представим интеграл, содержащий p_{ik}, в виде

$$-2\int p_{ik}x_j\,(dx)^3 = \int\left(x_jx_i\frac{\partial p_{ks}}{\partial x_s} + x_jx_k\frac{\partial p_{is}}{\partial x_s} - x_ix_k\frac{\partial p_{js}}{\partial x_s}\right)(dx)^3. \quad (84.36)$$

Пользуясь уравнениями движения (84.30), можем тогда написать

$$S_{ik}^{(1)} = \frac{\gamma x_j}{2r^3}\int \rho\,(2x_jv_iv_k + x_jx_iw_k + x_jx_kw_i - x_ix_kw_j)\,(dx)^3, \quad (84.37)$$

или

$$S_{ik}^{(1)} = \frac{\gamma x_j}{2r^3}\,\frac{d}{dt}\int \rho\,(x_jx_iv_k + x_jx_kv_i - x_ix_kv_j)\,(dx)^3. \quad (84.38)$$

Отсюда по формуле

$$S_{ik} = S_{ik}^{(0)} + S_{ik}^{(1)} + V'_{ik} \quad (84.39)$$

получаем S_{ik}, а подставляя это значение S_{ik} в формулу (84.01), получим следующее окончательное выражение для $\mathfrak{g}^{ik}$:

$$\mathfrak{g}^{ik} = -c\delta_{ik} + \frac{2\gamma}{c^3r}\,\frac{d^2}{dt^2}\int \rho x_ix_k\,(dx)^3 +$$
$$+\frac{2\gamma x_j}{c^3r^3}\,\frac{d}{dt}\int \rho\,(x_jx_iv_k + x_jx_kv_i - x_ix_kv_j)\,(dx)^3 + \frac{\gamma^2M^2x_ix_k}{c^3r^4}. \quad (84.40)$$

Мы получили явные выражения для пространственных компонент потенциалов тяготения, справедливые на больших (в указанном выше смысле) расстояниях от системы тел. Здесь среди членов, содержащих c^3 в знаменателе, отброшены те, которые убывают быстрее, чем $\frac{1}{r^2}$.

Заметим, что в случае одной сосредоточенной массы выражение (84.40) приводится к тому, которое соответствует строгому решению уравнений тяготения [формула (58.12)].

§ 85. Потенциалы тяготения на больших расстояниях от системы тел (смешанные и временна́я компоненты)

Для определения смешанных компонент на больших расстояниях мы вернемся к уравнениям, приведенным в начале § 83. Мы имеем

$$\frac{1}{2c}\Delta\mathfrak{g}^{0i} - \frac{1}{2c^3}\frac{\partial^2\mathfrak{g}^{0i}}{\partial t^2} = \frac{2}{c^6}Q_i - \frac{8\pi\gamma}{c^4}(c^2+4U)\,T^{0i}, \quad (85.01)$$

где

$$Q_i = -3\frac{\partial U}{\partial t}\frac{\partial U}{\partial x_i} + 4\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial U}{\partial x_j} \quad (85.02)$$

и, согласно (66.07),

$$(c^2+4U)\,T^{0i} = \rho v_i\left\{1 + \frac{1}{c^2}\left(\frac{1}{2}v^2 + \Pi + 3U\right)\right\} - \frac{1}{c^2}p_{ik}v_k. \quad (85.03)$$

Мы попрежнему полагаем

$$g^{0i} = \frac{4U_i}{c^3} + \frac{4S_i}{c^5} \tag{85.04}$$

и подчиняем U_i и S_i уравнениям

$$\Delta U_i - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = -4\pi\gamma (c^2 + 4U) T^{0i}, \tag{85.05}$$

$$\Delta S_i - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 S_i}{\partial t^2} = Q_i. \tag{85.06}$$

Вводя, согласно (75.18), величину

$$W = \frac{1}{2}\gamma \int \rho' \,|\,\mathbf{r} - \mathbf{r}'\,|\, (dx')^3, \tag{85.07}$$

