

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР  
Горьковский ордена Трудового Красного Знамени  
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 232

ИНДИКАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ВО ВСЕЛЕННОЙ

К.С. Станкевич

Горький 1987

С т а н к е в и ч К. С.

ИНДИКАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ВО ВСЕЛЕННОЙ.  
Горький, Препринт №232/ НИРФИ, 1987. - 25 с.

УДК 523.11

Рассматривается излучение релятивистских электронов в статических и волновых гравитационных полях. Показано, что в сильных полях возможно излучение Вавилова-Черенкова. В частности, эффект существует в Кривовидной туманности.

Показано, что синхротронное или ондуляторное излучение релятивистских пучков частиц, выведенных из ускорителя, может являться нерезонансной гравитационной антенной.

Рассмотрен механизм переменности излучения космических источников с нетепловым спектром, представляющий собой излучение релятивистских электронов в крупномасштабных гравитационных волнах, проходящих через источник.

Показано, что во Вселенной возможно существование цугов гравитационных волн с амплитудой  $h \approx 10^{-8}$  и длиной волны порядка одного парсека.

Сделана оценка верхнего предела амплитуды гравитационных шумов Вселенной  $h \sim 10^{-28} \Omega_g^{-1}$ , что на несколько порядков меньше величины, ожидаемой в теории.

Существование гравитационных волн предсказано ОТО. Гравитационные волны должны излучаться космическими объектами, имеющими переменный во времени квадрупольный момент масс. Простейшими из них являются двойные системы. В 1974 г. Тэйлор и Халс обнаружили двойной пульсар PSR 1913+16, представляющий собой двойную систему из нейтронных звезд. Измеренное уменьшение периода этой системы совпало с вычисленным на основе ОТО из-за потери энергии на излучение гравитационных волн /1/. Этот факт впервые косвенно подтвердил реальность существования гравитационных излучений.

О первых попытках детектирования гравитационных волн в лабораторных экспериментах сообщил Вебер в 1968 г. /2/. Гравитационная волна, имеющая амплитуду  $h$ , взаимодействуя со свободными телами, изменяет расстояние между ними. Если расстояние между двумя свободными массами  $L$ , то их относительное смещение равно  $\frac{\Delta L}{L} \sim \frac{h}{2}$ . Принцип детектирования гравитационных волн основан на измерении с помощью различных антенн этих весьма малых перемещений тел или деформаций самих тел. В первом случае свободные массы разносят  $L \sim 10^3$  м. Индикатором является многоходовый лазерный интерферометр Майкельсона. Антенны второго типа - резонансные. Они представляют собой массивные цилиндры, в которых гравитационная волна возбуждает собственные механические колебания. Детектирование осуществляется с помощью пьезоэлектрических датчиков, установленных на цилиндре, или по изменению емкости конденсатора, подвижной пластиной которого является торец цилиндра.

Гравитационные антенны способны регистрировать излучение с частотой  $\Omega_g = 1 - 10$  кГц. В опытах Вебера антенна имела чувствительность, позволяющую бы детектировать относительные смещения  $h \approx 10^{-16}$ . Ожидается, что чувствительность современных антенн будет достигать  $h \approx 10^{-19}$ .

По-видимому, наиболее мощное гравитационное излучение возникает во время катастрофических событий: взрывах сверхновых звезд, соударениях релятивистских объектов (нейтронных звезд и черных дыр), генерируется в виде импульсов длительностью  $10^{-4} - 10^{-3}$  с и имеет

амплитуду гравитационного поля  $h \sim 10^{-20} - 10^{-19}$ . Для сравнения заметим, что гравитационное излучение двойного пульсара должно иметь  $h \sim 10^{-21}$ .

Гигантское гравитационное волновое поле рождалось во времена планковской эры ранней Вселенной. Это реликтовое гравитационное излучение заполняет Вселенную и в наши дни должно создавать изотропный фон /3/. По различным оценкам ожидается, что спектр его степенной  $h \sim (10^{-20} - 10^{-25}) / \Omega_g$  и ограничен диапазоном частот  $\Omega_g \sim 10^{-8}$  Гц и  $\Omega_g \sim 10^{11}$  Гц. Кроме реликтового гравитационно-волнового фона, крупномасштабные гравитационные уединенные волны могли генерироваться и в более позднюю эпоху ранней Вселенной, например, при распаде космических струн /4/, а на следующих этапах при коллапсе ядер галактик.

Для детектирования крупномасштабных гравитационных волн разрабатываются антенны, которые будут установлены на спутниках. Относительные изменения расстояний между спутниками в поле гравитационной волны предполагается измерять с помощью доплеровской радиолокационной техники.

Эксперименты по обнаружению гравитационных волн путем регистрации малых сдвигов тел чрезвычайно сложны. Главная проблема в их реализации - необходимость новых технологических достижений в области криогенной электроники и сверхчистых материалов, обладающих высокой добротностью к механическим колебаниям. Оптимистические прогнозы ввода в эксперимент разрабатываемых гравитационных антенн пока не оправдываются. Поэтому сейчас следует признать, что наиболее перспективный метод обнаружения гравитационных волн, в особенности крупномасштабных, могут дать радиоастрономические измерения вариаций периодов пульсаров из-за запаздывания электромагнитных сигналов в поле гравитационной волны.

Ниже будут рассмотрены новые возможности индикации по смещению максимума в частотном спектре излучения релятивистских электронов, находящихся в поле гравитационной волны. Гравитационной антенной в этом случае может быть циклический электронный ускоритель, оборудованный оптическими каналами для наблюдения синхротронного свечения. Электронные пучки, выведенные из линейного или циклического ускорителя в ондулятор, также генерируют электромагнитное излучение, спектр которого чувствителен к гравитационным волнам. В некоторых случаях возможно в поле гравитационной волны черенков-

кое свечение релятивистских электронов.

Современные ускорители способны детектировать амплитуды гравитационных волн  $f \sim 10^{-12} - 10^{-13}$ , что вполне достаточно для обнаружения гравитационных шумов Вселенной или крупномасштабных уединенных волн. Точная временная синхронизация оптических каналов нескольких ускорителей, разнесенных на межконтинентальные расстояния, позволит по времени запаздывания смещений в частотных спектрах определить направление прихода гравитационной волны, а также скорость распространения.

