

С помощью (10.6.8) и (10.6.11) получаем

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{4\pi \operatorname{Im} \left\{ e^{\lambda\nu} * f_{\lambda\nu}(\hat{\mathbf{k}}) - \frac{1}{2} e^\lambda \lambda * f^\nu_\nu(\hat{\mathbf{k}}) \right\}}{\omega \left(e^{\lambda\nu} * e_{\lambda\nu} - \frac{1}{2} |e^\lambda|_v^2 \right)}. \quad (10.6.15)$$

Этот результат, утверждающий, что полное сечение рассеяния равно мнимой части амплитуды рассеяния *вперед*, умноженной на $4\pi/\omega$, был впервые получен в классической электродинамике [9, 10] и известен как *оптическая теорема*. Как здесь, так и в электродинамике этот результат есть следствие сохранения энергии, в то время как в квантовой механике аналогичная теорема следует из условия сохранения вероятности [11, 12].

Поскольку падающая волна слабая, то амплитуда рассеяния $f_{\lambda\nu}$ есть линейная комбинация из компонент первоначального поляризационного тензора $e_{\rho\sigma}$. Отсюда следует, что сечения (10.6.12) и (10.6.15) не зависят от нормировки $e_{\mu\nu}$, хотя они могут зависеть от \mathbf{k} и от вида тензора поляризации. Цель теории гравитационного рассеяния — вычислить $f_{\lambda\nu}$; далее по формулам (10.6.12) и (10.6.15) можно уже определять всевозможные сечения.

§ 7. Детектирование гравитационного излучения

Эксперименты, целью которых было обнаружение гравитационного излучения, были проведены Вебером в шестидесятых годах [1, 26, 27], а в настоящее время такие эксперименты ставятся в лабораториях всего мира. В большинстве экспериментов используется *резонансная квадрупольная антенна*, роль которой может играть любая «малая» механическая или гидродинамическая система с естественной модой свободных колебаний. Оказывается так, что эффективное сечение такой антенны можно оценить, используя только оптическую теорему, выведенную нами в предыдущем параграфе, не вникая во взаимодействие между гравитационной волной и антенной.

Предположим прежде всего, что антенна много меньше длины волны $2\pi/\omega$ и потому рассеянная гравитационная волна есть чисто квадрупольное излучение. Исходя из тех же соображений, которые привели нас ранее к формулам (10.4.10), (10.4.12), (10.5.3) и (10.5.4), можно заключить, что амплитуда рассеяния в выражении (10.6.1) имеет вид

$$f_{\mu\nu}(\hat{\mathbf{x}}) = t_{\mu\nu}(\hat{\mathbf{x}}) - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} t^\lambda_\lambda(\hat{\mathbf{x}}), \quad (10.7.1)$$

где $t_{\mu\nu}$ — тензор, пропорциональный фурье-образу вызываемого волной возмущения в $T_{\mu\nu}$. Сохранение энергии-импульса приводит, как и раньше, к соотношениям

$$t_{0i}(\hat{\mathbf{x}}) = -\hat{x}_j t_{jk}, \quad t_{00}(\hat{\mathbf{x}}) = \hat{x}_i \hat{x}_j t_{ij}, \quad (10.7.2)$$

где t_{ij} не зависит от x , но, конечно, зависит от ω , $e_{\mu\nu}$ и от детально-го механизма взаимодействия антенны и падающей волны. В системе координат, в которой начальный вектор распространения \mathbf{k} направлен, по третьей оси, а калибровка такова, что единственными неисчезающими элементами тензора поляризации являются $e_{11} = -e_{22}$ и $e_{12} = e_{21}$, полное сечение (10.6.15) принимает вид

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{2\pi \operatorname{Im} \{ e_{11}^* (t_{11} - t_{22}) + 2e_{12}^* t_{12} \}}{\omega [|e_{11}|^2 + |e_{12}|^2]} \quad (10.7.3)$$

Далее, тем же методом, что и в § 5 этой главы, можно вычислить интеграл по углам в (10.6.12) и получить следующую формулу для сечения упругого рассеяния:

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{4\pi \left[t_{ij}^* t_{ij} - \frac{1}{3} |t_{ii}|^2 \right]}{5 [|e_{11}|^2 + |e_{12}|^2]}. \quad (10.7.4)$$

Предположим теперь, что рассеяние резонансное, т. е. что частота ω падающей волны близка к собственной частоте ω_0 свободных колебаний системы, образующей антенну. Можно считать, что падающая волна служит просто возбудителем этих свободных колебаний, которые теряют затем энергию, излучая гравитационные волны или другими путями, что отвечает упругому рассеянию и поглощению соответственно.

