ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА И АБЕРРАЦИЯ СВЕТА

В какой-то момент Источник излучает электромагнитную волну 1'. А через промежуток времени T_1 – волну 2. Волна 1' займет положение 1. Но за это время Источник переместится в направлении Приёмника на расстояние $V_{1X}\cdot T_1$, где $V_{1X} = \mathbf{V_1}\cdot\mathrm{Cos}(\psi)$. Таким образом, волна 2 будет отстоять от волны 1 на расстояние L_1. С другой стороны, пусть Приёмник в некий момент принял волну 1. Волна 2 догонит его через промежуток времени T_2 , но за это время Приёмник переместится в направлении распространения волн на расстояние $V_{2X}\cdot T_2$, где $V_{2X} = \mathbf{V_2}\cdot\mathrm{Cos}(\varphi)$.

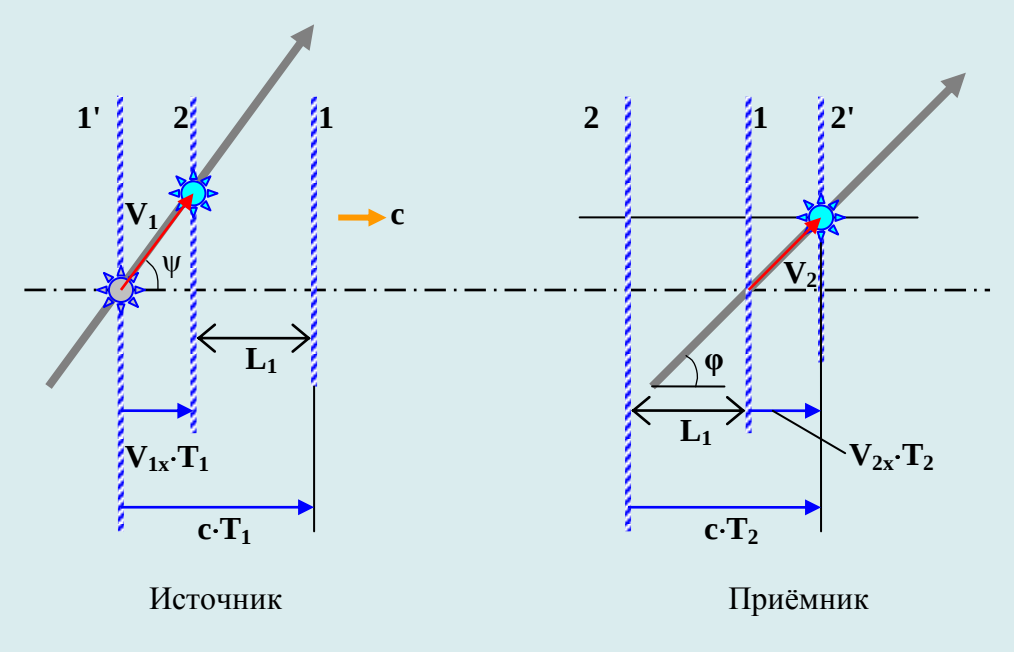

Рис.1

Указанные выше соотношения можно записать как систему уравнений (1).
Её решениями будут равенства (2). Отметим, что L_1 это длина волны света (λ_1), излучаемого источником в направлении приёмника в абсолютной системе координат, связанной с Эфиром.
Но интервалам времени T_1 и T_2 в неподвижной СО будут соответствовать интервалы T_{10} и T_{20} в единицах собственного времени подвижной СО, связанные соотношениями (3).
В собственных единицах подвижной СО справедливы соотношения (4).
Подставляя (3) и (4) в формулы (2) получим соотношение (5).
Если принять, что СО приёмника является условно неподвижной, то выражение (5) можно записать в виде (**6**). ***В таком виде формула Доплер-эффекта полностью совпадает с её видом в СТО***. Поэтому все дальнейшие выкладки справедливы и для СТО тоже.
Проведём замену переменных соответственно выражениям (7).
Тогда выражение (6) запишется как выражение (8).
Опуская промежуточные выкладки, от выражения (8) можно перейти к выражению (9).
Легко видеть, что это уравнение семейства эллипсоидов, сжатых по оси X, имеющих общую точку в координатах (0,1), и с центом в координатах ($1/(n^2+1)$, 0).

