АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 8 АВГУСТ, 1972 ВЫПУСК 3

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПО УСТОЙЧИВОЙ КРУГОВОЙ ОРБИТЕ ВБЛИЗИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ „ЧЕРНОЙ ДЫРЫ“

А. Г. ПОЛНАРЕВ

Поступила 10 марта 1972

Рассмотрен источник электромагнитного излучения, движущийся по устойчивой круговой орбите, лежащей в плоскости экватора вращающейся „черной дыры“. Найден усредненный по периоду орбитального движения вид спектра, принимаемого далеким наблюдателем, если в собственной системе отсчета источника излучение почти монохроматично.

Пусть по некоторой устойчивой круговой орбите, лежащей в плоскости экватора вращающейся „черной дыры“, движется пробное тело, являющееся источником электромагнитного излучения. Если в собственной системе отсчета пробного тела излучение монохроматично и изотропно, то вследствие гравитационного красного смещения и доплеровского изменения частоты оно не будет таковым для бесконечно удаленного наблюдателя. Таким образом, возникает вопрос о спектре излучения, каким его видит бесконечно удаленный наблюдатель, расположенный, для простоты, также в плоскости экватора.

В настоящей работе найден вид спектра, усредненный по периоду вращения. В такой постановке для решения задачи достаточно знать количество квантов данной частоты, уходящих на бесконечность, независимо от того, по каким именно траекториям они достигают бесконечности, т. к. усреднение по периоду стационарного движения эквивалентно усреднению по углам вылетающих квантов.

Гравитационное поле вращающейся „черной дыры“ описывается известным решением Керра [1] . Движение фотона в плоскости экватора керровского поля полностью определяется единственным параметром — угловым моментом [2—4].

В дальнейшем целесообразно использовать систему единиц, в которой $c = G = 1$ и масса „черной дыры“ также принята за 1. Момент фотона λ связан с прицельным параметром L простым соотношением: $\lambda = \alpha + L$, где α — удельный момент „черной дыры“ в принятых единицах.

Каждому моменту вылетевшего на бесконечность фотона соответствует определенное красное или голубое смещение, определяемое формулой [5],

$$\frac{\omega}{\Omega} = \frac{p^i_\infty u_{i\infty}}{p^i(\lambda) u_i}, \qquad i \equiv 0, 1, 2, 3, \tag{1}$$

Ω — частота в сопутствующей системе координат, u^i — 4-скорость источника, u^i_∞ — скорость наблюдателя на бесконечности, p^i и p^i_∞ — соответственно, 4-импульс фотона в точке испускания и в точке приема, λ — момент фотона.

Очевидно, что $p^i_\infty u_{i\infty} \approx -1$.

Поскольку источник движется по круговой орбите в плоскости экватора $u^1 = u^2 = 0$.

$$g_{0i} p^i = -1, \quad g_{3i} p^i = \lambda, \tag{2}$$

$$u^i = \frac{1}{\Delta^{1/2} x^2} \begin{pmatrix} \alpha l \Delta^{1/2} - (x^2 + \alpha^2)(x^2 + l^2)^{1/2} \\ 0 \\ 0 \\ l\Delta^{1/2} - \alpha (x^2 + l^2)^{1/2} \end{pmatrix} \tag{3}$$

$$\Delta = x^2 - 2x + \alpha^2,$$

см. [2].

Здесь x — радиальная координата, α — момент „черной дыры“, $l = \alpha\gamma - \Phi$; γ, Φ — энергия и момент пробного тела, деленные на его массу покоя. Из (1) имеем

$$\lambda = \frac{1}{u^3}\left(u^0 - \frac{\Omega}{\omega}\right). \tag{4}$$

Для того, чтобы знать, сколько квантов с данным моментом и, следовательно, с данной частотой ушло на бесконечность, надо найти угол, соответствующий этому моменту в сопутствующей источнику системе координат. Действительно, поскольку в этой системе координат распределение изотропно, то

$$d^2N = \frac{d\theta d\Omega}{4\pi} \cdot \frac{I_0(\Omega)}{\Omega}, \tag{5}$$

где

$$I_0(\Omega) = \frac{1}{2\delta\Omega} \begin{cases} 1, & \Omega_0 - \delta\Omega < \Omega < \Omega_0 + \delta\Omega \\ 0, & \Omega < \Omega_0 - \delta\Omega, \ \Omega > \Omega_0 + \delta\Omega \end{cases} \tag{6}$$

$I_0(\Omega)$ — спектр почти монохроматического излучения ($\delta\Omega/\Omega_0 \ll 1$) в сопутствующей системе.

