

ЗАПАЗДЫВАНИЕ СИГНАЛОВ и ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА

ЛАЗАРЕВ Ю. Ф., Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», г. Киев, Украина

Уточнена формула, связывающая частоту воспринимаемого излучения со скоростью движения источника и приемника. Использован подход классической механики (теория относительности отрицает существование среды распространения волн). Показана тесная связь эффекта Доплера с запаздыванием сигналов от удаленных источников и наблюдаемым «временем» источника.

Введение

В последнее время появились работы, в которых предпринимаются попытки объяснить явления, связанные с распространением световых сигналов в межзвездной среде и эффектом Доплера, при помощи классического подхода (ньютоновой механики). Вызваны они неудовлетворенностью релятивистским описанием этих явлений. Например, в [2], замечено, что существование эффекта Доплера несовместимо с постулатом теории относительности о неизменности скорости света во всех инерциальных системах координат. В [4] авторы замечают: «вызывает недоверие тот факт, что для нахождения релятивистского поперечного Доплер-эффекта используется модель нецентрального взаимного движения источника и приёмника, в то время как эти результаты сравниваются с решением классической задачи о центральном движении источника и приёмника, в которой по самой постановке задачи о каком-либо поперечном эффекте говорить бессмысленно». В попытках построить уточненную классическую теорию эффекта Доплера иногда делаются нетривиальные выводы, требующие внимательного дополнительного исследования. Так, в работе [1] утверждается, что «формула, описывающая эффект Доплера, представляет собой математическое выражение векторного сложения двух скоростей» (скорости источника и скорости распространения сигнала). Авторы же [4] используют допущения о том, что источник неподвижен и расстояние между источником и приемником значительно превышает длину волны излучения. Возникает необходимость более внимательно и без непроверенных упрощающих предположений рассмотреть сущность эффекта Доплера на основе классического подхода.

1. Уточнение формулы эффекта Доплера

Пусть относительно неподвижной среды движутся и источник (точка N , рис. 1), и наблюдатель (приемник, точка S), при этом c – скорость распространения излучения (звука, света) в среде, V_d и V_c – векторы скорости движения в этой среде источника и наблюдателя соответственно.

