

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С 346
Т-486

2 - 4669

Ф.Г.Ткебучава

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ
ФОТОН-АДРОННЫХ ПРОЦЕССОВ

041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук В.А.Мәшеряков,
доктор физико-математических наук Л.Д.Соловьев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук С.С.Герштейн,
кандидат физико-математических наук С.Б.Герасимов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт им. Лебедева АН СССР.

Автореферат разослан

1969 г.

Защита диссертации состоится

1969 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.Асанов

2 - 4669

Ф.Г.Ткебучава

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ
ФОТОН-АДРОННЫХ ПРОЦЕССОВ

041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

652229



Изучение процессов с участием фотонов и адронов имеет большое значение для понимания природы элементарных частиц и их взаимодействий. Фотон-адронные процессы не только существенно расширяют круг явлений, в которых проявляется сильное взаимодействие, но часто в них первостепенное значение приобретает электромагнитное взаимодействие, дающее важную информацию о свойствах элементарных частиц.

В диссертации рассматриваются следующие фотон-адронные процессы:

Тормозное излучение π^- - мезонов при столкновениях с протонами

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p. \quad (1)$$

Фоторождение пионов на пионах

$$\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi, \quad (2)$$

которое вблизи ρ - мезонного резонанса тесно связано с распадом $\rho \rightarrow \pi\delta$; образование электрон-позитронной пары в $\pi^- p$ - столкновениях

$$\pi^- + p \rightarrow e^+ e^- + n. \quad (3)$$

Образование $(\mu^+ \mu^-)$ атомов при рассеянии пионов на нуклонах и фотонов на ядрах

$$\pi + N \rightarrow (\mu^+ \mu^-) + N, \quad (4)$$

$$\gamma + Z \rightarrow (\mu^+ \mu^-) + Z. \quad (5)$$

Рассматриваются также $(\pi\pi)$ и $(K\pi)$ - связанные состояния.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе рассматривается модель, описывающая процесс тормозного излучения π^- -мезонов, и предлагается метод определения константы $g_{\pi\pi}$ - взаимодействия.

Во второй главе рассматривается процесс фоторождения пионов на пионах и $\rho\pi\pi$ -взаимодействие.

В третьей главе изучается возможность определения электромагнитных формфакторов адронов из реакции (3).

В четвертой главе рассматриваются вопросы образования $(\mu^+\mu^-)$ -атомов в реакциях (4), (5) и $(\pi\pi)$ и $(K\pi)$ -связанные состояния.

Г л а в а I

В результате исследования ряда диаграмм Фейнмана, представленных на рис. I, показано, что в реакции тормозного излучения π^- -мезонов основную роль играет механизм однопионного обмена, если регистрируются лишь высокоэнергетичные фотоны. Численные расчеты проводились для энергии начальных π^- -мезонов равной 340 Мэв, при которой имеются наиболее полные экспериментальные данные, полученные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ /1/.

Диаграмма I связывает излучение γ -кванта с $g_{\pi\pi}$ взаимодействием, диаграммы 2 и 3 - с торможением π^- -мезона, обусловленным сильным взаимодействием. Диаграммы 5, 6, 8, 9 учитывают процесс перерасеяния π^- -мезона. Диаграммы 4 и 7 учитывают вклад $(3/2, 3/2)$ изобары в промежуточном состоянии, который можно оценить, рассматривая диаграммы 10, 11.

