



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Г 161

P2-87-251

В.О.Галкин*, Р.Н.Фаустов

СПЕКТР МАСС ВЕКТОРНЫХ
И ПСЕВДОВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

* Московский государственный университет

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных проблем изучения свойств элементарных частиц в рамках составных моделей является единое описание спектра масс тяжелых и легких мезонов. В последнее время экспериментально обнаружено много новых легких мезонных резонансов, подтверждено существование радиальных возбужденных состояний некоторых легких мезонов и получены более точные данные об их массах. Все это свидетельствует о необходимости полного понимания спектра и свойств мезонов.

При описании спектра масс тяжелых мезонов наиболее часто используют нерелятивистские потенциальные модели. Применимость нерелятивистского приближения в этом случае обоснована малостью релятивистских поправок, которыми в первом приближении можно пренебречь. С уменьшением массы кварка роль релятивистских эффектов сильно возрастает. Оценки показывают, что средние скорости движения u , d , s и c кварков в мезонах составляют примерно половину скорости света. Таким образом, легкие мезоны представляют собой релятивистские связанные системы. Применение для их описания нерелятивистских потенциальных моделей неоправдано. Поэтому для единого описания спектра масс как легких, так и тяжелых мезонов, необходимо пользоваться релятивистскими кварковыми моделями. Релятивистское динамическое описание мезонов и барионов на основе использования уравнения Бете-Солпитера дано в^{/1/}, вариационный подход к описанию масс мезонов приведен в работе^{/2/}.

В данной работе использована релятивистская кварковая модель, построенная на основе квазипотенциального метода Логунова-Тавхелидзе^{/3,4/}.

2. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СПЕКТР МАСС ВЕКТОРНЫХ И ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Квазипотенциальное уравнение Логунова — Тавхелидзе, описывающее двухчастичную релятивистскую составную систему, может быть преобразовано^{/4/} к шредингеровскому виду

$$\left(\frac{b^2(M)}{2\mu_R} - \frac{\vec{p}^2}{2\mu_R} \right) \Psi_M(\vec{p}) = \int V(\vec{p}, \vec{q}; M) \Psi_M(\vec{q}) \frac{d^3q}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

где $\Psi_{M(\vec{p})}$ — спроектированная на положительно-частотные состояния квазипотенциальная волновая функция связанной системы, $V(\vec{p}, \vec{q}; M)$ — квазипотенциал, вычисляемый с помощью амплитуды рассеяния вне энергетической поверхности^{/3,4/}, m_1, m_2 — массы взаимодействующих частиц, M — масса связанного состояния, \vec{p} — относительный импульс частиц

$$\mu_R = \frac{E_1 E_2}{M} = \frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2} = \frac{M^4 - (m_1^2 - m_2^2)^2}{4M^3}, \quad (2)$$

$$E_1 + E_2 = M; \quad E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M}; \quad E_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M},$$

$$b^2(M) = \frac{1}{4M^2} [M^2 - (m_1 + m_2)^2] [M^2 - (m_1 - m_2)^2]. \quad (3)$$

Уравнение (1) имеет форму, удобную для вычисления масс связанных состояний. Простейшие примеры использования уравнения (1) для получения массовых формул были рассмотрены в^{/4/}.

Применим уравнение (1) для анализа сверхтонкого расщепления в мезонах. Для S-состояния формула для определения массы мезона будет иметь вид

$$\left[\frac{b^2(M)}{2\mu_R} \right]_{ij} = W_{ij} = \epsilon_{ij} + \frac{32\pi}{9} \frac{\alpha_s |\Psi(0)|^2}{m_1 m_j} \langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_j \rangle, \quad (4)$$

где выделен член спин-спинового взаимодействия, $S_{i,j}$, $m_{i,j}$ — спин и масса кварка (антикварка), $\Psi(0)$ — волновая функция в нуле относительной координаты кварк-антикварковой пары, ϵ_{ij} включает все остальные члены, не связанные со спин-спиновым расщеплением (нерелятивистскую энергию связи, различного рода не зависящие от спина релятивистские поправки, примеси глюонного конденсата и т.п.).

