СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 9701

Э.Г.Бубелев, В.П.Хен, В.Г.Яцюк

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НАПРАВЛЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ОСИ КВАНТОВАНИЯ СПИНА ρ, K^{*0} И Δ^{++} -РЕЗОНАНСОВ ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПУЧКОМ ПРЯМЫХ ЛОБАЧЕВСКОГО

1976

P2 - 9701

Э.Г.Бубелев, В.П.Хен, В.Г.Яцюк

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НАПРАВЛЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ОСИ КВАНТОВАНИЯ СПИНА ρ, K^{*0} И Δ^{++} -РЕЗОНАНСОВ ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПУЧКОМ ПРЯМЫХ ЛОБАЧЕВСКОГО

Summary

The best of the published world's data on the t-dependence of the density matrix elements for ρ, K^{*o}, Δ^{++}-resonances at $2.8 \div 17$ GeV have been analyzed in the patterns of the Lobachevsky velocity space, which plays the role of the invariant phase space in high energy physics. A natural from the point of view of the velocity space parametrization of the invariant Donohue-Högaasen axis z', known as the dynamic spin quantization axis, by pencils of straight lines on the non-Euclidean plane of resonance production was suggested by one of the authors (E.G.B.). It is realised by an arbitrary pencil in the range of momentum transfers $\sqrt{-t} = 0 \div 1$ $(0 \div 2)$GeV/c. The straight lines of this pencil are transformed one into another by a concrete subgroup of motions in this space which is equivalent to the corresponding subgroup of Lorentz transformations. This parametrization permits one to use the eigenvalues of the density matrix (Donohue-Högaasen parameters α, β, γ) for invariant description of polarization states of resonances. Their t-dependence has a simple and dynamically definite structure. The results, obtained by invariant spin quantization, significantly differ from those obtained by non-invariant spin quantization in the Jackson direction and in the reaction CMS direction.

К 150-летию геометрии Лобачевского

1. ВВЕДЕНИЕ

При анализе неупругих $\pi^- p$-реакций в образах пространства скоростей Лобачевского /1/ была замечена любопытная особенность анализируемых данных. Оказалось, что плоскости приближенной симметрии угловых распределений $W(\theta, \phi)$ для пар частиц в выборках, интерпретированных по ряду признаков как продукты распада возбужденных адронов, ориентированы не вдоль направления на адрон до взаимодействия или на СЦМ реакции, а между ними. Эта особенность была проверена на опубликованных данных /2/ о значениях элементов матрицы плотности для распадов ρ, ω и Δ^{++}-резонансов. На основе результатов этой проверки одним из авторов /Э.Г.Б./ была поставлена задача о параметризации "главной оси" z' угловых распределений распадов резонансов при различных переданных импульсах $\sqrt{-t}$ пучками прямых Лобачевского.

Геометрическая постановка задачи анализа угловых распределений резонансов опирается на известную формулировку Черникова /9,10/ релятивистской кинематики в образах пространства скоростей Лобачевского /7-9/. Основополагающие работы Черникова инициировали исследования /14-17/ по изучению спина на основе геометрии пространства скоростей. В настоящей работе геометрия Лобачевского для пространства скоростей применена для экспериментального исследования инвариантных характеристик поляризационных состояний резонансов.

2. *Кинематика квантования спина*

Как известно[3], поляризационное состояние резонанса со спином S характеризуется $(2S+1)\times(2S+1)$ - матрицей плотности, заданной в базисе сферических функций $|Sm\rangle$, где m - проекция спина на направление оси квантования в системе покоя резонанса. Направление оси квантования при этом задают или в системе координат Готфрида-Джексона (J), или в "системе спиральности" (H)[3,4]. Зависимость элементов матрицы плотности от t выражает связь определенных поляризационных состояний резонанса с динамикой его образования. Вид этой зависимости в значительной степени определяется априорным заданием направления оси квантования и, следовательно, содержит несущественные кинематические особенности.

