
ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА ЧЕРНЫХ ДЫР

§ 12.1. Пространство-время и физические поля внутри шварцшильдовской черной дыры

Структура пространства-времени внутри невращающейся черной дыры была рассмотрена нами в гл. 2. Здесь мы обсудим поведение физических полей и проблему устойчивости внутренней части шварцшильдовской черной дыры с $r < r_g$, аналогично тому, как это было сделано для пространства вне черной дыры в гл. 3.

Данная задача была решена в работе Дорошкевича и Новикова (1978*). Вопрос о свойствах пространства-времени внутри черной дыры имеет принципиальное значение для проблемы гравитационного коллапса и природы сингулярности, хотя эта область недоступна исследованию для наблюдателя, остающегося вне черной дыры. Общие теоремы о свойствах черных дыр, рассмотренные нами в гл. 5, не дают конкретного выражения для структуры пространства-времени внутри черной дыры. Иногда высказывались предположения, что под горизонтом черной дыры все радиационные поля, все возмущения нарастают, становятся нелинейными и структура метрики должна быть крайне замысловатой.

Кроме того, мы видели в § 6.5, структура аналитического продолжения решения для метрики пространства-времени внутри заряженной и вращающейся черной дыры весьма сложна и выглядит даже фантастической. Действительно ли, эта структура хоть в какой-то степени осуществляется при реальном образовании черной дыры?

В этом и следующем параграфах мы дадим ответ на поставленные вопросы. Сначала мы исследуем распространение физических полей внутри шварцшильдовской черной дыры и устойчивость ее внутренней структуры.

Рассмотрим возмущение в виде падающего в черную дыру пробного объекта, являющегося источником интересующего нас поля (скалярного, электромагнитного, гравитационного и т.д.). Нас будут интересовать свойства волновых полей много времени спустя после падения объекта в черную дыру, т.е. при стремлении к I^+ (см., например, рис. 50c) в области T - (или, как мы ее еще обозначали, области II).

Такая асимптотика означает, что $t \rightarrow \infty$ при использовании координат (2.2.1). Исследование "хвостов" излучения (см. § 3.4) для внешней области R показало, что при фиксированном r радиационные моды излучений убывают по степенному закону при $t \rightarrow \infty$. Для самого горизонта $r = r_g$ это означает, что если ввести аффинный параметр V вдоль нулевых геодезических, образующих горизонт, то при $V \rightarrow \infty$ возмущения будут убывать также по степенному закону. Эволюция волнового поля в области T - будет определяться уравнениями вида (3.1.1), (3.1.2) при $r < r_g$.

Соответствующий математический анализ проведен в цитированной выше работе Дорошкевича и Новикова (1978*). Результаты его следующие. Для скалярных возмущений

$$\Phi \approx D_1 t^{-(l+1)} + D_2 t^{-(2l+3)} \ln r, \quad (12.1.1)$$

где D_1 и D_2 – константы.

Для возмущений, описываемых полями с $s \neq 0$ (в том числе и для возмущений метрики), главный член слагаемого, зависящего от r , имеет для радиационных мультиполей $l \geq s$ вид

$$\Phi_1 \approx D_3 t^{-(2l+3)} r^{-n} \quad (12.1.2)$$

(D_3 и n – постоянные).

Таким образом, при фиксированном r и $t \rightarrow \infty$ радиационные моды возмущений от внешних источников затухают и пространство-время стремится к "стационарному" состоянию, описываемому решением Шварцшильда. Ситуация аналогична рассмотренной нами в гл. 3 для внешней области черной дыры. Однако при $r < r_g$ имеются и существенные отличия.

Во-первых, при $r < r_g$ координата r играет роль временной координаты, а t – пространственной. Поэтому правильно говорить о стремлении к состоянию, зависящему только от r , а не о стремлении к стационарному состоянию.

