ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
№ 3 ФИЗИКА 2011

УДК 530.12

Н.Н. ПРИЛЕПСКИХ

АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ АСТРОФИЗИКА

С учетом существования выделенной системы отсчета, связанной с реликтовым фоном, проанализирована задача приема сигнала, испускаемого объектом. Получен алгоритм определения расстояния до удаленных объектов по результатам спектроскопических экспериментов.

Ключевые слова: *реликтовое излучение, анизотропия, космология, эффект Доплера, пространство-время Галилея.*

Известны сложности, с которыми сопряжено измерение расстояний между объектами в космологических масштабах. В работе предлагается алгоритм определения расстояний до удаленных излучающих объектов на основе спектроскопических измерений.

Пусть в трехмерном плоском однородном и изотропном пространстве с абсолютным однородным временем относительно системы отсчета, в которой изотропен реликтовый фон (СОРФ), движутся наблюдаемый объект и наблюдатель.

Эксперимент состоит в приеме наблюдателем импульса электромагнитного излучения, испущенного источником на объекте наблюдения. На основе полученных значений параметров импульса наблюдатель оценивает параметры движения объекта. Импульс предполагается прямоугольным, в СОРФ переносится сферической волной.

Если следовать точке зрения Галилея на пространство-время, а электромагнитное излучение считать обычным волновым процессом, параметры которого определяются как природой излучения, так и свойствами среды, в которой этот процесс происходит, то придется согласиться со следующими тезисами.

Во-первых, скорость распространения фронта электромагнитного излучения в СОРФ есть константа, по крайней мере, локально и в настоящее время, т.е. ее величина не зависит от направления. Можно говорить об изотропии скорости распространения фронта электромагнитного излучения в любой системе координат в СОРФ.

Во-вторых, скорость распространения фронта волны электромагнитного излучения не зависит ни от скорости передатчика (источника), ни от скорости приемника.

В-третьих, в соответствии с представлениями Галилея относительно пространства-времени время прохождения сигналом расстояния от источника до приемника будет определяться относительной скоростью распространения фронта электромагнитного сигнала и скоростью приемника, определяемой преобразованиями Галилея. Другими словами, это время зависит от величины и направления скорости движения приемника.

Пусть для простоты, но без ограничения общности уравнения движения объекта (индекс 0) и наблюдателя (индекс 1) в некоторой декартовой системе координат и в той системе отсчета, в которой изотропен реликтовый фон (СОРФ), запишутся как

$$\boldsymbol{r}_0(t) = \boldsymbol{r}_{00} + \boldsymbol{v}_0 \cdot t\,; \tag{1}$$

$$\boldsymbol{r}_1(t) = \boldsymbol{r}_{10} + \boldsymbol{v}_1 \cdot t\,, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{r}_{00}$, $\boldsymbol{r}_{10}$ – начальные и $\boldsymbol{r}_0(t)$, $\boldsymbol{r}_1(t)$ – текущие координаты объекта и наблюдателя соответственно; $\boldsymbol{v}_0$, $\boldsymbol{v}_1$ – векторы их скорости относительно выбранной системы координат в СОРФ; t – абсолютное время, темп течения которого одинаков и для объекта, и для наблюдателя.

Положение, величина и направление скорости движения наблюдателя в выбранной системе координат и в выбранной системе отсчета известны наблюдателю, а о параметрах движения объекта на этой стадии наблюдателю ничего не известно.

Предполагается, что антенна наблюдателя представляет собой такой набор антенн, каждая из которого в идеале имеет δ-образную диаграмму направленности, а все вместе обеспечивают покрытие достаточно большого телесного угла (в идеале – 4π).

Другими словами, антенна наблюдателя, с одной стороны, принимает электромагнитное излучение, поступающее к ней в радиальном для нее направлении в достаточно большом телесном угле, а с другой – позволяет определить угловые координаты пришедшего сигнала.