А так как мы интересуемся спектром, усредненным по стационарной орбите, то неважно, как кванты движутся, прежде чем достигнут бесконечности.

Для вычисления $d\theta/d\lambda$ перейдем в систему координат, где g_{03} локально обращается в 0.

Этот переход от системы координат, в которой метрика Керра [1] имеет форму Бойера-Линдквиста [2, 3], осуществляется следующим образом [6—9]:

$$\begin{aligned} d\varphi &= d\breve{\varphi} - W d\breve{t} \\ dt &= d\breve{t} \\ dx &= d\breve{x} \end{aligned} \tag{7}$$

$$W = \frac{2\alpha x}{B}, \quad B = (x^2 + \alpha^2)^2 - \Delta\alpha^2.$$

Тогда в плоскости экватора метрика примет вид

$$ds^2 = \frac{x^2}{\Delta} d\breve{x}^2 + \frac{B}{x^2} d\breve{\varphi}^2 - \frac{\Delta x^2}{B} d\breve{t}^2. \tag{8}$$

В этой системе координат угол между направлением движения источника и направлением вылетающего фотона определится следующим образом:

$$\cos\mu = \frac{\breve{g}_{33}^{1/2}\breve{p}^3}{[\breve{g}_{33}(\breve{p}^3)^2 + \breve{g}_{11}(\breve{p}^1)^2]^{1/2}} = \left(-\frac{\breve{g}_{33}}{\breve{g}_{00}}\right)^{1/2} \frac{\breve{p}^3}{|\breve{p}^0|}$$

$$\sin\mu = \left(-\frac{\breve{g}_{11}}{\breve{g}_{00}}\right)^{1/2} \frac{\breve{p}^1}{|\breve{p}^0|}. \tag{9}$$

Этот угол в свою очередь связан с соответствующим углом в сопутствующей системе обычной формулой аберрации света [10]:

$$\sin\theta = \frac{(1-\beta^2)^{1/2}\sin\mu}{1+\beta\cos\mu}$$
$$\cos\theta = \frac{\cos\mu+\beta}{1+\beta\cos\mu} \tag{10}$$

где β — скорость источника относительно системы координат (7)

$$\beta = \left(-\frac{\bar{g}_{33}}{\bar{g}_{00}}\right)^{1/2}\frac{u^3 - Wu^0}{u^0}. \tag{11}$$

Здесь $|\beta|$ всегда меньше 1. Промежуточный переход (7) и делался для того, чтобы исключить сверхсветовые скорости относительно жесткой системы координат. Такая ситуация возникает в динамической зоне, в так называемой эргосфере ([8, 9, 11, 12]), из которой, в отличие от динамической зоны в шварцшильдовском поле, могут уходить сигналы на бесконечность, и в которой при определенных параметрах существуют устойчивые круговые орбиты.

Из формул (4), (9), (10) можно найти $\dfrac{d\vartheta}{d\omega} = \dfrac{d\theta}{d\mu}\,\dfrac{d\mu}{d\lambda}\,\dfrac{d\lambda}{d\omega}$.

Для выхода кванта на бесконечность его момент должен удовлетворять некоторым ограничениям: $\lambda_{\min} < \lambda < \lambda_{\max}$, причем $\lambda_{\min}$ и $\lambda_{\max}$ зависят от того, где расположена орбита. Это легко видеть на рис. 8 работы [4].

Значения x_+, x_1, x_2, λ_1, λ_2 ([9, 13, 14]) таковы:

$$x_+ = 1 + \sqrt{1-\alpha^2} \text{ — горизонт событий}$$
$$x_1 = 3 + \alpha\sec\left[\frac{1}{3}(2\pi + \arccos\alpha)\right] \text{— положение экстремума } \lambda_+(x)$$
$$x_2 = 3 + \alpha\sec\left[\frac{1}{3}\arccos\alpha\right] \text{— положение экстремума } \lambda_-(x) \tag{11}$$
$$\lambda_1(x_1) = \alpha + 8\cos^3\left[\frac{1}{3}(\pi - \arccos\alpha)\right],$$
$$\lambda_2(x_2) = \alpha - 8\cos^3\left(\frac{1}{3}\arccos\alpha\right)$$

$x = 2$ соответствует внешней границе эргосферы в плоскости экватора.