Поэтому естественным является предложение Донохью-Хёгаасена /Д-Н/ анализировать t -зависимость инвариантов матрицы плотности - ее собственных значений [4]. t - зависимость собственных значений матрицы плотности для распадов ρ , ω , Δ^{++} -резонансов /α , β , γ -параметров Д-Н/ экспериментально исследовалась в работе [5]. Но для задания поляризационных состояний резонансов при помощи α , β , γ -параметров Д-Н необходимо решить вопрос о кинематике квантования спина в динамической системе координат Донохью-Хёгаасена. α , β , γ -параметры представляют элементы матрицы плотности в динамической системе координат Д-Н, характеризуемой выбором оси квантования вдоль оси симметрии экспериментального углового распределения вероятности распада резонанса в плоскости рождения*. Направления динамической оси квантования Д-Н в различных системах покоя резонанса, отличающихся величиной t, определяются из вида экспериментального углового распределения распада резонанса и не связаны друг с другом.

* Координатные оси системы Д-Н являются пересечениями плоскостей симметрии углового распределения $W(\theta,\phi)$ распада резонанса, а плотности вероятности распада вдоль этих осей - собственными значениями матрицы плотности.

Поэтому α , β , γ - параметры Д-Н не имеют смысла вероятностей определенных поляризационных состояний в различных системах покоя резонанса до тех пор, пока не указан закон кинематического преобразования направления динамической оси Д-Н при переходе из одной системы покоя резонанса в другую *. Простой способ кинематической связи направлений динамической оси Д-Н в различных системах покоя резонанса вытекает из представления кинематики реакции в пространстве скоростей Лобачевского.

3. *Кинематика и геометрия бинарной реакции*

Геометрическое представление релятивистской кинематики опирается на фундаментальное понятие пространства скоростей материальной точки[7–9]. Это пространство является пространством Лобачевского с кривизной, равной $-1/c^2$, где c - скорость света /в дальнейшем она принята равной 1/.Для простоты и наглядности мы введем здесь пространство скоростей, следуя работам[8,13], при помощи хорошо известного понятия систем отсчета. Будем считать, что точки его представляют всевозможные системы покоя реальных частиц или инерциальные системы отсчета **.

*Отметим, что направления J(H) в различных системах покоя резонанса на плоскости его рождения всегда кинематически связаны друг с другом. Связь достигается априорным заданием системы отсчета: системы покоя одной из начальных частиц (J) или СЦМ реакции /H/; на направление импульса резонанса в этой системе и проектируется спин. Поэтому все направления J(H) преобразуются друг в друга вращением вектора импульса резонанса в этой выделенной системе отсчета.

** Строго говоря, точки пространства скоростей представляют собой всевозможные положения безотносительной /к выбору каких-либо систем отсчета/ скорости [9,11–13] частицы или системы отсчета, называемой "мировой скоростью" [13]. Для упрощения изложения мы опускаем это важное понятие "мировой скорости", но всегда подразумеваем его там, где говорим о системах отсчета или системах покоя частиц в пространстве скоростей Лобачевского.

В качестве координат системы покоя частицы в этом пространстве можно использовать ортогональные компоненты (x, y, z) вектора относительной скорости частицы в выделенной системе отсчета "O" [8,9,11,13]. В этих координатах точки пространства скоростей Лобачевского заполняют эвклидов шар $x^2+y^2+z^2<1$ с центром в точке "O" /поскольку относительные скорости реальных частиц ограничены скоростью света/.

Такое евклидово представление пространства Лобачевского называют моделью Бельтрами, а используемые координаты (x, y, z) -координатами Бельтрами [12,13,18]. Граничная сфера $x^2+y^2+z^2=1$ называется абсолютом пространства Лобачевского и представляет бесконечно удаленные его точки.