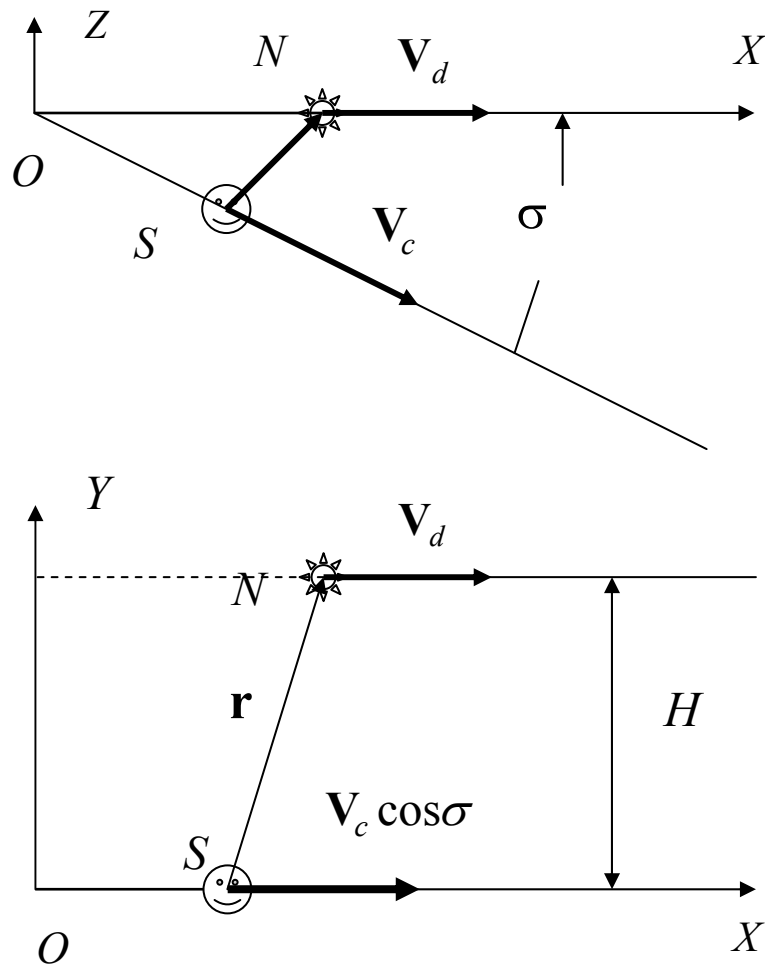


Рис. 1. Кинематика пересылки сигнала от источника N к наблюдателю S

Если векторы V_d и V_c постоянны как по величине, так и по направлению, то траектории движения источника и приемника в среде являются прямыми линиями, которые в общем случае перекрещиваются, не пересекаясь. Обозначим через H наименьшее расстояние между этими траекториями. Поместим начало системы координат XYZ в точку O пересечения общего перпендикуляра к обеим этим траекториям с траекторией приемника. Направим ось OY вдоль этого перпендикуляра, ось OX – параллельно вектору V_d скорости источника. Тогда траектория источника будет прямой, лежащей в плоскости OXY , параллельной оси X и расположенной на расстоянии H от нее (рис. 1). Обозначим через σ угол между вектором V_c скорости приемника (см. рис. 1) и плоскостью OXY . Очевидно, плоскость этого угла лежит в координатной плоскости OZX .

Пусть начальное (при $t = 0$) расстояние источника от точки его траектории O_d , наиболее близкой к траектории приемника, равно R_{N0} . В этот момент времени $t = 0$ источник колебаний расположен в точке N_0 (рис. 1) с координатами $\{R_{N0}, H, 0\}$ и излучает импульс света. Допустим, что в то мгновение t_1 ,

когда этот импульс достигнет наблюдателя, последний находится в точке S_1 своей траектории с координатами $\{R_{S_1} \cos \sigma, 0, -R_{S_1} \sin \sigma\}$. Обозначим t_1 – время движения светового импульса до встречи с наблюдателем. Очевидно, оно равно

$$t_1 = \frac{R_1^*}{c}, \text{ где } R_1^* \text{ – расстояние между точками } N_0 \text{ и } S_1:$$

$$R_1^* = \sqrt{(R_{N_0} - R_{S_1} \cos \sigma)^2 + (R_{S_1} \sin \sigma)^2 + H^2} = \sqrt{X^2 + Z^2 + H^2},$$

где $X = R_{N_0} - R_{S_1} \cos \sigma$; $Z = -R_{S_1} \sin \sigma$.

Через промежуток времени ΔT (который может быть, к примеру, периодом колебаний излучаемого света) источник меняет место своего расположения, достигая точки N^* с координатами $\{R_{N_0} + V_d \Delta T, H, 0\}$, и в это мгновение излучает второй импульс, который достигает наблюдателя в момент времени t_2 . Обозначим через $\Delta T_c = t_2 - t_1$ разность между моментами приема приемником этих двух импульсов. Наблюдатель в этот момент будет находиться в точке с координатами $S_2 \{(R_{S_1} + V_c \Delta T_c) \cos \sigma, 0, -(R_{S_1} + V_c \Delta T_c) \sin \sigma\}$. Расстояние между точками N^* и S_2 будет равно:

$$R_2^* = \sqrt{[R_{N_0} + V_d \Delta T - (R_{S_1} + V_c \Delta T_c) \cos \sigma]^2 + [(R_{S_1} + V_c \Delta T_c) \sin \sigma]^2 + H^2}.$$

Время перемещения второго светового импульса от источника до наблюдателя равно $t_2 - \Delta T$. Поэтому $t_2 - \Delta T = \frac{R_2^*}{c}$, и из этого можно прийти к выражению для промежутка времени ΔT_c между двумя импульсами, принятыми наблюдателем:

$$\Delta T_c = t_2 - t_1 = \Delta T + \frac{R_2^* - R_1^*}{c}. \tag{1}$$

Введем обозначения: $\rho = \frac{R_1^*}{c}$ – путь в световых секундах, пройденный первым импульсом в неподвижной среде $\left(x = \frac{X}{c}, z = \frac{Z}{c}\right)$; $\beta_d = \frac{V_d}{c}$, $\beta_c = \frac{V_c}{c}$ – безразмерные скорости источника и приемника.

С учетом этого выражение R_2^* можно представить в следующем виде:

$$\frac{R_2^*}{c} = \sqrt{\rho^2 + 2(x\beta_d)\Delta T - 2(x\beta_c \cos \sigma + z\beta_c \sin \sigma)\Delta T_c - 2\beta_d\beta_c\Delta T\Delta T_c \cos \sigma + \beta_d^2\Delta T^2 + \beta_c^2\Delta T_c^2}$$

Учитывая особенности введения осей системы координат, легко установить, что:

$$x\beta_d = \boldsymbol{\beta}_d \cdot \boldsymbol{\rho}; \quad x\beta_c \cos \sigma + z\beta_c \sin \sigma = \boldsymbol{\beta}_c \cdot \boldsymbol{\rho}; \quad \beta_d\beta_c \cos \sigma = \boldsymbol{\beta}_d \boldsymbol{\beta}_c,$$