1) $\begin{cases} L_1 = c \cdot T_1 - V_{1X} \cdot T_1 \\ L_1 + V_{2X} \cdot T_2 = c \cdot T_2 \end{cases}$ 2) $T_2 = T_1 \cdot \dfrac{c - V_{1X}}{c - V_{2X}} = T_1 \cdot \dfrac{1 - \beta_1 \cdot Cos\psi}{1 - \beta_2 \cdot Cos\varphi}$, *где* $\beta = \dfrac{V}{c}$

3) $T_1 = \dfrac{T_{10}}{\sqrt{1-\beta_1^2}}$, $T_2 = \dfrac{T_{20}}{\sqrt{1-\beta_2^2}}$ 4) $\lambda_0 = c \cdot T_0$ *или* $T_0 = \dfrac{\lambda_0}{c}$

5) $\lambda_{20} = \lambda_{10} \cdot \dfrac{\sqrt{1-\beta_2^2}}{\sqrt{1-\beta_1^2}} \cdot \dfrac{1 - \beta_1 \cdot Cos\psi}{1 - \beta_2 \cdot Cos\varphi}$, 6) $n = \dfrac{\lambda_{20}}{\lambda_{10}} = \dfrac{1 - \beta_1 \cdot Cos\psi}{\sqrt{1-\beta_1^2}}$

7) *пусть* $x = \beta \cdot Cos\,\psi$, $y = \beta \cdot Sin\,\psi$ *и* $\beta^2 = x^2 + y^2$

8) $n = \dfrac{1-x}{\sqrt{1-(x^2+y^2)}}$, 9) $\left(\dfrac{x - \dfrac{1}{n^2+1}}{n^2/n^2+1}\right)^2 + \left(\dfrac{y}{n/\sqrt{n^2+1}}\right)^2 = 1$

10) $x = \dfrac{1}{n^2+1} \pm \dfrac{n^2}{n^2+1} \cdot \sqrt{1 - \left(\dfrac{y}{n/\sqrt{n^2+1}}\right)^2}$

11) *при условии* $Sin\,\psi = 0$, *или* $y = 0$

12) $x_{1,2} = \dfrac{1 \pm n^2}{n^2+1}$, $x_1 = 1$ *и* $x_2 = \dfrac{1-n^2}{1+n^2} = \beta$

Ряд этих эллипсоидов при $n = \lambda_{20}/\lambda_{10} = 0{,}25; 0{,}5; 1; 2$ и 4 приведён на рисунке ниже (Рис.2). Таким образом, если конец вектора **β** скорости источника принадлежит какому-либо эллипсоиду, соответствующему определённому значению n, то можно считать, что Источник приближается (n<1) или удаляется (n>1) от Приёмника с относительной скоростью β.

Отметим, что при (n<1), Источник имеет направление движения обязательно в сторону Приёмника – вектор скорости **β** направлен направо, т.е. угол ψ лежит в пределах (-90° ÷ 90°).

Особо отметим, что приближающийся Источник может иметь "красное" доплеровское смещение. Тем "краснее", чем ближе его скорость к скорости света. Это определяется тем, что основную роль начинает играть "поперёчный" Доплер-эффект. Действительно, для приближающихся Источников (т.е. вектор **β** направлен вправо в секторе ±90°) значениям β около 1 будут соответствовать и эллипсоиды с n>1. Вследствие этого можно предположить, что очень-очень горячий (и, наверное, разреженный) газ должен в среднем показать "красное смешение".

Впрочем, не зная "истинного" направления движения Источника, по формулам (11 и 12) мы вычислим несколько меньшее значение β, в предположении, что Источник движется вдоль луча зрения. При этом, даже полученное значение β<1 (при n>1) не свидетельствует однозначно, что Источник удаляется.