Отсюда, в частности, следует, что отношение сечения упругого рассеяния к полному сечению равно просто доле энергии η свободных колебаний, рассеивающейся в виде гравитационного излучения (т. е. энергии, которая не превращается в теплоту, в свет и т. п.)

$$\sigma_{\text{расс}} = \eta \sigma_{\text{полн}}, \quad (10.7.5)$$

где

$$\eta \equiv \frac{\Gamma_{\text{грав}}}{\Gamma}.$$

Здесь Γ — полная скорость затухания свободных колебаний, а $\Gamma_{\text{грав}}$ — скорость затухания вследствие гравитационного излучения. Поскольку η есть параметр, характеризующий свободные колебания антенны и не связанный с тем, каким образом эти колебания возбуждаются, то он не зависит от $e_{\mu\nu}$.

Другое следствие предположения о резонансном механизме рассеяния — это то, что вид матрицы t_{ij} определяется некоторой постоянной матрицей n_{ij} , зависящей только от геометрических свойств возбуждаемых колебаний, т. е. t_{ij} должно быть равно n_{ij} , умноженной на некоторую функцию от компонент тензора поляризации e_{11} и e_{12} . Так как поле падающей волны по предположению слабое, эта функция должна быть линейной и, следовательно,

должна иметь вид

$$t_{ij} = n_{ij} (\alpha e_{11} + \beta e_{12}), \quad (10.7.6)$$

где n_{ij} , α и β не зависят от e_{11} и e_{12} . Например, если антenna обладает аксиальной симметрией относительно некоторого направления \mathbf{n} , то n_{ij} есть линейная комбинация δ_{ij} и $n_i n_j$. Член, пропорциональный δ_{ij} , не дает вклада в (10.7.3) или в (10.7.4), а потому в данном случае имеем

$$n_{ij} = n_i n_j. \quad (10.7.7)$$

Два требования, (10.7.5) и (10.7.6), налагаются сильные ограничения на амплитуду рассеяния. Подставив (10.7.3), (10.7.4) и (10.7.6) в (10.7.5), находим

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{\omega} \operatorname{Im} \{ [e_{11}^* (n_{11} - n_{22}) + 2e_{12}^* n_{12}] [\alpha e_{11} + \beta e_{12}] \} &= \\ &= \frac{2}{5} |\alpha e_{11} + \beta e_{12}|^2 \left[n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2 \right]. \end{aligned}$$

Это соотношение должно выполняться при любых $e_{\mu\nu}$; поэтому, приравняв коэффициенты при $|e_{11}|^2$, $e_{11}^* e_{12}$ и $|e_{12}|^2$, получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\alpha|^2} \operatorname{Im} \{ (n_{11} - n_{22}) \alpha \} &= \frac{1}{2i\alpha*\beta} \{ (n_{11} - n_{22}) \beta - 2n_{12}^* \alpha^* \} = \\ &= \frac{2}{|\beta|^2} \operatorname{Im} \{ n_{12} \beta \} = \frac{2\omega}{5\eta} \left[n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2 \right]. \end{aligned}$$

Решение этих уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{5\eta g (n_{11}^* - n_{22}^*)}{2\omega \left[n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2 \right]}, \\ \beta &= \frac{5\eta g n_{12}^*}{\omega \left[n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2 \right]}, \end{aligned}$$

где g — комплексное число с мнимой частью, равной

$$\operatorname{Im} g = |g|^2. \quad (10.7.8)$$

Тогда амплитуда рассеяния (10.7.6) запишется так:

$$t_{ij} = \frac{5g\eta n_{ij} [(n_{11}^* - n_{22}^*) e_{11} + 2n_{12}^* e_{12}]}{2\omega \left[n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2 \right]}. \quad (10.7.9)$$

Отметим, что t_{ij} здесь зависит только от вида матрицы n_{ij} , но не от ее нормировки.

