

Ю. П. Вербин, Г. Н. Крылов

ОБ ЭФФЕКТЕ ХАББЛА

1. Если во Вселенной суммарная масса вещества постоянна и Вселенная расширяется, то средняя плотность вещества Вселенной должна убывать с течением времени, что пока не подтверждается опытом. Постоянство суммарной массы вещества Вселенной положено в основу теорий Эйнштейна, де Ситтера и Фридмана. Согласно теории Фридмана, границы Вселенной могут расширяться или сужаться в зависимости от средней плотности вещества. Позже однородность и изотропность Вселенной утверждались и Хабблом, однако встречаются публикации, в которых это открытие приписывается ему [1]. Теперь о втором «открытии» Хаббла.

И до работ Хаббла было известно, что линии спектров всех удаленных звездных систем смещены в «красную» сторону, т.е. в сторону больших длин волн, но именно он связал результаты своих наблюдений с релятивистским доплеровским смещением частоты. Следующий шаг: эффект Доплера может быть индикатором скорости движения удаленных от нас звездных систем, если мы имеем возможность сравнивать фотографии их спектров с эталонными. В книге О. П. Спиридонова есть любопытная фраза: «Это однозначно свидетельствует о том, что все звезды удаляются от нашей Галактики» (курсив наш. – Ю. В., Г. К.) [1, с. 145]. Так как смещение линий спектра для наиболее слабых по свечению Галактик (наиболее удаленных от нас) возрастает, то Хаббл сделал принципиальный вывод: чем дальше изучаемые системы находятся от нас, тем больше их относительная скорость v . По некоторым оценкам она может достигать 250 000 км/с (т.е. становиться субсветовой). Если свет излучается в точке α (частота световых колебаний равна ν_α), то доплеровская частота колебаний в точке β оказывается равной [2]

$$\nu_\beta = \nu_\alpha \left(\frac{c+v}{c-v} \right)^{1/2} \quad (1)$$

или в длинах волн

$$\lambda_\beta = \lambda_\alpha \left(\frac{c-v}{c+v} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Смещение частоты можно представить и иначе, в виде [2]

$$\Delta\nu = \frac{\nu(\varphi_\alpha - \varphi_\beta)}{c^2}, \quad (3)$$

где φ_β – гравитационный потенциал в точке приема светового сигнала; φ_α – гравитационный потенциал в точке его испускания; для наземного наблюдателя $\varphi_\beta > \varphi_\alpha$. Если звезда имеет массу M и радиус r_s , а Земля – массу m и радиус r_e , то [2]

$$\Delta\nu \simeq -\frac{\nu G}{c^2} \left(\frac{M}{r_s} - \frac{m}{r_e} \right), \quad (4)$$

G – гравитационная постоянная. «Этот результат предсказывает смещение в красную сторону» [2, с. 33]. Формулы (1), (2) и (3), (4) соседствуют друг с другом, а эффект не

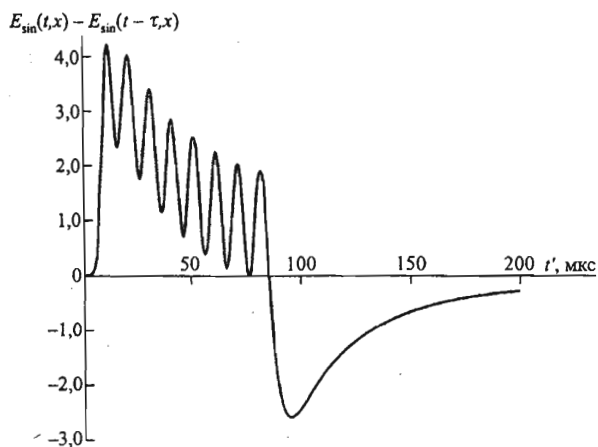


Рис. 1.

связывается с именем Хаббла (употребляется термин «гравитационное красное смещение»); знаки в формулах (1), (2) нужно исправить на обратные.