и обобщить это выражение следующим образом

$$\frac{R_2^*}{c} = \sqrt{\rho^2 + 2(\boldsymbol{\beta}_d \cdot \boldsymbol{\rho})\Delta T - 2(\boldsymbol{\beta}_c \cdot \boldsymbol{\rho})\Delta T_c - 2\boldsymbol{\beta}_d \boldsymbol{\beta}_c \Delta T \Delta T_c + \beta_d^2 \Delta T^2 + \beta_c^2 \Delta T_c^2} =$$

$$= \sqrt{(\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\beta}_d \Delta T - \boldsymbol{\beta}_c \Delta T_c)^2} = |\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\beta}_d \Delta T - \boldsymbol{\beta}_c \Delta T_c|.$$

Здесь $\boldsymbol{\rho}$ – радиус-вектор (в световых секундах) точки расположения приемника в момент приема им первого импульса относительно точки излучения первого импульса; $\boldsymbol{\beta}_d$ и $\boldsymbol{\beta}_c$ векторы безразмерных скоростей источника и наблюдателя.

Теперь выражение (1) для промежутка времени между моментами приема излученных импульсов можно представить так:

$$\Delta T_c - \Delta T + \rho = |\boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\beta}_d \Delta T - \boldsymbol{\beta}_c \Delta T_c|. \quad (2)$$

Это и есть общее выражение связи между длительностями промежутков времени между двумя импульсами – излученными ΔT и принятыми ΔT_c .

Удобнее использовать относительные величины

$$\Delta \tau = \frac{\Delta T}{\rho}; \quad \Delta \tau_c = \frac{\Delta T_c}{\rho}. \quad (3)$$

В них соотношение (2) принимает вид

$$\Delta \tau_c - \Delta \tau + 1 = |\mathbf{e}_R + \boldsymbol{\beta}_d \Delta \tau - \boldsymbol{\beta}_c \Delta \tau_c|. \quad (4)$$

где $\mathbf{e}_R = \frac{\boldsymbol{\rho}}{\rho}$ – единичный вектор радиус-вектора \mathbf{R}_1^* .

Из выражения (4) следует квадратное уравнение относительно искомой величины $\Delta \tau_c$:

$$\gamma_c^2 \Delta \tau_c^2 + 2(1 - \Delta \tau + \mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_c + \boldsymbol{\beta}_d \boldsymbol{\beta}_c \Delta \tau) \Delta \tau_c + \gamma_d^2 \Delta \tau^2 - 2(1 + \mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_d) \Delta \tau = 0, \quad (5)$$

$$(\gamma_c = \sqrt{1 - \beta_c^2}).$$

В дальнейшем будем использовать разность относительных длительностей промежутков времени между излученными и принятыми импульсами (или, что то же, – периодами принятого и излученного сигналов):

$$\Delta \tau_{н.и} = \Delta \tau_c - \Delta \tau,$$

которая более полно описывает эффект Доплера. В новой переменной уравнение (5) приобретает вид

$$\gamma_c^2 \Delta \tau_{н.и}^2 + 2(1 + \mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_c + \boldsymbol{\beta}_{dc} \boldsymbol{\beta}_c \Delta \tau) \Delta \tau_{н.и} - 2\mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_{dc} \Delta \tau - \beta_{dc}^2 \Delta \tau^2 = 0.$$

Среди двух корней этого уравнения только один отвечает физическому смыслу:

$$\Delta \tau_{н.и} = \frac{1}{\gamma_c^2} \left\{ \sqrt{A^2 + \gamma_c^2 B} - A \right\}. \quad (6)$$

Здесь обозначено

$$A = 1 + \mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_c + \boldsymbol{\beta}_{dc} \boldsymbol{\beta}_c \Delta \tau; \quad B = 2\mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_{dc} \Delta \tau + \beta_{dc}^2 \Delta \tau^2. \quad (7)$$

Соотношения (4) и (6) являются точными выражениями эффекта Доплера. Как видим, в общем случае зависимость между периодами (а значит, и частотами) излучения является нелинейной, и ее нельзя разрешить относительно отношения частот, как это сделано в известной литературе.

Величину $\Delta\tau_{н.и}$ (6) можно считать количественным показателем качественного явления – эффекта Доплера. Из (6) и (7) следует, что при отсутствии относительного движения источника и приемника эффект Доплера отсутствует.

