

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 346.4а  
В-358

1/11  
P1 - 9181

4665/2-75

Л.С.Вертоградов, О.Е.Горчаков, А.В.Купцов,  
Л.Л. Неменов

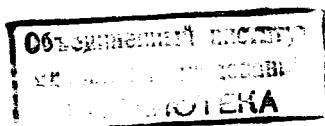
ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  $\pi^0$ -МЕЗОНА  
ПО НАБЛЮДЕНИЮ ЕГО АТОМНОГО РАСПАДА

**1975**

P1 - 9181

Л.С.Вертоградов, О.Е.Горчаков, А.В.Купцов,  
Л.Л. Неменов

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  $\pi^0$ -МЕЗОНА  
ПО НАБЛЮДЕНИЮ ЕГО АТОМНОГО РАСПАДА



## 1. Методы измерения времени жизни $\pi^0$ -мезона

Первые измерения времени жизни  $\pi^0$ -мезона проводились с помощью метода, основанного на использовании  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$  распадов при остановках  $K^+$ -мезонов в эмульсиях<sup>/1-6/</sup>,  $\tau_{\pi^0}$  определялось на основе измерения длины распада  $\pi^0$ -мезона, причем точка распада  $\pi^0$ -мезона находилась по парам Далитца. Основная трудность этого метода заключается в том, что измеряемая длина распада  $\sim 0,04$  мкм/ значительно меньше размеров зерен эмульсии  $\sim 0,3$  мкм/.

В работе<sup>/7/</sup> измерялась длина распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных при взаимодействии высокоэнергичных  $\pi^-$ -мезонов с ядрами эмульсии. Средняя длина распада  $\pi^0$ -мезона, благодаря ее релятивистскому увеличению, составила величину  $0,5$  мкм. Однако в этом случае была плохо известна энергия  $\pi^0$ -мезонов.

В эксперименте<sup>/8/</sup> для измерения  $\tau_{\pi^0}$  использовались  $\pi^0$ -мезоны, которые образовывались при взаимодействии внутреннего пучка протонов ускорителя с мишенями из платины различной толщины  $/3-60$  мкм/;  $\gamma$ -кванты от распадов  $\pi^0$ -мезонов конвертировались в самой мишени на электрон-позитронную пару. Измерялось количество позитронов в зависимости от толщины мишени. Эта зависимость благодаря конечной длине распада  $\pi^0$ -мезонов отличалась от линейной. Нелинейность получилась равной  $\sim 1,5\%$ , а  $\tau_{\pi^0}$  было измерено с точностью  $\pm 17\%$ .

Другой метод измерения времени жизни  $\pi^0$ -мезона основан на эффекте Примакова<sup>9</sup>. Этот эффект состоит в том, что сечение фоторождения  $\pi^-$ -мезонов в куло-

новском поле ядер обратно пропорционально их времени жизни. Это сечение сравнительно мало, имеет острый максимум под углом  $\sim m_{\pi}^2/2E$  /где E-энергия  $\gamma$ -квантов/ и быстро падает при больших углах. Оно пропорционально  $Z^2$  и его значение в максимуме пропорционально  $E^4$ . Однако наряду с эффектом Примакова имеются другие каналы образования  $\pi^0$ -мезонов. Поэтому при интерпретации результатов надо использовать теорию, содержащую несколько неизвестных параметров. Этим методом  $\tau_{\pi^0}$  было измерено в работах <sup>10-12</sup> с хорошей точностью /табл. 1/, однако результаты работ, как видно, плохо согласуются между собой.

