Новые области использования звуковых волн в физических процессах

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Оглавление

Введение…….……………………………………………………………...4

Глава 1……………………………………………………………………6

1.1. Определение свойств звукового поля………………………….6

1.2 Построение метрического тензора ОТО……………...…..17

1.3 Звуковое поле при больших энергиях………..……………20

1.3.1 Добавление слагаемого в уравнение ОТО, позволяющего описывать звуковые волны………………20

1.3.2. Получение из уравнения движения силу Лоренца…29

Глава 2. Преобразование Лоренца с фазовой скоростью и существование эфира с абсолютной системой координат…………31

Глава 3. Свойства звуковой фазовой скорости…….………………45

3.1 Фазовая скорость звуковых волн описывает только свойства среды…………………………………………………...45

3.2 Парадокс близнецов……………………………………………..55

3.3 Вычисление фазовой скорости в случае уравнений гидродинамики…….…………………………………………………56

3.4 Преобразование Лоренца для звуковых волн в случае анизотропного тела……………………………………………………68

3.5 Собственное время в любой системе отсчета одинаково…...74

Глава 4. Общее описание звуковой и ударной волны………………84

Глава 5. Квантовая механика для тел большой массе………………98

Глава 6. Решение проблемы космологической постоянной……...108

Глава 7. Неупругое столкновение тел большой массы……………111

Глава 8. Единый механизм действия взрывчатых веществ………121

Глава 9. Определение потенциала ядра с помощью звуковых волн……………………………………………………………………..123

Список литературы………………………………………………...127

Введение

Звуковые волны подчиняются волновому уравнению и для них можно ввести понятие векторного и скалярного потенциала. Также можно определить понятие тока и плотности заряда. Звуковые волны вызываются изменением комплексного объема макротел. Изменение фазы комплексного объема без изменения модуля комплексного объема связано с изменением формы без изменения его объема. Фаза комплексного объема тела определяет его форму. Изменение фазы комплексного объема интерпретируют как изменение плотности тела. Так излучающая мембрана не меняет свой объем, а изменяет форму. При этом меняется как действительная, так и мнимая часть комплексного объема тела. Изменение модуля комплексного объема при постоянной фазе связано с изменением объема без изменения формы, что соответствует излучению электромагнитных волн, электроны колеблются, изменяя размер диполя, при неизменной форме. В случае излучения электромагнитных волн меняется размер излучателя, двигающиеся поступательно электроны ускоряются, меняя занимаемый объем, т.е. изменяется модуль объема. Переносчиком звуковых волн являются элементарные частицы, как фононы образуются в твердом теле, в среде из элементарных частиц, Вакуум образует очень малую скорость звуковых волн с малой амплитудой, поэтому говорят, что звуковые волны в вакууме не распространяются. Эта малая скорость частиц вакуума вычислена в данной книге. Вакуум является разреженным газом со всеми вытекающими последствиями. Так как звуковые волны образуют волновое уравнение и удовлетворяют уравнению Максвелла, для них справедливы формулы потенциала Лиенара-Вихерта, но при длине волны большей, чем расстояние между элементарными частицами. При меньшей длине волны, чем расстояние между элементарными частицами звуковые волны распространяются с минимальной скоростью, за счет движения частиц вакуума. Это локализует звуковые волны внутри ядра атома, и потенциал ядра совпадает с энергией звуковых волн см. главу 9. Как показали численные расчеты, можно с уверенностью сказать, что потенциал ядра обусловлен звуковыми волнами. Так как для звуковых волн можно ввести напряженности «электрического» и «магнитного» поля, возможна поляризация звуковых волн, и значит существование особого спина. Изотопическая инвариантность обусловлена звуковыми волнами. Величина изотопического спина определяет спиновый заряд звуковых волн. Звуковые волны в ядре атома являются линейным приближением. Нелинейное приближение звуковых волн описывается уравнением Навье-Стокса, которое аналогично уравнению Шредингера см. [4],[15]. Вывод уравнения Навье-Стокса с учетом спина и квантовых эффектов см. [16]. В этом уравнении нелинейно используется потенциал и напряженность электромагнитного поля, которые надо заменить потенциалом и напряженностью звукового поля. Но это уравнение Навье-Стокса получено из линейного учета спина электрона в уравнении Шредингера, а потенциал ядра описывается нелинейным произведением спинов.

В данной книге описано много применений звуковых волн. Это и определение потенциала ядра и преобразование Лоренца для среды с фазовой скоростью звука. Описание взрывчатых веществ и вычисление энергии ядерного и атомного взрыва. Описаны единым образом ударные и звуковые волн.

Глава 1

1.1. Определение свойств звукового поля

Можно определить напряженность электрического и магнитного поля у уравнений звуковых волн гидродинамики. Для этого определим понятие скалярного и векторного потенциала «электромагнитного» - звукового поля. Звуковые волны подчиняются волновому уравнению и для них можно ввести понятие векторного и скалярного потенциала. Также можно определить понятие тока и плотности заряда, напряженности электрического и магнитного поля. Звуковые волны вызываются изменением фазы комплексного объема макротел. Изменение фазы комплексного объема связано с изменением формы без изменения его объема. Фаза комплексного объема тела определяет его форму. Пример - колебание мембраны, при сохранении ее объема. При этом меняется как действительная, так и мнимая часть комплексного объема тела. При этом учитывается комплексная скорость звуковой волны. Изменение объема излучателя без изменения его формы вызывает электромагнитные волны и связано с изменением модуля объема излучателя, без изменения его фазы, пример - колебание тока в диполе (изменение положения электронов в диполе). Источником электромагнитных волн является колебание элементарных частиц, а переносчиком среда, состоящая из частиц вакуума см. [4]. Источником звуковых волн является колебание макротел, а переносчиком элементарные частицы. В вакууме звуковые волны распространяются с помощью среды, частиц вакуума, но создают малый перепад давления и мы их не слышим. Описание частиц вакуума см. [4].

Покажем, что можно определить напряженность электрического и магнитного поля у уравнений звуковых волн гидродинамики. Для этого определим понятие скалярного и векторного потенциала электромагнитного поля. Ротор меняет знак при переходе из правой декартовой системы координат в левую. Это можно доказать, расписав определение ротора в декартовой системе координат и поменяв знак в одном столбце у оператора дифференцирования и этой же компоненте скорости.

$$\nabla_l \times \mathbf{V} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & -\mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x_1} & -\dfrac{\partial}{\partial x_2} & \dfrac{\partial}{\partial x_3} \\ V_1 & -V_2 & V_3 \end{vmatrix} = -\begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x_1} & \dfrac{\partial}{\partial x_2} & \dfrac{\partial}{\partial x_3} \\ V_1 & V_2 & V_3 \end{vmatrix} = -\nabla_r \times \mathbf{V}$$

индекс r соответствует правой системе координат, индекс l левой. При этом дивергенция знак не меняет. Распишем величину комплексной скорости в виде

$$\mathbf{V} = (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 + (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2,$$

и подействуем оператором дивергенция на обе части равенства

$$\nabla_r \mathbf{V} = \nabla_r (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2.$$

Перейдем в комплексно-сопряженное пространство и в плоскости векторов $\operatorname{Re}\mathbf{V}, \operatorname{Im}\mathbf{V}$ возьмем левую дивергенцию. При этом направление мнимой компоненты скорости совпадает с направлением оси, у которой меняем знак. При этом имеем соотношение $\nabla_r \mathbf{V} = \nabla_l \mathbf{V}^*$. Так как при этом в плоскости $\operatorname{Re}\mathbf{V}, \operatorname{Im}\mathbf{V}$ действительная часть не изменит знака, а мнимая часть изменит знак, получим

$$\begin{aligned} &\nabla_r (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2 = \nabla_r \mathbf{V} = \nabla_l \mathbf{V}^* = \\ &= \nabla_l (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 - \nabla_l (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2 = \nabla_r (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 - \nabla_r (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2 \end{aligned}.$$

При этом воспользовались тем, что правая и левая дивергенция равны. Откуда получаем $\nabla_r (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2 = 0$, и значит, $(\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2 = i \cdot \nabla_r \times \mathbf{A}$, т.е. мнимая часть комплексной скорости соленоидальная.

Аналогично расписываем скорость, подействовав оператором ротор

$$\nabla_r \times \mathbf{V} = \nabla_r \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r \times (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2,$$

но при этом величину скорости представим в виде $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \dfrac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t}$, а скорость c это скорость возмущения в среде. Значит из условия $\nabla_r \mathbf{V} = \nabla_r \mathbf{V}_0$, можно определить $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \dfrac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t}$. При этом условие на мнимую часть $\mathbf{V}$ выполняется. Перейдем в комплексно-сопряженное пространство и в плоскости векторов $\operatorname{Re}\mathbf{V}, \operatorname{Im}\mathbf{V}$ возьмем левый ротор, получим соотношение $\nabla_r \times \mathbf{V} = \nabla_l \times \mathbf{V}^*$. При этом направление мнимой компоненты скорости совпадает с направлением оси, у которой меняем знак. Так как при этом действительная часть изменит знак, а мнимая часть нет, ($\nabla_l \times = -\nabla_r \times$ и взята комплексно-сопряженная часть), имеем

$$\nabla_r \times \mathbf{V} = \nabla_l \times \mathbf{V}^* = \nabla_l \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 - \nabla_l \times (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2 =$$
$$= -\nabla_r \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 + \nabla_r \times (\mathbf{V} - \mathbf{V}^*)/2$$

т.е. получим $\nabla_r \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}^*) = 0$. Это соотношение эквивалентно $(\mathbf{V} + \mathbf{V}^*)/2 = -\mathrm{grad}\varphi$. Итак, имеем

$$\begin{gathered}\mathbf{V}_0 + \frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} = -\nabla\varphi + i \cdot \nabla \times \mathbf{A} \\ \mathbf{V}_0^* + \frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} = -\nabla\varphi - i \cdot \nabla \times \mathbf{A}\end{gathered}.$$

Эта формула другая формулировка факта, что вектор можно представить в виде суммы градиентной части и соленоидальной части.

Из этого равенства имеем

$$\begin{gathered}\mathbf{V}_0 = -\frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} - \nabla\varphi + i \cdot \nabla \times \mathbf{A} = \mathrm{E} + i\mathrm{H} \\ \mathbf{V}_0^* = -\frac{\partial \mathbf{A}}{c\partial t} - \nabla\varphi - i \cdot \nabla \times \mathbf{A} = \mathrm{E} - i\mathrm{H}\end{gathered}.$$

Так как имеется мнимая часть скорости, значит, описывается турбулентный режим течения. Электромагнитное поля описывает турбулентный режим движения частиц вакуума, причем инвариантом служит квадрат действительной и мнимой части комплексной скорости. При описании колебаний частиц вакуума турбулентный режим течения наступает при малом числе Рейнольса, поэтому возможно волновое уравнение, описывающее малую скорость частиц вакуума, при турбулентном режиме.

Отметим, комплексный характер массовой скорости ударной волны. В самом деле, согласно известной формуле перепада давления до p_1 и после p_2 фронта ударной волны имеем см. [1]

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{2\gamma}{\gamma+1}M_1^2-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}=1+\frac{4\gamma}{\gamma+1}\frac{\Delta a_1}{c_1},M_1=1+\frac{\Delta a_1}{c_1}. \qquad (1.1.1)$$

откуда имеем формулу для перепада давления в волне малой интенсивности в газе

$$\Delta p=\rho_1 c_1 \Delta a_1 \frac{4\gamma}{\gamma+1};\gamma=\frac{c_p}{c_V}.$$

Эта формула множителем отличается от известной формулы между перепадом давления и массовой скоростью Δa_1 в звуковой волне. Значит формула (1.1.1) не переходит в известную формулу для звуковой волны и, следовательно, определение формулы для звуковой волны надо изменить, перейдя в комплексную плоскость. Замена осуществляется по формуле

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{c_1+\Delta a_{\mathrm{Re}}+i\Delta a_{\mathrm{Im}}}{c_1}=1+\frac{\Delta a_{\mathrm{Re}}\exp(i\alpha)}{c_1}\sqrt{1+(\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}{}^2}{\Delta a_{\mathrm{Re}}})^2}.$$

Откуда следует формула $\Delta p=\rho c_1 \Delta a_{\mathrm{Re}}\exp(i\alpha)\sqrt{1+(\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}}{\Delta a_{\mathrm{Re}}})^2}$. При мнимой части равной нулю получаем звуковую волну, а модуль этой величины соответствует ударной волне малой интенсивности. Имеется рассогласование между фазой величины перепада давления и скорости. Отношение мнимой части массовой скорости к действительной части является константой $\frac{\Delta a_{\mathrm{Im}}}{\Delta a_{\mathrm{Re}}}=\sqrt{\frac{15\gamma^2-2\gamma-1}{(\gamma+1)^2}}$ вдоль направления распространения, значит мнимая часть больше и энергия звуковой волны отрицательна. Откуда запаздывание перепада давления и массовой скорости равно $\alpha=\arg(\Delta a_{\mathrm{Re}}+i\Delta a_{\mathrm{Im}})=\arctan\sqrt{\frac{15\gamma^2-2\gamma-1}{(\gamma+1)^2}}$.

Причем, так как скорость в газе подчиняется волновому уравнению, напряженность «электрического» и «магнитного» поля подчиняется волновому уравнению. Частным решением двух волновых уравнений являются уравнения

Максвелла для свободного пространства. Эти частные решения являются и общими решениями для свободного пространства. В самом деле, добавка произвольной функции в уравнения Максвелла для свободного пространства, приведет к волновому уравнению с добавочными функциями относительно уравнения свободного пространства.

Но какова же правая часть волнового уравнения для звуковых волн. Скорость звуковой волны определяется по формуле при условии $r > \lambda$ см. [1]§74

$$\sqrt{\rho_m}\mathbf{V} = \frac{\sqrt{\rho_m}\ddot{V}(t - r/c_s)}{4\pi c_s r}\mathbf{n}.$$

Где ρ средняя плотность среды, величина c_s скорость звука. Где формула распространяется на изменение комплексного объема макротела. При этом в случае волнового уравнения

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0).$$

Потенциал определяется по формуле $\varphi = \frac{e(t - r/c)}{r}$ при условии $r > \lambda$. Значит волновое уравнение для комплексной скорости, имеющей размерность напряженности $\sqrt{\rho_m}\mathbf{V} = \mathbf{E} + i\mathbf{H}$, удовлетворяет уравнению

$$\begin{gathered}\Delta\sqrt{\rho_m}\mathbf{V} - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2\sqrt{\rho_m}\mathbf{V}}{\partial t^2} = \Delta(\mathbf{E} + i\mathbf{H}) - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2(\mathbf{E} + i\mathbf{H})}{\partial t^2} = \\ = -\sqrt{\rho_m}\ddot{V}\mathbf{n}/c_s\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -\frac{\sqrt{\rho_m}\ddot{V}}{V}\mathbf{n}/c_s = -4\pi(\nabla\rho_s + i\nabla\times\mathbf{j}/c_s)\end{gathered}.$$

При этом имеем

$$\Delta\mathbf{A} - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -4\pi\mathbf{j}/c_s = -4\pi\frac{\sqrt{\rho}_m\nu^2}{c_s}\mathbf{u}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -4\pi\sqrt{\rho_m}\omega\mathbf{u}; \mathbf{u} = \mathbf{U}/c_s$$

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c_s^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\frac{\sqrt{\rho_m}\nu^2}{c_s}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = -4\pi\sqrt{\rho_m}\omega$$

где величина ν равна кинематической вязкости среды, газа. Величина $\sqrt{\rho_m}\nu^2/c_s = 10^{-3/2-2-4}/3.3 = 10^{-8}g^{1/2}cm^{3/2}/s = 20e$. имеет размерность заряда электрического поля. Подсчитаем, чему равна эта величина в квантовой механике

$$q=\sqrt{\frac{64\pi}{3\cdot 137}}\sqrt{\rho_m}\nu^2/c_s=\sqrt{\frac{16im^4c^3}{137\hbar^3}}(-\frac{\hbar^2}{4m^2c_s})=-i^{1/2}ec/c_s=-\exp(\pm i\pi/4)ec/c_s;$$

$$\rho=3m/4\pi a^3, a=\frac{\nu}{c_s}=\frac{i\hbar}{2mc_s}$$

Можно построить модель электрона по предлагаемой формуле, $e=\sqrt{\frac{64\pi}{3\cdot 137}}\frac{\sqrt{\rho_m}\nu^2}{c}$. Назовем ее зарядом источника. Отсюда следует, что переносчиком звуковых волн являются не элементарные частицы, а образующие элементарные частицы – частицы вакуума. При этом в вакууме имеются переносчики звуковых волн с малой плотностью и малым давлением, причем в вакууме звуковые волны имеют малую амплитуду давления, малую скорость среды и малую скорость распространения. Откуда имеем значение объема заряда звуковой волны $V=\frac{\nu^2}{\omega c_s}$. Получаем, что радиус заряда в случае звуковой волны равен $a=\sqrt[3]{3\nu^2/4\pi\omega c_s}=\frac{h^2}{me^2}\sqrt[3]{3n^2c/8\pi 137c_s}, \omega=-\frac{mc^2}{2\times 137^2h}, \nu=i\frac{h}{2m},$ так как масса звукового заряда больше массы электрона, получим, что размер звукового заряда сравним с размером ядра. Масса звукового заряда равна массе пи-мезона, как переносчика сильного взаимодействия.

Вопрос, взаимодействуют ли звуковые заряды с электрическими зарядами, т.е. существует ли сила взаимодействия между звуковыми и электрическими зарядами? Звуковые заряды образуют частицы вакуума, как и электрические заряды. Это другая ветвь суммирования частиц вакуума. Звуковые волны образуют просуммированные частицы вакуума в элементарные частицы. В основе всего лежат частицы вакуума, которые дважды суммируясь, образуют заряды звуковых волн. Причем вторая сумма берется по величине c/c_s. Первое суммирование по отношению массы нуклона, к массе частицы вакуума и увеличивается масса заряда. Второе суммирование увеличивает звуковой заряд для одной частицы, оставляя массу неизменной. При этом происходит взаимодействие звукового и электромагнитного заряда. В результате получается, что электрический заряд и звуковой заряд образуются из одинаковых элементов.

Взаимодействие между звуковыми зарядами по закону Кулона, потенциал равен закону обратного радиуса, но сумма двойная и просуммированный заряд велик. Элементарные частицы образуются из одной суммы, и образуют потенциал по закону обратного радиуса. Так как элементарные частицы взаимодействуют, звуковые заряды взаимодействуют между собой, значит, образуя двойную сумму по c/c_s. Заряды элементарных частиц и звуковые заряды взаимодействуют, образуя одинарную сумму по величине c/c_s. Звуковые волны в вакууме почти не распространяются, их скорость, перепад давления и скорость среды в вакууме величины малые. Значит, находящиеся в ядре атома звуковые заряды локализованы, и вне ядра распространяются с малыми параметрами скорости и давления. Для существенного вклада звуковых волн в энергию среды, необходимо наличие элементарных частиц. В ядре звуковые волны обладают огромной энергией, их заряд в c/c_s раз больше заряда электрона. Но в окружающем ядро атоме имеется вакуум, и звуковые волны распространяются с малой скоростью. Плотность вакуума вблизи ядра определяется электромагнитным полем, и тогда заряд частиц вакуума имеет значение, пропорциональное $c_s^3/c^3 << 1$ см. формулу (1.1.2).

Но каков заряд звуковых волн при сильном электромагнитном поле. Для этого плотность среды, надо заменить плотностью электромагнитного поля. При этом электронный газ надо рассматривать в вакууме, тогда плотность среды равняется плотностью вакуума и заряд звукового поля уменьшается

$$q = \pm\sqrt{\frac{64\pi}{3\cdot 137}\frac{\sqrt{E^2+H^2}\hbar^2}{\sqrt{8\pi}m^2c_s^2}} = \pm\sqrt{\frac{64\pi}{3\cdot 137}\frac{\sqrt{E^2+H^2}}{\sqrt{8\pi}k_s^2}}, \rho = \frac{E^2+H^2}{8\pi c_s^2} > \rho_m,$$

Что справедливо для фононов в вакууме, образованных электромагнитным полем. Заметим, что фазовая звуковая скорость фононов в вакууме конечная, но малая. Для массивных тел этот заряд равен

$$q=\pm\sqrt{\frac{64\pi}{3\cdot 137}\frac{\sqrt{E^2+H^2}}{\sqrt{8\pi}}(\frac{\hbar}{mc_s}+\frac{137Gm}{c_s^2})^2}=$$

$$=\pm\sqrt{\frac{64\pi}{3\cdot 137}\begin{cases}\pm\frac{\sqrt{E^2+H^2}}{\sqrt{8\pi}}(\frac{\hbar}{mc_s}+\frac{137Gm}{c_s^2})^2, m>\sqrt{\frac{\hbar c_s}{137G}}\\ \frac{\sqrt{e^2c_s^2/(c^2r_{Bs}^4)}}{\sqrt{8\pi}n^3(l+1/2)}(\frac{\hbar}{mc_s})^2, m\le\sqrt{\frac{\hbar c_s}{137G}}\end{cases}}= \qquad (1.1.2)$$

$$=\pm e\sqrt{\frac{8}{3}\frac{c_s^3}{137^{5/2}c^3n^3(l+1/2)}}, m\le\sqrt{\frac{\hbar c_s^2}{137Gc}}, r_{Bs}=\frac{\hbar^2c^2}{me^2c_s^2}=\frac{137\hbar c}{mc_s^2}$$

Эффективный заряд электромагнитного поля при единичном звуковом заряде равен $q=ec_s/c$. Получается, что возможны дробные значения заряда для звукового поля, которые меньше заряда электрона. Если эту формулу применить к элементарной частице, то получим, что при описании элементарной частицы с помощью плотности электромагнитного поля ее заряд дробный. Если применить для звуковой волны с фазовой скоростью, удовлетворяющей условию $\sqrt{\frac{8}{3}\frac{c_s^3}{137^{5/2}n^3c^3}}=\frac{1}{2}$, то получим деление заряда электрона на нечетное число.

Суммируя потенциал частицы вакуума по сумме членов, равных отношению массы элементарной частицы к массе частицы вакуума m/m_γ, получим Кулонов потенциал

$$e\varphi(\mathbf{r}_k)=-\sum_{p=1}^{m/m_\gamma}\frac{e^2l_\gamma}{|\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_p|^2}=-\sum_{p=1}^{m/m_\gamma}\frac{e^2l_\gamma}{|\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_p|^2}=-\frac{ml_\gamma}{m_\gamma r_\gamma}\int_0^\infty\frac{e^2dy}{(x-y)^2}=$$

$$=-\frac{me^2r_\gamma}{\hbar^2}\frac{e^2}{|x|}=-\frac{e^2}{|\mathbf{r}_k|}, r_\gamma=\frac{\hbar^2}{me^2},$$

где используется свойство частиц вакуума см. [4] $\frac{l_\gamma}{m_\gamma}=\frac{e^2r_\gamma^2}{\hbar^2}$, и суммирование потенциала диполей, равномерно распределенных в пространстве. Выберем систему координат, чтобы выполнялось условие $x>>1$. Это необходимо, чтобы избавиться от неоднозначности потенциала вблизи центра элементарной частицы. Заряд взаимодействующего диполя определяется по формуле $q_{kp}=e\sqrt{l_\gamma/|\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_p|}$. Суммирование равномерно распределенных диполей, расположенных приводит к потенциалу Кулона. Дальнейшее решение следует из стандартного решения задачи квантовой механики для потенциала Кулона. Дальнейшее суммирование по величине c/c_s приведет к получению звукового заряда.

Кинематическая вязкость твердого тела и жидкости равна среднему геометрическому между скорости света и скоростью звука, умноженной на характерный размер. За характерный размер выберем радиус ядра. Если подсчитать величину звукового заряда в ядре атома, получим $q = 31.7e$, так как плотности ядра велика, а кинематическая вязкость среды мала. Для определения заряда положительной части был вычислен интеграл от константы сильного взаимодействия с помощью программы Mathcad (интеграл разбиваем на два от нуля до единицы, и от единицы до бесконечности, для получения лучшего приближения)

$$q = \int_0^{r_0} \frac{6\pi i dr / r_9}{6\pi 10^{-18} + i(33 - 2f)\ln r_0 \ / r} e = \int_0^{\infty} \frac{6\pi i \exp(-x)dx}{6\pi 10^{-18} + i(33 - 2f)x} e = (28.783 + 1.097i)e.$$

Значение вычисленного интеграла близко к заряду звукового поля $q = 31.7e$. Судя по размеру звукового заряда и величине его заряда, этот заряд описывает ядерные силы. Звуковое поле образуют элементарные частицы в среде из элементарных частиц, созданных из электромагнитной энергии, как образуются фононы в твердом теле. Но потенциал ядра отрицателен, противоположен отталкиванию частиц, которое создает звуковое поле. Следовательно, в ядре существуют и силы притяжения с отрицательным потенциалом. Силы притяжения создают частицы вакуума, потенциал которых отрицателен. Внутри ядра действует расталкивающий положительный потенциал звуковых волн, который компенсируется отрицательным потенциалом частиц вакуума. В центре ядра действует звуковое поле, при котором частицы ядра свободно движутся. Кварки вращаются между положительным и отрицательным потенциалом, образуя устойчивое состояние.

Уравнение ОТО в атмосфере, в жидком объеме и твердом теле, переходит в уравнение, описывающее звуковые волны. Возникает вопрос об использовании звуковых волн для вычисления гравитационного радиуса. Гравитационный радиус звуковых волн равен $\frac{\rho v^4}{c^2 c_s^2 m} = r_g \frac{\rho v^4}{G c_s^2 m^2} = \frac{\hbar c}{16 m c_s^2}, \rho = \frac{m^4 c^3}{\hbar^3}, v = i\frac{\hbar}{2m}, e \to \frac{\sqrt{\rho} v^2}{c_s}$,

где используется плотность, кинематическая вязкость материала элементарной частицы и скорость звука в ней. Гравитационная постоянная G стоит в знаменателе. Для элементарных частиц гравитационные радиусы звуковых волн больше. Т.е. звуковые волны или гидродинамические эффекты могут оказывать влияние на процессы в микромире, в частности в живом организме.

Время жизни двигающегося мезона увеличивается, а темп жизни и частота уменьшается. Время жизни близнеца путешественника и домоседа одинаково. Но так как в двигающейся системе координат время ускоряется, вернувшись для него пройдет больший интервал времени, но с меньшей частотой или темпом жизни, но собственное время у него совпадет с братом домоседом. Но это произойдет, если у него используется время, измеряемое с помощью электромагнитных волн. Как я писал у него три способа изменения времени, по законам звуковых волн, электромагнитных и гравитационных. Гравитационные волны описываются аналогично электромагнитным. Измерения с помощью звуковых волн останутся неизменными, так как абсолютная система отсчета движется вместе с телом. Каково влияние электромагнитных волн на организм? На молекулярном и атомном уровне действуют электромагнитные волны. Элементарные частицы живут согласно электромагнитному взаимодействию и в двигающейся системе отсчета их время жизни, определяемое электромагнитным взаимодействием, увеличится, но собственное время останется неизменным. Но измеряя с помощью электромагнитных волн получим увеличение времени жизни. Но живые организмы не описываются электромагнитным взаимодействием. Они питаются, потребляя химическую энергию. Состоят из бактерий и вирусов, которые живут по своим законам живого организма, поглощают друг друга. Они управляются законами выживания. Их взаимодействие не сводится к электромагнитному. Если удастся свести эти законы к электромагнитному взаимодействию, то они будут подчиняться законам инвариантности и преобразования Лоренца с увеличением времени в движущейся системе отсчета. Пока обнаруживается только влияние гидродинамических факторов, обусловленных звуковым взаимодействием. Надо изучить влияние электромагнитного поля на организмы и тогда можно оценить запаздывание времени в живых системах. Будут ли крысы дольше жить в электромагнитном поле, по сравнению с крысами без электромагнитного поля. Отношение влияния звукового поля к электромагнитному полю, определяется отношением их гравитационных радиусов $\frac{137c^2}{16c_s^2}$, т.е. гидродинамический фактор гораздо сильнее электромагнитного. Звуковое поле будет определять энергию электронов в атоме водорода как величину свободного поля, так как потенциальная энергия положительная. Потенциальная энергия звуковых волн положительна, и больше потенциальной энергии электромагнитных волн. Звуковые волны ближе к классическому описанию. Энергия одного моля массы звуковой энергии определяется с помощью кинематической вязкости ν по формуле $E_n = \mu\nu\omega(n+1/2) = \mu c_s^2(n+1/2) = 5.4\cdot 10^5(n+1/2)erg$, как и энергия кванта электромагнитного поля $E_n = i\hbar\omega(n+1/2) = imc^2(n+1/2) = i10^{-6}(n+1/2)erg$. Энергия звукового поля в $\sim 10^{12}$ больше энергии электромагнитного поля. Энергия электромагнитного поля мнимая, так как определяется дисперсией, а энергия звуковой волны действительная, так как определяется по классическим формулам и определяет среднее значение. Звуковая энергия положительная и определяет свободное, ламинарное состояние электрона, а электромагнитная энергия атома отрицательная и определяет связанное, турбулентное состояние.

1.2. Построение метрического тензора ОТО

Общая теория относительности построена для макротел, являющихся совокупностью частиц вакуума, и они вращаются с мнимой скоростью и поступательно движутся с действительной скоростью см. [4]. Но для определения влияния звуковых волн надо рассматривать движение элементарных частиц. Определим квадрат комплексной координаты материальных частиц, двигающихся с поступательной скоростью $V_{s\alpha}, s = 1,...,3$, α номер частицы. При этом частицы будут вращаться с переменной мнимой скоростью $iw_{s\alpha}(t, x_1,..,x_3)$. По поводу определения и использования комплексной скорости частиц см. [4]. Мнимая часть комплексной скорости соответствует хаотическим колебаниям или вращениям частицы. Считаем, что скорости частиц равномерно распределены в малом объеме, причем скорость вращения равна $w_{s\alpha} = w_{s\alpha}(t, x_1,...,x_3)$. Кроме того, имеется скорость поступательного движения $V_{s\beta} = V_{s\beta}(t)$, поступательное движение малого объема прямолинейно и зависит только от времени

$$ds^2 = \sum_{\alpha,\beta=-N}^{N} \sum_{s=1}^{3} (idw_{s\alpha} + dV_{s\beta})^2 t_q^2 /(4N^2) =$$

$$= \sum_{\alpha,\beta=-N}^{N} \sum_{s=1}^{3} (i\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^k} dx^k + i\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial t} dt + \frac{dV_{s\beta}}{dt} dt)^2 t_q^2 /(4N^2) =$$

$$= -\sum_{\alpha=-N}^{N} \sum_{s=1}^{3} \frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^k} \frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^l} t_q^2 /(2N) dx^k dx^l +$$

$$+ \sum_{\alpha,\beta=-N}^{N} \sum_{s=1}^{3} [2\frac{\partial iw_{s\alpha}}{\partial x^k} \frac{dV_{s\beta}}{dt} - 2\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^k} \frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial t}] dx^k dt \cdot t_q^2 /(4N^2) +$$

$$+ \sum_{\alpha,\beta=-N}^{N} \sum_{s=1}^{3} [(\frac{dV_{s\beta}}{dt})^2 + 2\frac{\partial iw_{s\alpha}}{\partial t} \frac{dV_{s\beta}}{dt} - (\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial t})^2] dt^2 t_q^2 /(4N^2) = \quad (1.2.1)$$

$$= -\sum_{k,l=1}^{3} h_{kl} dx^k dx^k + \sum_{k=1}^{3} h_{k0} dx^k c dt + h_{00} c^2 dt^2$$

Квадрат величины скорости равен удвоенной кинетической энергии частиц, деленной на массу покоя

$$2c^2\sum_{\beta=-N}^{N}(\frac{1}{\sqrt{1-V_\beta^2/c^2}}-1)/2N=2c^2\sum_{\beta=-N}^{N}(u_0-1)/2N=\sum_{\beta=-N}^{N}V_{rel\beta}^2/2N=$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}V_{rel}^2\exp(-V_{rel}^2/2c^2)dV_{rel}/(c\sqrt{2\pi})=c^2 ,$$

$$V_{rel\beta}^2=2c^2(u_0-1)\in[0,\infty];u_0=\sqrt{1+V_{rel\beta}^2/2c^2};\frac{V_\beta}{c}=\sqrt{1-\frac{1}{(1+\frac{V_{rel\beta}^2}{2c^2})^2}}$$

константа $t_q=\frac{\hbar^2}{m_e e^2 c}=\frac{\hbar^3}{137 m_e e^4}$ это постоянная квантовой механики. Т.е. получаем формулу инвариантного интервала общей теории относительности в системе координат.

