$$\times \rho(r_1\sigma_1\tau_1,\ r_2\sigma_2\tau_2)\frac{1}{(N-1)}+\sum_{\sigma,\tau}\int dr_1 dr_2 \times$$

$$\times \{U(r_1\sigma_1\tau_1,\ r_2\sigma_2\tau_2)\}\rho(r_1\sigma_1\tau_1,\ r_2\sigma_2\tau_2),$$

где функционал $G[\rho]$ определен соотношениями (8) и (17). Полученный результат может быть применен, в частности, для описания основных состояний систем нуклонов.

В заключение следует отметить, что предлагаемый метод представляет собой не просто схему расчета, а является новым физическим подходом к описанию ферми-газа, учитывающим корреляционные и обменные эффекты в исходной формулировке и в силу этого обладающий гораздо более широкой областью применения, чем одночастичные подходы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Теория неоднородного электронного газа / Под ред. С. Лундквиста, Н. Марча. М., 1987. [2] Марч Н., Янг У., Сампантхар С. Проблемы многих тел в квантовой механике. М., 1969. [3] Hohenberg P., Kohn W. // Phys. Rev. 1964. 136, N 3B. P. 864. [4] Киржниц Д. А. Полевые методы теории многих частиц. М., 1963. [5] Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л. // ЭЧАЯ. 1983. 14, № 2. С. 329; Komarov V. V., Popova A. M., Shablov V. L. // J. Mat. Phys. 1980. 21, N 4. P. 554. [6] Smith J. R. // Phys. Rev. 1969. 181, N 2. P. 522. [7] Достижения электронной теории металлов / Под ред. П. Цише, Г. Леманна. Т. 2. М., 1984.

Поступила в редакцию
18.12.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 4

УДК 539.1.01

О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ В СЛУЧАЕ НЕНУЛЕВОЙ МАССЫ ГРАВИТОНА

Ю. М. Лоскутов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Найдена интенсивность излучения массивных гравитонов произвольным пространственно-ограниченным источником и показана ее положительная определенность.

1. Введение

Последовательно придерживаясь полевых методов построения классических физических теорий, гравитационное поле $\Phi^{\varepsilon\lambda}(x)$ следует также рассматривать как материальное физическое поле в фундаментальном пространстве Минковского [1, 2, 3], метрика $\gamma_{\alpha\beta}(x)$ которого определяется выбором системы отсчета и координат x^ν в ней. Как и в любой полевой физической теории, плотность лагранжиана $\mathcal{L}_g$ гравитационного поля строится на основе требования ковариантности $\mathcal{L}_g$ относительно общекоординатных преобразований в четырехмерном пространстве Минковского и калибровочного принципа*. Согласно последнему при калибровочном (надкоординатном) преобразовании поля

$$\delta_\varepsilon \tilde{\Phi}^{\alpha\beta} \equiv \delta_\varepsilon \tilde{g}^{\alpha\beta} = \tilde{g}^{\alpha\lambda} D_\lambda \varepsilon^\beta + \tilde{g}^{\beta\lambda} D_\lambda \varepsilon^\alpha - D_\lambda (\varepsilon^\lambda \tilde{g}^{\alpha\beta}),$$

где

$$\tilde{\Phi}^{\alpha\beta} \equiv \sqrt{-\gamma}\,\Phi^{\alpha\beta} \equiv \tilde{g}^{\alpha\beta} - \tilde{\gamma}^{\alpha\beta} \equiv \sqrt{-g}\,g^{\alpha\beta} - \sqrt{-\gamma}\,\gamma^{\alpha\beta},$$

$g_{\alpha\beta}(x)$ — метрические коэффициенты эффективного риманова пространства, $g \equiv \det \|g_{\alpha\beta}\|$, $\gamma \equiv \det \|\gamma_{\alpha\beta}\|$, D_λ — ковариантные производные по метрике $\gamma_{\alpha\beta}$, а $\varepsilon^\lambda(x)$ — инфинитезимальный 4-вектор, плотность $\mathscr{L}_g$ должна меняться не иначе как на дивергенцию.