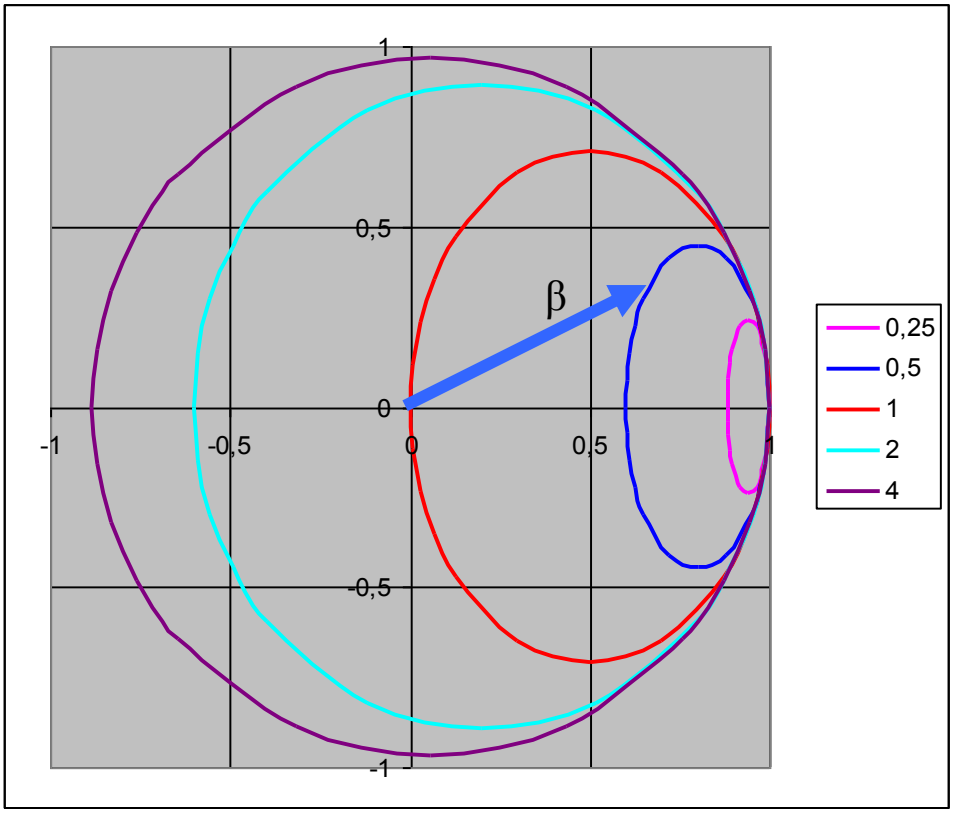

Рис.2

Обратим теперь внимание на формулу (6).
С учётом собственного движения Приёмника её можно записать в виде:

$$\frac{\lambda_{20}}{\lambda_{10}} \times \frac{1-\beta_2 \cdot Cos\,\varphi}{\sqrt{(1-\beta_2^2)}} = \boldsymbol{n} = \frac{1-\beta_1 \cdot Cos\,\psi}{\sqrt{(1-\beta_1^2)}} \text{ , где } n \geq 0$$

Значение "n" будет уменьшаться, если Приёмник будет сам двигаться в направлении Источника, и увеличиваться – если в обратном. Для такого "скорректированного" значения "n" справедливо всё, что рассматривалось выше в предположении неподвижности Приёмника, только угол "луча зрения" на Источник будет отклонен в направлении собственного движения Приёмника вследствие аберрации света.

Угол аберрации соответствует такому направлению зрительной трубы, что квант света, попавший в её входное отверстие (линзу), будет двигаться именно вдоль оси трубы по мере перемещения приёмника и прикреплённой к нему трубы, и в конце концов будет им принят. Все нужные обозначения прорисованы на картинке ниже (Рис.3) для Приёмника, в которой все события отражены в абсолютной СО, связанной с Эфиром. То есть длина волны сигнала от Источника λ на рис.3 равна L_1 на первой картинке (Рис.1).