И наконец, последнее следствие предположения о резонансном рассеянии состоит в том, что частотная зависимость амплитуды рассеяния t_{ij} задается фурье-образом функции, временная зависи-

мость которой определяется экспонентой

$$e^{-i\omega_0 t} e^{-\Gamma t/2},$$

причем функция осциллирует с частотой ω_0 , а затухание амплитуды и убывание энергии происходят соответственно с декрементами $\Gamma/2$ и Γ , т. е. t_{ij} должна иметь следующую зависимость от частоты:

$$t_{ij} \sim \left[\omega - \omega_0 + i \frac{\Gamma}{2} \right]^{-1}. \quad (10.7.10)$$

Поскольку η и n_{ij} определяются свойствами свободных колебаний вне зависимости от того, как они возникают, такая частотная зависимость может проявиться только благодаря множителю g . Чтобы удовлетворить условию «унитарности» (10.7.8) для всех ω , надо положить

$$g = \frac{-\Gamma/2}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2}. \quad (10.7.11)$$

Полное сечение рассеяния или поглощения антенной гравитационных волн (10.7.3) запишется тогда в единицах СГС в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{полн}} = & \left(\frac{5\pi\eta c^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \right) \times \\ & \times \frac{|(n_{11}^* - n_{22}^*) e_{11} + 2n_{12}^* e_{12}|^2}{\left[n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2 \right] [|e_{11}|^2 + |e_{12}|^2]}. \end{aligned} \quad (10.7.12)$$

Весьма замечательным обстоятельством является то, что это сечение полностью определяется как функция величин $e_{\mu\nu}$ и ω параметрами ω_0 , Γ , η и формой матрицы n_{ij} независимо от того, будут ли резонансные колебания механическими, акустическими, электрическими или какими-нибудь еще.

В частном случае, когда антenna обладает круговой симметрией относительно направления \mathbf{n} , матрица n_{ij} имеет простую форму (10.7.7). Если ось симметрии располагается в плоскости 1—3 под углом θ к 3-оси, вдоль которой распространяется волна, то неравные нулю элементы такой матрицы выглядят так:

$$n_{11} = \sin^2 \theta, \quad n_{13} = \cos \theta \sin \theta, \quad n_{33} = \cos^2 \theta.$$

Тогда полное сечение (10.7.12) имеет вид

$$\sigma_{\text{полн}} = \left(\frac{15\pi\eta c^2}{2\omega^2} \right) \left(\frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \right) \sin^4 \theta \left(\frac{|e_{11}|^2}{|e_{11}|^2 + |e_{12}|^2} \right). \quad (10.7.13)$$

Из-за множителя $\sin^4 \theta$ сечение будет наибольшим тогда, когда ось антены располагается под прямым углом к направлению распространения волны, т. е. при $\theta = \pi/2$. Это отражает просто тот факт, что гравитационные волны, подобно электромагнитным, *поперечны*.

Когда поляризация гравитационных волн не измеряется, величина, представляющая интерес, — это сечение (10.7.12), усредненное по спиральностям ± 2 , т. е. по тензорам поляризации с $e_{11} = \mp ie_{12}$. Такое сечение имеет вид

$$\bar{\sigma}_{\text{полн}} = \left(\frac{5\pi\eta c^2}{2\omega^2} \right) \left(\frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \right) \left(\frac{|n_{11} - n_{22}|^2 + 4|n_{12}|^2}{n_{ij}^* n_{ij} - \frac{1}{3} |n_{ii}|^2} \right). \quad (10.7.14)$$

Если антенна обладает аксиальной симметрией, то процедура усреднения по спиральностям сводится просто к замене последнего сомножителя в уравнении (10.7.13) на $\frac{1}{2}$.