При этом из соотношения для квадрата комплексной скорости, получен метрический тензор ОТО и СТО.

$$g_{kl}=\sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=1}^{3}\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^k}\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^l}t_q^2/(2N)$$
$$g_{k0}=-\sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=1}^{3}\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^k}\frac{\partial w_{s\alpha}}{c\partial t}t_q^2/(2N) , \qquad (1.2.2)$$

при этом коэффициент при временной компоненте метрического тензора равен

$$g_{00}=\sum_{\beta=-N}^{N}\sum_{s=1}^{3}(\frac{dV_{s\beta}}{cdt})^2t_q^2/(2N)-\sum_{\alpha=-N}^{N}\sum_{s=1}^{3}(\frac{\partial w_{s\alpha}}{c\partial t})^2t_q^2/(2N). \quad (1.2.3)$$

При этом воспользовались соотношением $\sum_{\alpha=-N}^{N}\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial x^k}=0, \sum_{\alpha=-N}^{N}\frac{\partial w_{s\alpha}}{\partial t}=0$.

При этом имеем, используя вместо кинетической энергии системы полную энергию

$$g_{rr}=\sum_{s=1}^{3}(\frac{i\Delta w_s}{\Delta r})^2t_q^2=\frac{(i\Delta w)^2+2U/m}{c^2}=-(1+\frac{2\gamma M}{c^2})= ,$$
$$=-(1+r_g/r),r_g=2\gamma M/c^2$$

$$g_{00} = \sum_{s=1}^{3} (\frac{\Delta V_s}{c\Delta t})^2 t_q^2 = \int_0^\infty [\frac{(\Delta V)^2 + 2U/m}{c^2}]\exp[-m_\gamma (\Delta V)^2/(2m_\gamma c^2)]d\Delta V =$$
$$= 1 - 2\gamma M/(rc^2) = 1 - r_g/r$$

Где M , масса частицы создающей гравитационное поле.

Скорость $w_{s\alpha}$ стационарна, т.е. от времени не зависит. Общая теория относительности не допускает физической сингулярности определителя, образованного метрическим тензором, поэтому имеем $h_{00}h_{rr} = const$, откуда определяется более точная формула $h_{rr} = -\frac{1}{1 - r_g/r}, h_{00} = 1 - r_g/r$.

Получается, что метрический тензор изменяется под действием внешнего воздействия. Т.е. электромагнитное, сильное и слабое взаимодействие должно оказывать влияние на метрический тензор. Причем потенциал звукового взаимодействия должен оказывать непосредственное воздействие на метрический тензор. Но этого в существующей модели влияния звукового поля не происходит. Звуковое поле оказывает влияние на метрический тензор в первом порядке, так же как и гравитационное поле. Гравитационное и электромагнитное поле воздействуют на скорости частиц вакуума одинаковым образом. Значит, воздействие гравитационного поля и звукового поля на метрический тензор ОТО в первом порядке малости должно быть пропорционально линейной комбинации массы и источника звукового поля. Построим теорию, удовлетворяющую этому свойству.

1.3. Звуковое поле при больших энергиях

1.3.1 Добавление слагаемого в уравнение ОТО,

позволяющего описывать звуковые волны

Обобщим уравнение акустики на высокие частоты, и следовательно высокие энергии. Причем при больших расстояниях от излучателя, оно должна приводить к уравнениям классической акустики.

Условие нелинейности звукового поля эквивалентно

$$\frac{\nu^2\sqrt{\rho}A^s}{mc^2c_s} = \frac{E_s}{mc^2} >> 1, E_s = \nu^2\sqrt{\rho}A^s / c_s = \frac{\rho\nu^4}{rc_s^2} = \frac{\rho\,|\,a\,|^2\,\ddot{V}^2}{c_s^2 r} \qquad (1.3.1.1)$$

Где m - масса излучателя, c - скорость света, c_s - скорость звука, $\nu^2\sqrt{\rho}/c_s$ - заряд излучателя, A - потенциал звуковой волны. ρ - плотность среды, $V = |V|\exp(i\arg V) = 4\pi a^3 \exp(3i\arg a)/3$ - комплексный объем тела. Определение комплексного радиуса a произвольного полого тела см. [6].

Уравнение общей теории относительности имеет вид (см.[5]§95)

$$R_i^k = \frac{8\pi G}{c^4}(T_i^k - \frac{1}{2}\delta_i^k T), \qquad (1.3.1.2)$$

где R_i^k получен из тензора Риччи, обозначаемого R_{ik} – свернутого тензора кривизны пространства, T_i^k тензор энергии-импульса единицы объема тела, величина G это гравитационная постоянная, c скорость света.

Но уравнение общей теории относительности не содержит зарядов источников звуковых волн, следовательно необходимо ввести дополнительное слагаемое

$$R_i^k = \frac{8\pi G}{c^4}(T_i^k - \frac{1}{2}\delta_i^k T) - \frac{8\pi}{c_s}\frac{2\rho\nu}{m}(n_i + n^k), n_0 = 0\,. \qquad (1.3.1.3)$$

При величине массы, удовлетворяющей условию $m \to \infty$, получим стандартное детерминированное уравнение общей теории относительности.

Построим, метрический тензор общей теории относительности по функции Лагранжа в случае звукового и гравитационного поля. При этом меняется идеология уравнения ОТО. Если уравнения ОТО определяют гравитационное поле и движение среды, то в данном случае рассматривается только значение 10 компонент метрического тензора g_{ik}, при 10 независимых уравнений ОТО. Причем на метрические тензоры наложены четыре условия $\frac{D(R_i^k - \delta_i^k R/2)}{\partial x^k} = \frac{DT_i^k}{\partial x^k} 0$. При этом независимым образом определяется движение макротел, описываемых с помощью равенства нулю ковариантной производной от четырехмерной скорости частиц. При этом для слабого звукового поля для макро частиц определится сила Лоренца, а при сильном звуковом поле надо использовать его описание с помощью модифицированной ОТО.

Функция Лагранжа частицы в звуковом и гравитационном поле при малых поправках к тензору метрики Галилея, равна

$$L = -mc^2\sqrt{1 - V^2/c^2} + \nu^2\sqrt{\rho}A_i V^i / c_s^2 - mU\ ,$$

где четырехмерная скорость при малой скорости движения тела равна $V^i / c = (1, V^\alpha / c), \alpha = 1,...,3; i = 0,...,3$. Вводя вместо заряда источника $\nu^2\sqrt{\rho}/c_s$, используется мнимый заряд источника $i\nu^2\sqrt{\rho}/c_s$, где гравитационный потенциал U входит в потенциал A_0.

Имеем соотношение

$$S = -mc\int ds = \int Ldt\ , \qquad (1.3.1.4)$$

Величина A_i определена с точность до градиента функции $\mathbf{A} = \mathbf{A}' + \nabla\alpha, \varphi = \varphi' - \frac{1}{c}\frac{\partial\alpha}{\partial t}$ при калибровке Лоренца. Но при подстановке в (1.3.1.4) получаем соотношение

$$S = \int Ldt - \nu^3 \sqrt{\rho} \int d\alpha / cc_s^2 = \int Ldt - \nu^3 \sqrt{\rho}\alpha / cc_s^2 .$$

Получаем, что величина потенциала α включается в действие частицы, т.е. величина четырехмерного потенциала определяется однозначно за вычетом градиента функции при малых энергиях, когда уравнение ОТО сводятся к волновым уравнениям. Т.е. надо определить векторный и скалярный потенциал. Вектор $\mathbf{A}$ содержит $\nabla\alpha$, а скаляр φ содержит $-\frac{1}{c}\frac{\partial\alpha}{\partial t}$, причем скаляр α удовлетворяет волновому уравнению в силу условия калибровки Лоренца.

Т.е. скаляр равен функции, удовлетворяющей волновому уравнению

$$\alpha(x_0,..,x_3) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx_0)[a_{nm}H^{(1)}_{n+1/2}(kr) + b_{nm}H^{(2)}_{n+1/2}(kr)] \times$$
$$\times Y_{nm}(\theta,\varphi)/\sqrt{kr}dk$$

вне тела и внутри тела равен

$$\alpha(x_0,..,x_3) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} a_{nm} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx_0) J_{n+1/2}(kr\sqrt{\varepsilon}) Y_{nm}(\theta,\varphi)/\sqrt{kr}dk .$$

Известный вектор $\mathbf{A}$, определенный по однозначному значению метрического тензора, можно представить в виде соленоидальной и градиентной составляющей. Взяв операцию, дивергенция от этого вектора, выделим градиентную составляющую, получим равенство, справедливое внутри тела

$$\nabla\mathbf{A} = \Delta\alpha(x_0,..,x_3) =$$
$$= \Delta\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} a_{nm} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ikx_0 - k^2/\sigma^2) J_{n+1/2}(kr\sqrt{\varepsilon}) Y_{nm}(\theta,\varphi)/\sqrt{kr}dk =$$
$$= -\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} a_{nm} \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \exp(ikx_0 - k^2/\sigma^2) J_{n+1/2}(kr\sqrt{\varepsilon}) Y_{nm}(\theta,\varphi)/\sqrt{kr}dk, \sigma >> 1$$

При этом произведена регуляризация этого интеграла. Откуда можно определить коэффициенты a_{nm}, и значит определить градиентную составляющую вектора.

Значит, можно выделить соленоидальную часть векторного потенциала, для которой и справедливо уравнение ОТО.

Причем справедлива формула

$$ds = [\sqrt{1 - V^2/c^2} + i\nu^2\sqrt{\rho}A_i^s V^i/(mc_s^2 c^2) - m\sqrt{G}A_i^g V^i/(mc^3)]cdt\ .$$

При этом введен мнимый источник, чтобы формула взаимодействия зарядов-источника одного знака соответствовала притяжению. При этом метрический тензор при сильном звуковом поле является изрезанным. Это придает новый физический смысл геометрической структуре метрического тензора в случае наличия звуковой волны. Геометрический смысл имеет метрический тензор, построенный с помощью этой формулы.

При этом метрический интервал равен

$$ds^2 = [\sqrt{1 - V^2/c^2} - \frac{Q_\alpha V^\alpha}{mc^2}][\sqrt{1 - V^2/c^2} - \frac{Q_\beta^* V^\beta}{mc^2}]c^2 dt^2 =$$
$$= [1 - \frac{V^2}{2c^2} - \frac{Q_\alpha V^\alpha}{mc^2}][1 - \frac{V^2}{2c^2} - \frac{Q_\beta^* V^\beta}{mc^2}]c^2 dt^2 .$$

Где метрический тензор определен с точностью второго порядка малости. Величина Q_α определяется по формуле $Q_\alpha = i\nu^2\sqrt{\rho}A_\alpha^s/c_s^2 + m\sqrt{G}A_\alpha^g/c$, причем имеем $Q_0 = m\sqrt{G}A_0^g/c$, где в последней формуле используется гравитационный и звуковой потенциал.

Откуда получаем для значения метрического тензора, прибавляя гравитационное поле Земли

$$g_{00} = 1 - V^2/c^2 - \frac{2Q_0}{mc} + \frac{Q_0}{mc}\frac{Q_0^*}{mc} - \frac{r_g}{R}$$

$$g_{\alpha 0} = g_{0\alpha}^* = -\frac{Q_\alpha}{mc} - \frac{r_g}{R}\frac{V_\alpha}{2c}$$

$$g_{\alpha\beta} = \frac{Q_\alpha}{mc}\frac{Q_\beta^*}{mc} + \frac{r_g^2}{R^2}\frac{V_\alpha V_\beta^*}{c^2}, \alpha \neq \beta$$

$$g_{\alpha\alpha} = 1 - \frac{\sum_{\gamma=0}^{3} \mathrm{Re} Q_\gamma V^\gamma}{mc^2} + \frac{Q_\alpha}{mc}\frac{Q_\alpha^*}{mc} + \frac{r_g^2}{R^2}\frac{V_\alpha V_\alpha^*}{c^2}$$

При этом получатся следующие функции, определяющие значения полей

$$B_\alpha = M_{\alpha 0} = -\frac{Q_\alpha}{mc}$$

$$B_0 = M_{00} = 1 - V^2/c^2 - \frac{2Q_0}{mc} + \frac{Q_0}{mc}\frac{Q_0^*}{mc},$$

$$M_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}\frac{\sum_{\gamma=0}^{3} Q_\gamma V^\gamma}{mc^2} + \frac{Q_\alpha}{mc}\frac{Q_\beta^*}{mc}$$

Поправка к тензору пространства Галилея имеет второй порядок малости у пространственной части метрического тензора. При этом для вспомогательного тензора энергии-импульса для материальных тел имеем $P_{ik} = \mu c^2 u_i u_k \frac{ds}{cdt}$, μ плотность массы тела. Выберем плотность тела в собственной системе координат, тогда имеем $P_{ik} = \mu_o c^2 u_i u_k$, где μ_o плотность тела в собственной системе координат.

откуда $T_{00} = \mu_o c^2 u_0 u_0$, $T_{0\alpha} = P_{0\alpha}/2 = \frac{\mu_o c^2 u_\alpha u_0}{2}$. Деление на 2 величины $P_{0\alpha}$ основано на равенстве $P_{ik} = T_{ik} + T_{ki}, i \neq k$. При этом необходимо ввести тензор заряда, по аналогии с тензором энергии-импульса массы $P_{ik} = \rho_o c^2 u_i u_k$, где величина ρ_o определяет плотность зарядов в собственной системе координат. Тогда имеем из уравнения общей теории относительности (1.1)

$$R_{00} = \frac{8\pi G}{c^4}(T_{00} - T/2)$$

$$R_{0\alpha} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{0\alpha} - \frac{8\pi}{c_s}\frac{2\rho\nu}{m}n_\varepsilon ,$$

$$R_{\alpha\beta} = \frac{8\pi G}{c^4}(T_{\alpha\beta} - g_{\alpha\beta}T/2) - \frac{8\pi}{c_s}\frac{2\rho\nu}{m}(n_\alpha + n_\beta)$$

При этом использовано $g_{00}T = g_{00}\mu_o c^2 u_i u^i = g_{00}\mu_o c^2, T_{00} = \mu_o c^2 (u_0)^2$. Подставляя значение тензора энергии импульса, получим

$$R_{00} = 8\pi m\gamma[(u_0)^2 - g_{00}^{(0)}/2]\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)/(mc^2)$$

$$R_{\alpha 0} = 4\pi m\gamma[u_\alpha u_0 - \frac{4}{c_s}\frac{\rho\nu^3}{mc^2}n_\alpha]\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)/(mc^2) \qquad .$$

$$R_{\alpha\beta} = 4\pi m\gamma[u_\alpha u_\beta - g_{\alpha\beta}^{(0)}/2 - \frac{4}{c_s}\frac{\rho\nu^3}{mc^2}(n_\alpha + n_\beta)]\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)/(mc^2)$$

При малой поправки к тензору Галилея, имеем следующее уравнение по определению этой поправки и так как выполняется

$$R_{ik} = \frac{1}{2}[\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}]h_{ik},$$

где h_{ik} малая поправка к тензору метрического пространства Галилея, получим $R_{00} = (\Delta B_0 - 1/c^2\partial^2 B_0/\partial t^2)/2$. Имеем уравнение для тензора $R_{\alpha 0} = 2(\Delta B_\alpha - 1/c^2\partial^2 B_\alpha/\partial t^2)/2$, $R_{\alpha\beta} = 2(\Delta M_{\alpha\beta} - 1/c^2\partial^2 M_{\alpha\beta}/\partial t^2)/2$. Двойка появилась, так как имеется две компоненты $(g_{\beta\alpha} + g_{\alpha\beta})dx^\alpha dx^\beta$ в метрическом интервале ds^2. Для чисто пространственного индекса в правую часть волнового уравнения войдут члены с производной от метрического тензора, которые являются величинами второго порядка малости.

Т.е. имеем волновые уравнения

$$[\Delta_a M_{\alpha\beta} - \frac{\partial^2 M_{\alpha\beta}}{\partial x^{0^2}}] = 2\pi[(u_\alpha u_\beta - g^{(0)}_{\alpha\beta}/2) - \frac{4}{c_s}\frac{\rho v^3}{mc^2}(n_\alpha + n_\beta)]\delta[(\vec{r} - \vec{r}_0)/r_g]$$

$$[\Delta_a B_\alpha - \frac{\partial^2 B_\alpha}{\partial x^{0^2}}] = 2\pi(u_\alpha u_0 - \frac{4}{c_s}\frac{\rho v^3}{mc^2} n_\alpha)\delta[(\vec{r} - \vec{r}_0)/r_g] \quad .$$

$$[\Delta_a B_0 - \frac{\partial^2 B_0}{\partial x^{0^2}}] = 8\pi[(u_0)^2 - 1/2]\delta[(\vec{r} - \vec{r}_0)/r_g] =$$
$$= 4\pi[1 - O(V^2/c^2)]\delta[(\vec{r} - \vec{r}_0)/r_g]$$

Где дельта функция берется в собственной системе координат. Второе уравнение эквивалентно уравнению акустики и гравитационной волне.

Где величина $r_g = \frac{2Gm}{c^2} + \frac{\rho v^4}{c^2 c_s^2 m}$, и для больших масс гравитационный радиус звукового поля равен нулю. Величина $r_g = \frac{2Gm}{c_s^2}$ равна радиусу Земли, где c_s средняя скорость звука во внутреннем веществе планеты, равная $c_s = 11$км/сек. Можно высказать предположение, что и для других тел большой массы выполняется это равенство. Для черных дыр оно выполняется со скоростью света в вакууме.

Существует большое заблуждение, что масса черных дыр только должна быть втрое больше массы Солнца. Существует и верхний предел у массы черной дыры. Если бы не существовало верхнего предела массы черных дыр, тогда вакуум образовывал бы черные дыры, так как плотность у него минимальная, а по формуле для гравитационного радиуса масса черной дыры равняется $M = \frac{c^3}{\sqrt{\rho(2G)^3}}$, и у вакуума была бы масса, больше 3 масс Солнца и образовалась бы черная дыра. Масса Солнца, выраженная через скорость звука и плотность Солнца, равняется $M = \frac{c_s^3}{\sqrt{\rho_s(2G)^3}}$. Чтобы образовалась черная дыра, ее плотность должна быть велика, и так как у черной дыры фазовая скорость равна скорости света в вакууме, ее масса должна быть меньше $(\max_{c_s/M_s^{1/3}} \frac{c}{c_s} M_s^{1/3})^3$. Экстремальное тело имеет массу, равную 3 массам Солнца. Дело в том, что обнаружены черные дыры, имеющие массу, равную 10^{10} масс Солнца. Ограничение на массу черной дыры $M_{\otimes} < M_{bh} < (\max_{c_s/M_s^{1/3}} \frac{c}{c_s} M_s^{1/3})^3 = \frac{c^3}{c_{\otimes}^3} M_{\otimes} = M_{\max}$, где используется максимум выражения равного отношению скорости света в вакууме c к скорости звука c_s в небесных телах умноженному на корень третьей степени из массы небесного тела. Обозначим небесное тело, для которого реализуется экстремум символом $\otimes$. Максимуму этого отношения реализуется на теле, имеющем 3 массы Солнца. Тогда плотность черной дыры должна удовлетворять условию $\frac{\rho_{\oplus}}{c_{\oplus}^6} > \frac{\rho_{bh}}{c^6} > \frac{\rho_{\oplus} M_{\otimes}^2}{c_{\oplus}^6 M_{\max}^2} = \frac{\rho_{\oplus}}{c^6}$, где используется скорость звука на экстремальном теле $c_{\oplus}$, плотность вещества экстремального тела $\rho_{\oplus}$ и скорость света в черной дыре. Тогда планеты Солнечной системы, плотность которых сравнима с плотностью Солнца, не образуют черную дыру, так как их масса мала. Максимальная масса черной дыры будет удовлетворять условию, быть больше в $(\frac{c}{c_{\otimes}})^3$ раз экстремальной массы $M_{\otimes}$, равной 3 массам Солнца, при этом плотность черных дыр больше плотности экстремального тела.

При этом в небесных телах распространяются гравитационное поле со скоростью света в вакууме и звуковое поле. Можно получить формулы, определяющую скорость возмущения для тел больше экстремальной плотности и меньше экстремальной плотности.

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1}{c_{Fe.m.}^2} + \frac{\exp(-2q_s/e)}{c_{Fs}^2} = \frac{1}{c_{Fe.m.}^2} + \frac{\exp(-2\sqrt{\rho}\nu^2/Ce)}{C^2}. \qquad (1.3.1.5)$$

Где звуковой заряд частицы определяется по формуле $q_s = \sqrt{\rho}\nu^2/C$, где используется плотность среды, ее кинематическая вязкость, и скорость звука в неподвижной среде. При показателе экспоненты не равном нулю, скорость возмущения меньше чем скорость электромагнитной волны. При плотности материи много больше экстремальной, что соответствует нижнему, скачкообразно образующемуся, пределу массы черной дыры, определяется фазовая скорость немного меньше скорости электромагнитных волн. Тогда гравитационный радиус определяется скоростью электромагнитных волн. В вакууме определяется очень маленькая скорость распространения звуковых волн, с малой амплитудой давления и скорости среды. В случае плотности вещества, близкого к экстремальному, определяется стандартная скорость звуковых волн. При плотности равной нулю, скорость возмущения должна быть нулевой. Но при нулевой скорости возмущения, показатель экспоненты не нулевой. Поэтому существует минимум скорости звука в вакууме. Приближенное решение этого уравнения $C^2 = C^2_{Fe.m.}[1-\exp(-2\sqrt{\rho}\nu^2 / C_{Fe.m.}e)]$. Для микромира данная формула не применима. Представляя формулу в виде $C = xC^2_{Fe.m.}[1-\exp(-2\sqrt{\rho}\nu^2 x / e)], x = 1/C$, найдем минимум этой функции. Он равен

$C = 2\sqrt{\rho}\nu^2 /[\exp(2\sqrt{\rho}\nu^2 / Ce) - 1]e = 2\sqrt{\rho}\nu^2 /[\exp(1)-1]e$.

Получим волновое уравнение с поправками второго порядка относительно безразмерной величины первого порядка $P_s = M_{s0} = \dfrac{Q_s}{mc^2}, P_0 = M_{00} = \dfrac{2Q_0}{mc^2}$ и безразмерной величины второго порядка $M_{\alpha\beta}$. Запишем уравнение ОТО с точностью до третьего порядка малости

$$\begin{gathered}\Delta_a M_{sm} - \frac{\partial^2 M_{sm}}{\partial x^{0^2}} + \lambda^{\delta\mu l}_{sm}\frac{\partial M_{\delta\mu}}{\partial x^l} + \gamma^{ikl}_{sm} M_{i0}\frac{\partial M_{k0}}{\partial x^l} + \delta^{iknl}_{sm}\frac{\partial M_{i0}}{\partial x^n}\frac{\partial M_{k0}}{\partial x^l} = \\ = 4\pi(T_{sm} - g_{sm}T/2)\end{gathered}.$$

При этом при больших энергиях не будет выполняться условие $M_{\alpha\beta} = P_\alpha P_\beta$, а это будет независимая величина (уравнение выведено при малых поправках к метрическому тензору пространства Галилея).

При этом векторный потенциал удовлетворяет уравнению

$$\begin{gathered}\Delta A^g_k - \frac{\partial^2 A^g_k}{c^2 \partial t^2} = 4\pi m\sqrt{G}u_k \delta(\vec{r}-\vec{r}_0), k = 0,...,3 \\ \Delta A^s_k - \frac{\partial^2 A^s_k}{c^2 \partial t^2} = i4\pi\frac{\sqrt{\rho}\nu^2}{c_s}u_k \delta(\vec{r}-\vec{r}_0); k = 1,...,3\end{gathered}$$

Но для учета членов второго порядка малости в уравнение ОТО надо в правую часть ввести тензор энергии-импульса звукового поля.

1.3.2. Получение из уравнения движения силу Лоренца

При этом дополнительное уравнение движения материального тела следует из уравнений см. [5]

$$\frac{d^2x^i}{ds^2}+\Gamma^i_{lk}\frac{dx^l}{ds}\frac{dx^k}{ds}=0, \qquad (1.3.2.1)$$

где сила Лоренца входит в формулу для символа Кристоффеля Γ^i_{lk} в уравнении (1.3.2.1) при малой скорости движения. При этом, так как эта сила получена с помощью метрического тензора, она описывает силу Лоренца. Докажем, что в нерелятивистском случае формула (1.3.2.1) определяет силу, являющуюся «электромагнитной» и гравитационной. Сила, определяется напряженностью «магнитного» и «электрического» поля, плюс гравитационного потенциала. Символ Кристоффеля $\Gamma_{i,kl}$ симметричен по индексам k,l, значит, комплексный символ Кристоффеля будет эрмитовым по этим индексам, и как докажем далее, равен

$$\begin{aligned}\Gamma_{i,kl}=\Gamma^*_{i,lk}&=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l}+\frac{\partial g_{li}}{\partial x^k}-\frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i}\right)\\ &=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial g^*_{ki}}{\partial x^l}+\frac{\partial g^*_{il}}{\partial x^k}-\frac{\partial g^*_{lk}}{\partial x^i}\right)\end{aligned}. \qquad (1.3.2.2)$$

Вычислим символ Кристоффеля для комплексного метрического тензора

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l}=\Gamma_{i,kl}+\Gamma^*_{k,il},\frac{\partial g_{li}}{\partial x^k}=\Gamma_{l,ik}+\Gamma^*_{i,lk},-\frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i}=-\Gamma_{k,li}-\Gamma^*_{l,ki} \qquad (1.3.2.3)$$

Складывая эти равенства, получим (1.3.2.2).

При значении метрического тензора близком к метрическому тензору пространства Галилея, получим линейную часть силы

$$-F_{il}/mc^2 = \Gamma_{i,0k}\frac{dx^0}{ds}\frac{dx^k}{ds} + \Gamma_{i,k0}\frac{dx^0}{ds}\frac{dx^k}{ds} + \Gamma_{i,00}\frac{dx^0}{ds}\frac{dx^0}{ds}, i = 1,...,3, \quad (1.3.2.4)$$

где для величины $\Gamma_{i,0k}, \Gamma_{i,k0}$ получим следующее выражение

$$\begin{aligned}\Gamma_{i,0k} &= -\frac{1}{2}\frac{i\nu^2\sqrt{\rho}}{c^2c_sm}\frac{\partial A_i^s}{\partial x^k} - \frac{1}{2}\frac{\sqrt{G}}{c^2}\frac{\partial A_i^g}{\partial x^k} + \\ &+ \frac{1}{2}\frac{-i\nu^2\sqrt{\rho}}{c^2c_sm}\frac{\partial A_k^{*s}}{\partial x^i} + \frac{1}{2}\frac{\sqrt{G}}{c^2}\frac{\partial A_k^{*g}}{\partial x^i}, k \neq 0 \\ \Gamma_{i,k0} = \Gamma_{i,0k}^* &= -\frac{1}{2}\frac{-i\nu^2\sqrt{\rho}}{c^2c_sm}\frac{\partial A_i^{*s}}{\partial x^k} - \frac{1}{2}\frac{\sqrt{G}}{c^2}\frac{\partial A_i^{*g}}{\partial x^k} + \\ &+ \frac{1}{2}\frac{i\nu^2\sqrt{\rho}}{c^2c_sm}\frac{\partial A_k^s}{\partial x^i} + \frac{1}{2}\frac{\sqrt{G}}{c^2}\frac{\partial A_k^g}{\partial x^i}, k \neq 0\end{aligned}, \quad (1.3.2.5)$$

$$\Gamma_{i,00} = \frac{1}{2}(\frac{\partial g_{i0}}{\partial x^0} + \frac{\partial g_{0i}}{\partial x^0} - \frac{\partial g_{00}}{\partial x^i}), i \neq 0$$

где величина A_l является четырехмерным электродинамическим потенциалом. Получаем силу Лоренца, равную

$$-F_{il}/mc^2 = [\frac{i\nu^2\sqrt{\rho}}{c^2c_sm}(\frac{\partial \operatorname{Im} A_i^s}{\partial x^k} - \frac{\partial \operatorname{Im} A_k^s}{\partial x^i}) - \frac{\sqrt{G}}{c^2}(\frac{\partial \operatorname{Re} A_i^g}{\partial x^k} + \frac{\partial \operatorname{Re} A_k^g}{\partial x^i})]\frac{dx^0}{ds}\frac{dx^k}{ds} -$$

$$-(-\frac{i\nu^2\sqrt{\rho}}{c^2c_sm}\frac{\partial \operatorname{Im} A_i^s}{\partial x^0} + \frac{\sqrt{G}}{c^2}\frac{\partial \operatorname{Re} A_i^g}{\partial x^0} + \frac{\sqrt{G}}{c^2}\frac{\partial \operatorname{Re} A_0^g}{\partial x^i})\frac{dx^0}{ds}\frac{dx^0}{ds}, i = 1,...,3,$$

т.е. никакого дополнительного члена в уравнение движения (1.2.1), учитывающего влияния звукового поля, вводить не надо. Кроме того, описывается и гравитационная сила, входящая в потенциал A_0.

Глава 2. Преобразование Лоренца с фазовой скоростью и существование эфира с абсолютной системой координат

Для нелинейных уравнений в частных производных решение нелинейное. Причем оно сводится к линейному уравнению, при пренебрежении нелинейными членами, при малых значениях этих членов. Это приводит к тому, что на бесконечности радиуса имеем решение константа, так как на бесконечности радиуса взаимодействия нет и система линейная. Так нелинейное уравнение Навье-Стокса имеет решение на бесконечности радиуса постоянную скорость. Следовательно, выделяется система координат, где скорость на бесконечности нулевая. В общем случае потенциал на бесконечности нулевой. Это выделяет абсолютную систему отсчета, в которой преобразование Лоренца с фазовой скоростью выделяет среду, скорость которой на бесконечности нулевая. Так как решение нелинейных уравнений с частными производными имеет нелинейное решение наличие среды, обеспечивающее нелинейность обязательно.

Произведение четырех-вектора волнового числа на четырех-вектор координат и времени является инвариантным относительно преобразования Лоренца. Умножая эту величину на квадрат модуля волновой функции и интегрируя, получим среднее время жизни организма. Описано также изменение организма у спортсменов с усиленным снабжением кислородом мышц организма. Учтено существование спринтеров и стайеров.

