НЕПРЕРЫВНАЯ СРЕДА И ПРОСТРАНСТВО С ТЯГОТЕЮЩИМИ МАССАМИ

Лебедев В. А.

1. Предваряющие замечания.

Начну с вопроса: что случится после того, как в бесконечное космическое пространство вдали от звёзд и планет я внесу большое число тяготеющих предметов (горошин, дробин, пушечных ядер и т.д.)? Отвечаю. Большая часть из хаотически движущихся объектов со временем из-за взаимного тяготения упадут один на другой. Останутся «самостоятельными» только те, что (а) движутся друг вокруг друга, подчиняясь законам Кеплера, и (б) удаляются каждый от всех остальных подобно точкам на поверхности раздувающегося воздушного шара.

Итак, получено нечто вроде модели Вселенной без сотворения в *«большом взрыве»*, ибо очевидно, при выполнении, законов тяготения, который играет роль своеобразного «естественного отбора», тела не могут существовать долго самостоятельно, не включившись в такую расширяющуюся систему.

Другой «мысленный эксперимент». На некоторую неподвижную тяготеющую точку из бесконечности падает предмет с массой m_0. Падая по прямой, проведённой через эту точку, набрав относительно неподвижного пространства вокруг тяготеющей точки максимальную скорость v, масса то в момент «приземления» будет обладать энергией $m_0 \cdot v^2/2$. Падая по той же оси в пространстве с такого же расстояния на ту же точку «0», но с противоположной стороны, масса m_0, двигаясь в пространстве в миг падения, будет иметь такую же энергию $m_0 \cdot v^2/2$.

А теперь вопрос: может ли тело «падать» сразу с двух сторон, двигаясь по оси в пространстве к точке «0» одновременно с противоположных направлений? Ответ: да, может, если пространство будет «втекать» отовсюду в тяготеющую массу (точку 0) со скоростью v_0, и именно масса m_0 будет при этом находиться в точке 0. То есть масса m_0, находясь в покое относительно «олимпийского наблюдателя», как бы движется в каждом из направлений со скоростью v_0 относительно втекающего в неё с этой скоростью пространства. Значит, по любой оси, проведённой сквозь точку 0, масса движется относительно пространства в двух противоположных направлениях. Имея для каждого из направлений энергию $m_0 \cdot v_0/2$, полная энергия покоя тела будет:

$$E = m_0 \cdot v_0^2. \tag{1}$$

Сам же поток пространства (среды, эфира) в точку 0, где расположена масса m_0, может являться причиной гравитации.

И вопрос третий: куда деться пространству, втекшему в тело с массой m_0? Ответ: оставаться в теле, превращаясь в его массу и увеличивая её. Процесс «фазового перехода», характеризующего это превращение, определяет величину скорости v_0. Таким образом тяготение тела будет непрерывно расти с его массой, пока масса не достигнет критического предела, после чего тело будет сжиматься от собственной гравитации, увеличивая свою плотность и превращаясь в *«чёрную дыру»*, пока этот процесс не приведёт к разогреву тела и выбросу энергии и материи в виде взрыва или непрерывного излучения (*«белая дыра»*).

Возвращаясь к ответу на первый свой вопрос, уточняю: да, изначального «большого взрыва» могло не быть, но разбросанные в пространстве и времени локальные взрывы и были, и есть, и будут. Существование Вселенной предусматривает как непрерывное расширение, так и постоянный круговорот материи.

Теперь, после этих достаточно «крамольных» суждений, рассмотрим вполне классическую задачу.

2. Законы механики как свойства потока среды.

В бесконечном пространстве, заполненном средой – слабо сжимаемой идеальной жидкостью с плотностью ρ, размещены сферы, сквозь поверхности которых среда втекает внутрь их объёмов. При этом среда, попав внутрь сферы, увеличивает свою плотность, которая становится там равной $\rho_0 > \rho$. Радиус сферы r_0, её объём и масса то увеличиваются при втоке среды сквозь сферическую поверхность со скоростью $v_0 = c$. Эта скорость определяется процессом гипотетического «фазового перехода», при котором среда меняет свою плотность при втоке в сферу. Естественно, чем дальше от сферы-стока, тем скорость течения к ней среды будет меньше. Следовательно, возле внешней поверхности сферы скорость втока несколько меньше, чем c, и, таким образом, сигнал (например, волна сжатия) может распространяться со скоростью $c = v_0$ от внешней поверхности сферы, замедляясь, но не тормозясь полностью («не запираясь») встречным потоком среды.

Если в сток втекает со скоростью v_0 масса среды, равная то, то легко получить кинетическую энергию массы стока в виде:

$$A = m_0 \cdot v_0^2/2, \tag{2}$$

что соответствует энергии движения сферического слоя среды с массой m_0, пришедшей из бесконечности, где скорость среды к стоку можно считать нулевой.

