат (X, dY, dZ).

Формула 4(1)

$$v_{\text{MAX}} = \pm C \frac{\sqrt{3}}{2}$$

Определим условия новой задачи.

Предположим, в момент времени t_0 , в системе отсчета K_0 , в состоянии инерциального покоя находится произвольная частица, с массой покоя m_0 .

Энергия объекта равна здесь: $E_0 = \Sigma_N \epsilon_0$.

В момент времени t_1 , придадим объекту вектор скорости v , где: $C \frac{\sqrt{3}}{2} > v > 0$.

Энергия объекта, преобразуется до вида: $E_1 = \Sigma_N \epsilon$.

Поскольку: $E_1 = \frac{E_0}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$, то: $\Sigma_N \epsilon = \frac{\square_N^N \epsilon_0}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$.

Здесь: $\Sigma_N \epsilon_0 = \Sigma^{N-1}_N \epsilon_0 + \epsilon_{0-N}$, где: $\Sigma^{N-1}_N \epsilon_0 = \epsilon_{0-N} = \frac{E_0}{2}$.

Переместимся в систему отсчета K_1 , где частица находится в состоянии неинерциального покоя.

Энергия объекта, определяется уравнением: $E'_0 = E_1 = \frac{\square_N^K \epsilon_0}{(1 - \frac{v^2}{C^2})} + \frac{\epsilon_{0-N}}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$.

Здесь: $\Sigma^{N-1}_N \epsilon_0$ – энергия эзотерического поля объекта, в момент времени t_0 : $\Sigma^{N-1}_N \epsilon_0 = \frac{m_0 C^2}{2}$. И здесь: $\frac{\square^{N-1}_N \epsilon_0}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$ – энергия ЭЗП объекта, в момент времени t_1 : $\Sigma^{N-1}_N \epsilon = \frac{m C^2}{2}$.

В системе отсчета K_1 , энергия ЭГП, преобразуется до вида: $\Sigma^{N-1}_N \epsilon'_0 = \frac{m_0 C^2}{2}$, где: $m'_0 = m_1$.

Определим радиус эзотерического поля, в системе отсчета K_1 .

Поскольку: $r_G = \frac{2m_0 G}{C^2}$, то: $r'_G = \frac{2m_0 G}{C^2}$. Значит: $r'_G = \frac{r_G}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$.

Определим расстояния, между двумя произвольно выбранными линиями напряженности ЭГП: $\Delta R = R_{\text{ПОТ-L+1}} - R_{\text{ПОТ-L}}$, где: $n \geq l \geq 0$.

Здесь: $R'_{\text{ПОТ-L+1}} = \frac{R_{\text{ПОТ-L+1}}}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$ и $R'_{\text{ПОТ-L}} = \frac{R_{\text{ПОТ-L}}}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$, значит: $\Delta R' = \frac{\Delta R}{(1 - \frac{v^2}{C^2})}$.

Предположим, что частица движется с постоянным равномерным ускорением, в магнитном поле ускорителя.

В таком случае, если движение частицы, осуществляется с положительным динамическим ускорением: $v_1 = v_0 + a\Delta t$ – внутренний ультимативный наблюдатель, не подверженный эффекту измененной среды, обнаружит, что эзотерическое поле объекта расширяется. Причем, расширение коснется не только гравитационного радиуса: $r'_G = \frac{r_G}{(1-\frac{v^2}{C^2})}$, но и всего наблюдаемого внутреннего пространства в целом:

$$\Delta R' = \frac{\Delta R}{(1-\frac{v^2}{C^2})}.$$

Если же частица, замедляется – те есть движется с отрицательным динамическим ускорением: $v_1 = v_0 - a\Delta t$ – данный наблюдатель обнаружит, что эзотерическое поле объекта сжимается.

Причем, сжатие коснется не только гравитационного радиуса: $r'_G = r_G(1-\frac{v^2}{C^2})$, но и всего наблюдаемого внутреннего пространства в целом: $\Delta R' = \Delta R(1-\frac{v^2}{C^2})$.

Пусть, в момент времени t_1 , объекту придается вектор скорости $v = C\frac{\sqrt{3}}{2}$.