Таблица 1

Методы измерения времени жизни $\pi^0$ -мезонов	Результат / $10^{-10}$ с/	Год
1. Эмульсии $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$1,0 \pm 0,5$ <sup>5</sup>	1966
2. Эмульсии $\pi^- + Я \rightarrow \pi^0 + \dots$	$1,7 \pm 0,5$ <sup>7</sup>	1964
3. По зависимости числа конверсионных позитронов от толщины мишени	$1,05 \pm 0,18$ <sup>9</sup>	1963
4. Эффект Примакова	$0,56 \pm 0,06$ <sup>11</sup>	1970
“ - “	$0,90 \pm 0,07$ <sup>10</sup>	1969
“ - “	$0,83 \pm 0,04$ <sup>12</sup>	1974
Среднее значение	$0,832 \pm 0,037$	

Таким образом, для измерения времени жизни  $\pi^0$ -мезона использовались прямые методы /измерения в эмульсии, измерение выхода высокоэнергичных позитронов/ и косвенные, которые основаны на эффекте Примакова.

Прямые методы не требуют привлечения теории, однако результаты были получены из наблюдения очень малых эффектов.

В косвенных методах  $\tau_{\pi^0}$  определяется из относительно большого эффекта, но при этом приходится применять сложную теорию.

В данной работе изучены возможности нового прямого метода измерения времени жизни  $\pi^0$ -мезона, основанного на регистрации его атомного распада.

## 2. Атомные распады $\pi^0$ -мезонов как метод измерения $\tau_{\pi^0}$

В работе <sup>13/</sup> рассмотрены распады  $\pi^0$ -мезонов с испусканием позитрониев



Отношение вероятности процесса /1/ к вероятности распада  $\pi^0$ -мезона на два  $\gamma$ -кванта равно  $1,70 \cdot 10^{-9/13/}$ . Позитронии образуются в триплетном состоянии, время жизни которого  $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7}$ с. От распадов  $\pi^0$ -мезонов высоких энергий возникают релятивистские позитронии. Детектируя выход релятивистских позитрониев на ускорителях высоких энергий, в принципе можно определять время жизни  $\pi^0$ -мезонов <sup>13/</sup>.

Сущность метода определения  $\tau_{\pi^0}$  по измерению выхода позитрониев заключается в следующем. На внутреннем пучке протонов ускорителя высоких энергий устанавливается тонкая мишень /толщиной  $\sim 1$  мкм/. Благодаря многократному прохождению пучка через мишень коэффициент использования пучка /отношение числа взаимодействовавших протонов к числу ускоренных/ близок к единице. Часть образованных в мишени  $\pi^0$ -мезонов распадается на  $\gamma$ -квант и позитроний. Однако, если  $\pi^0$ -мезоны распадаются в самой мишени, то позитронии с большой вероятностью развалятся в кулоновском поле ядер мишени и не будут зарегистрированы. Поэтому основным источником позитрониев являются те  $\pi^0$ -мезоны, которые перед распадом вылетают из мишени в вакуум. Очевидно, количество вылетевших в вакуум  $\pi^0$ -мезонов зависит от их времени жизни.

В работе [6] изложен способ детектирования релятивистских позитрониев, а также рассчитаны интенсивности и энергетические спектры позитрониев для ускорителей различных энергий.

В данной работе посредством моделирования изучались возможности измерения  $\tau_{\pi^0}$  по наблюдению атомных распадов  $\pi^0$ -мезонов. Все расчеты были выполнены для ускорителя ИФВЭ /Серпухов/. Получена зависимость количества позитрониев от угла их вылета и от толщины мишени. Найдено изменение количества позитрониев при варьировании  $\tau_{\pi^0}$ . Эта величина дает представление о чувствительности метода. Для экспериментальной установки с апертурой  $10^{-4}$  ср определена статистическая точность, с которой может быть измерено  $\tau_{\pi^0}$  за фиксированное время работы на ускорителе.

### 3. Результаты моделирования

Моделирование атомных распадов  $\pi^0$ -мезонов проводилось методом Монте-Карло. При этом использовалась эмпирическая формула из работы [11], описывающая спектры вторичных частиц, образующихся в pp-соударениях. Спектр  $\pi^0$ -мезонов брался в виде полусуммы спектров  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов, как это делалось в работе [15].