Проведенный выше анализ, строго говоря, применим только тогда, когда имеется единственное невырожденное резонансное колебание. Если же существует несколько вырожденных колебаний, то данная линейная комбинация, возбуждаемая гравитационной волной, может зависеть от поляризации волны, а потому t_{ij} не обязательно пропорциональна постоянной матрице n_{ij} . Например, если антенна есть упругая сфера, то любое квадрупольное колебание состоит из пяти независимых мод. В этом случае t_{ij} должна быть линейной комбинацией δ_{ij} и e_{ij} , но, как и раньше, член, пропорциональный δ_{ij} , не дает вклада в (10.7.3) или (10.7.4), так что можно принять

$$t_{ij} = \gamma e_{ij}.$$

Тогда уравнения (10.7.3) — (10.7.5) дадут

$$\text{Im } \gamma = \frac{2\omega}{5\eta} |\gamma|^2,$$

и, поскольку γ должен иметь зависимость от частоты (10.7.10), имеем

$$\gamma = \left(\frac{5\eta}{2\omega} \right) \left(\frac{-\Gamma/2}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2} \right).$$

Тогда для любой исходной поляризации полное сечение (10.7.3) имеет вид

$$\sigma_{\text{полн}} = \left(\frac{10\pi\eta c^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \right). \quad (10.7.15)$$

Во всех случаях эффективное сечение имеет максимум, когда антенна *настроена* так, что резонансная частота ω_0 равна частоте падающей волны ω . Исследование выражений (10.7.12) — (10.7.15) показывает, что это максимальное значение сечения имеет порядок

$$\sigma_{\text{макс}} \approx \eta \lambda^2, \quad (10.7.16)$$

где λ — длина волны, равная $2\pi c/\omega$. Если бы в идеальном случае колебания затухали только за счет испускания гравитационных

волн, то $\eta = 1$ и σ_{\max} имело бы очень большое значение λ^2 . В действительности мы, конечно, никогда даже не приближаемся к этому идеальному случаю; например, в § 5 этой главы мы показали, что большой алюминиевый цилиндр Вебера имеет $\eta \approx \approx 3 \cdot 10^{-34}!$ В общем случае интенсивность Грав, с которой резонансный осциллятор излучает гравитационные волны, зависит от размеров антенны, которые трудно увеличить; следовательно, для того чтобы сделать σ_{\max} как можно большим, необходимо максимально уменьшить Γ в отношении $\eta \equiv \Gamma_{\text{Грав}}/\Gamma$, используя, возможно, для этого некоторый вид осцилляций в сверхтекущей жидкости.

Однако настройка нашей антенны не даст ничего, если у нас не будет сильного источника гравитационного излучения с хорошо известной частотой, на которую можно настраиваться. Вероятно, наиболее перспективный источник [13] — это пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности. Этот объект мы наблюдаем по излучению им электромагнитных импульсов в диапазоне оптических, рентгеновских и радиочастот с периодом $2\pi/\Omega = 0,03309$ с. Как мы упоминали в параграфе 5, пульсары считаются вращающимися нейтронными звездами [4] с моментом инерции порядка 10^{45} г · см² и неизвестной величиной сплюснутости. Следовательно, пульсар в Крабовидной туманности излучает, по-видимому, гравитационные волны с $\omega = 2\Omega = 379,8$ Гц при интенсивности около $10^{45} \cdot e^2$ эрг/с. Поскольку Крабовидная туманность находится от Земли на расстоянии 6500 световых лет, или $6,2 \cdot 10^{21}$ см, поток гравитационного излучения, пронизывающий Землю, составляет около $\Phi \approx e^2$ эрг/(с · см²). Резонансная линейная квадрупольная антенна, «направленная» и настроенная на пульсар в Крабовидной туманности, должна иметь, согласно формуле (10.7.13), сечение $\sigma_{\text{полн}} \sim 7,4 \cdot 10^{16} \eta$ см².