Максимум в спектре синхротронного излучения и наибольшая частота черенковского излучения попадают в жесткий рентгеновский диапазон. Практически хорошее частотное разрешение получается в более длинноволновой области спектра. Поэтому перспективно оборудование оптических каналов ускорителей ондуляторами. Излучение этого вида попадает в область жесткого ультрафиолета.

Релятивистские электроны чрезвычайно больших энергий имеются в Галактике и дискретных источниках. Взаимодействие их с гравитационными волнами может проявляться в ряде эффектов, доступных наблюдению. По-видимому, некоторые виды переменности радиоизлучения галактических и внегалактических источников относятся к их числу. Используя экспериментальные данные о временных вариациях спектров радиоизлучения, сделаны оценки амплитуд и периодов крупномасштабных гравитационных волн во Вселенной.

### I. Излучение ультрарелятивистских частиц - индикатор гравитационных волн

В теории гравитации геометрия пространства описывается метрическим тензором  $g_{\mu\nu}$ , определяемым через инвариантный интервал

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (I.1)$$

В линеаризованной теории тяготения, в приближении слабого поля, метрику пространства можно представить в виде /5/

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (I.2)$$

где  $\eta_{\mu\nu}$  - метрика евклидова пространства и  $|h_{\mu\nu}| \ll 1$  - возмущенные метрики.

В свободном пространстве, когда нет сосредоточенных масс, возмущение метрики описывается волновым уравнением

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu\nu} = 0 \quad (I.3)$$

и его решением являются плоские гравитационные волны, распространяющиеся со скоростью света  $c$ . В ОТО гравитационные волны - поперечные волны, они имеют две независимые поляризации:  $h_{11} = -h_{22}$

и  $h_{12} = h_{21}$ . Элементарная мода индуцированных волной колебаний - квадрупольная, и каждая поляризация гравитационной волны влияет на метрику пространства сразу в двух направлениях.

Рассмотрим гравитационную волну, распространяющуюся в  $z$  направлении. Тогда метрический тензор имеет вид

$$g_{\mu\nu} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1+h & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1-h & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix} \quad (I.4)$$

В пространстве  $g_{\mu\nu}$  скорость распространения электромагнитных волн получим из (I.1), положив  $ds^2 = 0$ . Это будет фазовая скорость электромагнитных волн:

$$\frac{dx}{dt} = v_{\phi x} = c \left( 1 + \frac{1}{2} h \right), \quad \frac{dy}{dt} = v_{\phi y} = c \left( 1 - \frac{1}{2} h \right). \quad (I.5)$$

В электродинамике фазовая скорость определяется показателем преломления среды  $n$  и равна  $v_{\phi} = \frac{c}{n}$ . Чтобы воспользоваться

Формулами электродинамики для расчета излучения в поле гравитационной волны, удобно ввести показатель преломления пространства, обусловленный гравитацией /6/. Пространство  $g_{\mu\nu}$  будем иметь анизотропный показатель преломления с главными осями

$$n_x = 1 - \frac{1}{2} h, \quad n_y = 1 + \frac{1}{2} h, \quad n_z = 1. \quad (I.6)$$

Характер излучения электрических зарядов, движущихся с релятивистскими скоростями, во многом определяется величиной фазовой скорости распространения электромагнитных волн. Влияние метрики пространства на излучение можно видеть из потенциалов Лиенара-Вихерта:

$$\vec{A} = \left[ \frac{e \vec{v}}{c \left( r - \frac{n}{c} \vec{r} \cdot \vec{v} \right)} \right]_{t - \frac{v}{c} n}, \quad \varphi = \left[ \frac{e}{n^2 \left( r - \frac{n}{c} \vec{r} \cdot \vec{v} \right)} \right]_{t - \frac{v}{c} n}, \quad (I.7)$$

где  $\vec{v}$  и  $\vec{r}$  - скорость и радиус-вектор электрона.

Рассмотрим излучение релятивистского электрона в направлении оси  $x$ , вдоль которой примем гравитационное возмущение  $h = h_0 \cos \omega t$  и показатель преломления пространства определен (I.6). Знаменатель в (I.7) представим в виде

$$r \left( 1 - \frac{v}{c} n \cos \theta \right) \approx \frac{1}{2} r \left[ \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2 + \theta^2 + h \right]. \quad (I.8)$$

Из (I.8) следует, что гравитационные волны окажут влияние на излучение релятивистского электрона, если  $|h| \sim (mc^2/E)^2$ . Его излучение направлено главным образом вперед и сосредоточено в пределах угла  $\theta \sim \frac{mc^2}{E} \left( 1 + h \left( E/mc^2 \right)^2 \right)^{-1/2}$ . Спектр синхротронного излучения при слабых возмущениях  $(mc^2/E)^2 > |h|$  может быть получен аналогично /7/ из спектра излучения в вакууме  $n = 1$  заменой  $mc^2/E$  на  $(mc^2/E) \left( 1 + h \left( E/mc^2 \right)^2 \right)^{-1/2}$  в формулах, где это выражение появилось из-за величины предельного угла (I.8):

$$P_n(\nu) = \sqrt{3} \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} \left[ 1 + h \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \frac{\nu}{\nu_{ch}} \int_{\nu/\nu_{ch}}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta,$$

$$\gamma_{c,h} = \gamma_c \left[ 1 + \hbar \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (I.9)$$

$$\gamma_c = \frac{3eH_{\perp}}{4\pi mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 = \frac{3}{2} \gamma_{He} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2.$$

Мощность излучения  $P_h(\gamma)$  изменяется по сравнению с мощностью в вакууме на величину

$$\frac{\Delta P(\gamma)}{P(\gamma)} = 1 - \left[ 1 + \hbar \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (I.10)$$

Частота максимума в спектре сдвигается на величину

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_c} = \frac{\nu_c - \nu_{c,h}}{\nu_c} = 1 - \left[ 1 + \hbar \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (I.11)$$

в область низких частот при  $\hbar > 0$  и в область высоких частот при  $\hbar < 0$ .

Если  $|\hbar| > \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2$  и  $\hbar < 0$ , то излучение релятивистского электрона максимально на черенковском конусе  $\cos \theta \approx 1 + \frac{1}{2} \hbar$  и подавляется при  $\hbar > 0$ . Случай  $\hbar > 0$  и  $n < 1$  аналогичен излучению в плазме.