Во-вторых, что более существенно, при приближении к сингулярности при фиксированном t возмущения неограниченно нарастают. Общее решение вблизи сингулярности без учета квантовых эффектов было построено Белинским, Лифшицем и Халатниковым (1970*). Вблизи сингулярности уже неприменим метод малых возмущений. Граница области, где возмущения становятся уже не малыми, дается выражением ($s \neq 0$)

$$r^n \approx D_3 t^{-(2l+3)}. \quad (12.1.3)$$

Эта область стягивается к сингулярности с ростом t . Кроме этой, все более узкой при $t \rightarrow \infty$ области, решение Шварцшильда относительно малых возмущений устойчиво везде внутри черной дыры, а все радиационные моды с ростом t затухают по степенному закону.

Излучения от элементарных возмущений, возникающих в области $r < r_g$, распространяются только на конечную (малую) область внутри черной дыры, так как сигналы от них "упираются" в сингулярность. Эти возмущения никак не влияют на свойства черной дыры при $t \rightarrow \infty$.

Важнейший вывод из всего сказанного состоит в том, что решение Шварцшильда в T -области устойчиво точно так же, как и в R -области.

Несколько слов о нерадиационных мультиполях возмущений, связанных с падающими в черную дыру частицами или с самим коллапсирующим телом, порождающим черную дыру. Для электромагнитных возмущений таким мультиполем является $l = 0$ (кулоновское поле падающего заряда), для гравитационных возмущений – это $l = 0$ (поле добавочной массы) и $l = 1$ (поле момента количества движения). Перечисленные мультиполы не затухают при $t \rightarrow \infty$, известным образом нарастают при $r \rightarrow 0$, а вблизи $r = 0$ они перестраивают метрику, так как эта ситуация соответствует переходу к метрике Рейсснера – Нордстрема в случае добавления электрического заряда и к метрике Керра в случае добавления момента количества движения. Об этих метриках в связи с внутренней структурой чер-

ной дыры мы будем говорить далее, а здесь только подчеркнем, что если поправки к метрике и возмущающие поля становятся существенными достаточно близко к сингулярности $r = 0$, то они не имеют прямого физического смысла. Дело в том, что вблизи сингулярности, где кривизна пространства-времени становится больше планковской (т.е. больше $1/l_{\text{Pl}}^2$) или для квадратичного инварианта кривизны

$$R_{iklm} R^{iklm} = \frac{12r_g^2}{r^6} > \frac{1}{l_{\text{Pl}}^4}, \quad (12.1.4)$$

существенны квантовые процессы, и всю область, определяемую (12.1.4), с точки зрения классической теории следует считать сингулярностью.

Нам осталось рассмотреть нерадиационные мультиполы физических полей, связанные с внешними источниками. Если они (источники) стационарны, т.е. характерное время изменения поля $t \gg r_g/c$, то, как показано в § 3.4, поля этих источников, для которых $k = 0$, свободно проникают в черную дыру сквозь потенциальный барьер. Мы предполагаем эти поля слабыми на r_g . Внутри черной дыры они, так же как и снаружи, не зависят от координаты t .

Типичные примеры, которые мы здесь обсудим, — влияние на внутреннюю структуру черной дыры внешнего стационарного квадрупольного гравитационного поля и внешнего стационарного магнитного поля, однородного вдали от черной дыры.

В § 8.5 было приведено точное решение, описывающее черную дыру во внешнем квадрупольном поле [Дорошкевич и др. (1965*)].

Выражение (8.5.34) показывает, что если параметр q , описывающий квадрупольный момент, достаточно мал, и поэтому поправки к метрике малы на $r = r_g$, то они остаются малыми везде при $r < r_g$ вплоть до сингулярности $r = 0$. Никакой неустойчивости внутри черной дыры при этом не возникает.

Рассмотрим теперь магнитное поле, однородное на пространственной бесконечности. Будем считать это поле слабым. Тогда для отличных от нуля компонент тензора электромагнитного поля имеем [Гинзбург, Озерной (1964*)]

$$F^{\theta\varphi} = \frac{B_0 \operatorname{ctg} \theta}{r^2}, \quad F^{\varphi r} = -\frac{B_0}{r} \left(1 - \frac{r_g}{r}\right), \quad (12.1.5)$$

где B_0 — напряженность магнитного поля на бесконечности. Внутри черной дыры компонента $F^{\varphi r}$ описывает электрическое поле. При $r \rightarrow 0$ компоненты тензора электромагнитного поля неограниченно нарастают, что, однако, не ведет к перестройке метрики, так как компоненты тензора энергии-импульса, построенные из компонент (12.1.5), растут медленнее, чем соответствующие выражения, описывающие кривизну пространства-времени.