Мощность, поглощаемая антенной, составит тогда около $10^{16} \eta e^2$ эрг/с. Если, например, $\eta = 10^{-32}$, а $e \sim 10^{-4}$, то мощность будет порядка 10^{-24} эрг/с и, вероятно, она может быть детектирована. К сожалению, для того чтобы можно было использовать в качестве антенны, настраиваемой на Крабовидную туманность, алюминиевый цилиндр типа рассмотренного в § 5 этой главы, цилиндр должен быть довольно громоздким: $lv_s/\omega \sim 42$ м. Чтобы обойти эту трудность, можно использовать антенны в виде кольца, вилки и т. п., которые при заданных размерах имели бы более низкую собственную частоту, чем стержень или цилиндр. Группа исследователей из Рочестера [14] проектирует сейчас кольцевую антенну, которую можно будет настроить на Крабовидную туманность.

Во всех экспериментах, проведенных Вебером, использовалась резонансная квадрупольная антенна, которая не настраивалась ни на какой определенный источник. Ясно, что было бы нелепо

ожидать, чтобы излучение, например, такого монохроматического источника, как пульсар, попадало бы как раз в полосу приема частот антенны. Поэтому целью подобных экспериментов в действительности может быть детектирование широкополосного гравитационного излучения с потоком энергии $\Phi(\omega) d\omega$ в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$. Если детектируется такое излучение, то мощность, поглощенная резонансной антенной, будет равна

$$P = \sigma_{\max} \int \left[\frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \right] \Phi(\omega) d\omega,$$

где σ_{\max} — эффективное сечение антенны в резонансе, определяемое формулами (10.7.12) — (10.7.14) или (10.7.15) при $\omega = \omega_0$. Если $\Phi(\omega)$ приблизительно одно и то же в интервале частот от $(\omega_0 - \Gamma)$ до $(\omega_0 + \Gamma)$, то величину $\Phi(\omega)$ можно вынести из-под знака интеграла и получить

$$P = \pi \sigma_{\max} \Phi(\omega_0) \frac{\Gamma}{2}. \quad (10.7.17)$$

Если источник излучает в течение времени, большего, чем время релаксации антенны $1/\Gamma$, то может быть достигнуто квазистационарное состояние, в котором среднее значение энергии E в резонансной моде таково, что энергетические потери $E\Gamma$ компенсируются поглощаемой мощностью P :

$$E = \frac{P}{\Gamma} = \pi \sigma_{\max} \frac{\Phi(\omega_0)}{2}. \quad (10.7.18)$$

В этом случае измерение энергии возбуждения резонансной моды служит для измерения или по крайней мере для оценки верхнего предела потока мощности при резонансной частоте. Например, Земля имеет основную сфероидальную моду колебаний (описание нормальных мод колебаний Земли и Луны приведено в [15]) ${}_0S_2$ с периодом $2\pi/\omega$, равным 54 мин, и скоростью затухания порядка $5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. При данном характере колебаний возмущение плотности массы имеет вид $\rho_1(r) Y_2^m(0, \phi)$. В такой моде скорость гравитационного затухания $\Gamma_{\text{грав}}$ должна приблизительно иметь порядок $GM_{\oplus}R_{\oplus}^{-2}\omega^4/c^5$ [ср. с выражением (10.5.18)], т. е. около 10^{-25} с^{-1} , поэтому относительная вероятность η имеет порядок 10^{-20} . В резонансе сечение (10.7.15) равно $7.5 \cdot 10^{27} \eta \text{ см}^2$, или $10^7 - 10^8 \text{ см}^2$. Из сейсмических измерений можно извлечь среднее значение напряжения в земной коре в спокойный период. Форвард с сотр. [16—19] получил в 1961 г. верхний предел величины $\Phi(\omega_0)$ порядка $20 \text{ Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{Гц}$. Можно надеяться, что, поместив гравиметр на Луну [20], которая сейсмически значительно менее активна, чем Земля, можно улучшить оценку верхнего предела Φ .

Если «вспыхнувший» источник излучает в течение времени τ , меньшего, чем время релаксации антенны $1/\Gamma$, то полная энергия,

получаемая антенной, равна

$$\Delta E = P\tau = \pi\sigma_{\max}\Phi(\omega_0)\tau \frac{\Gamma}{2}.$$

Таким образом, при вспышке энергию, достигающую антенны и приходящуюся на единицу площади *внутри ширины* полосы частот Γ , можно определить следующим образом:

$$\mathcal{E} \equiv \Phi(\omega_0)\Gamma\tau = \frac{2\Delta E}{\pi\sigma_{\max}}. \quad (10.7.19)$$

Однако, если источник излучает в течение времени $\tau < 1/\Gamma$, его полоса частот должна быть шире чем $1/\tau$; поэтому при вспышке *полная* энергия на единицу площади будет больше чем \mathcal{E} более чем в $(\tau\Gamma)^{-1}$ раз.

