ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

20/VI-77

P2 - 10489 е

Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдиани, А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко,

ИЗУЧЕНИЕ АВТОМОДЕЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МЕТОДОМ РЕНОРМАЛИЗАЦИОННОЙ ГРУППЫ

1977

P2 - 10489

Я.З.Дарбаидзе,* Н.В.Махалдиани,* А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко,*

ИЗУЧЕНИЕ АВТОМОДЕЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МЕТОДОМ РЕНОРМАЛИЗАЦИОННОЙ ГРУППЫ

Направлено в ТМФ

* Тбилисский государственный университет

Дарбаидзе Я.З. и др. **P2 - 10489**

Изучение автомодельного поведения полуинклюзивных распределений методом ренормализационной группы

Дан анализ соотношения подобия для полуинклюзивных множественных реакций с точки зрения его непротиворечивости квантовой теории поля. Для этого использовался метод ренормгруппы, который позволяет также оценивать поправки к автомодельному решению в определенных кинематических областях. Устанавливается связь полученного автомодельного решения с другими известными масштабными свойствами. Обсуждаются условия применимости следствий найденных соотношений.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Darbaidze Ya.Z. et al. **P2 - 10489**

Investigation of the Automodel Behaviour of Semi-Inclusive Distributions by the Renormalization Group Method

The similarity ratio for semi-inclusive multiple reactions has been analysed from the point of view of its consistency with the quantum field theory. For this purpose the renormalization group method has been used which allows also the corrections to the automodel solution to be estimated in certain kinematic regions. The connection of the obtained automodel solution with other known scale properties has been determined. The conditions of applicability of consequences of the ratios found are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. Важное место в физике высоких энергий принадлежит масштабно-инвариантным или автомодельным свойствам характеристик взаимодействия фундаментальных частиц [1,2].

В последнее время в физике множественного рождения частиц при высоких энергиях уделяется большое внимание изучению масштабно-инвариантных закономерностей для сечений инклюзивных и полуинклюзивных процессов [3–7]. Их использование приводит к ряду следствий о высокоэнергетическом поведении средней множественности [5], корреляционных функций, зависимости средних ассоциативных множественностей от поперечных и продольных компонент импульса [7] и др.

В работе будет проанализировано соотношение подобия [5] для полуинклюзивных множественных реакций. В частности, в рамках метода ренормализационной группы [8,9] с использованием соображений универсальности сечений [6] показано, что удается получить автомодельное решение $\Psi(z_p)$, $z_p = n/\langle n(\vec{p})\rangle$, удовлетворяющее соотношению подобия [5]. При этом оцениваются поправки на случай возможного отклонения от автомодельного режима в определенных кинематических областях. Полученное решение позволяет установить соответствие с зависимостью дисперсии $D(\vec{p})$ от величины импульса выделенной частицы в реакции $a+b \to c(\vec{p})+n+\dots$. Рассмотрены также возможные связи функции $\Psi(z_p)$ с масштабными функциями, определенными в работах [3,4], и обсуждаются условия применимости полученных соотношений.

2. В работе [5] для сечений полуинклюзивных реакций $ab \to c(\vec{p}) + n_{з.ч.} + \dots$ было предложено следующее автомодельное соотношение:

$$\langle n(\vec{p})\rangle \frac{d\sigma_n/d\vec{p}}{d\sigma/d\vec{p}} = \Psi(n/\langle n(\vec{p})\rangle), \qquad /1/$$

$$d\vec{p} \equiv d^3p/E\,.$$

Это соотношение получено из общих соображений физического подобия [1,2] и определяет по сути дела наличие корреляций между множественностью реакции и величиной импульса детектируемой частицы. Закономерность /1/ находится в удовлетворительном согласии с экспериментом [10,11]. Отметим, что при получении /1/ неявно предполагалась некоторая универсальность соотношения, выраженная в отсутствии зависимости $\Psi(z_p)$, $z_p = \dfrac{n}{\langle n(\vec{p})\rangle}$ от внутренних параметров теории, таких, например, как масса и константа связи.