Почти все новые идеи, которые описаны в данной статье, связаны с нелинейностью среды. Новых идей, связанных с линейными уравнениями в данной статье, почти нет. Но оказалось, что новые идеи, это забытые старые идеи.

Можно получить преобразование Лоренца из инвариантности метрического интервала следуя выводу преобразований Лоренца в [5]. Отметим основные моменты этого вывода. Инвариантен метрический интервал с фазовой скоростью звука или электромагнитной волны. В случае электромагнитной или звуковой волны он равен нулю

$$ds^2 = c_d^2 d\tau^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 =$$
$$= c_d'^2 d\tau'^2 - (dx'^1)^2 - (dx'^2)^2 - (dx'^3)^2 .$$

Отмечу что фазовая скорость элементарных частиц совпадает со скоростью света в вакууме. При движении тел релятивистского знаменателя с фазовой скоростью звука нет. Но при описании присоединенной массы в гидродинамике и эффективной массы в физике твердого тела релятивистский знаменатель с фазовой скоростью звука есть. Это происходит потому что среда описывается преобразованием Лоренца с фазовой скоростью звука, а экстраполяции на материальные тела не проходит.

При этом связь между штрихованными и не штрихованными координатами дается формулой

$$dx^1 = dx'^1 \cosh\psi + c_d' dt' \sinh\psi \qquad c_d dt = dx'^1 \sinh\psi + c_d' dt' \cosh\psi .$$

$$dx^2 = dx'^2, dx^3 = dx'^3 .$$

Рассмотри движение при условии $dx'^1 = 0$, имеем

$$dx^1 = c_d' dt' \sinh\psi \qquad c_d dt = c_d' dt' \cosh\psi .$$

Делим эти два уравнения, имеем

$$\frac{dx^1}{c_d dt} = \frac{V}{c_d} = \tanh\psi .$$

Где V, c_d скорости не штрихованной системы координат, относительно штрихованной. Тогда преобразование координат запишется в виде

$$dx^1 = (dx'^1 + c_d' dt' \frac{V}{c_d})\gamma; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_d^2}}} \qquad c_d dt = (dx'^1 \frac{V}{c_d} + c_d' dt')\gamma . \qquad (2.1)$$

Где скорость c_d определяется для двигающейся среды, а скорость c_d' для неподвижной. Формула Лоренца для координат и времени отличается от формулы Лоренца относительно частоты и волнового числа.

Для доказательства предлагаемых формул, осуществим преобразование Лоренца для частоты и волнового числа, но с неизвестной скоростью C', вместо скорости света в вакууме в преобразовании Лоренца

$$\begin{gathered}\omega / C = (\omega' / C' + k_1' V / C')\gamma; \gamma = 1/\sqrt{1 - V^2 / C'^2} \\ k_1 = (k_1' + \omega' V / C'^2)\gamma; k_2 = k_2'; k_3 = k_3'\end{gathered}.$$

Вычислим фазовую скорость в не штрихованной системе координат

$$\begin{gathered}\frac{k^2}{\omega^2 / C^2} = \frac{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}{\omega^2 / C^2} = 1 = C^2 (\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{c_2^2} + \frac{1}{c_3^2}) = \\ = C'^2 [\frac{(k_1' + \omega' V / C'^2)^2}{(\omega' + k_1' V)^2} + \frac{k_2'^2}{(\omega' + k_1' V)^2 \gamma^2} + \frac{k_3'^2}{(\omega' + k_1' V)^2 \gamma^2}]\end{gathered}$$

Перепишем эту формулу в виде

$$\frac{1}{C'^2} = \frac{(1/c_1' + V / C'^2)^2}{(1 + V / c_1')^2} + \frac{1/c_2'^2 (1 - V^2 / C'^2)}{(1 + V / c_1')^2} + \frac{1/c_3'^2 (1 - V^2 / C'^2)}{(1 + V / c_1')^2}.$$

Откуда получаем квадратное уравнение, связывающее скорость, стоящую в преобразовании Лоренца и ее проекции в двигающейся системе координат. Квадратное уравнение имеет вид

$$\frac{V^2}{C'^4} - \frac{1}{C'^2}(1 + \frac{V^2}{c_1'^2} + \frac{V^2}{c_2'^2} + \frac{V^2}{c_3'^2}) + \frac{1}{c_1'^2} + \frac{1}{c_2'^2} + \frac{1}{c_3'^2} = 0.$$

Это уравнение имеет два корня

$$\begin{gathered}\frac{1}{C'^2} = [(1 + k)/2 \pm \sqrt{(1 + k)^2 / 4 - k}\,]/V^2 \\ k = \frac{V^2}{c_1'^2} + \frac{V^2}{c_2'^2} + \frac{V^2}{c_3'^2}\end{gathered}.$$

Эти корни равны

$$\frac{1}{C'^2}=\frac{1}{c_F'^2}=\frac{1}{c_1'^2}+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}, C'^2=V^2$$

Получилось, что в преобразовании Лоренца в диэлектриках нужно использовать фазовую скорость света $C'=c_F'$.

$$\begin{gathered}\omega/C=(\omega'/C'+k_1'V/C')\gamma;\gamma=1/\sqrt{1-V^2/C'^2}\\ k_1=(k_1'+\omega'V/C'^2)\gamma;k_2=k_2';k_3=k_3'\end{gathered} \qquad (2.2)$$

Чтобы формулы (2.1) и (2.2) имели одинаковый знаменатель, надо переписать формулу (2.2) в виде (2.3)

$$\begin{gathered}\omega'/C_d' =(\omega/C_d-k_1V/C_d)\gamma;\gamma=1/\sqrt{1-V^2/C_d^2}\\ k_1'=(k_1-\omega V/C_d^2)\gamma;k_2=k_2';k_3=k_3'\end{gathered}. \qquad (2.3)$$

Штрихованную систему координат будем по-прежнему считать неподвижной, и свойства времени и частоты противоположные, причем произведение $\omega t-k_l x_l$ является инвариантом.

Если в формуле (2.1) фазовая скорость определена для двигающейся не штрихованной системе координат, то в формуле (2.2) фазовая скорость определена для неподвижной штрихованной системы координат. Штрихованная система координат в формуле (2.1) является неподвижной в силу преобразования Галилея $\mathbf{r}=\mathbf{r}'+\mathbf{V}t$, а не штрихованная движется в случае формулы (2.1). Время в не штрихованной, движущейся системе координат больше, что соответствует большему времени жизни элементарных частиц в движущейся системе координат.

В формуле (2.2) в релятивистском знаменателе используется формула штрихованной системы координат. Имеют одинаковый знаменатель формулы (2.1) и (2.3). Значит и частота в штрихованной системе координат увеличивается, т.е. темп времени или частота в не штрихованной системе координат уменьшается.

В итоге имеем соотношение при условии $k_1 = x_1' = 0$

$$\omega t / \sqrt{1 - V^2 / C^2} = \omega' t' / \sqrt{1 - V^2 / C^2}$$

Существование данного инварианта, учитывающего два временных фактора - частоту и время, указывает на то, что жизнь организма в разных инерциальных системах отсчета течет одинаково. Это связано с тем, что метрический интервал для частоты и волнового числа равен

$$d\lambda^2 = d\omega^2 / c_F^2 - (dk^1)^2 - (dk^2)^2 - (dk^3)^2 .$$

Он существенно отличается от метрического интервала координат и времени

$$ds^2 = c_F^2 dt^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 .$$

Преобразование Лоренца для разных фазовых скоростей у частоты и волнового числа отличается от преобразования Лоренца у координат и времени даже в случае электромагнитного поля.

Для нелинейных уравнений движения не справедлив принцип суперпозиции решения. Поэтому преобразование Галилея для нелинейных систем надо строить особым образом. Аналогично и преобразование Лоренца для нелинейных систем надо строить особым образом. При этом выделяется система координат, где среда неподвижна на бесконечности, где нет взаимодействия.

В случае нелинейной среды, а все уравнения имеют нелинейные аналоги и, следовательно, у нелинейного решения существует выделенная абсолютная система координат где средняя скорость среды на бесконечности равна нулю. При этом частная производная второго порядка допускает нелинейный аналог

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \exp(lnf) \left[\frac{\partial^2 lnf}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial lnf}{\partial x} \right)^2 \right].$$

Значит даже линейные уравнения могут быть сведены к нелинейным. Так линейное уравнение Шредингера может быть сведено к нелинейному уравнению Навье-Стокса путем подстановки $V = -i\frac{h}{m}\frac{\partial ln\varphi}{\partial x}$, где используется волновая функция φ и определяется скорость среды V см. [4]. Нелинейное уравнение Навье-Стокса предполагает наличие среды, скорость которой определяется. Аналогично и все нелинейные уравнения определяют нелинейное решение и значит наличие среды, которую называли эфиром.

В случае преобразования Галилея решение надо строить в виде

$$\begin{gathered} dx'_l = dx_l - V_l^0 dt = dF_l(x'_1, x'_2, x'_3) \\ V'_l = V_l - V_l^0 = \frac{dF_l(x'_1, x'_2, x'_3)}{dt'} = G_l(x'_1, x'_2, x'_3) \end{gathered} . \qquad (2.4)$$

Решаем нелинейное уравнение в системе координат, где скорость на бесконечности равна нулю, т.е. в штрихованной системе координат. Получаем вторую формулу (2.4). Интегрируем это уравнение, получаем изменение координаты. В системе координат. где скорость на бесконечности не нулевая имеем распространяющуюся волну

$$x_l - V_l^0 t = F_l(x_1 - V_1^0 t, x_2 - V_2^0 t, x_3 - V_3^0 t).$$

Так как на бесконечности имеем волновое решение, значит относительно координат волны скорость на бесконечности нулевая. и имеем нулевую кинетическую энергию на бесконечности подсчитанную в не штрихованной системе координат.

Где величина V_l^0 это скорость системы координат. Аналогично в случае преобразования Лоренца надо строить решение в виде

$$dx' = \frac{dx - V_0 dt}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c_F'^2}}} = dF_x(c'_F t', x', y', z')$$

$$c_d' dt' = \frac{c_F dt - \frac{V_0 dx}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} = dF_0(c_F' t', x', y', z')$$

$$dy' = dy = dF_y(c_F' t', x', y', z')$$

$$dz' = dz = dF_z(c_F' t', x', y', z')$$

Скорости преобразуются по закону

$$V_x'/c_F' = \frac{(V_x - V_0)/c_F}{1 - VV_0/c_F c_F'} = \frac{dF_x(c_F' t', x', y', z')}{dt'}$$

$$V_y'/c_F' = \frac{V_y\sqrt{1 - V_0^2/c_F'^2}/c_F}{1 - VV_0/c_F c_F'} = \frac{dF_y(c_F' t', x', y', z')}{dt'}$$

$$V_z'/c_F' = \frac{V_z\sqrt{1 - V_0^2/c_F'^2}/c_F}{1 - VV_0/c_F c_F'} = \frac{dF_z(c_F' t', x', y', z')}{dt'}$$

Штрихованную систему координат назовем абсолютной. В системе координат, где скорость системы координат нулевая, соответствующая нулю скорости на бесконечности, имеем преобразование координат

$$\frac{V_x'}{c_d'} = \frac{dF_x(t', x', y', z')}{dt'} = G_x(t', x', y', z')$$

$$\frac{V_y'}{c_d'} = \frac{dF_y(t', x', y', z')}{dt'} = G_y(t', x', y', z')$$

$$\frac{V_z'}{c_d'} = \frac{dF_z(t', x', y', z')}{dt'} = G_z(t', x', y', z')$$

Кинетическая энергия, подсчитанная в системе координат, где скорость на бесконечности равна нулю конечна. Что не скажешь о других системах координат, где подсчитанная на прямую кинетическая энергия на бесконечности не равна нулю. Получив решение в штрихованной системе координат, пересчитаем его в не штрихованную систему координат, проинтегрировав по штрихованному времени, получим штрихованные координаты, которые пересчитаем в не штрихованные. В не штрихованных координатах получим волновое решение с преобразованием времени, причем кинетическая энергия волны в бесконечности равна нулю.

Имеем

$$x' - x'_0 = F_x(c'_F t', x', y', z') - F_x(c'_F t'_0, x'_0, y'_0, z'_0)$$

$$c'_F(t' - t'_0) = F_0(c'_F t', x', y', z') - F_0(c'_F t'_0, x'_0, y'_0, z'_0)$$

$$y' - y'_0 = F_y(c'_F t', x', y', z') - F_y(c'_F t'_0, x'_0, y'_0, z'_0)$$

$$z' - z'_0 = F_z(c'_F t', x', y', z') - F_z(c'_F t'_0, x'_0, y'_0, z'_0)$$

штрихованных координат проинтегрированные по не штрихованному времени не штрихованные координаты получим уравнение в не штрихованных координатах. В случае постоянной скорости частицы получим волновое решение с релятивистским знаменателем.

$$\frac{\frac{x-V_0 t}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} - \frac{\frac{x_0-V_0 t_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} = F_x\left(\frac{c_F t-\frac{V_0 x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x-V_0 t}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right) - F_x\left(\frac{c_F t_0-\frac{V_0 x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x_0-V_0 t_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right)$$

$$\frac{c_F t-\frac{V_0 x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} - \frac{c_F t_0-\frac{V_0 x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} = F_0\left(\frac{c_F t-\frac{V_0 x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x-V_0 t}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right) - F_0\left(\frac{c_F t_0-\frac{V_0 x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x_0-V_0 t_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right)$$

$$y - y_0 = F_y\left(\frac{c_F t-\frac{V_0 x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x-V_0 t}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right) - F_y\left(\frac{c_F t_0-\frac{V_0 x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x_0-V_0 t_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right)$$

$$z-z_0=F_z\left(\frac{c_F t-\frac{V_0 x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}},\frac{x-V_0 t}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}},y,z\right)-F_z\left(\frac{c_F t_0-\frac{V_0 x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}},\frac{x_0-V_0 t_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}},y,z\right)$$

Значит переход в другую систему координат, связан с волновым решением со скоростью системы координат. Наблюдатель в не штрихованной системе координат участвует в волновом движении со скоростью системы координат. Поэтому естественно, что для него размеры при измерении с постоянной скоростью света, изменяются.

Причем штрихованную систему координат можно выбрать абсолютной для одной частицы, и она будет абсолютной для другой частицы, двигающейся с другой скоростью. Для определения преобразования Лоренца имеется 3 проекции скорости системы отсчета. Но растущее время определится по абсолютной системе отсчета и скорости. Так что независимы только три пространственные координаты, которые определяются по трем проекциям скорости. Значит можно строить общую абсолютную систему отсчета для произвольного числа частиц. Координаты в общих абсолютных системах отсчета могут быть разные, в зависимости от не штрихованных координат, при этом связь между разными не штрихованными координатами имеет одинаковый вид, но разные скорости. Не штрихованные системы отсчета образуют волну, фаза которой определяется в постоянной, абсолютной, общей, штрихованной координате.

В случае N скоростей сред имеется N не обращающихся в ноль скоростей среды, следовательно, N не равных по модулю волновых вектора, и значит N фазовых скоростей. Или в случае непрерывного изменения скорости среды и по крайней мере при одном скачке скорости, считать надо по формуле (5) и имеется N непрерывных фазовых скоростей. Формула для фазовой скорости в двигающейся системе координат реализует мысленный эксперимент, и к точному значению фазовой скорости отношения не имеет.

$$\frac{1}{c_{FV_k}'^2}=(\frac{1}{c_1'}+\frac{V_k}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}=\frac{1}{c_1'^2}+\frac{2V_k}{c_1'\,c^2}+(\frac{V_k}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2};k=1,...,N \quad (2.5)$$

При обнулении одной скорости остальные скорости будут не нулевые и имеется возможность определить относительные скорости. Так в опыте Физо, можно определить относительную скорость двух сред имеется произвольная система координат с малой скоростью, поэтому одна скорость в опыте Физо произвольна, и определяется относительная скорость двух сред. Проведя интерференцию относительно нулевой скорости среды всех остальных фазовых скоростей для сред с не нулевой постоянной скоростью можно определить разность $\frac{2V_k}{c_1'\,c^2}+(\frac{V_k}{c^2})^2=\frac{1}{c_{FV_k}'^2}-\frac{1}{c_{F0}'^2}$, а по ней и относительную скорость среды.

$$\frac{V_k}{c^2}=-\frac{1}{c_1'}+\sqrt{(\frac{1}{c_1'})^2+\frac{1}{c_{FV_k}'^2}-\frac{1}{c_{F0}'^2}}=-\frac{1}{c_1'}+\sqrt{\frac{1}{c_{FV_k}'^2}-\frac{1}{c_2'^2}-\frac{1}{c_3'^2}};\frac{1}{c_{FV_k}'^2}\geq\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}$$

В частности, используя световой сигнал в параллельных кабелях в разных направлениях, можно определить их относительную скорость, делением на два которой можно определить скорость относительно абсолютной системы отсчета. Абсолютная система отсчета в случае нелинейной среды, описываемой нелинейным уравнением Навье-Стокса, соответствует среде, которая на бесконечности неподвижна. Наше четырехмерное пространство плоское, поэтому бесконечность среды существует. Если же пространство окажется не плоским, то существуют области в этом пространстве, которыми заполнен эфир, и эти области имеют бесконечность радиуса. Как в случае земли имеется атмосфера, заполненная воздухом, так и в случае пространства, имеются области, заполненные частицами вакуума. Скорость области, в которой находится Солнечная система, можно определить.

Но все абсолютные системы отсчета имеют ограниченный большой объем, и помещены в линейную систему отсчета, для которой справедлив принцип относительности и существование многих инерциальных систем отсчета. Можно определить скорость абсолютной системы отсчета, относительно системы отсчета, где скорость на бесконечности равна нулю, но преобразование Лоренца справедливо для любой инерциальной системе отсчета и определить абсолютную скорость инерциальных систем отсчета невозможно.

Неизменно в разных собственных системах отсчета произведение времени на частоту, которые являются истинным биологическим фактором старения организма. Измеренные время и частота с помощью звуковых и электромагнитных волн в двигающихся системах отсчета имеют разное значение. Неизменно собственное время и частота в разных инерциальных системах отсчета. Так как инвариант в разных инерциальных системах отсчета один, биологическое истинное время тоже одно и равно собственному времени. Измеренное время и частота с помощью электромагнитных и звуковых волн в разных системах отсчета надо пересчитывать в собственное время и частоту.

В общем случае инвариантно произведение двух четырех-векторов

$$\omega dt - k_i dx_i = \omega dt - k_i V_i dt = \gamma = \omega' t' \qquad (2.6)$$

Применяя это соотношение к живому организму получаем произведение частоты пульса организма на приращение времени жизни ωdt. Величина $k_i dx_i$ равна волновому числу на приращение пути крови. Кроме того, имеем инвариантность метрического интервала звуковых волн с фазовой скоростью

$$\omega dt - k_i dx_i = \omega dt - \frac{\omega dx_i}{c_i} = 0 \qquad (2.7)$$

В этих двух равенствах при одинаковом приращении координаты отличается приращение времени. При скорости крови в сосудах организма равной нулю в равенстве (2.7) приращение координаты равно нулю и значит частота биения сердца равна нулю, при этом наступает смерь организма.

Но необходимо вычислить среднее значение этого инварианта

$$|\varphi|^2 \omega dt = |\varphi|^2 k_i dx_i. \qquad (2.8)$$

Но организмы описываются звуковыми волнами и кинематической вязкостью. Кинематическая вязкость вакуума равна $i\hbar/(2m)$. Это следует из [4], [7]. Добавление кинематической вязкости вещества к кинематической вязкости вакуума опишет среднее значение квантовых параметров, а отдельный атом опишет усреднено, так как кинематическая вязкость вещества является статистическим параметром. Итого имеем $i\hbar/(2m) + \nu\rho_l / \rho_b$ где используется плотность среды ρ_l и плотность двигающегося тела ρ_b для пересчета из объема тела в объем среды. На величину излучения атома добавка мнимой части к постоянной Планка не сказывается в силу малой мнимой части эффективной постоянной Планка, так как плотность двигающейся частицы велика. Эффективное значение постоянной Планка $\hbar - 2mi\nu\rho_l / \rho_b$, причем так как масса крови велика, действительной частью эффективной постоянной Планка пренебрегаем. Тогда равенство (2.8) запишется в виде

$$\exp[\tfrac{Et - p_x x}{m\nu}]\omega dt = \exp[\tfrac{Et - p_x x}{m\nu}]k dx.$$

Интегрируя это уравнение, получаем (в случае звуковой волны плотность среды равна плотности тела)

$$\exp(\frac{Et - p_x x}{m\nu}) - \exp\left(\frac{-p_x x}{m\nu}\right) = [\exp\left(\frac{Et}{m\nu}\right) - \exp\left(\frac{Et - p_x x}{m\nu}\right)] m\nu\omega / c_F p_x$$

Умножая данное уравнение на экспоненту. Получим

$$1 - \exp\left(\frac{-Et}{m\nu}\right) = [\exp\left(\frac{p_x x}{m\nu}\right) - 1] m\nu\omega / c_F p_x$$

При фазовой скорости равной константе после интегрирования получаем время жизни

$$Et = -\mathrm{m}\nu \mathrm{l}n\{1 - [\exp\left(\frac{p_x x}{m\nu}\right) - 1]m\nu\omega/c_F p_x\} \qquad (2.9)$$

Из (2.9) имеем (E=$m\nu\omega$)

$$t = -\frac{p_x x}{E} - \frac{m\nu}{E}[ln\frac{-E}{c_F p_x} + 2\pi in] \qquad (2.10)$$

Воспользуемся аналогией между электромагнитными и звуковыми волнами. Электромагнитный заряд аналогичен звуковому заряду $e \to \sqrt{\rho}\nu^2/c_F$ и имеет одинаковую размерность. Где используется плотность среды, ее кинематическая вязкость и фазовая скорость звука. Энергия звуковой волны равна $E = -\frac{e^2}{r} = -\frac{\rho\nu^4}{c_F^2 r}$. Подставляем в формулу (2.10) значение энергии и скорости, равной ν/d, где $d = 2r$ диаметр кровеносного сосуда, получим

$$\mathrm{t}=\frac{\pi d^2 c_F^2 x}{8\nu^3}[x - d\left(ln\frac{\pi d^2 c_F^3 x}{8\nu^3} + 2\pi in\right)] \qquad (2.11)$$

Зная значение времени жизни относительно двигающейся крови, можно вычислить собственное время жизни. Где эффективный диаметр кровеносного сосуда равен 0.0005см, длина сосуда 200см, фазовая скорость 10000см/сек, кинематическая вязкость крови 0.045см^2/сек. При этих данных продолжительность жизни 137 лет.

Каковы следствия из этой формулы? Родившийся организм может умереть, если не будет сразу действовать круг кровообращения.

Кроме того, время жизни комплексное, где мнимая часть означает пульсацию времени жизни, выражающуюся в пульсации крови. Можно определить пульс организма, деля действительную часть на мнимую, определяющую время пульсации. Пульс организма равен

$$\alpha = (\frac{x}{d} - ln\frac{\pi d^2 c_F^3 x}{8\nu^3})/2\pi n.$$

Тренированные спортсмены должны иметь большой доступ кислорода к мышцам, поэтому диаметр кровеносного сосуда должен быть как можно больше. Но при этом уменьшается пульс, поэтому квантовое число n должно быть уменьшено, при этом пульс увеличивается. Характерное время пульсации крови 2.22 секунды $\frac{xd}{\nu} = 2.2$сек При среднем диаметре сосуда 0.0005см квантовое число n=20000, пульс 86 ударов в минуту. Пульс равен $\alpha\frac{60\nu}{xd}$ ударов в минуту. Тренировки увеличивают диаметр сосуда спортсмена, при уменьшении квантового числа, оставляя пульс неизменным.

Организмы спортсменов делятся на спринтерские и стайерские. Спринтерские имеют большой диаметр кровеносных сосудов, что проявляется в больших размерах организма и малом квантовом числе. Они развивают большую силу при мышечных нагрузках, но на короткое время. Время действия определяется квантовым числом, которое дает вклад в время нагрузки организма и у спринтеров квантовое число мало. У стайеров диаметр кровеносного сосуда мал, но квантовое число велико. Т.е. мышцы образуют малую силу за счет малого доступа кислорода в крови при малом диаметре кровеносных сосудов, но влияние большого квантового числа велико, и модуль времени нагрузки велик, что означает выносливость организма.

Для определения действия повышенной нагрузки определим следующую формулу для вклада мнимой части во время жизни

$$\tau = \frac{\pi d^3 c_F^2 x}{8\nu^3}\sqrt{2\pi n} \qquad (2.12)$$

Ее надо умножить на следующий множитель, определяющий долю вклада мнимой части

$$(\frac{\pi^2 d^3 c_F^2 x N}{4\nu^3 t})^{n/N} = (\frac{2\pi N}{\frac{x}{d} - ln\frac{\pi d^2 c_F^3 x}{8\nu^3}})^{n/N} = (\frac{N}{\alpha n})^{n/N} \qquad (2.13)$$

Где величина N измененное квантовое число. Кроме того, преобразована величина $d \to d\frac{n}{N}$ в формуле (2.12). В формуле (2.13) диаметр остался неизменным. Для неизменных параметров формулы (2.11) при N=22000 определяет время повышенной нагрузки 3.03 часов, а при N=3250 время повышенной нагрузки 10 сек. Варьируя величину квантового числа или диаметр сосуда можно получить разное время повышенной нагрузки.

Глава 3. Свойства звуковой фазовой скорости

3.1 Фазовая скорость звуковых волн описывает только свойства среды

Уравнение движения тела в жидкости имеет вид

$$M\frac{du_k}{dt}+\frac{dP_k}{dt}=f_k. \qquad (3.1.1)$$

Где первый член описывает движение тела, а второй член импульс жидкости. Импульс жидкости считается по формуле $P_k=\frac{mu_k}{\sqrt{1-u^2/c_F^2}}$, где используется масса жидкости в объеме тела, скорость жидкости равна скорости тела и вместо скорости света в вакууме в релятивистском знаменателе стоит фазовая скорость звука. Данная формула определяет присоединенную массу вне зависимости от формы тела. для цилиндрического тела она справедлива, для сферы приведенная масса вдвое больше.

Но почему релятивистский знаменатель надо применять к жидкости и нельзя применять к движущемуся телу. В вакууме для движущегося тела необходимо использовать релятивистский знаменатель со скоростью света в вакууме. Движущееся тело состоит из частиц вакуума, которые группируясь подчиняются преобразованию Лоренца, но релятивистский знаменатель появился из-за того, что тело помещено в среду, состоящую из частиц вакуума, причем масса тела определяется массой частиц вакуума. Для жидкой среды, состоящей из элементарных частиц, справедливо преобразование Лоренца с фазовой скоростью звука. Твердое тело состоит из элементарных частиц, двигающихся в среднем со звуковой скоростью, плюс колеблющиеся частицы, причем в твердом теле несколько значений скорости звука. Осуществляя линейное преобразование пространства анизотропного тела, удается построить изотропное пространство и преобразование Лоренца см. раздел 3.3 но это свойства описания внутренней части тела. В несжимаемой жидкости, состоящей из элементарных частиц, звуковые волны описываются волновым уравнением, причем можно ввести уравнение Максвелла для жидкости см. начало 1 раздела и, следовательно, для них справедливо преобразование Лоренца. Но справедливо ли преобразование Лоренца с фазовой скоростью звука в жидкости для тела, находящегося в жидкости, т.е. имеется ли у макротел релятивистский знаменатель со скоростью звука? Нет не имеется. Количество частиц вакуума в единице частиц вакуума, одном кванте, не равно числу Авогадро и не является константой, поэтому зависимость импульса от скорости является нелинейной в уравнении 2 закона Ньютона и является функцией от средней скорости частиц вакуума, или скорости элементарной частицы. Количество элементарных частиц в одном моле равно числу Авогадро, значит, нелинейный множитель равен постоянной константе - массе частицы, и импульс линейно зависит от скорости, т.е. у макротел релятивистского знаменателя с фазовой скоростью звука нет. Так как макротела состоят из частиц вакуума, релятивистский знаменатель с фазовой скоростью света во 2 втором законе Ньютона есть. Скорость макротел не складывается по релятивистской формуле с фазовой скоростью звука вместо скорости света, а справедлив закон сложения скоростей с фазовой скоростью света. Для среды справедливо преобразование Лоренца с фазовой скоростью звука проявляющееся в присоединенной массе.

Подставляя значение импульса жидкости в объеме тела, получим

$$M\frac{du_k}{dt}+\frac{d}{dt}\frac{mu_k}{\sqrt{1-u^2/c_F^2}}=f_k$$

$$M\frac{du_k}{dt}+\left(\frac{m\delta_{kn}}{\sqrt{1-u^2/c_F^2}}+\frac{mu_k u_n/c_F^2}{(1-u^2/c_F^2)^{3/2}}\right)\frac{du_n}{dt}=f_k.$$

Присоединенная масса в изотропной жидкости равна $m_{kn}=\frac{m\delta_{kn}}{\sqrt{1-u^2/c_F^2}}+\frac{mu_k u_n/c_F^2}{(1-u^2/c_F^2)^{3/2}}$. Только среда описывается релятивистскими формулами с фазовой скоростью звука, для материальных тел релятивистские формулы надо писать с фазовой скоростью света. Причем фазовая скорость звука получена в разделах 3.2,3.3.

В книге [1], звуковая волна описана как удовлетворяющая преобразованию координат Галилея. Автоматически следует не релятивистское правило сложения скоростей. Опишем ее в пространстве Минковского. Заметим, что для массивных тел релятивистские формулы не справедливы, а справедливы только для среды распространения звуковых волн.

Имеем неподвижную систему координат K''. Пусть имеем звук, принимаемый наблюдателем с частотой ω' в системе координат K' двигающейся со скоростью $-U'$. Кроме того, имеем двигающийся источник со скоростью $-U$ в том же направлении, излучающий звуковой сигнал с частотой ω в системе отсчета K. Тогда имеем преобразование Лоренца с переменной фазовой скоростью системы координат K и системы координат K'

$$\frac{\omega-k_x U}{\sqrt{1-U^2/c_F^2}}=\frac{\omega'-k'_x U'}{\sqrt{1-U'^2/c_F'^2}}=\omega'',$$

где $\frac{k_x}{k}=\cos\theta$. Тогда имеем связь между частотами излучателя и наблюдателя

$$\frac{(1-\frac{U'}{c'_F}\cos\theta')\sqrt{1-U^2/c_F^2}}{(1-\frac{U}{c_F}\cos\theta)\sqrt{1-U'^2/c_F'^2}}=\frac{\omega'}{\omega}$$

Не релятивистские формулы приведены в [1] формула (68.4) и (68.5). В не релятивистских формулах квадратный корень равен единице и фазовая скорость совпадает со скоростью звука при неподвижном наблюдателе и источнике. Не релятивистские формулы имеют вид

$$\frac{1-\frac{U'}{c_s}\cos\theta'}{1-\frac{U}{c_s}\cos\theta}=\frac{\omega'}{\omega}$$

Пусть излучатель движется с фазовой скоростью звука, $U=c_F$. Тогда частота излучателя ω стремится к бесконечности, при условии $\cos\theta\neq 1$. Значит и для принимаемого звука имеем высокую частоту. Т.е. хлопок имеет высокую энергию и может разбить стекла. При не релятивистской формуле высокая частота излучения не получается. Летчик двигается под углом $\cos 0=1$ и для него частота излучения равна нулю, как в случае релятивистской, так и не релятивистской формулы. При преодолении звукового барьера частота излучения для летчика равна нулю, и наступает тишина.

