

ИСПАРЕНИЕ ЧЕРНЫХ МИНИ-ДЫР И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.Д. Сахаров

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(ЖЭТФ. Письма в редакцию. 25 сентября 1986 г. Т. 44, вып. 6. С. 295 — 298)

Наблюдение конечных стадий испарения черных мини-дыр, если они будут обнаружены, может дать важные сведения о физике высоких энергий вплоть до планковской энергии. Приведены некоторые относящиеся сюда оценки. Указано, в частности, на возможную роль в динамике испарения "теневого мира", предполагаемого в некоторых теориях.

Большая часть процессов и особенности физики объединенных теорий всех видов взаимодействий, в особенности включающих гравитацию, не может быть изучена в обозримом будущем в лабораторных условиях с помощью ускорителей. Одним из способов проверки теоретических представлений является применение их к ранней космологии и сопоставление с наблюдательными данными. Целью этой статьи является указать на возможности, связанные с наблюдением конечных стадий квантового испарения черных мини-дыр, если они будут обнаружены. Гипотеза о возможном образовании мини-дыр на ранней стадии расширения Вселенной была высказана Зельдовичем и Новиковым [1] в 1966 г., и независимо Хокингом [2]. Хокинг впоследствии показал [3], что черные дыры являются излучателями с температурой

$$T = \frac{M_P^2}{8\pi M}, \quad (1)$$

где M — масса дыры, $M_P = G^{-1/2}$ — планковская масса, принято $k = \hbar = c = 1$. Качественные соображения, приводящие к формуле типа (1), были высказаны Бекенштейном [4]. До сих пор мини-дыры (и их излучение) не наблюдались, и оценки их возможной распространенности в "инфляционных" космологических сценариях неблагоприятны. Но тем не менее поиски их не безнадежны.

На конечных стадиях испарения температура T возрастает настолько, что могут быть испущены частицы самых больших масс, вплоть до планковской, и в принципе, с малой вероятностью, даже **бóльших**, в том числе магнитные монополи и струны — если те и другие существуют.

Динамика испарения зависит от эффективного числа сортов испаряемых частиц, обозначаемого ниже g . Скорость полного излучения энергии равна

$$\left| \frac{dM}{dt} \right| = \frac{g}{2} \frac{dE}{dt}, \quad (2)$$

где dE/dt — излучение энергии фотонами.

В некоторых обсуждаемых сейчас теориях предполагается существование "теневого" мира, т.е. частиц, взаимодействующих с "нашим" миром лишь гравитационно. Частицы "теневого мира" должны испаряться из черной дыры наряду с "нашими" и удваивать скорость изменения массы черной дыры (т.е. величину g). Если в "теновом мире", как это предполагается во многих вариантах теории, нарушения симметрии происходят иначе, чем в "нашем" мире и частицы остаются безмассовыми, то при температурах черной дыры,

соответствующих массам "наших" частиц и менее, скорость изменения массы изменится в десятки и даже сотни раз. Проверка предположения о существовании "теневого мира" — одно из возможных применений испарения черных дыр в физике высоких энергий.

Приведем некоторые оценки, относящиеся к методам определения параметра g , а также оценки образования частиц большой массы.

При достаточно малых температурах испускание частиц и потеря массы в результате излучения даются выражениями

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{Sp^2v}{e^{E/T} \pm 1} dp, \quad (3)$$

$$\frac{dM}{dt} = - \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{Sp^3}{e^{E/T} \pm 1} dp. \quad (4)$$

Формулы выписаны для невращающейся черной дыры, p — импульс, v — скорость, E — энергия испускаемых частиц; S — сечения захвата частицы гравитационным полем черной дыры.

При увеличении температуры по мере испарения черной дыры все более тяжелые частицы принимают участие в процессе испарения, что проявляется в увеличении величины g . При дальнейшем увеличении температуры становятся существенными эффекты взаимодействия частиц и фазовые переходы вакуума, связанные с восстановлением нарушенных при малой температуре симметрии. При энергиях и температурах, сравнимых с планковской энергией M_p , могут быть существенными эффекты экста-измерений (если они существуют) и не тепловой характер процесса излучения. Все перечисленные явления, так же как существование теневого мира, должны проявляться в значении и изменениях величины g .