Если полагать безразмерные скорости малыми, то выражение (6) приводит к приближенному (с точностью до малых величин второго порядка малости) соотношению

$$\Delta\tau_{н.и} \approx (\mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_{dc}) [1 - (\mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_c)] \Delta\tau + \frac{1}{2} [\beta_{dc}^2 - \gamma_c^2 (\mathbf{e}_R \boldsymbol{\beta}_{dc})^2] \Delta\tau^2 \quad (8)$$

2. Поперечный эффект Доплера

Поперечным обычно называют эффект Доплера в условиях, когда скорость источника относительно наблюдателя перпендикулярна видимому (наблюдателем) направлению на источник. При введенных обозначениях это эквивалентно выполнению условия

$$\mathbf{e}_R \cdot \boldsymbol{\beta}_{dc} = 0.$$

При этом величина B (7) приобретает значение $B = \beta_{dc}^2 \Delta\tau^2$. Из (6) следует, что поперечный эффект Доплера в общем случае существует и в классической постановке, хотя распространено представление, что это явление присуще только теории относительности Эйнштейна. С точностью до малых второго порядка он описывается формулами (см. (8)):

$$\Delta\tau_{н.и} \approx \frac{1}{2} \beta_{dc}^2 \Delta\tau^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta T_c - \Delta T}{\Delta T} \approx \frac{1}{2} \beta_{dc}^2 \frac{\Delta T}{\rho}.$$

Поперечный эффект Доплера оказывается тем меньшим, чем меньше рассматриваемый период излучения.

На рис. 2 приведен график зависимости величины $\frac{\Delta T_c - \Delta T}{\Delta T}$ от координаты X источника для случая, когда приемник неподвижен и расположен в начале координат, а источник движется со скоростью $\beta_d = 0,9$ вдоль оси, параллельной оси X , на расстоянии одной световой секунды от нее. Поперечному эффекту на графике отвечает ордината графиков при значении координаты $X = 0$.

Из рис. 2 следует, что в результате поперечного эффекта разность между длительностями принятого и излученного процессов составляет около 0,8 от длительности процесса, если последняя составляет 10 с, то есть 8 с. При $\Delta T = 5$ секунд она уменьшается до 0,72 от длительности процесса, то есть равна 3,6 с, а при $\Delta T = 0,1$ с составляет 0,004 с.

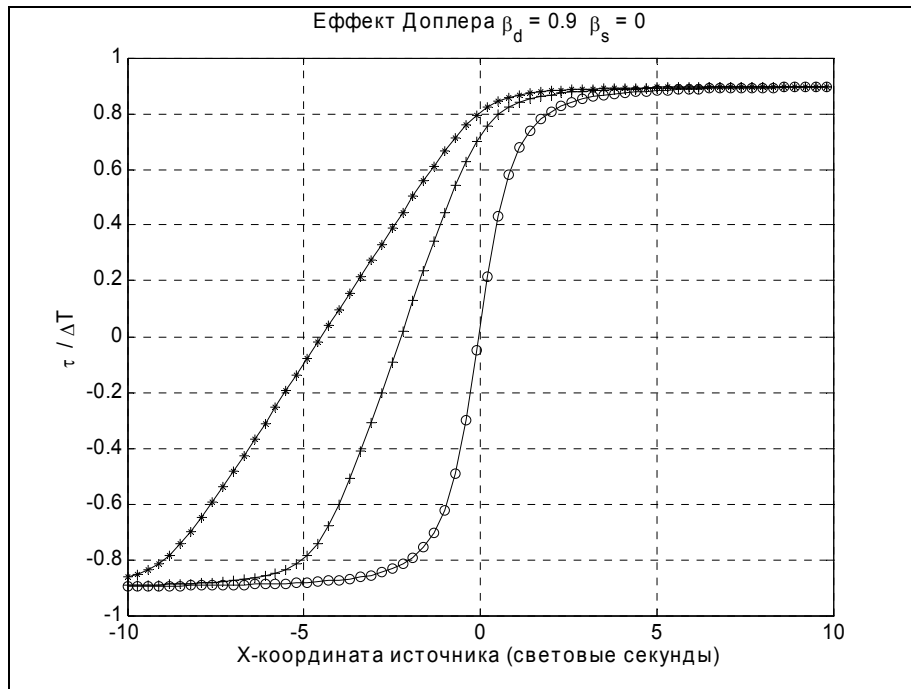


Рис. 2. Залежність різниці періодів від координати джерела, пролітаючого мимо приймача (* – $\Delta T = 10$ с; + – $\Delta T = 5$ с; o – $\Delta T = 0,1$ с)

3. Случай большой частоты излучения

Обычно в литературе рассматривается лишь случай, когда отношение промежутков времени между отдельными импульсами намного расстояния между источником и приемником сигнала, выраженного в световых секундах, или, что то же, частота колебаний сигнала намного "частоты" колебаний импульса сигнала между источником и приемником. Будем называть этот режим случаем большой частоты излучения. В принятых обозначениях это эквивалентно условиям $\Delta\tau = \frac{\Delta T}{\rho} \ll 1$, $\Delta\tau_c = \frac{\Delta T_c}{\rho} \ll 1$.