Предположим, на расстоянии R от «0» в среде находится объект O_1 с массой m_1, покоящийся относительно среды, текущей в сток «0». Значит, объект O_1 находится в силовом поле объекта 0-сферы, к которой движется масса m_1 вместе с текущей к центру «0» средой со скоростью

$$v_1 = dR/dt.$$

Тогда изменение силовой функции U, характеризующей работу силового поля при перемещении точки на расстояние $(R – r_0)$, будет выглядеть при перемещении на расстояние $d\overline{r}$ так:

$$dU = d\overline{r} \cdot \text{grad } U.$$

Поэтому для энергии (работы) и сил при таком перемещении справедливо соотношение:

$$dA = \overline{F} d\overline{r} = – dU = – \text{grad } U \cdot d\overline{r},\ \overline{F} = – \text{grad } U.$$

Для конечного перемещения O_1 с массой m_1 имеем:

$$A = \int_R^{r_0} \overline{F} d\overline{r} = \frac{m_1}{2} \cdot (v_0^2 - v_1^2) = \int_R^{r_0} grad U \cdot d\overline{r} = U_1 - U_0 = \Delta U.$$

При движении массы m_1 из бесконечности, где $v_1 = 0$, к центру «0» – энергию движения можно записать в виде $A = \Delta U = m_1 \cdot v_0^2/2$.

Если объект O_1 – такой же сток среды с расходом массы m_1 за время t, как и 0-сток среды массы m_0 за то же время, – то все приведённые формулы и рассуждения справедливы для обоих объектов-стоков, которые движутся друг к другу за счёт втекания среды в два стока, и которые по этой же причине (втекание среды в стоки) обладают возрастающими массами $m_0(t)$ (t) и $m_1(t)$. В таком случае полная энергия каждого объекта-стока в момент столкновения складывается из двух величин:

(а) из энергии, втекшей в сток массы m_i среды $(m_i/2) \cdot (v_0^2 - v_1^2)$,

(б) из энергии движения одного объекта-стока с массой m_i к другому $m_i/2 \cdot (v_0^2 – v_1^2)$.

То есть полная суммарная энергия каждого объекта-стока при $R \to \infty$, $v_1 \to 0$ равна:

$$E = m_i \cdot v^2, \tag{3}$$

что совпадает с (1) при $m_i = m_0$.

Когда объекты, соприкоснувшись, будут взаимно неподвижны, энергия каждого сложится из суммы двух величин, равных $m_i \cdot v_0^2/2$: одно слагаемое определится энергией втекающей в объект среды (2), а второе – энергией (работой) противодействуя каждого из объектов течению среды в смежный объект-сток со скоростью, близкой к $dR/dt = v_0$. Таким образом, энергия покоя каждого из объектов-стоков определяется формулой (3), а энергия двух объединённых взаимно неподвижных тел равна:

$$E = \sum_i m_i \cdot v_0^2.$$

3. Закон Бойля – Мариотта и энергия покоя. Представим себе помещённую в среду твёрдую поверхность. Сообщив последней быстрое нормальное перемещение, вызовем в среде распространяющийся от поверхности продольный импульс сжатия, обусловленный наличием упругих сил в среде. Силы вязкости в расчёт не берутся.

Импульс сжатия соответствует росту плотности ρ и давления p на Δρ и Δp. Через площадку S, перпендикулярную направлению импульса, за время Δt проходит «часть импульса» $c \cdot \Delta t$, где c – скорость распространения импульса. При этом на площадку S действует сила $F = S \cdot \Delta p$, а рядом с S увеличивается масса среды на $\Delta m = (\Delta\rho \cdot c \cdot \Delta t \cdot S)$ и передаётся количество движения:

$$\Delta m \cdot c = \Delta\rho \cdot c^2 \cdot \Delta t \cdot S,$$

изменение которого $F \cdot \Delta t = S \cdot \Delta t \cdot \Delta p$.

Следовательно,

$$\Delta\rho \cdot c^2 \cdot t \cdot S = \Delta p \cdot \Delta t \cdot S$$

или

$$c^2 = \Delta p/\Delta\rho.$$

Зависимость упругих сил от температуры для жидкостей не играет заметной роли [1].

Если при сжатии среды справедлив закон Бойля-Мариотта $p \cdot V = const$, то $p/\rho = p_0/\rho_0$; здесь ρ_0, p_0 – плотность и давление при некоторой средней температуре, V – объём. Отсюда $dp = (p_0/\rho_0) \cdot d\rho$ и $dp/d\rho = p_0/\rho_0 = p/\rho$. И, значит, скорость распространения импульса $c = (p_0/\rho_0)^{1/2} = (p/\rho)^{1/2}$, а давление в среде можно записать в виде:

$$p = \rho \cdot c^2. \quad (4)$$

Давление в жидкой сплошной среде определяется силой, действующей с одного элемента на другой через нормальную к направлению силы площадку. Для всякой площадки существует только нормальное напряжение:

$$p = \lim (\Delta F/\Delta S),\ S \to 0,$$

которое и является давлением в среде. Отсюда следует, что F/S отношение силы F, действующей на нормальную к её направлению площадку S, к S определяет давление ρ в объёме $V = = S \cdot l$ с массой $m_0 = \rho \cdot V$. Тут $l \perp S$, l совпадает с направлением силы. Из этих рассуждений и справедливости закона Бойля-Мариотта ($p \cdot V = const$) следует выражение:

$$p \cdot V = \frac{F}{S} \cdot V = \frac{F}{S} \cdot S \cdot l = F \cdot l = A = const,$$