Механика контактных столкновений частиц в образах пространства скоростей Лобачевского впервые сформулирована Черниковым [9,10]. В рамках этой формулировки рассмотрим бинарную реакцию

$$a + b \to A + B. \qquad /1/$$

В плоскости рождения частиц A и B введем декартову систему координат с началом в точке C, представляющей собой СЦМ реакции, и осью X, направленной вдоль оси реакции. Координаты систем покоя частиц, участвующих в реакции /1/, в модели Бельтрами плоскости рождения */рис. 1а/* равны:

$$x_i = \frac{p_i^{||}}{E_i}, \quad y_i = \frac{p_i^{\perp}}{E_i}, \quad i = a, b, A, B, \qquad /2/$$

где $p_i^{||}$, $p_i^{\perp}$, E_i - продольная и поперечная компоненты импульса и полная энергия частицы "i" в СЦМ реакции.

Расстояние ρ_{iK} между двумя точками "i" (x_i, y_i) и "k" (x_k, y_k) на плоскости Лобачевского выражается формулой /11,12, 18/.

$$\rho_{ik} = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\sqrt{1-\tau^2}}{1-\sqrt{1-\tau^2}},$$

где

$$\tau = 1/\mathrm{ch}\,\rho_{ik} = \frac{\sqrt{(1-x_i^2-y_i^2)(1-x_k^2-y_k^2)}}{1-x_i x_k - y_i y_k}. \qquad /3/$$

Если одна из точек, например, "k", совпадает с началом координат, то выражение /3/ дает расстояние от точки "i" до начала координат.

Если массы m_i $(i = a, b, A, B)$ частиц, участвующих в реакции /1/, фиксированы, то законы сохранения энергии-импульса ограничивают кинематически возможные положения частиц A и B на плоскости их рождения диаметрально противоположными точками A и B полуокружностей * с центром в точке "C", представляющей СЦМ реакции. Неевклидовы радиусы их равны [11,13]

$$\mathrm{ch}\,\rho_{CA(B)} = (s + m^2_{A(B)} - m^2_{B(A)})/2m_{A(B)}\sqrt{s}, \qquad /4/$$

где s - квадрат полной энергии в СЦМ реакции. Евклидовы радиусы R_A, R_B их образов в модели Бельтрами равны

$$R_{A(B)} = \mathrm{th}\,\rho_{CA(B)}, \qquad /5/$$

если начало координат модели помещено в точку "C" */рис. 1а/*.

В дальнейшем нам потребуется поместить начало координат в точку "a", представляющую собой систему покоя одной из столкнувшихся частиц до взаимодействия, т.е. совершить преобразование Лоренца с переносной скоростью x_{ca}.

Тогда в модели Бельтрами полуокружности */рис. 1а/* преобразуются в полуэллипсы */рис. 1б/*. Граничная окружность

$$x^2 + y^2 = 1$$

* Эти полуокружности в плоскости бинарной реакции /1/ являются свертками по азимутальному углу ϕ /являющемуся углом ориентации этой плоскости/ "сфер столкновений" в пространстве скоростей, введенных в кинематику Черниковым [10,11].