В случае массивных (с массой покоя μ) гравитонов все сказанное выше однозначно приводит к следующему значению $\mathscr{L}_g$:

$$\mathscr{L}_g = \frac{1}{16\pi} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} (G^\alpha_{\varepsilon\lambda} G^\beta_{\alpha\beta} - G^\alpha_{\varepsilon\beta} G^\beta_{\lambda\alpha}) - \frac{\mu^2}{16\pi} \left(\frac{1}{2} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \gamma_{\varepsilon\lambda} - \sqrt{-g} - \sqrt{-\gamma} \right),$$

где

$$G^\alpha_{\varepsilon\lambda} \equiv \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} (D_\varepsilon g_{\beta\lambda} + D_\lambda g_{\beta\varepsilon} - D_\beta g_{\varepsilon\lambda}).$$

То обстоятельство, что метрика $\gamma_{\varepsilon\lambda}$ пространства Минковского вошла в $\mathscr{L}_g$ (а значит, и в уравнения) неустранимо, указывает на необходимость трактовки физических процессов как процессов, протекающих в пространстве Минковского с учетом влияния гравитационного поля $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ в нем.

Подключив к $\mathscr{L}_g$ плотность лагранжиана $\mathscr{L}_M$ вещества (термином «вещество» условимся называть все формы материи, за исключением гравитационного поля) и применяя вариационный принцип, получим уравнение [1—3]

$$\sqrt{-g}\,\tilde{R}^{\varepsilon\lambda} - \frac{1}{2} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \tilde{R} + \tag{1}$$

$$+ \frac{1}{2}\mu^2 \left(\sqrt{-g}\,\tilde{g}^{\varepsilon\lambda} + \tilde{g}^{\varepsilon\alpha} \tilde{g}^{\lambda\beta} \gamma_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \tilde{g}^{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta} \right) = 8\pi \sqrt{-g}\,T^{\varepsilon\lambda},$$

в котором $\tilde{R}^{\varepsilon\lambda} \equiv \sqrt{-g}\,R^{\varepsilon\lambda}$, $\tilde{R} \equiv \sqrt{-g}\,R$, $R \equiv R_{\alpha\beta} g^{\alpha\beta}$, $R_{\alpha\beta}$ — тензор Риччи, а $T^{\varepsilon\lambda} \equiv -2 (\delta\mathscr{L}_M | \delta g_{\varepsilon\lambda})$ — плотность тензора энергии-импульса вещества.

Из (1) с учетом динамических уравнений для вещества

$$\nabla_\lambda T^{\varepsilon\lambda} = 0,$$

где ∇_λ — ковариантные производные по метрике $g_{\alpha\beta}$ эффективного риманова пространства, вытекает полевое условие

$$D_\lambda \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \equiv D_\lambda \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} = 0. \tag{2}$$

С физической точки зрения оно означает отбор состояний поля, соответствующих спинам два и нуль, и исключение из рассмотрения состояний, соответствующих спинам единица и второй нуль.

Заметим, что при $\mu=0$ теоретические следствия системы (1), (2) полностью согласуются со всеми известными наблюдаемыми фактами.

* Дополнительно обычно требуют, чтобы уравнения полей были дифференциальными уравнениями не выше второго порядка. Это ограничивает класс лагранжианов такими конструкциями, в которых содержались бы производные не выше первого порядка.