то есть произведение $p \cdot V$ равно работе (или энергии $E = A$) силы F, постоянно действующей в объёме неподвижной среды: $E = A = p \cdot V$, $V = l \cdot S$. С другой стороны произведение $p \cdot V$ с помощью равенства (4), определяющего давление p через c и ρ, можно записать так:

$$p \cdot V = V \cdot \rho \cdot c^2 \text{ или } p \cdot V = m_0 \cdot c^2,$$

откуда:

$$E = A = m_0 \cdot c^2. \tag{5}$$

Сравнивая формулу (3) для энергии покоя объекта-стока с (5), можно убедиться, что при скорости входа массы среды в сток, равной скорости распространения импульса в среде ($v_0 = c$), внутренняя энергия покоя массы среды m_0, формирующей объект-сток с той же массой, равна $E = m_0 \cdot c^2$.

4. Тяготение как поток среды. Если за время te в сток сквозь его поверхность S_0 попадает со скоростью v_0 единица массы m_0^e, то за это же время такая же масса m_0^e пройдёт со скоростью v_R в сторону стока и через поверхность сферы S_R радиуса R, проведённой вокруг стока, рис.1:

$$m_0^e = \rho \cdot S_R \cdot v_R \cdot t_e,$$

откуда:

$$v_R = \frac{m_0^e}{\rho \cdot S_R \cdot t}.$$

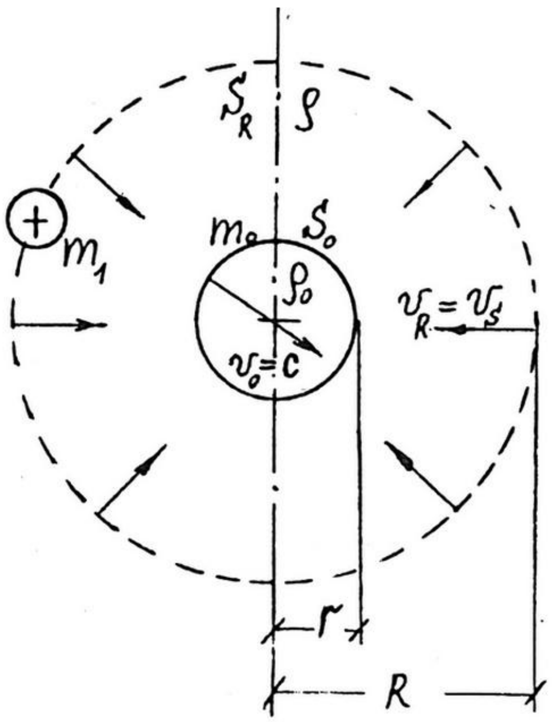

Рис. 1

Из-за роста радиуса сферы-стока за время $t = t_e$, а значит, и роста расхода, среда на расстоянии R от стока приобретает радиальное ускорение:

$$a = \frac{dV_R}{d_t} = -\frac{m_0^e}{R^2},$$

где $\gamma = \frac{1}{4\pi\rho t_e^2}\left[\frac{m^3}{\text{кг}\cdot\text{с}^2}\right]$.

Если за время $t = n \cdot t_e$ в сток попадает масса $m_0 = m_0^e \cdot n$, то можно записать:

$$a = -\gamma \cdot \frac{m_0}{R^2} \text{ и } t^2 = \frac{2R^3}{3m\gamma}, \text{ поскольку } vR = \frac{dR}{dt}.$$

Отсюда следует, что на тело с массой m_1, расположенное в среде на расстоянии R от стока, действует сила, направленная к стоку:

$$F = a \cdot m_1 = -\gamma \frac{m_0 m_1}{R^2},$$

причём, при этом справедливо соотношение $t^2 \sim R^3$, прямо связанное с законом Кеплера. Но этот аспект задачи в данной статье не рассматривается.

5. Простая трактовка равенства тяготеющей инертной масс.

В силу непрерывности среды можно записать равенство расхода среды за время dt через поверхность S_0 (стока) и S_R (произвольной сферы с радиусом R вокруг стока):

$$M = m_0 - m_R = \rho_0 \cdot v_0 \cdot S_0(t)\, dt = \rho \cdot v_R(t) \cdot S_R \cdot dt, \tag{6}$$

что соответствует равенству масс m_R («тяготеющей», то есть вынуждающей движение массы m_1 к стоку) и m_0 («инертной», то есть вошедшей в сток и формирующей массу покоя расширяющегося сферического стока).