Уравнение (5) при этих условиях можно существенно упростить, пренебрегая в нем членами второго порядка малости. Получим приближенно:

$$\frac{\Delta\tau_c}{\Delta\tau} = \frac{1 + \beta_d e_R}{1 + \beta_c e_R}. \tag{9}$$

Эту формулу можно рассматривать и как дифференциальное соотношение между действительным t и наблюдаемым t_c «временами» источника излучения:

$$\frac{dt_c}{dt} = \frac{1 + \beta_d e_R}{1 + \beta_c e_R}, \tag{10}$$

и как соотношение между длинами излученной и принятой волн:

$$\frac{\lambda_c}{\lambda} = \frac{1 + \beta_d e_R}{1 + \beta_c e_R}.$$

Из (9) следует и соотношение между частотами излученного ν и принятого ν_c сигналов

$$\frac{\nu_c}{\nu} = \frac{1 + \beta_c \mathbf{e}_R}{1 + \beta_d \mathbf{e}_R}, \quad (11)$$

совпадающее с известной формулой отношения частот.

Отметим в заключение, что при доказательстве этих формул существенным является допущение, что рассматриваются такие малые промежутки времени между импульсами излучения (или периоды излучения), что *длина волны излучения намного меньше расстояния между ними*.

4. Эффект Доплера как следствие запаздывания сигналов

Тот же результат можно получить совсем иным путем, используя явление запаздывания в приеме сигнала, проходящего определенное расстояние r .

Действительно, пусть точка O является началом системы координат, связанной со светоносным эфиром, точка S , в которой находится наблюдатель, движется относительно указанной системы координат со скоростью \mathbf{V}_c , а в точке N , тоже движущейся (со скоростью \mathbf{V}_d), расположен источник света.

Если источник света N излучил импульс в момент времени t , то он будет принят в точке S в момент времени t_c

$$t_c = t + \frac{|\mathbf{r}_d(t) - \mathbf{r}_c(t_c)|}{c}, \quad (12)$$

где $\mathbf{r}_c(t_c)$ - радиус-вектор наблюдателя относительно начала O в момент времени t_c , $\mathbf{r}_d(t)$ - радиус-вектор источника в момент времени t .

Если скорость приемника постоянна, то

$$\mathbf{r}_c(t_c) = \mathbf{r}_c(t) + \mathbf{V}_c(t_c - t).$$

Из этого следует

$$\frac{|\mathbf{r}_d(t) - \mathbf{r}_c(t_c)|}{c} = \frac{|\mathbf{r}_d(t) - \mathbf{r}_c(t) - \mathbf{V}_c(t_c - t)|}{c} = |\boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\beta}_c(t_c - t)|,$$

где обозначено

$$\boldsymbol{\rho}(t) = \frac{\mathbf{r}_d(t) - \mathbf{r}_c(t)}{c}.$$

Найдем производную от обеих частей (12) по времени t

$$\begin{aligned} \frac{dt_c}{dt} &= 1 + \frac{d}{dt} |\boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\beta}_c(t_c - t)| = \\ &= 1 + \left[\frac{d\boldsymbol{\rho}}{dt} - \boldsymbol{\beta}_c \left(\frac{dt_c}{dt} - 1 \right) \right] \frac{|\boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\beta}_c(t_c - t)|}{|\boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\beta}_c(t_c - t)|} = 1 + \left[\frac{d\boldsymbol{\rho}}{dt} - \boldsymbol{\beta}_c \left(\frac{dt_c}{dt} - 1 \right) \right] \cdot \mathbf{e}_R = \\ &= 1 + \left[\boldsymbol{\beta}_d - \boldsymbol{\beta}_c - \boldsymbol{\beta}_c \left(\frac{dt_c}{dt} - 1 \right) \right] \cdot \mathbf{e}_R = 1 + \left[\boldsymbol{\beta}_d - \boldsymbol{\beta}_c \frac{dt_c}{dt} \right] \cdot \mathbf{e}_R, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\mathbf{e}_R = \frac{\boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\beta}_c(t_c - t)}{|\boldsymbol{\rho}(t) - \boldsymbol{\beta}_c(t_c - t)|}$$

является обозначением единичного вектора направления положения точки N в момент времени t по отношению к положению точки S в момент времени t_c .