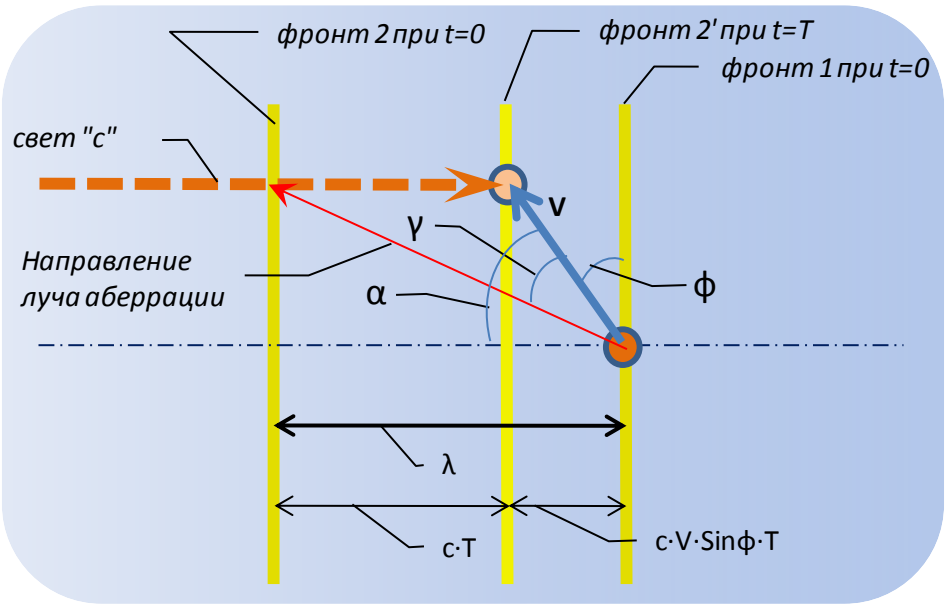

Рис.3

13) $\lambda = (c + V \cdot \sin\phi) \cdot T$

14) $\mathrm{tg}(\varphi + \gamma) = \lambda / (V \cdot \mathrm{Cos}\,\phi \cdot T) = (1 + \beta \cdot \mathrm{Sin}\,\phi) / (\beta \cdot \mathrm{Cos}\,\phi)$

или, выражая через тангенсы:

15) $\mathrm{tg}(\phi + \gamma) = \left(\beta \cdot \mathrm{tg}\,\phi + \sqrt{(1 + \mathrm{tg}^2\phi)}\right) / \beta$

Раскладывая тангенс суммы углов и приравнивая значению из ф-лы 15, получим:

16) $\mathrm{tg}(\phi + \gamma) = \dfrac{\mathrm{tg}\,\phi + \mathrm{tg}\,\gamma}{1 - \mathrm{tg}\,\phi \cdot \mathrm{tg}\,\gamma} = \dfrac{\beta \cdot \mathrm{tg}\,\phi + \sqrt{(1 + \mathrm{tg}^2\phi)}}{\beta}$

Откуда найдём tg γ, после чего преобразуем тангенсы в косинусы угла:

17) $\mathrm{tg}\,\gamma = \dfrac{1}{\beta \cdot \sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\phi} + \mathrm{tg}\,\phi} = \dfrac{\cos\phi}{\beta + \sin\phi}$

Все эти углы относятся к объекту в абсолютной СО Эфира, в котором движущийся объект сжат по Лоренцу в направлении движения, как показано ниже на Рис.4.

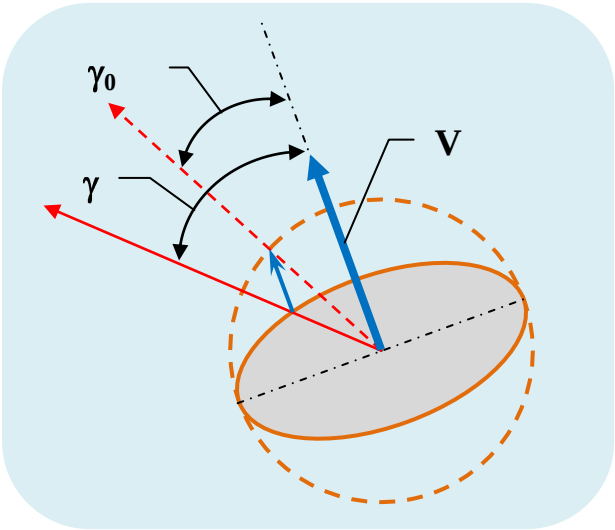

Рис.4

В собственной СО угол аберрации "**γ**" перейдёт в угол "γ_0", таким образом, чтобы

18) $\operatorname{tg}\gamma_0 = \sqrt{1-\beta^2}\cdot\operatorname{tg}\gamma$

откуда, после подстановки значения из ф-лы 17, получим для собственной СО:

19) $\operatorname{tg}\gamma_0 = \dfrac{\sqrt{1-\beta^2}\cdot\cos\phi}{\beta+\sin\phi}$

Если в качестве исходного принять угол "**α**" между направлением на Источник и направлением движения Приёмника, то есть подставить в формулу (ϕ=π/2-α), то получим:

20) $\operatorname{tg}\gamma_0 = \dfrac{\sqrt{1-\beta^2}\cdot sin\propto}{\beta+\cos\propto}$

Точно такая же формула для угла аберрации приводится в курсе теоретической физики Ландау и Лифшица, однако в данной эфирной теории нам, для её вывода, не потребовалось изобретать "особую геометрию" пространства-времени.

Из-за аберрации, положение неподвижных звёзд, видимых из иллюминатора звездолёта, изменится так, что все они как бы переместятся в вперёд по курсу, как это отображено на графике рис.5.