Обратим теперь внимание на то, что в формулы (3) и (4) относительная скорость движения источника световых колебаний не входит. Если же для оценок красного смещения использовать формулу (1) или (2) (с указанными исправлениями), то оказывается, что при субсветовых скоростях спектральные линии должны смещаться из видимой части спектра (приблизительно 400–700 нм) в область инфракрасных волн и, следовательно, не очень понятно, о каких *наиболее слабых по свечению Галактиках* идет речь в [1].

Почти одновременно с открытием Хаббла родилась гипотеза «Большого Взрыва». Однако она не дает вразумительного ответа на казалось бы простые вопросы, что было с веществом и временем до Взрыва и вне так называемой Сингулярности. Согласно Фридману, варианты будущего Вселенной зависят от критической плотности материи. Кстати, приближенная модель динамики Вселенной может быть построена и на основе законов Ньютона [1].

2. Можно привести несколько примеров красного смещения спектров, никак не связанных с эффектом Доплера.

2.1. В 1959 г. Ю. П. Вербиным [3] решалась задача о «включении» в неограниченной проводящей среде в некоторой плоскости $x = 0$ в момент времени $t = 0$ гармонических колебаний. Свойства среды характеризуются относительной комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon'_m = \epsilon_m + i\sigma/\omega\epsilon_0$, где ϵ_m – относительная диэлектрическая проницаемость, σ – проводимость, ω – циклическая (круговая) частота, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума (в системе СИ, в работе [3] использовалась система Гаусса). Рассматривались переходные процессы после того, как фронт электромагнитных колебаний достиг некоторой плоскости x . Были получены следующие результаты: переходный процесс продолжается тем дольше, чем богаче низкочастотными составляющими *текущий спектр* включающихся колебаний (существенное отличие процессов включения синусоидальных колебаний от косинусоидальных); в проводящей среде любой радиоимпульс неизбежно должен трансформироваться в «видеоимпульс», что возможно только в том случае, если максимумы спектральной плотности сигнала по мере увеличения x сдвигаются в область частот, более низких по сравнению с несущей (красное смещение), одновременно подчеркивается и вся низкочастотная часть спектра ($\omega < \omega_0$).

В 1962 г. был опубликован обзор [4], в котором можно найти ссылки на исследования, имеющие то или иное отношение к обсуждаемой здесь теме. Результаты [3] в дальнейшем уточнялись (см., например, [5, 6]) и были опубликованы в наиболее полном виде в работе [7].

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведена форма сигнала $E_{\sin}(t, x) - E_{\sin}(t - \tau, x)$ при $x = 4$ м, $\epsilon_m = 80$, $\sigma = 4$ См/м, $\nu_0 = 100$ кГц, бывшего при $x = 0$ отрезком синусоиды, состоящим из восьми периодов высокочастотных колебаний ($\tau = 80$ мкс). Амплитуда импульса выражена в единицах стационарной части процесса. График позволяет проследить некоторые особенности распространения высокочастотных сигналов конечной продолжительности в диспергирующей среде с потерями. Весьма характерен шлейф в конце сигнала. Осцилляции же вершины сигнала с частотой несущей при достаточно больших x могут быть незначимыми или вообще отсутствовать. Так как максимумы спектральной плотности импульса с ростом x смещаются в область все более низких частот (красное смещение), то очевидно, что любой радиоимпульс в пределе трансформируется в видеоимпульс, притом тем быстрее, чем менее сосредоточен спектр сигнала при $x = 0$.

Изменение спектральной плотности сигнала, представленного на рис. 1, иллюстрирует рис. 2, а. На координатных осях – безразмерные величины: на оси ординат ω/ω_0 , а на оси абсцисс $\omega_0|S(\omega)|$, где S – спектральная плотность импульса при $x = 0$, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, – спектральная плотность изображена точками, и $\omega_0|S(\omega)|W_n(\omega, x)$, W_n – нормированная функция ослабления электромагнитных колебаний, спектральная плотность показана сплошной кривой. В допустимом для демонстрации масштабе обе кривые в окрестности $\omega/\omega_0 = 1$ неразличимы, а сдвиг максимумов спектральной плотности в красную сторону не наблюдаем (для части спектра, расположенной в диапазоне очень низких частот, он порядка 1 кГц), усиление низкочастотной части спектра очевидно. Задача решалась в интересах подводной импульсно-фазовой радионавигации, для которой большие значения x практического смысла не имеют из-за сильного поглощения километровых радиоволн в морской воде (см., например, [8]). Формулы для расчета спектра