При рассмотрении масштабных соотношений KNO [3] с привлечением соображений подобной универсальности множественных сечений были получены некоторые ограничения на средние множественности и корреляционные функции полуинклюзивных реакций $ab \to c + n_{з.ч.} + \dots$ [6].

Мы будем следовать аналогичному методу рассмотрения. С этой целью получим сейчас уравнения РГ для инклюзивных, полуинклюзивных распределений и соответствующих ассоциативных моментов.*

Рассмотрим для простоты случай скалярного поля с самодействием**. Полуинклюзивное распределение $d\sigma_n/d\vec{p}$ с одной выделенной частицей в конечном состоянии выражается следующим образом с помощью одночастично-приводимой функции Грина G_{n+2}:

*Применение РГ для изучения вероятностей физических процессов впервые рассматривалось в работе [16].

**Метод РГ в перенормируемых скалярных теориях поля для изучения высокоэнергетических асимптотик применялся в работе [12].

$$F(n,\vec{p}) \equiv \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \frac{1}{(n-1)!}\int \prod_{i=1}^{n-1}\frac{d\vec{p}\,'_i}{(2\pi)^3}\,\delta(p_1+p_2-p-\sum_{i=1}^{n-1}p'_i)\times$$

$$\times\,|G_{n+2}(p_1 p_2, p; p'_1, \dots p'_{n-1}; m(\mu), g(\mu), \mu)|^2. \qquad /2/$$

где $d\vec{p} = d^3p/E$, $E = \sqrt{\vec{p}^{\,2} + m^2}$, μ - точка нормировки, а m, в отличие от "эффективной массы" $m(\mu)$, - реальная масса. Одночастично-приводимая функция Грина G_n удовлетворяет уравнению /см. *Приложение*/:

$$\{\mu\frac{\partial}{\partial\mu} + \eta(g)\,m\frac{\partial}{\partial m} + \beta(g)\frac{\partial}{\partial g} + \frac{n}{2}\gamma(g)\}G_n(p_2; m(\mu), g(\mu), \mu) = 0. \qquad /3/$$

Введя обозначения $\hat{D} = \mu\frac{\partial}{\partial\mu}\eta m\frac{\partial}{\partial m} + \beta\frac{\partial}{\partial g}$ и действуя оператором $\hat{D}$ на уравнения /2/, для полуинклюзивных и инклюзивных сечений получим соответственно:

$$\hat{D}F(n,\vec{p}) = \gamma(n+2)F(n,\vec{p}) \qquad /4/$$

$$\hat{D}F(\vec{p}) = \gamma(\langle n(\vec{p})\rangle + 2)F(\vec{p}), \qquad /5/$$

где величины

$$F(\vec{p}) = \sum_{n\geq 2} F(n,\vec{p}) \quad \text{и} \quad \langle n(\vec{p})\rangle = \frac{\sum_n nF(n,\vec{p})}{F(\vec{p})} \qquad /6/$$

определяют инклюзивное сечение и первый ассоциативный момент, соответственно.

Рассмотрим поведение высших моментов полуинклюзивных распределений

$$C_k = \frac{\langle n^k(\vec{p})\rangle}{\langle n(\vec{p})\rangle^k} = \int_0^\infty z_p^k\,dz_p\,\Psi(z_p), \qquad /7/$$

где функция $\Psi(z_p)$ определена соотношением /1/. По аналогии с /4/ для величин /7/ с учетом /5/ и /6/, получим следующее уравнение:

$$\hat{D} C_k = \gamma \langle n(\vec{p}) \rangle \{ C_{k+1} - [1 + k(C_2 - 1)] C_k \}. \qquad /8/$$

С другой стороны, отсутствие зависимости автомодельных функций $\Psi(z_p)$ от внутренних параметров теории означает для моментов /7/ равенство $\hat{D} C_k = 0$. Это, в свою очередь, приводит к следующему рекуррентному соотношению для моментов C_k

$$C_k = [1 + (k-1)(C_2 - 1)] C_{k-1}, \qquad /9/$$

и, разрешая его,

$$C_k = 1 (1 + \frac{1}{a}) \dots (1 + (k-1) \frac{1}{a})$$

$$\frac{1}{a} = C_2 - 1 . \qquad /10/$$

Из формулы /10/ с помощью обратного преобразования к /7/

$$\Psi(z_p) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} dn\, z_p^{-n-1} C_n \qquad /11/$$

