

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Г-707

<sup>1</sup>/<sub>XII-75</sub>  
PI - 9165

4626/2-75

О.Е.Горчаков, А.В.Кущов, Л.Л.Неменов

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКОВ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНИЕВ  
НА УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

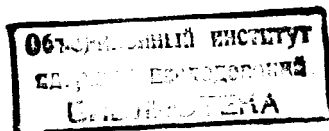
**1975**

P1 - 9165

О.Е.Горчаков, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов

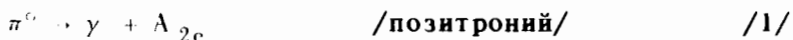
ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКОВ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНИЕВ  
НА УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в ЯФ



## Введение

В работах <sup>/1,2/</sup> были рассмотрены распады элементарных частиц, сопровождающиеся испусканием связанных состояний. Этот класс процессов получил название атомных распадов, а связанные состояния обозначаются символом  $A_{2f}$ , если атом образован частицей  $f$  и античастицей. Относительные вероятности атомных распадов малы, однако некоторые из них могут наблюдаться на существующих ускорителях. В частности, процесс



в принципе позволяет получить пучки релятивистских позитрониев, исследования с которыми представляют несомненный интерес <sup>/1,3/</sup>.

Вероятность процесса /1/ пропорциональна квадрату волновой функции позитрония на малых расстояниях  $(\psi_n, L, j(0))^2$  и элементу  $S$ -матрицы, описывающему распад  $\pi^0$ -мезона с внутренней конверсией одного фотона в электрон-позитронную пару при равных 4-импульсах электрона и позитрона. Отношение  $\rho$  вероятности распада  $\pi^0$ -мезона с испусканием позитрония к вероятности распада на два  $\gamma$ -кванта равно <sup>/1/</sup>

$$\rho = \frac{W(\pi^0 \rightarrow \gamma + A_{2e})}{W(\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma)} = 1,70 \cdot 10^{-9} \quad \text{/2/}$$

Позитроний от распада  $\pi^0$ -мезонов образуется в триплетном состоянии. Время жизни триплетных позитрониев в основном состоянии  $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7}$  с.

На ускорителях высоких энергий можно получить пучки релятивистских позитрониев /от распада  $\pi^0$ -мезонов высоких энергий/. Основные свойства релятивистских позитрониев, важные, в частности, для их детектирования, также рассмотрены в работе /1/.

Релятивистские позитронии можно рассматривать как стабильные атомы. Действительно, время жизни позитрония с энергией 1 ГэВ равно  $\tau_{д.с.} = 1,4 \cdot 10^{-4}$  с, а длина распада - 40 км.

При прохождении через вещество релятивистские позитронии, взаимодействуя с кулоновским полем ядер и электронов, разваливаются.

Если  $A_{2e}$  движется в поперечном магнитном поле  $H$ , то он также может разваливаться. Это связано с наличием в системе покоя позитрония электрического поля  $E = \beta \gamma H$ , где  $\beta$  - скорость позитрония в лабораторной

системе координат, а  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Вероятность развала позитрония на единицу длины равна:

$$W(\gamma, H) = \frac{1,18 \cdot 10^7}{\gamma^2 H} e^{-\frac{2,8 \cdot 10^3}{\gamma H}} \text{ см}^{-1} \quad /3/$$

где  $\gamma$  выражено в единицах  $10^3$ ,  $H$  - магнитное поле в лабораторной системе, в эрстедах.

Экспериментальная установка, предназначенная для регистрации позитрониев, должна иметь следующие основные особенности. На внутреннем пучке протонов устанавливается тонкая мишень / $\approx 1$  мкм/. Благодаря многократному прохождению пучка через мишень коэффициент использования пучка /отношение числа провазимодействовавших протонов к числу ускоренных/ будет близок к единице. Часть  $\pi^0$ -мезонов, образованных при взаимодействии протонов с ядрами мишени, распадается на  $\gamma$ -квант и позитроний. Однако основным источником

позитрониев будут только те  $\pi^0$ -мезоны, которые перед распадом вылетают из мишени в вакуум.

Релятивистские позитронии пропускаются через вакуумный канал длиной  $\approx 50$  м, вдоль которого создано слабое поперечное магнитное поле, отклоняющее из канала заряженные частицы. На выходе канала позитронии разваливаются в сильном поле магнитного спектрометра, при помощи которого измеряются импульсы электрона и позитрона.