2. Плотность тензора энергии-импульса гравитационного поля излучения пространственно-ограниченным источником

Тождественными преобразованиями уравнение (1) с учетом (2) можно привести к виду

$$\tilde{\gamma}^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} + \mu^2 \sqrt{-\gamma}\, \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} = 16\pi \sqrt{-g}\, (T^{\varepsilon\lambda} + \tau^{\varepsilon\lambda}), \tag{3}$$

где

$$16\pi \sqrt{-g}\, \tau^{\varepsilon\lambda} = \frac{1}{2} \tilde{g}^{\varepsilon\alpha} \tilde{g}^{\lambda\beta} \tilde{g}_{\nu\sigma} \tilde{g}_{\tau\varkappa} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\tau\sigma} D_\beta \tilde{\Phi}^{\nu\varkappa} -$$

$$- \frac{1}{4} \tilde{g}^{\varepsilon\alpha} \tilde{g}^{\lambda\beta} \tilde{g}_{\tau\sigma} \tilde{g}_{\nu\varkappa} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\tau\sigma} D_\beta \tilde{\Phi}^{\nu\varkappa} + \tilde{g}^{\alpha\beta} \tilde{g}_{\tau\sigma} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\varepsilon\tau} D_\beta \tilde{\Phi}^{\lambda\sigma} -$$

$$- \mu^2 \left(\sqrt{-g}\, \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} - \sqrt{-\gamma}\, \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} + \tilde{g}^{\varepsilon\alpha} \tilde{g}^{\lambda\beta} \gamma_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \tilde{g}^{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta} \right) -$$

$$- \tilde{g}^{\varepsilon\beta} \tilde{g}_{\tau\sigma} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\lambda\sigma} D_\beta \tilde{\Phi}^{\alpha\tau} - \tilde{g}^{\lambda\alpha} \tilde{g}_{\tau\sigma} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\beta\sigma} D_\beta \tilde{\Phi}^{\varepsilon\tau} + \frac{1}{2} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \tilde{g}_{\tau\sigma} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\sigma\beta} D_\beta \tilde{\Phi}^{\alpha\tau} -$$

$$- \frac{1}{4} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \tilde{g}^{\alpha\beta} \tilde{g}_{\nu\sigma} \tilde{g}_{\tau\varkappa} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\tau\sigma} D_\beta \tilde{\Phi}^{\nu\varkappa} + \frac{1}{8} \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} \tilde{g}^{\alpha\beta} \tilde{g}_{\tau\sigma} \tilde{g}_{\nu\varkappa} D_\alpha \tilde{\Phi}^{\tau\sigma} D_\beta \tilde{\Phi}^{\nu\varkappa} -$$

$$- \tilde{\Phi}^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} + D_\alpha \tilde{\Phi}^{\varepsilon\beta} D_\beta \tilde{\Phi}^{\lambda\alpha}. \tag{4}$$

Выделим из общего *решения* $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ этого уравнения потенциалы $\psi^{\varepsilon\lambda}$, соответствующие полю излучения источником $T^{\varepsilon\lambda}$ (если таковое имеет место), обозначив оставшуюся часть, не связанную с излучением, как $\chi^{\varepsilon\lambda}$: $\Phi^{\varepsilon\lambda} \equiv \psi^{\varepsilon\lambda} + \chi^{\varepsilon\lambda}$. Тогда вместо (3) получим

$$\tilde{\gamma}^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\chi}^{\varepsilon\lambda} + \mu^2 \sqrt{-\gamma}\, \tilde{\chi}^{\varepsilon\lambda} = 16\pi \sqrt{-g}\, (T^{\varepsilon\lambda} + \tau'^{\varepsilon\lambda}), \tag{3a}$$

где

$$16\pi \sqrt{-g}\, \tau'^{\varepsilon\lambda} = 16\pi \sqrt{-g}\, \tau^{\varepsilon\lambda} - \tilde{\gamma}^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\psi}^{\varepsilon\lambda} - \mu^2 \sqrt{-\gamma}\, \tilde{\psi}^{\varepsilon\lambda}. \tag{4a}$$

Поле излучения $\psi^{\varepsilon\lambda}$ как самостоятельное физическое поле не должно содержать состояний, соответствующих значениям спина 1 и 0′, и поэтому будет подчиняться уравнению (2). Значит, будет ему подчиняться и поле $\chi^{\varepsilon\lambda}$, что даст, согласно (3а), следующую дифференциальную форму законов сохранения:

$$D_\lambda [\sqrt{-g}\, (T^{\varepsilon\lambda} + \tau'^{\varepsilon\lambda})] = 0.$$

Выделив далее в $\tau'^{\varepsilon\lambda}$ часть, связанную *только* с полем излучения $\psi^{\varepsilon\lambda}$, найдем плотность $\tau^{\varepsilon\lambda}_{\text{rad}}$ тензора энергии-импульса гравитационного поля излучения источником $T^{\varepsilon\lambda}$.