6. Динамика тяготеющей и инертной масс.

Сток-сфера с радиусом r(t), заполняясь средой, увеличивает свой объём $4/3 \cdot \pi \cdot r^3(t)$ и массу $M(t) = 4/3 \cdot \pi \cdot r^3(t) \cdot \rho_0$. При этом из очевидных соображений следует, что в (6) плотность материи внутри стока ρ_0 должна быть больше плотности ρ окружающей среды.

Рост массы стока со временем $\frac{dM}{dt} = 4\pi \cdot \rho_0 \cdot r \cdot \frac{dr}{dt} = 4\pi \cdot r^2 \cdot \rho_0 \cdot v_r$ связан со скоростью роста его радиуса v_r, а увеличение геометрических размеров стока, приводя к увеличению расхода среды, влечёт ускорение роста массы и a_r – радиуса сферы r(t):

$$\frac{d^2M}{dt^2} = 4\rho \cdot (2\pi r v_r^2 + \pi r^2 a_r) = \frac{3M}{r^2} \cdot (2v_r^2 + r a_r). \tag{7}$$

На расстоянии R от стока для массы объёма элементарного сферического слоя среды выражения роста расхода массы запишутся так:

$$\frac{dM}{dt} = \rho \cdot S_r \cdot \frac{dR}{dt} = \rho \cdot S_R \cdot v_S,$$
$$\frac{d^2M}{dt^2} = \rho \cdot S_R \cdot \frac{dv_S}{dt} = \rho \cdot S_R \cdot a_S, \tag{8}$$

где v_s, a_s – скорость и ускорение движения среды сквозь поверхность S_R, $S_R = \text{const}$, $\rho = \text{const}$.

Идентичность динамики расхода через любую сферическую поверхность вокруг стока позволяет получить из (7) и (8):

$$a_S = \gamma \cdot \frac{M}{R^2}, \qquad \gamma = \frac{3(2v_r^2 + r a_r)}{4\pi r^2 \rho}. \tag{9}$$

Для силы, действующей на тело с массой m, в среде на расстоянии R от стока действует сила:

$$F = a_s \cdot m = \gamma \cdot M \cdot m / R^2.$$

А работа массы m при прохождении к стоку всего радиуса R равна $A = F \cdot R = \gamma \cdot M \cdot m/R$. Приравняв её к кинетической энергии массы m, получим из выражения $\gamma \cdot M \cdot m/R = m \cdot v^2/2$ радиус «чёрной дыры»: $R = 2M \cdot \gamma / v_0^2$ – сферы, из внутреннего пространства которой не выйдет никакое тело, не превысив скорость v_0.·

7. Закон подобия – условие существования системы тяготеющих тел.

Для стабильности существования системы из двух тел-стоков с растущими массами m и M в среде с плотностью ρ должно выполняться условие F = *const*, то есть должно сохраняться условие постоянства величин $\gamma = const$ и $\frac{M \cdot m}{R^2} = const$:

$$\frac{d\gamma}{dt} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d}{dt}\left(\frac{M \cdot m}{R^2}\right) = 0. \tag{10}$$

Первое из выражений (10) и формул (9) позволяет записать первое условие подобия системы самой себе в каждый момент времени:

$$v_r^2 = \frac{3}{4} \cdot a_r \cdot r, \tag{11}$$

а второе равенство в (10) приводит ко второму условию:

$$H = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{m} \cdot \frac{dm}{dt} + \frac{1}{m} \cdot \frac{dM}{dt} = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt}, \tag{12}$$

где $H = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt}$ – выражение, характеризующее для каждого момента времени скорость удаления растущих масс m и M друг от друга при расширении рассматриваемой системы и сохранении значения F. В космологии величине H соответствует «постоянная Хаббла».

Условие (11) позволяет записать «гравитационную постоянную» (9) в виде:

$$\gamma = (1{,}40625/\pi \cdot \rho) \cdot (a_r/v_r)^2,$$

откуда следует:

$$\frac{a_r}{v_r} = \frac{1}{v_к} \cdot \frac{dv_r}{dt} = \text{const}. \tag{13}$$

Вынужденно опуская выкладки, отметим без подробного обсуждения, что из изложенного вытекает справедливость следующих соотношений пропорциональности, соответствующих закону Кеплера: $r \sim R$, $t^2 \sim R^3$, $t^2 \sim r^3$. где t – время, за которое объекты расходятся на расстояние R.

Таким образом, в рамках классической гидродинамической модели из закона «всемирного тяготения» вытекает закон ***«всемирного геометрического и энергетического подобия»***.

8. Условие отсутствия лобового сопротивления среды.