При длине волны испускаемых частиц $\lambda \ll r_g$, где $r_g = 2M/M_p^2$ — гравитационный радиус, сечение захвата

$$S = \frac{27\pi r_g^2}{4} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3v^2} \right). \quad (5)$$

Однако в существенной области импульсов $\lambda \sim r_g$ и S меньше значения, даваемого формулой (5). Ниже для оценок полагаем

$$S = \pi r_g^2 \xi, \quad \xi = \text{const} \approx 1,9.$$

Это значение ξ выбрано так, чтобы удовлетворялись результаты численных расчетов Пейджа [5] для фотонного излучения.

При $g = \text{const}$ постоянна величина

$$-M_p^2 \frac{dT^{-3}}{dt} \approx 0,93g. \quad (6)$$

Определение этой величины, или, может быть, более удобной аналогичной интегральной комбинации (t_0 — момент конца процесса)

$$\frac{M_p^2}{T^3(t_0 - t)} \approx 0,93g \quad (7)$$

даст возможность определить g (в случае (7) — определенным образом усредненное). Вместо T можно использовать пропорциональные ей величины (энергию максимума спектра или среднюю энергию фотонов; при этом необходимо учесть, что спектр из-за зависимости S от λ отличается от планковского).

В конце испарения разрешение процесса во времени становится затруднительным, и, вероятно, целесообразней использовать данные о спектре, проинтегрированном по времени. Обозначим $N(E_0)$ полное число испущенных фотонов с энергией $E > E_0$. Тогда в тех же предположениях ($\xi = \text{const}$, $g = \text{const}$)

$$\frac{M_P^2}{E_0^2 N(E_0)} \approx 2\pi \frac{\xi(4)}{\xi(5)} g = 6,6g, \quad (8)$$

где ξ — дзета-функция Римана (вывод этой формулы аналогичен приведенному ниже выводу формулы (9)).

При $g \neq \text{const}$ эта формула опять дает усредненное значение.

Для проверки той или иной теории необходимо, конечно, вычислить теоретически функции (6) — (8) и сравнить их с данными наблюдений.

Найдем число образующихся при испарении черной дыры скалярных частиц массы m . Для оценки исходим из формул (3), (4); считаем $g = \text{const}$, $\xi = \text{const}$. Деля (3) на (4), имеем для частиц одного знака заряда (обозначено $\varepsilon = E/T$, $\mu = m/T$)

$$\frac{dn}{dM} = \frac{4\pi M}{3g\xi(4)M_P^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{\varepsilon^2 - \mu^2}{e^{\varepsilon} - 1} d\varepsilon,$$

и заменяя $M = M_P^2(8\pi m)^{-1}\mu$

$$n = \frac{M_P^2}{48gm^2\xi(4)} \int_0^{\infty} \mu d\mu \int_{\mu}^{\infty} \frac{\varepsilon^2 - \mu^2}{e^{\varepsilon} - 1} d\varepsilon.$$

Двойной интеграл вычисляется с изменением порядка интегрирования и равен $6\xi(5)$. Отсюда (для двух знаков заряда)

$$2n = \frac{M_P^2 \xi(5)}{4\pi gm^2 \xi(4)}. \quad (9)$$

Для частиц со спином $1/2$ имеем дополнительный множитель $15/8$. Учет множителя $1/3 + (2/3 v^2)$ формулы (5) внес бы дополнительный множитель $5/3$.

Особый интерес представляет наблюдение рождения магнитных монополей и струн. Однако вероятности этих процессов (в предположении, что монополи и струны существуют) не описываются оценкой (9) и очень малы. Для монополей необходимо учитывать их нелокальный характер. На это обстоятельство мое внимание обратил А.Д. Линде. Характерный размер монополей $\rho \sim (g^2 m)^{-1}$ (здесь $g < 1$ — постоянная взаимодействия) много больше

гравитационного радиуса черной дыры

$$r_g = \frac{2M}{M_P^2} = \frac{1}{4\pi T}$$

при температуре $T \sim m$. Поэтому в этой существенной для оценки (9) области сечение S захвата монополей черной дырой очень мало $S \ll \pi r_g^2, \xi \ll 1$, $\rho \sim r_g$ и $\xi \sim 1$ лишь при $T \ll m$. В результате число образующихся монополей много меньше даваемого оценкой (9).