Удобно ввести следующее обозначение:

$$\omega_{ij} = \frac{8\pi\alpha_s |\Psi(0)|^2}{9m_1 m_j}, \quad (5)$$

где α_s — константа сильного взаимодействия. Тогда уравнение (4) можно переписать так:

$$\left[\frac{b^2(M)}{2\mu_R} \right]_{ij} = W_{ij} = \epsilon_{ij} + A \omega_{ij}, \quad (6)$$

где $A = \begin{cases} -3 & \text{для псевдоскалярных } ({}^1S_0) \text{ мезонов,} \\ 1 & \text{для векторных } ({}^3S_1) \text{ мезонов.} \end{cases}$

Подставляя в уравнение (6) определения (2) и (3), получим выражение для массы мезонов:

$$\frac{M[M^2 - (m_1 + m_j)^2][M^2 - (m_1 - m_j)^2]}{M^4 - (m_1^2 - m_j^2)^2} = 2W_{ij}. \quad (7)$$

Выражение (7) представляет собой систему из двух уравнений: одно — для псевдоскалярного, другое — для векторного мезона.

3. ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЯ

Было эмпирически замечено, что величина $\Delta = M_V^2 - M_P^2$ является практически постоянной для всех мезонов, содержащих, по крайней мере, один легкий кварк ($\Delta \approx 0,56 \text{ ГэВ}^2$)^{/5,6/}. Это соотношение меняется для чармония ($\Delta \approx 0,7 \text{ ГэВ}^2$) и еще больше — для боттомония и топония. Увеличение величины Δ для мезонов, состоящих из тяжелых кварков, можно качественно объяснить следующим образом^{/5/}. При увеличении приведенной массы $\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ основной вклад дает об-

ласть более малых расстояний между кварками. В этой области кулоновские поправки к удерживающему потенциалу становятся более существенными, что приводит к увеличению величины Δ . Для мезонов с близкими значениями приведенной массы величину Δ можно считать приближенно одинаковой.

Используя это эмпирическое наблюдение, будем считать $\Delta = 0,56 \text{ ГэВ}^2$ для всех мезонов, содержащих хотя бы один легкий кварк. Для J/ψ и V_c^* -мезонов положим $\Delta = 0,70 \text{ ГэВ}^2$. Для боттомония и топония величина Δ фиксироваться не будет.

Тогда из выражения (7) можно получить систему уравнений для нахождения M_P и ϵ_{ij} :

$$\frac{\sqrt{M_P^2 + \Delta} [M_P^2 + \Delta - (m_i + m_j)^2] [M_P^2 + \Delta - (m_i - m_j)^2]}{M_P^4 + 2\Delta M_P^2 + \Delta^2 - (m_i^2 - m_j^2)^2} =$$

$$\frac{M_P [M_P^2 - (m_i + m_j)^2] [M_P^2 - m_i - m_j]^2}{M_P^4 - (m_i^2 - m_j^2)^2} = 8\omega_{ij},$$

$$\frac{\sqrt{M_P^2 + \Delta} [M_P^2 + \Delta - (m_i + m_j)^2] [M_P^2 + \Delta - (m_i - m_j)^2]}{M_P^4 + 2\Delta M_P^2 + \Delta^2 - (m_i^2 - m_j^2)^2} +$$

$$+ \frac{1}{3} \frac{M_P [M_P^2 - (m_i + m_j)^2] [M_P^2 - (m_i - m_j)^2]}{M_P^4 - (m_i^2 - m_j^2)^2} = \frac{8}{3} \epsilon_{ij} \quad (9)$$