Мы выяснили, что масса m_0 сферического стока определяется расходом среды через поверхность сферы S: $m_0 = \rho_0 \cdot S_0 \cdot v_0 \cdot t$. Если такой же сфере-стоку придать движение со скоростью v по оси x, то условием отсутствия лобового сопротивления среды будет «всасывание» большего количества среды в сток с тем, чтобы среда на оси x впереди по ходу объекта не испытывала возмущения и не противодействовала движению сферы-стока. Вместе с тем во всех точках вокруг стока радиальная скорость движения среды к стоку увеличивается относительно него в связи с необходимым ростом расхода. В силу сферической симметричности (относительно стока) процесса радиального течения среды, последняя не оказывает влияния на движение объекта; и он сохраняет своё состояние в бесконечном и безграничном пространстве, теперь уже двигаясь по оси *x* со скоростью *v* относительно прежнего положения и увеличив расход среды в себя относительно расхода, имевшегося до движения объекта-стока со скоростью *v*.

Величина расхода определяется произведением поверхности сферы на скорость втока. В покое эта величина равна $\rho_0 \cdot S_0 \cdot \nu_0 \cdot t_0$, а при движении сферы $m_r = \rho_0 \cdot S_0 \cdot (\nu_0 + \nu) \cdot t$, то есть, если бы площадь сферы-стока не менялась, – скорость втока среды в сферу была бы $(\nu_0 + \nu)$. Но при условии постоянства величин ρ, ρ_0 и ν_0 расход увеличится только при условии увеличения сферы-стока:

$$m_r = \rho_0 \cdot S_0 \cdot \left(1 + \frac{\nu}{\nu_0}\right) \cdot \nu_0 \cdot t = \rho_0 \cdot S_r \cdot \nu_0 \cdot t,$$

$$S_r = S_0 \cdot \left(1 + \frac{\nu}{\nu_0}\right),$$

а значит, –

$$m_r = m_0 \cdot \left(1 + \frac{\nu}{\nu_0}\right).$$

Сфера-сток увеличивает свою массу, приходя в движение, а работа по созданию этой массы при отсутствии лобового сопротивления среды есть работа преодоления инерции покоя движущегося тела.

Таким образом, можно определить инерцию как непрерывный процесс образования массы из окружающей тело среды (мирового эфира), а тяготение – это результат процесса втока мирового эфира в материю.

- То есть, искомый многими поколениями исследователей ***«эфирный ветер»*** – это **гравитация**.

Условие F = *const*, законы всемирного тяготения и всемирного подобия, отсутствие лобового сопротивления среды (камень преткновения множества моделей эфира) – всё это позволяет рассматривать механику движения тел вокруг центра масс, исключив из расчётов расширение системы, что приводит к упрощению строгого вывода законов Кеплера из полученного закона тяготения. В этом случае с точки зрения реального наблюдателя, «растущего» вместе с мерами длины, небесными телами, расстояниями между ними и всем, что тяготеет, – движение тел по круговым и эллиптическим орбитам будет отличаться от наблюдаемых «олимпийским наблюдателем» реальных раскручивающихся спиралевидных орбит. И тот же «олимпийский наблюдатель» увидит потоки среды, втекающие в гигантские стоки (планеты и звёзды) и вращающие спутники звёзд и планет в едином направлении, заданном вихревыми процессами, чего не объяснил ни Кеплер, ни Ньютон, не «заполнивший» пространство мировым эфиром. Расширение же системы, несмотря на пропорциональный рост мер длины, реально возможно наблюдать с помощью волновых процессов в среде.

9. Волна в динамической среде.

Если сферическая волна в элементарном объёме среды ΔV идёт со скоростью *c*, то в таком же элементе среды ΔV, ускоренно движущемся к неподвижному стоку 0 с переменной скоростью v_r относительно 0, зависящей от расстояния R_1, рис. 2, волна сжатия распространяется со скоростью $(c - v_r)$ относительно 0 и за время Δt пройдёт расстояние от 0, равное:

$$\Delta L = \Delta t \cdot (c - v_R).$$

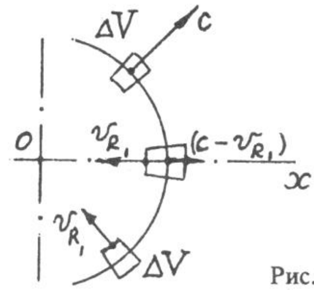

Рис. 2

Если такой же сток движется по оси *x* со скоростью $\nu_{ст}$, то за время Δt он пройдёт расстояние $\Delta l = \nu_{ст}\cdot\Delta t$ и займёт положение 0', а скорость невозмущённого из-за условия отсутствия лобового сопротивления элемента среды ΔV на полуоси 0x относительно 0' равна ($\nu_{ст} + \nu_R$). Это возможно лишь при увеличении расхода среды в сток. Сферическая симметричность процесса определяет величину этой скорости относительно 0 для любого элемента среды, расположенного на том же расстоянии от 0, что и ΔV.