Пусть источник $T^{\varepsilon\lambda}$ является пространственно-ограниченным. Тогда на асимптотически больших расстояниях ($r \to \infty$) от источника поля $\Phi^{\varepsilon\lambda} = \psi^{\varepsilon\lambda} + \chi^{\varepsilon\lambda}$ будут малыми. Поэтому при $r \to \infty$ уравнение (3а) с точностью до величин второго порядка по полю можно будет записать в виде

$$\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \tilde{\chi}^{\varepsilon\lambda} + \mu^2 \tilde{\chi}^{\varepsilon\lambda} = 16\pi (\tau_1^{\varepsilon\lambda} + \tau_2^{\varepsilon\lambda}). \tag{5}$$

Здесь

$$\tau_1^{\varepsilon\lambda} \equiv \frac{\sqrt{-\gamma}}{16\pi} \Big\{ -\gamma^{\alpha\beta} D_\alpha D_\beta \psi^{\varepsilon\lambda} - \mu^2 \psi^{\varepsilon\lambda} +$$

$$+\frac{1}{2}\gamma^{\varepsilon\alpha}\gamma^{\lambda\beta}\left(D_\alpha\psi^\tau_\sigma D_\beta\psi^\sigma_\tau-\frac{1}{2}D_\alpha\psi D_\beta\psi\right)+\gamma^{\alpha\beta}D_\alpha\psi^\varepsilon_\nu D_\beta\psi^{\lambda\nu}-$$

$$-\mu^2\left[\psi^\varepsilon_\nu\psi^{\lambda\nu}-\frac{1}{4}\gamma^{\varepsilon\lambda}\left(\psi^\alpha_\beta\psi^\beta_\alpha-\frac{1}{2}\psi\psi\right)\right]-$$

$$-\frac{1}{4}\gamma^{\varepsilon\lambda}\gamma^{\alpha\beta}\left(D_\alpha\psi^\nu_\tau D_\beta\psi^\tau_\nu-\frac{1}{2}D_\alpha\psi D_\beta\psi\right)-\gamma^{\varepsilon\beta}D_\alpha\psi^{\lambda\nu}D_\beta\psi^\alpha_\nu-$$

$$-\gamma^{\lambda\alpha}D_\alpha\psi^{\beta\nu}D_\beta\psi^{\varepsilon}_{\nu}+\frac{1}{2}\gamma^{\varepsilon\lambda}D_\alpha\psi^\beta_\nu D_\beta\psi^{\alpha\nu}-\psi^{\alpha\beta}D_\alpha D_\beta\psi^{\varepsilon\lambda}+D_\alpha\psi^{\varepsilon\beta}D_\beta\psi^{\lambda\alpha}\Big\}, \qquad (6)$$

а все члены $\tau_2^{\varepsilon\lambda}$ обязательно содержат $\chi^{\varepsilon\lambda}$. Представляя асимптотическое решение $\psi^{\varepsilon\lambda}$ в виде расходящихся от источника $T^{\varepsilon\lambda}$ парциальных волн (ср. с (15))

$$\psi^{\varepsilon\lambda}\simeq\frac{1}{r}\sum_\omega a^{\varepsilon\lambda}_\omega\exp\left\{-i\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)\right\}\equiv$$

$$\equiv\frac{1}{r}\sum_\omega a^{\varepsilon\lambda}_\omega\exp\{-i\omega t+i\varkappa r\}\equiv\sum_\omega\psi^{\varepsilon\lambda}_\omega,$$