Еще раз отметим, что вблизи истинной математической сингулярности $r = 0$ возникает физическая сингулярность, где существенны квантово-гравитационные процессы. Кроме того, дальше от сингулярности (где кривизна еще мала) также могут возникать квантовые явления при наличии других полей, кроме гравитационного. Эти явления в некоторых случаях

существенно влияют на метрику. Они будут рассмотрены в следующих параграфах.

Наконец, в очень больших временных масштабах на метрику влияет процесс хокинговского испарения черных дыр.

§ 12.2. Неустойчивость горизонтов Коши внутри заряженной сферической черной дыры

Рассмотрим поведение малых возмущений гравитационного и электромагнитного полей внутри заряженной сферически-симметричной черной дыры.

Качественно новым обстоятельством по сравнению с черной дырой Шварцшильда является здесь наличие горизонтов Коши (см. § 6.5). На рис. 84 изображен фрагмент диаграммы Пенроуза с внутренней частью (область II) заряженной черной дыры и внешним пространством I. Если заряженная черная дыра образуется в результате коллапса заряженного тела из пространства I, то другое внешнее пространство (I' на рис. 67) отсутствует, как и в случае коллапса незаряженного сферического тела, превращающегося в черную дыру Шварцшильда (см. § 2.7). Поэтому область I' на рис. 84 не показана. Есть веские основания считать (см. § 6.5), что малые возмущения могут неограниченно нарастать в окрестности $r_{-,1}$ [Пенроуз (1968)].

Действительно, рассмотрим малое возмущение гравитационного и (или) электромагнитного поля вне черной дыры в области I. Как мы уже показали в §§ 3.4 и 4.7, "хвосты" излучения от него будут затухать во времени по степенному закону при $r = \text{const}$ из-за рассеяния на кривизне пространства-времени. Такой затухающий поток излучения будет пересекать горизонт событий r_+ и концентрироваться вдоль горизонта $r_{-,1}$ (см. рис. 84). Наблюдатель, движущийся по времениподобной мировой линии и пересекающий горизонт $r_{-,1}$, за конечное собственное время увидит это излучения вблизи $r_{-,1}$ (оно попадает в черную дыру за бесконечное время внешнего наблюдателя). При этом, когда наблюдатель приближается к $r_{-,1}$, воспринимаемое им излучение имеет бесконечное голубое смещение. Естественно ожидать, что такая концентрация энергии приведет к перестройке пространства-времени и к возникновению вместо $r_{-,1}$ истинной сингулярности пространства-времени. В то же время вдоль горизонта $r_{-,2}$ (за исключением точки D) никакой концентрации энергии не возникает, и поэтому не следует ожидать "рождения" сингулярности у $r_{-,2}$ от возмущений, возникающих в области I.

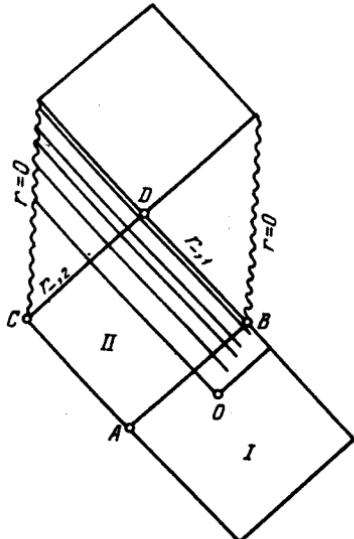


Рис. 84. Часть диаграммы Пенроуза для заряженной черной дыры с изображением распространения радиальных лучей непосредственно от вспышки (O) и после рассеяния на кривизне пространства-времени