Относительно 0' скорость расходящейся сферической волны в среде на расстоянии R_2 от 0' равна $c_{R2} = c - (\nu_{ст} + \nu_{R1})$, и за время Δt она пройдёт от 0' расстояние $\Delta L_1 = \Delta t\ [c - (\nu_{ст} + \nu_{R1})\ ]$. Разница путей, пройденных от источников 0 и 0'в обоих случаях за время Δt по полуоси 0x будет $\Delta L - \Delta L' = \Delta t\cdot\nu_{ст} = \Delta l$. Но это же расстояние Δl проходит за время Δt по полуоси Ox объект 0' Следовательно, сферическая волна, расходясь от 0' за время Δt на меньшее расстояние (из-за более мощного встречного потока), чем такая же волна от 0, в обоих случаях достигнет в направлении движения сферы-стока (на оси *x*) одной и той же точки за один и тот же промежуток времени, рис. 3.

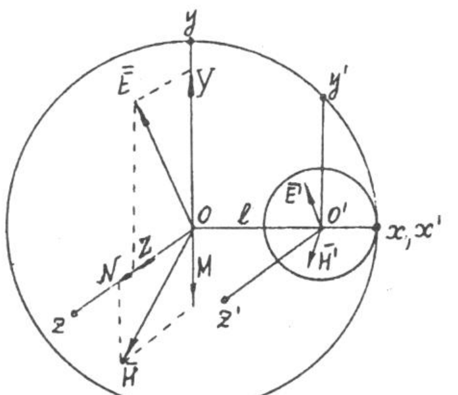

Рис. 3

10. Векторная алгебра и уравнения электродинамики.

Если расширяющимся сферам с центрами 0 и 0' и радиусами R (x, y, z, t) = (ct) и R' (x', y' z', t) = (ct)' придать в соответствие взаимно перпендикулярные векторы $\overline{E}$ (X, Y, Z) ⊥ $\overline{H}$(L, M, N) и $\overline{E'}$ (X', Y', Z') ⊥ $\overline{H'}$(L', M', N'), причём $\overline{E'}/\overline{E} = \overline{H'}/\overline{H} = \overline{R'}$/R, то поведение этих векторов, выраженное через полные производные по R, R' (или частные производные по t), совпадают с электродинамическими уравнениями Максвелла (или уравнениями Максвелла-Герца), если векторам $\overline{E}, \overline{E'}, \overline{H}, \overline{H'}$ придать соответствующий физический смысл. В этом случае при R' = R – 1 векторы $\overline{E} \perp \overline{H}$, $\overline{E'} \perp \overline{H'}$ лежат в плоскостях x = 0 и x' = 0; и для их составляющих справедливы соотношения:

$$X' = X = 0; \quad L' = L = 0; \quad M = -Z,\ Y = N; \quad Y'/Y = Z'/Z = M'/M = N'/N = R'/R = \frac{R-l}{R} = l - \frac{l}{R}$$

или, как это без геометрической интерпретации принято в СТО [2], при R = ct, *l* = vt:

$$Y' = Y\left(1 - \frac{N\cdot\nu}{Y\cdot c}\right);\quad Z' = Z\left(1 + \frac{\nu}{c}\cdot\frac{M}{Z}\right);\quad M' = M\left(1 + \frac{\nu}{c}\cdot\frac{Z}{M}\right);\quad N' = N\left(1 - \frac{Y\cdot\nu}{N\cdot c}\right).$$

Если рассматривать векторы $\overline{E}$, $\overline{E'}$, $\overline{H}$, $\overline{H'}$ в ограниченном сферой 0 пространстве, то это ограничение математически можно выразить, учтя длину декартовых осей x, y, z и очевидное уменьшение длины осей y'и z': y' = z' = y·β = z·β, где $\beta = \sqrt{1 - \frac{l^2}{R^2}} = \sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}}$, – см. Приложение и [3]. В [3] показано, что уравнения Максвелла-Герца сохраняют свой вид при переходе из системы 0 (x, y, z) в систему 0' (x' y', z') при следующих координатных преобразованиях:

(а) $x' = x - \nu t$; $y' = \beta\cdot y$; $z' = \beta\cdot z$; $\rho' = \rho\cdot\Lambda$; $c' = c\Lambda$; $u_x' = u_x - \nu$;
(б) $x = \beta(x - \nu t)$; $y' = y$; $z' = z$; $\rho' = \rho\beta\Lambda$; $c' = c\beta\Lambda$; $u'_x = \beta(u_x - \nu)$
(в) x', y', z', ρ' – как в (а); $t' = t\Lambda$; $u'_x = (u_x - \nu)\cdot\Lambda^{-1}$;
(г) x', y', z', ρ' – как в (б); $t' = t\Lambda\beta$; $u'x = (ux - \nu)\cdot\Lambda^{-1}$;

где: $\Lambda = 1 - \frac{xl}{R^2} = 1 - \frac{u_x\cdot\nu}{c^2}$; ρ – плотность заряда; $u_x = \frac{dx}{dt}$.