Моделирование проводилось по следующей схеме. Вначале в системе центра масс pp разыгрывался импульс  $\pi^0$ -мезона и по формуле [14] вычислялся вес данного события. Затем производился розыгрыш распада  $\pi^0$ -мезона на  $\gamma$ -квант и позитроний с последующим переводом продуктов распада в лабораторную систему. Кроме того, разыгрывалась точка образования  $\pi^0$ -мезона в мишени и вычислялась вероятность вылета  $\pi^0$ -мезона из мишени. Предполагалось, что если  $\pi^0$ -мезон распадется в мишени, то позитронии разваливаются. На заключительном этапе производилось занесение параметров события в соответствующие гистограммы. Результаты моделирования приведены на рис. 1-5.

На рис. 1 приводится количество  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от угла их вылета из

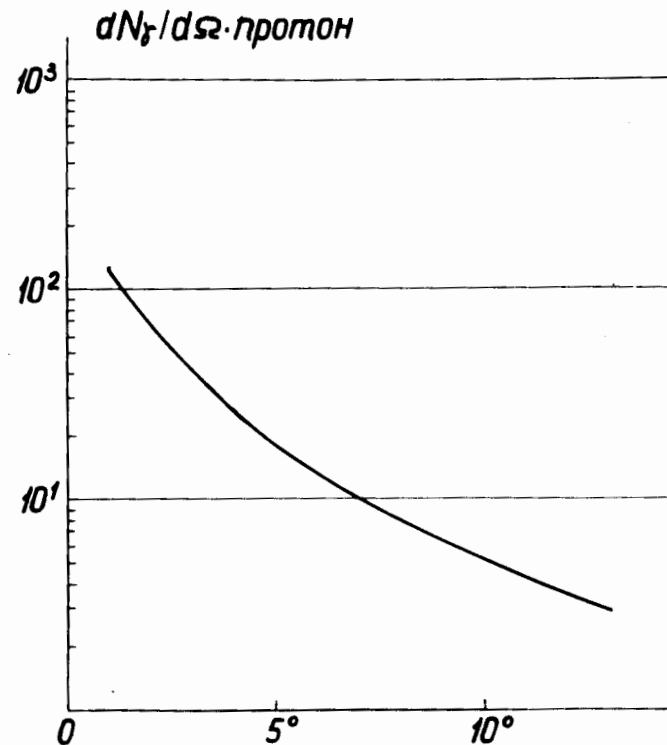


Рис. 1. Зависимость количества  $\gamma$ -квантов на один протон от угла их вылета.

мишени. Зависимость количества позитрониев от угла близка к приведенной на рис. 1 из-за малой массы позитрониев. Из рисунка видно, что интенсивность  $\gamma$ -квантов быстро убывает с увеличением угла их вылета.

На рис. 2 приведены данные об интенсивности позитрониев в зависимости от толщины мишени и угла их вылета. Количество позитрониев  $N_{\Lambda}$  нормировалось на количество  $\gamma$ -квантов  $N_{\gamma}$  под этим же углом.

Точность измерения  $\tau_{\pi^0}$  зависит от чувствительности числа зарегистрированных позитрониев к величине  $\tau_{\pi^0}$ . На рис. 3 приводится зависимость изменения числа позитрониев при варьировании  $\tau_{\pi^0}$  на 10% от толщины мишени и от угла вылета позитрониев.