Параметр ω_{ij} , определенный выражением (5), пропорционален $|\Psi(0)|^2$. Величина $|\Psi(0)|^2$ может быть оценена для мезонов, состоящих из кварка и антикварка одного аромата, из экспериментального значения ширины лептонного распада векторного мезона. Согласно известной формуле (см., например, ^{7/}),

$$\Gamma(V \rightarrow e^+ e^-) = \frac{16\pi\alpha_{em}^2}{M_V^2} e_q^2 |\Psi(0)|^2 (1 - \frac{16}{3\pi} a_s), \quad (10)$$

где $\alpha_{em} = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, e_q — заряд кварка, M_V — масса векторного мезона. Константа сильного взаимодействия

$$a_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)}, \quad (11)$$

где N_f — число ароматов кварков, $Q = M_V$, параметр $\Lambda_{\overline{MS}}$ обычно выбирают ^{8-8/} таким:

$$100 \text{ МэВ} \leq \Lambda_{\overline{MS}} \leq 400 \text{ МэВ}.$$

Возьмем $\Lambda_{\overline{MS}} = 220 \text{ МэВ}$.

Используя выражения (5), (10) и (11), получим

$$\omega_{ij} = \frac{\Gamma(V \rightarrow e^+ e^-) M_V^2 a_s}{18\alpha_{em}^2 e_q^2 m_i^2 (1 - \frac{16}{3\pi} a_s)}. \quad (12)$$

Для определения параметра ω_{ij} в случае мезонов, состоящих из различных кварка и антикварка, воспользуемся величинами $|\Psi(0)|^2$, рассчитанными в потенциальных моделях ^{6-8/}. Отметим также, что была установлена эмпирическая зависимость $|\Psi(0)|^2$ от массы мезона ^{9/}, которая хорошо согласуется с расчетами.

Система уравнений (8), (9) аналитически не решается даже в самом простом случае, когда $m_i = m_j = m$, т.е. для мезонов, состоящих из кварка и антикварка одного аромата. В этом случае имеем

$$\begin{cases} M_P^5 + M_P^4(4\omega - \frac{\Delta}{16\omega}) + M_P^3(\Delta - 4m^2) + M_P^2\Delta(4\omega - \frac{\Delta}{16\omega}) - \\ - M_P \cdot 4m^2 \Delta + \frac{m^4 \Delta}{\omega} = 0, \end{cases} \quad (13)$$

$$\epsilon = \frac{3}{8} \frac{M_P^2 + \Delta - 4m^2}{\sqrt{M_P^2 + \Delta}} + \frac{1}{8} \frac{M_P^2 - 4m^2}{M_P}. \quad (14)$$

Кварки	ω ГэВ	ϵ ГэВ	M_P теор. ГэВ	M_P экп. ГэВ	M_V теор. ГэВ	M_V экп. ГэВ
$u\bar{u}, d\bar{d}$	0,39	-0,28	π 0,135	0,13496	ρ, ω 0,760	0,770
$u\bar{s}$	0,146	-0,064	K 0,496	0,49772	K^* 0,897	0,8921
$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	0,088	-0,037	η 0,543 ^{**} η' 0,951 ^{**}	0,5488 0,95757	φ 1,02	1,0195
$u\bar{c}$	0,035	0,045	D 1,865	1,8646	D^* 2,01	2,0072
$s\bar{c}$	0,028	0,02	D_s 1,98	1,971	D_s^* 2,12	-
$c\bar{c}$	0,030	-0,136	η_c 2,98	2,981	J/ψ 3,096	3,0969
$u\bar{b}$	0,0106	0,127	B 5,28	5,2752	B^* 5,33	-
$s\bar{b}$	0,0107	0,154	B_s 5,47	-	B_s^* 5,52	-
$c\bar{b}$	0,0108	0,49	B_c 6,94	-	B_c^* 6,99	-
$b\bar{b}$	0,0145	-0,257	η_b 9,40 ^{***}	-	Υ 9,46	9,460
$t\bar{t}$	0,0111	-1,25	η_t 68,727	-	Θ 68,771 ^{***}	-

$m_{u,d} = 0,32 \text{ ГэВ}$; $m_s = 0,485 \text{ ГэВ}$; $m_c = 1,6 \text{ ГэВ}$; $m_b = 4,85 \text{ ГэВ}$; $m_t = 35 \text{ ГэВ}$.