Из (а, б) видно, что для сохранения вида электродинамических уравнений скорость *c* не обязательно неизменна во всех координатных системах. Значения *t* в (в, г) означают отнюдь не новое качество времени, а всего лишь тот факт, что при заданной скорости *c* для преодоления различных расстояний требуется различное время, см. Приложение. При этом преобразования (а) соответствуют форме, принятой в классической механике с её законом сложения скоростей, но с учётом очевидного сокращения осей *y* и *z*, а преобразования (г) соответствуют форме, принятой в СТО под названием *«преобразования Лоренца»*. Однако все они – суть одно и то же, представляя лишь различные комбинации геометрических и метрических соотношений при едином физическом смысле, соответствующем классической механике.

- И наконец, необходимо подчеркнуть, что уравнения Максвелла – вопреки распространённому заблуждению – инвариантны относительно преобразований Галилея [4], если не забывать, что векторы $\overline{E}$, $\overline{E'}$, $\overline{H}$, $\overline{H'}$ зависят не только от *t*, но и от *x, y, z*.

II. Заключительные замечания.

Гидродинамическая модель пространства весьма продуктивна при описании широкого спектра явлений в рамках классической механики и электродинамики, не требуя релятивистских постулатов.

Модель объясняет, в частности, отрицательный результат опытов Майкельсона – Морли и наличие отклонения луча света вблизи больших масс.

- Направив один из лучей света в зенит, а не оба вдоль поверхности Земли, Майкельсон нашёл бы эфирный ветер, который и является потоком гравитации.

Сгущение линий тока среды возле тяготеющего тела близко по физической сущности гипотезе *«местного эфира»* [5]. *«Уплотнение»* среды при образовании тяготеющих тел перекликается с моделью эфирного происхождения материи [6].

Ещё Гаусс и Вебер, ряд других исследователей, независимо друг от друга (что объяснялось порою погоней за приоритетом [7], а порой сознательным игнорированием до времени работ по данному вопросу во избежание влияния авторитетов – последней «методики» придерживался и автор этой статьи) пришли к схожей трактовке модели мира [7–10]. Одним из первых, кто имел подобное понимание пространства и тяготения был Б. Риман. Но его представления о свойствах материи не дали ему получить нужных результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим окружность, рис. П, уравнение которой $x^2 + y^2 = R^2$ можно записать следующим образом через переменный по длине радиус R', имеющий начало в нулевой точке системы координат 0' (x', y', z'): $(x')^2 + (y')^2 = (R')^2$, где: z' = 0; $R' = R - \frac{xl}{R}$; $x' = x - l$.

Предположим, внутри ограниченного окружностью пространства длина отрезков на осях измеряется мерой, равной максимальной длине соответствующей оси. Тогда в системе 0' меры длины будут разные: по оси x', совпадающей с осью *x*, мера длины α = R, а по оси *y*' мера длины γ = $\sqrt{R^2 - l^2}$. Этими же мерами воспользуемся и на осях *x, y* в системе 0. Но тогда необходимо при наличии различных мер длины найти преобразования перехода к единой системе мер для обеих осей. Найдя их, можем записать уравнение $x^2 + y^2 = R^2$ в виде:

$$x^2 + \left(\frac{\gamma}{\alpha} \cdot y\right) = R \quad \text{либо} \left(\frac{\alpha}{\gamma} x\right)^2 + y^2 = R^2.$$

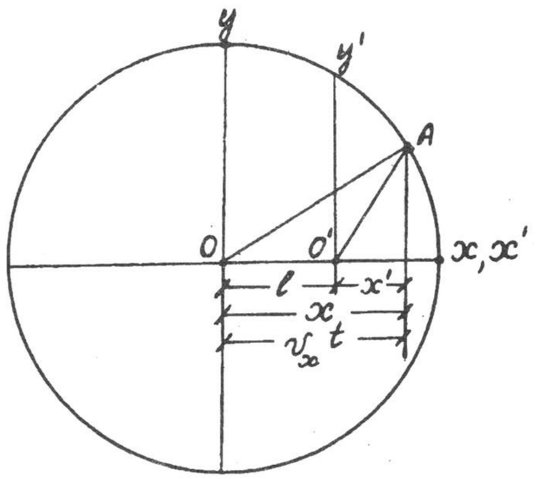

Рис. П

Если, к примеру, координата $x_1 = 30$ по оси *x* записана в сантиметрах (α = 1), а по оси *y* координата y = 4 – в дециметрах (γ = 10), то в общем для всех осей в масштабе запишем:

$$x_1^2 + (10y)^2 = R^2; \quad R = 50 \text{ } см \quad \text{или} \quad (0{,}1 \cdot x)^2 + y^2 = R^2; \quad R = 5 \text{ } дм.$$