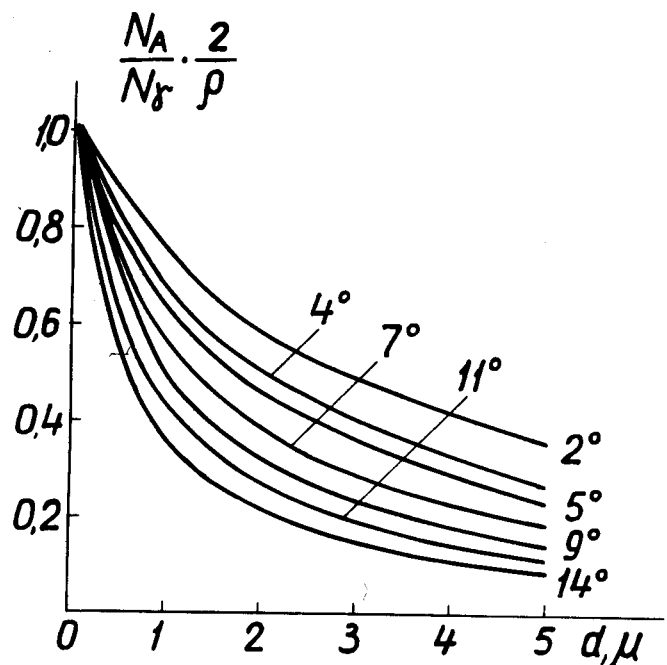


Рис. 2. Зависимость относительного количества позитрониев от толщины мишени и угла вылета,  $\tau_{\pi^0} = 10^{-16}$  с,  $\rho = 1,70 \cdot 10^{-9}$ .

Из рис. 2 и 3 видно, что выход позитрониев уменьшается при увеличении толщины мишени, но при этом усиливается зависимость количества позитрониев от времени жизни  $\pi^0$ -мезона. Следовательно, можно выбрать мишень оптимальной толщины, при которой точность измерения  $\tau_{\pi^0}$  при фиксированном времени работы на ускорителе будет максимальной. Статистическая точность определения  $\tau_{\pi^0}$  в зависимости от толщины мишени и угла вылета позитрониев, которая может быть получена за 250 час. непрерывной работы на ускорителе ИФВЭ, приведена на рис. 4. Кривые вычислены для экспериментальной установки с апертурой  $10^{-4}$  ср/площадь  $0,4 \times 0,4$  м<sup>2</sup> на расстоянии 40 м от мишени/. Кроме того, предполагалось, что на мишень сбрасывается  $10^{12}$  протонов за цикл ускорения.

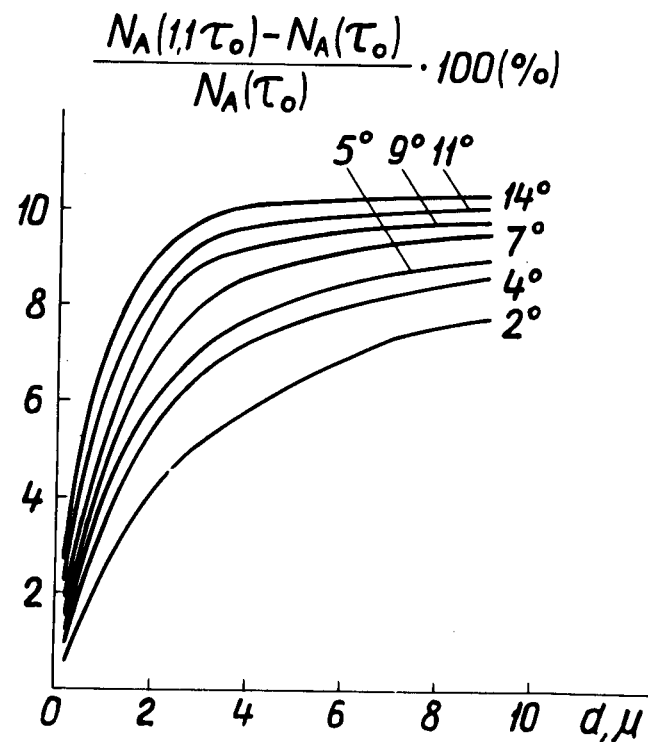


Рис. 3. Изменение количества позитрониев при варьировании  $\tau_{\pi^0}$  на 10% в зависимости от толщины мишени и угла вылета.

Из рис. 4 следует, что на ускорителе ИФВЭ /Серпухов/, детектируя позитронии, можно измерить  $\tau_{\pi^0}$  со статистической точностью  $\pm 1-2\%$ .

На рис. 5 приводятся импульсные спектры позитрониев под разными углами.