Групповая скорость вычислена в [1]

$$\frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}}=c\frac{\mathbf{k}}{k}+\mathbf{u}, \qquad (3.1.2)$$

формула (68.2). Эта формула получена из принципа относительности Галилея и естественно является не релятивистской. При постоянной скорости среды $\mathbf{U}$ фазовая скорость является константой. Фазовая скорость равна

$$\frac{\omega^2}{c_F^2}=k^2=\frac{\omega^2}{c_1^2}+\frac{\omega^2}{c_2^2}+\frac{\omega^2}{c_3^2}, \qquad (3.1.3)$$

где волновой вектор инвариантен относительно поворотов в данной инерциальной системе координат, т.е. его модуль является константой в ней. Если вектор является одинаковым при поворотах системы координат, то его модуль одинаков в любом направлении. Является константой и фазовая скорость, если скорость движения среды постоянна. В двигающейся системе координат, это другая скорость.

Метрический интервал звуковой волны сохраняется с фазовой скоростью звука (локально фазовая скорость звука является константой при повороте системы координат)

$$ds^2 = c_F^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 .$$

Справедливо преобразование Лоренца для среды с разными фазовыми скоростями в разных системах координат.

$$dx^1 = \frac{dx'^1 + c'_F dt' V / c_F}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}}, c_F dt = \frac{c'_F dt' + \dfrac{V dx'^1}{c_F}}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}},$$
$$dy' = dy; dz' = dz$$

где величины c'_F фазовые скорости в двигающихся системах со скоростью V'

Скорости среды складываются по формуле

$$\frac{U_x}{c_F} = \frac{U'_x / c'_F + V / c_F}{1 + U'_x V / (c'_F c_F)}; \frac{U_y}{c_F} = \frac{U'_y \sqrt{1 - V^2 / c_F^2} / c'_F}{1 + U'_x V / (c'_F c_F)}; \frac{U_z}{c_F} = \frac{U'_z \sqrt{1 - V^2 / c_F^2} / c'_F}{1 + U'_x V / (c'_F c_F)}. \quad (3.1.4)$$

Величина скорости, которую нужно подставлять в преобразование Лоренца в не штрихованной системе координат, равна $C = c_F$.

Справедливо правило сложения волновых чисел $k_l = (k'_l + \omega V_l / c'^2_F) \gamma$. Модуль волнового числа является инвариантом при поворотах системы координат. Значит фазовая скорость, как величина, удовлетворяющая (3.1.3) является константой в данной системе координат. В преобразовании Лоренца надо использовать фазовую скорость. В опыте Физо используется две разные скорости потока, и, следовательно, две разные фазовые скорости, поэтому получилось запаздывание световой волны. В опыте Майкельсона используется одна фазовая скорость, соответствующая скорости Земли, поэтому запаздывания световой волны нет. Волновой вектор складывается по релятивистским правилам сложения скоростей с фазовой скоростью света.

Существенная часть скорости волны для интерференции образуется в двух антипараллельных направлениях. Если имеется одна скорость среды, путем перехода в другую инерциальную систему координат может быть обращена в ноль. Фазовая скорость имеет постоянный модуль, так как модуль волнового числа постоянен. В силу изотропности пространства в одной системе координат, оно сохранит свою изотропность в другой инерциальной системе координат, т.е. фазовая скорость одна, и она определяется по формуле (3.1.6). В случае непрерывной скорости среды, будет одна непрерывная фазовая скорость.

$$\begin{aligned}\frac{1}{c_F'^2} &= [(\frac{1}{c_1'}+\frac{V}{c^2})^2+(\frac{1}{c_1'}-\frac{V}{c^2})^2]/2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}= \\ &=\frac{1}{c_1'^2}+\frac{V^2}{c^4}+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}\end{aligned} \qquad (3.1.6)$$

Пусть имеется две антипараллельные скорости среды у двух разнесенных тел, в каждом теле скорости электромагнитной волны противоположны. За счет сложения скоростей не удастся добиться нулевой скорости. Не существует системы координат, в которой пространство изотропно. Имеется два разных по модулю волновых вектора. Формула для двух разных волновых векторов (3.1.7)

$$\begin{aligned}\frac{1}{c_{F1}'^2} &= (\frac{1}{c_1'}+\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}=\frac{1}{c_1'^2}+\frac{2V}{c_1'\,c^2}+(\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2} \\ \frac{1}{c_{F2}'^2} &= (\frac{1}{c_1'}-\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}=\frac{1}{c_1'^2}-\frac{2V}{c_1'\,c^2}+(\frac{V}{c^2})^2+\frac{1}{c_2'^2}+\frac{1}{c_3'^2}\end{aligned}. \quad (3.1.7)$$

Взаимодействие волнового числа со скоростью носит нелинейный характер.

В случае N скоростей сред имеется N не обращающихся в ноль скоростей среды, следовательно, N не равных по модулю волновых вектора, и значит N фазовых скоростей. Или в случае непрерывного изменения скорости среды и по крайней мере при одном скачке скорости, считать надо по формуле (3.1.8) и имеется N непрерывных фазовых скоростей.

$$\frac{1}{c'^2_{FV_k}} = (\frac{1}{c'_1} + \frac{V_k}{c^2})^2 + \frac{1}{c'^2_2} + \frac{1}{c'^2_3} = \frac{1}{c'^2_1} + \frac{2V_k}{c'_1\, c^2} + (\frac{V_k}{c^2})^2 + \frac{1}{c'^2_2} + \frac{1}{c'^2_3}; k = 1,...,N \quad (3.1.8)$$

При обнулении одной скорости остальные скорости будут не нулевые и имеется возможность определить относительные скорости. Так в опыте Физо, можно определить относительную скорость двух сред имеется произвольная система координат с малой скоростью, поэтому одна скорость в опыте Физо произвольна, и определяется относительная скорость двух сред. Проведя интерференцию относительно нулевой скорости среды всех остальных фазовых скоростей для сред с не нулевой постоянной скоростью можно определить разность $\frac{2V_k}{c'_1\, c^2} + (\frac{V_k}{c^2})^2 = \frac{1}{c'^2_{FV_k}} - \frac{1}{c'^2_{F0}}$, а по ней и относительную скорость среды.

$$\frac{V_k}{c^2} = -\frac{1}{c'_1} + \sqrt{(\frac{1}{c'_1})^2 + \frac{1}{c'^2_{FV_k}} - \frac{1}{c'^2_{F0}}} = -\frac{1}{c'_1} + \sqrt{\frac{1}{c'^2_{FV_k}} - \frac{1}{c'^2_2} - \frac{1}{c'^2_3}}; \frac{1}{c'^2_{FV_k}} \geq \frac{1}{c'^2_2} + \frac{1}{c'^2_3}$$

В частности, используя световой сигнал в параллельных кабелях в разных направлениях, можно определить их относительную скорость, делением на два которой можно определить скорость относительно абсолютной системы отсчета. Абсолютная система отсчета в случае нелинейной среды, описываемой нелинейным уравнением Навье-Стокса, соответствует среде, которая на бесконечности неподвижна. Наше четырехмерное пространство плоское, поэтому бесконечность среды существует. Если же пространство окажется не плоским, то существуют области в этом пространстве, которыми заполнен эфир, и эти области имеют бесконечность радиуса. Как в случае земли имеется атмосфера, заполненная воздухом, так и в случае пространства, имеются области, заполненные частицами вакуума. Скорость области, в которой находится Солнечная система, можно определить.

Для подтверждения правильности релятивистских формул для энергии тела со скоростью звука вместо скорости света в [8] были определены параметры энергетического спектра жидкого гелия, приведенные в книге [9], как эмпирические см. [9] формула (22.7). Энергия системы считается с учетом релятивистских эффектов для звуковой волны $\varepsilon_n = \dfrac{m_p c_s^2}{\sqrt{1 - V_n^2 / c_s^2}}$. Эта формула приведена в [8], как учитывающая влияние среды на массу тела, аналог присоединенной массы в гидродинамике. Где величина c_s скорость звука, V_n скорость квазичастицы в звуковой волне в неподвижной среде. Рассматриваются массы тела больше массы Планка, поэтому применяются релятивистские формулы для энергии приведенной массы частицы со скоростью звука. Величина m_p масса протона. Эффективная масса в жидкости описывается по формуле

$$(\frac{1}{m^*})_{pq} = \frac{\partial^2}{\hbar^2 \partial k_p \partial k_q} \varepsilon(\hbar \mathbf{k}).$$

Где величина $\varepsilon(\hbar\mathbf{k})$ энергия системы. В релятивистском приближении собственное значение эффективной массы считается по формуле

$$(\frac{1}{m^*})_{pq} = \frac{\partial^2}{m^2 \partial V_q \partial V_p} \frac{m c_s^2}{\sqrt{1 - V^2 / c_s^2}} = \frac{\partial}{\partial V_q} \frac{V_p}{m(1 - V^2 / c_s^2)^{3/2}} = \\ = \frac{1}{m}[\frac{\delta_{pq}}{(1 - V^2 / c_s^2)^{3/2}} + \frac{3 V_p V_q}{c_s^2 (1 - V^2 / c_s^2)^{5/2}}].$$

Параметры жидкого гелия имеют следующие значение см. [7] формула (22.7).

$$u = 2.4 \cdot 10^4 cm / s; \Delta = 8.7°K; p_0 / \hbar = 1.9 \cdot 10^8 cm^{-1}; m^* = 0.16 m(He^4).$$

Это правильное вычисление параметров жидкого гелия подтверждает правильность релятивистской формулы для энергии частицы с использованием фазовой скорости звука.

Но как же производить измерения расстояний и времени, если с помощью звуковых и электромагнитных волн они измеряются неправильно. Так расстояние в двигающейся системе отсчета можно мерить с помощью радара, но вводить поправку на искажение расстояний, измеренных с помощью звуковых и электромагнитных волн. Учитывать скорость объекта при замере в двигающейся системе отсчета с помощью звуковых и электромагнитных волн, определяя биологическое собственное время, которое течет неизменно. При таком определении пространства-времени понятие центра инерции обретет новый смысл. Оно не будет находиться в разных точках тела в разных системах отсчета. Оно будет совпадать с определенной в собственной системе отсчета координате.

При этом можно определить скорость возмущения, как величину среднеквадратичного отклонения скорости, и тогда она не будет зависеть от средней скорости. В четырехмерном пространстве времени ее можно определить, как среднеквадратичное отклонение пространственных значений четырехмерной скорости, причем эта величина не будет зависеть от средней скорости. Но в разных средах величина дисперсии скорости разная, поэтому эта величина будет зависеть от среды. Она будет зависеть от скорости тела, так как двигающееся тело вносит изменение в дисперсию скорости среды. Будет ли она совпадать с фазовой скоростью? Фазовая скорость зависит от скорости среды, а определенная по дисперсии скорость не зависит от скорости среды. Метрический интервал равен нулю с фазовой скоростью, но пространственная часть метрического интервала не пропорциональна дисперсии скорости, а пропорциональна среднему квадрату скорости. Метрический интервал инвариантен с фазовой скоростью, а не с постоянным значением дисперсии скорости, которое соответствует скорости света в вакууме, и постоянному значению температуры. Это либо температура частиц вакуума в случае электромагнитной волны, либо среднеквадратичное значение скорости элементарных частиц в случае звуковых волн.

Выводы

Доказано в главе 2, что звуковые волны подчиняются уравнению Максвелла. На этом основании можно утверждать, что для них справедливо преобразование Лоренца со скоростью звука, вместо скорости света. Приведен пример статьи, в которой с использованием релятивистской формулы со скоростью звука, вместо скорости света, вычислены параметры энергетического спектра гелия. В книге [9], эти параметры не удалось определить, и они приведены как эмпирические.

3.2 Парадокс близнецов

Кроме метрического интервала электромагнитных волн существует метрический интервал звуковых волн, с использованием фазовой скорости звуковых волн, разной в разных системах координат. В случае двигающейся среды фазовая скорость звуковых волн складывается со скоростью среды по релятивистским формулам. Для предотвращения бесконечной формулы для возмущения, надо скорости складывать скорость звука в неподвижной среде со скоростью среды по релятивистской формуле сложения скоростей.

Обратимся к автору СТО, что он пишет о сокращении времени и расстояния. «Вопрос о том, реально ли лоренцево сокращение или нет, не имеет смысла. Сокращение не является реальным, поскольку оно не существует для наблюдателя, движущегося вместе с телом; однако оно реально, так как оно может быть принципиально доказано физическими средствами для наблюдателя, не движущегося вместе с телом» см. [10]. Я это объясняю так, при измерении с помощью звуковых или электромагнитных волн можно получить запаздывание времени в двигающейся согласно терминологии Эйнштейна системе координат. В собственной системе координат время и расстояние не сокращаются.

Существует преобразование Лоренца для звуковых волн с использованием фазовой скорости звука. Время и расстояние изменяются в двигающейся системе координат, только если использовать для измерения звуковые волны. Собственное время в двигающейся и неподвижной системе координат течет одинаково. Двигающийся и неподвижный близнец по собственному времени проживет одинаковый интервал. При массе тела много меньше массы Планка надо использовать преобразование Лоренца с фазовой скоростью света, а в противном случае с фазовой скоростью звука, в промежуточном случае надо интерполировать. По времени, вычисленному с помощью световой и звуковой волны, двигающийся в данной системе координат близнец проживет больший интервал, чем неподвижный. Биологический ход времени определяется по собственному времени, так как ускорение времени, это свойство измерения с помощью звуковых или электромагнитных волн, а собственное время в разных системах отсчета одинаково. Кроме того, для массивных тел не наблюдалось ускорение времени в двигающейся системе координат. А оно должно быть существенным.

Физики в начале двадцатого века отказались от понятия эфира, так как скорость света в движущейся системе координат оказалась постоянной в перпендикулярных направлениях. Фазовая скорость равна

$$\frac{\omega^2}{c_F^2} = k^2 = \frac{\omega^2}{c_1^2} + \frac{\omega^2}{c_2^2} + \frac{\omega^2}{c_3^2}, \qquad (3.2.1)$$

где волновой вектор инвариантен относительно поворотов в данной инерциальной системе координат, т.е. его модуль является константой в ней.

Является константой и фазовая скорость, если скорость движения среды постоянна.

Величина скорости, которую нужно подставлять в преобразовании Лоренца в не штрихованной системе координат, равна $C = c_F$.

3.3 Вычисление фазовой скорости в случае уравнений гидродинамики

Вычислим величину фазовой скорости. Запишем уравнения гидродинамики

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho V_l}{\partial x_l} = 0 \\ &\rho\left(\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_l}{\partial x_k}\right) = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l} \end{aligned}.$$

Докажем, что уравнение Эйлера не инвариантно относительно преобразований Галилея. Для чего подставим значение скорости в штрихованной и не штрихованной системе координат при неизменном давлении $p = p'$, получим два уравнения

$$\begin{aligned} &\rho\left(\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_l}{\partial x_k}\right) = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l} \\ &\rho\left(\frac{\partial (V_l' + u_l)}{\partial t} + (V_k' + u_k)\frac{\partial (V_l' + u_l)}{\partial x_k}\right) = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l} \end{aligned}. \qquad (3.3.2)$$

Должно получится уравнение для штрихованной системы координат

$$\rho\left(\frac{\partial V_l'}{\partial t} + V_k' \frac{\partial V_l'}{\partial x_k}\right) = -\frac{\partial p'(\rho')}{\partial x^l} \qquad (3.3.3)$$

Вычтем из второго уравнения (3.3.2), учитывая, что $u_k = const$, уравнение (3.3.3), получим

$$u_k \frac{\partial V_l'}{\partial x_k} = -\frac{\partial p(\rho)}{\partial x^l} + \frac{\partial p'(\rho')}{\partial x^l} = 0.$$

Штрихованные и не штрихованные давление и плотность совпадают в случае преобразования Галилея. Выбираем систему координат, где скорость системы координат имеет одну компоненту. Тогда она должна равняться нулю. Получается, что две системы отсчета совпадают, так как их относительная скорость u_k равна нулю.

. Далее следует стандартный пассаж: пусть среда однородна $\rho(\mathbf{r},t)=\rho_0$ и движется с постоянной скоростью $\mathbf{V}(\mathbf{r},t)=\mathbf{V}_0$. (Нетрудно видеть, что такая пара $\rho,\mathbf{V}$ является решением уравнений.) Рассмотрим малые возмущения этого состояния, то есть положим

$$\rho(\mathbf{r},t)=\rho_0+\rho_1(\mathbf{r},t)$$
$$\mathbf{V}(\mathbf{r},t)=\mathbf{V}_0+\mathbf{V}_1(\mathbf{r},t)$$

подставим в уравнения и сохраним в них только линейные по малым добавкам $\rho_1(\mathbf{r},t),\mathbf{V}_1(\mathbf{r},t)$ члены. При малых добавках к скорости справедлива формула сложения скоростей Галилея в линейном приближении для преобразования Лоренца. Получим

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial\rho_1}{\partial x_k}+\rho_0\frac{\partial V_{1l}}{\partial x_l}=0$$
$$\rho_0\left(\frac{\partial V_{1l}}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial V_{1l}}{\partial x_k}\right)=-c^2\frac{\partial\rho_1}{\partial x^l}$$

где $c^2=\dfrac{\partial p}{\partial\rho}$ - квадрат скорости звука. Например, для идеального газа, подставляя уравнение адиабаты, получаем $c^2=\gamma\dfrac{p}{\rho}$.

До "волнового уравнения" остается один шаг: нужно продифференцировать одно из уравнений - первое или второе - с помощью оператора $\dfrac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\dfrac{\partial}{\partial x_k}$ и воспользоваться оставшимся. Например, подействуем оператором $\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}$

на первое уравнение и подставляя $\frac{\partial V_{1l}}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial V_{1l}}{\partial x_k}$ из второго, получим

$$(\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k})^2\rho_1=c^2\Delta\rho_1$$

подействуем оператором $\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k}$ на второе уравнение и подставляя $\frac{\partial \rho_{1l}}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial \rho_{1l}}{\partial x_k}$ из первого, получим

$$(\frac{\partial}{\partial t}+V_{0k}\frac{\partial}{\partial x_k})^2 V_{1l}=c^2\Delta V_{1l}$$

Так как коэффициенты этого уравнения являются константы, то проводя оператор, имеющий вид квадратичной форм

$$(\frac{\partial}{\partial x_0}+\frac{V_{0k}}{c}\frac{\partial}{\partial x_k})^2-\Delta$$

к диагональному виду, получим волновое уравнение относительно вектора.

Стоит задача приведения квадратичной формы

$$y_0^2+\frac{2V_l}{c}y_l y_0+\frac{V_l V_k}{c^2}y_l y_k-(y_1^2+y_2^2+y_3^2)=a_{lk}y_l y_k.$$

К диагональному виду. Где $y_0=\frac{\partial}{\partial x_0}, y_l=\frac{\partial}{\partial x_l}$. Полагаем $y_l=g_{l\alpha}z_\alpha$. Для этого необходимо найти собственные числа и собственные векторы линейного преобразования a_{lk}

$$\begin{gathered}|a_{lk}-\lambda_\alpha\delta_{lk}|=0\\(a_{lk}-\lambda_\alpha\delta_{lk})g_{k\alpha}=0\end{gathered}.$$

Тогда квадратичная форма приводится к виду ($z_\alpha = \dfrac{\partial}{\partial z_\alpha}$)

$$a_{lk} y_l y_k = \lambda_\alpha (\sum_{l=0}^{3} g_{\alpha l}^{-1} g_{l\alpha}) z_\alpha^2 .$$

Тогда волновое уравнение приводится к виду

$$\lambda_\alpha (\sum_{l=0}^{3} g_{\alpha l}^{-1} g_{l\alpha}) \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial z_\alpha^2} = 0 .$$

Вводя новые переменные по формуле

$$\xi_m = \frac{z_m \sqrt[4]{\sum_{k=1}^{3} [\lambda_k (\sum_{l=0}^{3} g_{kl}^{-1} g_{lk})]^2 / 3}}{\sqrt{-\lambda_m (\sum_{l=0}^{3} g_{ml}^{-1} g_{lm})}}, m = 1,2,3 .$$

Тогда волновое уравнение переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \tau^2} = c_s^2 \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{3} (\lambda_k \sum_{l=0}^{3} g_{kl}^{-1} g_{lk})^2 / 3}}{\lambda_0 \sum_{l=0}^{3} g_{0l}^{-1} g_{l0}} \sum_{m=1}^{3} \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \xi_m^2} ; d\tau = dz_0 / c_s /$$

Так как три собственных числа этого преобразования отрицательны, а одно положительно, временная координата связана с положительным собственным числом, а пространственные координаты с отрицательным, при этом все растянутые координаты действительные.

Вычислим собственные числа этого преобразования

$$\begin{vmatrix} 1-\lambda & V_{01}/c & V_{02}/c & V_{03}/c \\ V_{01}/c & -1-\lambda & V_{01}V_{02}/c^2 & V_{03}V_{01}/c^2 \\ V_{02}/c & V_{01}V_{02}/c^2 & -1-\lambda & V_{03}V_{02}/c^2 \\ V_{03}/c & V_{01}V_{03}/c^2 & V_{02}V_{03}/c^2 & -1-\lambda \end{vmatrix} = 0$$

Вычислим значение этого определителя, разложив по первой строке до второго порядка малости

$$-(1-\lambda)(1+\lambda)^3-(V_{01}^2+V_{02}^2+V_{03}^2)(1+\lambda)^2/c^2=0\,.$$

Получим два приближенных уравнения

$$\begin{gathered}\lambda^2-1-(V_{01}^2+V_{02}^2+V_{03}^2)/c^2=0\\(1+\lambda)^2=0\end{gathered}\,.$$

Откуда имеем приближенные собственные числа $\lambda_{0,1}=\pm\sqrt{1+(V_{01}^2+V_{02}^2+V_{03}^2)/c^2}$; $\lambda_{3,4}=-1$. Собственные векторы этой матрицы равны $g_{k\alpha}=\delta_{k\alpha}$. Откуда имеем значение фазовой скорости

$$c_F^2=c_s^2\frac{\sqrt{\sum\limits_{k=1}^{3}[\lambda_k(\sum\limits_{l=0}^{3}g_{lk})^2]^2/3}}{\lambda_0(\sum\limits_{l=0}^{3}g_{l0})^2}=c_s^2\sqrt{(1+2/\lambda_0^2)/3} \qquad (3.3.4)$$

Но полученное выражение для фазовой скорости справедливо для не релятивистского движения. При использовании релятивистских уравнений движения с использование скоростью звука, получаем формулу из [5], (154.14) и волновое уравнение выглядит таким образом

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x_0^2}=\sum_{m=1}^{3}\frac{\partial^2 p_1}{\partial x_m^2} \qquad (3.3.5)$$

Но это уравнение в системе координат, где среда неподвижна. Волновое уравнение при произвольной скорости среды описывается преобразованием Лоренца с фазовой скоростью c_F. При условии $\rho=\varepsilon/c_s^2$ получаем волновое уравнение не релятивистское.

Рассмотрим случай двигающейся среды. Тензор энергии-импульса равен

$$T_i^k = g_{il} w u^l u^k - p\delta_i^k, w = e + p\,.$$

Уравнение Навье-Стокса запишется в виде $\frac{\partial T_i^k}{\partial x^k} = 0$. Подставим в это уравнение тензор энергии-импульса, получим

$$g_{il}(u^l u^k \frac{\partial w}{\partial x^k} + w\frac{\partial u^l u^k}{\partial x^k}) = \frac{\partial p}{\partial x^i}\,.$$

Разделим на величину тепловой функции

$$w = e + p = 4p + \rho c_F^2(\sqrt{1 - V^2 / c_F} + \frac{1}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}}) =$$
$$= 4p + \rho c_F^2(\frac{1}{\sqrt{1 + \sum_{l=1}^{3} u_l^2}} + \sqrt{1 + \sum_{l=1}^{3} u_l^2})\,.$$

для единичного объема. Справедливо также уравнение неразрывности $\frac{\partial(\rho u^l)}{\partial x^l} = 0$.

Запишем уравнения относительно малых возмущений, и продифференцируем по координате.

$$g_{li} u_0^l u_0^k \frac{\partial^2 w_1}{w_0 \partial x_i \partial x^k} + \frac{\partial^2 u^l u^k}{\partial x^l \partial x^k} = -\frac{\partial^2 p_1}{w_0 \partial x_i \partial x^i}\,.$$

Сделаем предположение при условии $u^k = u_0^k + u_1^k; u_1^k / c_s << 1, u_0^k = const$, $p = p_0 - p_1, w = w_0 + w_1, w_1 = e_1 - p_1$

$$\frac{\partial u^l u^k}{\partial x^l \partial x^k} = u_0^l \frac{\partial^2 u_1^k}{\partial x^l \partial x^k} + u_0^k \frac{\partial^2 u_1^l}{\partial x^l \partial x^k} = 0\,. \qquad (3.3.6)$$

Получим уравнение

$$u_0^l u_0^k \frac{\partial^2 w_1}{\partial x^l \partial x^k} = -\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^i \partial x_i}\,. \qquad (3.3.7)$$

В случае неподвижной среды $u_0^l = (1,0,0,0)$, получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 e_1}{\partial (x^0)^2} = \Delta p_1.$$

Используя $e_1 = (\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s p_1$, получаем уравнение (3.3.5). Что оправдывает сделанное допущение (3.3.6). При этом уравнение (3.3.7) надо привести к диагональному виду, используя $w_1 = e_1 - p_1 = [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1]p_1$. Чтобы величина приращения тепловой функции была бесконечно малой приращение давления должно быть отрицательным, так как величина $(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s$ конечная и положительная. Величина приращения плотности при малых скоростях $\rho_1 = \varepsilon_1 / c_s^2$, значит для условия $u_0^l = (1,0,0,0)$ имеем для приращений $w_1 = 0, e_1 = p_1$. При конечной скорости среды $w_1 \neq 0$, а является малым приращением

$$g_{li} u_0^l u_0^k [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1] \frac{\partial^2 p_1}{\partial x_i \partial x^k} = [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1](u_0^l \frac{\partial}{\partial x^l})^2 p_1 = -\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^i \partial x_i} \tag{3.3.8}$$

Стоит задача приведения квадратичной формы

$$u_0^l u_0^k [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1] y_l y_k + (y_0)^2 - (y_1)^2 - (y_2)^2 - (y_3)^2 = a_{lk} y_l y_k.$$

К диагональному виду. Где $y_0 = \frac{\partial}{\partial x^0}, y_l = \frac{\partial}{\partial x^l}$. Полагаем $y_l = g_{l\alpha} z_\alpha$. Для этого необходимо найти собственные числа и собственные векторы линейного преобразования a_{lk}

$$\begin{gathered} | a_{lk} - \lambda_\alpha \delta_{lk} | = 0 \\ (a_{lk} - \lambda_\alpha \delta_{lk}) g_{k\alpha} = 0 \end{gathered}.$$

Тогда квадратичная форма приводится к виду ($z_\alpha = \frac{\partial}{\partial z^\alpha}$)

$$a_{lk}y_l y_k = \lambda_\alpha (\sum_{l=0}^{3} g_{l\alpha})^2 z_\alpha^2 .$$

Тогда волновое уравнение приводится к виду

$$\lambda_\alpha (\sum_{l=0}^{3} g_{l\alpha})^2 \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial (z^\alpha)^2} = 0 .$$

Вводя новые переменные по формуле

$$\xi_m = \frac{z_m \sqrt[4]{\sum_{k=1}^{3} [\lambda_k (\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2 / 3}}{\sqrt{-\lambda_m (\sum_{l=0}^{3} g_{lm})^2}}, m = 1,2,3. \qquad (3.3.9)$$

Тогда волновое уравнение переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \tau^2} = c_s^2 \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{3} [\lambda_k (\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2 / 3}}{\lambda_0 (\sum_{l=0}^{3} g_{l0})^2} \sum_{m=1}^{3} \frac{\partial^2 \mathbf{V}_1}{\partial \xi_m^2}; d\tau = dz_0 / c_s \qquad (3.3.10)$$

Где величина $c_F^2 = c_s^2 \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^{3} [\lambda_k (\sum_{l=0}^{3} g_{lk})^2]^2 / 3}}{\lambda_0 (\sum_{l=0}^{3} g_{l0})^2}$ фазовая скорость. При этом преобразование Лоренца запишется в виде

$$\xi_1 = \frac{\xi_1' + c_F' \tau' V / c_F}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}}$$

$$c_F \tau = \frac{c_F \tau' + \xi_1' V / c_F'}{\sqrt{1 - V^2 / c_F^2}} .$$

$$\xi_2 = \xi_2', \xi_3 = \xi_3'$$

Где скорость системы отсчета направлена вдоль координаты ξ_1.

Определим уравнение по вычислению собственных чисел этого преобразования

$$\begin{vmatrix} U_0^{00}+1-\lambda & U_0^{01} & U_0^{02} & U_0^{03} \\ U_0^{10} & U_0^{11}-1-\lambda & U_0^{12} & U_0^{13} \\ U_0^{20} & U_0^{21} & U_0^{22}-1-\lambda & U_0^{23} \\ U_0^{30} & U_0^{31} & U_0^{32} & U_0^{33}-1-\lambda \end{vmatrix} = 0, U_0^{ik} = u_0^i u_0^k [(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p})_s - 1]$$

Вычислим значение этого определителя до второго порядка малости

$$(U_0^{00}+1-\lambda)\prod_{l=1}^{3}(U_0^{ll}-1-\lambda)-(U_0^{01})^2(U_0^{22}-1-\lambda)(U_0^{33}-1-\lambda)+$$
$$-(U_0^{02})^2(U_0^{11}-1-\lambda)(U_0^{33}-1-\lambda)-(U_0^{03})^2(U_0^{22}-1-\lambda)(U_0^{33}-1-\lambda)=0$$

В случае малых скоростях движения среды, учитывая соотношения $U_0^{ll} << 1$, получим уравнение

$$-(1-\lambda)(1+\lambda)^3-[(U_0^{01})^2+(U_0^{02})^2+(U_0^{03})^2](1+\lambda)^2=0 .$$

Откуда имеем

$$\lambda_0 = U_0^{00} + \sqrt{1+(U_0^{01})^2+(U_0^{02})^2+(U_0^{03})^2},$$
$$\lambda_1 = U_0^{11} - \sqrt{1+(U_0^{01})^2+(U_0^{02})^2+(U_0^{03})^2}$$
$$\lambda_2 = -1+U_0^{22}; \lambda_3 = -1+U_0^{33}$$

В случае одномерного движения имеем квадратное уравнение

$$\lambda^2-\lambda(U_0^{00}+U_0^{11})-1-U_0^{00}+U_0^{11}-U_0^{01}U_0^{10}=0 .$$

Корень этого квадратного уравнения равен

$$\lambda_{0,1}=(U_0^{00}+U_0^{11})/2 \pm \sqrt{1+U_0^{00}-U_0^{11}+U_0^{01}U_0^{10}+(U_0^{00}+U_0^{11})^2/4}$$

Имеются еще два корня $\lambda_2 = -1+U_0^{22}, \lambda_3 = -1+U_0^{33}$,

Решая это уравнение 4 степени, получаем 4 собственных значения. Необходимо также найти собственные векторы этого преобразования. Тогда по формуле (3.3.10) найдем волновое уравнение с фазовой скоростью.