В обсуждаемом эксперименте моментом времени $t = 0$ для объекта удобно считать момент испускания его источником переднего фронта импульса электромагнитного излучения, а моментом времени $t = 0$ для наблюдателя естественно считать момент регистрации приемником наблюдателя переднего фронта импульса электромагнитного излучения, полученного от объекта. Другой выбор начала отсчета времени сделает выкладки менее симметричными, а значит, и несколько более громоздкими.

Итак, пусть в момент времени $t = 0$ по собственным часам объект испускает передний фронт импульса излучения, находясь в этот момент в точке $\boldsymbol{r}_{00}$ относительно координатной системы, выбранной наблюдателем, но координаты этой точки наблюдателю не известны.

Если Δt_1 – время прохождения передним фронтом импульса излучения расстояния между источником объекта и приемником наблюдателя, то значит, что начало отсчета времени у наблюдателя в данном эксперименте будет сдвинуто относительно начала отсчета времени у объекта именно на эту неизвестную величину. Но, выбрав этот момент времени за начало отсчета, наблюдатель уже может определить собственные координаты $\boldsymbol{r}_{10}$, соответствующие его моменту времени $t = 0$.

По истечении абсолютного времени τ_0 – длительность импульса излучения в системе отсчета объекта – импульс излучения заканчивается.

В некоторый момент времени t_2 по своим абсолютным часам наблюдатель фиксирует приход заднего фронта импульса излучения. Понятно, что если Δt_2 – время прохождения задним фронтом импульса излучения расстояния между источником объекта и приемником наблюдателя, то в соответствии со свойствами абсолютного пространства-времени $\Delta t_2 = t_2 - \tau_0$, где τ_0 – пока неизвестная наблюдателю длительность импульса излучения в системе отсчета объекта. Для наблюдателя длительность принятого импульса электромагнитного излучения $\tau_1 = t_2 = \Delta t_2 + \tau_0$.

Определить величину τ_0 можно следующим образом. Прежде всего, необходимо отметить, что в экспериментах, подобных обсуждаемому, и частота, и длина волны электромагнитного излучения зависят от движения и источника, и приемника. Полагая, что принимаемое электромагнитное излучение изменяется во времени по гармоническому закону, инвариантом в предлагаемом эксперименте, не зависящим ни от скорости источника, ни от скорости приемника, будет, в частности, количество колебаний (количество волн) какой-то компоненты поля на протяжении длительности принятого наблюдателем импульса *n*.

Зная частоту спектральной линии ν_0 принятого импульса в системе покоя источника, определим длительность импульса излучения в той же системе отсчета с помощью очевидного соотношения $\tau_0 = n \cdot \nu_0^{-1}$. В качестве импульса излучения удобно брать просто цуг из *n* штук целых длин волн излучения известной спектральной линии.

А коль скоро известны значения соответственных временных интервалов τ_1 и τ_0, то, во-первых, без труда определится время прохождения заднего фронта импульса от источника до приемника $\Delta t_2 = \tau_1 - \tau_0$, и, во-вторых, воспользовавшись соотношением теории относительности, связывающим соответственные интервалы времени в двух системах отсчета, получим величину радиальной компоненты относительной скорости источника и приемника $\Delta v_{10} = \left| v_1 - v_0 \right|_{\Delta \boldsymbol{r}_{10}}$.

На этой стадии обсуждения об объекте наблюдения известны:

1) мгновенное (в момент приема заднего фронта импульса излучения) направление на него относительно вектора скорости наблюдателя в СОРФ (по ориентации приемной антенны);

2) мгновенное значение времени прохождения задним фронтом импульса излучения расстояния от источника излучения объекта до приемника наблюдателя Δt_2 в момент времени t_2 абсолютного времени по часам наблюдателя;

3) мгновенное значение радиальной компоненты относительной скорости источника и приемника (объекта и наблюдателя) Δv_{10}.

Если знать относительную скорость фронта волны электромагнитного излучения и наблюдателя в этот момент, то произведение времени прохождения Δt_2 на эту скорость даст искомое мгновенное расстояние между объектом и наблюдателем.