а также

$$W_i = \frac{1}{2}\gamma \int (\rho v_i)' \,|\,\mathbf{r} - \mathbf{r}'\,|\, (dx')^3, \tag{85.08}$$

мы можем написать

$$U_i = \gamma \int \frac{\{(c^2 + 4U) T^{0i}\}'}{|\,\mathbf{r} - \mathbf{r}'\,|} (dx')^3 + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 W_i}{\partial t^2}. \tag{85.09}$$

Последний член представляет поправку на запаздывание. Разлагая здесь интеграл в ряд по мультиполям и ограничиваясь первыми двумя членами и приближенным значением третьего члена, получим:

$$U_i = \frac{\gamma}{r} \int (c^2 + 4U) T^{0i} (dx)^3 + \frac{\gamma x_j}{r^3} \int (c^2 + 4U) T^{0i} x_j (dx)^3 + \\ + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\gamma}{2r} \int \rho v_i x_j x_k (dx)^3 + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 W_i}{\partial t^2}. \tag{85.10}$$

В этом выражении можно выделить члены, содержащие количество движения и момент количества движения системы. Эти константы движения выражаются по формулам (79.19) и (79.34) через функцию G_i, связанную согласно определению (79.18), с величиной (85.03) соотношением

$$(c^2 + 4U) T^{0i} = G_i + \frac{\rho}{c^2}\left(4U_i + \frac{\partial^2 W}{\partial x_i \partial t}\right). \tag{85.11}$$

А именно, мы имеем

$$P_i = \int G_i (dx)^3, \tag{85.12}$$

$$M_{ik} = \int (x_i G_k - x_k G_i)(dx)^3. \tag{85.13}$$

Соответствующее преобразование мы произведем уже после вычисления величины S_i, так как в этой величине ряд членов объединяется с членами из U_i.

В уравнении (85.06) для S_i мы пренебрегаем, как и раньше второй производной по времени и пишем его в виде

$$\Delta S_i = Q_i. \tag{85.14}$$

Величину Q_i можно, подобно (84.09), представить в виде двукратного объемного интеграла

$$Q_i = \gamma^2 \int \int (dx')^3 (dx'')^3 (\rho v_k)'\rho'' \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i' \partial x_k''} + \frac{\partial^2}{\partial x_k' \partial x_i''} \right) + \right.$$
$$\left. + 4\delta_{ik} \frac{\partial^2}{\partial x_s' \partial x_s''} - \frac{7}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i' \partial x_k''} - \frac{\partial^2}{\partial x_k' \partial x_i''} \right) \right\} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \cdot |\mathbf{r}-\mathbf{r}''|}, \tag{85.15}$$

откуда сразу получается решение уравнения (85.14) в виде

$$S_i = \gamma^2 \int \int (dx')^3 (dx'')^3 (\rho v_k)'\rho'' \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \lg s}{\partial x_i' \partial x_k''} + \frac{\partial^2 \lg s}{\partial x_k' \partial x_i''} \right) + \right.$$
$$\left. + 4\delta_{ik} \frac{\partial^2 \lg s}{\partial x_l' \partial x_l''} - \frac{7}{2} \left(\frac{\partial^2 \lg s}{\partial x_i' \partial x_k''} - \frac{\partial^2 \lg s}{\partial x_k' \partial x_i''} \right) \right\}. \tag{85.16}$$

Мы должны сюда подставить выражения (84.15) и (84.16) и произвести интегрирование по x' и по x''.