* Угол смешивания $\theta_P = -20^\circ$. Подробное обсуждение смешивания дано в работе ^{11/}.

** При вычислении массы псевдоскалярной частицы масса векторной частицы считалась известной.

*** Использованы теоретические предсказания массы топония и ширины лептонного распада из работы ^{7/}.

Таким образом, мы видим, что системы уравнений (8), (9) и (13), (14) нужно решать численно. Поэтому большой интерес представляет случай тяжелых кварков, когда можно получить приближенное аналитическое выражение для M . Производя разложение по $W_{ij}/(m_i + m_j)$ в уравнении (7), с точностью до членов порядка $W_{ij}^2/(m_i + m_j)^2$ получим

$$M^2 = (m_i + m_j)^2 + 2W_{ij} (m_i + m_j) + W_{ij}^2 \frac{m_i^2 + m_j^2}{m_i m_j}. \quad (15)$$

Для векторного мезона согласно (6)

$$W_{ij}^V = \epsilon_{ij} + \omega_{ij}, \quad (16)$$

а для псевдоскалярного мезона

$$W_{ij}^P = \epsilon_{ij} - 3\omega_{ij}. \quad (17)$$

Тогда, используя (15)-(17), получим

$$\Delta = M_V^2 - M_P^2 = 8\omega_{ij} \left\{ m_i + m_j + (\epsilon_{ij} - \omega_{ij}) \frac{m_i^2 + m_j^2}{m_i m_j} \right\},$$

откуда

$$\epsilon_{ij} = \left[\frac{\Delta}{8\omega} - (m_i + m_j) \right] \frac{m_i m_j}{m_i^2 + m_j^2} + \omega_{ij}. \quad (18)$$

Итак, массы векторных и псевдоскалярных мезонов могут быть рассчитаны с помощью численного решения системы уравнений (8) и (9) (для мезонов, состоящих из одинакового кварка и антикварка, — (13) и (14)). Для мезонов, состоящих из тяжелых кварков, расчеты удобнее проводить по приближенным формулам (15)-(18). Результаты расчетов приведены в табл. 1.

4. РАДИАЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Система уравнений (7) может быть также применена для вычисления масс псевдоскалярных радиальных возбуждений мезонов. Будем рассматривать мезоны, состоящие из кварка и антикварка одинакового аромата, $m_i = m_j = m_q$.

В этом случае система уравнений (7) принимает вид:

$$\frac{M^2 - 4m_q^2}{M} = 2W. \quad (7')$$

Массу векторного радиального возбуждения будем считать известной. Тогда из уравнения (7') получим выражение для M_P и ϵ :

$$M_P = \frac{M_V^2 - 4m_q^2}{2M_V} - 4\omega + \sqrt{\left(\frac{M_V^2 - 4m_q^2}{2M_V} - 4\omega \right)^2 + 4m_q^2}, \quad (19)$$

$$\epsilon = \frac{3}{8} \left(\frac{M_V^2 - 4m_q^2}{M_V} + \frac{1}{3} \frac{M_P^2 - 4m_q^2}{M_P} \right). \quad (20)$$