Построив преобразование Лоренца для звуковых волн можно получить преобразование Галилея для звуковых волн. Преобразования Галилея реализуются для массивных тел в случае скорости тела, меньшей фазовой скорости звука. При приближении к фазовой скорости звука у массивных тел начинаются проблемы с преодолением скорости звука.

Релятивистское уравнение Навье-Стокса содержит в формуле для внутренней энергии единицы объема два члена

$$\begin{aligned} w = e + p = \frac{\rho c_F^2}{\sqrt{1 - V^2/c_F^2}} = p + \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = \frac{\rho c_F^2}{\sqrt{1 - V^2/c_F^2}} + p + \varepsilon = \\ = 4p + \rho c^2 (\sqrt{1 - V^2/c_F} + \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c_F^2}}) \end{aligned}, \qquad (3.3.11)$$

где $\varepsilon = \hbar\omega/\Delta V$ энергия единицы объема электромагнитного поля. Первый член описывает материю, а второй член электромагнитное поле.

Возможно два способа построения уравнения Навье-Стокса. Способ учитывающий энергию поля и материи. Или два отдельных уравнения Навье-Стокса, одно описывающие материю. а другое поле. При релятивистских скоростях первый член больше второго в формуле (3.3.11). Но формулы (35.7), (35.8) из [5]

$$\varepsilon - 3p = \sum_a m_a c^2 \sqrt{1 - V_a^2/c^2}\, \delta(\mathrm{r} - \mathrm{r}_a) = \mu c^2 \sqrt{1 - V^2/c^2}$$

требуют, чтобы при ультрарелятивистских скоростях основную роль играло поле, с давлением $p = \varepsilon/3$. Суммирование производится по частицам в единице объема. Для этого в формуле для внутренней энергии (3.3.11) требуют, чтобы при ультрарелятивистских скоростях основную роль играло поле, с давлением $p = \varepsilon/3$. Для этого формулы (3.3.11) для внутренней энергии искажают, разлагая по степеням скорости, и получают конечную энергию материи при релятивистских скоростях. Формула (3.3.11) при релятивистских скоростях используется в виде

$$e = \rho c_F^2 + \frac{\rho V^2}{2} + \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = \rho c_F^2 + \frac{\rho V^2}{2} + \varepsilon \,.$$

При искаженной формуле (3.3.11) получают конечное значение энергии материи при релятивистских скоростях.

Поэтому для отсутствия искажения формулы надо использовать отдельно энергию поля и материи в уравнении Навье-Стокса, получатся отдельное уравнение для поля и для материи. Причем фазовую скорость надо интерполировать, для элементарных частиц использовать фазовую скорость электромагнитных волн, а для массивных тел фазовую скорость звуковых волн.

Вводится единое понятие интерполируемая фазовая скорость звуковых и электромагнитных волн, которое заменяет понятие скорости звуковых и электромагнитных волн и вычисляется, используя скорость среды.

Уравнение Навье-Стокса для электромагнитных-звуковых волн определяет движение поля. Причем опять с интерполяцией фазовой скорости электромагнитных и звуковых волн. Фононы описывают поле звуковых волн см. раздел 3.1 с фазовой скоростью звука, а фотоны описывают электромагнитное поле с фазовой скоростью света.

В случае материи фазовая скорость интерполируется по формуле

$$\frac{1}{c_F^2} = \frac{1}{c_{Fs}^2}(1-\alpha) + \frac{1}{c_{Fe.m.}^2}\alpha, \alpha = \frac{\exp(-m^2 / m_{Pl}^2)}{\exp(-m^2 / m_{Pl}^2) + \exp(-m_{Pl}^2 / m^2)}.$$

Фазовая скорость звука определяется рангом частиц вакуума, образующих звуковую волну. При ранге равном единице, это величина мнимая и распространяется со скоростью света в вакууме. При ранге частиц вакуума, равном бесконечности это величина действительная, и совпадает с стандартной скоростью звука. При промежуточном ранге фазовая скорость звука величина комплексная. Фазовая скорость электромагнитной волны зависит от диэлектрической проницаемости и скорости среды или тела.

В случае поля фотонов или фононов весовой коэффициент равен

$$\alpha = \frac{\exp(-\omega_0^2/\omega^2)}{exз(-\omega_0^2/\omega^2) + \exp(-\omega^2/\omega_0^2)}.$$

Где ω_0 граничная частота. В случае фононов, фазовая скорость при низкой частоте определяется через свойства других частиц вакуума, связанных со статистикой для фермионов и бозонов и определяется когерентным и не когерентным свойством кристаллической решетки. В кристаллах кристаллическая решетка когерентна, а в жидкости и газе не когерентна. Фазовая скорость при высоких частотах это фазовая скорость электромагнитной волны.

Релятивистское уравнение Навье-Стокса справедливо для электромагнитно-звуковых волн. Причем выведена формула для этих волн только в случае неподвижной среды. Я описал электромагнитные-звуковые волны для постоянной скорости среды. При этом получилось преобразование Лоренца, отличное от преобразования со скоростью света в вакууме. При малой скорости среды, получается не релятивистское уравнение Навье-Стокса с интерполируемой фазовой скоростью.

Совершенно аналогично получается уравнение для материи и отдельно для поля. Оба случая, для материальных тел и для поля имеют преобразование Лоренца с фазовой скоростью. Причем скорость среды в нерелятивистском случае должна быть меньше скорости возмущения, фазовой скорости света и звука. Эта фазовая скорость определяется по скорости среды.

Фазовая скорость звука и света определены на основании уравнения для малых возмущений для релятивистского уравнения Навье-Стокса и зависят от скорости среды.

В опыте Физо используется две разные скорости потока, и, следовательно, две разные фазовые скорости электромагнитных волн. В опыте Майкельсона измерялась фазовая скорость света электромагнитных волн, запаздывание светового луча при одной скорости движения Земли. Значит фазовая скорость, это константа, что соответствует формуле (3.3.1).

3.4 Преобразование Лоренца для звуковых волн в случае анизотропного тела

В случае анизотропного пространства фазовая скорость зависит от углов и является переменной в декартовом пространстве см. [13]. В результате растяжения и поворотов пространства удалось прийти к изотропному пространству с постоянной фазовой скоростью. При этом задача сводится к пространству Минковского, и значит в полученном изотропном пространстве справедливо преобразование Лоренца. Удалось построить уравнение Максвелла относительно градиентной части решения. Использована идея о расширении решения уравнения Максвелла на напряженности поля, зависящие от калибровочного потенциала. В новом пространстве построено волновое уравнение относительно четырехмерной скорости. Решая задачу в изотропном пространстве можно ее пересчитать в анизотропное декартово пространство, образованное анизотропным телом.

Метрический интервал и метрический тензор в материальных телах запишется в виде

$$ds^2 = c^2(dt^2 - dx^i dx^j / c_{ij}^2) = c^2[dt^2 - \sum_{k=1}^{3} (dy^k)^2 / c_k^2] = c^2 dt^2 - \sum_{k=1}^{3} (dz^k)^2,$$

$$1/c^2 = \sum_{k=1}^{3} 1/c_k^2, dz^k = c dy^k / c_k, U^2/c^2 = \sum_{k=1}^{3} V_k^2 / c_k^2 .$$

Где c_{ij} скорость передачи возмущения или метрический тензор $1/c_{ij}^2$, собственные числа которого равны продольной и поперечной скорости звука в среде c_k, которая может быть комплексной, учитывающей затухание звуковой волны. При условии $1/c_{ij}^2 = \delta_{ij}/c^2$ получаем метрический интервал Минковского. При произвольном c_{ij} получаем метрический интервал Минковского с растянутыми координатами.

Предполагается, что смещение узлов решетки зависит от относительного расстояния между ними, причем коэффициент пропорциональности не зависит от постоянной скорости тела. Значение коэффициентов пропорциональности не зависит от постоянной скорости тела как единого целого, и поэтому скорости звука являются константами в разных системах координат. Внутренние свойства упругого тела не зависят от его постоянной скорости. При этом можно определить четырехмерный тензор скорости, где мнимая часть «магнитного» и «электрического» поля в инерциальной системе координат равна нулю. Выполняется равенство нулю для мнимой части «электромагнитного» поля $F_{lk} = \frac{\partial A_l}{\partial z^k} + \frac{\partial A_k}{\partial z^l} + i(\frac{\partial A_l}{\partial z^k} - \frac{\partial A_k}{\partial z^l}), l,k = 0,1,2,3$ см. [12]. Откуда следует $A_k = \frac{\partial \varphi}{2\partial z^k} = \dot{u}_k = (\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, -\frac{V_k}{c\sqrt{1-V^2/c^2}})$, $u_{lm} = \frac{\partial u_l}{\partial z^m} + \frac{\partial u_m}{\partial z^l}$. и значит тензор скоростного «электромагнитного» поля равен $F_{lk} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^l \partial z^k} = c_l c_k \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^l \partial y^k}, \frac{1}{c_0} = \sqrt{\sum_{l=1}^{3} \frac{1}{c_l^2}}$.

Преобразования Лоренца для упругой деформации твердого тела запишутся в виде

$$dz^1 = \frac{dz'^1 + Udt'}{\sqrt{1-U^2/c^2}}; dt = \frac{dt' + \frac{U}{c^2} dz'^1}{\sqrt{1-U^2/c^2}}, z^2 = z'^2, z^3 = z'^3$$

Где имеем $1/c^2 = \sum_{k=1}^{3} 1/c_k^2, dz^k = cdy^k / c_k$.

Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в случае отсутствия токов, имеют вид

$$g^{pi}\frac{\partial F_{ik}}{\partial z^p} = 0.$$

С учетом тензора скорости имеем

$$[\frac{\partial^2}{\partial (z^0)^2} - \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial (z^l)^2}]\dot{u}_k = 0; [\frac{\partial^2}{\partial (z^0)^2} - \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial (z^l)^2}]\varphi = 0 \quad .$$

$$\dot{u}_k = A_k = \frac{\partial \varphi}{2\partial z^k}$$

Представим $\dot{u}_0 = \frac{dz_0}{ds}$, так как $\frac{\partial}{\partial z^k}\frac{dz_0}{ds} = g_{kl}\frac{\partial}{\partial z_l}\frac{dz_0}{ds} = g_{kl}\frac{d\delta_{l0}}{ds} = 0, l = 0,...,3$ и, следовательно, величина u_0 удовлетворяет волновому уравнению.

Рассмотрим другую задачу, построение изотропного пространства в случае кристаллического тела. Уравнение движения для упругих волн в кристаллах имеют вид см. [13]

$$\rho \ddot{u}_i = \lambda_{ikl}^m \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_k \partial x_l}.$$

Приведем оператор дифференцирования по координате к диагональному виду

$$\lambda_{ikl}^m p^k p^l = \Lambda_{i\alpha}^m Q_\alpha^2 c_\alpha^2, p^k = \frac{\partial}{\partial x_k}$$

$$(\lambda_{ikl}^m - \delta_{kl}\Lambda_{i\alpha}^m) g_\alpha^l = 0; p^l = \sum_{\alpha=1}^{3} g_\alpha^l c_\alpha \quad .$$

$$| \lambda_{ikl}^m - \delta_{kl}\Lambda_{i\alpha}^m | = 0; c_\alpha = \sum_{k=1}^{3} (g_{\alpha k})^{-1} p^k = \frac{\partial}{\partial y_\alpha}$$

Получается, что величины координат растянута и повернута в отношении

$$\sum_{k=1}^{3} (g_{\alpha k})^{-1} \frac{\partial}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial y_\alpha}.$$

Подставляет в это уравнение значение y_β, получаем

$$\sum_{k=1}^{3} (g_{\alpha k})^{-1} \frac{\partial y_\beta}{\partial x_k} = \frac{\partial y_\beta}{\partial y_\alpha} = \delta_\beta^\alpha; y_\beta = g_\beta^k x_k + y_\beta^0.$$

Волновое уравнение запишется в виде

$$\rho \ddot{u}_i = \sum_{\alpha=1}^{3} \Lambda_{i\alpha}^m (g_\alpha^l)^2 \frac{\partial^2 u_m}{\partial y_\alpha^2}.$$

Для каждого α приведем правую часть к диагональному виду, используя уравнение

$$\begin{gathered} (C_{m\gamma}^n - \delta_i^m K_{\beta\gamma}) G_{m\beta\gamma} = 0 \\ | C_{m\gamma}^n - \delta_i^m K_{\beta\gamma} | = 0 \\ C_{m\gamma}^n = \Lambda_{i\gamma}^m (g_\gamma^l)^2 / \rho \end{gathered}.$$

Тогда получится три уравнения с 9 разными скоростями

$$\ddot{u}_{\beta\gamma} = \sum_{\alpha=1}^{3} (G_{\beta\gamma}^m)^{-1} C_{m\gamma}^n G_{n\beta\gamma} \delta_{\gamma\alpha} \frac{\partial^2 u_{\beta\gamma}}{\partial y_\alpha^2};$$

Произвольную функцию в определении собственного вектора определим $u_{\beta\gamma} = u_\beta$ общей для всех индексов γ.

$$\ddot{u}_\beta = \sum_{\alpha=1}^{3} K_{\beta\alpha} \frac{\partial^2 u_\beta}{\partial y_\alpha^2}; u_\beta = u_\beta(y_0, y_1, y_2, y_3).$$

Это уравнение приводится к виду

$$\ddot{u}_\beta = \frac{1}{\sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}}} \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{\partial^2 u_\beta}{\partial z_{\beta\alpha}^2}, z_{\beta\alpha} = y_{\beta\alpha} \sqrt{\frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}}};.$$

Получаем метрический интервал, общий для трех уравнений

$$ds^2 = c_0^2 dt^2 - \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} (dz^{\beta\alpha})^2 = ds^2 = c_0^2 dt^2 - \sum_{\alpha=1}^{3} (dz^\alpha)^2 =$$

$$= c_0^2 dt^2 - \sum_{\alpha=1}^{3} (dy^\alpha)^2 \sum_{\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}},$$

$$\frac{1}{c_0^2} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}}; dz^\alpha = dy^\alpha \sqrt{\sum_{\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}}}$$

$$(e_\alpha, f_\beta) = \sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} / [\sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\gamma}}})^2} \sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\gamma\alpha}}})^2}]$$

Имеется две ортогональные системы координат, образованные тензором $1/K_{\beta\alpha}$ с индексами α, β. Образованы два направления, описываемые этим тензором. При фиксированном одном из индексов, другой индекс, определяет вектор, направление которого определяется однозначно $e_\alpha = \sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} / \sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\beta=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\gamma}}})^2}; (e_\alpha, e_\alpha) = 1$. При фиксированном другом индексе, получается направление $f_\beta = \sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\beta\alpha}}} / \sqrt{\sum_{\gamma=1}^{3} (\sum_{\alpha=1}^{3} \frac{1}{\sqrt{K_{\gamma\alpha}}})^2}; (f_\beta, f_\beta) = 1$.

Для установления соответствия между двумя направлениями надо их умножить на квадрат скалярного произведения $(e_\alpha, f_\beta)^2$. При $K_{\beta\alpha}$ не зависящем от индекса α получим сумму $\sum_{\alpha,\beta=1}^{3}\frac{(e_\alpha,f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}}=\sum_{\beta=1}^{3}1/K_{\beta\alpha},\sum_{\alpha=1}^{3}(e_\alpha,f_\beta)^2=1$ и зависимость от направления исчезает.

Значение тензора $1/K_{\beta\alpha}$ однозначно определяет фазовую скорости. Для растянутых или сжатых координат справедлив метрический интервал Минковского, значит и преобразование Лоренца. Можно повторить рассуждения, приведенные для изотропного тела, но в этом нет необходимости, рассуждения совершенно аналогичны.

Уравнение определяющее модуль скорости звука в изотропном пространстве в данном случае определяется однозначно. Но при поверхностном рассмотрении оно определяется из уравнения

$$
\begin{gathered}
|\lambda_{iklm}k_k k_l-\rho\omega^2\delta_{im}|=0\\
|\lambda_{iklm}e_k e_l/c_0^2-\rho\delta_{im}|=0
\end{gathered}
$$

Получается. что модуль скорости c_0^2 зависит от направления единичных векторов e_l и определяется не однозначно. Это связано с тем, что пространство анизотропно. В предлагаемом решении происходит поворот и растяжение вдоль определенных направлений, и задача сводится к изотропному пространству и решается однозначно.

Совершенно аналогично получим уравнение

$$
\begin{gathered}
[\frac{\partial^2}{\partial(z^0)^2}-\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2}{\partial(z^l)^2}]\dot{u}_k=0;[\frac{\partial^2}{\partial(z^0)^2}-\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2}{\partial(z^l)^2}]\varphi=0\\
\dot{u}_k=A_k=\frac{\partial\varphi}{2\partial z^k}
\end{gathered}
\quad . \quad (3.4.1)
$$

Решая эту задачу в сферической системе координат, и зная тензор λ_{iklm} и значит знаем преобразование от декартовых координат x_k к изотропным координатам z_α , получим

$$z_\alpha - z_\alpha^0 = \sqrt{\sum_{\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha} \sum_{\gamma,\delta=1}^{3} \frac{(e_\gamma, f_\delta)^2}{K_{\delta\gamma}}} g_\alpha^k x_k}; \frac{1}{c_0^2} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \frac{(e_\alpha, f_\beta)^2}{K_{\beta\alpha}} \qquad (3.4.2)$$

Имеем решение задачи (1) $\varphi = \varphi(z^0,...,z^3)$, подставляя зависимость (3.4.2) получим $\varphi = \varphi(x_0,...,x_3)$. Зная решение для потенциала, можно определить скорость распространения волн в анизотропном теле.

3.5 Собственное время в любой системе отсчета одинаково

Для доказательства постоянства собственного времени в разных системах координат проведем мысленный эксперимент см. [11] стр.21. Рассмотрим Адама и Еву совершающие вращение по круговым орбитам в противоположные стороны в одной плоскости. Тогда метрический интервал равен

$$ds^2 = c^2dt^2 - dr^2 - r^2d\varphi^2 - dz^2.$$

В момент встречи они синхронизируют часы. При следующей встречи Адам считает, что его часы уйдут вперед, а Ева считает, что ее часы уйдут вперед. Но как показывает подсчет, собственное время Адама и Евы неизменно. Покажем это. Траектория Адама $r_A = r_0, z = 0, \varphi_A = \omega t$. Траектория Евы $r_E = r_0, z = 0, \varphi_E = -\omega t$. Собственное время их одинаково

$$d\tau_A^2 = d\tau_E^2 = c^2dt^2 - r_0^2\omega^2dt^2 = c^2(1 - r_0^2\omega^2/c^2)dt^2.$$

Собственное время Адама и Евы осталось одинаковым, а время в двигающейся системе отсчета увеличилось относительно неподвижных Адама и Евы. Измерение времени и расстояния с помощью звуковых и электромагнитных волн потеряло свой смысл в круговых орбитах. Но совпадение собственного времени для по-разному двигающихся объектов осталось, как свойство, описываемое формулами, которые справедливы.

В книге [11] произведен подсчет собственного времени в неинерциальной системе координат, неподвижного Адама, и оно совпало с собственным временем двигающейся Евы. И наоборот, при неподвижной Еве ее собственное время совпало с собственным временем двигающегося Адама. Приведем выкладки из [11]. Осуществим преобразование координат, перейдя в не инерциальную систему координат

$$\begin{aligned} &\varphi \to \varphi' = \varphi - \omega t \\ &t \to t' = t \\ &r \to r' = r \\ &z \to z' = z \end{aligned}.$$

Метрический интервал в штрихованной системе координат, равен (штрихи опускаем)

$$ds^2 = c^2(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2})dt^2 - \frac{2\omega r^2}{c} d\varphi c dt - dr^2 - r^2 d\varphi^2 - dz^2.$$

Траектория неподвижного Адама $r_A = r_0, z = 0, \varphi_A = 0$. Двигающаяся Ева имеет траекторию $r_E = r_0, z_E = 0, \varphi_E = -2\omega t$. Собственное время Адама и Евы, равно

$$d\tau_A^2 = c^2(1 - r_0^2\omega^2 / c^2)dt^2.$$

$$d\tau_E^2 = c^2(1 - r_0^2\omega^2 / c^2)dt^2 + \frac{4\omega^2 r_0^2}{c^2} c^2 dt^2 - \frac{4\omega^2 r_0^2}{c^2} c^2 dt^2 = c^2(1 - r_0^2\omega^2 / c^2)dt^2.$$

собственное время неподвижного и ускоренно двигающегося объекта совпало, а в штрихованной двигающейся системе координат время ускорилось.

Рассмотрим случай, когда собственное время не сохраняется. Допустим Адам вращается со скоростью ω при радиусе $r = r_0$, а Ева со скоростью $\omega/2$ при радиусе $r = 4r_0$. Причем Адам и Ева вращаются вокруг разных центров, и их окружности касаются. Тогда собственное время Адама равно $d\tau_A^2 = c^2(1 - r_0^2\omega^2 / c^2)dt^2$, а собственное время Евы равно

$d\tau_A^2 = c^2(1-4r_0^2\omega^2/c^2)dt^2$. Когда они встречаются, собственное время у них разное. Но реализация такого движения с помощью ОТО невозможна, так как никакое гравитационное поле не может обеспечить такое движение. Возможно обеспечение такого движения в рамках СТО. Но имеется одна сложность. Формула для собственного времени в рамках СТО

$$\tau_A = c\int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1-V^2/c^2}dt \qquad (3.5.1)$$

Эта формула определяет одно собственное время τ_A при множестве увеличивающихся времен в двигающейся системе отсчета.

Изменение времени в разных системах координат можно толковать как замедление в одной системе координат, или как ускорение в другой. Все зависит от того, какое время рассматривать неизменным. Собственное время, время неподвижного в данной системе координат наблюдателя является неизменным, так как оно определяется в единственной системе координат, в которой тело неподвижно. В любой другой системе координат время $t_2 - t_1$ в формуле (3.5.1) переменно. Физический смысл имеет собственное биологическое время, а не измеренное по часам, с помощью световых и звуковых волн. По часам с помощью звуковых и световых волн время действительно сократится в зависимости от массы тела или частицы. Изменение времени в микромире определяется с помощью электромагнитной волны, откуда и его изменение. Имеем связь $d\tau = \sqrt{1-V^2/c_s^2}dt$, где τ соответствует времени в системе координат, где часы неподвижны. Это собственное, биологическое время. Время в движущейся системе координат будет неизменно, где скорость тела равна нулю в собственной системе координат. Но биологическое, собственное время τ соответствует времени системы координат, в котором наблюдатель неподвижен, а не ускоренному времени, измеренному с помощью скорости возмущения. В движущейся системе координат биологическое собственное время неизменно для неподвижного в этой системе координат наблюдателя. Единственное отличие улетающего близнеца от близнеца в инерциальной системе координат это разная реакция опоры при ускорении. Но это никак не связано с приобретенной скоростью течения времени. Просто биологическое время жизни, например, летчиков в связи с ухудшением состояния здоровья уменьшается в связи с перегрузками. Собственное время, в любой системе координат неизменно и не зависит от реакции опоры. Действие заведенной пружины часов не зависит от реакции опоры часов, а определяется упругостью пружины. Правда если ударить по часам, т.е. создать большую реакцию опоры, то они могут сломаться, но это не изменит ход времени и в инерциальной системе координат. Удар по часам аналогичен действию перегрузки на летчиков.

Ускорится интервал времени в движущейся системе координат, измеренный с помощью звуковой волны, так как собственное время неизменно. Увеличится и размер тела, измеренный с помощью звуковой волны в движущейся системе координат, при неизменном собственном размере тела, измеренном при неподвижном теле. Происходит подмен понятий. Имеется система штрихованных координат, где объект неподвижен. Она связана с не штрихованной системой координат преобразованием Галилея и Лоренца. Запишем преобразование Галилея и Лоренца.

$$x = x' + Vt', y = y', z = z'.t = t'$$

$$x = (x' + Vt')\gamma, y = y', z = z'.t = (t' + \frac{V}{c^2}x')\gamma, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}.$$

В этой системе координат штрихованный объект неподвижен, а не штрихованный движется. Согласно преобразованию Лоренца, имеется связь

$$\Delta x = \frac{\Delta x'}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}.$$

Далее идут противоречия с книгой [5]. В ней называется покоящимся объектом не штрихованный, хотя он движется со скоростью V согласно преобразованию Галилея и Лоренца. А дальше идет путаница понятий, какой объект считать неподвижным, тот и размер не меняется. В [5] считается, что неподвижен не штрихованный объект, и поэтому он имеет максимальную длину в разных инерциальных системах координат, а размер штрихованный сокращается, а на самом деле неподвижен штрихованный объект и имеет минимальную длину в разных инерциальных системах координат, а не штрихованный имеет большую длину. Вопрос в том, какой объект считать неподвижным и, следовательно, имеет экстремальный размер. Согласно преобразованию Галилея и Лоренца, неподвижен штрихованный объект, а не штрихованный движется со скоростью V. Время жизни в двигающейся системе отсчета увеличится по сравнению с собственной системой отсчета, значит темп жизни и частота уменьшится см. главу 2. Это соответствует времени жизни элементарных частиц, которое у движущейся частицы больше чем у неподвижной.

Старение организма обусловлено двумя фактами, прошедшим временем и частотой, с которой произошло старение плюс примешиваются пространственные координаты. Фактор $\omega dt - k_l dx_l$ является инвариантом в инерциальных системах координат, и определяет старение организма. Этот фактор одинаков в разных системах отсчета, значит, старение не зависит от того, с какой скоростью движется объект. Но при постоянном нулевом значении этого инварианта в случае описания фазовых волн, время жизни определяется расстоянием перемещения и значит скоростью движения. Необходимо использовать для вычисления этого инварианта движение крови в сосудах, пока есть движение крови, живет человек. При скорости крови, равной нулю, для звуковых волн, частота пульсаций нулевая, и значит сердце остановилось. В ОТО есть аналогичный инвариант $g_{nl} dk^l dx^n = dk_n dx^n$.

Сохранение этого инварианта означает, что старение организма не зависит от системы отсчета.

Но определенный с помощью электромагнитной волны размеры не изменятся, т.е. видеть мы будем те же размеры, так как зрение наше электромагнитное, а скорость звука мала, по сравнению со скоростью света. Значит, собственное истинное время течет в разных двигающихся системах координат одинаково, но измеренное с помощью возмущений, звуковых или световых, время в двигающейся системе координат увеличится. Но собственное время останется неизменным. Вернувшийся путешественник, близнец, по собственному времени проживет одинаковый интервал с неподвижным близнецом. Только по световым и звуковым часам он проживет большее время, а собственное время одинаково. По звуковым часам время тоже ускорится в движущейся системе координат, а собственное время останется неизменным.

Время в движущейся системе координат течет по часам, неподвижным в этой системе координат. Поэтому вернувшийся близнец, будет все время жить по собственному времени, и, значит, вернется без изменения интервала времени к своему неподвижному в начальной системе отсчета близнецу.

Физический смысл имеет собственное биологическое время, а не измеренное по часам, с помощью световых и звуковых волн. По часам с помощью звуковых и световых волн время действительно увеличится в зависимости от массы тела или частицы. При скорости тела больше скорости звука, понятия измеренных со скоростью звука длины и времени нуждается в уточнении.

Остается в силе изменение времени в разных инерциальных системах координат. Так элементарная частица по собственному времени проживет условно говоря, 1 секунду, а в лабораторной системе координат 10 секунд, относительно измерения времени неподвижным наблюдателем с помощью электромагнитных волн, если вернуться в систему центра инерции, то частица проживет 1 секунду. Но возврата в систему центра инерции нет, частица распадется в лабораторной системе отсчета, но по собственному времени, где она неподвижна, проживет 1 секунду. Нужно пересчитать время лабораторной системы отсчета, измеренное с помощью электромагнитных волн неподвижным наблюдателем, во время собственной системы отсчета частицы, то получится время одна секунда. Это и есть биологическое время существования частицы. В данном эксперименте время 10 секунд получено с помощью пройденного расстояния со скоростью света, т.е. с использованием электромагнитного измерения.

Аналогичная ситуация с сигналами GPS. Интервал времени, измеренный в лабораторной системе отсчета с помощью световых волн, в соответствии с преобразованием Лоренца будет больше, чем пройдет времени по собственным часам. Но величина измеренного времени больше в лабораторной системе отсчета, чем в собственной системе отсчета. На спутнике компенсируется сила тяжести, за счет центробежной силы и время измеренное часами спутника имеет увеличение только за счет скорости. Но земля живет по времени лабораторной системы отсчета, связанной с притяжением и вращением земли, поэтому время GPS корректируют, чтобы время спутника совпадало с временем земли. Необходимо, чтобы время, измеренное с помощью электромагнитных волн GPS, совпало с Земным. О собственном времени, одинаковом для спутника и земли не думают, добиваются совпадения времени Земли и спутника, которое отличается в разных точках Земли. Правильнее было бы перейти к собственному времени Земли и спутника, которое неизменно и учитывать поправки времени на разную скорость вращения Земли.

При этом атомные часы построены с помощью электромагнитных волн и измеряя по ним получим запаздывание времени в двигающейся системе отсчета. Их показания надо пересчитывать с помощью преобразования времени по Лоренцу в собственную систему отсчета. Получается, что эффект неизменности времени в собственной системе отсчета невозможно измерить с помощью существующих часов. Только эксперименты с временем жизни организма, не основанного на электромагнитных волнах может дать результат.

Разрешится и парадокс Белла. Две неподвижные ракеты соединены туго натянутым тросом. Они начинают двигаться с одинаковым ускорением и достигают большой скорости. Расстояние между ракетами сократится в соответствии с преобразованием Лоренца и канат разорвется. Но с другой стороны в сопутствующей системе координат канат не изменит свою длину и не разорвется. Специальная теория относительности не может разрешить этот парадокс. Предлагаемая интерпретация легко его разрешает, в правильной сопутствующей системе координат размер каната не изменится. А в двигающейся системе отсчета надо пересчитывать в сопутствующую систему отсчета, для определения истинных размеров. В двигающейся системе отсчета, измерения с помощью электромагнитных волн привели к сокращению длины. Но эти измерения надо пересчитывать в сопутствующую собственную систему отсчета.

При движении со сверхзвуковой скоростью время, измеренное по звуковым волнам, теряет свой смысл. И это не нарушение причинно-следственной связи, просто измерение времени с помощью звуковых волн в этом случае невозможно. Скорость ударной волны больше скорости звука. Подкоренное значение знаменателя изменит свой знак, и будет равно $\sqrt{V^2/c_s^2-1}$. Метрический интервал станет мнимым, и ударная волна распространяется со скоростью больше скорости звука. Интервал становится пространственно-подобным. Для сверхзвуковой скорости движения звуковое воздействие в разных системах отсчета может быть, как раньше, так и позже события чем в системе отсчета с бесконечной скоростью. Но так как бесконечная скорость не допустима, причинность будет сохраняться в области с непрерывной скоростью. Только события, двигающиеся со сверхзвуковой скоростью, будут опережать события со скоростью звука, т.е. звуковое воздействие будет запаздывать по сравнению со сверхзвуковым.