где амплитуды $a^{\varepsilon\lambda}_\omega$ и импульсы $\varkappa$ гравитонов являются слабо зависящими от x функциями, преобразуем два первых члена правой части (6) к выражению *

$$Q^{\varepsilon\lambda}\equiv-\gamma^{\alpha\beta}D_\alpha D_\beta\psi^{\varepsilon\lambda}-\mu^2\psi^{\varepsilon\lambda}\simeq\sum_\omega(\omega^2-\varkappa^2-\mu^2)\,\psi^{\varepsilon\lambda}_\omega\equiv\sum_\omega(\gamma_{\alpha\beta}\varkappa^\alpha\varkappa^\beta-\mu^2)\,\psi^{\varepsilon\lambda}_\omega. \qquad (7)$$

Если бы гравитоны с 4-импульсами $\varkappa^\alpha$ распространялись в пространстве Минковского с метрикой $\gamma_{\alpha\beta}$, то значение $Q^{\varepsilon\lambda}$ было бы равным нулю. Однако в действительности они распространяются в эффективном римановом пространстве с метрикой $g_{\alpha\beta}$, определяемой полным решением системы (1), (2), т. е. подчиняются уравнению **

$$g_{\alpha\beta}\varkappa^\alpha\varkappa^\beta=\mu^2. \qquad (8)$$

Учитывая (8) в (7), получим

$$Q^{\varepsilon\lambda}\simeq\sum_\omega(\gamma_{\alpha\beta}-g_{\alpha\beta})\,\varkappa^\alpha\varkappa^\beta\psi^{\varepsilon\lambda}_\omega\simeq\sum_\omega\left(\Phi_{\alpha\beta}-\frac{1}{2}\Phi\gamma_{\alpha\beta}\right)\varkappa^\alpha\varkappa^\beta\psi^{\varepsilon\lambda}_\omega\simeq$$

$$\simeq-\frac{1}{2}\mu^2(\psi+\chi)\,\psi^{\varepsilon\lambda}-(\psi^{\alpha\beta}+\chi^{\alpha\beta})\,D_\alpha D_\beta\psi^{\varepsilon\lambda}. \qquad (9)$$

Подставляя (9) в (5), приведем последнее к виду

$$\gamma^{\alpha\beta}D_\alpha D_\beta\tilde\chi^{\varepsilon\lambda}+\mu^2\tilde\chi^{\varepsilon\lambda}=16\pi\,(\tau^{\varepsilon\lambda}_{\mathrm{rad}}+\tau_2^{'\varepsilon\lambda}), \qquad (10)$$

где связанная с радиационными потерями источника $T^{\varepsilon\lambda}$ плотность тензора энергии-импульса гравитационного поля $\tau^{\varepsilon\lambda}_{\mathrm{rad}}$ равна

* Здесь надо учесть, что плотность потока гравитационного излучения источником вычисляется в точке с фиксированным значением метрического тензора $g_{\varepsilon\lambda}$ эффективного риманова пространства.

** Отсюда, кстати, следует, что излучаться могут лишь гравитоны с энергией $E=|\omega|\geqslant\mu/\sqrt{g_{00}(\mathbf{r}_0)}$, где $\mathbf{r}_0$ характеризует положение точки испускания.

$$\tau^{\varepsilon\lambda}_{\rm rad}\Big|_{r\to\infty}=\frac{\sqrt{-\gamma}}{16\pi}\left\{\frac{1}{2}\left[\gamma^{\varepsilon\alpha}\gamma^{\lambda\beta}\left(D_\alpha\psi^\nu_\tau D_\beta\psi^\tau_\nu-\frac{1}{2}D_\alpha\psi D_\beta\psi\right)-\mu^2\psi\psi^{\varepsilon\lambda}\right]-\right.$$

$$-\mu^2\left[\psi^\varepsilon_\nu\psi^{\lambda\nu}-\frac{1}{4}\gamma^{\varepsilon\lambda}\left(\psi^\nu_\tau\psi^\tau_\nu-\frac{1}{2}\psi\psi\right)\right]+\gamma^{\alpha\beta}D_\alpha\psi^\varepsilon_\nu D_\beta\psi^{\lambda\nu}-$$