Для вычисления вклада в реакцию (I) диаграммы 4, описывающей образование $(3/2, 3/2)$ изобары с последующим распадом на

π^- -мезон и γ -квант, мы воспользовались результатами анализа мезонообразования при энергии 340 Мэв. В работе /2/ было показано, что в полное сечение реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+p$, равное $\approx 0,23$ мбн, дает основной вклад два изобарных канала, один из которых описывается диаграммой 10. Отношение соответствующих сечений равно /3/

$$\frac{\sigma_4}{\sigma_{10}} = \frac{K}{g_2} \left(\frac{g_p - g_n}{4M} \frac{e}{f} \right)^2 \approx \frac{K}{g_2} \frac{1}{400},$$

где g_p и g_n - магнитные моменты протона и нейтрона, f - константа мезон-нуклонного взаимодействия, K , g_2 - импульс фотона и π^- -мезона в с.п.и. изобарн. В работе /2/ определена величина $\sigma_{10} = (0,1 \pm 0,01) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, тогда $\sigma_4 \approx 0,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, что пренебрежимо мало по сравнению с экспериментальным значением сечения реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+p$ $\sigma \approx 0,18$ мбн.

Диаграмма 5 учитывает перерасеяние π^- -мезона, происходящее в основном через $(3,3)$ резонанс, поэтому можно примерно приравнять его вклад к диаграмме 7, которая связана с сечением образования γ -кванта и изобары с последующим её распадом на π^+p . σ_7 можно оценить, связывая его с σ_{11} , соответствующим диаграмме 11, отличающейся от диаграммы 7 заменой фотонной линии на π^0 -мезонную. Для энергии $E_\gamma = 340$ Мэв получено $\sigma_7 \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$. Воспользовавшись экспериментальным значением /2/ σ_{11} и вычислив распределение фотонов по импульсу, нашли, что вклад диаграммы 7 в жесткую часть спектра γ -квантов ($K > 160 \frac{\text{Мэв}}{c}$) приблизительно равен $0,8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. σ_6 по порядку величины не отличается от σ_7 . Вклад диаграмм 8 и 9, вычисленный в статической модели, мал по сравнению с вкладом диаграмм 1, 2, 3.