Современные мощные ускорители производят релятивистские электроны высоких энергий. Параметры некоторых ускорителей приведены в табл. I.I. В циклических ускорителях (синхротроны и фазотроны) имеются оптические каналы для наблюдения синхротронного излучения. Эксперименты с электронными пучками показали, что синхротронное излучение в ускорителе происходит некогерентно и его спектр по форме соответствует спектру одиночного электрона /8/. Для мощных ускорителей спектр синхротронного свечения попадает в жесткий рентгеновский диапазон  $\lambda_{max} \sim 0,01 \text{ \AA}$  ( $\lambda_{max} \sim 2\pi R (mc^2/E)^3$ ), где  $R$  — диаметр ускорительного кольца). В /9/ исследовались в рентгеновском диапазоне спектры синхротронного излучения релятивистских электронов с энергиями до 6,3 ГэВ (синхротрон ДЭСИ(ФРГ)), и получено хорошее согласие их с рассчитанными в классическом приближении



без учета квантового характера излучения. Влияние квантовых эффектов на распределение интенсивности возможно при энергиях  $E_{1/2} = mc^2(mcR/\hbar) \sim 10^{12}$  эВ / 8/.

Таблица I.I

Ускорители

Вид ускорителя	Место расположения	Максимальная энергия ГэВ	Размер установки м	Ссылка
Синхротрон	Ереван	6,1	69	/5/
Синхротрон	Гамбург (ФРГ)	7,5	101	/5/
Синхротрон	Корнэл (США)	12,2	250	/5/
Фазотрон	Ленинград	1	6,9	/5/
Циклический	Фукуба (Япония)	25,5		Газета Провла 01.11.86 (№ 350)
Линейный	Харьков	1,8	240	/5/
Линейный	Станфорд (США)	22,3	3050	/5/

При прохождении плоской гравитационной волны в направлении оси ускорительного кольца за период  $T = 2\pi/\Omega$  наибольшие смещения частоты максимума в спектре синхротронного излучения достигнут величины  $\Delta\nu/\nu_c = 3\hbar (E/mc^2)^2$ . При разрешении измерительного прибора  $\Delta\nu/\nu_c \sim 0,1$  обнаружимая амплитуда гравитационной волны равна

$$\hbar = 0,03 \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2. \quad (I.I2)$$

Если вывести релятивистские электроны из ускорителя в ондулятор, то они будут генерировать излучение, формирование которого также зависит от фазовой скорости света, поэтому его можно использовать для индикации гравитационных волн. При малых возмущениях  $(mc^2/E)^2 > |\hbar|$  излучение направлено главным образом вперед в пределах угла  $\theta \sim \frac{mc^2}{E} (1 + \hbar (E/mc^2)^2)^{1/2}$ , а при  $\hbar > (mc^2/E)$  оно сосредоточено на черенковском конусе  $\cos\theta = c/vn$ . Общее выражение для энергии излучения в ондуляторе с учетом показателя преломления среды получены в /10/. Используя формулу (6.66), из этой работы получим, что при прохождении гравитационной волны через ондулятор изменение полной излучаемой энергии

$$\frac{U(\hbar < 0) - U(\hbar > 0)}{U(\hbar = 0)} = \frac{4|\hbar| (E/mc^2)^2}{(1 - \hbar^2 (E/mc^2)^4)^2} \quad (\text{I.13})$$

Поскольку  $\hbar \ll 1$ ,  $\cos \theta \approx 1$ , и частота ондуляторного излучения равна

$$\omega_{\hbar}(0) \approx 2\omega \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \left( 1 + \hbar \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right)^{-1}, \quad (\text{I.14})$$

где  $\omega$  - частота внешнего электрического поля, приложенного к ондулятору. Если взять длину волны электрического поля  $\lambda = 10$  см, то максимум ондуляторного излучения приходится на  $\lambda_{\hbar}(0) \approx 10 \text{ \AA}$  при  $E/mc^2 = 10^4$ , т.е. попадает в диапазон мягкого рентгена.

Прохождение гравитационной волны через ондулятор приводит к смещению частоты излучения на величину

$$\frac{\omega(\hbar < 0) - \omega(\hbar > 0)}{\omega(\hbar = 0)} = \frac{2|\hbar| \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2}{1 - \hbar^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^4} \quad (\text{I.15})$$

При малых возмущения обнаружимая амплитуда гравитационной волны может быть порядка  $\hbar \approx 10^{-2} (mc^2/E)^2$ .

С точки зрения обнаружения гравитационных волн особенно интересен случай  $n > 1$ , поскольку возможны измерения в широком диапазоне частот. При  $\hbar < 0$  и  $|\hbar| > (mc^2/E)^2$  выполняется условие  $\cos \theta \approx c/vn < 1$  и возможна генерация излучения Вавилова-Черенкова движущимся электрическим зарядом. Пороговая энергия релятивистского электрона, найденная из условия  $\frac{v}{c} \left( 1 + \frac{1}{2} \hbar \right) = 1$ , равна  $E_T = mc^2 \hbar^{-1/2}$ . Таким образом, излучение может быть индикатором, если амплитуда гравитационной волны равна  $\hbar \geq (mc^2/E_T)^2$ . Энергия черенковского излучения на пути  $L$  равна

$$U = \frac{e^2}{2c^2} \left( 1 - \frac{c^2}{v^2 n^2} \right) \omega_m^2 L \approx \frac{e^2}{2c^2} \hbar L \omega_m^2 \quad (\text{I.16})$$

Максимальная частота в спектре излучения  $\omega_m$  не ограничивается показателем преломления среды и ее можно оценить из условия  $U < E$  ;

$$\omega_m^2 < \frac{2c^2}{e^2} \frac{E}{HL} = \frac{2c^2}{e^2} \frac{E}{L} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \quad (I.I7)$$

Принимая  $L = 10^4$  см и  $E = 5$  ГэВ, имеем  $\lambda_{\min} \sim 0,02 \text{ \AA}$ , т.е. основная энергия черенковского излучения релятивистского электрона попадает в диапазон жесткого рентгена.