Для нахождения еще одного соотношения между параметрами движения объекта запишем условие достижения задним фронтом импульса излучения антенны наблюдателя:

$$c \cdot \Delta t_2 = \left| \boldsymbol{r}_1(t_2) - \boldsymbol{r}_0(\tau_0) \right|, \tag{3}$$

где $\boldsymbol{r}_1(t_2) = \boldsymbol{r}_{10} + \boldsymbol{v}_1 \cdot t_2$; $\boldsymbol{r}_{10}$ – координата наблюдателя в момент регистрации его приемником переднего фронта волны;

$$\boldsymbol{r}_0(\tau_0) = \boldsymbol{r}_{00} + \boldsymbol{v}_0 \cdot \tau_0 \tag{4}$$

– положение объекта в момент испускания его источником заднего фронта импульса излучения; а $t_2 = \tau_1 = \tau_0 + \Delta t_2$ – промежуток времени между регистрациями наблюдателем переднего и заднего фронта импульса – длительность принятого импульса излучения, регистрируемая у наблюдателя.

После перегруппировки слагаемых под знаком модуля в (3)

$$\boldsymbol{r}_1(t_2) - \boldsymbol{r}_0(\tau_0) = (\boldsymbol{r}_{10} + \boldsymbol{v}_1 \cdot t_2) - (\boldsymbol{r}_{00} + \boldsymbol{v}_0 \cdot \tau_0) = (\boldsymbol{r}_{10} - \boldsymbol{r}_{00}) + (\boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{v}_0)\tau_0 + \boldsymbol{v}_1(t_2 - \tau_0) =$$
$$= (\Delta \boldsymbol{r}_0 + \Delta \boldsymbol{v}_{10} \cdot \tau_0) + \boldsymbol{v}_1(t_2 - \tau_0) = \Delta \boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{v}_1 \cdot \Delta t_2$$

выражение (3) запишется в виде

$$c \cdot \Delta t_2 = \left| \Delta \boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{v}_1 \cdot \Delta t_2 \right|, \tag{5}$$

где $\Delta \boldsymbol{r}_1 = \Delta \boldsymbol{r}_0 + \Delta \boldsymbol{v}_{10} \cdot \tau_0$ – вектор относительного положения наблюдателя и объекта в момент времени $t = \tau_0$ абсолютного времени по часам объекта; $\Delta \boldsymbol{r}_0 = \boldsymbol{r}_{10} - \boldsymbol{r}_{00}$ – вектор относительного положения наблюдателя и объекта в момент времени $t = 0$ абсолютного времени по часам объекта; $\Delta \boldsymbol{v}_{10} = \boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{v}_0$ – вектор скорости наблюдателя относительно скорости объекта; $\Delta t_2 = t_2 - \tau_0$ – время прохождения сигнала – конца импульса излучения.

Чтобы решить (5) относительно Δt_2, возведем обе части соотношения (5) в квадрат и, после приведения подобных членов, получим квадратное уравнение:

$$(c^2 - \boldsymbol{v}_1^2)\Delta t_2^2 - 2(\Delta \boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{v}_1)\Delta t_2 - \Delta \boldsymbol{r}_1^2 = 0. \tag{6}$$

Введем в рассмотрение угол α_1 между векторами $\Delta \boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{v}_1$, который определяется экспериментальной установкой наблюдателя. Тогда уравнение (3) окончательно запишется как

$$(c^2 - v_1^2)\Delta t_2^2 - 2 \cdot \Delta r_1 \cdot v_1 \cdot \cos\alpha_1 \cdot \Delta t_2 - \Delta r_1^2 = 0, \tag{7}$$

где Δr_1 и v_1 – модули соответствующих векторов.