В данной работе рассчитаны интенсивность и энергетические спектры пучков позитрониев, возникающих только от распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных на ускорителях с энергией протонов 13, 30, 70, 400 и 5000 ГэВ. Получены зависимости этих характеристик от угла вылета позитрониев.

### 1. Моделирование атомных распадов $\pi^0$ -мезонов

Численные расчеты интенсивности и энергетических спектров позитрониев проводились методом Монте-Карло. Для описания угловой и энергетической зависимости количества  $\pi^0$ -мезонов, образующихся в  $pp$ -соударениях, использовались формулы из работ /4,8/.

Эмпирическая формула из работы /4/ имеет вид

$$d^3\sigma = A \cdot \Phi_1 \cdot \Phi_2 \cdot \Phi_3 \cdot \Phi_4 \cdot d^3p/E. \quad /4/$$

Функции  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  описывают зависимость сечения от величины поперечного и продольного импульсов, соответственно;  $\Phi_3$  определяет поведение спектра у верхнего кинематического предела,  $\Phi_4$  описывает поведение спектра в мягкой части и в области малых углов.

Полуэмпирическая формула /8/ основывается на двухтемпературной модели Вайланда и Боузена /6,7/. Основное предположение модели заключается в том, что функция распределения вторичных частиц в системе центра масс взаимодействующих частиц может быть записана в факторизованном виде  $f_1(p_{\uparrow}^*) \cdot f_2(p_{\downarrow}^*)$ .

В работах /4,8/ не приведены параметры для дифференциальных сечений  $\pi^0$ -мезонов. Поэтому при рас-

четах спектр  $\pi^0$ -мезонов брался в виде полусуммы спектров  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов, как это делалось в работе<sup>/5/</sup>.

Моделирование атомных распадов  $\pi^0$ -мезонов проводилось по следующей схеме. Вначале в системе центра масс  $pp$  разыгрывался импульс  $\pi^0$ -мезона, и по формуле /4/ вычислялся вес этого события. Затем проводился розыгрыш распада  $\pi^0$ -мезона на  $\gamma$ -квант и позитроний с последующим переводом продуктов распада в лабораторную систему. Кроме того, проводился розыгрыш точки образования  $\pi^0$ -мезона в мишени и вычислялась вероятность его вылета из мишени. На последнем этапе параметры событий заносились в соответствующие гистограммы.

## 2. Интенсивности и энергетические спектры позитрониев

Полученные при моделировании данные об интенсивности и энергетических спектрах позитрониев приведены на рис. 1-8.

На рис. 1 приводится зависимость интенсивности позитрониев от угла их вылета для энергий ускоренных протонов 13, 30, 70, 400 и 5000 ГэВ. При расчетах предполагалось, что позитронии внутри мишени не разваливаются, т.е. на рисунке приводится верхняя граница интенсивности позитрониев. Интенсивность  $A_{2e}$  сильно убывает с увеличением угла их вылета. Для наблюдения позитрониев под малыми углами потребуется экранирование канала от поля магнитов ускорителя.

На рис. 2 приводится зависимость количества позитрониев от угла для мишени толщиной 1 мкм. Считалось, что источником позитрониев могут быть только  $\pi^0$ -мезоны, вылетевшие из мишени в вакуум. Сильное уменьшение выхода позитрониев из-за развала в мишени наблюдается в том случае, когда атомы образуются от распада  $\pi^0$ -мезонов низких энергий: под большими углами и при относительно небольшой энергии протонов.