Проведенное рассмотрение показывает, что при энергиях, достигнутых на современных ускорителях возможно обнаружение гравитационных волн с амплитудой  $h \sim 10^{-2} \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2$  или  $h \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ . Существуют проекты электронных ускорителей на энергии 100-150 ГэВ, поэтому можно надеяться на уменьшение порога обнаружения до  $h \sim 10^{-13}$ .

Рассмотренные выше возможности индикации гравитационных волн пригодны для любых частот, в том числе и для сверхнизких. Излучение релятивистских частиц является абсолютной системой отсчета для гравитационных излучений. Если следует идти традиционным путем для поиска гравитационных излучений от компактных объектов, то фоновые гравитационные поля, гравитационные шумы Вселенной могут быть обнаружены по изменению излучений релятивистских частиц в ускорителях. Релятивистские электроны чрезвычайно больших энергий ( $\sim 10^{20}$  эВ) имеются в Галактике и дискретных источниках. Влияние гравитационных волн на их излучение рассмотрено в следующем разделе.

## 2. Синхротронные источники космического радиоизлучения - индикаторы гравитационных волн во Вселенной

Твердо установлено, что нетепловое радиоизлучение космических дискретных источников представляет собой магнитотормозное или синхротронное излучение релятивистских электронов в магнитных полях внутри объекта. В большинстве случаев можно считать распределение электронов однородным и изотропным, а их энергетический

спектр в достаточно широком интервале энергий представить степенной функцией

$$N(E)dE = K_e E^{-\gamma} dE, \quad (2.1)$$

где  $N(E)dE$  - число электронов в единице объема, имеющих энергии в интервале  $E, E+dE$ . При хаотичной ориентации магнитного поля вдоль луча зрения интенсивность излучения равна  $/I0/$

$$I_\gamma(\hbar=0) = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) L K_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\gamma} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{Эрг}{\text{см}^2 \cdot \Gamma_{\text{ц.ср.с}}} \quad (2.2)$$

Чтобы получить выражение для интенсивности излучения системы релятивистских электронов (2.1) в поле гравитационной волны, воспользуемся приближенным способом, аналогичным  $/I0/$ . Для этого вычислим полную мощность излучения релятивистского электрона, проинтегрировав по частоте выражение (1.9). Воспользуемся соотношением (10.118) из /8/:

$$\int_0^\infty y dy \int_0^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta = \frac{8\pi}{9\sqrt{3}} \quad (2.3)$$

Полная мощность излучения релятивистского электрона равна

$$P_0(\hbar) = \frac{2}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right) c H_1^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \left[ 1 + 2\hbar \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{-2} = \frac{P_0(\hbar=0)}{\left[ 1 + 2\hbar \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^2} \quad (2.4)$$

Будем считать, что все излучение электрона происходит на частоте, соответствующей максимуму в спектре

$$\gamma_m = 0,29 \gamma_{c, h} . \quad (2.5)$$

Тогда энергию электрона можно выразить через частоту  $\gamma_m$  :

$$\frac{E}{mc^2} = \sqrt{2,3 \frac{\gamma_m}{\gamma_{He}} \left(1 + 3,48 \frac{\gamma_m}{\gamma_{He}} h\right)} . \quad (2.6)$$

Интенсивность излучения системы релятивистских электронов в поле слабой гравитационной волны равна

$$\begin{aligned} I_\gamma(h) d\gamma &= \frac{L}{4\pi} P_0(h) K_e E^{-\gamma} dE = \\ &= 1,35 \cdot 10^{-22} a'(\gamma) L K_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\gamma} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \left( 1 - (1,74\gamma + 0,5) \frac{\gamma}{\gamma_{He}} h \right) . \end{aligned} \quad (2.7)$$

Численные коэффициенты  $a(\gamma)$  и  $a'(\gamma)$  незначительно отличаются, они приведены в /10/.

В /12/ дана приближенная формула (I2.8) для представления функции вида (I.9). Воспользовавшись ею можно показать, что при малых  $h$

$$\left[ 1 + h \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \frac{\gamma}{\gamma_{c, h}} \int_{\gamma/\gamma_{c, h}}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta \approx e^{-2h \frac{\gamma}{\gamma_{He}}} \frac{\gamma}{\gamma_c} \int_{\gamma/\gamma_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta . \quad (2.8)$$

Тогда интенсивность излучения системы релятивистских электронов записывается в виде

$$I_\gamma(h) = 1,35 \cdot 10^{-22} a(\gamma) L K_e H^{\frac{\gamma+1}{2}} \left( \frac{6,26 \cdot 10^{18}}{\gamma} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \left( 1 - 2h \frac{\gamma}{\gamma_{He}} \right) . \quad (2.9)$$

Приближенные выражения (2.7) и (2.9) имеют одинаковую частотную зависимость и отличаются в 2-3 раза величиной численного коэффициента при  $\dot{h}$ . Выше для простоты предполагалось, что излучательная способность релятивистских электронов и амплитуда гравитационной волны не изменяется вдоль луча зрения в пределах источника. Если плоская гравитационная волна распространяется под углом к лучу зрения, то  $\dot{h}$  представляет собой проекцию амплитуды на картинную плоскость источника. С учетом поляризации плоскую гравитационную волну запишем в виде

$$\dot{h} = \dot{h}_0 \cos 2\varphi \cos(\Omega_g t + \kappa_g l), \quad (2.10)$$

где  $\varphi$  - азимутальный угол в картинной плоскости источника:  $\varphi = 0$ ,  $\dot{h}_{xx} = \dot{h}_0$  и  $\varphi = \pi/2$   $\dot{h}_{yy} = -\dot{h}_0$ .

В общем виде гравитационный множитель в выражении для интенсивности равен

$$1 + 2 \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_{не}} \dot{h}_0 \cos 2\varphi \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda_g}}{\frac{\pi L}{\Lambda_g}} \cos\left(\Omega_g t + \frac{\pi L}{\Lambda_g}\right).$$

Случай  $\pi L / \Lambda_g \ll 1$  представлен в (2.9) и соответствует максимальному отклику дискретного источника на гравитационную волну. В поле гравитационной волны длиной  $\Lambda_g$  отклик по интенсивности будут давать источники с размером  $L < \Lambda_g$ . Таким образом, синхротронные туманности подобны фильтру пространственных частот.