Для оценки вероятности рождения струн особенно существенно, что их масса m_s очень велика — порядка M_P . Пусть, например, $m_s = 2M_P$. Струна может быть испущена черной дырой, только если ее начальная масса $M_0 > m_s$. При этом температура начального состояния соответственно

$$T_0 < \frac{M_P^2}{8\pi m_s} = \frac{M_P}{16\pi} \quad \text{или} \quad T_0 < \frac{m_s}{32\pi} \ll m_s.$$

Фактически при испускании частиц с энергией, сравнимой с начальной массой черной дыры, тепловое квазиравновесное рассмотрение вообще неприменимо. Мне не удалось найти адекватный метод получения оценки. По-видимому, можно все же утверждать, что при $T_0 \ll m_s$ вероятность испускания струны



А.Д. Сахаров и Я.Б. Зельдович (международный семинар "Квантовая гравитация", Москва, май 1987 г.; фото А.И. Зельникова)

очень мала. Нелокальный характер струн приводит к дополнительному уменьшению вероятности. Заметим, что струна в существующих теориях является нестабильной частицей, распадается на локальные частицы за время порядка планковского.

Детальное изучение процессов при энергиях $E \sim M_p$ вероятно возможно лишь при подлете на близкое расстояние к черной дыре в последний момент ее существования специально запущенных в далекий космос автоматических экспериментальных аппаратов, т.е. в далеком будущем космической эры. Однако не исключено, что и тогда не будут еще доступны другие методы прямого экспериментального изучения планковских энергий.

Выше мы отвлеклись от эффектов вращения черной дыры. Пусть J — полный момент вращения. Введем относительный момент вращения $0 < j < 1$, положив $J = (M^2/M_p^2)j$. При $j \ll 1$ вращением можно пренебречь. При $j \sim 1$ определяющую роль играют эффекты суперрадиации (Зельдович [6, 7], Старобинский [8], Курир [9]).

Из соображений размерности ($C \sim 1$)

$$\frac{dJ}{dt} = Cj \frac{M}{M_p^2} \frac{dM}{dt}.$$

При $C > 2$ j уменьшается при уменьшении M . Коэффициент C зависит от j и от M . Считая в окрестности $j = 0$ $C = \text{const}$, имеем $j \sim M^{C-2}$, т.е. при $C > 2$ траектория $j = 0$ устойчива. Расчеты излучения момента импульса и массы для вращающейся черной дыры, проведенные Пейджем [10], показывают, что C существенно больше 2 для частиц различных спинов во всем диапазоне изменения j . Расчеты проведены для безмассовых частиц, учет эффектов массы и некоторые уточнения согласно [9] эффектов суперрадиации не изменяют, по-видимому, качественного вывода Пейджа о быстром уменьшении j при испарении черной дыры. Величина j и ориентация оси вращения в пространстве могут быть определены из наблюдения круговой и линейной поляризации фотонов.

Итак, в работе содержатся оценки некоторых эффектов испарения черных дыр, представляющих интерес для физики высоких энергий. Указано, что изучение температуры испускаемых частиц в функции времени и спектра частиц может дать сведения о существовании "теневого мира" и о характерных чертах теории при самых высоких энергиях, включая энергию "великого объединения" и планковскую. Дана оценка образования частиц с конечной массой, а также обсуждается образование монополей и струн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.//Астр. ж. 1966. Т. 43. С. 758.
2. Hawking S. W.//Mon. Not. RAS 1971. V. 152. P. 75.
3. Hawking S.W.// Comm. Math. Phys. 1975. V. 43. P. 199.
4. Bekenstein J.D.//Phys. Rev. Ser. D. 1973. V. 7. P. 2333.
5. Page D.N.//Ibidem. 1976. V. 13. P. 198.
6. Зельдович Я.Б.//Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 270.
7. Зельдович Я.Б.// Ibidem. 1972. Т. 62. С. 2076.
8. Старобинский А.А.//ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 48.
9. Curir A.// Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 161. P. 310.
10. Page D.N.// Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 3260.