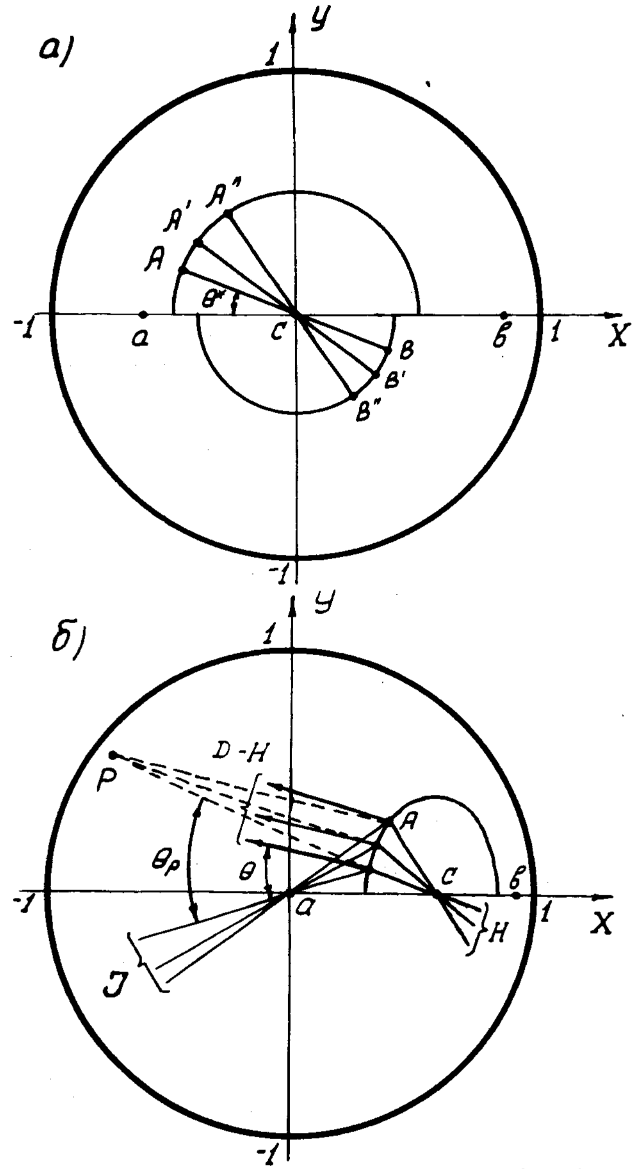

Рис. 1. Кинематика бинарной реакции a + b → A + B *в модели Бельтрами неевклидовой плоскости рождения резонанса* A: *а/ начало координат Бельтрами в точке* "C", *изображающей СЦМ реакции; б/ начало координат Бельтрами в точке* "a", *изображающей систему покоя частицы до взаимодействия.*

является геометрическим инвариантом этого преобразования */рис. 1а,б/*, а именно, абсолютом неевклидовой плоскости рождения в модели Бельтрами.

Алгебраические инварианты s и t, используемые в кинематике бинарных реакций, связаны с соответствующими геометрическими инвариантами /неевклидовыми длинами ρ_{ab}, ρ_{AB} и ρ_{aA}, ρ_{bB} отрезков ab, AB, aA, bB */рис. 1а,б//* и массами частиц, участвующих в реакции, соотношениями /11,14/

$$s = m_a^2 + m_b^2 + 2m_a m_b \operatorname{ch}\rho_{ab} = m_A^2 + m_B^2 + 2m_A m_B \operatorname{ch}\rho_{AB}$$

$$t = m_a^2 + m_A^2 - 2m_a m_A \operatorname{ch}\rho_{aA} = m_b^2 + m_B^2 - 2m_b m_B \operatorname{ch}\rho_{bB}\,. \qquad /6/$$

Поэтому величина s определяет неевклидовы расстояния ρ_{ab} и ρ_{AB} между частицами a, b до взаимодействия и A, B - после взаимодействия, а также радиусы ρ_{CA}, ρ_{CB} полуокружностей для частиц A и B /по формулам /4/ и /6//, причем $\rho_{CA} + \rho_{CB} = \rho_{AB}$. Величина (–t) квадрата переданного импульса определяет расстояние ρ_{aA} или ρ_{bB}, задающее положение системы покоя частицы A(B) на своей полуокружности.