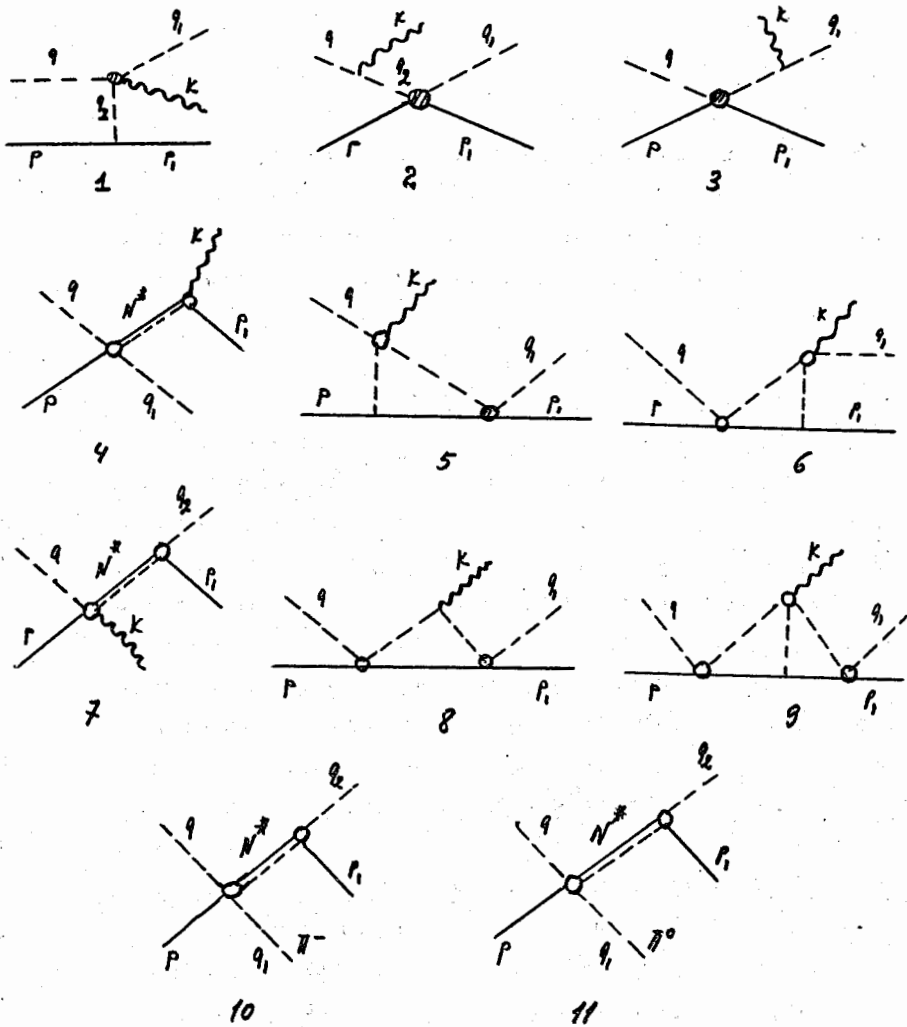


Рис. I

Диаграммы, описывающие реакцию $\pi^- + p \rightarrow \delta + \pi + p$.
 Сплошными линиями обозначены нуклоны, волнистыми — фотоны,
 пунктирными π -мезоны. N^* обозначает изобару.

Таким образом, в рамках развитой модели жесткая часть спектра в основном определяется полюсными диаграммами 1, 2, 3. Вместе с тем показано, что интерференция диаграммы 1 с диаграммами 2 и 3 строго равна нулю, а интерференцией диаграмм 2 и 3 можно пренебречь. Распределение δ -квантов по импульсу в с.ц.и. начальных частиц, вычисленное с помощью диаграммы 1, имеет максимум, лежащий в жесткой части спектра фотонов, в то время как кривые, соответствующие диаграммам 2 и 3, убывает с ростом K . Амплитуда $\delta\pi$ взаимодействия $-f(\nu)$, включенная в диаграмму 1, при энергии $E_\pi = 340$ Мэв, как оказалось, зависит от одной константы C , и практически не зависит от ν -квадрата импульса π -мезона в с.ц.и. двух π -мезонов. (Амплитуда $f(\nu)$ подробно обсуждается во второй главе). Результаты этих вычислений, использованные при анализе экспериментальных данных π^- , позволили оценить константу $\delta\pi$ взаимодействия, оказавшуюся равной $C^2 = 1 \pm 0,2$. (Ошибка статистическая).

Глава II

Рассмотрена амплитуда фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне, зависящая от одной константы. В работе [13] была получена амплитуда процесса (2), которая зависит от двух констант, постоянной A , учитывающей высокоэнергетические вклады и постоянной интегрирования C . Учитывая высокоэнергетические вклады в приближении Чини-Фубини, т.е. учитывая только ту их часть, которая имеет ближайший разрез по t , мы получили связь между константами A и C . В этом случае мы имеем последовательный низкоэнер-

гетический подход, когда учитываются ближайшие особенности по всем мандельштамовским переменным. Связь между константами дается соотношением

$$\lambda \left[1 - \frac{1}{\nu} \int_0^{\infty} \frac{A'(\nu + \frac{9}{16})^2 \mathcal{I}_m e^{\Delta} d\nu}{\nu + \frac{9}{8}} \right] = c \frac{1}{\nu} \int_0^{\infty} \frac{\mathcal{I}_m e^{\Delta}}{\nu + \frac{9}{8}} d\nu, \quad (6)$$

где Δ зависит от вида фазы π - π - рассеяния - $\delta(\nu)$, $A = [\nu^2 e^{A(\nu)}]_{\nu=0}$. В этом случае в выражении для амплитуды

$$f(\nu) = [\lambda A'(\nu + \frac{9}{16})^2 + c] e^{A(\nu)}$$

отношение $\alpha = \frac{c}{\lambda}$ зависит только от вида фазы $\delta(\nu)$. С использованием для $\delta(\nu)$ двух различных вариантов - приближения бесконечно узкого резонанса и брейт-вигнеровского поведения, получено $\alpha = 0,32$ для обоих случаев. Таким образом, для резонансного поведения фазы, независимо от деталей её поведения в области резонанса, можно полагать $\alpha = 0,32$. При этом значении α величина $|\frac{f(\nu)}{c}|$, для тех значений ν , которые достигаются в работе [1], меняется слабо - от 1 до 1,08. Поэтому при анализе данных в этой области энергии можно положить $f(\nu) = c$.