Теперь из (13) можно найти искомое отношение «времен» источника и наблюдателя:

$$\frac{dt_c}{dt} = \frac{1 + \boldsymbol{\beta}_d \mathbf{e}_R}{1 + \boldsymbol{\beta}_c \mathbf{e}_R}.$$

Оно полностью совпадает с ранее полученным. Следует, однако, еще раз подчеркнуть, что этот результат, так же, как и соотношение (10) являются приближенными, справедливыми при большой частоте излучения. Точными являются выражения (6).

Явления, связанные с эффектом Доплера, напоминают кажущееся изменение времени протекания физических процессов в источнике, постулируемое в специальной теории относительности. Естественно, ничего общего с действительным изменением времени это явление не имеет. Удаление источника приводит к кажущемуся (наблюдателю в приемнике сигналов) замедлению течения процессов в источнике. Однако, при приближении источника наблюдается соответствующее «ускорение» времени, которое при встрече источника и приемника полностью компенсирует предыдущее «замедление» времени, так что временные координаты источника и приемника оказываются одинаковыми.

Пример. Для иллюстрации рассмотрим обмен радиосигналами при полете космического аппарата (КА1) от Земли к звезде, расположенной на расстоянии 16 световых лет, и назад к Земле со скоростью $\beta_d = 0,8$. Очевидно, движение КА1 к звезде и в обратном направлении займет по 20 лет.

Расчеты по приведенным формулам показывают (рис. 3), что земной наблюдатель, по информации, получаемой им из КА1 через его радиостанцию, будет считать, что путь КА1 до звезды длится не 20, а 36 лет, а обратный путь – 4 года, то есть видимая скорость КА1 на первом этапе составляет лишь $4/9$ скорости света, а на втором этапе – в 4 раза больше скорости света. Это происходит вследствие того, что из-за эффекта Доплера все процессы, передающиеся через излучение, замедляются при движении от Земли в 1,8 раз, а при движении к Земле – ускоряются в 5 раз в соответствии с формулой (13).

Если же передачу с Земли наблюдают космонавты на КА1 (рис. 4), то они сделают вывод, что при движении КА1 к звезде темп процессов на Земле замедлился в 5 раз (по сравнению с процессами на КА1), а при обратном движении – ускорился в 1,8 раз. При этом, когда космонавты прилетят на звезду они будут наблюдать Землю, какой она была 16 лет назад, то есть за 20 лет полета на Земле пройдет лишь 4 года. Зато на обратном пути космонавты будут наблюдать, как на Земле за их 20 лет пройдет 36 лет.

Допустим теперь, что одновременно с КА1 от Земли стартует второй космический аппарат КА2 в противоположном направлении. Он летит с той же скоростью к звезде, расстояние до которой составляет 8 световых лет. Достигнув звезды через 10 лет, КА2 поворачивает к Земле и через 20 лет возвращается на Землю. На рис. 5 изображено как будет изменяться «время» на КА2, наблюдаемое космонавтами КА1 по радиопередачам с КА2. Как видим, на первом этапе, когда оба космических аппарата движутся в противоположные стороны, каждый со скоростью $\beta = 0,8$, за 20 лет пути КА1 к

звезде 1 на КА2 пройдет лишь $2 \frac{2}{9}$ года (по информации, поступающей на КА1 через излучение сигналов из КА2), то есть процессы на КА2 как бы замедляются в 9 раз по сравнению с аналогичными процессами на КА1. На втором этапе (когда КА1 начал приближаться к Земле), расстояние между

двумя космическими аппаратами не изменяется, поэтому наблюдаемые и действительные процессы протекают в одном темпе.

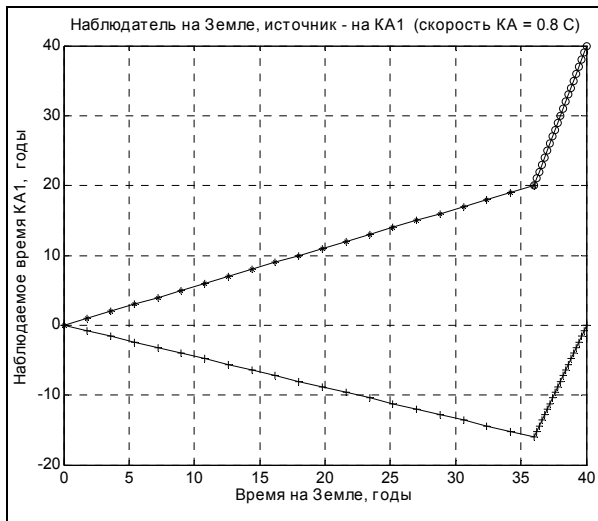


Рис. 3. Наблюдения на Земле передатч с КА1

- (* – КА1 удаляется от Земли;
- o – КА1 приближается к Земле;
- + – отставание наблюдаемого времени КА1 от времени на Земле)