Определим количество энергии, переданной объекту, вместе с импульсом $m_1 v$:

$$\Delta E = E_1 - E_0 = \frac{m_1 v^2}{2} + \frac{m_1 v_{SK}^2}{2}.$$

$$\text{Здесь: } \frac{m_1 v^2}{2} = \frac{1}{2}(\frac{3m_1 C^2}{4})$$

$$\text{И здесь: } v_{SK} = C - \sqrt{(C^2 - v^2)} = C - \sqrt{(C^2 - \frac{3C^2}{4})} = C - C\sqrt{(\frac{1}{4})} = C - \frac{C}{2} = \frac{C}{2}.$$

$$\text{Значит: } \frac{m_1 v_{SK}^2}{2} = \frac{1}{2}(\frac{m_1 C^2}{4}), \text{ а также: } \frac{m_1 v^2}{2} + \frac{m_1 v_{SK}^2}{2} = \frac{m_1 C^2}{2}(\frac{3}{4} + \frac{1}{4}) = \frac{m_1 C^2}{2}$$

$$\text{Суммарная энергия объекта, принимает вид: } E_1 = \sum_N \epsilon_0 + \frac{m_1 C^2}{2}.$$

$$\text{Здесь: } E_1 = \frac{E_0}{(1-\frac{v^2}{C^2})} = \frac{E_0}{(1-\frac{3}{4})} = 2E_0.$$

Переместимся в систему отсчета K_1 , где частица находится в состоянии покоя.

$$\text{Энергия объекта, определяется уравнением: } E'_0 = E_1 = \sum_N \epsilon_0 + \frac{m_1 C^2}{2}.$$

Из уравнения следует, что волновая структура объекта, при переходе в систему отсчета K_1 , не подвергается никаким динамическим преобразованиям: $\sum_N \epsilon_0 = \text{const.}$, а просто обзаводится дополнительной линией напряженности: $\frac{m_1 C^2}{2} = \frac{2m_0 C^2}{2}$, где: $\frac{m_0 C^2}{2} = \epsilon_1$

$$\text{Вычислим, гравитационный радиус объекта, в системе отсчета } K_0: r_G = R_{\text{ПОТ-2}} = \frac{R_{\text{ПОТ-1}}}{2}, \text{ где: } R_{\text{ПОТ}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_\epsilon}, \text{ значит: } r_G = \frac{E_0 C}{8\pi k_\epsilon}.$$

$$\text{Вычислим, гравитационный радиус объекта, в системе отсчета } K_1: r'_G = R'_{\text{ПОТ-2}} = \frac{R_{\text{ПОТ-1}}}{2}, \text{ где: } R_{\text{ПОТ}} = \frac{E_0 C}{4\pi k_\epsilon}, \text{ значит: } r'_G = \frac{E_0 C}{8\pi k_\epsilon} = \frac{2E_0 C}{8\pi k_\epsilon} = 2r_G.$$

Поскольку: $R_{\text{ПОТ-1}} = 2 R_{\text{ПОТ-2}}$, то: $r'_G = R_{\text{ПОТ-1}}$.

Из уравнения следует, что при достижении частицей, динамического предела скорости: $v = C \frac{\sqrt{3}}{2}$, происходит расширение гравитационного радиуса, приводящее к поглощению эзотерическим полем, внешней линии напряженности объекта, с одновременным образованием у него, новой внешней линии напряженности.

В результате чего, система отсчета K_1 , преобразуется для частицы в инерциальную систему отсчета, где она находится в состоянии инерциального покоя: $E'_0 = \sum_{N+1}^{N+1} \epsilon'_0$, $E' = \sum_{N+1}^{N+1} \epsilon'_0 + \epsilon'_{N+1}$.

А система отсчета K_0 – в систему отсчета, относительно которой, объект движется с неинерциальной скоростью.

Назовем обнаруженное явление, гравитационным коллапсом.

Гравитационный коллапс, снимает запрет на преодоление динамического предела скорости, при ускорении частиц, до субсветовых скоростей.

Формула 4(2)

$$\text{При: } v = C \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$r'_G = 2 r_G$$

Предположим, в момент времени t_0 , частица находится в состоянии инерциального покоя, в системе отсчета K_0 .

В момент времени t_1 , придадим объекту вектор скорости: $v = C \frac{\sqrt{3}}{2}$. В результате гравитационного коллапса, частица преобразуется в новый объект, движущийся относительно системы отсчета K_0 , с неинерциальной скоростью $v_{ND} = C \frac{\sqrt{3}}{2}$.

Переместимся в систему отсчета K_1 , в которой новообразованный объект, перешел в состояние инерциального покоя.

Очевидно, что никаких препятствий, для дальнейшего ускорения объекта, ни в одной из систем отсчета, более не существует.

В момент времени t_2 , придадим объекту вектор скорости: $v = C \frac{\sqrt{3}}{2}$. В результате гравитационного коллапса, частица преобразуется в новый объект, движущийся относительно системы отсчета K_1 , с неинерциальной скоростью $v_{ND} = C \frac{\sqrt{3}}{2}$.

