[3] Ма И. Современная теория критических явлений. М., 1980. [4] Hemmer P. C., Stell G.//J. Chem. Phys. 1990. **93**, N 11. P. 8220. [5] Крокстон К. А. Физика жидкого состояния. М., 1978. [6] Базаров И. П., Николаев П. Н.//ДАН СССР. 1987. **296**, № 2. С. 321. [7] Базаров И. П., Николаев П. Н.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. **29**, № 4. С. 8. [8] Basarov I. P., Nikolaev P. N. Theory of many-particle sistems. N. Y., 1989.

Поступила в редакцию
24.04.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 2

УДК 539.1.01

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ СВЕТОВОЙ ОБОЛОЧКИ В ТЕОРИИ ТИПА РТГ

А. А. Власов

(*кафедра квантовой теории и физики высоких энергий*)

Найдено точное непрерывное решение для световой оболочки в теории типа РТГ. Показано, что это решение явно нестатично, как и должно быть для любой теории типа РТГ.

Можно считать, что нестатичность внешнего сферически симметричного гравитационного поля в РТГ является установленным фактом [1]. Тем не менее всегда интересно проследить на точном непрерывном решении уравнений, как эта нестатичность возникает. В данной работе мы приведем такое точное решение уравнений теории типа РТГ (напомним, что теории типа РТГ различаются выбором дополнительного ковариантного векторного уравнения, связывающего метрики пространства Минковского γ_{ij} и эффективного искривленного пространства g_{ij}).

Рассмотрим сжимающуюся из бесконечности в первоначально плоском пространстве-времени сингулярную сферически симметричную световую оболочку. Так как никакая информация не может распространяться быстрее скорости света, то внутри такой оболочки до достижения ею центра $\rho=0$ гравитационное поле отсутствует и метрика в этой области равна метрике плоского пространства-времени:

$$ds^2_- = dt^2 - d\rho^2 - \rho^2\, d\Omega^2 = \gamma_{ij}(\xi)\, d\xi^i\, d\xi^j.$$

В координатах пространства Минковского t и ρ уравнение движения световой оболочки есть

$$d\rho/dt=-1,$$

что дает

$$\rho=t_0-t. \qquad (1)$$

Вне световой оболочки метрика пространства-времени соответствует искривленному пространству и в переменных τ и r может быть приведена к шварцшильдову виду:

$$ds^2_+ = d\tau^2 A - dr^2/A - r^2\, d\Omega^2 = g_{ij+}(x)\, dx^i\, dx^j,$$

$A=1-2m/r$, m — полная масса-энергия световой оболочки.

В переменных τ и r уравнение движения оболочки есть

$$dr/d\tau=-A,$$

что дает

$$r+2m\ln|r-2m|=\tau_0-\tau.$$

На границе световой оболочки внутренняя и внешняя метрики должны совпадать (условие сшивки; для световой оболочки оно обсуждается, к примеру, в [2] и цитируемых в ней других работах):

$$\gamma_{ij}(\xi) = \frac{\partial x^m}{\partial \xi^i}\,\frac{\partial x^n}{\partial \xi^j}\, g_{mn+}(x). \qquad (2)$$

Из (2) сразу находим, что на границе выполняются соотношения

$$r=\rho,\ \tau-\tau_0=t-t_0-2m\ln|t_0-t-2m|,$$

$$1=\dot{\tau}^2A-\dot{r}^2/A;\ -1=\tau'^2A-r'^2/A;\quad 0=\tau'\dot{\tau}A-r'\dot{r}/A,$$

разрешая которые получаем, что на границе

$$r=\rho,\ \tau-\tau_0=t-t_0-2m\ln|t_0-t-2m|,$$

$$\dot{\tau}=\frac{t_0-t-m}{t_0-t-2m},\ \tau'=-\frac{m}{t_0-t-2m},$$

$$\dot{r}=-\frac{m}{t_0-t},\ r'=1-\frac{m}{t_0-t}. \tag{3}$$

Из соотношений (3) следует, что любая внешняя метрика в переменных ξ, сшивающаяся с внутренней метрикой (2), является явно нестатической по переменной t в силу необращения в нуль производных $\dot{r}$ и τ'.

Существует бесконечно много функций $\tau(t,\rho)$ и $r(t,\rho)$, удовлетворяющих граничным условиям (3) и условиям асимптотики $g_{ij+}(\xi)\to\gamma_{ij}(\xi)$ при $\rho\gg t_0-t$. Отбор этих функций осуществляется в теориях типа РТГ наложением на γ_{ij} и g_{ij} того или иного ковариантного векторного дифференциального уравнения.

Если, к примеру, дополнительным уравнением взять уравнение

$$D_i(g/\gamma)=0$$

(впервые предложенное в работе [3]), то для нашей задачи оно сводится к уравнению

$$r'\dot{\tau}-\tau'\dot{r}=\rho^2/r^2. \tag{4}$$

Решениями уравнения (4), удовлетворяющими граничным условиям (3), являются такие функции:

$$r=\rho+m\left(\frac{t_0-t}{\rho}-1\right)$$

и $\tau=\tau(t,\rho)$, которая задается через параметры λ и σ:

$$\rho=(2m\lambda+(t_0-\sigma)^2)^{1/2};$$

$$t-t_0=(\lambda+(t_0-\sigma)^2/(2m))^{1/2}[-(2m)^{1/2}+(2/m)^{1/2}(\sigma-t_0)+$$

$$+2(\lambda+(t_0-\sigma)^2/(2m))^{1/2}],$$

$$\tau=m\lambda^2(t_0-\sigma)^{-2}+\lambda+\sigma-2m\ln|t_0-\sigma-2m|+\mathrm{const}. \tag{5}$$

Решение (5) является точным непрерывным решением исходных уравнений теории и удовлетворяет требованию асимптотики $g_{ij+}(\xi)\to\gamma_{ij}(\xi)$ при $\rho\gg t_0-t$. В силу условия сшивки (2) внешняя метрика в переменных пространства Минковского будет на границе световой оболочки совпадать с метрикой пространства Минковского и, следовательно, будет конечной при достижении оболочкой сферы Шварцшильда.

Другие теории типа РТГ, например с дополнительным уравнением вида $D_i[(-g)^{1/2}g^{ij}]=0$, дадут другое соотношение между переменными x и ξ для внешнего решения, однако все такие решения в силу граничных условий (3) будут нестатичны. Уравнение $D_i(g/\gamma)=0$ мы выбрали для нашей задачи потому, что оно дает внешнее решение в компактном аналитическом виде (5), уравнение вида $D_i[(-g)^{1/2}g^{ij}]=0$ не имеет компактного решения в аналитическом виде для рассматриваемой задачи.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Власов А. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. **30**, № 5. С. 72; Vlasov A. A.//Proc. of XII Workshop, Protvino, 1989. M., 1990. P. 15; Genk A. V.// //Ibid. P. 20; Власов А. А., Шкарин Д. А.//Ядерная физика. 1990. **51**, № 6. С. 1805; Власов А. А.//Там же. С. 1822; Генк А. В.//ТМФ. 1991. 88. С. 272. [2] Barrabes C., Israel W.//Phys. Rev. 1991. **D43**. P. 1129. [3] Пугачев Я. И. //Изв. вузов, Физика. 1959. № 6. С. 152.

Поступила в редакцию
18.10.91