

МНОЖЕСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В МОДЕЛИ ДВУХ МЕХАНИЗМОВ

А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян*

В работе строится множественное распределение нейтральных частиц в рамках многокомпонентной модели двух механизмов. Предсказания модели с фиксированными ранее параметрами из описания адрон-адронных процессов при энергиях ISR хорошо согласуются с новыми экспериментальными данными. При этом, не изменяя спектра кластеров в центральной области рождения, можно достичь вполне удовлетворительного согласия предсказаний модели с экспериментальным множественным распределением нейтральных вторичных частиц при достижимых энергиях. В частности, получены близкие к наблюдаемым значения первого и второго корреляционного параметров в $\pi^- p \rightarrow n_0 + X$ реакциях при энергии $p_L = 250$ ГэВ/с. Это указывает на ключевую роль в множественном рождении частиц тяжелых четырехчастичных кластеров, вероятность образования которых увеличивается с ростом энергии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Multiplicity Distribution of Neutral Particles
in the Two-Mechanism Model
Sissakian A.N., Torosian H.T.

The multiplicity distribution of neutral particles is constructed in the framework of the many-component two-mechanism model. Predictions with parameters fixed from the description of hadron-hadron processes for ISR are in good agreement with experimental data. A satisfactory agreement of the model predictions with the experimental multiplicity distribution of neutral secondaries at accessible energies is achieved without changing the cluster spectrum in the central production region. In particular, the values close to the observed ones are obtained for the first and second correlation parameters in $\pi^- p \rightarrow n_0 + X$ reactions at $p_L = 250$ GeV/c.

* Ереванский физический институт

This indicates the key role in the multiple production of particles of heavy four-particle clusters, the production probability of which increases with energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Введение

В последнее время промежуточная стадия множественного процесса все более интенсивно изучается в разных экспериментах ^{/1/}. Это обусловлено тем, что выделение и изучение продуктов реакции на первой стадии /резонансы, кластеры/ дало бы возможность отделить динамические аспекты процесса от чисто кинематических эффектов множественных характеристик вторичных частиц, связанных с распадом промежуточных образований. Например, изучение корреляций между промежуточными резонансами /например, ρ -мезонами/ вместо изучения тех же корреляций между конечными пионами, очевидно, намного информативнее для понимания механизма рождения ^{/2-4/}. Однако такие исследования сталкиваются с экспериментальными трудностями однозначного восстановления и идентификации промежуточных образований ^{/5/}. Тем не менее с достаточной уверенностью можно сказать, что большинство конечных частиц /~80%/ получается от распадов ρ , ω , f -мезонов, и лишь небольшая их часть рождается в реакции непосредственно ^{/6/}. Вместе с тем в различных феноменологических моделях множественного рождения с той или иной однозначностью можно выразить связи между промежуточными образованиями через характеристики конечных вторичных частиц. Это дает возможность, исходя из наглядных свойств процесса, прощупать механизмы множественного рождения.

Например, в феноменологической модели двух механизмов, развитой в ^{/7-8/} на основе описания экспериментальных данных по множественным распределениям заряженных частиц в адрон-адронных процессах, было сделано следующее заключение о механизме рождения: на первой стадии процесса в центральной области рождения образуются четырехчастичные нейтральные кластеры, которые затем распадаются на четыре пиона через промежуточный распад на пару P -мезонов. Вклад этих четырехчастичных кластеров в конечное число частиц в центральной области составляет ~95%, что говорит об их ключевой роли в описании имеющихся экспериментальных данных.

С накоплением новых данных на SPS-коллайдере и с использованием на нем, так же как и на ISR, новых гибридных установок, позволяющих не только четче восстановить про-

межуточную стадию множественного процесса, но и фиксировать нейтральные конечные частицы, возникает возможность дальнейшей выборки феноменологических моделей множественного образования.

Сравнение предсказаний вышеупомянутой модели двух механизмов для множественных характеристик $\bar{p}p$ -реакций при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ показало, что имеется вполне удовлетворительное согласие^{/9/}. В частности, для средней множественности заряженных частиц модель предсказывает значение $\langle n_c \rangle_{\text{мод}} = 27,7 \pm 3,0$, что достаточно хорошо соответствует экспериментальному значению $\langle n_c \rangle_{\text{эксп}} = 27,4 \pm 2,0$ этой величины^{/10/}.