Чтобы определить из рис. 1 и 2, какое количество позитрониев может быть зарегистрировано экспериментальной установкой, расположенной под некоторым углом

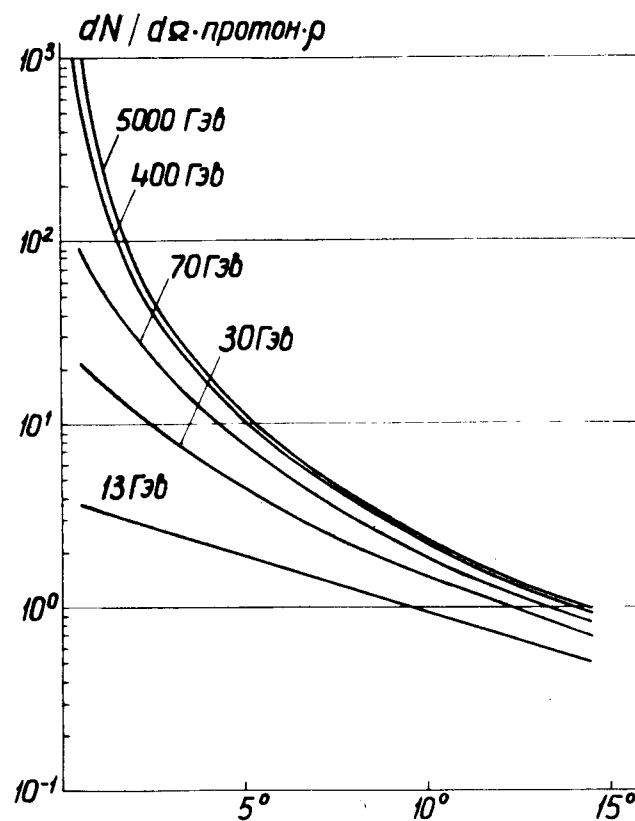


Рис. 1. Зависимость количества позитрониев /на один протон/ от угла их вылета для протонов с энергией 13, 30, 70, 400 и 5000 ГэВ. Кривые получены в предположении, что позитронии в мишени не разваливаются.  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-9}$ .

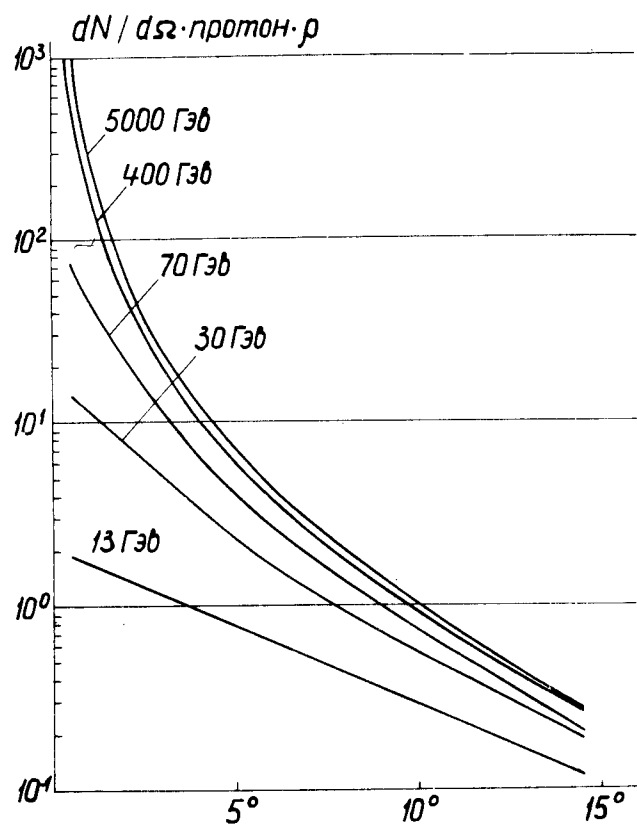


Рис. 2. Зависимость количества позитрониев /на один протон/ от угла их вылета для протонов с энергией 13, 30, 70, 400 и 5000 ГэВ. Толщина мишени - 1 мкм. Кривые получены в предположении, что источником позитрониев являются только  $\pi^0$ -мезоны, распадающиеся в вакууме.  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-9}$ .

к пучку протонов, надо величину  $dN/d\Omega \cdot \text{протон} \cdot \rho$  умножить на телесный угол установки, на число ускоренных протонов и на величину  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-9}$ .