Его решение, очевидно, имеет вид

$$\Delta t_{2\pm} = \frac{\Delta r_1}{\tilde{c}(v_1, c, \alpha_1)}, \tag{8}$$

где

$$\tilde{c}(v_1, c, \alpha_1) = \frac{c}{K_\pm(v_1, c, \alpha_1)}; \tag{9}$$

$$K_\pm(v_1, c, \alpha_1) = \frac{v_1}{c}\left(1 - \frac{v_1^2}{c^2}\right)^{-1}\left(\cos\alpha_1 \pm \sqrt{\frac{c^2}{v_1^2} - \sin^2\alpha_1}\right). \tag{10}$$

Два корня (8) уравнения (3) соответствуют двум точкам пересечения сферы $\left| \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{00}(\tau_0) \right| = c \cdot \Delta t_2$ лучом $\boldsymbol{r}_1(t) = \boldsymbol{r}_{10} + \boldsymbol{v}_1 \cdot t$.

Из определения (8), (9) следует, что $K_\pm^{-1}(v_1, c, \alpha_1)$ есть относительная скорость приемника наблюдателя и фронта волны электромагнитного излучения в единицах c.

Оказалось, что промежуток времени Δt_2 определяется по довольно сложному алгоритму (8) – (10), но зависит, как и должно быть, только от одной неизвестной величины, а именно – от вели-

чины расстояния между источником излучения и приемником Δr_1 в момент $t = \tau_0$ абсолютного времени – момента испускания источником объекта заднего фронта импульса.

Нетрудно видеть, что из (8) – (10) получаются все «крайние» случаи (берем в решении знак +):

1) если полагать, что $v_1 \ll c$, то $\Delta t_2 = \dfrac{\Delta r_1}{c}$;

2) если $\alpha_1 = 0$ – приемник движется или к источнику, или от него, то $\Delta t_2 = \dfrac{\Delta r_1}{c - v_1}$ – получается продольный эффект Доплера;

3) если $\alpha_1 = \pi/2$ – вектор скорости приемника перпендикулярен вектору относительного положения источника и приемника – получается $\Delta t_2 = \dfrac{\Delta r_1}{c}\left(1 - \dfrac{v_1^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ поперечный эффект Доплера.

Выражения (9), (10) дают искомое выражение для величины относительной скорости приемника и фронта волны электромагнитного излучения.

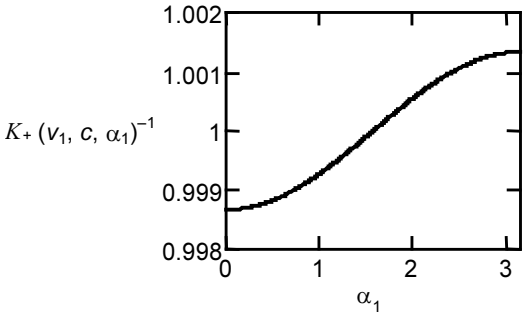

Рис. 1

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведена зависимость относительной скорости приемника и фронта волны электромагнитного излучения $K_+^{-1}(v_1, c, \alpha_1)$, в единицах c, от направления на источник излучения α_1 при $c = 3 \cdot 10^8$ м/с и $v_1 = 4 \cdot 10^5$ м/с.

Такое значение v_1 примерно соответствует модулю скорости Земли, а значит, и наблюдателя на Земле, относительно СОРФ [1, гл. 22].

Из рисунка следует, что в зависимости от направления на объект по отношению к вектору скорости наблюдателя относительно СОРФ относительная скорость наблюдателя и фронта волны для наблюдателя, находящегося на Земле, может иметь значение от 0,9987 c при $\alpha_1 = 0$ до 1,0014 c при $\alpha_1 = \pi$.

И окончательно: мгновенное значение расстояния между объектом и наблюдателем в момент времени по часам наблюдателя $t = \tau_1$ и по часам объекта $t = \tau_0$ (из (8)) равно

$$\Delta r_1 = \Delta t_2 \cdot \tilde{c}(v_1, c, \alpha_1). \qquad (11)$$

Таким образом, на основе спектроскопических измерений предложен алгоритм определения расстояний до излучающих объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эфирный ветер: сб. статей / под ред. В.А. Ацюковского. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 288 с.

Национальный исследовательский
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
E-mail: kinlirp@rambler.ru

Поступила в редакцию 16.11.09.

Прилепских Николай Николаевич, к.ф.-м.н., науч. сотр.