В радиоастрономии измеряется большей частью плотность потока излучения источника  $S_\nu = \int_{\theta} I_\nu d\theta$ , где  $\theta$  - телесный угол источника. Представим (2.7) в виде

$$I_\nu = I(\nu_0) \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\frac{\delta-1}{2}} - (1,74\delta + 0,5) \dot{h}_0 \cos \Omega_g t \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\frac{\delta-3}{2}} \left(\frac{\nu_0}{\nu_{не}}\right) I(\nu_0) \cos 2\varphi, \quad (2.11)$$

где  $I(\nu_0)$  - интенсивность на частоте  $\nu_0$ , соответствующей нижней

границе степенного спектра. Тогда плотность потока равна

$$S_{\gamma} = S(\gamma_0) \left( \frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{-\frac{\gamma-1}{2}} - B(\gamma_0) \left( \frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{-\frac{\gamma-3}{2}} \left( \frac{\gamma}{\gamma_{He}} \right) h_0 \cos \Omega_g t \quad (2.12)$$

или

$$S_{\gamma} = S(\gamma_0) \left( \frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{-\frac{\gamma-1}{2}} \left[ 1 - A(\gamma_0) \frac{\gamma}{\gamma_{He}} h_0 \cos \Omega_g t \right], \quad (2.13)$$

где

$$B(\gamma_0) = (1,74\gamma + 0,5) \int_{\theta}^{\theta} I(\gamma_0) \cos 2\varphi d\theta, \quad (2.14)$$

$$A(\gamma_0) = (1,74\gamma + 0,5) \frac{\int_{\theta}^{\theta} I(\gamma_0) \cos 2\varphi d\theta}{\int_{\theta}^{\theta} I(\gamma_0) d\theta}. \quad (2.15)$$

Из (2.14) и (2.15) следует, что синхротронный источник с круговой симметрией в картинной плоскости при однородном распределении излучательной способности не дает отклика на плоскую гравитационную волну. Однако практически такой случай мало вероятен, т.к. излучательная способность среды неоднородна из-за распределения магнитного поля или областей инжекции. Но даже в этом случае можно измерять распределение яркости по источнику с помощью, например, ножевой диаграммы антенны, и тогда в телесном угле диаграммы  $B(\gamma_0) \neq 0$ .

В излучении синхротронных источников в поле гравитационной волны появляется переменность, увеличивающаяся пропорционально частоте. Только при  $\gamma = 3$  спектр источника не изменяется. Согласно (2.13), максимальное изменение потока равно

$$\frac{\Delta S_{\gamma}}{S_{\gamma}} = \frac{S_{\gamma}(t_1) - S_{\gamma}(t_2)}{S_{\gamma}(h=0)} = 2A(\gamma_0) \frac{\gamma}{\gamma_{He}} h_0. \quad (2.16)$$

В первом приближении можно считать  $A(\gamma_0) \approx 1$ , и тогда из (2.16) имеем для оценки амплитуды гравитационной волны простое выражение

$$h_0 \approx \frac{\gamma_{ne}}{\gamma} \frac{\Delta S_\gamma}{2S_\gamma} \quad (2.17)$$

Для источников со степенным спектром излучения спектральной индекс равен  $\alpha = -\gamma(d \lg S_\gamma / d\gamma)$ . Применяя это определение к спектру (2.13), получаем по данным об изменении спектра во времени еще одну оценку

$$h_0 \approx \frac{\gamma_{ne}}{\cos \Omega_g t_1 - \cos \Omega_g t_2} \frac{d}{d\gamma} \ln \frac{S_\gamma(t_1)}{S_\gamma(t_2)} \quad (2.18)$$

Рассмотрим несколько примеров переменности излучения галактических и внегалактических дискретных источников. Переменность — сложное явление и, естественно, не может сводиться только к вышеизложенному. Тем не менее, по имеющимся данным радиоастрономических наблюдений могут быть сделаны некоторые оценки гравитационных полей. Среди галактических источников синхротронным механизмом излучают остатки сверхновых звезд. В Галактике обнаружено около 150 таких объектов, имеющих диаметр от 3 до 40 парсек, и по изменению их интегрального потока могли бы изучаться гравитационные волны в диапазоне частот  $\Omega_g = 2 \cdot 10^{-8} - 4 \cdot 10^{-9} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}$ . В остатках сверхновых по яркости выделяются отдельные конденсации, излучающие также нетепловой спектр, их изучение, особенно в старых объектах, могло бы дать информацию об  $\Omega_g \sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}$ . Таким образом, излучение остатков сверхновых может являться уникальным индикатором гравитационных шумов во Вселенной на ультранизких частотах.

Крабоидная туманность. В радио и оптике туманность представляет собой вытянутый сфероид с размерами  $3 \times 4$  пс, в рентгене и гамма лучах ее размер около 1 пс. Ее излучение синхротронное во всем диапазоне частот от радиос ( $10^7$  Гц) до рентгена и гамма ( $10^{23}$  Гц). В спектре гравитационного шума частоты  $\Omega_g < 10^{-8}$  Гц могли бы эффективно менять  $\gamma$  — излучение туманности. Наблюдения за излучением в оптике, рентгене и гамма не обнаруживают переменности. Прием верхней границу изменения потока  $\gamma$  — излучения  $\Delta S_\gamma / 2S_\gamma < 0,1$ ,



тогда при  $\nu_{\text{не}} = 10^3$  Гц получим  $h_0 < 10^{-20}$ . Отсюда для спектра гравитационного фонового излучения Вселенной имеем следующее выражение

$$h < 10^{-28} / \Omega_g. \quad (2.19)$$

Таким образом, амплитуды гравитационного фонового излучения должны быть в  $10^8-10^3$  раз меньше, чем ожидаемые в теории.