Вернемся в систему отсчета K_0 , и определим скорость объекта относительно данной системы. Отметим, что в процессе гравитационного коллапса, прямая связь

между неинерциальной скоростью и энергией объекта сохраняется: $m_1 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})}$, $m_2 =$

$$\frac{m_1}{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})}, m_2 = \frac{m_0}{\text{ii}}$$

Что дает основание, использовать для расчета, формулу 3(1): $v_2 = \sqrt{(v_{1(2)}^2 + \Delta v_2^2)}$, где: $v_{1(2)} = v_1(1 - \frac{\Delta v_2^2}{C^2})$. Значит: $v_{ND-2} = \sqrt{(v^2(1 - \frac{v^2}{C^2}) + v^2)}$.

Переместимся в систему отсчета K_2 , в которой новообразованный объект, перешел в состояние инерциального покоя, и придадим ему вектор скорости: $v = C \frac{\sqrt{3}}{2}$.

В результате, скорость объекта, относительно системы отсчета K_0 , преобразуется до значения: $v_{ND-3} = \sqrt{(v_{ND}^2(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^2 + v_{ND}^2(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2}) + v_{ND}^2)}$. А масса объекта, принимает

$$\text{вид: } m_3 = \frac{m_2}{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})}, m_3 = \frac{m_0}{\frac{1}{4}}.$$

Очевидно, что, переходя в каждую последующую систему отсчета, и каждый раз, придавая объекту вектор скорости: $v = C \frac{\sqrt{3}}{2}$, мы обнаружим, что его скорость относительно системы отсчета K_0 , будет меняться аналогичным образом.

При переходе в энную систему отсчета, неинерциальная скорость частицы относительно системы отсчета K_0 , будет равна: $v_{ND-N} = \sqrt{(v_{ND}^2(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^{N-1} + v_{ND}^2(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^{N-2} + \dots + v_{ND}^2(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^2 + v_{ND}^2(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2}) + v_{ND}^2)}$.

Выведем общий множитель v_{ND} , из-под корня, и умножим обе части уравнения на $\sqrt{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})}$: $v_{ND-N} \sqrt{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})} = v_{ND} \sqrt{((1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^N + (1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^{N-1} + \dots + (1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^2 + (1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})}$.

Здесь: $1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2} = 1 - \frac{3}{4} = \frac{1}{4}$, а также: $\sqrt{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})} = \sqrt{\frac{1}{4}} = \frac{1}{2}$

Значит: $v_{ND-N} \sqrt{(1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})} = \frac{1}{2} v_{ND-N}$, и: $v_{ND} \sqrt{((1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^N + (1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^{N-1} + \dots + (1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})^2 + (1 - \frac{v_{ND}^2}{C^2})} = C \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{((\frac{1}{4}) + (\frac{1}{4})^2 + (\frac{1}{4})^3 + \dots + (\frac{1}{4})^{N-1} + (\frac{1}{4})^N)}$.

Соответственно: $\frac{1}{2} v_{ND-N} = C \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{((\frac{1}{4}) + (\frac{1}{4})^2 + (\frac{1}{4})^3 + \dots + (\frac{1}{4})^{N-1} + (\frac{1}{4})^N)}$.

Здесь: $(\frac{1}{4}) + (\frac{1}{4})^2 + (\frac{1}{4})^3 + \dots + (\frac{1}{4})^{N-1} + (\frac{1}{4})^N = \lim_{N \rightarrow \infty} {}^{1/4}S = \frac{1}{3}$

Значит: $\frac{1}{2} v_{ND-N} = C \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{(\lim_{N \rightarrow \infty} {}^{1/4}S)} = C \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{(\frac{1}{3})} = C \frac{\sqrt{3}}{2} (\frac{1}{\sqrt{3}})$.

Соответственно: $\frac{1}{2} v_{ND-N} = \frac{1}{2} C$, и: $v_{ND-N} = C$.

Из уравнения следует, что существование динамического предела скорости, допускает ускорение частицы вплоть до скорости света. Однако такое ускорение, сопровождается гравитационным коллапсом объекта, преобразующего его, в более тяжелую частицу: $m_{0-N} = \frac{m_0}{\frac{1}{4}}$.

Формула 4(3)

$$C = \sqrt{(v_{MAX}^2(1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2})^{N-1} + v_{MAX}^2(1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2})^{N-2} + \dots + v_{MAX}^2(1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2})^2 + v_{MAX}^2(1 - \frac{v_{MAX}^2}{C^2}) + v_{MAX}^2)}$$

Описанный эффект, можно экспериментально наблюдать, разгоняя частицы на ускорителе до субсветовых скоростей. При преодолении динамического предела

скорости, столкновение объекта с внешними частицами, приводит не к упругому взаимодействию, а к его разделению на осколки, превышающие по массе, первоначальную массу самого объекта.

Назовем волновой радиус внешней МГВ, поглощаемый при гравитационном коллапсе, аккреционным радиусом объекта: $R_{AKKR} = R_{POT-1}$.

Определим условия гравитационного коллапса.