Отметим также, что как показывает розыгрыш событий по методу Монте Карло, средняя множественность кластеров при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ, так же как и при ISR-энергиях, составляет $\langle k_{\text{зар}} \rangle \sim 2 \div 3$ частицы^{/11/}. Это значение находится в очень хорошем согласии с моделью двух механизмов, где $\langle k_{\text{зар}} \rangle_{\text{мод}} = 2,5$. Этот факт свидетельствует о том, что основным механизмом как при ISR-, так и при SPS-энергиях является образование кластеров в промежуточной стадии процесса.

В данном сообщении дается сравнение предсказаний модели для K^+p - и π^+p -реакций при $p_L = 250$ ГэВ/с с экспериментом^{/12/}, а также развивается схема для предсказаний множественных распределений нейтральных частиц без привлечения дополнительных свободных параметров^{/13/}.

Распределение по множественности нейтральных частиц

1. Модель исходит из рассмотрения двух одновременно и независимо друг от друга действующих механизмов множественного образования: а/ диссоциации налетающих частиц и б/ независимого испускания разных сортов нейтральных кластеров в центральной области.

В случае, например, протона, можно ограничиться каналами диссоциации:

$$p \rightarrow p, p \rightarrow p\pi^0, p \rightarrow p\pi^+, p \rightarrow p2\pi^0, p \rightarrow p\pi^+\pi^0, p \rightarrow p\pi^+\pi^-.$$

В центральной области рассматривается рождение следующих типов кластеров:

$$1/ \sigma\text{-кластеры } \sigma \rightarrow (\pi^+\pi^-), (\pi^0\pi^0),$$

$$2/ \omega\text{-кластеры } \omega \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0),$$

$$3/ \text{В-кластеры } \text{В} \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0), (2\pi^+2\pi^-).$$

Распределение по множественности каждого типа кластеров имеет пуассоновский вид: $P_n(\langle n \rangle) = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}$ ^{/14/}. Тогда

да распределение конечных частиц по множественности строится таким образом:

$$W_{n_0, n_c} = \sum_{i,j} \omega_i \omega_j \prod_{k=1}^5 P_{n_k} (\langle n_k \rangle) \times \quad /1/$$

$\times \delta_{n_c, 2n_1+2n_3+2n_4+4n_5+l_c^i+l_c^j} \times \delta_{n_0, 2n_2+n_3+2n_4+l_0^i+l_0^j}$,
 где ω_i / ω_j , $i, j = 1, \dots, 6$ - вероятности i -го / j -го/
 канала диссоциации налетающей частицы /частицы мишени/,
 n_i - число i -го типа кластеров в центральной области.

2. Суммируя /1/ по n_c , получаем распределение по числу нейтральных частиц в процессе

$$W_{n_0} = \sum_{n_c=0}^{\infty} W_{n_0, n_c} = (1-a-\beta)^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0-2n}(d) +$$

$$+ 2a(1-a-\beta) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0-1}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0-2n-1}(d) + [2\beta(1-a-\beta)+c^2] \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0-2}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0-2n-2}(d) + 2a\beta \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0-3}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0-2n-3}(d) + \beta^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0-4}{2} \rfloor} P_n(c) \times$$

$$\times P_{n_0-2n-4}(d), \quad /2/$$

где

$$a = \omega_2 + \omega_3, \quad \beta = \omega_4 + \omega_5, \quad 1-a-\beta = \omega_1 + \omega_6. \quad /3/$$

Параметры c и d имеют смысл средних чисел следующих типов кластеров:

$$c = \langle n_{2\pi^0} \rangle + \langle n_{\pi+\pi-2\pi^0} \rangle, \quad d = \langle n_{\pi+\pi-\pi^0} \rangle. \quad /4/$$

Средняя множественность нейтральных частиц при этом имеет вид

$$\langle n_0 \rangle = 2c + d + 2a + 4\beta. \quad /5/$$

3. Напомним здесь, что входящие в выражение множественного распределения заряженных частиц

$$W_{n_c} = \sum_{n_0=0}^{\infty} W_{n_0, n_c} = \gamma^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-2}{4} \rfloor} P_n(b) P_{\frac{n_c-2}{2}-2n}(a) +$$

$$+ 2\gamma(1-\gamma) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-4}{4} \rfloor} P_n(b) P_{\frac{n_c-4}{2}-2n}(a) + (1-\gamma)^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-6}{4} \rfloor} P_n(b) P_{\frac{n_c-6}{2}-2n}(a) \quad /6/$$

параметры:

$$\gamma = 1 - \omega_6, \quad a = \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0} \rangle, \quad b = \langle n_{2\pi^+2\pi^-} \rangle / 7 /$$

в рассматриваемой модели двух механизмов были зафиксированы при описании экспериментальных данных ISR-энергий.