Кассиопея-А. Переменность радиоизлучения обнаружена у молодых остатков сверхновых, особенно детально она исследована у Кассиопеи-А. Источник представляет собой почти сферическую оболочку, толщиной 0,4 пс, с наружным диаметром 4 пс. В результате 20-летних абсолютных измерений распределения энергии по спектру излучения было получено, что наряду с вековыми изменениями потоков и спектра в целом наблюдались квазипериодические колебания спектрального индекса на частотах сантиметрового и дециметрового диапазона /11/. Анализ всех экспериментальных данных, начиная с 1953 г., приведенных к точной абсолютной радиоастрономической шкале /12/, показал, что колебания спектрального индекса аппроксимируются затухающей периодической зависимостью с 6-летним периодом

$$\alpha_{\sim}(t) = -0,00227t \cos(60t)^\circ, \quad (2.20)$$

где  $t = 0$  на эпоху 1961.8,  $t$  в годах.

Делалась попытка объяснить колебания переменности инжекции релятивистских электронов в оболочку. Однако источник инжекции которым мог быть только вращающийся или прецессирующий компактный объект, не обнаружен. Кроме того, при непрерывной инжекции должна бы возрастать интенсивность радиоизлучения гало вокруг источника, чего тоже не наблюдается.

Не отвергая возможность переменной инжекции, рассмотрим колебания спектра с точки зрения излучения релятивистских электронов в гравитационном поле. Представим, что через оболочку остатка сверхновой проходит цуг гравитационных волн, имеющих период  $T_g = 6$  лет, создающий с периодом наблюдаемых изменений спектрального индекса. Источник имеет тонкую оболочку ( $\Delta R / R = 0,2$ ) и при его размерах диаметрально противоположные части оболочки оказываются в поле

гравитационной волны одного знака. Соотношения (2.18) и (2.20) позволяют оценить амплитуду гравитационной волны, распространяющейся через источник на эпохи до  $t_0 = 1981.8$ :

$$h_0(t) \sim \frac{\dot{\nu}_{ne}}{\dot{\nu}_*} 0,00227t \quad (t \text{ в годах}). \quad (2.21)$$

Заметим, что данные радиоастрономических измерений заполняют лишь 4 периода колебаний. В оболочке Кассиопеи-А  $M = 7 \cdot 10^{-4}$  Гс и  $\dot{\nu}_{ne} = 2 \cdot 10^3$  Гц, спектр радиоизлучения измерялся до  $\dot{\nu}_* = 10$  ГГц, тогда  $h_0 \approx 4 \cdot 10^{-10}$  и  $h_{max} = 10^{-8}$ .

Таким образом, наблюдаемый эффект мог найти объяснение, если во Вселенной существуют дуги гравитационных волн с амплитудой  $h \sim 10^{-8} - 10^{-10}$  и длиной волны  $\Lambda_g \approx 5 \cdot 10^{18}$  см.

Внегалактические источники. Переменность излучения наблюдается у компактных объектов: квазаров (3С273, 3С279, 3С345, 3С454, 3 и т.д.) и ядер галактик (3С84, 3С120). По амплитуде и временным масштабам она одинакова для этих классов источников. На высоких частотах (больших  $\Gamma$  Гц) амплитуда растет в сторону коротких волн, наблюдается переменность в инфракрасном и оптическом диапазонах. Переменность излучения внегалактических источников - сложное явление. Её обычно связывают с взрывной активностью ядер галактик и квазаров, она частично коррелирует с изменением структуры этих источников.

Среди многих форм изменения интенсивности наблюдается часто повторяющиеся отдельные всплески длительностью 1-2 года, которые по-существу образуют непрерывное квазипериодическое изменение интенсивности. Примерами могут служить результаты наблюдений на волне  $\lambda = 3,8$  см источников 3С120 и 3С345 /13/ и 3С273 /14/, выполненные за период с 1969 по 1976 гг. Согласно /15/ у квазара 3С345 обнаружена периодичность в изменении потока с периодами 1600, 800 и 140 дней. Предположим, что эти изменения плотности потока вызваны воздействием гравитационных волн на излучение релятивистских электронов.

Амплитуду гравитационной волны можно оценить, используя (2.17): у квазаров 3С273 и 3С345 на  $\lambda = 3,8$  см  $\Delta S/S \sim 0,1$  и  $h_0 \sim 10^{-8}$ , у ядра галактики 3С120 на этой же волне  $\Delta S/S \sim 0,2$  и  $h_0 \sim 10^{-7} - 10^{-3}$ . В качестве источника больших мощностей радиоизлучения ядер галак-

тик и квазаров ( $\sim 10^{45}$  эрг/с) иногда рассматривается энерговыделение при падении звезд на гигантскую черную дыру. Двойная система из падающей звезды и черной дыры должна генерировать гравитационные волны, и они могли бы влиять на излучение релятивистских электронов. При  $\hbar = 10^{-8}$  и  $T_g = 1$  года мощность гравитационного излучения двойной системы составила бы  $L_g \approx 10^{45}$  эрг/с. Для этого потребовалось, чтобы черная дыра имела массу  $10^{17} M_\odot$ . Если подобные мощности и масса нереальны, то гравитационные волны, воздействующие на излучение релятивистских электронов в компактных объектах, должны иметь космологическое происхождение.

Таким образом, быстрая переменность излучения внегалактических источников на высоких частотах также могла бы объясняться прохождением лучей гравитационных волн, имеющих амплитуду  $\hbar \sim 10^{-7} - 10^{-8}$  и длину волны  $\lambda_g \sim 10^{18}$  см.

Отметим еще один эффект, который должен сопутствовать переменности излучения дискретного источника, вызванной прохождением через него гравитационной волны, — эффект черенковского свечения релятивистских электронов в гравитационной волне в области  $\hbar < 0$ . При  $\hbar_0 = 10^{-8}$  пороговая энергия релятивистских электронов должна быть  $E_T = 5 \cdot 10^9$  эВ. Поэтому радиоисточники типа остатков сверхновых, у которых имеются электроны с энергиями  $E > E_T$ , могут в это время светиться на частотах, превышающих спектр радиоизлучения, например в оптике и рентгене.

Подобное переменное свечение может возникать в Галактике в областях прохождения гравитационных волн.