На ускорителе ИФВЭ 400 раз в час ускоряется  $2 \cdot 10^{12}$  протонов до энергии  $\approx 70$  ГэВ. В реальных условиях на мишень будет сбрасываться  $10^{12}$  протонов за цикл. На рис. 3 приводится зависимость от угла и толщины мишени количества позитрониев, которое будет зарегистрировано установкой с апертурой  $10^{-4}$  ср. за 250 час непрерывной работы на ускорителе. Если поста-

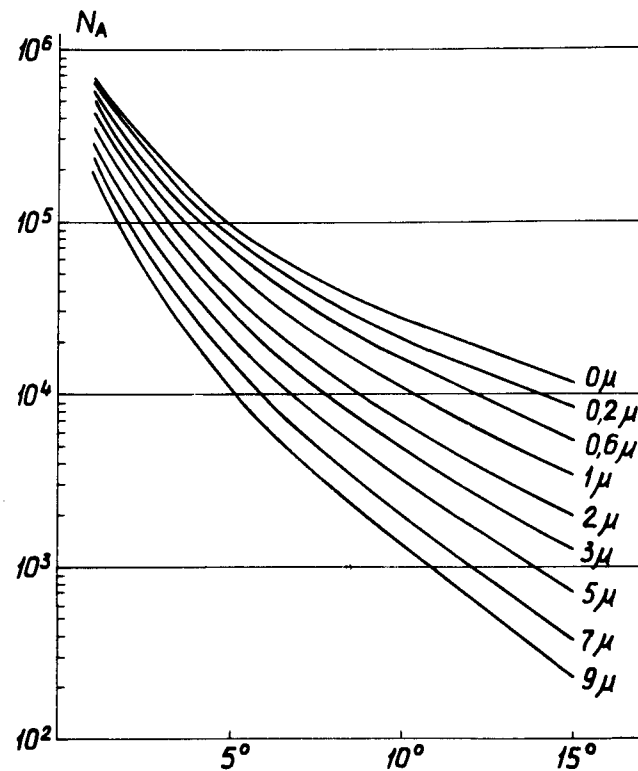


Рис. 3. Количество позитрониев, которое можно зарегистрировать за 250 час на ускорителе ИФВЭ /Серпухов/ экспериментальной установкой с апертурой  $10^{-4}$  ср в зависимости от угла и толщины мишени.

вить мишень толщиной 1 мкм, то будет зарегистрировано  $5 \cdot 10^4$  позитрониев под углом  $5^\circ$  и  $10^4$  под углом  $10^\circ$ .

На рис. 4-8 приводятся импульсные спектры позитрониев для ускоренных протонов с энергией 13, 30, 70, 400 и 5000 ГэВ. Параметром является угол вылета позитрониев.

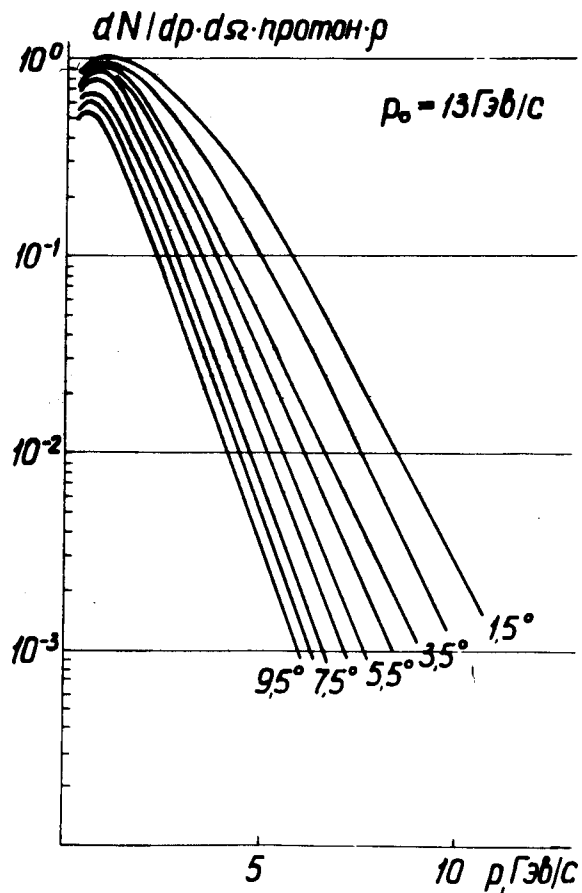


Рис. 4. Спектры позитрониев.  $P_0 = 13$  ГэВ/с.