Исходя из /3/, /4/, /7/ и соотношений параметров a и b , можно выразить новые параметры α , β , c и d через зафиксированные γ , a , b .

В^{/8/} были получены соотношения

$$\langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle = 2b, \quad \frac{a}{b} = 2,13. \quad /8/$$

Тогда, используя соотношение $\langle n_0 \rangle = \frac{\langle n_c \rangle}{2}$, находим

$$c = \frac{a + 2b - d}{2} = \frac{4b + \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle}{2}, \quad d = 0,13b - \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle. \quad /9/$$

Как видно, оба параметра c и d выражаются через b и среднее число $\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle$. Свободный параметр $\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle$, в свою очередь, определим следующим образом. Из /7/ и /8/ имеем

$$\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle = 0,13b. \quad /10/$$

Отношение средних чисел $\frac{\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle}{\langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle}$ оценим из отношения

сечений образования ρ^0 и ω -мезонов в π^-p -реакциях при энергии $p_L = 40$ ГэВ/с^{/15/}:

$$\frac{\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle}{\langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle} = \frac{\sigma(\rho^0)}{\sigma(\omega)} = \frac{(7,9 \pm 0,7) \text{ мб}}{(7,2 \pm 0,8) \text{ мб}}. \quad /11/$$

Отсюда окончательно находим

$$c = 2,034b, \quad d = 0,096b, \quad b = A_1(\ln S/S_0)^{A_2}, \quad /12/$$

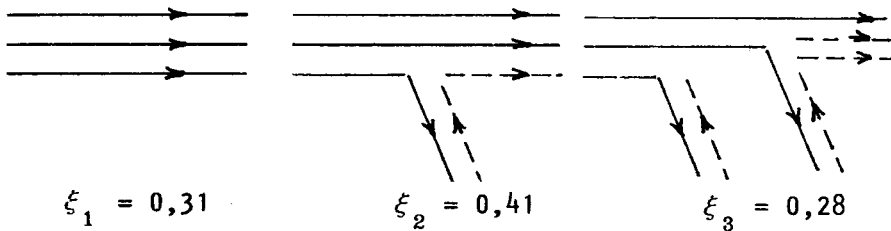
где S - квадрат полной энергии столкновения в с.ц.и., $S_0 = (m_1 + m_2)^2$, а значения A_1, A_2 , найденные при описании множественных распределений адрон-адронных столкновений при ISR-энергиях, приведены в табл.1.

4. Параметры α и β , характеризующие диссоциацию налетающих частиц, не удается однозначно выразить через зафиксированные параметры a, b и γ . Это связано с тем, что $\gamma = 1 - \omega_6$ затрагивает только вероятность шестого канала диссоциации $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, тогда как $\alpha = \omega_2 + \omega_3, \beta = \omega_4 + \omega_5$.

Таблица 1

	$\bar{p}p$	pp	K^-p	K^+p	π^-p	π^+p
A_1	0,047 +0,004	0,047 +0,004	0,028 +0,002	0,028 +0,002	0,016 +0,001	0,016 +0,001
A_2	1,655 +0,085	1,630 +0,090	1,894 +0,076	1,868 +0,081	2,038 +0,070	2,012 +0,075

Чтобы прояснить ситуацию, воспользуемся установленными в ^{/16/} соотношениями между вероятностями каналов фрагментации сталкивающихся частиц. Например, для протона:



где вероятности ξ_i соответствующих каналов фрагментации удовлетворяют нормировке $\sum_i \xi_i = 1$, что означает пренебрежение каналами, где нет лидирующих барионов, и каналами, где два валентных кварка фрагментируют в два отдельных бариона.

Как легко видеть, ξ_i связаны с нашими ω_i следующими соотношениями:

$$\omega_1 = \xi_1, \quad \omega_2 + \omega_3 = \alpha = \xi_2, \quad \omega_4 + \omega_5 + \omega_6 = \beta + \omega_6 = \xi_3. \quad /13/$$

Отсюда, подставляя значение $\omega_6 = 1 - \gamma$ из ^{/8/}, находим значения α и β для p -и $\bar{p}p$ -процессов:

$$\alpha = 0,41, \quad \beta = 0,06. \quad /14/$$

Для мезон-протонных ($K^\pm p$, $\pi^\pm p$) -реакций, исходя из аналогичных расчетов, находим, что $\beta = 0 / \alpha = 0,41/$. В этом случае формула /2/ для множественных распределений нейтральных частиц упрощается:

$$\begin{aligned}
 W_{n_0} = & (1 - \alpha)^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0 - 2n}(d) + 2\alpha(1 - \alpha) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0 - 1}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0 - 2n - 1}(d) + \\
 & + \alpha^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_0 - 2}{2} \rfloor} P_n(c) P_{n_0 - 2n - 2}(d).
 \end{aligned}$$