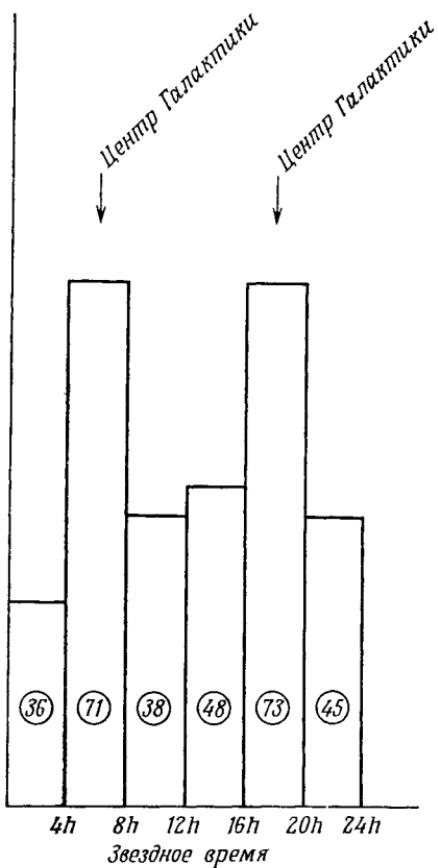
Пока что единственным положительным указанием на существование гравитационного излучения во Вселенной служат эксперименты Вебера [1, 21, 23] с алюминиевыми цилиндрами, описанные в § 5 гл. 10. Эти антенны имели следующие значения частоты и «коэффициента ветвления»: $\omega_0/2\pi = 1660$ Гц, $\eta = 3 \cdot 10^{-34}$ [см. выражение (10.5.20)]. Отсюда, полагая $\omega = \omega_0$ и усредняя выражение (10.7.13) по спиральностям, получаем следующее значение резонансного сечения:

$$\bar{\sigma}_{\max} = 2,9 \cdot 10^{-20} \sin^4 \theta \text{ см}^2.$$

Если при комнатной температуре минимальный прирост энергии ΔE , который можно отличить от тепловых флуктуаций, равен kT или $4 \cdot 10^{-14}$ эрг, то, согласно соотношению (10.7.19), гравитационное излучение вспышки можно детектировать, если энергия на единицу площади внутри ширины луча удовлетворяет условию

$$\mathcal{E} \geq 9 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \quad \text{для } \theta = \frac{\pi}{2}.$$

(В действительности, пользуясь точнее обработанными данными, эту оценку можно несколько улучшить.) Простой подсчет числа импульсов, возникающих в одном цилиндре, оставлял бы возможность утверждать, что эти импульсы не имеют отношения к тепловому шуму, а связаны с сейсмическими возмущениями, электрическими бурями или космическими лучами. Поэтому Вебер отбирал совпадающие во времени импульсы в алюминиевых цилиндрах, находящихся на расстоянии 1000 км друг от друга: в Колледже-Парке штата Мэриленд и в Аргоннской Национальной лаборатории, штат Иллинойс. В 1969 г. Вебер сообщил о примерно 100 совпадающих импульсах, следующих с такой скоростью, которая приводит к значению потока гравитационного излучения примерно $0,1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (при ширине полосы частот $\Gamma \sim 0,1$ Гц) [21].



Фиг. 10.1. Данные по гравитационному излучению, приходящему из центра Галактики [22].

На фигуре показана регистрируемая Вебером интенсивность (в произвольных единицах) как функция звездного времени. Стрелками отмечены те значения звездного времени, когда антenna была расположена почти перпендикулярно лучу зрения на центр Галактики. Числа в кружочках показывают число совпадений в каждом временном интервале.

имеющий ту же частоту 1660 Гц, скорость совпадений была много меньше, чем у пары цилиндров; явная корреляция совпадений со звездным временем соответствует чисто тензорной теории [25].