Данные о величине времени жизни  $\pi^0$ -мезона могут быть получены из анализа зависимости отношения  $N_A/N_\gamma$  от толщины мишени, причем  $N_\gamma$  - число  $\gamma$ -квантов от распадов  $\pi^0$ -мезонов. Но источниками  $\gamma$ -квантов будут являться также  $\eta$ -мезоны /их примерно в 5 раз меньше, чем  $\pi^0$ -мезонов/ и процессы тормозного излучения. В то

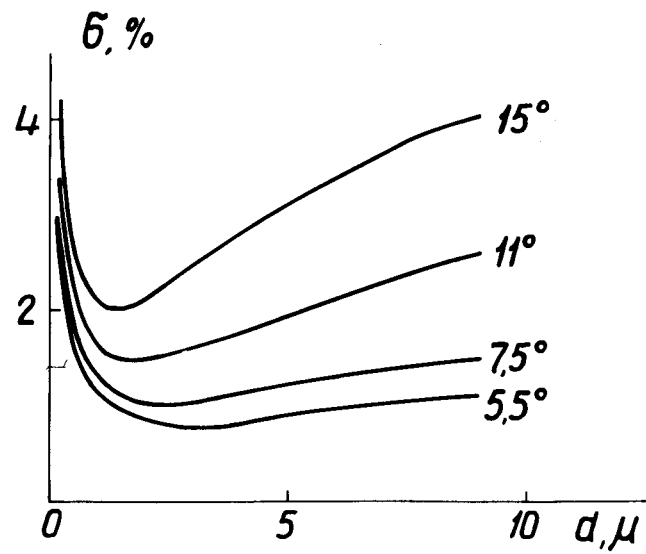


Рис. 4. Точность в определении  $\tau_{\pi^0}$  в зависимости от толщины мишени и угла вылета позитрониев. Время работы на ускорителе - 250 час.

же время позитронии, образующиеся при распаде  $\eta$ -мезонов /  $\tau_{\eta} \sim 10^{-18}$ с/ и при тормозном излучении, разваливаются в мишени и, следовательно, не регистрируются установкой.

Отношение  $\rho$  вероятности распада  $\pi^0$ -мезона на позитроний и  $\gamma$ -квант к вероятности распада на два  $\gamma$ -кванта равно  $1,70 \cdot 10^{-9}$ . Отношение скоростей регистрации позитрониев и  $\gamma$ -квантов от  $\pi^0$ -мезонов при очень тонкой мишени будет равно  $\rho/2$ . Следовательно, чтобы определить количество  $\gamma$ -квантов от  $\pi^0$ -мезонов, необходимо измерить отношение числа позитрониев к числу  $\gamma$ -квантов для мишеней разной толщины и экстраполировать к нулевой толщине мишени. Отклонение этого отношения от теоретического значения дает представление о вкладе  $\gamma$ -квантов от распада  $\eta$ -мезонов и от других источников в поток регистрируемых фотонов. Необходимо отметить, что множественность  $\pi^0$ -мезонов при энергии протонов 70 ГэВ, полученная по формуле <sup>14</sup>, оказывается