$$\omega_0|S(\omega)| = \frac{|2 \sin(8\pi\omega/\omega_0)|}{|1 - (\omega/\omega_0)^2|}, \quad W(\omega, x) \simeq \exp\left(-\frac{x}{c}\sqrt{\frac{\sigma\omega}{2\epsilon_0}}\right),$$

$$W_n(\omega, x) \equiv W(\omega, x)/W(\omega_0, x) \simeq \exp\left\{-\frac{x}{c}\sqrt{\frac{\sigma\omega_0}{2\epsilon_0}}\left(\sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} - 1\right)\right\}.$$

Главный максимум исходного спектра равен 8π (в общем случае $n\pi$, где n – число периодов высокочастотного заполнения в импульсе). Положение нулей спектра определяется аргументом синуса и, следовательно, не зависит от x . Относительный вклад низкочастотных максимумов неограниченно усиливается с ростом x (приоритет принадлежит первому максимуму, при достаточно больших x он становится главным). Все максимумы с ростом x смещаются в красную сторону в пределах левых частей «горбов».

Спектральная плотность того же сигнала ($\tau = 80$ мкс, $\nu_0 = 100$ кГц) при тех же условиях ($\sigma = 4$ См/м), но преодолевшего расстояние $x = 40$ м, показана на рис. 2, б. Главный максимум спектральной плотности сместился в область инфранизких частот ($\nu \sim 2$ кГц). В пределе (при дальнейшем увеличении x) он сместится в область ультранизких частот ($\nu < 3$ Гц) и станет практически единственным.

В общем виде проблема обсуждалась в более поздней работе [9], в которой подводился итог и исследованиям автора, касающимся дифракции реальных (не идеализированных) электромагнитных импульсов вокруг земной поверхности.

2.2. Глубокие недра Солнца являются силовой станцией для всей Солнечной системы. Давление вблизи центра Солнца в 1 млрд раз больше атмосферного давления у поверхности Земли, а температура порядка 20 млн градусов^{*)}. Упаковка атомов в недрах Солнца настолько основательна, что плотность вещества в сотни раз выше, чем воды. Здесь происходят классические термоядерные реакции. Излучение присутствует не в виде света, а в виде рентгеновских и γ -лучей. На любом расстоянии от центра Солнца существует равновесие между противоположно направленными силами: тяготением – к центру Солнца и давлением потока

^{*)}Это официальная версия. Другую оценку см. в трудах Н. А. Козырева (около 6 млн градусов).