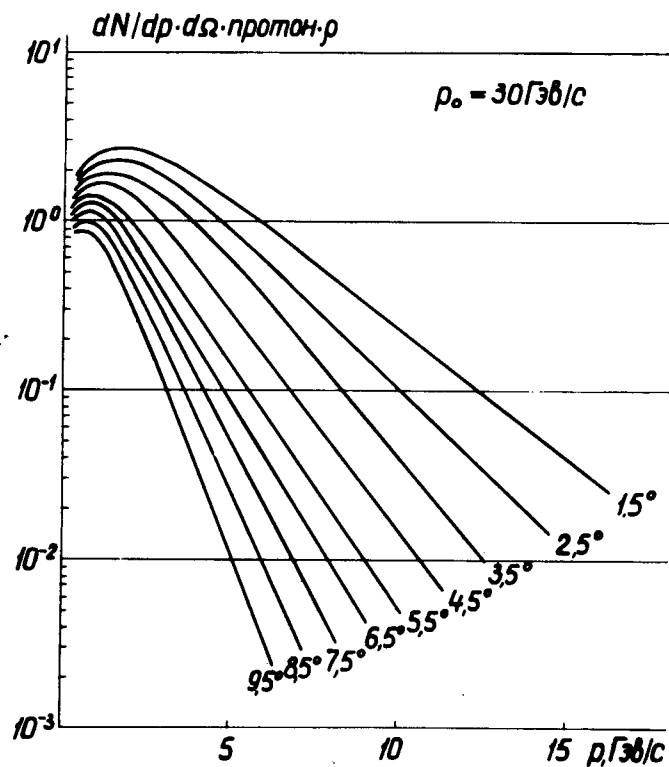


Рис. 5. Спектры позитрониев.  $P_0 = 30$  ГэВ/с.

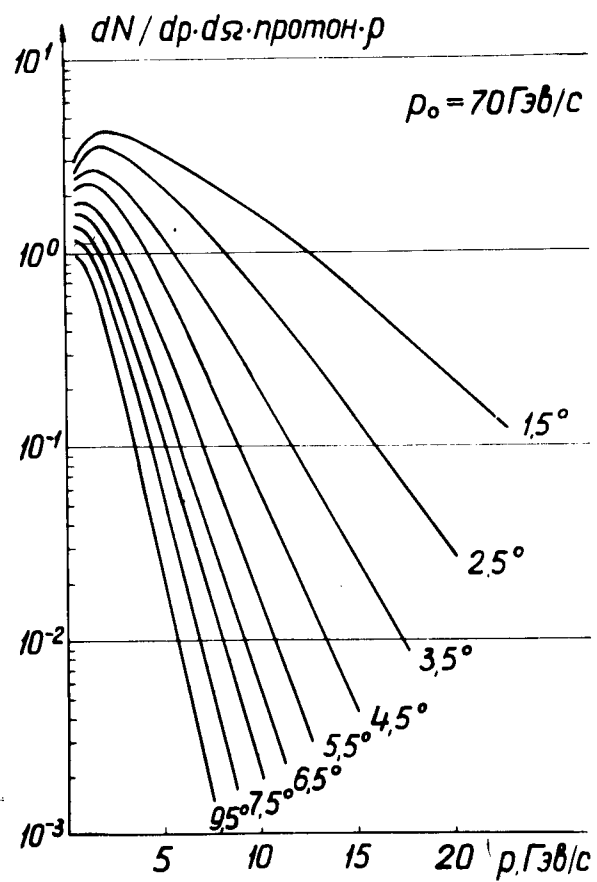


Рис. 6. Спектры позитрониев.  $P_0 = 70 \text{ ГэВ/с}$ .

