Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 1, стр. 54 - 56 10 января 1991 г.

СТАЦИОНАРНОЕ ЭЛЕКТРОВАКУУМНОЕ ОБОБЩЕНИЕ РЕШЕНИЯ ШВАРЦШИЛЬДА, ОТЛИЧНОЕ ОТ МЕТРИКИ КЕРРА-НЬЮМЕНА

Т.Е.Денисова, В.С.Манько, Ш.А.Хакимов

Университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы 117198 Москва

Поступила в редакцию 19 октября 1990 г.

В алгебраическом виде получено точное асимптотически плоское решение уравнений Эйнштейна - Максвелла, описывающее гравитационное поле стационарной заряженной осесимметричной массы. Полученное решение имеет своим статическим вакуумным пределом метрику Шварцшильда и отличается от известного решения Керра - Ньюмена.

В [1] было найдено точное решение уравнений Эйнштейна в вакууме, которое, подобно известному решению Керра [2], содержит два физических параметра (массы и вращения) и переходит при нулевом угловом моменте в метрику Шварцшильда. В настоящей работе нами получено зарядовое обобщение этого решения, содержащее дополнительный параметр α, характеризующий электрический заряд источника и порождаемый им магнитный дипольный момент μ; при этом, как и в случае метрики Керра -Ньюмена [3], наше решение в отсутствие вращения допускает переход к метрике Райсснера - Нордстрема [4] для поля заряженной статической сферически-симметричной массы.

Новая метрика, построенная с помощью преобразования Крамера - Нойгебауэра [5], примененного к решению [1], определяется двумя комплексными потенциалами Эрнста [6] вида

$$\epsilon = A_-/A_+; \qquad \Psi = -2\alpha B/A_+; \tag{1}$$

$$A_{\mp} = (p+1)(x-y)^4[(1-\alpha^2)x \mp (1+\alpha^2)] \mp q^2(x^2-1)[(x\pm 1)^2(1\mp y) + \alpha^2(x\mp 1)^2(1\pm y)] +$$

$$+iq\{(x-y)^4[(1-\alpha^2)x \pm (1+\alpha^2)] \mp (p+1)(x^2-1)[(x\mp 1)^2(1\pm y) + \alpha^2(x\pm 1)^2(1\mp y)]\};$$

$$B = (p+1)(x-y)^4 + q^2(x^2-1)(x^2-2xy+1) + iq[(p+1)(x^2-1)(x^2-2xy+1) - (x-y)^4],$$

где α, p и q - действительные постоянные, причем p и q связаны соотношением

$p^2 - q^2 = 1$. По ϵ и Ψ находятся функции f, γ и ω, входящие в метрический интервал Папапетру [7]

$$ds^2 = k^2 f^{-1}\left[e^{2\gamma}(x^2-y^2)\left(\frac{dx^2}{x^2-1}+\frac{dy^2}{1-y^2}\right)+(x^2-1)(1-y^2)d\varphi^2\right]-f(dt-\omega d\varphi)^2 \quad (2)$$

(k - константа); в нашем случае матрические функции имеют вид (соответствующие уравнения для нахождения f, γ и ω см., например, в [8])

$$f = 2p(1-\alpha^2)^2(x^2-1)C/D;$$

$$e^{2\gamma} = \frac{x^2-1}{x^2-y^2}\frac{C}{(x-y)^8}; \qquad \omega = -\frac{2kq(1-y^2)E}{p(1-\alpha^2)^2 C}; \quad (3)$$

$$C = (x-y)^8 - q^2(x^2-1)^3(1-y^2);$$

$$D = (p+1)\{(x-y)^4[(1-\alpha^2)x+1+\alpha^2]+(p-1)(x^2-1)[(x-1)^2(1+y)+\alpha^2(x+1)^2(1-y)]\}^2+$$

$$+(p-1)\{(x-y)^4[(1-\alpha^2)x-1-\alpha^2]+(p+1)(x^2-1)[(x+1)^2(1-y)+\alpha^2(x-1)^2(1+y)]\}^2;$$

$$E = (x-y)^5[(1-\alpha^4)(3x^2-3xy+y^2+1)+(1+\alpha^4)(3px-py)]+$$

$$+q^2(x^2-1)^3[(1-\alpha^4)(x-2y)+p(1+\alpha^4)].$$

Для полученного решения полная масса M источника, его угловой момент J, заряд Q и магнитный дипольный момент μ могут быть определены из (1), (3) с помощью замены

$$x = (r-M)/k; \qquad y = \cos\theta \quad (4)$$

в пределе $r \to \infty$; результатом являются следующие выражения

$$M = \frac{kp(1+\alpha^2)}{1-\alpha^2}; \qquad J = \frac{k^2 q(1+\alpha^2)(3+q^2)}{p(1-\alpha^2)};$$

$$Q = -\frac{2\alpha kp}{1-\alpha^2}; \qquad \mu = -\frac{2\alpha k^2 q(p^2+1)}{p(1-\alpha^2)}. \quad (5)$$

Несложно убедиться, что при $\alpha = 0, q \neq 0$ (отсутствие электромагнитного поля) решение (1), (3) переходит в метрику [1], а при $q = 0, \alpha \neq 0$ - в решение Райсснера - Нордстрема; в случае же, когда $\alpha = q = 0$, приходим к метрике Шварцшильда. Исследование скалярных инвариантов I_1 и I_2 вейлевского спинора [9] показывает, что решение относится в общем случае к типу I по классификации Петрова, вырождаясь в тип D при значениях параметров $q = 0$ и $q = \alpha = 0$, а также на оси симметрии ($y = \pm 1$). Таким образом, полученное решение отличается от метрики Керра - Ньюмена, что обусловлено различной мультипольной структурой метрики [1] и решения Керра.

Отметим в заключение, что решение (1), (3), как и метрика [1], имеет горизонт событий, задаваемый гиперповерхностью $x = 1$; однако, в отличие от метрики Керра - Ньюмена, обладающей регулярным горизонтом, горизонт рассмотренного решения содержит одну сингулярную точку (полюс $y = 1$).

Литература

1. *Castejon-Amenedo J., MacCallum M.A.H., Manko V.S.* Class. Quant. Grav., 1989, 6, L211.

2. *Kerr R.P.* Phys. Rev. Lett., 1963,11, 237.

3. *Newman E.T., Couch E., Chinnapared K. et al.* J. Math. Phys., 1965, 6, 918.

4. *Reissner H.* Ann. Physik, 1916, 50, 106.

5. *Kramer D., Neugebauer G.* Ann. Physik, 1969, 24, 59.

6. *Ernst F.J.* Phys. Rev., 1968, 168, 1415.

7. *Papapetrou A.* Ann. Physik, 1953, 12, 309.

8. *Gutsunaev Ts.I., Manko V.S.* Phys. Rev. D, 1989, 40, 2140.

9. *Ernst F.J.* J. Math. Phys., 1974, 15, 1409.