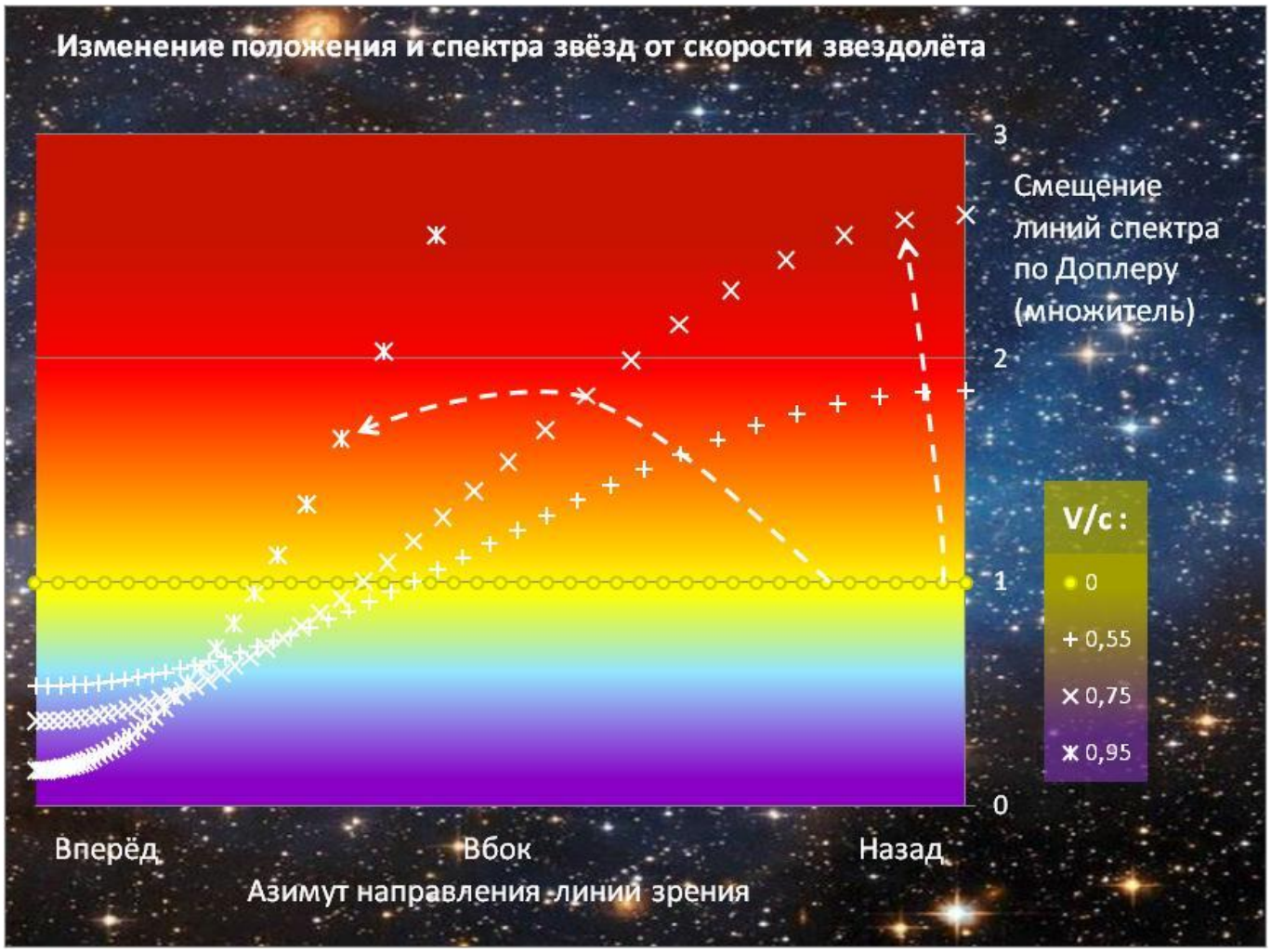

Рис.5

Здесь по горизонтали точками отмечены новые азимутальные положения звёзд, т.е. значения угла между направлением на видимое изображение звезды и направлением движения звездолёта. Исходные азимуты звёзд предполагаются равномерно распределёнными по всей дуге от 0° до 180° и отображены для значения V/c = 0, чему на графике соответствует Доплеровское смещение=1. По оси ординат отложен коэффициент (λ / λ_o) Доплеровского смещения для звёзд, в зависимости от их новых азимутов и отношения скорости звездолёта к световой, и проиллюстрирована соответствующая тому примерная цветовая гамма.