В заштрихованных областях движение фотонов запрещено, эти области ограничивают кривые, имеющие уравнения:

$$\Lambda_\pm = \alpha + \frac{x^2}{\alpha \pm \Delta^{1/2}}.$$

Мы видим, что

$x_* < x < x_1$ $\lambda_{min} = \lambda_2$, $\lambda_{max} = \lambda_1$. И выходят только фотоны, идущие от центра.

$x_1 < x < x_2$ $\lambda_{min} = \lambda_2$, $\lambda_{max} = \lambda_+(x)$. Могут выходить и фотоны, идущие к центру при $\lambda_1 < \lambda < \lambda_+(x)$.

$x > x_2$ $\lambda_{min} = \lambda_-(x)$, $\lambda_{max} = \lambda_+(x)$. Фотоны, идущие к центру с $\lambda_1 < \lambda < \lambda_+$ и с $\lambda_- < \lambda < \lambda_2$ также уходят на бесконечность.

Отсюда можно найти соответствующие диапазоны частот. Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\pm &= (u^0 - \lambda_\pm u^3)^{-1}, \qquad \varepsilon_{max} = (u^0 - \lambda_{max} u^3)^{-1} \\ \varepsilon_{1,2} &= (u^0 - \lambda_{1,2} u^3)^{-1}, \qquad \varepsilon_{min} = (u^0 - \lambda_{min} u^3)^{-1} \end{aligned} \tag{12}$$

Для круговых орбит, направление движения по которым совпадает с направлением вращения „черной дыры“, $u^3 > 0$,

$$\varepsilon_{min} < \frac{\omega}{\Omega} < \varepsilon_{max}. \tag{13}$$

Для орбит с $u^3 < 0$

$$\varepsilon_{max} < \frac{\omega}{\Omega} < \varepsilon_{min}. \tag{13'}$$

Отсюда видно, что фотон частоты ω для бесконечно удаленного наблюдателя имеет в собственной системе отсчета источника частоту Ω, лежащую в диапазоне

$$\frac{\omega}{\varepsilon_{max}} < \Omega < \frac{\omega}{\varepsilon_{min}} \text{ для орбит с } u^3 > 0 \tag{14}$$

$$\frac{\omega}{\varepsilon_{min}} < \Omega < \frac{\omega}{\varepsilon_{max}} \text{ для } u^3 < 0. \tag{14'}$$

Принимая во внимание, что при $x_1 < x < x_2$ в диапазоне $\varepsilon_1 < \omega/\Omega < \varepsilon_+$, а также при $x > x_2$ в диапазонах $\varepsilon_1 < \omega/\Omega < \varepsilon_+$ и $\varepsilon_- < \omega/\Omega < \varepsilon_2$ надо учитывать также фотоны, движущиеся к центру, окончательно имеем:

$$I(\omega)=\frac{\omega}{2\pi}\int\limits_{\frac{\omega}{\varepsilon_{max}}}^{\frac{\omega}{\varepsilon_{min}}}\frac{I_0(\Omega)}{\Omega}\left|\frac{d\theta}{d\omega}\right|d\Omega \left|\begin{array}{ll} 2, \text{ при } \varepsilon_1<\frac{\omega}{\Omega}<\varepsilon_+ \text{ и } & (15)\\ \varepsilon_-<\frac{\omega}{\Omega}<\varepsilon_2 & \\ 1, \text{ при } \varepsilon_2<\frac{\omega}{\Omega}<\varepsilon_1 & (15')\end{array}\right.$$

Аналогичные соотношения, меняя местами ε_{max} и ε_{min}, ε_1 и ε_2, ε_+ и ε_-, можно написать для орбит с $u^3<0$.