Выделим сперва член, убывающий как $\frac{1}{r}$. Его можно написать в виде

$$S_i^0 = \frac{\gamma}{r} \left\{ -4 \int \rho U_i (dx)^3 + \int \rho v_k \frac{\partial^2 W}{\partial x_i \partial x_k} (dx)^3 \right\}. \tag{85.17}$$

С другой стороны, дифференцируя по времени очевидное равенство

$$\int \rho \frac{\partial W}{\partial x_i} (dx)^3 = 0, \tag{85.18}$$

будем иметь

$$\int \rho \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x_i \partial t} + v_k \frac{\partial^2 W}{\partial x_i \partial x_k} \right) (dx)^3 = 0, \tag{85.19}$$

вследствие чего можем также написать

$$S_i^0 = \frac{\gamma}{r} \left\{ -4 \int \rho U_i (dx)^3 - \int \rho \frac{\partial^2 W}{\partial x_i \partial t} (dx)^3 \right\}. \tag{85.20}$$

Рассмотрим теперь в (85.16) члены, убывающие как $\frac{1}{r^2}$. В подинтегральной функции среди этих членов есть такие, которые не зависят ни от x', ни от x''. Они дают

$$S_i' = \frac{7\gamma^2 M P_i}{4r^2} + \frac{\gamma^2 M P_k x_i x_k}{4r^4}. \tag{85.21}$$

Остальные члены порядка $\frac{1}{r^2}$ имеют дипольный характер. Обозначая их через $S_i^{(1)}$, будем иметь:

$$S_i^{(1)} = -\frac{7}{4}\gamma^2\frac{x_j}{r^3}\int\int(\rho v_i)'\rho''\frac{(x_j'+x_j'')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3 -$$
$$-\frac{1}{4}\gamma^2\frac{x_j}{r^3}\int\int(\rho v_k)'\rho''\frac{(x_j'+x_j'')(x_i'-x_i'')(x_k'-x_k'')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|^3}(dx')^3(dx'')^3 -$$
$$-\frac{7}{4}\gamma^2\frac{x_j}{r^3}\int\int(\rho v_j)'\rho''\frac{(x_i'-x_i'')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3 +$$
$$+\frac{7}{4}\gamma^2\frac{x_j}{r^3}\delta_{ij}\int\int(\rho v_k)'\rho''\frac{(x_k'-x_k'')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3. \qquad (85.22)$$

Напишем это выражение в виде

$$S_i^{(1)} = \frac{\gamma x_j}{r^3}(A_{ji}+B_{ji}), \qquad (85.23)$$

где A_{ji} и B_{ji} представляют антисимметричную и симметричную часть соответствующего коэффициента

$$A_{ij} = -A_{ji}; \qquad B_{ij} = B_{ji}. \qquad (85.24)$$

Мы имеем

$$A_{ji} = -\frac{7}{4}\gamma\int\int(\rho v_i)'\rho''\frac{x_j''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3 +$$
$$+\frac{7}{4}\gamma\int\int(\rho v_j)'\rho''\frac{x_i''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3 -$$
$$-\frac{1}{4}\gamma\int\int(\rho v_k)'\rho''\frac{(x_j''x_i'-x_i''x_j')(x_k'-x_k'')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|^3}(dx')^3(dx'')^3, \qquad (85.25)$$

$$B_{ji} = -\frac{7}{4}\gamma\int\int(\rho v_i)'\rho''\frac{x_j'}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3 -$$
$$-\frac{7}{4}\gamma\int\int(\rho v_j)'\rho''\frac{x_i'}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3 -$$
$$-\frac{1}{4}\int\int(\rho v_k)'\rho''\frac{(x_i'x_j'-x_i''x_j'')(x_k'-x_k'')}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|^3}(dx')^3(dx'')^3 +$$
$$+\frac{7}{4}\gamma\delta_{ij}\int\int(\rho v_k)'\rho''\frac{x_k'-x_k''}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}''|}(dx')^3(dx'')^3. \qquad (85.26)$$

Вычисление A_{ji} дает, после некоторых выкладок,

$$A_{ji} = -2\int\rho(x_jU_i - x_iU_j)(dx)^3 -$$
$$-\frac{1}{2}\int\rho\left(x_j\frac{\partial^2 W}{\partial x_i\,\partial t} - x_i\frac{\partial^2 W}{\partial x_j\,\partial t}\right)(dx)^3. \qquad (85.27)$$

Здесь мы воспользовались соотношением

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\frac{\partial W_k}{\partial x_k}=0, \tag{85.28}$$

вытекающим из определения (85.07) и (84.08) величин W и W_i и из уравнения неразрывности.