следует явный вид зависимости автомодельной функции $\Psi(z_p)$

$$\Psi(z_p) = \frac{a^a}{\Gamma(a)} \cdot z_p^{a-1} e^{-a z_p} . \qquad /12/$$

Таким образом, используя метод РГ, удается найти частный вид автомодельных функций $\Psi(z_p)$, удовлетворяющих масштабному соотношению /1/. Отметим, что при получении /12/ использовалось лишь предположение об универсальности характера зависимости полуинклюзивных сечений от внутренних переменных теории. Заметим, что равенство /10/ соответствует линейной за-

висимости дисперсии $D(\vec{p}) = \sqrt{\langle n^2(\vec{p}) \rangle - \langle n(\vec{p}) \rangle^2}$ полуинклюзивного распределения от ассоциативной средней множественности

$$D(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\vec{p}) \rangle . \qquad /13/$$

Учтем сейчас возможность отклонения функции $\Psi(z_p)$ от автомодельного соотношения /1/, которое, вообще говоря, не исключено при конечных энергиях или в определенных кинематических областях значений $\vec{p} = (p_{||}, \vec{p}_\perp)$. Предположим искомое отклонение в форме

$$\Psi(z_p) = \Psi^{(0)}(z_p) + \frac{1}{\langle n(\vec{p}) \rangle} \Psi^{(1)}(z_p).$$

$$z_p = n / \langle n(\vec{p}) \rangle . \qquad /14/$$

Соответственно

$$C_k = C_k^{(0)} + \frac{C_k^{(1)}}{\langle n(\vec{p}) \rangle}, \qquad /15/$$

где

$$C_k^{(0)} = \int z_p^k dz_p \Psi^{(0)}(z_p)$$

$$C_k^{(1)} = \int z_p^k dz_p \Psi^{(1)}(z_p). \qquad /16/$$

Тогда из уравнений /8/ и /9/, проделав аналогичные вычисления, получим

$$C_k^{(1)} = 1 (1 + \frac{1}{a}) \dots (1 + (k-2) \frac{1}{a}) \frac{k(k-1)}{2} C_2^{(1)}$$

$$C_2 = 1 + \frac{1}{a} + \frac{C_2^{(1)}}{\langle n(\vec{p}) \rangle} . \qquad /17/$$

Как и следовало ожидать, это соотношение изменит закон дисперсии, который будет отличаться от /13/ на постоянный сдвиг

$$D(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\vec{p}) \rangle - b$$
$$C_2^{(1)} = -2b/\sqrt{a}. \qquad /18/$$

Заметим, что формула /18/ является аналогом соотношения /13/ $D = A\bar{n} - B$, полученного для полных средних множественностей. При достаточно больших значениях $\langle n(\vec{p})\rangle$ в /18/ постоянным членом b можно пренебречь, тогда выражение /18/ переходит в линейный закон /13/.

С помощью соотношения /17/, аналогично построению функции $\Psi^{(0)}(z_p)$, получим явное выражение для $\Psi^{(1)}(z_p)$. Окончательно для автомодельной функции $\Psi(z_p)$ с учетом отклоняющих поправок получим

$$\Psi(z_p) = \frac{a^a}{\Gamma(a)} z^{a-1} e^{-az} \{1 + \frac{1}{\langle n(\vec{p})\rangle} \frac{a^2 C_2^{(1)}}{2} (z_p - 2 + \frac{a-1}{a z_p})\}$$
$$C_2^{(1)} = -2b/\sqrt{a}, \quad z_p = n/\langle n(\vec{p})\rangle. \qquad /19/$$

Напомним, что значения коэффициентов a, b определяются из формулы /18/ для дисперсии $D(\vec{p})$, так что /19/ не содержит свободных параметров при наличии экспериментальных данных для последней величины в зависимости от величины $\vec{p}$. В этой связи необходимо заметить, что единственный экспериментальный материал /14/ содержит очень большие ошибки, хотя и дает возможность сделать заключение качественного характера о наличии такой зависимости $D = D(\vec{p})$/от интервала величины $\vec{p}$ /. Желательны были бы эксперименты по измерению дисперсии как функции импульса $\vec{p}$ детектируемой инклюзивным образом частицы.