Аналогичная ситуация с собственным временем в ОТО. Если время в поле гравитации течет не одинаково в лабораторной системе координат, то собственно время в поле гравитации и вне его течет одинаково. Собственное время является биологическим временем жизни системы. Собственное время в ОТО определяется следующим образом. С помощью локального преобразования уничтожаем гравитационное поле, локально система будет удовлетворять преобразованию Лоренца. Собственное время τ определится по формуле $c\tau = \int_0^t c\sqrt{1-V^2/c_s^2}dt = \int_0^t \sqrt{g_{lk}V^lV^k}dt = \int_0^t \sqrt{V_kV^k}dt$. Это истинное, биологическое время по которому живут объекты с не электромагнитной природой. Измерение объектов с электромагнитной природой дает не правильное значение времени и координат, которое надо пересчитывать в истинное время. Причем объекты с электромагнитной природой живут согласно сокращению времени согласно официальной точке зрения. Вопрос по какому времени живут живые организмы? Это одновременно и гидродинамическая и электромагнитная система. Причем гидродинамические объекты удовлетворяют преобразованию Лоренца с фазовой скоростью звука. Если гидродинамический объект, подчиняющийся преобразованию Лоренца с фазовой скоростью звука, движется, то он больше живет по звуковым часам. Если неподвижен, то время его жизни сокращается. Подвижность организма связана с действием силы тяжести. Если бы силы тяжести не было, то организм находился в собственной системе отсчета и меньше жил. Так как скорость объекта мала, то электромагнитные свойства не влияют на продолжительность жизни. Но также как время жизни элементарной частицы удлиняется в движущейся системе отсчета, удлиняется и время жизни за счет релятивистского эффекта с фазовой скоростью звука. Причем собственное время жизни $d\tau$ и время релятивистское dt отличается на множитель $\frac{d\tau}{\sqrt{1-V^2/c_s^2}} = dt$, где V скорость тела относительно неподвижной на бесконечности среды, которая является абсолютной системой отсчета нелинейной среды см. главу 2. Космонавт на орбите по гидродинамическим свойствам находится в собственной системе отсчета так как силы гравитации компенсируются центробежным ускорением, поэтому необходимы упражнения для поддержания жизни (на орбите мышцы атрофируются и при длительном таком состоянии наступает смерть по мере истечения собственного времени) и перехода к релятивистской, не собственной со скоростью звука и с реакцией опоры системе отсчета. Собственное время жизни человека ограниченно, а движение его увеличивает, так как человек гидродинамическая система. Но если пересчитать в собственную систему отсчета, то получим истинное биологическое время жизни. Таким образом получается, что двигающийся организм больше живет. Но это эффект измерения с помощью электромагнитных и звуковых волн. инвариантом является величина $dk_n dx^n$, которая соответствует измерению в собственной системе координат. Собственное время жизни определяется временем жизни с скомпенсированной силой тяжести с минимумом движения.

Продолжительность жизни в собственной системе отсчета, отличается от продолжительности жизни в двигающейся системе отсчета. Но массивные тела не подчиняются преобразованию Лоренца. Организм — это гидродинамическая система, поэтому для него можно использовать преобразование Лоренца со скоростью звука. Для массивных тел не живой природы преобразование Лоренца со скоростью звука не справедливо. Вычислим связь между продолжительностью жизни в собственной системе отсчета и в двигающейся в случае преобразования Лоренца для звуковых волн

$$\frac{\tau}{\sqrt{1-V^2/c_s^2}} = t \,.$$

Двигающийся организм проживет больше времени t, чем неподвижный τ. Темп жизни и частота у двигающегося объекта уменьшатся. Средняя скорость движения организма $V = 1m/s$. Поправка к времени жизни

$$\tau(1+V^2/2c_s^2)=\tau(1+4.6\cdot\cdot10^{-6})=t\ .$$

При продолжительности жизни 60 лет продолжительность жизни за счет релятивистского эффекта удлинится на 2.85 часа при измерении с помощью звуковых волн. Собственное время жизни останется неизменным и равным 60 лет. Скорость вирусов в живом организме $10^{-7}\,m/s$.

Глава 4. Общее описание звуковой и ударной волны

Звуковая волна распространяясь, возбуждает множество степеней свободы. От количества степеней свободы зависит скорость частиц в звуковой волне, и, следовательно, давление на фронте звуковой волны. Чем выше частота звуковой волны, тем меньше скорость частиц в звуковой волне. Роль амплитуды звуковой волны выполняет охваченная масса. Устраняется противоречие между ударной волной слабой интенсивности и звуковой волной. Вычислена граница между системами типа ударной волны и звуковой волны. Получены решения систем с постоянной частотой. Зная спектр частот, можно решить задачу о взрыве, выстреле, или ударе, интегрируя произведение спектральной функции на решение для одной частоты. Это можно сделать как для дозвукового течения, так и для сверхзвукового.

Имеем метрический интервал ударной волны. Из фазовой скорости звуковой волны определяем коэффициент, связывающий фазовую скорость и скорость частиц ударной волны. При неподвижном фронте ударной волны наблюдаются такие значения критической скорости. При переходе фронта ударной волны метрический интервал рвется, меняются все параметры. Рассмотрим метрический интервал звуковой волны при неподвижном фронте звуковой волны

$$ds^2 = c_F^2 dt^2 - u_1^2 dt^2 = (\alpha^2 - 1)u_1^2 dt^2, \alpha > 1.$$

Значение фазовой скорости для звуковой волны определяется по формуле $c_{F1} = c_s - \frac{\gamma - 1}{2} V \exp(\omega t); c_{F2} = c_s + \frac{\gamma - 1}{2} V \exp(\omega t)$ см. [1]. Эта линейная поправка к фазовой скорости и соответствует фазовой скорости среды, которая единственная.

$$c_F^2 = c_{Fl} c_{Fl}^* = \int_0^T [c_s \pm \frac{\gamma - 1}{2} V \exp(\omega t)][c_s \pm \frac{\gamma - 1}{2} V \exp(-\omega t)] \frac{dt}{T} =$$
$$= c_s^2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{4} V^2 \pm c_s V (\gamma - 1) \frac{(\cos \omega T - 1)}{T}$$

Происходит ускорение и замедление скорости звуковой волны, такое же изменение фазового фронта в эффекте Вавилова-Черенкова. В результате устанавливается фазовая скорость $c_F = \sqrt{c_s^2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{4} V^2}$ т.е. данный эффект имеет второй порядка малости по скорости среды. В разделах 3.3, 3.4 вычислена квадратичная по скорости поправка к значению фазовой скорости. Сделаем предположение $c_{Fl} = \alpha u_l = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}} u_l; l = 1,2$. Оно оправдывается соотношением $u_1 u_2 \frac{\gamma + 1}{2} = c_{F1} c_{F2} = c_*^2 \frac{\gamma + 1}{2} = c_s^2$, где использовано соотношение $c_* = c_s \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}$.

Справедливы следующие соотношения.

$$\begin{gathered} u_1 = c_{F1} - V = c_{F2} \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}} \to c_F \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}, u_2 = c_{F2} \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}} \to c_F \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}; \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \\ V = c_{F1} (1 - \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}), c_{F1} = c_{F2} \to c_s = c_*, \gamma \to 1 \end{gathered} \quad . \qquad (4.1)$$

Из этих соотношений определяется фазовая скорость ударной волны, по свойствам звуковой волны и свойствам критической скорости c_* см. [1] Скорость частиц V в звуковой волне зависит от отношения теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме. Это отношение определяется количеством степеней свободы.

В единице объема, содержащем N частиц имеется 3N степеней свободы. Их них 3 поступательных и 3 вращательных единицы движения объема как единого целого, остается 3N-6 колебательных степеней свободы. Идеальный газ описывается максимум 9 степенями свободы, как не взаимодействующая между частицами система. Но при распространении колеблющихся звуковых волн резонансно возбуждаются дополнительные степени свободы. В звуковой волне возбуждаются количество степеней свободы N, где используется масса, амплитуда и частота звуковой волны

Количество степеней свободы ударной волны определяется по формуле

$$N = \frac{m}{\mu}\frac{E}{RT/2} + l = \frac{2m^2 \nu\omega}{\mu RT} + l = (\frac{2m^2\nu\omega}{\mu^2 c_s^2} + \frac{l}{\gamma^2})\gamma^2 .$$

Отношение теплоемкостей определяется по формуле

$$\gamma = \frac{N+2}{N} .$$

Откуда получаем кубическое уравнение по определению отношения теплоемкостей

$$\begin{aligned} &\gamma^3 - \gamma^2 + \gamma\frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega} - \frac{(l+2)\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega} = 0, \gamma = \delta + 1/3 \\ &\delta^3 - \delta(1/3 - \frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega}) - 2/27 - \frac{(2l/3+2)\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega} = 0 \end{aligned} . \qquad (4.2)$$

При частоте, равной нулю, получаем $\gamma = \frac{l+2}{l}$, т.е. формулу для идеального газа.

Фазовая скорость определится по формуле $c_{F1} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}u_1$, $c_{F2} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}u_2$. Имеем связь с фазовыми скоростями и критической скоростью, фазовыми скоростями в двигающихся средах и фазовой скоростью в неподвижной среде

$$c_{F1}c_{F2}=\frac{\gamma+1}{2}c_*^2=c_s^2. \qquad (4.3)$$

Эта формула аналогична формуле в волноводе $c_F c_G = c^2/\varepsilon\mu$.

Произведение фазовой скорости на групповую в волноводе равно фазовой скорости при неподвижной среде. Групповая скорость меньше фазовой скорости. В случае ударной волны дозвуковая скорость соответствует групповой скорости, а сверхзвуковая скорость фазовой скорости. В случае звуковой волны групповая и фазовая скорость совпадают с фазовой скоростью в неподвижной среде.

Но эти фазовые скорости в гидродинамике не обязательно существуют только в случае ударной волны. Достаточно чтобы частота звуковой волны меньше критической ($\omega<\omega_{cr}$ см. далее по тексту), и образуется ударная волна или система с двумя фазовыми скоростями. Определятся две разные фазовые скорости, удовлетворяющие граничным условиям. Одну с большой фазовой скоростью, а другую с малой фазовой скоростью, т.е. малой групповой скоростью. Также существуют два значения параметров, давления, плотности и температуры, определяемые при разных фазовых скоростях.

Формула для ударной волны большой интенсивности $\frac{p_2}{p_1}\to\infty$,

$$\begin{gathered}\sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}c_{F1}=v_1=\sqrt{(\gamma+1)\frac{p_2V_1}{2}}=\sqrt{\frac{p_2V_2(\gamma+1)^2}{2(\gamma-1)}}\\ \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}c_{F2}=v_2=\sqrt{\frac{(\gamma-1)^2}{\gamma+1}\frac{p_2V_1}{2}}=\sqrt{\frac{p_2V_2(\gamma-1)}{2}} \qquad (4.4)\\ v_1v_2=\frac{p_2V_2(\gamma+1)^2}{2}\end{gathered}$$

См. формулы (89.10), (89.11) из [1]. При условии получим соотношение между скоростями $\gamma=\frac{l+2}{l}\to 1, \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}c_{F1}=v_1\to\sqrt{p_2V_1/2}, \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}c_{F2}=\sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}c_g=v_2\to 0$. Тогда одна фазовая скорость будет большая, а другая фазовая или групповая скорость малая.

Определим величину γ двумя способами $c_s = \sqrt{c_{F1}c_{F2}} \to \sqrt{\dfrac{p_2 V_2(\gamma+1)^2}{2}} = 0.0091 cm/s$

$c_{F1} = 4288 cm/s, c_{F2} = c_g = 1.93 \cdot 10^{-8} cm/s$. Вычислено два разных значения $\gamma_1 = 1 + 4.94 \cdot 10^{-10} = \exp(\gamma_0 + \alpha \dfrac{p_1}{p_2})$, $\gamma_0 = (\ln\gamma_1 + \ln\gamma_2)/2$, $\gamma_2 = 1 + 4.09 \cdot 10^{-14} = \exp(\gamma_0 - \alpha \dfrac{p_1}{p_2})$.

Т.е. это должна быть взаимодействующая между собой система с большим числом степеней свободы $l_1 = 5 \cdot 10^9, l_2 = 5 \cdot 10^{13}$. Одна система не может иметь разное число степеней свободы, значит либо процесс не политропный, либо имеется ошибка в вычислениях. Найдем среднее приращение величины $(\ln\gamma_1 - \ln\gamma_2)/2 = [\ln(1 + 4.94 \cdot 10^{-10}) - \ln(1 + 4.09 \cdot 10^{-14})]/2 = \alpha p_1/p_2 = 2.47 \cdot 10^{-10}$. и величина $\gamma_0 = \ln\gamma_2 + \alpha p_1/p_2 = \ln\gamma_1 - \alpha p_1/p_2, l = 2/(\exp\gamma_0 - 1) = 10^{10}$. В результате вычислены новые значения константы γ_0 при старых значениях констант $\gamma_1 = \exp(\gamma_0 + \alpha p_1/p_2), \gamma_2 = \exp(\gamma_0 - \alpha p_1/p_2)$ за счет учета перепада давления в формуле (4.4). Кроме того вычислено одно значение количества степеней свободы.

Получаем уравнение

$$\begin{aligned}
&\gamma = \delta + 1/3 \\
&\delta^3 - \delta(1/3 - \frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2 v\omega}) - 2/27 - \frac{(2l/3+2)\mu^2 c_s^2}{2m^2 v\omega} = 0. \\
&\delta^3 + p\delta + q = 0
\end{aligned}$$

Получение решений взято из [14]. Рассмотрим случай $\dfrac{q^2}{4} + \dfrac{p^3}{27} < 0, p < 0$. Рассмотрим произвольные частоты. Для выполнения этих условий необходимо

$$[\frac{1}{27}+\frac{(l/3+1)\mu^2c_s^2}{m^2\nu\omega}]^2<\frac{1}{27}(\frac{1}{3}-\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega})^3$$

$$\frac{1}{27^2}+\frac{(l/3+1)\mu^2c_s^2}{m^2\nu\omega}+\frac{(l/3+1)^2}{4}(\frac{(l/3+1)\mu^2c_s^2}{m^2\nu\omega})^2<$$

$$<\frac{1}{27^2}-\frac{1}{27\cdot 9}\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega}+\frac{1}{81}(\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega})^2-(\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega})^3 ,$$

$$[\frac{(l/3+1)}{27}+\frac{l}{27\cdot 9}]\frac{\mu^2c_s^2}{m^2\nu\omega}<[\frac{l^2}{81}-\frac{(l+3)^2}{4\cdot 9}](\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega})^2-(\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega})^3$$

что при любых частотах не выполняется.

Граница между разными формулами кубического уравнения $p=0$, при этом имеем $\gamma_{cr}=\delta_{cr}+1/3=1/3+\sqrt[3]{\frac{2l/3+2}{3l}+\frac{4m^2\nu\omega}{81l\mu^2c_s^2}}$, причем при этих условиях $u_1<c_*,u_2=c_*$. Отсутствию всяких волн соответствует $u_1=u_2=c_*$ При условии $\delta<\delta_{cr},\omega>\omega_{cr}$ наблюдается система типа звуковая волна $u_1<c_*$, при условии $\delta>\delta_{cr},\omega<\omega_{cr}$ наблюдается система типа ударная волна, причем ударная волна образуется при малых частотах. Область $\gamma\in[1/3+\sqrt[3]{\frac{2l/3+2}{3l}+\frac{4m^2\nu\omega}{81l\mu^2c_s^2}},1+2/l]$ является областью ударных волн при условии $u_2>c_*$. При больших частотах эта область не заполнена. При частоте, удовлетворяющей условию $(2/3+2/l)^3-2/9-2/(3l)=\frac{4m^2\nu\omega_{cr}}{81l\mu^2c_s^2}>\frac{4m^2\nu\omega}{81l\mu^2c_s^2}$, начинаются образовываться ударные волны или две разные фазы вещества. Причем как звуковые волны колеблются с амплитудой $V\exp(i\omega t)=(u_1-u_2)\exp(i\omega t)$ на фронте звуковой волны ударные волны в объеме, ограниченном расстоянием ν/c_s от фронта, меняют свою скорость по аналогичному закону. Но частота этих колебаний мала, зато амплитуда значительная, хлопок при прохождении ударной волны мы слышим. Ударная волна из-за большой амплитуды скачка может разбить окна, чего не может сделать звуковая волна.

При скорости тела в неподвижной среде меньше скорости звука работают формулы (4.1), так как ударная волна не образуется. Отношение $\gamma=c_p/c_V$

вычисляется из уравнения (4.2). Как только скорость тела в неподвижной среде превышает скорость звука, начинают работать формулы ударной волны, как для звуковой части, так и для ударной части системы.

Вычислим корни этого уравнения при условии $\frac{q^2}{4}+\frac{p^3}{27}>0, p<0$, т.е. для звуковых волн. При этом справедливо $\frac{q^2}{4}>-\frac{p^3}{27}$. Введем $\sqrt{-\frac{p^3}{27}}=\frac{q}{2}\sin\alpha, \tan\beta=\sqrt[3]{\tan(\alpha/2)}$, причем $\alpha\sim-\pi/2, \beta\sim-\pi/4$ тогда имеем для корней выражения

$$\delta_1=\frac{-2\sqrt{1/9-\frac{l\mu^2c_s^2}{18m^2\nu\omega}}}{\sin 2\beta}, \delta_2=\delta_3^*=\frac{-2\sqrt{1/3}\pm i\cos 2\beta}{\sin 2\beta}\sqrt{1/3-\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega}}\sim 2\sqrt{1/9-\frac{l\mu^2c_s^2}{6m^2\nu\omega}},$$ см. [14], но эти действительные корни отличаются и имеют малую мнимую часть, какой из них реализуется это загадка. Где имеем значение коэффициентов $p=-(1/3-\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega})$, $q=-2/27-\frac{(2l/3+2)\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega}$.

Для ударной волны справедливо $\frac{q^2}{4}>-\frac{p^3}{27}, p>0$. Введем коэффициенты $\sqrt{\frac{p^3}{27}}=\frac{q}{2}\tan\alpha, \tan\beta=\sqrt[3]{\tan(\alpha/2)}$, причем $\alpha\sim-\pi/2, \beta\sim-\pi/4, \omega=0$, тогда имеем для корней выражения см. [14]

$$\begin{gathered}\delta_1=-2\sqrt{p/3}\cot 2\beta, \delta_2=\delta_3^*=\frac{2\sqrt{p/3}\cos 2\beta\pm i\sqrt{p}}{\sin 2\beta}\\ \delta_1=-2\sqrt{\frac{l\mu^2c_s^2}{6m^2\nu\omega}-\frac{1}{9}}\cot 2\beta, \delta_2=\delta_3^*=\frac{2\sqrt{1/3}\cos 2\beta\pm i}{\sin 2\beta}\sqrt{\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega}-\frac{1}{3}}\end{gathered}.$$

При следующем определении коэффициентов $p=\frac{l\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega}-1/3$, $q=-2/27-\frac{(2l/3+2)\mu^2c_s^2}{2m^2\nu\omega}$

Но уравнения при амплитуде волны, равной нулю, т.е. при бесконечно большой охватываемой области, удовлетворяет условию $\frac{q^2}{4}+\frac{p^3}{27}=0$ и уравнение при малой амплитуде, или большой охватываемой массы, имеет кратный корень $\delta = 2/3$, а для отклонения получим уравнение

$$\xi^3 + 2\xi^2 + \xi(1+\frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2 v\omega}) - \frac{\mu^2 c_s^2}{m^2 v\omega} = 0, \gamma = \delta + 1/3 = \xi + 1$$

получаем асимптотику решения этого уравнения при частоте, стремящейся к бесконечности

$$\gamma = 1 + \frac{\mu^2 c_s^2}{m^2 v\omega} / (1 + \frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2 v\omega}). \qquad (4.5)$$

Скорость частиц в звуковой волне определяется по формуле

$$V = c_s(1-\sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}) = c_s(1 - \frac{\sqrt{m^2 v\omega}}{\sqrt{m^2 v\omega + \mu^2 c_s m^2 v\omega / (m^2 v\omega + l\mu^2 c_s^2/2)}}) = \\ = \frac{\mu^2 c_s^3}{2m^2 v\omega} / (1 + \frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2 v\omega})$$.

Получается звуковая волна из соотношения для ударных волн см. [1] формула (89.5)

$$u_1 - u_2 = \frac{\sqrt{2V_1}(p_2 - p_1)}{[(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_2]^{1/2}} = \frac{\sqrt{V_1 p_1}(p_2 - p_1)}{p_2}; V_1 = 1/\rho_1 .$$

При условии $u_1 \sim u_2 = c_s, p_2 \sim p_1, \gamma \sim 1,$ получим $\Delta p = p_2 - p_1 = p(u_1 - u_2)/c_s = \rho c_s(u_1 - u_2) = \rho c_s V$ формулу для звуковой волны из соотношений для ударной волны.

Величина охваченной массы выступает в виде амплитуды звуковой волны. Амплитуда звуковой волны уменьшается с расстоянием как величина $A \sim 1/r$. Если охватываемую массу увеличить, пропорциональную $m \sim r^3 \sim 1/A^3$, амплитуда волны меньше. При постоянной энергии звуковой волны, пропорциональной частоте, чем больше охватываемый объем, тем амплитуда меньше.

Кроме того, имеется два комплексных корня при высоких частотах

$$\frac{2m^2\nu\omega}{(l+2)\mu^2 c_s^2}(1-\frac{1}{\gamma})+\frac{l}{(l+2)\gamma^2}-\frac{1}{\gamma^3}=0$$

$\frac{1}{\gamma}=\frac{l}{2(l+2)}\pm i\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{(l+2)\mu^2 c_s^2}-\frac{l^2}{4(l+2)^2}}$ или вычисляя малый параметр, получим $\gamma=\exp(i\alpha)\sqrt{\frac{(l+2)\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega}},\exp(i\alpha)=\frac{2\sqrt{1/3}\cos 2\beta\pm i}{\sin 2\beta}$. Эти корни определяют комплексную скорость частиц $c_{F1}=\sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}u_1=\sqrt{\frac{1+\exp(i\alpha)\sqrt{\frac{(l+2)\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega}}}{2}}u_1;$. Что определяет малую комплексную скорости частиц при неподвижном фронте ударной волны

$$u_1^2=\frac{c_s^2}{2\gamma}[\gamma-1+(\gamma+1)\frac{p_2}{p_1}]=\exp(i\alpha)\frac{c_s^2}{2}\frac{p_2-p_1}{p_1}\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{(l+2)\mu^2 c_s^2}}$$

$$u_2^2=\frac{c_s^2}{2\gamma}[\gamma-1+(\gamma+1)\frac{p_1}{p_2}]=\exp[i(\alpha-\pi)]\frac{c_s^2}{2}\frac{p_2-p_1}{p_2}\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{(l+2)\mu^2 c_s^2}}$$

$$\frac{c_s^4}{4}\frac{(p_2-p_1)^2}{p_1p_2}\frac{2m^2\nu\omega}{(l+2)\mu^2 c_s^2}\exp[i(2\alpha-\pi)]=a_{\&}^4=4c_s^4;$$

$$\frac{p_2-p_1}{p_1}=\exp[i(\pi-2\alpha)]\sqrt{\frac{8(l+2)\mu^2 c_s^2}{m^2\nu\omega}}=\sqrt{\frac{8(l+2)\mu^2 c_s^2}{m^2\nu\omega}}(\frac{\sin 2\beta}{2i\sqrt{1/3}\cos 2\beta\mp 1})^2$$

Другая ветвь скорости частиц в ударной волне $\nu=\frac{\mu^2 c_s^3}{2m^2\nu\omega}/(1+\frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega})$.

Найдем комплексное решение на низких частотах

$$\gamma^3-\gamma^2+\gamma\frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega}-\frac{(l+2)\mu^2 c_s^2}{2m^2\nu\omega}=0$$

$\gamma = \frac{1}{2} \pm i\sqrt{\frac{l\mu^2 c_s^2}{2m^2 \nu\omega} - \frac{1}{4}}$. Или вычисляя малый параметр, получим $\frac{1}{\gamma} = \exp(i\alpha)\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}, \exp(i\alpha) = \frac{-2\sqrt{1/3} \pm i\cos 2\beta}{\sin 2\beta} i$ Вычислим скорость частиц в ударной волне при неподвижном фронте

$$u_1^2 = \frac{c_s^2}{2\gamma}[\gamma - 1 + (\gamma+1)\frac{p_2}{p_1}] = \frac{c_s^2}{2}[1 + \frac{p_2}{p_1}]$$
$$u_2^2 = \frac{c_s^2}{2\gamma}[\gamma - 1 + (\gamma+1)\frac{p_1}{p_2}] = \frac{c_s^2}{2}[1 + \frac{p_1}{p_2}].$$
$$\frac{c_s^4}{2}\frac{(p_1+p_2)^2}{p_1 p_2} = c_*^4 = c_s^4\frac{4}{(\gamma+1)^2}$$

Получаем

$$\sqrt{\frac{p_1}{p_2}} + \sqrt{\frac{p_2}{p_1}} - \frac{\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}\exp(i\alpha)}{[\mp i + (1+1/l)\exp(i\alpha)\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}]} = 0$$
$$\sqrt{\frac{p_1}{p_2}} = \exp(\pm i\alpha)[\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}/2 \pm \sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2} - \exp(\mp 2i\alpha)}]$$
$$\frac{p_1}{p_2} = \exp(\pm 2i\alpha)[\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}/2 - \sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2} - \exp(\mp 2i\alpha)}]^2.$$
$$\frac{p_2}{p_1} = \exp(\pm 2i\alpha)[\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}/2 - \sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2} - \exp(\mp 2i\alpha)}]^2$$
$$p_1 = -p_2, \omega = 0$$

Скорость частиц в ударной волне определяется по формуле

$$\begin{aligned} u_1^2 &= \frac{c_s^2}{2}(1 + \frac{p_2}{p_1}) = 0 \\ u_2^2 &= \frac{c_s^2}{2}(1 + \frac{p_1}{p_2}) = 0 \end{aligned}.$$

Формулы асимптотические, правильный результат $u_1 u_2 = 0 = c_s^2 \frac{2}{\gamma+1} = 0$ получается при условии $\omega = 0, p_1 = -p_2$ Решение при нулевой частоте определяет нулевую скорость частиц в случае если фронт неподвижен. В случае малой частоты получим малые значения скорости частиц при нулевой скорости фронта.

$$u_1^2 = \frac{c_s^2}{2\gamma}[\gamma - 1 + (\gamma+1)\frac{p_2}{p_1}] = \frac{c_s^2}{2}[1 + \frac{p_2}{p_1} + (\frac{p_2}{p_1} - 1)/\gamma]$$

$$u_2^2 = \frac{c_s^2}{2\gamma}[\gamma - 1 + (\gamma+1)\frac{p_1}{p_2}] = \frac{c_s^2}{2}[1 + \frac{p_1}{p_2} + (\frac{p_1}{p_2} - 1)/\gamma]$$

$$\frac{c_s^4}{2}[1+\lambda+ \quad (\lambda-1)/\gamma][1+\frac{1}{\lambda}+(\frac{1}{\lambda}-1)/\gamma] = c_*^4 = c_s^4\frac{4}{(\gamma+1)^2} \quad .$$

$$[1+\lambda+(\lambda-1)/\gamma][1+\lambda+(1-\lambda)/\gamma] = (1+\lambda)^2 - (1-\lambda)^2/\gamma^2] =$$

$$= (1+\lambda^2)(1-1/\gamma^2) + 2\lambda(1+1/\gamma^2) = \frac{4\lambda}{(\gamma+1)^2}$$

$$\lambda^2(1-1/\gamma^2) + 2\lambda(1+1/\gamma^2 - \frac{2}{(\gamma+1)^2}) + (1-1/\gamma^2) = 0$$

$$\lambda = \frac{-1-1/\gamma^2 + \frac{2}{(\gamma+1)^2} \pm \sqrt{(1+1/\gamma^2 - \frac{2}{(\gamma+1)^2})^2 - (1-1/\gamma^2)^2}}{1-1/\gamma^2}$$

$$\lambda = \frac{p_2}{p_1} = -1 \pm \frac{2\sqrt{2}}{\gamma^{3/2}}$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{p_1}{p_2} = -1 \mp \frac{2\sqrt{2}}{\gamma^{3/2}}$$

Скорость частиц в ударной волне равна

$$u_1 = ic_s\sqrt{\frac{1}{\gamma} \pm \frac{\sqrt{2}}{\gamma^{3/2}}}; u_2 = ic_s\sqrt{\frac{1}{\gamma} \mp \frac{\sqrt{2}}{\gamma^{3/2}}}$$

$$\frac{1}{\gamma} = \exp[\pm i(\alpha - \pi/2)]\sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}} = \sqrt{\frac{2m^2\nu\omega}{l\mu^2 c_s^2}}\frac{\sin 2\beta}{\mp 2i\sqrt{1/3} + \cos 2\beta}$$

Но как описать единичный фронт ударной волны. Для этого необходимо знать частотную зависимость перепада фронта волны, получим переменную скорость частиц волны

$$U_1(t) = \int_0^\infty f_1(\omega)[u_1(\omega) - u_2(\omega)]\exp[i\omega(t+\tau_0)] + f_1(\omega)u_1(\omega)]d\omega$$

$$U_2^*(t) = \int_0^\infty f_2^*(\omega)[u_1(\omega) - u_2(\omega)]\exp[-i\omega(t+\tau_0)] + f_2^*(\omega)u_2(\omega)]d\omega \quad .$$

Скорость $u_l(\omega)$ на промежуточных частотах является действительной, причем спектр должен удовлетворять условию $U_1(t) = U_2^*(t)$ т.е. спектр одной волны произволен, а другой определяется. Но даже если скорость у данной волны действительная, так как частота положительна получается комплексно сопряженная скорость. Условие (3) накладывает ограничение на возможный спектр частот

$$\begin{gathered}\mathrm{Im}\int_0^\infty f_1(\omega)[u_1(\omega) - u_2(\omega)]\exp(i\omega t)d\omega = \\ = \mathrm{Im}\int_0^t F(\tau)[U_1(t-\tau) - U_2(t-\tau)]d\tau = 0 \\ \int_0^t \mathrm{Re}\,F(\tau)\,\mathrm{Im}[U_1(t-\tau) - U_2(t-\tau)]d\tau = -\int_0^t \mathrm{Im}\,F(\tau)\,\mathrm{Re}[U_1(t-\tau) - U_2(t-\tau)]d\tau \\ F(t) = \int_0^\infty f_1(\omega)\exp(i\omega t)d\omega, U_l(t) = \int_0^\infty u_l(\omega)\exp(i\omega t)d\omega\end{gathered} \tag{4.6}$$

Это накладывает условие на действительную и мнимую часть $F(t)$ $\frac{\mathrm{Im}\,F(\tau-\tau_0)}{\mathrm{Re}\,F(\tau-\tau_0)} = -\frac{\mathrm{Im}[U_1(\tau_0) - U_2(\tau_0)]}{\mathrm{Re}[U_1(\tau_0) - U_2(\tau_0)]}$, получается, что величина $F(t)$ должна быть комплексной при условии $\tau_0 \neq 0$. На каждом шаге добавляется нулевая скорость, с самого начала. Это запаздывание в случае ударных волн равно $\tau_0 = 1/\omega_{cr}$, поэтому спектр в случае сверхзвуковой скорости комплексный. В случае дозвукового течения запаздывания нет, так как система считается без учета сверхзвуковой части.