Для симметричной части B_{ji} дипольного коэффициента получаем

$$B_{ji}=-\frac{7}{4}\int \rho\,(x_j v_i+x_i v_j)\,U\,(dx)^3+$$
$$+\frac{1}{4}\int \rho x_i x_j\left(v_k\frac{\partial U}{\partial x_k}-\frac{\partial U}{\partial t}\right)(dx)^3+\frac{7}{2}\,\delta_{ij}\int \rho\,\frac{\partial W}{\partial t}\,(dx)^3. \tag{85.29}$$

Здесь мы воспользовались соотношением (85.28) и аналогичным соотношением для потенциалов U, U_k. Нам остается составить сумму $U_i+\frac{1}{c^2}S_i$ и произвести в ней приведение подобных членов. Обозначив через U_i^0 первый член в формуле (85.10) и пользуясь (85.20), получим

$$U_i^0+\frac{1}{c^2}\,S_i^0=\frac{\gamma}{r}\int\left\{(c^2+4U)\,T^{0i}-\frac{p}{c^2}\left(4U_i+\frac{\partial^2 W}{\partial x_i\,\partial t}\right)\right\}(dx)^3. \tag{85.30}$$

Но в силу (85.11) и (85.12) это выражение равно

$$U_i^0+\frac{1}{c^2}\,S_i^0=\frac{\gamma P_i}{r}, \tag{85.31}$$

где P_i — полное количество движения системы, включая поправки порядка $\frac{1}{c^2}$. Рассмотрим теперь ту часть дипольных членов, которая имеет антисимметричные коэффициенты. Вследствие (85.27), (85.11) и (85.13) эта часть равна

$$\frac{\gamma x_j}{r^3}\left\{\frac{1}{2}\int (c^2+4U)(x_j T^{0i}-x_i T^{0j})(dx)^3+\frac{1}{c^2}\,A_{ji}\right\}=\frac{\gamma x_j}{2r^3}\,M_{ji}, \tag{85.32}$$

где M_{ji} — полный момент количества движения системы, включая релятивистские поправки.

Всю совокупность дипольных членов мы можем написать в виде

$$U_i^{(1)}+\frac{1}{c^2}\,S_i^{(1)}=\frac{\gamma x_j}{2r^3}\,(M_{ji}+\dot{D}_{ji}), \tag{85.33}$$

где $\dot{D}_{ji}$ — симметричная часть коэффициента. Обозначение (точка сверху) оправдывается тем, что эта величина может быть представлена в виде производной по времени от некоторой величины D_{ji}, имеющей простой физический смысл. Сравнивая последнюю формулу с (85.10) и (85.23), получаем для $\dot{D}_{ji}$ выражение

$$\dot{D}_{ji}=\int (c^2+4U)(T^{0i}x_j+T^{0j}x_i)(dx)^3+\frac{2}{c^2}B_{ji}. \tag{85.34}$$

Подставляя сюда значение T^{0i} из (85.03) и значение B_{ji} из (85.29), будем иметь:

$$\begin{aligned}\dot{D}_{ji}&=\int \rho(v_ix_j+v_jx_i)(dx)^3+\\&+\frac{1}{c^2}\int\rho\left(\frac{1}{2}v^2+\Pi-\frac{1}{2}U\right)(v_ix_j+v_jx_i)(dx)^3-\\&-\frac{1}{c^2}\int(p_{ik}v_kx_j+p_{jk}v_kx_i)(dx)^3+\frac{1}{2c^2}\int\rho x_ix_j\left(v_k\frac{\partial U}{\partial x_k}-\frac{\partial U}{\partial t}\right)(dx)^3+\\&+\frac{7}{c^2}\delta_{ij}\int\rho\frac{\partial W}{\partial t}(dx)^3.\end{aligned} \tag{85.35}$$