Теперь запишем преобразования перехода для *y* и *y'*:

$$y'/y = \frac{\sqrt{R^2 - l^2}}{R} = \sqrt{1 - \frac{l^2}{R^2}}; \quad y' = y\sqrt{1 - \frac{l^2}{R^2}}.$$

Уравнение $(x')^2 + (y')^2 = (R')^2$ выглядит при этом так:

$$(x - 1)^2 + y^2\left(1 - \frac{l^2}{R^2}\right) = \left(R - \frac{x \cdot l}{R}\right)^2$$

$$\text{при } x' = x - 1; \quad y' = y\sqrt{1 - \frac{l^2}{R^2}}; \quad R' = R - (x \cdot l/R);$$

или:

$$\left(\frac{x-l}{\sqrt{1-\frac{l^2}{R^2}}}\right)^2 + y^2 = R\cdot\left(1-\frac{x\cdot l}{R^2}\right) / \sqrt{1-\frac{l^2}{R^2}}.$$

Тогда:

$$x' = \frac{x-l}{\sqrt{1-l^2/R^2}};\quad y' = y;\quad R' = R\cdot\left(1-\frac{x\cdot l}{R^2}\right)\cdot\sqrt{1-\frac{l^2}{R^2}}.$$

Если система на Рис. П равномерно расширяется, оставаясь подобной самой себе, то при скоростях движения точек 0' и А относительно 0, равных v и c соответственно, уравнения $x^2 + y^2 = R^2$ и $(x')^2 + (y')^2 = (R')^2$ сохраняют свой вид при $l = v\cdot t$; $R = c\cdot t$; $x' = (x - vt)/\sqrt{1-v^2/c^2}$,

$$R' = (c\cdot t)' = (c\cdot t)\cdot l - \frac{x\cdot l}{c\cdot t^2} / \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

или:

$$c' = c\cdot\left(1-\frac{v_x\cdot v}{c^2}\right) / \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \quad \text{при } t' = t;\ vx = \frac{dx}{dt}$$

или:

$$t' = t\cdot\left(1-\frac{v_x\cdot v}{c^2}\right) / \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \quad \text{при } c' = c,$$

что позволяет понять метрическую сущность преобразований Лоренца, не имеющих отношения к физике как таковой, но обосновывающих СТО, самым выдающимся достижением которой я считаю положение о часах в движущихся системах:

часы будут отставать в той из них, где часов больше (Ландау, Лифшиц «Теория поля». – М., 1969, с. 19).

Заметим, наконец, что уравнения окружности (÷) формально имеют вид уравнений эллипса:

$$\frac{x^2}{\left(\frac{\gamma}{\alpha}\cdot R\right)^2} + \frac{y^2}{R^2} = 1 \quad \text{либо} \quad \frac{x^2}{R^2} + \frac{y^2}{\left(\frac{\alpha}{\gamma}\cdot R\right)^2} = 1.$$

чему в СТО тоже придается физический смысл *«сплющивания сферы»* при движении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайкин С. Э. Механика. – М. – Л., ОГИЗ-Гос. изд. тех.-теор. лит. 1947. 576 с.
2. Эйнштейн А. Сбор. научн. трудов. Т. 1. – М., «Наука», 1965. с. 7.
3. Лебедев В. А. Геометрическая инвариантность центрально-симметричных систем в прямоугольных координатах. Препринт № 212–90. СО АН СССР, Институт теплофизики. Новосибирск. 1990. 28 с.
4. Базилевский С. А., Варин М. П. Ошибка Эйнштейна. Проблемы пространства и времени в современном естествознании: Проблемы исследования Вселенной, вып. 15. АН РСФСР, Ленинградское отд. С.-Пб. 1991. с. 176.

5. Пещевицкий Б. И. Модель Лоренца. Препринт 87–3. СО АН СССР, Ин-т неорг. химии. Новосибирск. 1987. 18. с.
6. Ацюковский В. А. Введение в эфиродинамику. Деп. ВИНИТИ № 2760–80. М. 1980. 237 с.
7. Риман Б. Сочинения. – М. – Л., ОГИЗ-Гос. изд. техн.-теор. лит. 1948.
8. Ярковский И. О. Всемирное тяготение как следствие образования весомой материи внутри небесных тел. – М., 1889.
9. Клейн Ф. Лекции о развитии математики в 19 столетии. Т. 1. – М., «Наука», Гл. ред. физ.-мат. лит. 1989. 456 с.
10. Бутусов К. П. Время – физическая субстанция. В кн. Проблемы пространства и времени в современном естествознании: Проблемы исследования Вселенной, вып. 15. АН РСФСР, Ленинградское отд. С.-Пб. 1991. с. 301.

Лебедев Владимир Алексеевич

Новосибирск, 1991

Журнал «Русская Мысль», 1992, № 1