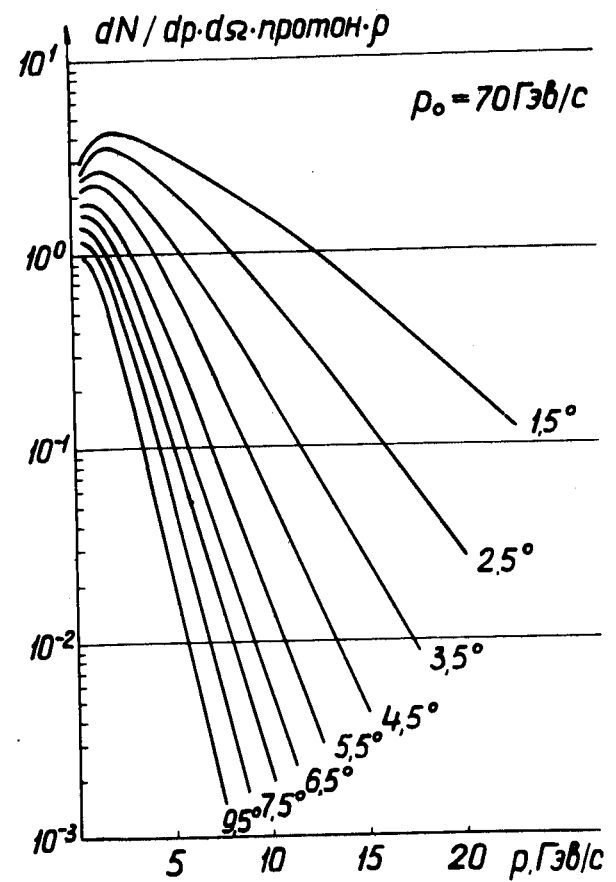


Рис. 5. Спектр позитрониев.  $P_0 = 70$  ГэВ/с.

в 2 раза меньше, чем экспериментальное значение множественности  $\pi^0$ -мезонов при взаимодействии протонов с тяжелыми ядрами <sup>17</sup>. Поэтому возможно, что интенсивность позитрониев окажется в 2 раза выше, чем вычисленная по формуле <sup>14</sup>, следовательно, статистическая точность в определении  $\tau_{\pi^0}$  улучшится примерно в 1,5 раза.

В заключение авторы выражают благодарность Б.М.Понтекорво за интерес к работе и полезные обсуждения.

## Литература

1. R.G.Glasser, J.Sceman and B.Stieler. *Phys. Rev.*, 123, 1014 (1961).
2. J.Tiegte and W.Purschel. *Phys. Rev.*, 127, 1324 (1964).
3. E.L.Koller, S.Taylor and T.Huetter. *Nuovo Cim.*, 27, 1405 (1963).
4. D.A.Evans and J.H.Mulvey. *Proc. of the 1963 International Sienna Conference on Elementary Particles (sienna, 1963)*, p. 477.
5. P.Stamer, S.Taylor, E.L.Koller, T.Hutten, J.Gramman and D.Pandoulos. *Phys.Rev.*, 151, 1108 (1966).
6. G.Harris, J.Orear and S.Taylor. *Phys.Rev.*, 106, 327 (1957).
7. A.Shwe, F.M.Smith and W.H.Barkas. *Phys. Rev.*, 136B, 1839 (1964).
8. G. Von Dardel, D.Dekkers, R.Mermod, J.D. Van Putten, M.Vivargent, G.Weler and K.Winter. *Phys.Lett.*, 4, 51 (1963).
9. H.Primakoff. *Phys.Rev.*, 81, 899 (1951).
10. В.П.Крышкин, А.Г.Смерлизов, Ю.П.Усов. *ЖЭТФ*, 57, 1917 /1969/.
11. C.Belletini, C.Bemporad, P.L.Braccini, C.Bradashia, L.Foa, K.Lubelsmeier and D.Schmitz. *Nuovo Cim.*, 66A, 243 (1970).
12. A.Browman, J.Dewire, B.Gittelman, K.M.Hanson, D.Larson, E.Loh and R.Lewist. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 23, 1400 (1974).
13. Л.Л.Неменов. *ЯФ*, 15, 1047 /1972/. ✦
14. В.Н.Фаломешкин. *ЯФ*, 15, 883 /1972/. ✦
15. В.В.Макеев, В.Н.Фаломешкин. *Препринт ИФВЭ, СЭФ*, 71-51, Серпухов, 1971.
16. О.Ф.Горчаков, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов. *Препринт ОИЯИ, P1-9165*, Дубна, 1975. ✦
17. H.Blumenfeld, P.Granet, J.Ph.Laugier, M.Loret, J.Prevost, J.Saudraix et al., *Phys. Lett.*, 45B, 528 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 сентября 1975 года.