Из формул (4), (9), (10) после простых, но длинных вычислений, используя решения для нулевых геодезических [2], можно получить

$$\left|\frac{d\theta}{d\omega}\right|=\frac{1}{2}\left(\frac{1-\beta^2}{B}\right)^{1/2}\left(x\Delta^{1/2}+\frac{2\alpha}{\beta}\right)\frac{\Omega}{\omega^2}\left(1-\varepsilon_0\frac{\Omega}{\omega}\right)^{-1}\times$$
$$\times\left[\left(\varepsilon_+\frac{\Omega}{\omega}-1\right)\left(1-\varepsilon_-\frac{\Omega}{\omega}\right)\right]^{-\frac{1}{2}}, \tag{16}$$

где $\varepsilon_0=\dfrac{x\beta\Delta^{1/2}-2\alpha}{2x(l+\alpha\gamma)}$.

Отсюда (см. [15])

$$I(\omega)=\binom{2}{1}\frac{A(x)}{2\pi\delta\Omega}[(\varepsilon_+-\varepsilon_0)(\varepsilon_--\varepsilon_0)]^{-1/2}\times$$
$$\times\left\{\arcsin\left[\frac{(\varepsilon_+-\varepsilon_0)(\omega-\varepsilon_-b)}{(\varepsilon_+-\varepsilon_-)(\omega-\varepsilon_0 b)}+\frac{(\varepsilon_--\varepsilon_0)(\omega-\varepsilon_+b)}{(\varepsilon_+-\varepsilon_-)(\omega-\varepsilon_0 b)}\right]-\right. \tag{17}$$
$$\left.-\arcsin\left[\frac{(\varepsilon_+-\varepsilon_0)(\omega-\varepsilon_-a)+(\varepsilon_--\varepsilon_0)(\omega-\varepsilon_+a)}{(\varepsilon_+-\varepsilon_-)(\omega-\varepsilon_0 a)}\right]\right\}$$

$$A(x)=\frac{1}{4}\frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{B^{1/2}}\left|x\Delta^{1/2}+\frac{2\alpha}{\beta}\right|,$$

где $a=a(\omega)$ и $b=b(\omega)$ таковы:

$$\begin{array}{ll} 1. & \omega<(\Omega_0-\delta\Omega)\varepsilon_{min}, \quad a=b, \quad I(\omega)=0.\\ 2. & (\Omega_0-\delta\Omega)\varepsilon_{min}<\omega<(\Omega_0+\delta\Omega)\varepsilon_{min}, \quad a=\frac{\omega}{\varepsilon_{min}}, \quad b=\Omega_0-\delta\Omega.\\ 3. & (\Omega_0+\delta\Omega)\varepsilon_{min}<\omega<(\Omega_0-\delta\Omega)\varepsilon_{max}, \quad a=\Omega_0+\delta\Omega, \quad b=\Omega_0-\delta\Omega.\\ 4. & (\Omega_0-\delta\Omega)\varepsilon_{max}<\omega<(\Omega_0+\delta\Omega)\varepsilon_{max}, \quad a=\Omega_0+\delta\Omega, \quad b=\frac{\omega}{\varepsilon_{max}}.\\ 5. & \omega>(\Omega_0+\delta\Omega)\varepsilon_{max}, \quad a=b, \quad I(\omega)=0.\end{array} \tag{18}$$

При ω, не близких к $\Omega_0\varepsilon_\pm$, вместо (17) с достаточной точностью можно написать

$$I(\omega) = \binom{2}{1} \frac{A}{\pi} \frac{\omega}{(\omega - \varepsilon_0\Omega_0)\sqrt{(\varepsilon_+\Omega_0 - \omega)(\omega - \varepsilon_-\Omega_0)}}. \tag{19}$$

Вблизи же $\Omega_0\varepsilon_\pm$ разложение (17) дает при $\omega = \Omega_0\varepsilon_+ = \omega_+$

$$\left.\begin{aligned} I(\omega_+) &= \binom{2}{1} \frac{A}{\pi\Omega_0(\varepsilon_+ - \varepsilon_0)} \sqrt{\frac{\varepsilon_+}{|\varepsilon_+ - \varepsilon_-|} \frac{\Omega_0}{\delta\Omega}} \\ &\text{при } \omega = \Omega_0\varepsilon_- = \omega_-: \\ I(\omega_-) &= \binom{2}{1} \frac{A}{\pi\Omega_0(\varepsilon_- - \varepsilon_0)} \sqrt{\frac{\varepsilon_-}{|\varepsilon_+ - \varepsilon_-|} \frac{\Omega_0}{\delta\Omega}} \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Поскольку $\Omega_0/\Omega\delta \gg 1$, возникают пики шириной $\sim\delta\Omega$ (рис. 1, 2). Отношение высоты правого пика к высоте левого в случае орбит с $u^3 > 0$ и, наоборот, левого к правому в случае $u^3 < 0$ равно

