

$$w_{\perp} = -\frac{2M^2 av_{\infty}}{r^3} \left(\frac{\rho_{\perp}}{r} e^r + e^{\varphi} \right)$$

и соответствует наличию эфф. отталкивания частицы, движущейся в направлении вращения. Поэтому частицы легче захватываются дырой при падении параллельно оси.

Область захвата фотонов расположена гораздо ближе к Ч. д., в области сильного поля. Угл. скорость, приобретаемая пробным телом, падающим параллельно оси, не зависит от скорости и равна

$$\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\parallel} = \frac{2ar}{(r^2 + a^2)^2},$$

тогда как при падении в плоскости экватора

$$\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)_{\perp} = \frac{\rho_{\perp} v_{\infty} (r - r_{\varphi})}{r(r^2 + a^2) - 2a(\rho_{\perp} v_{\infty} - a)},$$

где $r_{\varphi} = 2(1 - a/\rho_{\perp} v_{\infty})$ — точка поворота по углу φ . Поскольку фотоны в экваториальной плоскости испытывают более сильное закручивающее действие со стороны Ч. д., они легче захватываются при падении перпендикулярно оси.

Связанные состояния в поле вращающейся Ч. д. делятся на прямые (ориентированные по вращению) и обратные (ориентированные против вращения) орбиты. В общем случае орбита наз. прямой, если смещение азимута $\Delta\varphi$ за время одного оборота по широте положительно. На больших расстояниях от центра энергии связи прямых и обратных орбит $W = 1 - \delta$ почти равны. По мере приближения к центру усиливается спин-орбитальное (спин Ч. д.) взаимодействие, κ -рое увеличивает энергию связи прямых орбит и уменьшает энергию связи обратных орбит.

Стабильные сферические ($r = \text{const}$) прямые орбиты существуют вплоть до поверхности горизонта событий $r = r_+$. Однопараметрическое семейство орбит, скользящих вдоль горизонта, характеризуется для экстремальной ($a = 1$) Ч. д. значениями L_z в интервале $2/\sqrt{3} \leq L_z \leq 2$. Обратные круговые орбиты в плоскости экватора становятся нестабильными, начиная с орбиты $r = 9M$. Параметры предельных стабильных круговых орбит в плоскости экватора приведены в табл. 2, где они сопоставляются с параметрами соответствующих ньютоновских и шварцшильдовских орбит. Энергия связи выражена в процентах от mc^2 .

Табл. 2.

	Ньютоновские орбиты	Шварцшильдовские орбиты	Керровские орбиты ($a = 1$)	
L_z	0	$2\sqrt{3}$	$2/\sqrt{3}$	$-22/3\sqrt{3}$
r_0	0	6	1	9
δ	$-\infty$	$2\sqrt{2}/3$	$1/\sqrt{3}$	$5/3\sqrt{3}$
$W = 1 - \delta$	$+\infty$	5,72%	42,35%	3,77%

При дальнейшем уменьшении радиуса нестабильные орбиты перестают быть связанными. Радиус предельной нестабильной связанной орбиты является мин. перигентром параболич. орбиты (в экваториальной плоскости):

$$r = r_{\min} = 2\mp a + 2\sqrt{1\mp a}.$$

При дальнейшем стремлении r к r_+ появляется предельная нестабильная экваториальная орбита фотона

$$r_{ph} = 2 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2}{3} \arccos(\mp a) \right] \right\}.$$

к-рая соответствует прицельному параметру

$$\rho = \pm (1/2) \sqrt{r_{ph}} (r_{ph} + 3).$$

Предсказанное ОТО гравитац. запаздывание сигналов при наличии вращения меняется кардинально. Время рас-

пространения сигнала в экваториальной плоскости вращающегося тела из точки R до точки наиб. сближения d описывается выражением

$$t_{\perp} = \sqrt{R^2 - d^2} + 2 \ln \frac{R + \sqrt{R^2 - d^2}}{d} + \sqrt{\frac{R-d}{R+d}} + \frac{15\pi - 8}{4d} - \frac{4a\rho_{\perp}}{d|\rho_{\perp}|}$$

в единицах GM/c^2 и для $d \gg r_+$. Первый член соответствует распространению сигнала в плоском пространстве. Второй и третий члены описывают гравитац. запаздывание, измеренное в экспериментах И. Шапиро (I. Shapiro), к-рый предложил в 1964 четвертый тест ОТО: измерение гравитац. запаздывания в поле Солнца методом радиолокации внутр. планет (для Меркурия результат составил 240 мкс при точности измерений 1,5 мкс).

Член, зависящий от вращения, свидетельствует о том, что обусловленное вращением гравитац. запаздывание положительно, т. е. является запаздыванием только для сигнала, идущего против вращения. Для сигнала, идущего по вращению, обусловленное вращением гравитац. запаздывание отрицательно, т. е. является гравитац. ускорением.

Время распространения сигнала, идущего параллельно оси,

$$t_{\parallel} = \sqrt{R^2 - d^2} + 2 \ln \frac{R + \sqrt{R^2 - d^2}}{d} + \sqrt{\frac{R-d}{R+d}} + \frac{15\pi - 8}{4d} - \frac{120 - 23\pi}{4d^2} \frac{a^2}{d^2}.$$

В этом случае обусловленное вращением гравитац. запаздывание всегда отрицательно, т. е. является гравитац. ускорением.

Фотон, падающий на вращающуюся Ч. д. вдоль квази-продольной геодезической, навивающейся на конус $\theta = \theta_{\infty} = \text{const}$, достигает горизонта за время

$$t = \left[r + \ln(r^2 - 2r) + \ln \left(1 + \frac{a^2}{r^2 - 2r} \right) + \frac{1}{\sqrt{1 - a^2}} \ln \frac{r - 1 - \sqrt{1 - a^2}}{r - 1 + \sqrt{1 - a^2}} \right] \Big|_R^{r_+},$$

меньшее, чем время падения фотона в невращающуюся Ч. д., определяемое первыми двумя членами. Т. о., обусловленное вращением гравитац. запаздывание сигналов чаще оказывается гравитац. ускорением.

Зависимость гравитац. запаздывания от направления распространения сигнала приводит к эффекту относительного запаздывания лучей, фокусируемых вращающейся гравитационной линзой. Относительное запаздывание лучей, идущих из точки источника излучения S в экваториальной плоскости, вращающейся гравитац. линзы M по и против вращения (рис. 3), определяется как

$$\Delta t = t_{-} - t_{+} = \frac{8a}{d} GMc^{-3}.$$

В случае, если роль гравитац. линзы играет сверхмассив-

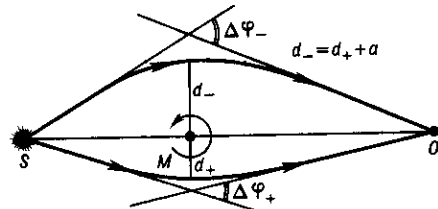


Рис. 3.

ная вращающаяся Ч. д., эффект относительного запаздывания характеризуется величиной

$$\Delta t = 40 \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right) \left(\frac{a}{1} \right) \left(\frac{100}{d} \right) \text{ с.}$$