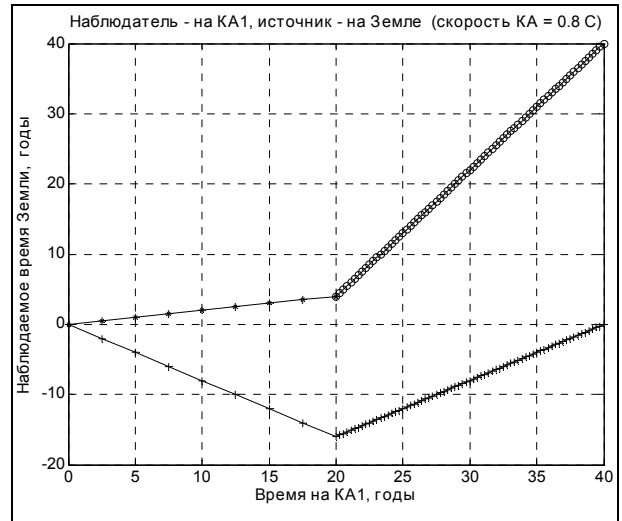


Рис. 4. Наблюдение на КА1 передатч с Земли

- (* – КА1 при его удаляется от Земли;
- o – КА1 приближается к Земле;
- + – отставание наблюдаемого времени КА1 от времени на Земле)

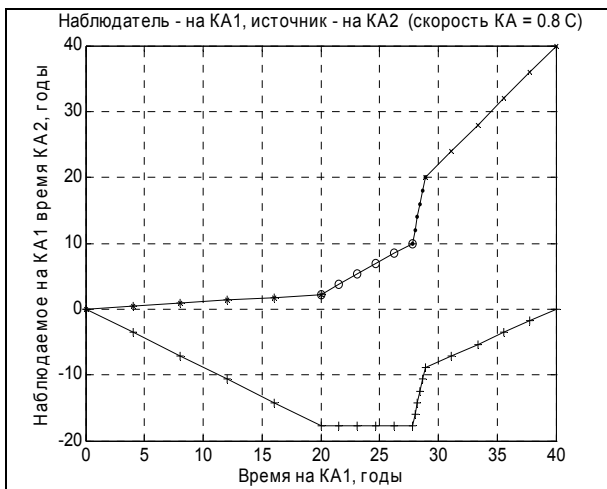


Рис. 5. Наблюдение на КА1 передатч с КА2

- (* – КА1 и КА2 на пути от Земли;
- o – КА1 на пути к Земле, а КА2 – от Земли;
- – КА1 и КА2 на пути к Земле;
- × – КА2 на Земле, КА1 на пути к Земле;
- + – отставание наблюдаемого на КА1 времени КА2 от времени КА1)

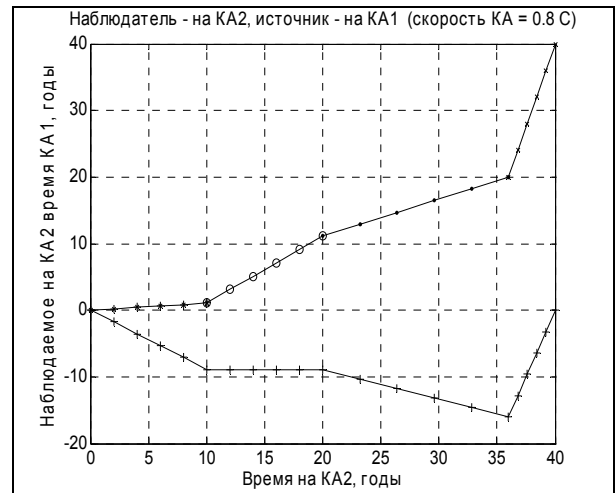


Рис. 6. Наблюдение на КА2 передатч из КА1

- (* – КА1 и КА2 на пути от Земли;
- o – КА2 на пути к Земле, а КА1 – от Земли;
- – КА2 на Земле, а КА на пути от Земли;
- × – КА2 на Земле, КА1 на пути к Земле;
- + – отставание наблюдаемого на КА2 времени КА1 от времени КА2)

В целом за два этапа, которые завершаются прибытием КА2 на звезду 2, на КА1 пройдет $27\frac{7}{9}$ лет, в то время как, судя по передаче из КА2, на КА2 пройдет только 10 лет. На третьем этапе, когда КА2 возвращается к Земле, 10 лет этого обратного пути КА2 воспримутся на КА1 как длящиеся