$$-\frac{1}{4}\gamma^{\varepsilon\lambda}\gamma^{\alpha\beta}\left(D_\alpha\psi^\nu_\tau D_\beta\psi^\tau_\nu-\frac{1}{2}D_\alpha\psi D_\beta\psi\right)-\gamma^{\varepsilon\beta}D_\alpha\psi^{\lambda\nu}D_\beta\psi^\alpha_\nu-$$

$$\left.-\gamma^{\lambda\alpha}D_\alpha\psi^{\beta\nu}D_\beta\psi^\varepsilon_\nu+\frac{1}{2}\gamma^{\varepsilon\lambda}D_\alpha\psi^\beta_\nu D_\beta\psi^{\alpha\nu}+D_\alpha\psi^{\varepsilon\beta}D_\beta\psi^{\lambda\alpha}-2\psi^{\alpha\beta}D_\alpha D_\beta\psi^{\varepsilon\lambda}\right\}. \quad (11)$$

Члены, представимые с помощью полевого условия (2) или иным способом в форме 4-дивергенций (в частности, $D_\alpha\psi^{\varepsilon\beta}D_\beta\psi^{\lambda\alpha}=D_\alpha(\psi^{\varepsilon\beta}D_\beta\psi^{\lambda\alpha})$ и др.), не будут давать вклада в усредненные по времени величины, определяющие интегральную энергию и поток поля излучения. Поэтому они в (11) могут быть опущены. Кроме того, принимая во внимание, что в квадратичных по полю выражениях можно использовать равенство $\gamma^{\alpha\beta}D_\alpha D_\beta\psi^{\varepsilon\lambda}=-\mu^2\psi^{\varepsilon\lambda}$, устраним в (11) и ряд других членов. Например,

$$\gamma^{\alpha\beta}D_\alpha\psi^\varepsilon_\nu D_\beta\psi^{\lambda\nu}-\mu^2\psi^\varepsilon_\nu\psi^{\lambda\nu}=D_\alpha(\gamma^{\alpha\beta}\psi^\varepsilon_\nu D_\beta\psi^{\lambda\nu})-$$

$$-\gamma^{\alpha\beta}\psi^\varepsilon_\nu D_\alpha D_\beta\psi^{\lambda\nu}-\mu^2\psi^\varepsilon_\nu\psi^{\lambda\nu}\simeq D_\alpha(\gamma^{\alpha\beta}\psi^\varepsilon_\nu D_\beta\psi^{\lambda\nu}).$$

В итоге плотность тензора $\tau^{\varepsilon\lambda}_{\rm rad}$ энергии-импульса гравитационного поля излучения пространственно-ограниченным источником $T^{\varepsilon\lambda}$ примет вид

$$\tau^{\varepsilon\lambda}_{\rm rad}\Big|_{r\to\infty}=\frac{\sqrt{-\gamma}}{32\pi}\left[\gamma^{\varepsilon\alpha}\gamma^{\lambda\beta}\left(D_\alpha\psi^\nu_\tau D_\beta\psi^\tau_\nu-\frac{1}{2}D_\alpha\psi D_\beta\psi\right)-\mu^2\psi\psi^{\varepsilon\lambda}\right]. \quad (12)$$

3. Интенсивность излучения гравитационных волн пространственно-ограниченным источником

Согласно (12), интенсивность излучения будет определяться (в декартовых координатах) выражением

$$I=-\frac{1}{32\pi}\oint\limits_{S\to\infty}\left[\partial_0\psi^\alpha_\beta\,\partial_k\psi^\beta_\alpha-\frac{1}{2}\partial_0\psi\partial_k\psi+\mu^2\psi\psi^k_0\right]d\sigma_k. \quad (13)$$

Поскольку интенсивность I квадратична по полю, то определяемые величинами $T^{\varepsilon\lambda}$ значения $\psi^{\varepsilon\lambda}$ следует искать из линеаризованного уравнения (1):

$$\Box\,\psi^{\varepsilon\lambda}+\mu^2\psi^{\varepsilon\lambda}=16\pi T^{\varepsilon\lambda}. \quad (14)$$