Прибавляя сюда выражение

$$\frac{1}{c^2}\int x_ix_jv_k\left(\rho w_k-\rho\frac{\partial U}{\partial x_k}-\frac{\partial p_{sk}}{\partial x_s}\right)(dx)^3=0, \tag{85.36}$$

которое равно нулю в силу внутренних уравнений движения, и используя равенство

$$\int\rho\frac{\partial W}{\partial t}(dx)^3=\frac{d}{dt}\frac{1}{2}\int\rho W(dx)^3, \tag{85.37}$$

а также формулу (79.04) для полной производной по времени от упругой энергии Π, мы можем написать величину $\dot{D}_{ji}$ в виде

$$\dot{D}_{ji}=\frac{dD_{ji}}{dt}, \tag{85.38}$$

где

$$\begin{aligned}D_{ji}&=\int\rho x_ix_j\left\{1+\frac{1}{c^2}\left(\frac{1}{2}v^2+\Pi-\frac{1}{2}U\right)\right\}(dx)^3+\\&+\frac{7}{2c^2}\delta_{ij}\int\rho W(dx)^3.\end{aligned} \tag{85.39}$$

Первый член в этом выражении есть момент инерции системы тел, вычисленный с учетом весомости кинетической и потенциальной энергии.

Теперь мы можем написать полное выражение для $U_i+\frac{1}{c^2}S_i$. Согласно (85.10), (85.21), (85.31) и (85.33), мы будем иметь:

$$\begin{aligned}U_i+\frac{1}{c^2}S_i&=\frac{\gamma}{r}P_i+\frac{\gamma x_j}{2r^3}M_{ji}+\frac{\gamma x_j}{2r^3}\frac{dD_{ji}}{dt}+\\&+\frac{\partial^2}{\partial x_j\,\partial x_k}\frac{\gamma}{2r}\int\rho v_ix_jx_k(dx)^3+\frac{7\gamma^2MP_i}{4c^2r^2}+\\&+\frac{\gamma^2MP_kx_ix_k}{4c^2r^4}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2W_i}{\partial t^2}\end{aligned} \tag{85.40}$$

и, следовательно,

$$g^{0i} = \frac{4\gamma}{c^3 r} P_i + \frac{2\gamma x_j}{c^3 r^3} M_{ji} - \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial t} \frac{2\gamma}{c^3 r} D_{ji} + \\ + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \frac{2\gamma}{c^3 r} \int \rho v_i x_j x_k (dx)^3 + \frac{7\gamma^2 M P_i}{c^5 r^2} + \\ + \frac{\gamma^2 M P_k x_i x_k}{c^5 r^4} + \frac{4}{c^5} \frac{\partial^2 W_i}{\partial t^2}. \qquad (85.41)$$

Нам остается найти временнýю компоненту g^{00}, которая выражается через обобщенный ньютонов потенциал $\overline{U}$ по формуле (83.29). Согласно (83.30) и (83.31), мы имеем

$$\overline{U} = \frac{\gamma M}{r} + \frac{\gamma x_j}{r^3} M X_j + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\gamma}{r} D_{jk} - \\ - \frac{1}{6} \frac{\partial^3}{\partial x_j \partial x_k \partial x_i} \frac{\gamma}{r} \int \rho x_j x_k x_i (dx)^3 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}. \qquad (85.42)$$

Здесь M есть полная масса

$$M = \int \rho \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2} v^2 + \Pi - \frac{1}{2} U \right) \right] (dx)^3, \qquad (85.43)$$

которая в силу (79.45) постоянна, а X_j — координаты центра тяжести

$$M X_j = \int x_j \rho \left[1 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2} v^2 + \Pi - \frac{1}{2} U \right) \right] (dx)^3, \qquad (85.44)$$

которые, согласно (79.59), являются линейными функциями от времени. Величины D_{ij} определяются формулой (85.39); последний член в этой формуле, пропорциональный δ_{ij}, из выражения (85.42) выпадает. В октупольных моментах мы отбросили релятивистские поправки. Последний член в (85.42) представляет поправку на запаздывание.