3. Установим сейчас связь между автомодельной функцией $\Psi(z_p)$, удовлетворяющей /1/, и соответствующей функцией закона подобия сечений множественных распределений KNO /3/

$$\langle n\rangle \frac{\sigma_n}{\sigma} = \Psi(z), \quad z = n/\langle n\rangle, \qquad /20/$$

где σ_n - топологическое сечение, $\langle n\rangle$ - полная средняя множественность заряженных частиц. Метод построения величин $\Psi(z_p)$ /12/, /19/, рассмотренный выше, аналогичен методу, предложенному в работах /6/. Наконец, обращает на себя внимание совпадение в полученных решениях функциональной зависимости Ψ от z и z_p переменных. Постараемся установить общую связь такого рода между $\Psi(z)$ и $\Psi(z_p)$, не привлекая на помощь аргументы метода РГ.

Из правила сумм для полуинклюзивных сечений

$$\int \frac{d\sigma_n}{d\vec{p}} d\vec{p} = n\sigma_n \qquad /21/$$

следует

$$\int \Psi(z_p) \frac{1}{\langle n(\vec{p})\rangle} \frac{d\sigma}{d\vec{p}} d\vec{p} = \frac{n}{\langle n\rangle} \sigma \Psi(z), \qquad /22/$$

где

$z_p = n/\langle n(\vec{p})\rangle$, $z = n/\langle n\rangle$

и функции, удовлетворяющие /1/ и /20/, отличаются индексами переменной z.

Удобно перейти к моментам соответствующих распределений C_m и $\bar{C}_m$:

$$C_m = \int_0^\infty dz_p z_p^m \Psi(z_p)$$
$$C_m = \int_0^\infty dz\, z^m \Psi(z). \qquad /23/$$

Составим выражение /23/, интегрируя /22/ по переменной

$$\int_0^\infty dz \cdot z^m \int dp \Psi(z_p) \frac{1}{\langle n(\vec{p})\rangle} \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \sigma \int_0^\infty dz\, z^{m+1} \Psi(z). \qquad /24/$$

Меняя порядок и переходя к переменной z_p

$$z = \frac{n}{\langle n\rangle} = \frac{n}{\langle n(\vec p)\rangle}\,\frac{\langle n(\vec p)\rangle}{\langle n\rangle} = z_p\cdot\alpha(\vec p),\quad \alpha(\vec p) = \frac{\langle n(\vec p)\rangle}{\langle n\rangle},$$

имеем

$$\int d\vec p\,\alpha^{m+1}(\vec p)\,\frac{1}{\langle n(\vec p)\rangle}\,\frac{d\sigma}{d\vec p}\int_0^\infty dz_p\, z_p^m\,\Psi(z_p) =$$

$$= \sigma\int_0^\infty dz\, z^{m+1}\Psi(z). \qquad /25/$$

Учитывая теперь определения /23/, получим

$$\bar C_{m+1} = \langle\alpha^m\rangle C_m,$$

где

$$\langle\alpha^m\rangle = \frac{1}{\langle n\rangle\sigma}\int\left(\frac{\langle n(\vec p)\rangle}{\langle n\rangle}\right)^m\frac{d\sigma}{d\vec p}\,d\vec p\,. \qquad /26/$$

Формулы /24/ и /26/ устанавливают в общем виде связь между функциями KNO /20/ и $\Psi(z_p)$ соотношения подобия /1/.