При $r\to\infty$ запаздывающим решением (14) будет

$$\psi^{\varepsilon\lambda}=\frac{4}{r}\int\limits_{|\omega|\geqslant\omega_{\min}}d\omega\cdot T^{\varepsilon\lambda}(\varkappa)\exp\{-i\omega t+i\varkappa r\}, \quad (15)$$

где

$\varkappa\equiv\mathbf{n}q\omega,\; q\equiv[1-(\mu/\omega)^2]^{1/2},\; \mathbf{n}\equiv\mathbf{r}/r,$

$$T^{\varepsilon\lambda}(\varkappa)=\frac{1}{2\pi}\int d^3x dt T^{\varepsilon\lambda}(\mathbf{r},t)\exp\{i\omega t-i\varkappa\mathbf{r}\}.$$

Подставляя (15) в (13), получим (после усреднения по времени) следующее выражение для спектрально-углового распределения интенсивности излучения:

$$\frac{dI}{d\Omega}=\frac{1}{\pi}\int\limits_{\omega_{\min}}^{\infty} d\omega\cdot\omega^2 q\left\{\overset{*}{T}{}^{\varepsilon}_{\lambda}(\varkappa)T^{\lambda}_{\varepsilon}(\varkappa)-\frac{1}{2}\overset{*}{T}(\varkappa)T(\varkappa)-\right.$$

$$\left.-\frac{\mu^2}{2q\omega^2}\left[\overset{*}{T}(\varkappa)T^3_0(\varkappa)+\overset{*}{T}{}^3_0(\varkappa)T(\varkappa)\right]\right\}, \tag{16}$$

где ось «три» выбрана совпадающей с направлением $\varkappa$.

В силу полевого условия (2) фурье-образы потенциалов $\psi^{\varepsilon\lambda}(\mathbf{r},t)$, а значит, согласно (15), и фурье-образы $T^{\varepsilon\lambda}(\varkappa)$ будут связаны (кстати, это следует в линейном приближении и из уравнения $\nabla_\lambda T^{\varepsilon\lambda}=0$) друг с другом соотношениями $\varkappa^\varepsilon T^\lambda_\varepsilon(\varkappa)=0$, приводящими к равенствам

$$T^0_0=-q^2T^3_3,\ T^0_k=-T^k_0=qT^3_k.$$

Используя их в (16), получим

$$\frac{dI}{d\Omega}=\frac{2}{\pi}\int\limits_{\omega_{\min}}^{\infty} d\omega\cdot\omega^2 q\left\{|T^1_2|^2+\frac{1}{4}|T^1_1-T^2_2|^2+\right.$$

$$\left.+\frac{\mu^2}{\omega^2}(|T^1_3|^2+|T^2_3|^2)+\frac{3\mu^4}{4\omega^4}|T^3_3|^2\right\}. \tag{17}$$

Отсюда видно, что интенсивность излучения массивных гравитонов является положительно определенной, а излучаться могут только состояния со спином два; состояния со спином нуль, ответственные за взаимодействие, излучаться не могут. В (17) первое и второе слагаемые соответствуют поперечно-поперечному вкладу (связанному с проекциями спина гравитона на импульс $m_s=\pm 2$), третье и четвертое — поперечно-продольному ($m_s=\pm 1$), а последнее, пятое, — продольно-продольному ($m_s=0$). В случае сферически-симметричного источника излучаться могут лишь состояния с $m_s=0$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Основы релятивистской теории гравитации. М., 1989. [2] Логунов А. А., Лоскутов Ю. М., Мествиришвили М. А.//УФН. 1988. 155, № 3. С. 369. [3] Logunov A. A., Loskutov Yu. M., Mestvirishvili M. A.//Int. J. Mod. Phys. 1988. A3, N 9. P. 2067.

Поступила в редакцию
22.02.91