5. Как уже отмечалось, предсказания модели по формуле /6/ хорошо согласуются с $\bar{p}p$ -экспериментальными данными при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Ниже приводится описание той же формулой /6/, без изменения входящих в нее параметров, и формулой /15/, с фиксированными описанным выше способом параметрами, новых экспериментальных данных по K^+p - и $\pi^\pm p$ -столкновениям при $P_L = 250$ ГэВ/с /12/.

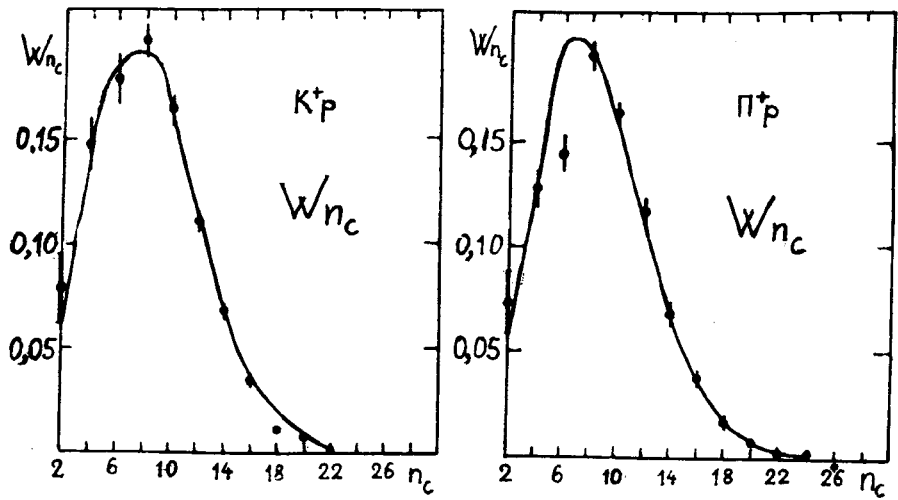


Рис. 1

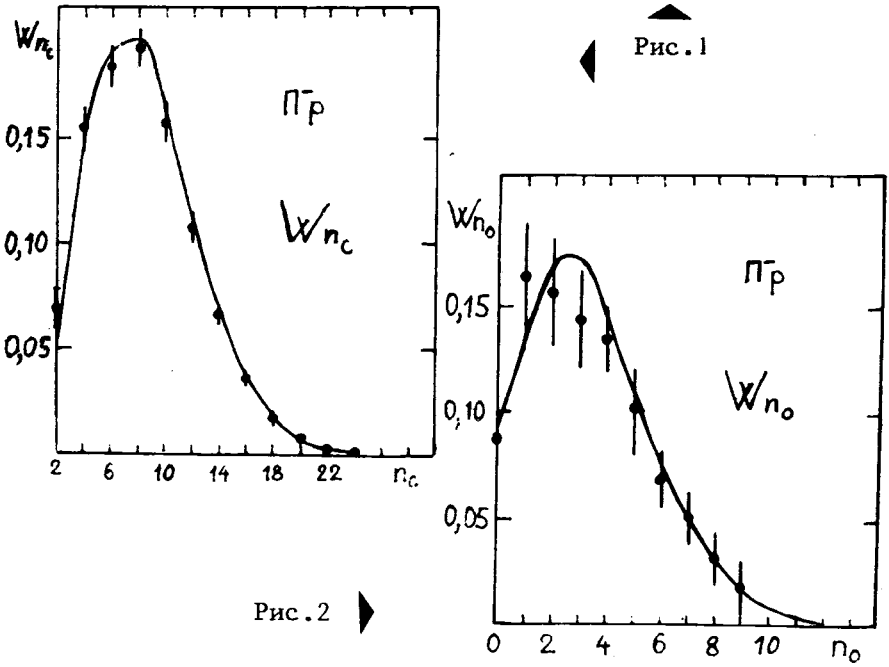


Рис. 2

На рис.1-2 приведены описания множественных распределений заряженных и нейтральных частиц формулами /6/ и /15/.