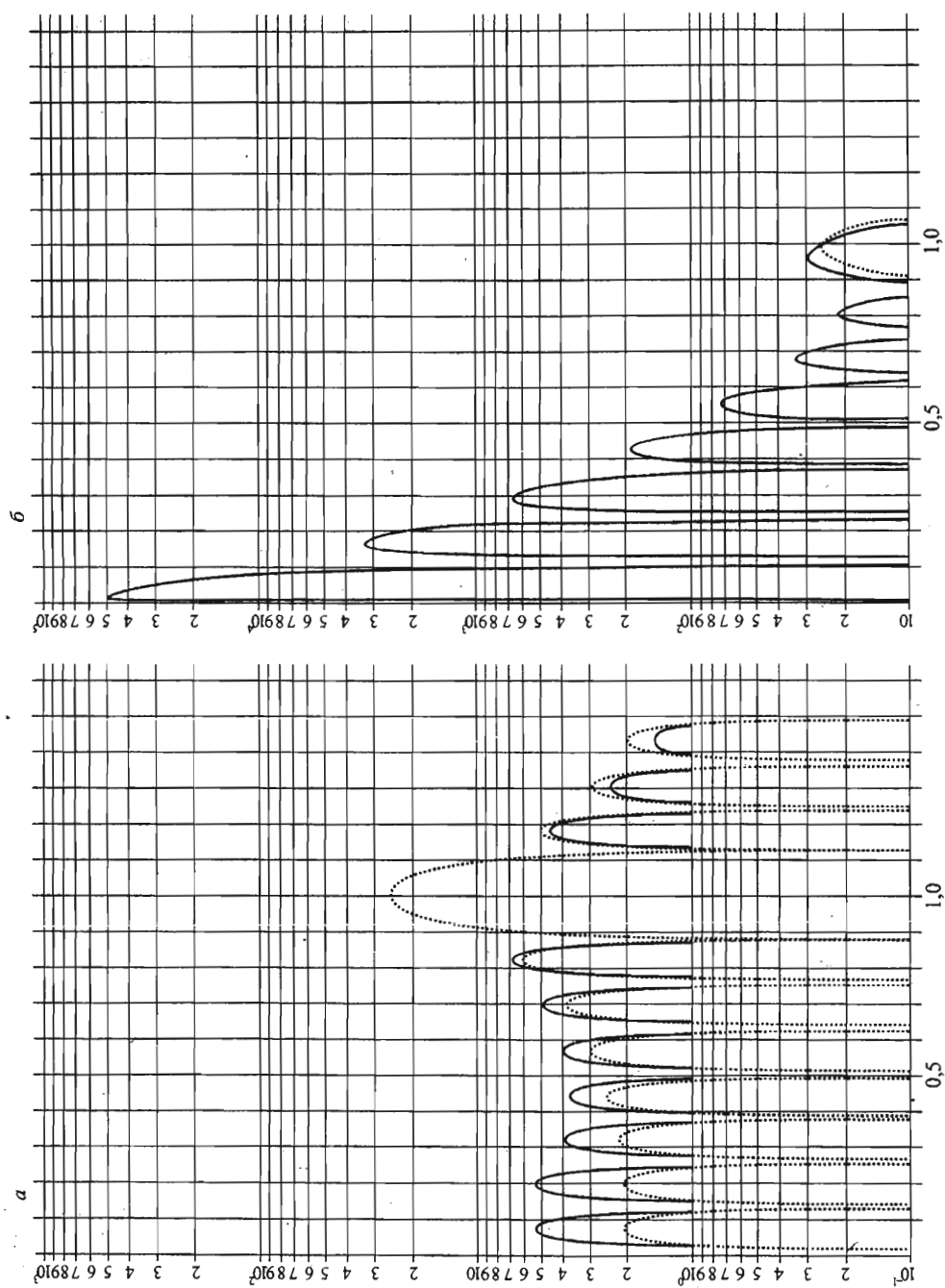


Рис. 2.

излучения – от центра к поверхности. Фотоны γ -излучения постепенно продвигаются в направлении к поверхности Солнца. После бесчисленного количества актов поглощения и «переизлучения» их атомами солнечного вещества энергия γ -излучения постепенно уменьшается, а соответствующая излучению длина волны постепенно увеличивается. На каком-то уровне по отношению к центру Солнца излучение проявляет себя как рентгеновские лучи, на другом – как ультрафиолетовое излучение и т.д., наконец, на поверхности Солнца (в фотосфере) большинство наблюдаемых длин волн будет волнами *видимого света*.

2.3. Мы хотели ограничиться двумя примерами, но попутно была сделана ссылка на работу [9]. В ней обсуждался не только эффект, представленный в п. 2.1. Поэтому стоит, хотя бы кратко, прокомментировать и третий пример. Оказывается, что явление дифракции электромагнитных импульсов вокруг земной поверхности также сопровождается смещением максимумов их спектральной плотности в красную сторону. Разница только в том, что при распространении электромагнитных сигналов в проводящей среде эффект проявляет себя в масштабе метров (электромагнитные колебания быстро поглощаются), а при дифракции нестационарных электромагнитных волн вокруг земной поверхности – в масштабе тысяч километров (все расчеты были сделаны для диапазона длинных радиоволн).