$$\frac{I(\omega_+)}{I(\omega_-)} = \binom{2}{1} \sqrt{\frac{\varepsilon_+}{\varepsilon_-} \frac{\varepsilon_- - \varepsilon_0}{\varepsilon_+ - \varepsilon_0}}. \tag{21}$$

Из всего вышеизложенного можно представить следующую качественную картину изменения вида спектра от орбиты к орбите.

Если бы при $x < x_1$ существовали орбиты, то спектр был бы плавный, т. е. без пиков.

При $x_1 < x < x_2$ возникает правый пик, а также резкий скачок на частоте $\omega \approx \Omega_0\varepsilon_1 = \omega_1$*.

При $x > x_2$ добавляется левый пик и скачок на частоте $\omega \approx \Omega_0\varepsilon_2 = \omega_2$.

Рассмотрим теперь подробно некоторые наиболее характерные орбиты для $a = 1$, т. е. в случае экстремального керровского поля: ([8, 11, 14]):

а) $x = 1$ — последняя устойчивая орбита (x_1 тоже равно 1);

б) $x = 2$ — орбита, лежащая на внешней границе эргосферы;

в) $x = x_2 = 4$ — здесь свет может двигаться по неустойчивой круговой орбите;

г) $x = 9$ — на этом радиусе существует последняя устойчивая орбита с отрицательным моментом ($u^3 < 0$, $\Phi < 0$).

Виды некоторых спектров приведены на рис. 1, 2, а численные значения указанных на рисунках параметров сведены в табл. 1.

* Ширина скачка также $\sim\delta\Omega$.

Любопытно отметить, что с последней устойчивой орбиты в экстремальном поле Керра, уходит 7 % полной энергии, излученной в плоскости экватора.

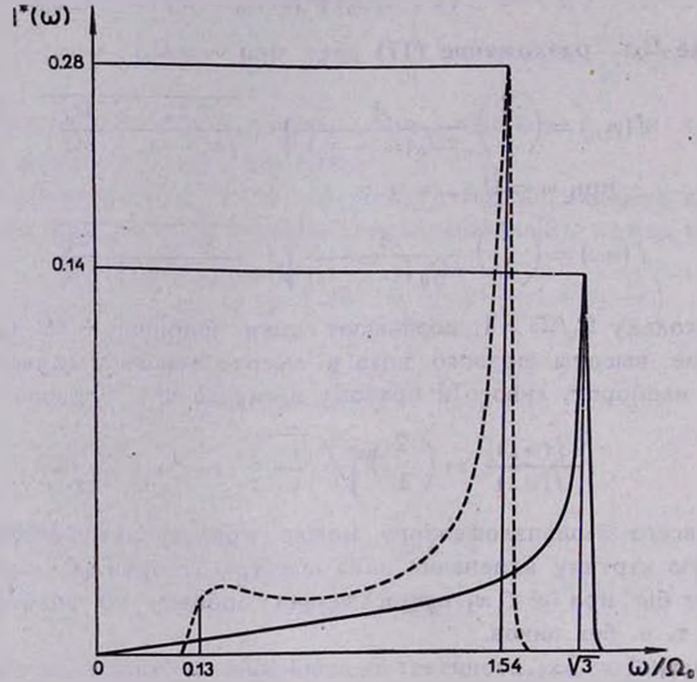

Рис. 1. Спектр электромагнитного излучения для источника, движущегося по последней устойчивой орбите ($x=1$)—сплошная кривая и по внешней границе эргосферы ($x=2$)—пунктирная кривая.