Гравитационный коллапс объекта, происходит в тех случаях, когда энергия, накопленная в пределах аккреционного радиуса, становится равной энергии эзотерического поля объекта: $\epsilon_{AKKR} = \sum^{N-1}_N \epsilon_0$.

Причины подобных изменений, могут быть вызваны не только динамическим ускорением, но также ускоренным вращением, обеспечивающем нарастание углового момента импульса, а также высокими температурами, возбуждающими частицы.

История наблюдений показывает, что гравитационный коллапс, может возникнуть, также и в условиях накопления массы вещества, в пределах аккреционного радиуса объекта.

Рассмотрим математическое описание поглощения материи черными дырами.

Определим объем эзотерического гравитационного поля черной дыры: $V_0 = \left(\frac{4}{3}\right) \pi r_G^3$.

Определим объем пространства, заключенного в аккреционный радиус: $V_1 = \left(\frac{4}{3}\right) \pi R_{AKKR}^3$.

Поскольку: $R_{AKKR} = 2r_G$, то: $V_1 = 8V_0$.

Пусть ΔV – объем пространства, заключенного между внешним и аккреционным радиусами: $\Delta V = V_1 - V_0$. Тогда: $\Delta V = 8V_0 - V_0 = 7V_0$.

Определим плотность вещества, в пределах ЭЗП: $\rho_0 = \frac{m_0}{V_0}$.

Определим плотность вещества, накопленного в пространстве между гравитационным и аккреционным радиусами: $\Delta \rho = \frac{m_1 - m_0}{\Delta V} = \frac{m_0}{7V_0}$.

Из уравнения следует, что для перехода к новому гравитационному коллапсу, плотность накопленного вещества, в пределах аккреционного радиуса, должна составить не менее $\frac{1}{7}$ части плотности черной дыры.

Следствием такого распределения, является вывод, что черные дыры звездной массы, должны обладать плотностью, существенно превышающую плотность сверхмассивных черных дыр.

Формула 4(4)

$$\Delta \rho = \frac{m_1 - m_0}{\Delta V} = \frac{m_0}{7V_0}$$

Полученным уравнением, разъясняется причина, сравнительно долгого времени существования аккреционных дисков у квазаров, притянувших соседние звезды. Согласно формуле 4(4), черная дыра не поглощает материю напрямую – в этом случае, аккреционный диск, был бы втянут в нее практически мгновенно, а предварительно накапливает вещество, в границах своего аккреционного радиуса. И лишь при достижении веществом достаточной плотности, происходит поглощение в форме гравитационного коллапса.

Этот же процесс объясняет, почему черные дыры внутри гипотетических звезд Бухдаля, могут стабильно сосуществовать со своими звездами, а не начинают поглощать их, с момента зарождения.

Становится так же понятны процессы столкновения черных дыр.

В случае, если характеристики массы, скоростей и угловых моментов импульса объектов, отвечают условиям гравитационного коллапса – наблюдается слияние этих черных дыр. Если же условия гравитационного коллапса не соблюдены – объекты либо разлетаются, либо становятся парными черными дырами.

Аналогичные эффекты действуют и на микроуровне.

Например, при несоблюдении условий гравитационного коллапса, столкновение частиц, являющихся микроскопическими черными дырами, приводит к их упругому взаимодействию.

В случаях, когда условия гравитационного коллапса соблюдены - наблюдается слияние объектов между собой.

Например, необходимые условия, могут возникнуть при взрыве сверхновой, когда в ядре звезды достигается плотность и температура, достаточная для запуска цепной реакции объединения микроскопических черных дыр, в одну макроскопическую черную дыру.

Соответственно, для любых астрономических объектов, оказывается одинаково допустимо как отсутствие черных дыр во внутренней структуре, так и наличие таковых.

Продолжим исследования.

Обратим внимание, на вектор скорости коллапсирующего объекта.

Указанный вектор, не имеет никакой связи с кинетической составляющей массы, проявляя себя, как классический неинерциальный вектор скорости: $v_{ND} \propto m$, где: $m' =$

$$\frac{m}{(1 - \frac{v_{ND}^2}{c^2})} = m.$$

Но при этом, вектор скорости коллапсирующего объекта, обладает прямой связью с массой покоя объекта: $v_{ND} \sim m_0$. А его воздействие на массу покоя,

определяется формулой, свойственной для динамического ускорения: $m'_0 = \frac{m_0}{(1 - \frac{v_{ND}^2}{c^2})}$,

$m'_0 \neq m_0$.

Назовем такой вектор скорости, субдинамическим вектором скорости, и обозначим индексом ND, обозначающим неинерциальную связь с энергией, и динамическую связь с энергией покоя.

Unified Field Theory (pages 1–54) © 2026 by Shonazir Sharaximov is licensed under CC BY 4.0. To view a copy of this license, visit <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>