3. Свет спектральных линий часто называют монохроматическим. Однако тут же говорят, что ширина спектральной линии конечна. Каждая спектральная линия имеет «крылья», полный размах которых порядка 1 нм (до 3 нм). Следовательно, излучение должно быть импульсным, а не монохроматическим. Вещество излучает хаотично. Поэтому спектр импульсов сплошной. Природа устроена разумно, и скорее всего мы имеем дело со световыми импульсами с максимально сосредоточенным спектром, что, впрочем, не так уж важно. Распространяясь в космическом вакууме на расстояния в миллионы световых лет, они должны искажаться *возможно* из-за дисперсии его свойств. Возникает проблема описания дисперсионных свойств космического вакуума. Если бы его можно было представить в виде разреженной плазмы, то мы бы смогли прийти к следующим ее характеристикам (в системе СИ): относительная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon_m = 1 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0(\omega^2 + \nu^2)},$$

проводимость

$$\sigma = \frac{Ne^2\nu}{m(\omega^2 + \nu^2)};$$

здесь e – заряд электрона, m – его масса, N – концентрация электронов, ν – эффективное число соударений электронов с частицами разреженного газа (не смешивать с частотой колебаний!).

Так как в рассматриваемом случае $\omega \gg \nu$, то

$$\epsilon_m \simeq 1 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0\omega^2} \simeq 1, \quad \sigma \simeq \frac{Ne^2\nu}{m\omega^2}. \quad (5)$$

Мнимую часть комплексной диэлектрической проницаемости мы сохраняем, так как в масштабе миллионов световых лет она могла бы сыграть существенную роль. *Заметим, что изложенное не противоречит* [10].

Теперь рассмотрим распространение плоской волны в среде с такими свойствами. Для нас важен вид функции ослабления распространяющихся колебаний в зависимости от частоты и преодоленного расстояния. Для нее нетрудно получить следующую приближенную формулу:

$$W(\omega, x) \simeq \exp\left(-\frac{Ne^2\nu}{m\epsilon_0\omega^2 c} x\right),$$

и мы приходим к противоположному результату – смещение частоты будет фиолетовым (версия п. 2.1 отпадает). Все дело в том, что в оптическом диапазоне волн описание свойств космического вакуума при помощи комплексной диэлектрической проницаемости в форме (5) в принципе невозможно. Она получается из уравнения движения электронов с учетом тормозящей силы

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\nu \frac{d\mathbf{r}}{dt} = e\mathbf{E} \exp(-i\omega t),$$

где $\mathbf{r}$ – вектор смещения электронов, $\mathbf{E}$ – вектор приложенного электрического поля(?), при этом вводятся векторы тока проводимости $\mathbf{j}$ и поляризации $\mathbf{P}$. Первый в оптическом диапазоне волн физического смысла не имеет. Парадокс заключается в том, что представление о комплексной диэлектрической проницаемости распространяется и на эту часть диапазона электромагнитных волн, но существенно комплексной диэлектрическая проницаемость становится только вблизи частот поглощения света веществом. Эффекты поглощения веществом энергии, формально предсказываемые аппаратом молекулярной оптики, согласуются с примером п. 2.2, однако теоретический расчет частот поглощения возможен только на основе квантовой теории. Фотоны теряют энергию при взаимодействии с частицами космического вакуума в масштабе миллионов световых лет (1 млн световых лет приблизительно равен 10^{19} км). Так как квант энергии равен $h\nu$ (h – постоянная Планка), то должна уменьшаться и частота колебаний (увеличиваться длина волны). Чем дальше от нас наблюдаемая галактика, тем больше потери энергии и красное смещение. Версия «работает» независимо от того, расширяется Вселенная или нет. На уровне поверхностного эвристического описания это результат совместного действия эффектов поглощения и «переизлучения» фотонов и эффекта рассеяния, аналогичного эффекту Комптона, который в «обычных» (земных) условиях характерен только для рентгеновских и γ -лучей; однако, как нам представляется, решающую роль играет *мультидифракция света на частицах космического вакуума* (умноженный на миллионы световых лет пример в п. 2.3). Строгое решение задачи могло бы быть получено на основе пока неизвестного «коэффициента передачи» космического вакуума (межгалактической функции ослабления).