Рассмотрим приближенный случай, когда величина $\alpha(\vec p)$ не зависит от импульса. Такое приближение отвечает отсутствию корреляций между значением множественности n и величиной импульса $\vec p$ выделенной частицы. В этом случае из /22/ получим

$$\frac{1}{\langle n(\vec p)\rangle}\Psi_p(z_p)\langle n\rangle = \frac{n}{\langle n\rangle}\Psi(z)$$

или, т.к.

$$z_p = \frac{n}{\langle n(\vec p)\rangle} = \alpha\cdot\frac{n}{\langle n\rangle},\qquad \alpha = \alpha(\vec p),$$

искомая связь сведется к следующему виду

$$\alpha^{-1}\Psi_p(\alpha^{-1}z) = z\Psi(z), \qquad /27/$$

а формула /26/ примет вид

$$\bar C_{m+1} = \alpha^m C_m. \qquad /28/$$

Подчеркнем, что согласно полученной связи /26/, из требования универсальности для функций KNO [6] $\hat D\bar C_m = 0$ не следует, вообще говоря, соответствующее свойство $\hat D C_m = 0$ для функций $\Psi_p(z_p)$ и наоборот. Эти условия согласуются друг с другом, только если моменты $\langle\alpha^m\rangle$ не зависят от внутренних параметров теории, т.е. $\hat D\langle\alpha_m\rangle = 0$. Отметим, что соответствующие величины могут, вообще говоря, зависеть определенным образом от т.н. инвариантного заряда $\bar g$ [12], который, по определению, удовлетворяет уравнению $\hat D\bar g = 0$.

4. В работе [4] было предложено следующее масштабное соотношение для полуинклюзивных сечений

$$\frac{1}{n\sigma_n}\cdot\frac{d\sigma_n}{dp_{||}\,d\vec p_\perp} = \frac{1}{\langle p_{||}\rangle_n\langle p_\perp\rangle_n}\cdot\Phi\left(\frac{p_{||}}{\langle p_{||}\rangle_n},\frac{p_\perp}{\langle p_\perp\rangle_n}\right), \qquad /29/$$

из которого, в частности, следует масштабное поведение в отдельности по переменным $p_{||}$ и $p_\perp$. Обратим внимание на то, что поведение /29/ не является независимым, а может быть получено из соотношения подобия /1/. Покажем это на простом примере [15]. Рассмотрим кинематическую область высоких энергий и ограниченных поперечных импульсов $p_{||} \gg p_\perp$, m, $s\to\infty$, так что $E = \sqrt{\vec p^{\,2}+m^2}\to|p_{||}|$. Из правила сумм для сечений полуинклюзивных реакций

$$\int\frac{d\sigma_n}{d\vec p}\,E\,d\vec p = \sqrt{s}\,\sigma_n$$

в этом случае следует, что $\langle p_{||}\rangle \approx \sqrt{s}/n$ или $\langle x\rangle_n \approx 2/n$, $x = 2p_{||}/\sqrt{s}$. Тогда из /29/ для инвариантного сечения получим

$$E\frac{d\sigma_n}{dp_{||}} \simeq n\sigma_n\frac{xn}{2}\Phi\left(\frac{nx}{2}\right). \qquad /30/$$

С другой стороны, из соотношения /1/ для продольной составляющей импульса

$$\frac{d\sigma_n}{dx} = \frac{1}{<n(x)>} \frac{d\sigma}{dx}. \qquad /31/$$

Если предположить, что в рассматриваемой области полуинклюзивное сечение обладает поведением $d\sigma_n/dx \sim e^{-nx}$, то при малых x, вычисляя значения инклюзивного сечения, множественного распределения σ_n и ассоциативной средней множественности, получим из /31/ и /30/

$$\Psi(nx) = \frac{nx}{2} \Phi(\frac{nx}{2}). \qquad /32/$$

Последнее соотношение устанавливает в частных предположениях связь между масштабными функциями, определенными /1/ и /29/.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выведем уравнения РГ. Для конкретности рассмотрим модель ϕ^4. Неперенормированный лагранжиан имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_0 \partial^\mu \phi_0 - \frac{m_0^2}{2} \phi_0^2(x) - \frac{g_0}{4!} \phi_0^4(x). \qquad /П.1/$$