Действительно, поскольку основной вклад в интеграл по спектру дает область, далекая от пиков, имеем [15]

$$\int_0^{\sqrt{3}\,\Omega_0} I(\omega)\,d\omega \approx \frac{A}{\pi}\int_0^{\sqrt{3}\,\Omega_0} \frac{\omega\,d\omega}{(\omega-\varepsilon_0\Omega)\sqrt{(\varepsilon_+\Omega_0-\omega)(\omega-\varepsilon_- -\Omega_0)}} =$$

$$= \frac{A}{2}\left\{1+\frac{\varepsilon_0}{\sqrt{(\varepsilon_+-\varepsilon_0)(\varepsilon_- -\varepsilon_0)}}+\right. \tag{28}$$

$$\left.+\frac{2}{\pi}\left[\arcsin\frac{\varepsilon_+ +\varepsilon_-}{\varepsilon_+ -\varepsilon_-}-\frac{\varepsilon_0}{\sqrt{(\varepsilon_+-\varepsilon_0)(\varepsilon_- -\varepsilon_0)}}\arcsin\frac{\varepsilon_+(\varepsilon_- -\varepsilon_0)+\varepsilon_-(\varepsilon_+ -\varepsilon_0)}{\varepsilon_0(\varepsilon_+ -\varepsilon_-)}\right]\right\}.$$

Подставляя A, ε_0, ε_+, ε_- из табл. 1, получим

$$\int\limits_0^{\sqrt{3}\,\Omega_0} I(\omega)\, d\omega \approx \frac{\sqrt{3}}{36} \approx 0.07.$$

Если удаленный наблюдатель находится не в плоскости экватора, то по мере приближения наблюдателя к полюсу спектр будет все бо-

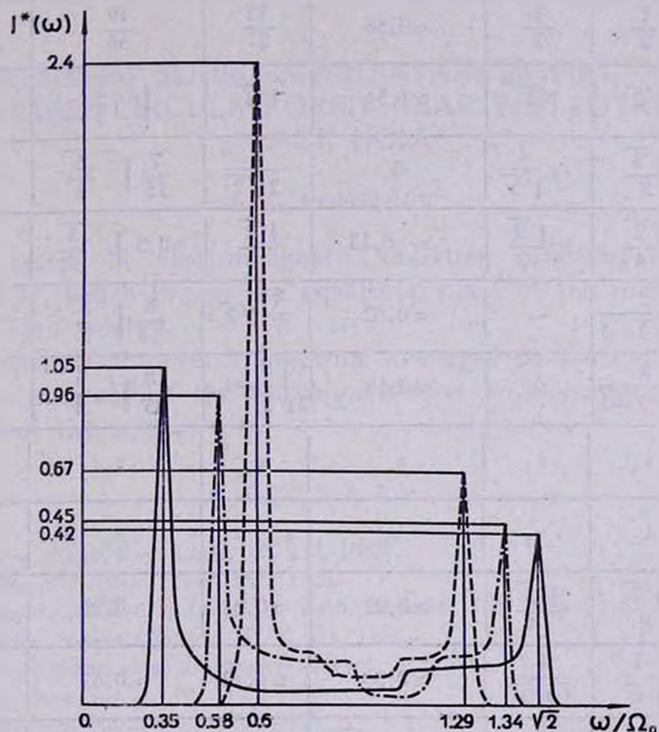

Рис. 2. Спектр электромагнитного излучения для источника, движущегося по орбите $x=4$ (сплошная кривая), по последней устойчивой орбите с $u^3<0$ ($x=9$), (штрих-пунктирная кривая) и для источника на том же радиусе $x=9$, движущегося по орбите с $u^3>0$ (пунктирная кривая).

лее и более узким, пока и вовсе не превратится в линию. Действительно, условием попадания фотона на полюс является $\lambda = 0$. Тогда, согласно (1),

$$\frac{\omega}{\Omega} = \frac{1}{|u^0|} \tag{29}$$

(см. нижнюю строчку табл. 1).

