Преобразование Лоренца с фазовой скоростью и существование эфира с абсолютной системой координат

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

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 [1]. Отметим основные моменты этого вывода. Инвариантен метрический интервал с фазовой скоростью звука или электромагнитной волны. В случае электромагнитной или звуковой волны он равен нулю

$$\begin{aligned} ds^2 &= c_d^2 d\tau^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 = \\ &= c_d'^2 d\tau'^2 - (dx'^1)^2 - (dx'^2)^2 - (dx'^3)^2 \end{aligned}.$$

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

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \frac{k^2}{\omega^2 / C^2} &= \frac{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}{\omega^2 / C^2} = 1 = C^2 (\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{c_2^2} + \frac{1}{c_3^2}) = \\ &= C'^2 [\frac{(k'_1 + \omega' V / C'^2)^2}{(\omega' + k'_1 V)^2} + \frac{k_2'^2}{(\omega' + k'_1 V)^2 \gamma^2} + \frac{k_3'^2}{(\omega' + k'_1 V)^2 \gamma^2}] \end{aligned}$$

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

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

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 $C'=c_F'$.

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

Чтобы формулы (1) и (2) имели одинаковый знаменатель, надо переписать формулу (2) в виде (3)

$$\begin{gathered}\omega'/C_d'=(\omega/C_d-k_1V/C_d)\gamma;\gamma=1/\sqrt{1-V^2/C_d^2}\\ k_1'=(k_1-\omega V/C_d^2)\gamma;k_2=k_2';k_3=k_3'\end{gathered}.\qquad(3)$$

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 (1) фазовая скорость определена для двигающейся не штрихованной системе координат, то в формуле (2) фазовая скорость определена для неподвижной штрихованной системы координат. Штрихованная система координат в формуле (1) является неподвижной в силу преобразования Галилея $\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{V}t$, а не штрихованная движется в случае формулы (1). Время в не штрихованной, движущейся системе координат больше, что соответствует большему времени жизни элементарных частиц в движущейся системе координат.

В формуле (2) в релятивистском знаменателе используется формула штрихованной системы координат. Имеют одинаковый знаменатель формулы (1) и (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. [2]. 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

$$\begin{gathered} dx_l' = dx_l - V_l^0 dt = dF_l(x_1', x_2', x_3') \\ V_l' = V_l - V_l^0 = \frac{dF_l(x_1', x_2', x_3')}{dt'} = G_l(x_1', x_2', x_3') \end{gathered} \quad (4)$$

Решаем нелинейное уравнение в системе координат, где скорость на бесконечности равна нулю, т.е. в штрихованной системе координат. Получаем вторую формулу (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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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.

$$\frac{\frac{x-V_0t}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} - \frac{\frac{x_0-V_0t_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} = F_x\left(\frac{c_Ft-\frac{V_0x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x-V_0t}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right) - F_x\left(\frac{c_Ft_0-\frac{V_0x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x_0-V_0t_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right)$$

$$\frac{c_Ft-\frac{V_0x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} - \frac{c_Ft_0-\frac{V_0x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}} = F_0\left(\frac{c_Ft-\frac{V_0x}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x-V_0t}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right) - F_0\left(\frac{c_Ft_0-\frac{V_0x_0}{c_F}}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, \frac{x_0-V_0t_0}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{c_F'^2}}}, y, z\right)$$

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

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

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.

$$\frac{1}{c'^2_{FV_k}}=(\frac{1}{c'_1}+\frac{V_k}{c^2})^2+\frac{1}{c'^2_2}+\frac{1}{c'^2_3}=\frac{1}{c'^2_1}+\frac{2V_k}{c'_1\,c^2}+(\frac{V_k}{c^2})^2+\frac{1}{c'^2_2}+\frac{1}{c'^2_3};k=1,...,N \quad (5)$$

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 $\frac{2V_k}{c'_1\,c^2}+(\frac{V_k}{c^2})^2=\frac{1}{c'^2_{FV_k}}-\frac{1}{c'^2_{F0}}$, 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.

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

$$\omega dt - k_i dx_i = \omega dt - k_i V_i dt = \gamma = \omega' t' \qquad (6)$$

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

$$\omega dt - k_i dx_i = \omega dt - \frac{\omega dx_i}{c_i} = 0 \qquad (7)$$

В этих двух равенствах при одинаковом приращении координаты отличается приращение времени. При скорости крови в сосудах организма равной нулю в равенстве (7) приращение координаты равно нулю и значит частота биения сердца равна нулю, при этом наступает смерь организма.

Но необходимо вычислить среднее значение этого инварианта

$$|\varphi|^2 \omega dt = |\varphi|^2 k_i dx_i. \qquad (8)$$

Но организмы описываются звуковыми волнами и кинематической вязкостью. Кинематическая вязкость вакуума равна $i\hbar/(2m)$. Это следует из [2]. 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 (8) запишется в виде

$$\exp[\frac{Et-p_x x}{m\nu}]\omega dt = \exp[\frac{Et-p_x x}{m\nu}]kdx.$$

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

$$Et = -\mathrm{m\nu l}n\{1-[\exp\left(\frac{p_x x}{m\nu}\right) - 1]m\nu\omega/c_F p_x\} \qquad (9)$$

Из (9) имеем (E=$m\nu\omega$)

$$t = -\frac{p_x x}{E} - \frac{m\nu}{E}[ln\frac{-E}{c_F p_x} + 2\pi i n] \qquad (10)$$

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 (10) значение энергии и скорости, равной ν/d, где $d = 2r$ диаметр кровеносного сосуда, получим

$$t= \frac{\pi d^2 c_F^2 x}{8\nu^3}[x - d\left(ln\frac{\pi d^2 c_F^3 x}{8\nu^3} + 2\pi in\right)] \qquad (11)$$

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

$\alpha \frac{60v}{xd}$ 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

$$\tau = \frac{\pi d^3 c_F^2 x}{8v^3}\sqrt{2\pi n} \qquad (12)$$

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

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

Где величина N измененное квантовое число. Кроме того, преобразована величина $d \to d\frac{n}{N}$ в формуле (12). В формуле (13) диаметр остался неизменным. Для неизменных параметров формулы (11) при N=22000 определяет время повышенной нагрузки 3.03 часов, а при N=3250 время повышенной нагрузки 10 сек. Варьируя величину квантового числа можно получить разное время повышенной нагрузки.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля т.II, Наука, М.,1973,564с.

2. *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