Покажем, что использование комплексного спектра в случае дозвукового течения приведет к действительному спектру. Свертка при учете запаздывания частоты запишется в виде

$$\begin{gathered}\mathrm{Im}\int_0^t F(\tau)[U_1(t-\tau) - U_2(t-\tau)]d\tau\exp(i\omega_{cr}t) = 0 \\ \mathrm{Re}[\exp(i\omega_{cr}t)F(t)]\,\mathrm{Im}[U_1(0) - U_2(0)]d\tau = 0 = -\mathrm{Im}[\exp(i\omega_{cr}t)F(t)]\,\mathrm{Re}[U_1(0) - U_2(0)]. \\ \cos(\omega_{cr}t)\,\mathrm{Re}\,F(t) + \sin(\omega_{cr}t)\,\mathrm{Im}\,F(t) = 0\end{gathered}$$

Для дозвукового течения получен действительный отклик.

$$\mathrm{Im}\int_0^{\infty} f_1(\omega)[u_1(\omega)-u_2(\omega)]\exp(i\omega t)d\omega =$$

$$= \mathrm{Im}\int_0^{t} F(\tau)[U_1(t-\tau)-U_2(t-\tau)]d\tau \exp(i\omega_{cr}t) =$$

$$= \mathrm{Im}\int_0^{t} \frac{2\,\mathrm{Re}\,F(\tau)\,\mathrm{Im}\,F(\tau)}{\sqrt{[\mathrm{Re}\,F(\tau)]^2+[\mathrm{Im}\,F(\tau)]^2}}[U_1(t-\tau)-U_2(t-\tau)]\exp[i\omega_{cr}(t-\tau)]d\tau = 0$$

$$F(t) = \frac{2\,\mathrm{Re}\,F(t)\,\mathrm{Im}\,F(t)}{\sqrt{[\mathrm{Re}\,F(t)]^2+[\mathrm{Im}\,F(t)]^2}}\exp(-i\omega_{cr}t)$$

Значит справедливо действительное значение зависящей от времени скорости, течение ламинарное, действительное. Постоянная составляющая может быть комплексной, что означает наличие дисперсии скорости, которая сводится к скорости вращения по эллипсу см. [15] стр.53 или колебанию источника, которое передается с помощью звуковой волны.

$$U_1(t) = \int_0^{\infty} f_1(\omega-\omega_{cr})[u_1(\omega)-u_2(\omega)]\exp(i\omega t) + f_1(\omega-\omega_{cr})u_1(\omega)]d\omega$$

Возможно существуют процессы, для которых $f_1(\omega) = f_2^*(\omega)$, тогда спектр этих процессов определяется разной массой охваченного вещества по две стороны ударной волны. Так как отклик $F(\tau-\tau_0)$ комплексный, этот процесс турбулентный, где мнимая часть определяет дисперсию процесса. Взрыв, удар и выстрел содержит вынуждающий процесс со сверхзвуковой скоростью, поэтому комплексный отклик $F(\tau-\tau_0)$ по разную сторону фронта разный. Колебание мембраны до звуковое и содержит заданный спектр частот. Значит, отклик - $F(\tau)$ действительная величина. Движение тела с постоянной сверхзвуковой скоростью не задает спектр, и его отклик $F(\tau-\tau_0)$ комплексный. Он определяется, как комплексно сопряженный в случае сверхзвуковых частот. Для дозвуковых частот отклик $F(\tau)$ движения тела определится как действительный. Причем движение тела с дозвуковой скоростью не возбуждает ударную волну и интегрировать надо по области $\omega > \omega_{cr}$ область $\omega < \omega_{cr}$ соответствует течению со скоростью больше критической скорости звука. Причем если дозвуковое течение определится по формулам (4.1) с действительным откликом $F(\tau)$, то сверхзвуковое определяется по формулам ударной волны с комплексным откликом $F(\tau-\tau_0)$ в случае политропного газа.

Выводы

Такое непрерывное описание звуковых и ударных волн позволяет при промежуточной частоте описать гидродинамическую систему. Вычислена граница между гидродинамическими системами типа ударных волн и типа звуковых волн. Кроме того, устраняется противоречии между ударной волной слабой интенсивности и звуковыми волнами. Они описываются разными коэффициентами в формуле $p' = \rho c V', p' = \frac{4}{\gamma+1}\rho c V'$. Предлагаемые формулы дают однозначный ответ на эти две разные формулы. Решение задачи об ударных волнах имеет три корня, один действительный, описывающий ударную и звуковую волну на низких и высоких частотах соответственно. Решение содержит комплексные корни, которые в случае высоких частот (звуковые волны) содержат мнимые скорости частиц, равные $u_k = \sqrt{2i}c_s = (1 \pm i)c_s$ скорости звука, умноженной на корень из двух, при неподвижном фронте, и действительный малый перепад давления при движущемся фронте со скоростью звука. Какой корень реализуется, действительный или мнимый неизвестно. В случае низких частот, описывающих ударные волны, имеется действительный корень, описывающий стандартную ударную волну и комплексный корень описывающий ударную волну с малой мнимой скоростью частиц при неподвижном фронте ударной волны. При низкой частоте ударной волны не понятно какой корень реализуется, действительный или комплексный. Если имеется тело с большой скоростью, то реализуется действительный корень. Если скорость тела мала и тело колеблется с низкой частотой, практически неподвижно, то реализуется комплексный корень с давлением разных знаков, одно положительное внешнее и другое отрицательное внутреннее. Этот тип ударных волн охватывает тело со всех сторон, тело имеет действительную нулевую скорость, и мнимое колебание границы.

Глава 5. Квантовая механика для тел большой массы

Квантовая механика получается как описание частиц вакуума, которые группируются, образуя элементарные частицы см. [4]. Элементарные частицы группируясь образуют макротела. Элементарные частицы имеют комплексную кинематическую вязкость $i\hbar/(2m)+(\hbar G/c)^{0.5}$. Макротела имеют другое эффективное значение постоянной Планка $137Gm^2/c = 137\hbar m^2/m_{Pl}^2$, где величина G это гравитационная постоянная, m_{Pl} это масса Планка и комплексную кинематическую вязкость $137iGm/c+\nu$, где ν кинематическая вязкость среды. Влияние вязкости среды сглаживает квантовые эффекты тел с массой меньше $10^{14}g$ согласно формуле для кинематической вязкости. Макротела состоят из элементарных частиц, и, их движение в среде описывается комплексной кинематической вязкостью с малой мнимой частью с помощью уравнения Навье - Стокса. Значит, при преобладании мнимого члена кинематической вязкости они описываются уравнением Шредингера см. [4], с эффективным значением постоянной Планка. При этом можно объяснить отсутствие потери энергии согласно классической теории излучения при ускоренном вращении планет и как следствие падение на Солнце. Траектории планет описываются квантовыми законами, и излучение происходит квантами, поэтому падения на Солнце нет.

При движении тела в среде, среда и силы, действующие на двигающееся тело, описывается уравнением Навье – Стокса. Покажем, что при этом тело подчиняется уравнению Шредингера, причем волновая функция уравнения

Шредингера описывает скорость среды, которую можно также определить с помощью уравнения Навье – Стокса. Уравнение Навье – Стокса имеет вид

$$\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_l}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\rho \partial x_l} + \nu \Delta V_l .$$

При этом скорость потока равна $V_l = -2\nu \nabla_l \ln \psi$, где ψ волновая функция системы. При этом решение уравнения Навье – Стокса должно удовлетворять условию $\frac{\partial V_l}{\partial x_k} - \frac{\partial V_k}{\partial x_l} = 0, \mathrm{rot}\mathbf{V} = 0$ в силу потенциальности скорости. Для выполнения этого условия решение уравнения Навье – Стокса должно удовлетворять условию $V_l = V(x^1 + x^2 + x^3)$. Т.е. получается, что решение уравнения Шредингера, это частный случай решения уравнения Навье – Стокса.

Но каким образом описать решение для водородоподобного атома, используя предлагаемую идеологию. Для этого импульс надо представить в виде $p_k = p_k(x_k)$, при этом для волновой функции справедливо разделение переменных. Логарифм волновой функции $\ln \psi(r,\theta) = \ln R_{nl}(r) + \ln P_l^m(\theta) + \ln \exp(i\, m\varphi)$ является потенциалом для значения импульса, и удовлетворяет условию интегрирования. Т.е. градиент волновой функции представляет сумму трех функций $p_r(r) = \frac{\partial \ln R_{nl}(r)}{\partial r}, L_\theta(\theta) = \frac{\partial \ln P_l^m(\theta)}{\partial \theta}, L_\varphi = \frac{\partial im\varphi}{\partial \varphi} = im$, удовлетворяющих условию интегрирования.

Покажем, что скорость частицы, описываемая законом движения Ньютона для жидкости, непосредственно связана с волновой функцией, описываемой квантовой механикой. Подставим это значение скорости в уравнение Навье – Стокса

$$\frac{\partial 2\nu \nabla \ln \psi}{\partial t} - 4\nu^2 \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l} \frac{\partial \nabla \ln \psi}{\partial x_l} = \nu \frac{\partial^2 2\nu \nabla \ln \psi}{\partial x_l^2} + \nabla \int_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt .$$

Где интеграл берется вдоль линии тока частиц $V_k dt = dx_k$, $\int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = \int\limits_{(x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx_k$. Причем частная производная от этого интеграла вдоль линии тока, равна

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \int\limits_{(x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx_k = \frac{d}{V_l dt} \int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = \frac{\partial p}{V_l \rho \partial x^k} V_k = \frac{dp}{V_l \rho dt} = \frac{\partial p}{\rho \partial x^l}$$

Это уравнение можно записать в виде

$$\nabla [\frac{\partial 2\nu \ln \psi}{\partial t} - 4\nu^2 (\frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l})^2 / 2 - 2\nu^2 \frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} - \int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt] = 0.$$

Проинтегрируем градиент, получим

$$2\nu \frac{\partial \ln \psi}{\partial t} - 2\nu^2 (\frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l})^2 = 2\nu^2 \frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + \int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = -\frac{\hbar^2}{2m^2} \frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + U / m.$$

Умножим на массу $m\psi$, перенесем второй член в правую часть, получим уравнение Шредингера, причем справедливо $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} = \psi [\frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2} (\frac{\partial \psi}{\partial x_l})^2]$

$$2\nu m \frac{\partial \psi}{\partial t} = 2\nu^2 m \psi [\frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2} (\frac{\partial \psi}{\partial x_l})^2] + \psi \int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt =$$
$$= 2\nu^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} + U\psi; U = m \int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt.$$

Т.е. для скорости частиц вакуума получено уравнение Шредингера, причем волновая функция этого уравнения связанна со скоростью частиц соотношением $V_l = -2\nu \nabla \ln \psi$ или $\psi = c \exp(V_l \Delta x_l / 2\nu)$, где потенциал равен

$U = m\int\limits_{t_0}^{t} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = m \int\limits_{(x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx_k$. Решение можно представить в виде локальной плоской волны

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[(E\Delta t - \mathbf{p}_0 \Delta \mathbf{r})/(2m\nu)][1 + 0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^3].$$

При этом локальное решение имеет смысл в силу малого приращения времени и координаты. Эта формула является решением уравнения Шредингера в окрестности точки $\mathbf{r}_0$ и при подстановке ψ в этом виде в уравнение Шредингера

$$2m\nu \frac{\partial \psi}{\partial t} = 2m\nu^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} + U_0 \psi + 0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\psi.$$

Причем если использовать равенство $\nu = i\frac{\hbar}{2m}$, то получим уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} + U\psi.$$

Получаем равенство

$$E\psi == [\frac{p_0^2}{2m} + U_0 + 0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)]\psi + 0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\psi$$

Это уравнение сводится к тождеству $E = \frac{p_0^2}{2m} + U_0$. А величина скорости равна $\mathbf{V} = \frac{\mathbf{p}_0}{m} + 0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2$ в окрестности точки $\mathbf{r}_0$.

Вопрос заключается в том, какова кинематическая вязкость массивных тел. Если для тел со средней массой вопрос ясен, кинематическая вязкость совпадает с обычной кинематической вязкостью тела. Какова кинематическая вязкость вакуума для тел большой массы. Для элементарных частиц кинематическая вязкость вакуума $i\hbar/(2m)$. В случае тел с массой порядка планет и звезд вопрос требует дополнительного исследования. Можно высказать предположение, что она равна для N масс Планка величине $i\frac{\hbar}{2m_{Pl}}N = i\frac{\hbar}{2m_{Pl}}\frac{m}{m_{Pl}}$. С точностью до коэффициента это предположение подтверждается.

При этом радиус электрона $r = \frac{e^2}{mc^2} = \frac{\hbar}{137mc} = \lambdabar/137$, заменяется на гравитационный радиус, откуда получаем по формуле

$$137k = \frac{1}{\frac{\hbar}{137mc} + \frac{Gm}{c^2}} = \frac{1}{\frac{\hbar}{137mc} + \frac{\hbar m}{cm_{Pl}^2}} = \frac{137mc}{\hbar_{eff}}.$$

Откуда имеем формулу для эффективного значения постоянной Планка

$$\hbar_{eff} = \hbar + \frac{137Gm^2}{c} = \begin{cases} \frac{137Gm^2}{c} = \frac{137\hbar m^2}{m_{Pl}^2}, m >> m_{Pl}/\sqrt{137} \\ \hbar, m << m_{Pl}/\sqrt{137} \end{cases}.$$

При этом квантовая механика для макротел начинается с предела $m >> m_{Pl}/\sqrt{137}$. Для этого предела кинематическая вязкость среды равна $\frac{137Gm}{2c}i + \nu = \frac{137\hbar m}{2m_{Pl}^2}i + \nu$, где величина ν кинематическая вязкость среды. Начиная с массы, удовлетворяющей условию $137Gm/c = \nu = 0.1cm^2/s$ справедливо квантовое описание макротел. При массах меньше, чем величина $m = \frac{\nu c}{137G} = 10^{14}g = 10^8 t$, существенную роль играет действительная вязкость, которая преобладает над квантовыми эффектами. Трение гораздо сильнее квантовых эффектов при малых массах, и взаимодействие происходит по законам Ньютона с учетом трения. При промежуточных массах квантовые числа велики и система описывается квазиклассическим приближением, т.е. законами Ньютона.

Характерное время для элементарных частиц $\frac{\hbar}{mc^2} = 10^{-21}s$. Характерное время взаимодействия небесных тел, к примеру Земли, в вакууме $\frac{137Gm}{c^3} = 10^{-9} s$, причем, чем массивнее тела, тем взаимодействие происходит медленнее. В атмосфере Земли, учитывая, что скорость распространения возмущения равна $c = 340 m/s$, имеем время взаимодействия $\frac{137Gm}{c^3} = 1.39 \cdot 10^9 s = 1.61 \cdot 10^4 d$, т.е. время взаимодействия 10^4 суток. Поэтому квантовые эффекты на Земле имеют характерное время в 10^{30} раз медленнее, чем эффекты квантовой механики микромира. В вакууме этот эффект 10^{12} раз медленнее, чем эффекты микромира. Т.е. если квантовые эффекты микромира в макромире сказывается через 1 сек, то на планеты оказывается квантовое воздействие через $10^{12} s$. Так квантовый эффект смещения орбиты Меркурия рассчитывается за 100лет. Периоды квантового излучения гравитационной энергии в эксперименте LIGO не проявлялись в течении 20 лет.

Но при мнимой большой кинематической вязкости отсутствуют пульсации, поток, окружающий тело ламинарный. В квантовой механике см. [17]§16 получено условие положительности полинома второй степени при произвольных массах тела. Записываем это условие для частиц с массой меньше массы Планка и для тел с массой больше массы Планка с общим коэффициентом α и суммируем с одинаковыми коэффициентами. Получаем условие для тел с произвольной массой, причем в силу равноправности уравнений с большой и малой массой коэффициент при суммировании одинаков.

$$\alpha^2 (\delta x)^2 - \alpha + (\delta p_x)^2 [\frac{1}{(\hbar \frac{137 m^2}{m_{Pl}^2} + \hbar)^2} + \frac{1}{\hbar^2}]/2 > 0 .$$

Для положительности полинома необходимо, чтобы дискриминант этого уравнения был отрицательный, откуда получаем соотношение неопределенности для тела произвольной массы

$$\delta p_x \delta x > \frac{\hbar}{2\sqrt{[\frac{1}{(\frac{137m^2}{m_{Pl}^2}+1)^2}+1]/2}} = \begin{cases} \hbar/2, m << m_{Pl}/\sqrt{137} \\ \hbar/\sqrt{2}, m >> m_{Pl}/\sqrt{137} \end{cases}$$

При этом при увеличении массы тела, растет кинематическая вязкость, и решение переходит в ламинарный режим. Если квантовое решение микромира содержало большую комптоновскую частоту, и было турбулентным, с большой размазанностью – шероховатостью решения, то квантовое решение для макромира является ламинарным, и размазанности решения нет. Решение в свободном пространстве содержит малый параметр $1/\hbar_{eff} << 1/\hbar$, и волновая функция является плавной, в отличие от пульсирующей волновой функции микромира. Но уравнения те же самые, только постоянная Планка увеличилась.

Если произвести измерение над элементарной частицей, то она изменит свой импульс и координату, и ее собственное значение меняется. Аналогично и тело большой массы при столкновениях меняет свой импульс и координату в соответствии с принципом неопределенности и координата положения равновесия меняется. В случае движения по эллипсу координате положения равновесия соответствует большая и малая полуось эллипса. Координата положения равновесия тела, это аналог собственного значения элементарной частицы.

Для планет Солнечной системы нужно вычислить фазовую скорость звука, которую надо подставлять вместо скорости света в вакууме. Для этого вычислим фазовую скорость в атоме вещества планеты $c_s^2 = \frac{\rho_v c^2}{\rho} = 0.000139^2 cm/s$, определяющую энергию гравитационного поля. Где используется отношение плотности вакуума к плотности электрона в атоме водорода 0.00465г/см^3, умноженное на квадрат скорости света. Тогда фазовая скорость звука в вакууме и в веществе определяется по формуле $\frac{1}{c_F^2} = \frac{r_e^3}{r_{es}^3}\frac{1}{c_s^2} +$

$\frac{r_{es}^3}{r_e^3}\frac{1}{c^2}$, где используется радиус Земли и расстояние от Земли до Солнца. Фазовая скорость равна величине - 4288см/сек. По поводу фазовой и групповой скорости звука малой и очень малой см. раздел 1.3.1 стр. 24-25 и главу 4 стр. 85-86.

При этом спин у макротела не постоянный, так же как и скорость распространения возмущения. Это связано с другой формулой связи размера тела и его массы, которые зависят от скорости распространения возмущения в случае элементарных частиц.

Для орбитального квантового числа получим формулу $\frac{L^2}{m_e\alpha} = \frac{h^2 l(l+1)}{m_e e^2} = p$, где величина p радиус вращения вокруг Солнца $r = \frac{p}{1+e\cos\varphi}$. Подставляя $\alpha = e^2 = GmM, h_{eff} = \frac{137Gmm_e}{c_F}\left(\frac{2m_e}{m_e+m}\right)^{0.125}$, получим для орбитального квантового числа l формулу $l = -0.5 + \sqrt{0.25 + \frac{pMc_F^2}{137^2 Gmm_e}(\frac{m_e+m}{2m_e})^{0.25}} = 3.033$. Из численного эксперимента вычислено эффективное значение постоянной Планка, зависящая от массы частицы и массы Земли. Эта величина соответствует квантовому числу земли. За эталонную массу выбрана масса Земли m_e. Это аналог постоянной массы электрона в атоме водорода. Можно выбрать другую массу за эталон, но при этом должно вычисляться целое квантовое число. Кроме того, выбранная планета Земля имеет почти постоянное целое квантовое число и у нее самые благоприятные обстоятельства жизни. Кроме того, квантовое число Земли минимальное. Заряд у вращающейся частицы может быть произвольный, что соответствует произвольному заряду ядра атома, при этом формула должна правильно определять квантовое число. Радиус планет описывается формулой $p = \beta_0 l(l+1)m\left(\frac{2m_e}{m_e+m}\right)^{0.25}, \beta_0 = \frac{137^2 Gm_e}{Mc_F^2} = 2.046 \times 10^{-15}$м/кг, где для земли орбитальное квантовое число равно 3. Значение β_0 в таблице и в формуле приведено в разных масштабах единиц, и вычислено по данным таблицы.

$p, 10^{-9}$м	55.45	108.2	149,5	225,9	776,5	1428	2865	4463	5906
e	0.206	0.0068	0.017	0.093	0.048	0.056	0.047	0.0087	0.247
m/m_e	0.053	0.815	1.0	0.107	318	95.22	14.55	17.23	0.9
l	9	3	3	12	0.5	1.5	5	6	22
β_0	10.34	10.8	12.46	11.77	11.6	10.5	10.98	10.8	12.81

Где r большая полуось орбиты $p = r(1 - e^2)$. Отличие в значении константы β_0 связано с тем, что у планет есть спутники, а они вращаются не по окружности. Поведение орбитального квантового числа l не на единицу объясняется не постоянством масс планет Солнечной системы. Планеты с наибольшей массой Юпитер и Сатурн, имеют спиновый момент 0.5 при орбитальном моменте 0,1 соответственно. У них наименьший период вращения. Планеты, определяют орбитальное квантовое число, которое имеет почти постоянное значение β_0.

Величина энергии определится из формулы для эксцентриситета по формуле $e = \sqrt{1 + \frac{2EL}{m\alpha^2}}$, откуда имеем значение энергии $E_n = -\frac{(1-e^2)me^4}{h^2n^2} = -\frac{(1-e^2)M^2c_F^2}{137^2mn^2}(\frac{m_e+m}{2m_e})^{0.25}, n = n_r + l + 1$. Но какова энергия перехода между разными уровнями энергии. Она равна $E_{l+1} - E_l = \frac{(1-e^2)M^2c_F^2}{137^2mn^3}(\frac{m_e+m}{2m_e})^{0.25} = 1.3 * 10^{33}$erg. Причем удары метеоритов массой меньше $10^{13}g = 10^7t$ не могут изменить орбиту Земли.

Гравитационный радиус Земли вычисленный с использованием фазовой скорости звука 42.88м/сек равен 4.33×10^{11}м при радиусе Земли без учета атмосферы равен 6.38×10^6м. Но фазовая скорость звука во внутренних слоях Земли 11×10^3м/сек, с гравитационным радиусом 6.58×10^6м, получается что радиус земли равен ее гравитационному радиусу с фазовой скоростью звука. Возможно, гравитационный радиус небесных тел со средней фазовой скоростью звука совпадает с их размером. Для черных дыр оно выполняется со скоростью света в вакууме. Для солнца скорость звуковой волны должна равняться $c_s = \sqrt{\frac{2GM_s}{r_s}} = 618$ км/сек. Тогда отношение температур Солнца и Земли должна равняться $(c_s / c_e)^2 = 3155$. Отношение температур Солнца и Земли $T_s / T_e = 15 \cdot 10^6 / 5000 = 3000$. Имеется совпадение по порядку величины. В микромире и в макромире можно использовать уравнение Шредингера. Поэтому не удивительно, что размер тел определяется по аналогичным формулам. В микромире есть аналогичная формула комптоновского размера частицы $\lambda = \frac{\hbar}{mc}$, размер частицы определяется по его массе. Аналогична и формула для гравитационного радиуса, размер тела определяется его массой и скоростью звука.

Использование квантовой механики для описания движения макротел позволяет объяснить стационарные орбиты планет. Планеты движутся с центростремительным ускорением и должны излучать гравитационную энергию, так как описываются волновым уравнением. Это следует из уравнения ОТО, при малых поправках к метрическому тензору Минковского. Причем гравитационное взаимодействие тел солнечной системы определяется поправками, равными гравитационному радиусу, деленному на радиус планеты, т.е. поправки малы. При этом должно произойти падение на центр, на Солнце. Большая полуось эллипса равна $a = \frac{GMm}{2|E|}$, малая полуось равна $b = \frac{M}{\sqrt{2m|E|}}$ см. [18]§15. Где величина E полная отрицательная энергия тела, величина M равна орбитальному моменту тела. Интенсивность полного излучения ускоренно двигающегося тела $I = \frac{2GMmw^2}{3c_F^3} = \frac{2GMmV^4}{3c_F^3 R^2}$ см. [5]§67, где величина w ускорение тела. При непрерывном излучении энергии ускоренно двигающегося тела энергия стремится к минус бесконечности, причем значение большой полуоси стремится к нулю, т.е. происходит падение на центр системы. Время, за которое отрицательная энергия удвоится равно $\frac{2GMmV^4}{3c_F^3R^2}t = \frac{GMm}{2R}$. Откуда имеем время, за которое отрицательная энергия уменьшится по модулю вдвое

$$t = \frac{3c_F^3R}{4V^4}\text{=0.001сек}$$

В этой формуле вместо скорости света в вакууме используется фазовая скорость звука. Это говорит о том, что ускоренное движение планет вызывает их падение на Солнце в течении малого момента времени. Но этого не происходит, так как планеты описываются квантовыми законами, и излучение происходит квантами.

Глава 6. Решение проблемы космологической постоянной

В формуле связи космологической постоянной и плотности вакуума используется формула микромира, которая дает завышенный результат плотности вакуума. Используя формулу для суммы радиуса элементарной частицы, и гравитационный радиус массивного тела получим новое выражение для волнового числа. Кроме того, в квантовой формуле взаимодействия планет вместо скорости света в вакууме, нужно писать фазовую скорость звука см. [1]. Тогда получим правильное значение плотности вакуума.

В статье [21] на основании рассмотрения формирования сверхтекучей системы из фермионов массы Планка позволяет решить проблему космологической постоянной и энергии вакуума. Но предположение о фермионах массы Планка несколько настораживает. В данной статье сделаны предположения о волновых числах для тел большой массы. Это предположение о волновых числах проверено в [1], где вычислены большие полуоси орбиты планет Солнечной системы.

Рассмотрим проблему космологической постоянной. Она соответствует плотности энергии вакуума $\Lambda = 8\pi G\dfrac{w}{c^4}$, где w плотность энергии. При этом плотность энергии вакуума считается по следующей формуле $w = \dfrac{1}{2}\int \dfrac{d^3k}{8\pi^3}\sqrt{k^2+m^2} = \int\limits_0^{\Lambda} \dfrac{k^2dk}{4\pi^2}\sqrt{k^2+m^2} \cong \dfrac{\Lambda^4}{16\pi^2}$. Где величина $\Lambda = m_{Pl}$. Переведем эту формулу к размерному виду $w = \int\limits_0^{m_{Pl}c/\hbar} \dfrac{k^2dk}{4\pi^2}\sqrt{\hbar^2k^2c^2+m^2c^4} = \dfrac{k^4\hbar c}{16\pi^2}|_{k=m_{Pl}c/\hbar} = \dfrac{m_{Pl}^4c^5}{16\pi^2\hbar^3}$. Эта величина очень большая и не соответствует малой плотности энергии вакуума и, следовательно, не может определить космологическую постоянную. В чем же дело? Ошибка заключается в применении формулы микромира к формулам макромира. Волновое число в общем виде равно $k = \frac{1}{\frac{\hbar}{mc}+\frac{137Gm}{c^2}}$, где коэффициент 137 возник из-за формулы $1+\dfrac{e^2}{m^2G}$.

По поводу фазовой и групповой скорости звука малой и очень малой см. раздел 1.3.1 стр. 24-25 и главу 4 стр. 85-86. Нужно вычислить групповую скорость звука, которую надо подставлять вместо скорости света в вакууме. Для этого вычислим фазовую скорость в атомах вещества планеты $c_s = \frac{\rho_v c}{\rho_s} = 6{,}45 \times 10^{-17} cm/s$. Где используется отношение плотности вакуума $\rho_v = 10^{-29}\ \mathrm{g}/sm^3$ к плотности электрона в атоме водорода $\rho_s = 0.00465\mathrm{g}/sm^3$, умноженное на квадрат скорости света. Если в [1] при вычислении фазовой скорости исходили из равенства энергий в вакууме и в атомах вещества планеты, что соответствует плотности энергии гравитационного поля, то для вычисления материального значения плотности вакуума надо использовать равенство давлений с учетом групповой скорости звука. Тогда групповая скорость звука в вакууме и в веществе определяется по формуле $\frac{1}{\mathrm{c}_g^2} = \frac{r_e^3}{r_{es}^3}\frac{1}{c_s^2} + \frac{r_{es}^3}{r_e^3}\frac{1}{c^2}$, где используется радиус земли и расстояние от земли до солнца. Групповая скорость звука равна $c_g = 2.31 \times 10^{-10}\mathrm{sm/s}$. Учитывая, что для равенства давлений в атомах вещества планеты необходимо учитывать скорость среды, вычисленная групповая скорость является заниженной. Поэтому необходимо использовать групповую скорость $c_g = 1.93 \times 10^{-8}\mathrm{sm/s}$ Согласно формуле (4.3) по фазовой и групповой скорости, или по двум фазовым скоростям, определится скорость в неподвижной среде $c_s = \sqrt{c_F c_g} = 0.0091 sm/s$. Эта формула говорит о том, что энергия звуковой волны в вакууме распространяется медленно и, следовательно, перепад давления в ней малый. Говорят, что звуковая волна в вакууме не распространяется.

Плотность вакуума считается по формуле $\frac{w}{c^2} = \frac{k^3 m_{Pl}}{12\pi^2} = \frac{c_g^6}{12\pi^2 137^2 G^3 m_{pl}^2} = 1.07 \times 10^{-29}\ \mathrm{g}/sm^3$.

Плотность вакуума можно получить из нелинейного уравнения, считая ее неизвестной в величине фазовой скорости, и полученному значению плотности *вакуума*. Эти значения оказались близкими, откуда следует, что их можно определить из нелинейного уравнения. Отметим также приближенный расчет групповой скорости, являющийся точным для орбиты земли в Солнечной системе.

При этом в квантовой механике справедливо соотношение для энергии и импульса волны де Бройля квантовой частицы $E = \hbar\omega; p = \hbar k$.

Можно высказать предположение на основании формулы для волнового числа $k = \dfrac{1}{\dfrac{\hbar}{mc} + \dfrac{137Gm}{c^2}}$ для гравитационной постоянной, что энергия и импульс гравитационной волны частиц макромира определяются по формулам $E = (\hbar + \dfrac{137Gm^2}{c})\omega; p = (\hbar + \dfrac{137Gm^2}{c})k$ см. [1]. При этом частота и волновое число гравитационной волны величины малые. Энергия вращения Земли вокруг

Солнца равна $E = 1.53 \times 10^{40} erg$. При этом импульс равен $p = 3.56 \times 10^{36} g \times cm/s$.

Глава 7. Неупругое столкновение тел большой массы

Уравнение Шредингера эквивалентно уравнению Навье-Стокса с мнимой кинематической вязкостью $i\frac{\hbar}{2m}$, см. [15] стр. 79. При этом средой являются частицы вакуума, а двигающимся в этой среде телом – элементарные частицы. При этом макросреда, состоящая из элементных частиц, подчиняется уравнению Навье-Стокса и движущимися телами являются макротела. Значит макротела подчиняются уравнению Шредингера с эффективной вычисленной постоянной Планка. Построив волновую функцию в произвольном потенциале, найдем ее среднее значение при интегрировании по углам. Образуются несколько точек стационарной фазы вблизи от рассеивающего центра, каждая из которых соответствует образовавшемуся макротелу – черной дыре. При этом точка стационарной фазы зависит от радиуса вблизи от рассеивающего центра. Процесс перестройки решения происходит вблизи от рассеивающего центра, а вдали осуществляется движение по инерции согласно амплитуде рассеяния. Угол рассеяния каждого тела вычисляемая величина в зависимости от значения собственной энергии системы. При этом по известной скорости тела из уравнения неразрывности определяется плотность тела. Плотность совокупности точек стационарной фазы усредняются по радиусу и получается разная средняя плотность разных тел, в случае если они являются черными дырами. Зная плотность макротела-черной дыры, можно определить ее массу. Отметим, что при использовании фазовой скорости звука для вычисления гравитационного радиуса массивного тела, он совпадает с радиусом тела.