В области ρ - мезонного резонанса процесс $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ тесно связан с $\rho\pi\pi$ взаимодействием. В диссертации систематизированы данные различных экспериментов по этому взаимодействию и сведены к ширине радиационного распада ρ - мезона. Рассмотрены данные по фоторождению пионов на пионах, фоторождению пионов на нуклонах, двойному фоторождению пионов на нуклонах и рождению ρ - мезона в кулоновском поле ядра.

Непосредственное измерение ширины распада $\rho \rightarrow \pi\pi$ с хорошей точностью в настоящее время еще не предельно, однако имеются данные о распаде $\omega \rightarrow \pi\pi$. Оба распада можно связать с помощью схем унитарной симметрии $SU(3)$ и $SU(6)$. Этому вопросу посвящены параграфы 4 и 5.

Глава III

Рассмотрена возможность определения электромагнитных факторов протона и π - мезона для времениподобных передач из реакции $\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- n$.

В однофотонном приближении матричный элемент этой реакции описывается диаграммой, представленной на рис.2. Диаграммы рис.3 показывают, что борновские члены матричного элемента содержат электромагнитные формфакторы π - мезона и нуклонов. В рассматриваемом процессе, в отличие от фоторождения, квадрат четырех-импульса фотона отличен от нуля, $k^2 > 0$. Вместе с тем вектор поляризации виртуального фотона обладает как поперечными, так и продольной и скалярной составляющими. Однако из-за сохранения тока мы исключаем скалярную компоненту.

В параграфах 1 и 2 проводится общее рассмотрение квадрата модуля амплитуды процесса. Показано, что по угловым распределениям электрон-позитронной пары разделяются поперечные, продольные и интерференция продольных и поперечных частей амплитуды:

$$|M|^2 = \frac{1}{4} k^2 [T^t(W, k^2, \Theta)(1 + \cos^2 \vartheta) + T^l(W, k^2, \Theta) \sin^2 \vartheta + C(W, k^2, \Theta) \sin^2 \Theta \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi + D(W, k^2, \Theta) \sin \Theta \sin 2\vartheta \cos \varphi] \quad (7)$$

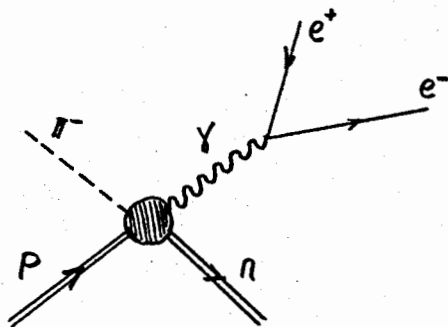


Рис. 2

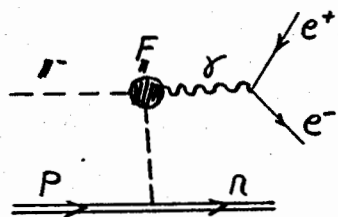
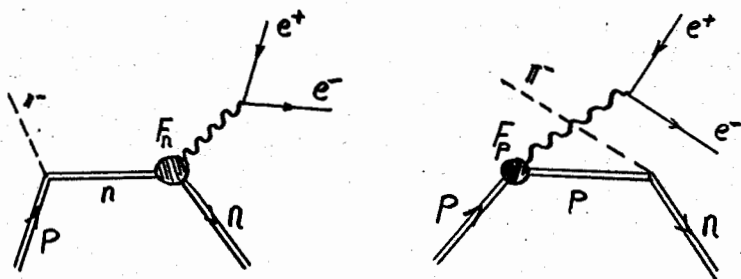


