излучённого в ходе коллапса в точке r и достигшего точки r_0, определяется как

$$c\Delta t = r_0 - r + r_g \ln \frac{r_0 - r_g}{r - r_g}$$

и стремится к бесконечности при $r \to r_g$. Поэтому с точки зрения удалённого наблюдателя процесс достижения коллапсирующим телом гравитац. радиуса r_g длится бесконечное время, а по часам сопутствующего наблюдателя коллапс происходит за считанные мгновения:

$$\Delta\tau = \int_{r_g}^{0} \frac{ds}{c} \sim \frac{r_g}{c} \sim 10^{-4}\left(\frac{M}{10 M_\odot}\right) \text{c}.$$

В сильном гравитац. поле Ч. д., с учётом эффекта Доплера, частота излучения $\omega_{\text{исп}}$, испущенного коллапсирующим телом, испытывает *красное смещение* так, что удалённый наблюдатель регистрирует частоту

$$\omega_{\text{набл}} \sim \omega_{\text{исп}}\left(1 - \frac{r_g}{r}\right).$$

В результате $\omega_{\text{набл}}$ (а следовательно, энергия) излучения, принимаемого удалённым наблюдателем, стремится к нулю при $r \to r_g$.

Гравитац. поле характеризуется геодезич. линиями геометрии пространства-времени. Времениподобные геодезические ($ds^2 > 0$) являются траекториями свободного движения пробных тел, а нулевые геодезические ($ds^2 = 0$) — траекториями свободного движения фотонов, т. е. линиями распространения излучения, пока его длина волны намного меньше характерного масштаба изменения поля. В случае Ч. д. таким масштабом является радиус горизонта событий.

Замкнутые геодезические геометрии Шварцшильда представляют собой орбиты вокруг невращающейся Ч. д. Устойчивые круговые орбиты существуют только для $r \geqslant 3r_g$. На предельной стабильной орбите $r = 3r_g$ энергия связи $\Delta\mathscr{E}$ частицы массой m равна $\Delta\mathscr{E} = 0{,}06mc^2$. Энергия связи орбиты характеризует величину энергии, к-рую должно излучить в виде гравитац. волн пробное тело, чтобы попасть на эту орбиту. Гл. особенностью рассеяния частиц на Ч. д. является возможность гравитац. захвата. Все инфинитные, начинающиеся вдали от Ч. д., орбиты делятся на орбиты захвата и орбиты ухода, в зависимости от значения прицельного параметра $\rho = cL/\mathscr{E}$, где L — сохраняющийся момент импульса.

Для нерелятивистских ($v_\infty \ll c$) частиц, падающих на Ч. д. с прицельным параметром ρ, слегка превышающим критич. значение $\rho_{\text{кр}} = 4c/v_\infty$ (в единицах $r_g/2$), существует возможность ухода после совершения нек-рого (возможно, большого) числа оборотов вокруг Ч. д. Мин. значение расстояния ближайшего подхода к Ч. д. $d = 2r_g$ является одновременно радиусом предельной нестабильной круговой орбиты и мин. периастром орбит ухода (рис. 1). Для частиц с прицельными параметрами $\rho \leqslant \rho_{\text{кр}}$ гравитац. захват неизбежен. Сечение захвата $\sigma = 16\pi(c/v_\infty)^2$.

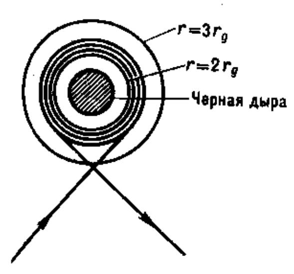

Рис. 1.

Для фотонов можно построить в каждой точке конус захвата с углом полураствора ψ, определяемым ур-нием

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\sqrt{r/r_g - 1}}{\left(\dfrac{r}{1{,}5r_g} - 1\right)\sqrt{\dfrac{r}{3r_g} + 1}}.$$

Все фотоны, проходящие внутри этого конуса, неизбежно захватываются дырой (рис. 2). На больших расстояниях конус раскрыт внутрь и угол полураствора равен углу, под к-рым виден диск радиуса $(3\sqrt{3}/2)r_g$. Фотоны с прицельными параметрами

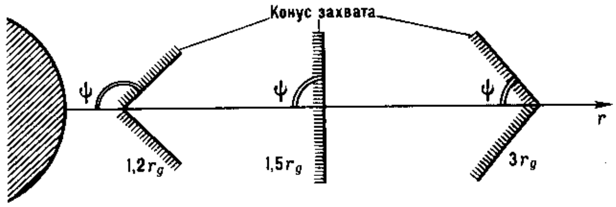

Рис. 2.