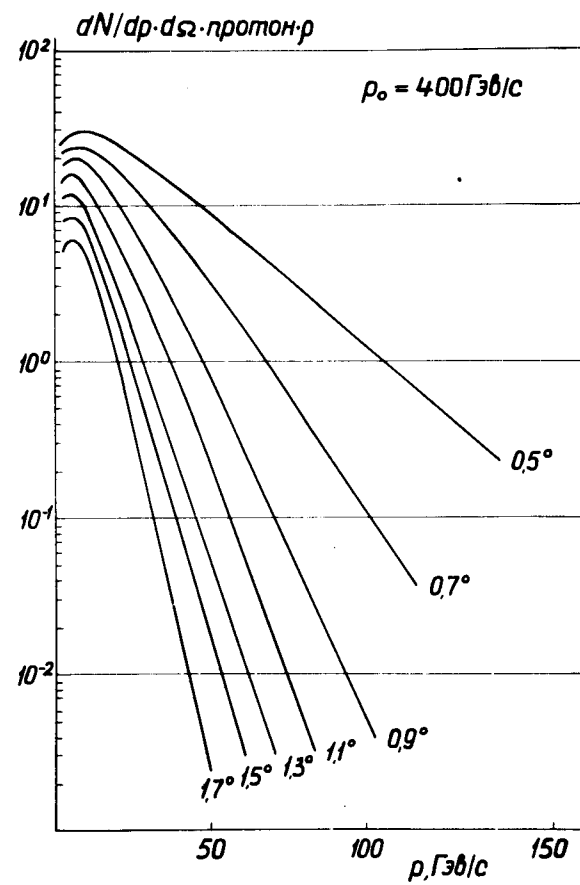


Рис. 7. Спектры позитрониев.  $P_0 = 400 \text{ ГэВ/с}$ .



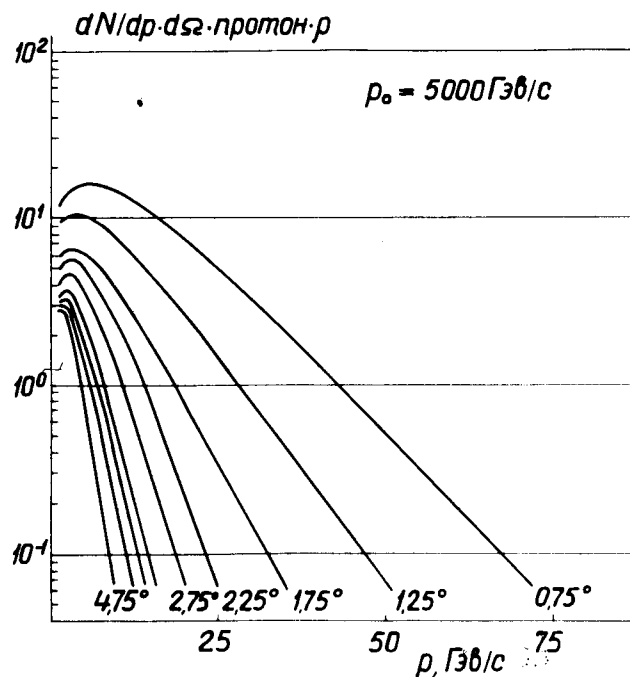


Рис. 8. Спектры позитрониев.  $P_0 = 5000$  ГэВ/с

Все результаты получены с помощью эмпирической формулы из работы /4/. Были проведены также расчеты, в которых спектр  $\pi^0$ -мезонов описывался полуэмпирической формулой из работы /8/. Полученные интенсивности позитрониев при энергиях 13-5000 ГэВ отличаются от приведенных здесь величин не более чем в 2 раза.

Возможно, что интенсивности позитрониевых пучков окажутся раза в 2 больше, чем вычисленные по формуле /4/, так как множественность  $\pi^0$ -мезонов при 70 ГэВ, полученная в результате интегрирования формулы /4/, оказалась в 2 раза ниже, чем экспериментальное значение множественности  $\pi^0$ -мезонов при взаимодействии протонов с тяжелыми ядрами /9/.

#### Литература

1. Л.Л.Неменов. ЯФ, 15, 1047 /1972/.
2. Л.Л.Неменов. ЯФ, 17, 125 /1972/.
3. Л.Л.Неменов. ОИЯИ, Р1-9145, Дубна, 1975.
4. В.Н.Фаломешкин. ЯФ, 15, 383 /1972/.
5. В.В.Макеев, В.Н.Фаломешкин. Препринт ИФВЭ, СЭВ, 71-51, Серпухов, 1971.
6. J.R.Wayland, T.Bowen. Nuovo Cim., 48A, 663(1967).
7. J.R.Wayland. Phys.Rev., 175, 2106 (1968).
8. В.А.Коротков, В.В.Макеев. Препринт ИФВЭ, 74-94, Серпухов, 1974.
9. H.Blumenfeld, P.Granet, J.Ph.Laugier, M.Loret et al., Phys.Lett., 45B, 528 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 сентября 1975 года.