Таблица 2
Массы псевдоскалярных радиальных возбуждений
тяжелых кваркониев

Кварки	ω ГэВ	ϵ ГэВ	M_P теор. ГэВ	M_P эксл. ГэВ	M_V эксл. ГэВ
$c\bar{c}$	0,030	-0,136	η_c 2,98	2,981	J/ψ 3,0969
	0,019	0,435	η_c' 3,60	3,594	ψ' 3,686
	0,0063	0,740	η_c'' 3,99	-	ψ'' 4,030
	0,0045	1,043	η_c''' 4,39	-	ψ''' 4,415
$b\bar{b}$	0,0145	-0,257	η_b 9,40	-	Υ 9,460
	0,0077	0,33	η_b' 9,99	-	Υ' 10,0234
	0,0067	0,63	η_b'' 10,33	-	Υ'' 10,3555
	0,0035	0,835	η_b''' 10,56	-	Υ''' 10,577
	0,0047	1,093	$\eta_b^{(iv)}$ 10,84	-	$\Upsilon^{(iv)}$ 10,860
	0,0020	1,239	$\eta_b^{(v)}$ 11,01	-	$\Upsilon^{(v)}$ 11,02
$t\bar{t}$	0,0111	-1,25	η_t 68,727	-	θ 68,771 [*]
	0,0032	-0,43	η_t' 69,563	-	θ' 69,576 [*]
	0,00186	-0,09	η_t'' 69,906	-	θ'' 69,913 [*]
	0,0013	0,06	η_t''' 70,055	-	θ''' 70,061 [*]

* Использованы теоретические предсказания масс векторных частиц семейства топония и ширины лептонных распадов из работы /7/

Параметр ω будем вычислять, используя экспериментальное значение ширины лептонного распада векторного радиального возбуждения, по формулам (11) и (12).

Среди радиальных возбуждений легких мезонов наиболее установленным является радиальное возбуждение ρ -мезона- $\rho'(1600)$. К сожалению, экспериментальное значение ширины лептонного распада $\rho'(1600)$ определено с очень большой погрешностью: $\Gamma(\rho' \rightarrow e^+e^-) = (7,5 \pm 5,3)$ кэВ, поэтому масса радиального возбуждения π -мезона — π' не может быть определена достаточно точно с помощью формул (11), (12) и (19). Можно указать примерный интервал масс, в котором должен находиться π' -мезон: $M_{\pi'} = 0,13 \div 1,25$ ГэВ.

На верхнюю границу этого интервала попадает мезон $\pi(1300)$ (экспериментальное значение массы $M_{\pi(1300)} = (1,3 \pm 0,1)$ ГэВ), который принято интерпретировать как радиальное возбуждение π -мезона. Если принять, что масса π' -мезона составляет примерно 1,25 ГэВ, то можно получить приблизительную оценку ширины лептонного распада ρ' -мезона: $\Gamma(\rho' \rightarrow e^+e^-) \approx 2,2$ кэВ.

Радиальных возбуждений тяжелых кваркониев изучено гораздо больше. Существуют довольно точные экспериментальные данные по массам трех первых векторных радиальных возбуждений в $c\bar{c}$ - и пяти — в $b\bar{b}$ -системах, а также по ширинам их лептонных распадов. Известно только одно псевдоскалярное радиальное возбуждение η'_c в $c\bar{c}$ -системе. В табл. 2 приведены массы псевдоскалярных радиальных возбуждений в $c\bar{c}$ -, $b\bar{b}$ - и $t\bar{t}$ -системах, рассчитанные по формулам (11), (12), (19) и (20).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сделаем несколько заключительных замечаний по поводу обоснования формулы (4). Для ее получения надо построить квазипотенциал связанной двухкварковой системы, подставить его в квазипотенциальное уравнение (1) и усреднить по волновым функциям S-состояния. При этом возникают члены двух типов: зависящие и не зависящие от спинов кварка и антикварка. Зависящие от спинов члены будут поправками более высокого порядка малости по α_s и v^2/c^2 , чем не зависящие от спинов вклады. Поэтому в формуле (4) взят только наибольший зависящий от спина член, обусловленный одноглюонным обменом. Все не зависящие от спина вклады включены в величину ϵ_{ij} , которая в данной модели является феноменологическим параметром. Конечно, можно попытаться явно выписать члены, входящие в ϵ_{ij} , но для их вычисления потребуются дальнейшая конкретизация модели (нужно делать дополнительные предположения о характере взаимодействия, о волновых функциях системы и т.п.). Использование величины ϵ_{ij} как феноменологического параметра, с другой стороны, позволяет также качественно учесть непренебрежимый вклад в волновые функции неко-