на бесконечности $\rho \leqslant (3\sqrt{3}/2)r_g$ гравитационно захватываются дырой, и сечение захвата $\sigma = (27/4)\pi r_g^2$. При $r = 1{,}5r_g$ конус полностью раскрыт. Здесь существует нестабильная круговая орбита, по к-рой может двигаться фотон, удерживаемый гравитац. полем Ч. д. При меньших r конус раскрыт наружу. При $r \to r_g$ угол полураствора $\psi \to \pi$, и при $r = r_g$ захватываются все фотоны. Фотоны, стремящиеся уйти от Ч. д. вдоль радиальных ($\rho = 0$) геодезических, направленных наружу, не падают внутрь Ч. д., но и не могут её покинуть. Они вечно «живут» на горизонте событий, к-рый т. о. является не формально математической поверхностью, а физ. поверхностью, образуемой радиально уходящими фотонами.

Гл. особенность геометрии пространства-времени вращающегося тела была установлена в 1918 Й. Лензе (I. Lense) и X. Тиррингом (H. Thirring). Они показали, что гравитац. поле вне массивного вращающегося тела вовлекает пробные тела во вращение относительно далёкой инерциальной системы отсчёта, связанной с неподвижными звёздами. При этом увлечение не обязано происходить в направлении вращения. В частности, смещение перигелия Меркурия $\Delta\Omega = 42{,}''9$ за сто лет — классич. эффект ОТО — должно за счёт вращения Солнца уменьшаться на величину $\Delta\Omega_{\text{вр}} \approx 4 \times 10^{-4}\Delta\Omega$.

Эффект увлечения инерциальных систем гравитац. полем вращающегося тела принимает разнообразные формы. Поскольку в ОТО гравитац. потенциал не является скаляром, компоненты гравитац. поля, аналогичные магн. полю заряженного вращающегося тела, приводят к расщеплению спектральных линий аналогичному эффекту Зеемана. Гравитац. эффект Зеемана, предсказанный Я. Б. Зельдовичем, является универсальным, т. е. расщепление не зависит от конкретных свойств излучающей системы. Линия, испущенная с частотой ω вблизи полюса вращающегося с угл. скоростью Ω тела, расщепляется на две компоненты с частотами $\omega \pm \Omega$ и с противоположной круговой поляризацией, т. е. фотоны с левой и правой круговой поляризацией испытывают разное красное смещение. В гравитац. поле быстро вращающейся Ч. д. частоты Ω и ω могут быть сравнимы по величине, и эффект приобретает практическое астрофиз. значение.

Геометрия пространства-времени вращающейся Ч. д. описывается решением Керра. В координатах Бойера — Линдквиста, совпадающих на бесконечности с обычными сферич. координатами в плоском пространстве, и в геом. системе единиц ($c = G = 1$) метрика *Керра пространства-времени* имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma}\right)dt^2 + \frac{4M^2 ar\sin^2\theta}{\Sigma}\,dt d\theta - \frac{\Sigma}{\Delta}\,dr^2 - \Sigma d\theta^2 -$$

$$-\left(r^2 + a^2M^2 + \frac{2M^3a^2r\sin^2\theta}{\Sigma}\right)\sin^2\theta \cdot d\varphi^2,$$

$$\Sigma = r^2 + a^2M^2\cos^2\theta,\ \Delta = r^2 - 2Mr + a^2M^2,$$

где a — удельный безразмерный угл. момент Ч. д., связанный с полным угл. моментом J соотношением $J = aM^2$.

В метрике Керра существуют две физически выделенные поверхности: поверхность S_m, на к-рой обращается в нуль метрический коэф. g_{00}, описывается ур-нием

$$r = r_m = M\left(1 + \sqrt{1 - a^2\cos^2\theta}\right),$$