Рис. 3

Здесь T^t - отвечает рождению поперечного неполяризованного виртуального фотона, T^e - продольно поляризованного фотона, C определяет поперечную поляризацию, D - соответствует интерференции поперечной и продольной поляризаций. W - полная энергия в с.ц.и. начальных частиц, Θ - угол рассеяния виртуального фотона в этой же системе, ϑ - угол вылета электрона (позитрона) в с.ц.и. пары. Все четыре члена, в принципе, можно определить экспериментально, проделав анализ типа фазового анализа. Но такая процедура представляется сложной и требует большой статистики. Рассмотрим случай, когда виртуальный фотон движется под углом $\Theta = 0$. При этом, очевидно, в (7) остаются первые два члена. Тогда в силу сохранения полного момента формфактор π -мезона содержится только в продольной части амплитуды. Вычисления, проделанные в статической модели для энергии начальных π -мезонов равной 275 Мэв, показывают, что в сечение процесса, по существу, вклад дает только электрический формфактор протона и формфактор π -мезона. Зависимость других формфакторов от k^2 можно пренебречь, что может существенно упростить анализ экспериментальных данных, и дать возможность определить два свободных параметра (формфакторы протона и пиона), не делая никаких предположений относительно поведения других формфакторов.

Кривые на рис.4 показывают сильную зависимость продольной и поперечной частей сечения от электрических формфакторов протона и π -мезона. Нужно отметить особенно сильную чувствительность продольной части амплитуды к формфактору π -мезона. Кривые вычислены в предположении, что среднеквадратичные радиусы $r_p = r_\pi = 0,8 F$.

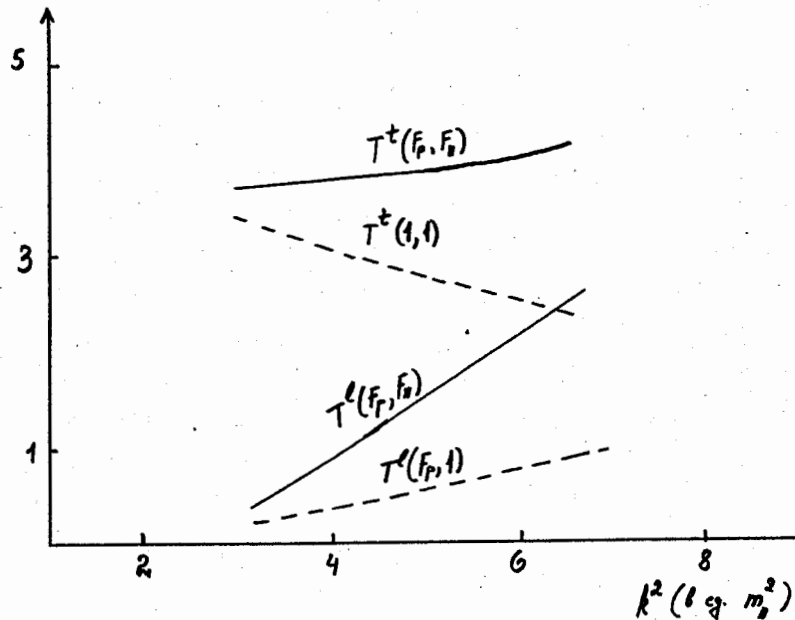


Рис. 4

Кривые, показывающие чувствительность поперечной и продольной частей амплитуды процесса $\pi^+p \rightarrow e^+e^-n$ к электромагнитным формфакторам протона и π -мезона.

Глава IV

Рассмотрено образование $(\mu^+\mu^-)$ атомов при столкновении частиц. Сечения таких процессов малы, однако, их исследование на сильноточных ускорителях представляется возможным.