Введем перенормированные величины

$$\phi(x) = z^{-1/2} \cdot \phi_0(x)$$

$$g = z^2 z_g^{-1} g_0 \qquad /П.2/$$

$$m^2 = z z_m^{-1} m_0^2 .$$

Фурье-образ функции Грина

$$G^{(N)}(x_1 \ldots x_n) = <0| T \phi(x_1) \ldots \phi(x_n) |0>$$

связывается с вершинной функцией следующим образом:

$$\Gamma^{(N)}(p_1 \ldots p_n) = \prod_{i=1}^{n} G^{(2)}(p_i^2)\, G^{(N)}(p_1 \ldots p_n), \quad (\Sigma p_i = 0). \qquad /П.3/$$

Перенормированная вершинная функция связана с неперенормированной по формуле

$$\Gamma^{(N)}(p_i, m, g, \mu) = z(m_0, \lambda_0, \mu)^{N/2}\, \Gamma_0^{(N)}(p_i, m_0, g_0). \qquad /П.4/$$

Дифференцируя /П.4/ по точке нормировки μ, получим

$$\{\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} + \eta(g) m \frac{\partial}{\partial m} - \frac{N}{2}\gamma\} \Gamma^{(N)}(p_i, m(\mu), g(\mu), \mu) = 0. \qquad /П.5/$$

Из /П.3/ и /П.5/ следует

$$\{\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} + \eta(g) m \frac{\partial}{\partial m} + \frac{N}{2}\gamma\} G^{(N)}(p_i, m(\mu), g(\mu), \mu) = 0. \qquad /П.6/$$

Из рассмотрения скелетного разложения легко увидеть, что одночастично приводимая функция Грина также удовлетворяет уравнению /П.6/ [17].

Авторы благодарят Н.Н.Боголюбова, А.Н.Тавхелидзе, Д.В.Ширкова за интерес к работе, а также В.Г.Кадышевского, А.Н.Квинихидзе, С.П.Кулешова, М.Д.Матеева, В.А.Матвеева, Р.М.Мир-Касимова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, Е2-5962, Дубна, 1971; Е2-6638, Дубна, 1972.*
2. *Мурадян Р.М. ОИЯИ, Р2-6762, Дубна, 1972. Matveev V.A. In: Proceedings of the 1973 CERN-JINR School of Physics, Geneva, 1973.*
3. *Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. Nucl.Phys., B40, 317 (1972).*
4. *Dao F.T. e.a. Phys. Rev.Lett., 1974, 6, p.389.*
5. *Matveev V.A., Sissakian A.N., Slepchenko L.A. JINR, E2-9105, Dubna, 1975; ЯФ, 1976, 23, c.432.*
6. *Ernst W., Schmitt I. Nuovo Cimento, 1976, 31A, 109, p.120; 1976, 33A, p.195.*

7. Sissakian A.N., Slepchenko L.A. In: Proceedings of the VI Int. Seminar on High Energy Problems, JINR, D1,2-9224, Dubna, 1975.
8. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей, Москва, "Наука", 1973.
9. Shirkov D.V. Nucl. Phys., 1973, B62, p.194; Лекции на Школе по физике элементарных частиц. Изд-во ТГУ, Тбилиси, 1973.
10. Sissakian A.N., Slepchenko L.A. In: Proceedings of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, JINR, D1,2-10400, Dubna, 1976.
11. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, 1-9406, Дубна, 1975.
12. Kazakov D.I., Lomidze L.R., Makhaldiani N.V., Vladimirov A.A. JINR, E2-8085, Dubna, 1974.
13. Wroblewski A. Acta Phys. Polon., 1973, 4B, p.867.
14. Anderson E.W. e.a. Talk at the London Conference (1974). Turkot F. e.a. Talk at the London Conference (1974). Clifford T.S. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.978.
15. Yaes R. Nuovo Cim. Lett., 1973, 8, p.365.
16. Бланк В.З. ЖЭТФ, 1957, 32, с.932.
17. Coleman S. 1973 International Summer School of Physics (Ettore Majorana), 1973.

*Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1977 года.*