Сейчас готовятся повторения экспериментов Вебера с большой чувствительностью. Одно из важнейших усовершенствований, планируемых сейчас в Стэнфорде [26], — охлаждение цилиндри-

Вскоре после этого Вебер [22—24] обнаружил, что скорость совпадений так коррелирует со звездным временем, как будто бы излучение приходит из центра Галактики и дает обычное для антенны распределение $\sin^4 \theta$ (фиг. 10.1). Центр Галактики удален от Земли на расстояние $2,5 \cdot 10^{22}$ см, поэтому наблюдаемый поток $0,1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ указывает на источник с мощностью около $8 \cdot 10^{44} \text{ эрг}/\text{с}$, или $0,013 M_{\odot}c^2/\text{год}$. Само по себе это не было бы таким уж удивительным, но поскольку антенны Вебера не были настроены ни на какую определенную частоту, то мощность $0,01 M_{\odot}c^2$ в полосе частот 0,1 Гц при 1660 Гц, по-видимому, соответствует полной мощности, в 10^3 — 10^5 раз большей, т. е. около 10 — $10^3 M_{\odot}c^2/\text{год}$. При такой интенсивности излучения вся масса Галактики была бы исчерпана за 10^8 — 10^{10} лет! Если Вебер в действительности наблюдал гравитационное излучение из центра Галактики, то либо он случайно наскочил на точную частоту, на которой испускается большая часть этого излучения, либо он открыл новый невероятно мощный источник энергии.

Вебер искал также скалярное излучение, используя диск с монопольной модой колебаний,

ческих антенн до очень низких температур, порядка миллиградусов по Кельвину. Если работа антенны ограничена тепловым шумом, то понижение температуры в 10^{+5} раз увеличит точность в 10^5 раз. Группа московских ученых [27] пытается обнаружить гравитационное излучение с помощью улучшенного оборудования и проектирует новые типы гравитационных волновых антенн [28]. Вебер продолжает свои исследования, используя новые антенны и другое оборудование. Лучшее, что может делать сейчас теоретик, — это ждать, когда экспериментаторы достигнут какого-то согласия в вопросе о том, действительно ли гравитационное излучение наблюдалось.

§ 8. Квантовая теория гравитации *

В настоящее время не существует сколько-нибудь полной и самосогласованной квантовой теории гравитации, и, чтобы подробно описать попытки создания такой теории, пришлось бы выйти за рамки этой книги. Однако представляется возможным и, наверное, даже полезным дать читателю понятие о том, как такая квантовая теория могла бы выглядеть.

Для начала на простейшем уровне будем считать элементарно, что гравитационная плоская волна с волновым вектором k_μ и спиральностью ± 2 состоит из гравитонов — квантов с вектором энергии-импульса $p^\mu = \hbar k^\mu$ и проекциями спина на направление движения, равными $\pm 2\hbar$. (Здесь $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27}$ эрг/с.) Поскольку $k_\mu k^\mu = 0$, то, подобно фотону и нейтрино, гравитон — это частица с нулевой массой. Согласно выражению (2.8.4), тензор энергии-импульса ансамбля гравитонов, каждый из которых имеет 4-импульс $p_\mu^\mu = \hbar k^\mu$, равен

$$T_{\mu\nu} = \frac{\hbar k_\mu k_\nu}{\omega} \mathcal{N}_\pm \quad (10.8.1)$$

где \mathcal{N} — число гравитонов на единицу объема. Сравнивая (10.8.1) с выражением, найденным нами для плоской гравитационной волны,

$$\langle t_{\mu\nu} \rangle = \frac{k_\mu k_\nu}{16\pi G} (|e_+|^2 + |e_-|^2), \quad (10.8.2)$$

можно сделать вывод, что в плоской волне плотность числа гравитонов со спиральностью ± 2 равна

$$\mathcal{N}_\pm = \frac{\omega}{16\pi\hbar G} |e_\pm|^2. \quad (10.8.3)$$

*) Этот и следующий параграфы лежат несколько в стороне от основной линии книги и могут быть опущены при первом чтении.