Пусть частица A - резонанс со спином. Тогда в плоскости рождения набору кинематически возможных положений точки "A", представляющей систему покоя резонанса A, на своей полуокружности соответствует множество направлений /совокупность прямых/, вдоль которых выбирается ось квантования спина частицы A. Эти направления можно связать друг с другом кинематически при помощи пучка прямых Лобачевского. Такая кинематическая связь вытекает из того, что прямые пучка преобразуются друг в друга движениями в плоскости Лобачевского /12,18/, эквивалентными преобразованиям Лоренца /6/. Априорные направления, вдоль которых задается ось квантования J(H), кинематически связаны друг с другом именно потому, что они образуют в плоскости Лобачевского тривиальный фиксированный пучок прямых, пересекающихся в точке "a" ("C") /*рис. 1б*/.

Точка пересечения прямых пучка называется его полюсом. Пучок, полюс которого лежит внутри абсолюта $x^2+y^2=1$, называется эллиптическим. Совокупности осей квантования J и H принадлежат к пучкам эллиптического типа. В пространстве Лобачевского существуют также параболические пучки /полюс лежит на абсолюте/ и гиперболические пучки /полюс лежит вне абсолюта/.

Использование пучка прямых Лобачевского для параметризации направлений динамической оси Д-Н в различных системах покоя позволяет получить кинематическую связь их между собой. Направления динамической оси Д-Н окажутся кинематически связанными, если они будут принадлежать некоторому апостериорному пучку прямых Лобачевского, подобранному в результате анализа экспериментальных данных.

4. *МЕТОД ПОДБОРА ПУЧКА*

Для каждого положения системы покоя резонанса A на своей полуокружности направление динамической оси Д-Н в плоскости рождения отличается на угол поворота $\theta(t)$ от направления оси квантования J. Этот угол вычислялся по формулам [4,5]

$$\mathrm{tg}\,2\theta(t)=\begin{cases}-\dfrac{2\sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}}{\rho_{00}-\rho_{11}+\rho_{1-1}} & \text{для векторного мезона}\\[2ex] -\dfrac{4\mathrm{Re}\,\rho_{31}/\sqrt{3}}{\rho_{11}+\rho_{33}+2\mathrm{Re}\,\rho_{3-1}/\sqrt{3}} & \text{- для изобары } \Delta^{++},\end{cases} \qquad /7/$$

где ρ_{ik} - элементы матрицы плотности резонанса A в системе J^*. Тем самым в плоскости рождения резонанса A задается совокупность направлений динамической оси Д-Н, соответствующая различным значениям t /показана стрелками на *рис. 1б*/.

Эта совокупность направлений параметризовалась произвольным пучком прямых на плоскости рождения с полюсом в некоторой точке P /*рис. 1б*/. Выражение для угла $\theta_P(t)$ между прямой пучка и осью квантования J имеет вид [18]:

$$\sin\theta_P(t)=\sqrt{\frac{(1-x_A^2-y_A^2)}{(\lambda^2+\mu^2-1)(x_A^2+y_A^2)}}$$

$$\lambda=\frac{y_A-y_P}{x_P y_A-x_A y_P}$$

$$\mu=\frac{x_P-x_A}{x_P y_A-x_A y_P}\,. \qquad /8/$$

Здесь x_A, y_A - бельтрамиевы координаты резонанса A на своей полуокружности, а x_P, y_P - бельтрамиевы координаты полюса пучка P /неизвестные параметры/.

Экспериментальным материалом являлись опубликованные данные о t-зависимости элементов матрицы плотности для ρ, K^{*o} и Δ^{++}-резонансов, образованных в πp, Kp, pp-реакциях [19–26]. По значениям элементов матрицы плотности в k-ом интервале t вычислялся, согласно /7/, угол поворота $\theta(t_k)$. Набор углов $\{\theta(t_k)\}$ /*рис. 2*/ аппроксимировался кривой $\theta_P(t, x_P, y_P)$, вычисленной, согласно /8/, для прямых подбираемого пучка.

---

* Величина $\theta(t)$ определяется из формулы /7/ с точностью $\pm\pi/2$. Эта тригонометрическая неоднозначность разрешалась, как и в работе [5], качественно из условия гладкости t-зависимости угла $\theta(t)$ и $\alpha(t)$, $\gamma(t)$ параметров Д-Н.

