

Отсюда, однако, вовсе не следует, что гравитационные волны – всего лишь игра ума, математическая абстракция. Это в принципе наблюдаемое физическое явление. Так, например, стержень, находящийся в поле гравитационной волны, испытывает деформации, меняющиеся с ее частотой. Увы, оговорка «в принципе» отнюдь не случайна: масса любого объекта на Земле настолько мала, а движение его столь медленно, что генерация гравитационного излучения в земных условиях совершенно ничтожна, не видно сколько-нибудь реального способа зарегистрировать такое излучение. Существует ряд проектов создания детекторов гравитационного излучения от космических объектов. Однако и здесь реальных результатов до сих пор нет.

Следует также сказать, что, хотя плотность энергии гравитационного поля в любой точке можно по своему желанию обратить в ноль выбором подходящей системы координат, полная энергия этого поля во всем объеме, полный его импульс имеют совершенно реальный физический смысл (конечно, если поле достаточно быстро убывает на бесконечности). Столь же наблюдаемой, хорошо определенной величиной является и потеря энергии системой за счет гравитационного излучения.

Все это имеет самое прямое отношение к пульсару PSR 1913+16. Эта система также должна излучать гравитационные волны. Их энергия в данном случае огромна, она сравнима с полной энергией излучения Солнца. Впрочем, даже этого недостаточно, чтобы непосредственно зарегистрировать эти волны на Земле. Однако энергия гравитационных волн может черпаться только из энергии орбитального движения звезд. Падение последней приводит к уменьшению расстояния между звездами. Так вот, тщательные измерения импульсов радиоизлучения от пульсара PSR 1913+16 показали, что расстояние между компонентами этой двойной звезды уменьшается на несколько метров в год в полном согласии с предсказанием ОТО. Любопытно, что потеря энергии двойной звездой за счет гравитационного излучения была впервые рассчитана Ландау и Лифшицем, они поместили этот расчет в качестве учебной задачи в первое издание своей замечательной книги «Теория поля», которое вышло в 1941 году.

### Гравитационные линзы и коричневые карлики

И наконец, сюжет, еще более свежий, чем пульсар PSR 1913+16. Он тесно связан, однако, с идеей, возникшей еще на заре ОТО. В 1919 году Эддингтон и Лодж независимо заметили, что, поскольку звезда отклоняет световые лучи, она может рассматриваться как своеобразная гравитационная линза. Такая линза смещает видимое изображение звезды-источника по отношению к ее истинному положению.

Первая наивная оценка может привести к выводу о полной безнадёжности наблюдения эффекта. Из простых соображений размерности можно было бы заключить, что изображение окажется сдвинутым на угол порядка  $r_g/d$ , где  $r_g$  – гравитационный радиус линзы, а  $d$  – характерное расстояние в задаче. Даже если взять в качестве линзы скопление, состоящее из  $10^4$  звезд, а для расстояния принять оценку  $d \sim 10$  световых лет, то и тогда этот угол составил бы всего  $10^{-10}$  радиан. Разрешение подобных углов практически невозможно.

Однако такая наивная оценка просто неверна. Это следует, в частности, из исследования простейшего случая соосного расположения источника  $S$ , линзы  $L$  и наблюдателя  $O$  (рис. 2). Задача эта была рассмотрена в 1924 году Хвольсоном<sup>2</sup> и спустя 12 лет Эйнштейном. Обратимся к ней и мы. Ясно, что для всякого расстояния  $d_1$  между источ-

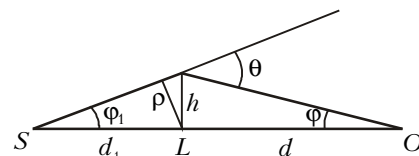


Рис. 2. Гравитационная линза. Осесимметричный случай.  $S$  – источник,  $L$  – линза,  $O$  – наблюдатель

ником и линзой,  $d$  – между линзой и наблюдателем и для любого гравитационного радиуса  $r_g$  линзы (звезды или скопления звезд) найдется такое минимальное расстояние  $\rho$  между лучом из источника и линзой, при котором этот луч попадет в приемник. При этом изображения источника заполняют окружность,

которую наблюдатель видит под углом  $\theta$ . Углы  $\theta$  и  $\phi_1$  малы, так что  $\theta = h/d$ ,  $\phi_1 = h/d_1$ , а, кроме того,  $h = \rho$ . Отсюда легко находим

$$\theta = \phi + \phi_1 = \frac{h(d_1 + d)}{d_1 d}.$$

С другой стороны, для  $\theta$  справедлива, очевидно, формула (8). Таким образом,

$$h = \sqrt{2r_g \frac{d_1 d}{d_1 + d}}.$$

И наконец, интересующий нас угол составляет

$$\phi = \sqrt{2r_g \frac{d_1}{(d_1 + d)d}}. \quad (10)$$

Таким образом, правильный порядок величины угловых размеров изображения не  $r_g/d$ , а  $\sqrt{r_g/d}$  (мы считаем здесь, что все расстояния по порядку величины одинаковы). Он оказался намного больше первой, наивной, оценки, и это радикально меняет ситуацию с возможностью наблюдения эффектов гравитационных линз.

Изображение источника в виде окружности (ее принято называть кольцом Эйнштейна), создаваемое гравитационной линзой при аксиально-симметричном расположении, реально наблюдалось. Сейчас известно несколько источников в радиодиапазоне, которые выглядят именно так, кольцеобразно.

Если, однако, гравитационная линза не лежит на прямой, соединяющей источник с наблюдателем, картина оказывается иной. В случае сферически-симметричной линзы возникают два изображения (рис. 3), одно из которых лежит внутри кольца Эйнштейна, соответствующего осесимметричной картине, а другое – снаружи. Подобные изображения также наблюдались, они выглядят

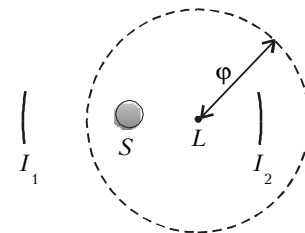


Рис. 3. Гравитационная линза. Общий случай.  $S$  – проекция источника на фронтальную плоскость,  $L$  – проекция линзы,  $I_1, I_2$  – изображения источника

<sup>2</sup>Профессор Петербургского университета, автор пятитомного курса физики, широко известного в начале века.