### 3. Излучение Вавилова-Черенкова в сильных гравитационных полях

Сферически симметричное тело создает вокруг себя гравитационное поле, в котором пространственно-временной интервал в вакууме описывается метрикой Шварцшильда:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (3.1)$$

где  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  - сферические координаты, отсчитываемые из центра тела,  $G$  - гравитационная постоянная,  $M$  - масса гравитирующего тела,  $c$  - скорость света в вакууме. Скорость распространения света в поле тяготения получим, положив  $ds^2 = 0$ . Например, для радиального направления скорость света равна

$$\frac{dr}{dt} = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c \quad (3.2)$$

и представляет собой фазовую скорость электромагнитных волн

$$v_\varphi = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c < c. \quad (3.3)$$

В электродинамике фазовая скорость определяется показателем преломления среды  $n$  и равна  $v_\varphi = c/n$ . Чтобы воспользоваться формулами электродинамики для расчета излучения в поле тяготения, удобно ввести (хотя совершенно необязательно) показатель преломления пространства, обусловленный тяготением [6]. В случае (3.2) он равен

$$n = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1}. \quad (3.4)$$

В дальнейшем будем рассматривать излучение на расстояниях, превышающих гравитационный радиус  $r_g = 2GM/c^2$ . Следствием изменения фазовой скорости света вблизи Солнца являются наблюдаемые эффекты запаздывания радиолокационного сигнала, отраженного от планет, отклонения луча света. Наибольших изменений фазовых скоростей света следует ожидать в окрестности нейтронных звезд. Для нейтронных звезд с массой  $M = 1,4 M_\odot$  радиус лишь в 2-3 раза превышает гравитационный  $r_g = 4$  км. Таким образом, пространство вокруг нейтронной звезды, с точки зрения распространения электромагнитных волн, имеет показатель преломления  $n > 1$  и представляет собой анизотропную среду без дисперсии.

Характер излучения электрических зарядов, движущихся с релятивистскими скоростями, во многом определяется величиной фазовой скорости распространения электромагнитных волн. Поэтому метрика пространства должна влиять на излучение пульсаров. В [10] показано, что при  $n > 1$  условия излучения ультрарелятивистских частиц мо-

гут быть получены из потенциалов Лиенара-Вихерта:

$$\vec{A} = \left[ \frac{e \vec{v}}{c \left( r - \frac{n}{c} \vec{r} \vec{v} \right)} \right]_{t - \frac{r}{c} n}, \quad \varphi = \left[ \frac{e}{n^2 \left( r - \frac{n}{c} \vec{r} \vec{v} \right)} \right]_{t - \frac{r}{c} n}, \quad (3.5)$$

которые достигают максимальных значений при  $r - \frac{n}{c} \vec{r} \vec{v} = 0$ . (3.6)  
 В случае синхротронного механизма излучение при  $n > 1$  концентрируется не в направлении мгновенной скорости электрона  $\vec{v}$ , а в направлении черенковского конуса  $\frac{v}{c} n \cos \alpha = 1$ . Для ультрарелятивистских частиц  $\cos \alpha = 1 - 2GM/c^2 r$ . Таким образом, наблюдатель увидит за один оборот нейтронной звезды два импульса пульсара с угловым расстоянием между ними  $2\alpha$ .

Средняя форма импульсов у пульсаров класса С (PSR0525 + 21, 0834 + 06, II33 + 16 и т.д.) содержит два главных максимума, два субимпульса, разнесенных на  $4 - 11^\circ$  при ширине самого субимпульса  $1 - 4^\circ$ . Можно представить два субимпульса как излучение релятивистских электронов в направлении черенковского конуса. В этом случае синхротронное излучение должно генерироваться на высоте

$$r = r_g (1 - \cos \alpha)^{-1} \approx 2 r_g \alpha^{-2}. \quad (3.7)$$

Для пульсаров класса С она составляет  $(200-2000) r_g$ , т.е.  $50-400$  ~~200-1600~~ км над поверхностью нейтронной звезды.

У некоторых пульсаров наблюдаются интеримпульсы, угловые расстояния между главным импульсом и интеримпульсом достигает  $140 - 180^\circ$ . Например, для пульсара в Крабовидной туманности PSR 0531 + 21 равно  $145^\circ$  и не зависит от частоты в широком диапазоне частот от радио до рентгена и гамма излучения. Интересна возможность интерпретировать главный импульс и интеримпульс также как излучение ультрарелятивистских электронов в направлении черенковского конуса:  $2\alpha = 145^\circ$ . В общем случае для фазовой скорости электромагнитных волн, излучаемых из области полярной шапки ( $\theta = 90^\circ$  и  $d\theta = 0$ ), имеем из (3.1)

$$v_{\phi}(\alpha) = c \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) \left(1 - \sin^2 \alpha \frac{r_g}{r}\right)^{-1/2} \quad (3.8)$$

и условие излучения

$$\cos \alpha = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) \left(1 - \sin^2 \alpha \frac{r_g}{r}\right)^{-1/2} \quad (3.9)$$

может выполняться только для  $r = 1,09 r_g$ .

Радиусы, близкие к гравитационному, могут быть только у массивных нейтронных звезд. В некоторых моделях максимальная масса нейтронных звезд может достигать  $M_{\max} = 2,7 M_{\odot}$  /16/. Для сохранения известной энергетике Крабовидной туманности нужно, чтобы изменение кинетической энергии вращающейся звезды  $I \Omega \dot{\Omega}$  ( $I, \Omega$  - момент инерции и скорость вращения пульсара) остались как для нейтронной звезды с массой  $M = 1,4 M_{\odot}$ , т.е. момент инерции также должен быть равным  $I = 10^{45}$  г.см<sup>2</sup>. Поскольку в нашем случае  $I \approx 2/5 M (2GM/c^2)^2 = 10^{45}$  г. см<sup>2</sup>, то масса нейтронной звезды получилась  $M = 2,43 M_{\odot}$  и  $r_g = 7,14$  км. Магнитное поле на поверхности такой звезды достигает предельно больших значений  $B_0 = (3Ic^3 \dot{\Omega} / 8\pi^2 r_g^6)^{1/2} = 4,3 \cdot 10^{13}$  Гс. Полученные параметры массивной нейтронной звезды не нарушают сложившихся представлений о пульсарах. Следовательно, интеримпульсы могут наблюдаться у пульсаров с массивными нейтронными звездами  $M \sim 2,5 M_{\odot}$ . Кроме того, субимпульсы и интеримпульсы имеют одинаковую природу как излучение ультрарелятивистских частиц в гравитационном поле нейтронных звезд.