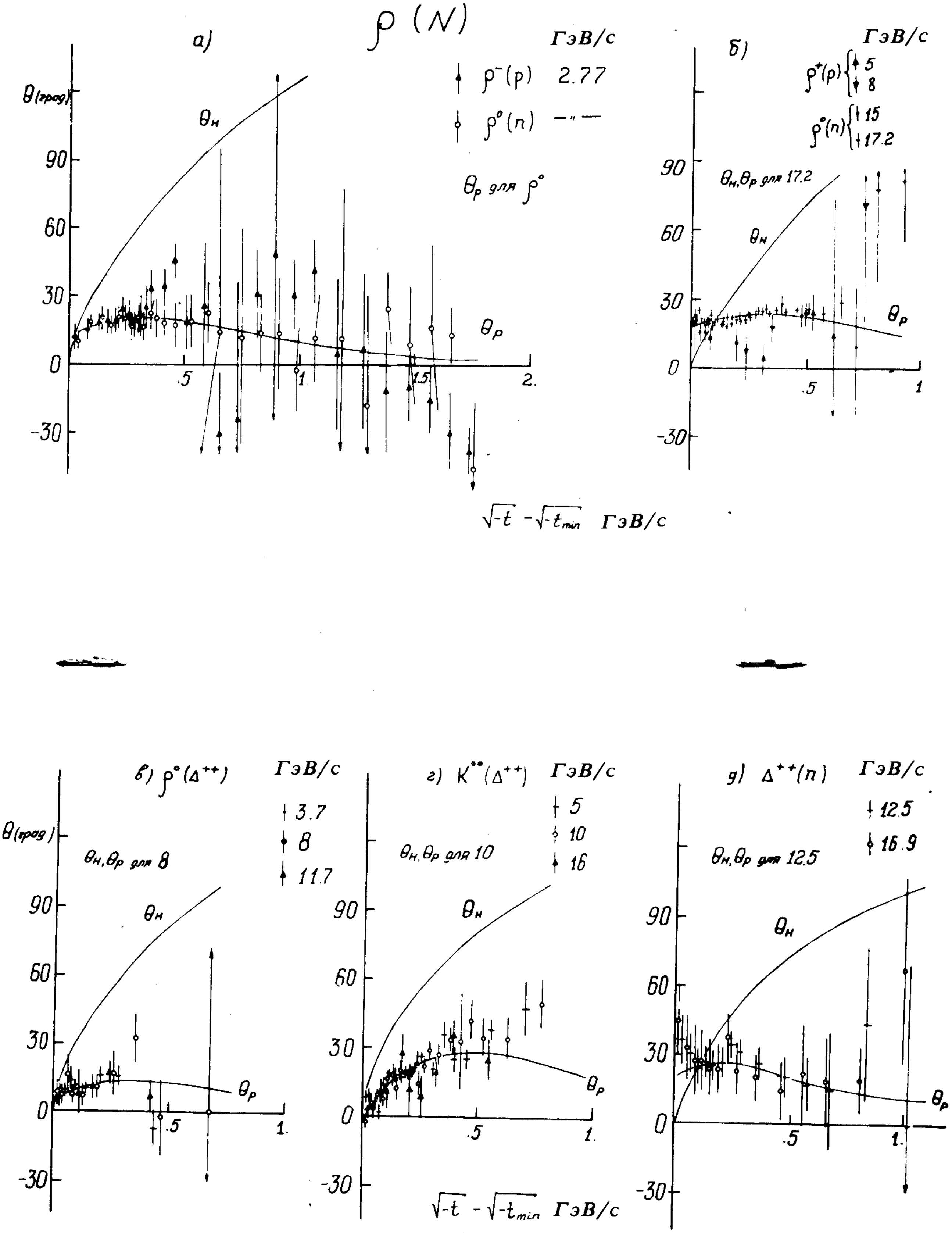

Рис. 2. Экспериментальная t′ *-зависимость угла поворота* $\theta(t')$ *между направлениями динамической оси Донохью-Хёгаасена /Д-Н/ и осью квантования* J . θ_H *- угол между осями квантования Джексона* (J) *и "спиральности"* (H). θ_P *—* t′*- зависимость угла между прямой подобранного пучка* P *и осью квантования Джексона*(J) *; конечное состояние* A(B) *бинарной реакции* $ab \rightarrow A(B)$ *с образованием резонанса* A *указано общепринятыми символами.*

Параметры кривой - неизвестные координаты (x_P, y_P) полюса пучка P и количественная оценка согласия направлений Д-Н с этим пучком определялись минимизацией χ^2-функционала

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N_{\text{экс}}} \left[\frac{\theta(t_k) - \theta_P(t_k, x_P, y_P)}{\Delta\theta(t_k)} \right]^2, \qquad /9/$$

где $\Delta\theta(t_k)$ - ошибки в угле поворота, вычисленные из экспериментальных ошибок $\Delta\rho_{ij}$ элементов матрицы плоскости.

5. *ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ*

Результаты минимизации для ρ, K^{*o} и Δ^{++}-резонансов приведены в *табл. 1*. Близкие к единице значения χ^2/NDF /NDF - число степеней свободы/ свидетельствуют об удовлетворительном согласии совокупности направлений динамической оси Д-Н с подобранным пучком прямых P. Найденные значения (x_P, y_P) координат полюса позволяют определить тип пучка P. Совокупность направлений динамической оси Д-Н для распадов ρ и K^{*o}-резонансов