Уравнение Навье-Стокса, соответствующее уравнению Шредингера, выглядит таким образом

$$\frac{\partial V_l}{\partial t}+V_k\frac{\partial V_l}{\partial x_k}=-\frac{1}{m}\frac{\partial U}{\partial x_l}+\nu\Delta V_l,\nu=i\frac{\hbar}{2m},V_l=-i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}.$$

В случае массивного тела кинематическая вязкость тела совпадает с величиной $\nu-i\frac{h_{eff}}{m_e}=\nu+i\frac{137Gm}{c_F}\left(\frac{2m_e}{m_e+m}\right)^{0.125}$ см. главу 5. Для учета спина частицы надо записать уравнение Навье-Стокса с учетом спина частицы см. [16]. Где величина ψ волновая функция уравнения Шредингера. Величина массы m совпадает с массой падающей частицы. Ищем волновую функцию в виде $\frac{4}{c_s^3}\frac{\rho\nu^3}{m}$

$=\exp[im\int_0^{x_l}V_l(\frac{z}{L_l})/h_{eff}]$, т.е. имеем $V_l(x_l/L_l)=\sum_{n=-N}^{N}a_{nl}\exp(inx_l/L_l)$. Где величина $r^2=x_1^2+x_2^2+x_3^2$, $L=\sqrt{L_1^2+L_2^2+L_3^2}$. Потенциал, например, надо задавать в виде $U(r)=\frac{l(l+1)}{2r^2}-\frac{GmM}{r}$.

Где величина a_0, это радиус Бора или радиус атома в зависимости от значения члена потенциала. Где радиус задан в атомных единицах. Направление оси x_1 совпадает с направлением падающих частиц.

В случае, если $V_l(x_l/L_l)$ непрерывная функция коэффициенты ряда Фурье изменяются как величина $a_{nl}\sim\frac{1}{n^2}$ и ряд Фурье является сходящимся. Подставим это решение в уравнение Навье-Стокса, умножая на величину $\exp(-inx_l/L_l)$ и проинтегрируем по пространству. Получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений с коэффициентами F_{npqlm},G_{np} и спектральной функцией градиента потенциала H_{nl}. При этом введем одномерный массив по формуле $a_{nl}=c_{n+N+1+(2N+1)(l-1)},n=-N,...,N;l=1,...,3$

При этом энергия равна $U(r)+\frac{h^2 l(l+1)}{2mr^2}+\frac{p^2}{2m}, U(r)=-\frac{GmM}{r}$. При условии $E-U(r)-\frac{h^2 l(l+1)}{2mr^2}>0$ импульс действительный.

Корни этого уравнения вне ядра (энергией ядра пренебрегаем) соответствующие $p=0$ приближенно равны $\frac{1}{r_{cr}}=[1\pm\sqrt{1+2El(l+1)}]/l(l+1)$. При условии $E>\frac{-1}{2l(l+1)}$ корни действительны и между корнями импульс действительный. При условии $\frac{1-\sqrt{1+2El(l+1)}}{l(l+1)}<\frac{1}{r}<\frac{1+\sqrt{1+2El(l+1)}}{l(l+1)}$, импульс действительный в случае связанного состояния, удовлетворяющего условию $E>\frac{-1}{2l(l+1)}$. В случае свободного состояния импульс также является действительным при тех же условиях. Строим изменение радиуса по закону $\frac{1}{r}=(\frac{1}{r_{cr-}}+\frac{1}{r_{cr+}})/2+(\frac{1}{r_{cr+}}-\frac{1}{r_{cr-}})\frac{1}{2\lambda}$, причем в точках $\lambda=1,\lambda=-1$ получаем нулевой импульс. Подставляем в уравнение закона сохранения энергии и выбираем связь между действительной и мнимой частью λ, чтобы импульс был действительный, при этом радиус окажется комплексный. При этом в точке сингулярности $r=0$ нарушается непрерывность решения, энергия и орбитальное квантовое число изменятся. Имеем в сингулярности $\lambda=0$ и чтобы убрать сингулярность, надо определить условие равенства $\frac{1}{r_{cr+}}=\frac{1}{r_{cr-}}$, откуда имеем уравнение $l^2+l+1/(2E)=0$, откуда имеем комплексное орбитальное число $l_{\pm}=-\frac{1}{2}\pm\sqrt{\frac{1}{4}-\frac{1}{2E}}$, причем величина l^2+l действительна. С этим орбитальным моментом, решаем уравнение Навье – Стокса и получаем новое значение энергии E_+. Отраженный сигнал считаем по новым формулам рассеянной волны. Орбитальное квантовое число изменится в точке сингулярности. Но может и не меняться, такой вариант тоже возможен.

При этом система уравнений запишется с разным орбитальным квантовым числом, и как следствие с разной собственной энергией в виде

$$\frac{da_{nl}}{dt} = \sum_p F_{np(n-p)ll} a_{pl} a_{n-p,l} + \sum_{\substack{m \\ l \neq m}} F_{nn0lm} a_{nl} a_{0m} + \sum_p G_{np(n-p)l} a_{p,l} a_{n-p,l} +$$

$$+ G_{nl} a_{nl} + \sum_{\substack{m \\ l \neq m}} G_{nm} a_{0m} + H_{nl}; \qquad .(7.1)$$

$$H_{nl} = -\int_{-L_3}^{L_3} \int_{-L_2}^{L_2} \int_{-L_1}^{L_1} \frac{\partial U(x_1, x_2, x_3)}{m \partial x_l} \exp(-inx_l / L_l) dx_1 dx_2 dx_3 / 8 L_1 L_2 L_3$$

При этом оказывается, что уравнения с индексом n и $-n$ комплексно сопряженные с изменением знака индекса при одинаковых значениях a_{nl} при этом $a_{nl} = a^*_{-nl}, a_{0l} = a^*_{0l}$, т.е. коэффициенты с нулевым индексом являются действительные. При этом ряд Фурье является действительный. Кроме того, уравнения с комплексным импульсом определяют комплексные коэффициенты a_{nl}, а с действительным импульсом определяют действительные коэффициенты a_{nl}.

Причем величина $H_n \sim 1/n$. Предлагается следующий способ решения этого уравнения. Решение является непрерывной функцией. В n уравнение подставляется значение $a_{kl} = \frac{\alpha_{nl}}{k^2 + 1}$, которое правильно интерполирует поведение решения на бесконечности индекса и описывает большой резонансный член с нулевым показателем экспоненты. Определив все значения α_{nl} из квадратных уравнений, получим решение $a_{kl} = \frac{\alpha_{kl}}{k^2 + 1}$. Численные оценки этого метода решения определяют ошибку невязки в 1% относительно среднеквадратичного значения свободного члена. Далее можно уточнять решение по более высоким степеням индекса, учитывая уменьшающуюся ошибку решения.

При этом решая систему обыкновенных дифференциальных уравнений в комплексной плоскости с начальными условиями, полученную из уравнения

Навье – Стокса, детерминированным образом нельзя определить ветвь решения, так как решение является согласно теореме 2,3 из [15] хаотическим в случае наличия кратных координат положения равновесия. Даже если во всех направлениях устойчивый фокус, кроме одного направления с нулевым собственным числом, решение может не стремиться к координате положения равновесия, а быстро отскочит от него. При бесконечном количестве членов ряда-решения, всегда имеется член с приближенно кратным корнем и значит хаотическое решение. Но квантовая механика позволяет выбрать из возможных решений одно измеренное, соответствующее координате положения равновесия. Для выбора ветви координаты положения равновесия нужно численно решать уравнение (7.1), и радиусе равном $(\frac{1}{r_{cr-}}+\frac{1}{r_{cr+}})/2$, получим значение момента времени реализации сингулярности. Таким образом можно определить моменты времени, в которых произошел переход и зная координаты этой точки, можно определить координаты положения равновесия, наименее отклоняющиеся от этой точки, т.е. определить наиболее вероятные ветви решения. Отметим, что значение скорости, определяемое (6.1) действительное, следовательно, может попадать в точку $(\frac{1}{r_{cr-}}+\frac{1}{r_{cr+}})/2$, которая соответствует $\frac{1}{r_{cr+}}=\frac{1}{r_{cr-}}$.

При этом существует $6N+4$ корней этого уравнения. Докажем это. Представим решение в виде $y_k=a_{nl}+c_k^p; k=n+N+1+(2N+1)(l-1)$, и подставим в нелинейное уравнение. Получим систему уравнений

$$\sum_{n=1}^{6N+3} A_{kn}(c_1^p,...,c_N^p)c_n^p=0, k=1,...,6N+3,$$

Для существования не нулевого решения этого уравнения, необходимо, чтобы определитель этой системы уравнений равнялся нулю. Тогда коэффициенты c_n^p определятся с точностью до множителя. Этот множитель определится из равенства нулю определителя этого уравнения. Имеется по крайней мере $6N+3$, значений этого множителя, значит, это уравнение имеет $6N+4$ корней.

Итак, получено решение уравнения Навье-Стокса при произвольном потенциале и решение уравнения Шредингера, имеющее вид (7.2), где вместо постоянной Планка микромира надо писать постоянную Планка макромира

$$\psi = \sum_{p=1}^{6N+4} A_p \exp\{im[a_{0l}^p x_l + \varphi^p(r,\theta,\varphi)]/\hbar\} \qquad (7.2)$$

Где A_p определится из уравнения $\exp(ikx_1) = \sum_{p=1}^{6N+4} A_p \exp(im\sum_{l=1}^{3}\int_0^{x_l} V_l^p dx_l/\hbar)$.

Интегрируя по углам (6.2) для каждого члена ряда и применяя метод стационарной фазы, получим асимптотику каждого члена волновой функции. Асимптотика этого решения

$$\psi = A_p \exp\{im[\sqrt{\sum_{l=1}^{3}(a_{0l}^p)^2}\, r + \varphi^p(r,\theta,\varphi)]/\hbar - i\pi/4]\}\sin\theta /$$

$$/(\sqrt{\begin{vmatrix} \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\theta^2} & \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\theta\partial\varphi} \\ \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\varphi\partial\theta} & \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\varphi^2} \end{vmatrix}})|_{\theta=\theta_0,\varphi=\varphi_0}; \psi^p = m[a_{0l}^p x_l + \varphi^p(\theta,\varphi)]/\hbar .$$

При этом величина параметра метода стационарной фазы определяется значением $\frac{mV_l r}{\hbar}$ и на бесконечности радиуса принимает большое значение. При малом радиусе, при определении образовавшихся частиц, применение метода стационарной фазы является приближенным, но физически оправданным, определяющим количество образовавшихся частиц при достаточно большом радиусе. При меньшем радиусе частицы не образуются, а имеется линейная комбинация различных волновых функций, соответствующих разным состояниям частиц.

Определим значение большого параметра для малого радиуса системы

$$\int_0^{x_l} p_l(x_l/L_l)dx_l/\hbar = \int_0^{x_l} mV_l(x_l/L_l)dx_l/\hbar = ,$$

$$= \frac{mV_l r}{\hbar}; \frac{mVr}{\hbar} = R$$

где величина R это значение большого параметра метода стационарной фазы. При этом большой параметр равен $R=\sqrt{l(l+1)}$ при малом значении радиуса.

Для описания неупругого рассеяния массивных тел справедливо уравнение Шредингера с эффективной постоянной Планка $h_{eff} = \frac{137Gmm_e}{c_F}\left(\frac{2m_e}{m_e+m}\right)^{0.125}$. Кроме того справедливо преобразование квадрата заряда в значение произведения масс $\alpha = e^2 = GmM,$ полученное по аналогии. (см. главу 5).

Гравитационный радиус Земли вычисленный с использованием фазовой скорости звука 42.88м/сек равен 4.33×10^{11}м при радиусе Земли без учета атмосферы равен 6.38×10^6м. Но фазовая скорость звука во внутренних слоях Земли 11×10^3м/сек, с гравитационным радиусом 6.58×10^6м, получается что радиус Земли равен ее гравитационному радиусу с фазовой скоростью звука. Возможно, гравитационный радиус массивных небесных тел со средней фазовой скоростью звука совпадает с их размером.

В черной дыре при вычислении ее радиуса надо использовать гравитационный радиус с фазовой скоростью электромагнитных волн. В случае массивного тела его радиус определится по формуле для черной дыры с использованием фазовой скорости звука. В случае взаимодействия массивных тел в вакууме надо использовать значение фазовой скорости, вычисленное в главе 5, равное 42.88м/сек.

Зная комплексно-сопряженные корни уравнения Навье – Стокса можно определить энергию, соответствующей каждой ветви корня, т.е. каждому квантовому состоянию. Оно равно

$$E_p = mc^2 + \int_{-L_3}^{L_3}\int_{-L_2}^{L_2}\int_{-L_1}^{L_1} \{m[\sum_{n=-N}^{N} a_{nl}^p \exp(inx_l / L_l)]^2 / 2 + \\ + U(x_1, x_2, x_3)\} dx_1 dx_2 dx_3 / 8L_1L_2L_3 .$$

При этом так как модуль волновой функции каждого состояния системы равен единице классическая формула для энергии среды совпадает с квантовой формулой.

Где точки стационарной фазы удовлетворяют действительным уравнениям $\frac{\partial \psi^{p}[r,\theta_0(r),\varphi_0(r)]}{\partial \theta}=0;\frac{\partial \psi^{p}[r,\theta_0(r),\varphi_0(r)]}{\partial \varphi}=0$. Эти два уравнения сводятся к определению двух действительных углов. Причем эти два угла определяются вне зависимости от наличия большого параметра. Следующий член асимптотического ряда изменяется как величина $1/r^2$ и его вероятность мала. При этом реализуется одно из состояний системы, имеющее максимум модуля волновой функции с индексом p. При этом точки стационарной фазы зависят от радиуса, и линии тока определятся по формулам $\theta_0=\theta_0(r), \varphi_0=\varphi_0(r)$. Каждой точке стационарной фазы соответствует свою тело – черная дыра. Причем состояние p продолжается до бесконечности радиуса. Кроме того, для каждой частицы p состояния по коэффициентам a_{0l}^{p} определяется направление рассеяния каждой частицы $\tan\theta_0=\pm\frac{\sqrt{(a_{01}^{p})^2+(a_{02}^{p})^2}}{a_{03}^{p}}$, $\varphi_0=\arg(a_{02}^{p}+ia_{01}^{p})$ при действительных значениях a_{0l}^{p} и действительных углах θ_0,φ_0.

В системе центра инерции тела разлетятся вдоль одной линии с определяемым направлением. Где $\mathbf{V}$ относительная скорость частиц относительно центральной точки потенциала. Импульсы и энергия вычислены в системе центра инерции. При этом в случае объединения массы двух сталкивающихся тел, получится одно тело и излучится квант энергии. Массивные тела подчиняются уравнению Шредингера см. главу 5 и для них образуется квант энергии с большой длительностью развития см. главу 5.

Отметим возрастание значения волновой функции в точке, где определитель знаменателя близок к нулю. Это соответствует резонансному рассеянию, причем при этом выделяется член с индексом p. Причем задействованы все члены асимптотического ряда с индексом p. При этом если определитель знаменателя равен нулю, это означает, что одно из собственных чисел квадратичной формулы, образующую показатель экспоненты, равно нулю. Тогда при уменьшении собственного числа член асимптотического ряда растет, до тех пор, пока не вступит в действие следующий член показателя экспоненты. При этом, член с нулевым определителем в знаменателе заменяется следующим членом асимптотического ряда, с зависимостью $1/r^{3/2}$. Т.е. резонансный член сначала растет, а потом убывает по мере стремления знаменателя к нулю. Т.е. происходит сначала выделение члена, а потом перестройка его структуры, он становится мал и уступает другому резонансному члену с той же энергией, тогда происходит упругое рассеяние энергии, и система не меняется. Если же происходит переход к резонансному члену с другой энергией, то происходит перестройка системы и не упругое рассеяние.

Резонансными являются разные значения собственной энергии системы и значит, разные каналы реакции. При этом имеется несколько точек метода стационарной фазы вблизи от центра рассеивающей системы. Вдали от центра рассеивающей системы точки стационарной фазы совпадают.

Но как определить массу образовавшегося тела. Зная скорость частиц вакуума можно определить их плотность из уравнения $\mathrm{div}\rho\mathbf{V} = 0; \frac{\partial \ln \rho}{\partial x_l}\mathrm{V}_l = -\mathrm{div}\mathbf{V}$. Откуда зная плотность падающей частицы $\rho(\mathbf{r})$ с координатой $\mathbf{r}_0$, определим плотность рассеянных частиц вакуума $\rho(\mathbf{r})$. Находим среднюю плотность данной точки стационарной фазы, т.е. данной частицы $\ln \rho = 3\int_0^a \ln \rho[r, \theta_0(r), \varphi_0(r)] r^2 dr / a^3$, где размер области интегрирования равен величине $a = Gm/c_F^2,$ масса определится по плотности частицы. После чего можно идентифицировать образовавшуюся элементарную частицу из частиц вакуума по формуле $\rho = \frac{3E}{4\pi a^3}$. При этом можно будет определить массу образовавшегося тела. Из двух сталкивающихся тел образуется новое тело и выделяется энергия неупругого рассеяния, равная разности энергий до столкновения и после столкновения.

Отметим физический смысл полученного решения. Решение уравнения Навье-Стокса описывает среду с кинематической вязкостью $\nu +$

$i\frac{137Gm}{c_F}\left(\frac{2m_e}{m_e+m}\right)^{0.125}$. Массивные тела состоят из элементарных частиц. Но квантовым пределам существования мнимой кинематической вязкости вакуума для массивных тел является их большая масса.

Выводы

Из полученной формулы для волновой функции можно определить количество образовавшихся частиц из рассеяния одной частицы на заданном потенциале. Также можно определить массу образовавшихся частиц при неупругом рассеянии и угол рассеяния.

Глава 8. Единый механизм действия взрывчатых веществ

Согласно разделу 1.1 положительная энергия ядра связана с наличием звуковых зарядов в центре ядра. Значение этих зарядов в 31 раз больше электрического заряда, значит звуковая энергия ядра в 923521 раз больше электромагнитной при наличии одинакового количества частиц. Это приводит к тому, что энергия взрыва является звуковой, 50% энергии ядерного взрыва определяются ударными волнами. Если всю электромагнитную, химическую собственную энергию атома пересчитать в звуковую учитывая множитель, то получим большую энергию взрыва. Если не учитывать этот множитель, то энергия тела будет мала и взрыв не произойдет. При учете этого множителя выделится дополнительная энергия. Для образования взрыва необходимо чтобы молекула взрывчатого вещества изменяла свою форму при неизменном объеме, т.е. чтобы имелся звуковой заряд. Особенность ядерного взрыва высокие температуры реакции и как следствие большое значение количества участвующих частиц.

Гравитационный радиус звуковых волн равен $\frac{\rho\nu^4}{c^2c_s^2m} = r_g\,\frac{\rho\nu^4}{Gc_s^2m^2} = \frac{\hbar c}{16mc_s^2}, \rho = \frac{m^4c^3}{\hbar^3}, \nu = i\frac{\hbar}{2m}, e \to \frac{\sqrt{\rho}\nu^2}{c_s}$, где используется плотность, кинематическая вязкость материала элементарной частицы и скорость звука в воздухе. Гравитационная постоянная G стоит в знаменателе. Для элементарных частиц гравитационные радиусы звуковых волн больше. Т.е. звуковые волны или гидродинамические эффекты могут оказывать влияние на процессы в микромире, в частности в живом организме.

Отношение влияния звукового поля к электромагнитному определяется отношением их гравитационных радиусов $\frac{137c^2}{16c_s^2}$, т.е. гидродинамический фактор гораздо сильнее электромагнитного.

Собственная положительная химическая электромагнитная энергия атома составляет $E = 2.18 \cdot 10^{-11} erg$. Звуковая энергия ядра атома, если все частицы будут проявлять звуковые свойства, равна $E = (\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})Z^2 \frac{m31^4 e^4}{2\hbar^2} = (\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})Z^2 2.18 \cdot 10^{-11} 31^4 = (\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})Z^2 2.01 \cdot 10^{-5} erg$. Где заряд звуковой энергии ядра атома в 31 раз больше заряда электрона см. раздел 1.1. Для существования звуковой энергии нужно чтобы молекула взрывчатого вещества изменяла свою форму при неизменном объеме. Изменение объема при неизменной форме образует электромагнитную энергию. Для реализации этой энергии нужна большая температура. При химическом взрыве удельный заряд взрывчатого вещества определяется делением на массу одного моля, если все частицы вступают в реакцию, энергию одного атома нужно умножить на число Авогадро, получим энергию $E = (\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})\frac{Z^2}{\mu} 1.2 \cdot 10^{12} j$. Но в реакцию вступают не все молекулы, а только часть, равная $\exp[-(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2})Z^2 \frac{me^4}{2\hbar^2 kT}] \exp(-\frac{2.18 \cdot 10^{-11} 0.578}{kT}) = \exp(-\frac{2.18 \cdot 10^{-11} 0.578}{1.38 \cdot 10^{-16} 3273})$, где используется температура реакции, для разных взрывчатых веществ разная. Энергия атома тротила подобрана из численного эксперимента. Для тротила эта температура равна $3000°C$. Тогда выделившаяся энергия равна

$$E = 2.18\cdot10^{-11}0.578N_{av}20^4\exp(-\frac{2.18\cdot10^{-11}0.578}{1.38\cdot10^{-16}3273})/\mu = $$
$$= 3.98\cdot10^3\ j/g = 4000\,j/g, T = 3000°C, \mu = 227g/mol$$

Экспериментальное значение удельной энергии тротила $4000j/g$. Порядок величины энергии химического взрыва описывается данным механизмом. Отметим, что для электронов в атоме звуковой заряд превышает электромагнитный заряд в 20 раз см. раздел 1.1.

В случае не учета множителя 20^4 детонация не произойдет, будет просто малое значение энергии вещества в 20^4 раз меньшее. Детонация начнется при достижении в малом объеме температуры приближающейся к $3000°C$. При меньшей температуре количество возбужденных атомов мало и суммарная звуковая энергия мала. Удельная звуковая энергия в малом объеме должна достигнуть предельного значения, что соответствует температуре $3000°C$.

Удельное предельное значение энергии химического взрыва при сверхвысоких температурах

$$E = 2.18\cdot10^{-11}0.578N_{av}20^4/\mu = 2.9\cdot10^8\ j/g.$$

Взрыв мощностью 1 тонна тротила соответствует 10 граммам взрывчатого вещества с химическими предельными свойствами. 1 килотонне тротила соответствует 10 килограммов взрывчатого вещества с предельными химическими свойствами. Но предельная удельная энергия химического взрыва меньше удельной энергии ядерного взрыва.

Для того, чтобы вещество было взрывчатым, оно должно иметь высокую температуру взрыва. При малой температуре взрыва количество прореагировавших атомов мало и выделившаяся энергия мала. Кроме того необходимо, чтобы молекула вещества изменяла свою форму, т.е. образовывался звуковой заряд.

Глава 9. Определение потенциала ядра с помощью звуковых волн

Подсчитана энергия атомного взрыва с помощью энергии звуковых волн. Теоретически подсчитанная энергия одного килограмма урана соответствует 23 килотоннам тротила, при экспериментально определенном значения 20 килотоннам тротила. Учитывая приближенный порядок вычисления параметры определены верно. Отличие звуковых волн от электромагнитных в том, заряды образуются при изменении их формы при неизменном объеме. Электромагнитные заряды образуются при изменении объема при неизменной форме. Звуковые волны полностью удовлетворяют свойствам ядерных сил. Они локализованы в ядре, так как в вакууме их скорость и давление минимальные. Говорят даже, что звуковые волны в вакууме не распространяются, но это не так. В космическом вакууме имеется скорость звуковых волн, равная $c_s = 2.31 \times 10^{-10}\text{см/сек}$, см. главу 6. Плотность, участвующая в определении заряда звуковых волн, звуковых волн обеспечивает в вакууме электромагнитное поле реликтового излучения, и заряд пропорционален величине $\frac{c_s^3}{c^3}$, см. формулу (1.1.2), т.е. заряд звуковых волн в вакууме мал. Чтобы плотность, участвующая в определении заряда звуковых волн, определялась материей, а не электромагнитным полем, длина волны звуковых волн должна быть больше расстояние между элементарными частицами, т.е. в твердом теле распространяются волны длины, волны большие чем 10^{-8}см. Это соответствует формулам (4.1), которая определяет нулевую скорость двигающихся частиц в звуковой волне при условии $\gamma = 1$, и равенство $\gamma = 1$ на высокой частоте (4.5).

Гравитационный радиус звуковых волн равен $\frac{\rho v^4}{c^2 c_s^2 m} = r_g \frac{\rho v^4}{G c_s^2 m^2} = \frac{\hbar c}{16 m c_s^2}, \rho = \frac{m^4 c^3}{\hbar^3}, v = i\frac{\hbar}{2m}, e \to \frac{\sqrt{\rho} v^2}{c_s}$, где используется плотность, кинематическая вязкость материала элементарной частицы и скорость звука в ней. Гравитационная постоянная G стоит в знаменателе. Для элементарных частиц гравитационные радиусы звуковых волн больше. Т.е. звуковые волны или гидродинамические эффекты могут оказывать влияние на процессы в микромире, в частности в живом организме.

Отношение влияния звукового поля к электромагнитному определяется отношением их характерных радиусов $\frac{137c^2}{16c_s^2}$, которые аналогичны гравитационному радиусу в случае гравитации,

т.е. гидродинамический фактор гораздо сильнее электромагнитного.

Определим потенциал ядра с помощью звуковых волн. Величина заряда звуковых волн в ядре определяется кинематической вязкостью вакуума $\nu = -i\hbar/(2m)$ см. [4], в отличии от звукового заряда электрона, который определяется кинематической вязкостью среды. Заряд ядра определяется по формуле см. раздел 1.1

$$q = \frac{\sqrt{\rho}\nu^2}{c_s} = \sqrt{\frac{m^4c^3}{\hbar^3}}\frac{-\hbar^2}{4m^2c_s} = -\frac{c\sqrt{137}}{4c_s}e, \nu = -i\hbar/(2m)$$

Для звуковых волн справедливы уравнения Максвелла см. раздел 1.1. Энергия звуковых волн равна

$$E = \frac{q^2}{r_A} = \frac{137c^2}{16c_s^2 r_A}e^2 = 8.12 \cdot 10^4 erg\,.$$

Для получения уменьшенной энергии каждого ядра нужно энергию одного ядра умножить на коэффициент

$$\exp[-e^2/(kTr_A)] = 4.05 \cdot 10^{-9}, T = 10^8 K, r_A = 1.4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}; A = 235.$$

Этот коэффициент содержит электрическую энергию атома. Тогда энергия одного грамма вещества атомного взрыва равна

$$E = \frac{137c^2}{16c_s^2 r_A}\frac{e^2 N_{av}}{A}\exp[-e^2/(kTr_A)] = 9.44\cdot 10^{10}\ j/g$$

Атомная бомба в 1 миллион тонн тротилового эквивалента выделяет $4\cdot 10^{15}\ j$.

Такая атомная бомба из плутония будет весить 42 килограмма. Атомная бомба из урана весом 1 килограмм будет выделять энергию всех ядер при данной температуре $9.44\cdot 10^{13}\ j$. Прореагируют все ядра данного заряда. Что соответствует 23 килотоннам тротилового эквивалента при экспериментальном значении 20 килотонн тротилового эквивалента см. [20].

Термоядерная бомба сопровождается атомным взрывом с температурой $10^8 K$ и давлением $10^{12} atm$. При большой плотности вещества и высокой температуры термоядерной бомбы температура увеличится в 3 раза и образуется энергия $E = \frac{137c^2}{16c_s^2 r_A}\frac{e^2 N_{av}}{A}\exp[-e^2/(kTr_A)] = 3.83\cdot 10^{16}\ j/g$

Выводы

Оценка энергии ядерного взрыва с помощью звуковых волн оказалась справедливой. Теоретически подсчитанная энергия одного килограмма взрывчатки равна экспериментальному значению тротилового эквивалента.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика, т.VI, М.-, «Наука», 1988г.,736стр.

2. Якубовский Е.Г. Общая теория гравитационного и электромагнитного поля. «Энциклопедический фонд России», 2015, 19 стр. http://russika.ru/sa.php?s=434

3. Якубовский Е.Г. Искривление пространства за счет быстрого изменения формы тел в атмосфере и в океане. «Энциклопедический фонд России», 2016, 18 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1456848560.pdf

4. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ. Реферативный журнал «Научное обозрение», 2016, №2, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля т.II, Наука, М.,1973,564с.
6. *Якубовский Е.Г.* Решение уравнения Гельмгольца для произвольного тела с изломом. «Энциклопедический фонд России», 2014г., 21стр., http://russika.ru/userfiles/390_1451369454.pdf
7. *V.V. Kulish, J.L. Lage* Exact Solution to the Navier-Stokes Equation for an Incompressible Flow from Interpretation of the Schrodinger Wave Function arxiv.org/pdf/1301.3586.pdf
8. Якубовский Е.Г. Формула для энергии звуковых квазичастиц «Энциклопедический фонд России», 2016,7 стр., http://russika.ru/sa.php?s=1070
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теоретическая физика т. IX, Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статическая физика, часть II, Теория конденсированного состояния М.: Наука, 1978, 448 стр.
10. Альберт Эйнштейн, Собрание научных трудов, том 1, Изд-во "Наука", Москва, 1965 г, "К парадоксу Эренфеста", с.187
11. *Гладун А.Д.* Элементы релятивистской механики. М.: МФТИ, 2012г., 37стр
12. Якубовский Е.Г. Добавление новых членов в уравнение Максвелла, позволяющих описывать квантовые эффекты и определяющих комплексное решение. «Энциклопедический фонд России», 2016, 22стр. http://russika.ru/sa.php?s=989
13. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теория упругости, М.: Наука, 1987г., 248стр.
14. Смирнов В.И. Курс высшей математики том I, М.: Наука. 1974г., 480 стр.

15. Якубовский Е.Г. Исследование решения уравнения Навье – Стокса II. «Энциклопедический фонд России», 2016, 61 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1509211918.pdf

16. *Якубовский Е.Г.* Уравнение Навье - Стокса в электромагнитном поле с учетом квантовых эффектов «Энциклопедический фонд России», 2016, стр. 6 http://russika.ru/userfiles/390_1463731493.pdf

17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика Нерелятивистская теория. Т. III, М.: Наука, 1989г., 768стр.

18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. Т. I, М.: Наука, 1965г., 203стр.

19. Якубовский Е.Г. Использование звуковых волн в микромире. «Энциклопедический фонд России», 2017, 9 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1512859197.pdf

20. Ядерный взрыв. Электронный ресурс. http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_techn/reactors/nespl.htm

21. Букалов А.В. РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ И ЭНЕРГИИ ВАКУУМА В КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СО СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ. Физика сознания и жизни, космология и астрофизика Nov 06,2015 https://www.researchgate.net/publication/283515031_Solution_to_the_problem_of_dark_energy_and_the_energy_of_the_vacuum_in_a_cosmological_model_with_superconductivity