торых мезонов различных примесей. Так, например, недавние исследования содержания странных и нестандартных кварков в η и η' мезонах на основе изучения адронных распадов J/ψ показали, что волновая функция η' мезона содержит $(35 \pm 18)\%$ дополнительной компоненты, которая может быть истолкована как примесь глюония или радиальных возбуждений^{/10/}. Этот вклад не является малым, поэтому даже приближенные подходы должны его тем или иным способом учитывать. Принимая во внимание все вышесказанное, можно сделать вывод о том, что вид параметра ϵ_{ij} не конкретизировался, а его численное значение вычислялось для основных состояний с помощью использования эмпирического факта постоянства величины $\Delta = M_{\psi}^2 - M_{\rho}^2$; для радиальных возбуждений — с помощью использования массы векторного мезона как входного параметра.

В работе^{/5/} получены простые массовые формулы для вычисления масс псевдоскалярных и векторных мезонов в нерелятивистской кварковой модели. Эти формулы применены для расчета масс как тяжелых, так и легких мезонов. Полученное согласие теоретических предсказаний с экспериментальными данными является, по нашему мнению, в известной степени случайным, поскольку при выводе массовых формул был сделан ряд неоправданных допущений. Основной недостаток состоит в применении нерелятивистской модели к легким мезонам, где средняя скорость движения кварка v составляет более половины скорости света. Вследствие использования нерелятивистского приближения опущены члены, имеющие порядок v^2/c^2 и дающие в рассматриваемой модели вклад в массу легких мезонов порядка 20%. В этой работе также было использовано соотношение $|\Psi(0)|^2/\mu_{ij} \sim$

$\sim \text{const}$ (где $\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ — приведенная масса), которое может быть

обосновано только в нерелятивистской модели и, как показывают оценки, плохо согласуется с расчетами $|\Psi(0)|^2$, основанными на использовании экспериментальных значений ширины лептонных распадов векторных мезонов.

Авторы выражают благодарность А.Н.Тавхелидзе, В.А.Матвееву, К.Г.Четыркину, П.Н.Боголюбову, С.Б.Герасимову, М.Н.Кобринскому, Д.И.Мелехову за полезные советы и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mitra A.N., Mittal A. — *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v.57, No.3, p.290.
2. Герасимов С.Б. Вариационный подход к описанию статических свойств адронов в релятивистской модели кварков. В кн.: *Кварки — 82*. М.: ИЯИ АН СССР, 1983, с.314.
3. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. — *Nuovo Cim.*, 1963, 29, p.380; Фаустов Р.Н. — *ЭЧАЯ*, 1972, 3, с.238; *Annals of Phys.*, 1973, 78, 176.

4. Мартыненко А.П., Фаустов Р.Н. – ТМФ, 1985, 54, с.179.
5. Frank M., O'Donnel P.J. CERN-TH 4367/86, 1986.
6. Igi K., Ono S. – Phys. Rev. D, 1985, 32, 232.
7. Buchmüller W., Tye S.-H.H. – Phys. Rev. D, 1987, 24, p.132.
8. Eichten E. et al. – Phys. Rev. D, 1980, 21, 203.
9. Hara Y. – Prog. Theor. Phys., 1981, 65, 1987.
10. Baltrusaitis et al. – Phys. Rev. D, 1985, 32, p.2883.
11. Филиппов А.Т. – УФН, 1982, 137, 201.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
	1. Экспериментальная физика высоких энергий
	2. Теоретическая физика высоких энергий
	3. Экспериментальная нейтронная физика
	4. Теоретическая физика низких энергий
	5. Математика
	6. Ядерная спектроскопия и радиохимия
	7. Физика тяжелых ионов
	8. Криогеника
	9. Ускорители
	10. Автоматизация обработки экспериментальных данных
	11. Вычислительная математика и техника
	12. Химия
	13. Техника физического эксперимента
	14. Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
	15. Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
	16. Дозиметрия и физика защиты
	17. Теория конденсированного состояния
	18. Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
	19. Биофизика

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1987 года.