Таблица 1

a	0	1				
x	6	1	2	4	9	
					$u^0>0,\ \Phi>0$	$u^0<0,\ \Phi<0$
γ	$\frac{2\sqrt{2}}{3}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{(1+\sqrt{2})^{1/2}}{2}$	$\frac{5}{8}\sqrt{2}$	$\sqrt{\frac{3}{5}}$	$\frac{5}{9}\sqrt{3}$
β	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	≈ 0.56	$\frac{13}{27}$	$\frac{19}{56}$	$-\frac{11}{26}$
ε_+	$\sqrt{2}$	$\sqrt{3}$	≈ 1.54	$\sqrt{2}$	$\sqrt{\frac{5}{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$
ε_-	$\frac{\sqrt{2}}{3}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$\frac{1}{2\sqrt{2}}$	$\frac{7}{15}\sqrt{\frac{5}{3}}$	$\frac{7}{9}\sqrt{3}$
ε_0	$\frac{\sqrt{2}}{4}$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	$\approx -0{,}13$	$\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\approx 0{,}3\sqrt{\frac{5}{3}}$	$\approx 0{,}23$
ε_1	$\frac{2}{2\sqrt{2}-1}$	—	$\approx 0{,}82$	$\frac{4}{7}\sqrt{2}$	$\frac{8}{13}\sqrt{\frac{5}{3}}$	$\frac{3}{7}\sqrt{3}$
ε_2	$\frac{2}{2\sqrt{2}+1}$	0	$\approx 0{,}13$	$\frac{1}{2\sqrt{2}}=\varepsilon_-$	$\frac{18}{35}\sqrt{\frac{5}{3}}$	$\frac{12}{19}\sqrt{3}$
$\frac{\omega_{max}}{\Omega_0}$	ε_+	ε_+	ε_+	ε_+	ε_+	ε_-
$\frac{\omega_{min}}{\Omega_0}$	ε_-	ε_2	ε_2	$\varepsilon_-=\varepsilon_2$	ε_-	ε_+
A	$\frac{\sqrt{2}}{8}$	$\frac{\sqrt{3}}{4}$	$\approx 0{,}23$	≈ 0.24	≈ 0.22	≈ 0.18
$I^*(\omega_{max})$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	$\frac{1}{4\sqrt{3}}$	≈ 0.28	≈ 0.42	≈ 0.67	≈ 0.45
$I^*(\omega_{min})$	$3\sqrt{3}$	0	$\approx 1{,}36\sqrt{\frac{\delta\Omega}{\Omega_0}}$	≈ 1.05	$\approx 2{,}4$	≈ 0.96
$\lvert u^0\rvert^{-1}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{4\sqrt{2}}{9}$	$\frac{3\sqrt{15}}{14}$	$\frac{3\sqrt{15}}{14}$

Примечания:

1 Для сравнения в таблице, кроме случая $x = 1$, приведены также параметры спектра для источника, движущегося по последней устойчивой орбите в поле Шварцшильда.

2. $I^*(\omega) = \pi\Omega_0\sqrt{\frac{\delta\Omega}{\Omega_0}}\, I(\omega)$.

В заключение автор выражает глубокую благодарность И. Д. Новикову за постановку задачи и ценные советы, а также Я. Б. Зельдовичу за критические замечания.

Автор благодарит Е. А. Барабанову за помощь в подготовке рукописи.

Московский физико-технический институт

SPECTRUM OF SOURCES RADIATION MOVING ALONG A STABLE CIRCULAR ORBIT NEAR THE ROTATING „BLACK HOLE"

A. G. POLNAREV

The source of electromagnetic radiation following some stable circular orbit, which lies in the equatorial plane of the rotating „black hole" has been treated.

To a distant observer a spectrum averaged on the period of orbit motion was obtained, if the radiation is near to monochromatic in the rest frame of the source.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. P. Kerr*, Phys. Rev. Lett., 11, 237, 1963.
2. *B. Carter*, Phys. Rev., 174, 1559, 1968.
3. *R. H. Boyer, R. W. Lindquist*, J. Math. Phys., 8, 165, 1967.
4. *F. DeFilice*, Nuovo Cimento, 57 в, 351, 1968.
5. *Дж. Синг*, Общая теория относительности, ИЛ., М., 1963.
6. *J. M. Bardeen*, Ap. J., 161, 103, 1970.
7. *J. M. Bardeen*, Nature, 226, 64, 1970.
8. *D. Christodoulou*, Phys. Rev. Lett., 25, 1596, 1970.
9. *D. Christodoulou, R. Ruffini*, Preprint, 1971.
10. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1967.
11. *R. Ruffini, J. A. Wheeler*, in „Proccedings of Conference on Space Physics", Paris, ESPO, 1970.
12. *R. Penrose*, Nuovo Cimento, 1, 252, 1969.
13. *B. B. Godfrey*, Phys. Rev., D1, 2721, 1970.
14. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
15. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик*, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Наука, М., 1971.