Рассмотренные выше особенности формы импульсов находят объяснение, если синхротронное излучение формируется в области сильного гравитационного поля, где  $v_{\phi} < c$ . В этих областях  $\cos \alpha = \frac{1}{\beta n} < 1$  и ультрарелятивистские электроны могут генерировать излучение Вавилова-Черенкова. На пороге эффекта  $\alpha_0 = 0$ , что соответствует нижней границе энергии движущегося заряда:

$$E_0 \geq mc^2 \left[ \left(1 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] = 511 \left[ \left(1 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \text{кэВ} \quad (3.10)$$

Спектральная плотность энергии излучения релятивистского электрона в телесном угле  $d\Omega$  за время  $2T$ , в течение которого частица проходит область, в которой формируется излучение,  $r_2 - r_1 = 2T\beta c$ , равна /17/

$$\frac{d\omega(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2}{c} \beta^2 \sin^2 \alpha \left| \frac{\omega T \sin [\omega T (1 - n\beta \cos \alpha)]}{\omega T (1 - n\beta \cos \alpha)} \right|^2. \quad (3.11)$$

Предельную частоту, ограничивающую спектр, найдем из общего условия излучения, учитывающего квантовые эффекты /10/, которое удобно записать в виде

$$\omega = \frac{E}{mc^2} \frac{2mc^2}{\hbar} \frac{\left[1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2\right]^{1/2} n \cos \alpha - 1}{n^2 - 1}. \quad (3.12)$$

Для пульсаров класса С на пороге генерации из (3.12) имеем  $\omega = 1,23 \cdot 10^{20} (E/mc^2) \left(1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2\right)^{1/2} \Gamma_{\text{ц}}$ . У пульсара в Крабовидной туманности  $\omega \approx 4 \cdot 10^{18} \frac{E}{mc^2} \Gamma_{\text{ц}}$ , и поскольку наблюдается жесткое  $\gamma$ -излучение ( $\omega \sim 10^{24}$  Гц), то энергия релятивистских электронов должна превосходить  $10^{10}$  эВ.

При описании излучения системы частиц принимается степенной закон для функции распределения релятивистских электронов по энергиям /10/:

$$dN(E > E_0) = K_e E^{-\gamma} dE. \quad (3.13)$$

Тогда спектр излучения Вавилова-Черенкова в телесном угле  $d\Omega$  (3.11) также будет описываться степенной функцией вида  $\omega^{-\gamma+3}$

Наблюдаемый в рентгеновском и гамма диапазонах спектр пульсара PSR 0531+21 представлен степенной функцией вида  $\omega^{-1,2}$  и, следовательно, показатель энергетического спектра в (3.13) равен  $\gamma = 4,2$ .

Выше были рассмотрены пульсары, имеющие двойную форму импульса. По-видимому, влияние гравитационного поля нейтронной звезды на синхротронное излучение имеет место и для пульсаров с простой фор-

мой импульса. Известно, что средняя ширина импульса составляет  $9^\circ$ , в то время как ширина полярной шапки пульсара всего около  $1^\circ$ . Ширина импульса может быть следствием изменения фазовой скорости света на длине формирования излучения, что приводит к размытию черенковского конуса.

Излучение Вавилова-Черенкова в гравитационном поле чрезвычайно интересно и как самостоятельный эффект. Оно вполне соответствует общей схеме квантового расчета на основе законов сохранения энергии и импульса. Интересна классическая интерпретация эффекта как интерференции волн, излучаемых средой при поляризации среды движущимся зарядом. Роль среды в гравитационном поле выполняет физический вакуум, поляризуемый при сверхсветовом движении электрона. Излучение Вавилова-Черенкова в среде не может генерироваться в рентгеновском и гамма диапазонах ( $n = 1$ ), в то время как в гравитационном поле таких частотных ограничений нет.

#### Л и т е р а т у р а

1. Taylor J.H., Fowler L.A., McCulloch P.M. - *Nature*, 1979, 277, p.437.
2. Weber J. - *Phys.Rev.Lett.*, 1968, 20, p.1307.
3. Гришук Л.П. УФН. - Т. 132, № 2. - 388, 1980.
4. Burden C.J. - *Phys.Rev.Lett.*, 1985, 164, N4-6, p.277.
5. Мазнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т.2. - М.: Мир, 1977.
6. Боулер М. Гравитация и относительность. - М.: Мир, 1979.
7. Пахольчик А. Радиоастрофизика. - М.: Мир, 1973.
8. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. - М.: Наука, 1983.
9. Bathow G., Freytag E., Haenschel R. - *J.Appl.Phys.*, 1966, v.37, p.3449.



10. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. - М.: Наука, 1981.
11. Барабанов А.П., Иванов В.П., Станкевич К.С., Столяров С.П. - А.ж. 1986, Т.63, № 5. - С. 926.
12. Иванов В.П., Станкевич К.С. - Изв.вузов. Радиофизика. 1986, Т. 29, № I, с . 3-28.
13. Cchen M.H., Kellermann K.I., Shaffer D.B., Linfield R.P., Moffet A.T., Romney J.D., Seielstad G.A., Pauliny-Toth I.I.K., Preuss E., Witzel A., Schilizzi R.T., Geldzahler B.J. - Nature, 1977, 268, 405,
14. Shaffer D.B., Kellermann K.I., Purcell G.H., Pauliny-Toth I.I.K., Preuss E., Witzel E., Graham D., Schilizzi R.T., Cohen M.H., Moffet A.T., Romney J.D., Niell A.E. - Astrophys.J., 1977, 218, p.353.
15. Barbieri C., Romano G., Segero di S., Zambon M. - Nature, 1977, 268, p.318.
16. Надежин Д.К. Нейтронные звезды. - В кн.: Физика космоса. - М.: Советская энциклопедия, 1986.
17. Джексон Дж. Классическая электродинамика. - М.: Мир, 1965.

Дата поступления статьи  
21 апреля 1987 г.

## О г л а в л е н и е

В в е д е н и е . . . . .	3
1. Излучение ультрарелятивистских частиц - индикатор гравитационных волн . . . . .	5
2. Синхротронные источники космического радиоизлучения - индикаторы гравитационных волн во Вселенной . . . . .	II
3. Излучение Вавилова-Черенкова в сильных гравитационных полях	19
Л и т е р а т у р а . . . . .	24