Используя обычное приближение, основанное на малости среднего импульса μ -мезона в атоме по сравнению с его массой покоя, мы получили выражение для матричного элемента процесса

$$\pi^+p \rightarrow (\mu^+\mu^-) + n \quad (8)$$

с образованием $(\mu^+\mu^-)$ -атома в основном состоянии. Из связи сечений процессов (8) и

$$\pi^+p \rightarrow e^+e^- + n, \quad (9)$$

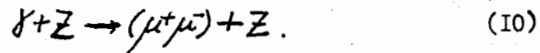
который имеет вид

$$\sigma_1 = 3\pi\alpha^3 m_\mu^2 \frac{d\sigma}{dk^2},$$

где σ_1 - полное сечение процесса (8), $\frac{d\sigma}{dk^2}$ - сечение процесса (9), k^2 - четырех-импульс виртуального фотона, α - постоянная тонкой структуры, и заменяя в (9) виртуальный фотон реальным, находим оценку сечения процесса (8) для энергии π -мезонов равной 190 Мэв: $\sigma_1 \approx 3 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2$.

Из CP-инвариантности следует, что $(\mu^+\mu^-)$ -атомы образуются в процессе (1) в триплетном состоянии. Основной схемой их распада является $(\mu^+\mu^-) \rightarrow e^+e^-$. Время жизни этих атомов в 3S_1 -состоянии равно $\tau_1 = 1,8 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$.

В качестве следующего примера рассмотрено рождение $(\mu^+\mu^-)$ атомов δ - квантами на ядрах:



Полное сечение процесса (I0) оценено с помощью формулы Примакова. При $K_0 \gg m_\mu (2Z)^{1/3}$ (K_0 - энергия δ - кванта)

$$\sigma_0 = 4\pi^2 \frac{1}{m_\mu^2} Z^2 \alpha \frac{1}{m_\mu^2}. \quad (II)$$

Время жизни $(\mu^+\mu^-)$ - атома в 1S_0 - состоянии $\tau_0 = 6 \cdot 10^{-13}$ сек, что дает для σ_0 значение

$$\sigma_0 = Z^2 \cdot 10^{-37} \text{ см}^2. \quad (I2)$$

Таким образом, при достаточно больших Z сечения фотообразования $(\mu^+\mu^-)$ - атомов становятся значительными.

Рассмотрены также атомы, образованные π -и K - мезонами.

Атомы $(\pi^+\pi^-)$ будут распадаться в основном на $\rho^0\rho^0$, а $(K^+\pi^-)$ - атомы - на $\bar{K}^0\pi^0$. Рассчитаны вероятности этих распадов. Измерение времени жизни этих атомов позволило бы определить длины $\pi\pi$ и $K\pi$ рассеяния.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах^{/4-9/}.

Литература

1. Т.Д.Блохинцева, А.Н.Кравцов, С.М.Шерман. Ядерная физика 7, 402, 1968.
2. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребенник, В.А.Жуков, Г.Либман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, Вань Хун-фан. Препринт ОИЯИ Р- 2320, Дубна, 1965.
3. Л.Д.Соловьев, ЖЭФ 40, 597, 1961.
4. В.А.Мещеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, Ф.Г.Ткебучава, Материалы Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
В.А.Мещеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, П.Строкач, Ф.Г.Ткебучава, Ядерная физика, 2, 124, 1965.
5. Ф.Г.Ткебучава. Препринт ОИЯИ, Р2- 3931, 1968.
6. В.А.Мещеряков, Л.Д.Соловьев, Ф.Г.Ткебучава. Ядерная физика, 3, 116, 1966.
7. В.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава, Препринт ОИЯИ, Р2- 4524, Дубна, 1969.
8. В.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава, Препринт ОИЯИ, Р2-4561, Дубна, 1969.
9. С.М.Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Л.Л.Неменов, Ф.Г.Ткебучава, Препринт ОИЯИ, Р2-4438, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1969 года.