В табл.2 приводятся значения средних множественностей как заряженных, так и нейтральных частиц, предсказанных в модели для энергии $p_L = 250$ ГэВ/с. Приводятся также значения корреляционного параметра $f_2^0 = \langle n_0(n_0 - 1) \rangle - \langle n_0 \rangle^2$, который в данном случае имеет вид:

$$f_2^0 = 2c - 2a^2.$$

/16/

Как видно из табл.2 и рис.1-2, имеется вполне удовлетворительное согласие модели с экспериментом. Значения второго корреляционного параметра множественного распределения нейтральных частиц в модели получаются несколько меньше, чем в эксперименте. Но в пределах ошибок, как экспериментальных, так и в определении модельных величин /см. табл.1/, их значения перекрываются. Необходимо отметить также, что в центральной области могут рождаться многочастичные образования, состоящие только из нейтральных пионов, вклад которых повышает значения корреляционных параметров, не меняя при этом характеристики заряженных частиц /множественные распределения, корреляции, зарядово-нейтральные корреляции и т.д./.

Таблица 2

		K ⁺ р (250 ГэВ/с)	П ⁺ р (250 ГэВ/с)	П ⁰ р (250 ГэВ/с)
$\langle n_c \rangle$	эксп.	$8,28 \pm 0,13$	$8,44 \pm 0,10$	$8,43 \pm 0,06$
	мод.	8,69	8,42	8,65
f_2^c	эксп.	$7,57 \pm 0,60$	$8,09 \pm 0,48$	$8,66 \pm 0,11$
	мод.	9,21	7,80	8,25
$\langle n_0 \rangle$	эксп.	—	—	$3,52 \pm 0,39$
	мод.	3,55	3,27	3,39
f_2^0	эксп.	—	—	$3,3 \pm 1,0$
	мод.	2,36	2,06	2,18

В заключение подчеркнем еще раз, что в рамках модели, исходящей из наглядных и простых представлений о двух механизмах /дифракционном и центральном/, основанных на выводах экспериментального анализа, достигнуто согласие предсказаний модели с новыми экспериментальными данными, не использованными ранее при определении параметров модели.

Хочется особо отметить согласие с экспериментом предсказаний модели для характеристик нейтральных вторичных частиц, не являющихся простой экстраполяцией модельных формул на более высокие энергии.

Дальнейшее усовершенствование методики экспериментального исследования промежуточных образований /резонансов,

кластеров/ в процессе, а также исследования корреляций между ними во многом прояснят проблему выявления механизмов множественного рождения.

Литература

1. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Энергоиздат, М., 1982; Гришин В.Г. ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.1, с.178.
2. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.3, с.493; Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611.
3. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.76; Akhababian N. et al. JINR, E1-82-607, Dubna, 1982; Z.Phys., 1983, C18, p.97.
4. Bricman S. et al. Rev.Mod.Phys., 1980, vol.52, p.3.
5. Deutshmann M. et al. Nucl.Phys., 1976, B103, p.426; Higgins P.D. et al. Phys.Rev., 1979, D19, p.65.
6. Лиходед А.К., Шляпников П.В. УФН, 1977, т.122, с.37; Шляпников П.В. и др. Препринт ИФВЭ, 81-71, Серпухов, 1981; Ajinenko I.V. et al. Nucl.Phys., 1980, B165, p.1.
7. Мавродиев С.Щ. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.245.
8. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-12570, Дубна, 1979; Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, Д2-81-423, Дубна, 1981.
9. Mavrodiev S., Sissakian A., Torosian H. JINR, E2-83-480, Dubna, 1983; Дренска С. и др. ОИЯИ, Д2-82-280, Дубна, 1982.
10. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p.310; Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p.317.
11. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p.361.
12. Hays P.J. et al. Phys.Rev., 1981, D23, p.20; Cross Sections and Multiplicity Distributions for K^+p and π^+p Interactions at 250 GeV/c. Talk submitted to Brighton Conference. July, 1983; Hays P.J. et al. Phys.Rev., 1984, D29, p.368.
13. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P2-6950, Дубна, 1973; Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. IRB-TP-72-3 Preprint, Zagreb, 1972.
14. Кулешов С.П. и др. ЭЧАЯ, 1974, т.5, с.3.
15. Ангелов Н.С. ЯФ, 1977, т.25, с.117; Ангелов Н.С. ЯФ, 1981, т.33, с.1539.
16. Van Hove L. Z.Phys., 1981, C9, p.145; Van Hove L. CERN Preprint TH.3133, Geneva, 1981.

Рукопись поступила 13 декабря 1984 года.