Подставляя найденное значение $\overline{U}$ в формулу

$$g^{00} = \frac{1}{c} + \frac{4\overline{U}}{c^3} + \frac{7\overline{U}^2}{c^5}, \qquad (85.45)$$

получаем g^{00}, а именно

$$g^{00} = \frac{1}{c} + \frac{4\gamma M}{c^3 r} + \frac{4\gamma x_j}{c^3 r^3} M X_j + \\ + \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \frac{2\gamma}{c^3 r} D_{jk} - \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \frac{2\gamma}{3 c^3 r} \int \rho x_i x_j x_k (dx)^3 + \\ + \frac{7\gamma^2 M^2}{c^5 r^2} + \frac{14\gamma^2 M^2 X_j x_j}{c^5 r^4} + \frac{4}{c^5} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}. \qquad (85.46)$$

Легко проверить прямой подстановкой, что это выражение вместе с найденным выше выражением (85.41) для g^{0i} в точности удовлетворяет соотношению

$$\frac{\partial \mathfrak{g}^{00}}{\partial t} + \frac{\partial \mathfrak{g}^{0i}}{\partial x_i} = 0. \tag{85.47}$$

В формуле (84.40) для пространственных компонент, которую можно написать в виде

$$\mathfrak{g}^{ik} = -c\delta_{ik} + \frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{2\gamma}{c^3 r}\int \rho x_i x_k (dx)^3 -$$
$$-\frac{\partial^2}{\partial x_j\,\partial t}\frac{2\gamma}{c^3 r}\int \rho (x_j x_i v_k + x_j x_k v_i - x_i x_k v_j)(dx)^3 + \frac{\gamma^2 M^2 x_i x_k}{c^3 r^4}, \tag{85.48}$$

оставлены члены порядка $\frac{1}{c^3}$ $\left(\text{точнее, порядка } \frac{q^4}{c^3}\right)$ и отброшены члены более высокого порядка. Если написать с той же точностью и величину $\mathfrak{g}^{0i}$, то, как нетрудно проверить, будет выполняться и соотношение

$$\frac{\partial \mathfrak{g}^{0i}}{\partial t} + \frac{\partial \mathfrak{g}^{ik}}{\partial x_k} = 0. \tag{85.49}$$

§ 86. Решения волнового уравнения в волновой зоне

Предыдущие выражения для потенциалов тяготения применимы на „умеренно-больших" расстояниях от системы тел. Как уже было объяснено в начале § 84, под этим разумеются расстояния, большие по сравнению с размерами системы тел, но малые по сравнению с длиной испускаемых системой волн. Если же расстояния велики даже по сравнению с длиной испускаемых системой волн, то мы имеем дело с „волновой зоной". В волновой зоне уже недопустимо рассматривать в волновом уравнении член со второй производной по времени как поправочный, и решение должно строиться иначе.

В случае Солнечной системы „умеренно-большими" являются расстояния вплоть до ближайших звезд, т. е. вплоть до областей пространства, где систему нельзя считать изолированной. Поэтому, практически, при изучении Солнечной системы за пределы умеренно-больших расстояний выходить не приходится. Однако в некоторых теоретических вопросах, например, в вопросе об излучении гравитационных волн, или в вопросе об однозначности решений уравнений тяготения, приходится рассматривать расстояния, попадающие в волновую зону и сколь угодно большие в математическом смысле.

Прежде чем переходить к решению уравнений Эйнштейна на сколь угодно больших расстояниях, разъясним понятия „умеренно-больших расстояний" и „волновой зоны" на примере простого волнового уравнения со свободным членом

$$\Delta\psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = -4\pi\sigma. \tag{86.01}$$

В теории тяготения аналогом ψ является разность между $\mathfrak{g}^{\mu\nu}$ и его предельным значением на бесконечности.