И еще одно очень важное замечание по существу. Всеобщее красное смещение характерно только для спектров других галактик. Для звездных спектров нашей Галактики оба смещения (и красное, и фиолетовое) равновозможны, а основой их является преимущественно эффект Доплера. Если же один из вариантов смещения становится единственным, то следует рассмотреть более внимательно и другие возможные причины. *В масштабе миллионов световых лет главным компонентом становится мультидифракция.*

Авторы данной статьи не претендуют на новизну. Приведем высказывание Б. А. Воронцова-Вельяминова: «Мы упоминали, что В. Я. Струве более 100 лет назад указал на существование межзвездного поглощения света. Окончательно оно было доказано только в 1930 г. Межзвездное поглощение света ослабляет блеск звезд тем больше, чем они дальше от нас, и тем сильнее, чем короче длина волны. Поэтому далекие звезды краснее, чем они есть на самом деле. Такой эффект должна вызывать мелкая пыль, размеры частичек которой сравнимы с длиной световой волны» [11, с. 112]. Объяснение может быть и небызупречно по смыслу (с позиций новейшей физики), но его содержание вполне определенно указывает на то, что не все были и являются сторонниками *декаданса*.

Результаты данной статьи были изложены в докладе, прочитанном на VIII Регио-

нальной конференции по распространению радиоволн [12]. Укажем еще три работы, на которые мы не ссылались в основной части текста: в [13] и [14] исследовалось «включение» гармонических электромагнитных колебаний над земной поверхностью с конечной проводимостью; в [15] дана физическая интерпретация результатов, полученных в работе [3], приведены дополнительные примеры и оценена роль «приборных» эффектов, препятствующих визуальному наблюдению характерных особенностей изучаемых процессов.

Summary

Verbin Yu. P., Krylov G. N. On Hubble's effect.

Hubble's version treating the "red" shift of the spectral lines of remote stellar systems on the basis of the relativistic Doppler frequency shift is discussed. Examples of the red shifts of spectra are presented, these shifts having no relation to the Doppler effect. Attention is paid to unsurmountable inconsistencies in the hypothesis of "The Great Explosion". The red shift of the spectral lines of remote stellar systems is explained by energetic losses in interactions of the photons with particles of the space vacuum in the span of millions light years – multidiffraction of quasi-monochromatic light pulses on the particles of the space vacuum.

Литература

1. Спиридонов О. П. Фундаментальные физические постоянные. М., 1991.
2. Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны / Пер. с англ.; Под ред. Д. Д. Иваненко. М., 1962.
3. Вербин Ю. П. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. XII. 1959. Вып. 15. С. 68–84.
4. Новиков В. В. // Проблемы дифракции и распространения волн / Под ред. Э. М. Гюннинена. Л., 1962. Вып. 2. С. 7–38.
5. Вербин Ю. П. // Радиотехника и электроника. 1963. Т. 8, № 7. С. 1120–1129.
6. Вербин Ю. П. // Радиотехника и электроника. 1964. Т. 9, № 11. С. 1938–1943.
7. Вербин Ю. П. // Проблемы дифракции и распространения волн. Л., 1969. Вып. 9. С. 111–138.
8. Вербин Ю. П. // Проблемы дифракции и распространения волн. Л., 1987. Вып. 21. С. 171–179.
9. Вербин Ю. П. // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40, № 8. С. 1169–1176.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
11. Воронцов-Вельяминов Б. А. Астрономия: Учебник. М., 1976.
12. Вербин Ю. П., Крылов Г. Н. // Региональная VIII конференция по распространению радиоволн: Тез. докл. Санкт-Петербург. 29–30 октября 2002 г. СПб., 2002. С. 19.
13. Крылов Г. Н. // Радиотехника и электроника. 1962. Т. 7, № 4. С. 579–589.
14. Гюннинен Э. М., Макаров Г. И. // Проблемы дифракции и распространения волн / Под. ред. Э. М. Гюннинена. Л., 1962. Вып. 1. С. 133–142.
15. Вербин Ю. П. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. XII. 1961. Вып. 22. С. 77–88.

Статья поступила в редакцию 7 апреля 2004 г.