$1\frac{1}{9}$ года. Процесс наблюдения на космическом аппарате КА2 передач из КА1 изображен на рис. 6. В соответствии с ним, пока КА2 10 лет летит к звезде 2, его космонавты наблюдают, что на КА1 проходит лишь $1\frac{1}{9}$ года. На обратном пути к Земле, который длится тоже 10 лет, они наблюдают, что на КА1 проходит тоже 10 лет, ибо в этом случае оба космические аппарата движутся в одном направлении с одной и той же скоростью. В целом, когда КА2 уже возвратится на Землю, на КА1, по передачам с него, пройдет только $11\frac{1}{9}$ лет, то есть КА1 еще будет на пути к звезде 1. Поэтому на третьем этапе, когда КА2 уже на Земле, наблюдаемый на КА2 темп процессов на КА1 снова замедляется. На протяжении следующих 16 лет на КА1 пройдет лишь $\frac{8}{9}$ года до достижения звезды 1. Последний этап – обратный путь КА1 до Земли длительностью 20 лет – будет наблюдаться на Земле (и на КА2) на протяжении всего 4 лет.

Выводы

1. В статье на основе классической механики (точнее, - кинематики) выведена обобщенная формула эффекта Доплера. Показана сфера применимости известных [3, 7] формул.

2. В некоторых литературных источниках [1] точная формула эффекта Доплера непосредственно связывается с векторным сложением скоростей, в результате чего получается формула, не совпадающая с широко известной из акустики. В статье показано, что формула эффекта Доплера не связана со сложением скоростей и совпадает с известной лишь при малых отношениях перемещения источника относительно приемника к расстоянию между ними.

3. Проведенное исследование подтверждает возможность существования поперечного эффекта Доплера и в классической постановке, о чем идет речь в работах [4, 5]. Но в этом случае поперечный эффект является величиной второго порядка относительно отношения длины волны излучения к расстоянию между источником и приемником, в отличие от теории относительности, где такая зависимость вообще отсутствует. Полученная в статье формула является обобщением полученной в [4] на случай произвольного движения источника и приемника и произвольной длины волны.

4. Показано, что эффект Доплера тесно связан с запаздыванием сигналов, излучаемых удаленным подвижным источником. При этом картины, наблюдаемые подвижным и неподвижным наблюдателями, в общем случае не являются симметричными

5. Классический подход к задаче распространения световых импульсов позволяет эффективно описать большинство явлений, наблюдаемых на практике. При этом нет необходимости привлекать для этого понятия и аппарат теории относительности.

6. Для окончательного прояснения вопросов, связанных с распространением световых сигналов, необходимы экспериментальные исследования эффекта Доплера и запаздывания сигналов с использованием космических аппаратов и сверхточных хронометров.

Список использованной литературы

1. Акимов О.Е. Естествознание. Курс лекций. - М.: ЮНИТИ-ДАНА, 2001. – Источник: <http://sceptic-ratio.narod.ru/fi/es4.htm>.
2. Довженко А. И. Относительное движение Земли и светоносного эфира. – Источник: SciTecLibrary.ru. – <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8703.html>
3. Доплера эффект. ФИЗИКА. Большой энциклопедический словарь/ Гл. ред. А. М. Прохоров. – 4-е изд. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. – с. 183-184.
4. Каравашкин С.Б., Каравашкина О.Н. О поперечном эффекте Доплера в рамках классического формализма. – Источник: – http://selftrans.narod.ru/v5_1/contents5rus.html#doppler – 20 с.
5. Купряев Н. В. Критические замечания по учебнику О.Е.Акимова 'Естествознание. Курс лекций'. – Источник: <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/6899.html>.
6. Лапенков В. СТО о парадоксе близнецов и ускоренном движении. – Источник: http://sudy_zhenja.tripod.com/russian/lapenkov_bliznezi_Doppler.htm
7. Сухоруков Г.И., Сухоруков В.И., Сухоруков Э.Г., Сухоруков Р.Г. Реальный физический мир без парадоксов. – Братск: БрГТУ, 2001. – 229 с.

<p>Лазарев Ю. Ф. Запізнювання сигналів і ефект Доплера Уточнено формулу, що зв'язує частоту сприйманого випромінювання зі швидкостями руху джерела і приймача. Використаний підхід класичної механіки (теорія відносності заперечує існування середовища розповсюдження хвиль). Показано тісний зв'язок ефекта Доплера з запізненням сигналів від віддалених джерел і спостережуваним «часом» джерела.</p>	<p>Lazarev Yu F. Lag signals and Doppler effect Clarify the formula that relates the frequency of the radiation from the perceived speed of motion source and receiver. The used approach of classical mechanics (the theory of relativity denies the existence of wave propagation environment). Shown a close relationship with the late effect of Doppler signals from remote sources and observable «time» source.</p>
---	---