описывается пучками гиперболического типа в интервале импульсов пучковой частицы $P_L \approx$ $\approx 2{,}8 \div 17$ *ГэВ/с*. Направления динамической оси Д-Н для Δ^{++}-изобары описываются пучками эллиптического типа в интервале $P_L \approx 12 \div 17$ *ГэВ/с*.

На *рис. 2а-д* сплошной линией показана t'-зависимость угла $\theta_P(t')$, вычисленная, согласно /8/, по подобранным значениям координат полюсов (x_P, y_P). Видно, что экспериментальная t'-зависимость угла поворота $\theta(t')$ удовлетворительно описывается подобранной кривой. Для сравнения в *табл. 1* приведены также значения χ^2/NDF для эллиптических пучков J и H. Значения χ^2/NDF для пучков J и H существенно больше единицы, т.е. экспериментальная совокупность направлений динамической оси Д-Н резко не согласуется с общепринятыми пучками J и H неинвариантного квантования спина.

Таблица 1

Конечное состояние	P_L (Гэв/с)	t-область (Гэв/с)^2	число эксп. точек	χ^2/NDF			Параметры		Работа
				J	H	P	x_P	y_P	
	ρ - мезон								
$\rho^- p$	2.77	0-3.6	29	12.8	18.2	0.7	$1.05^{+0.31}_{-0.06}$	$-0.01^{+0.08}_{-0.08}$	19
$\rho^o n$	2.77	0-0.5	17	6.7	33.1	1.0	$1.23^{+1.18}_{-0.14}$	$-0.16^{+0.18}_{-0.21}$	19
$\rho^+ p$	5.0	0-0.8	5	4.9	25.5	1.9	$1.60^{+1.07}_{-0.13}$	$-0.28^{+0.21}_{-0.10}$	—
$\rho^+ p$	8.0	0-1.0	5	22.4	31.5	1.1	$1.47^{+0.15}_{-0.07}$	$-0.40^{+0.10}_{-0.08}$	5
$\rho^o n$	15.0	0-0.3	15	103.9	37.4	0.3	$1.29^{+1.10}_{-0.12}$	$-0.28^{+0.24}_{-0.17}$	21
$\rho^o n$	17.2	0-1.0	28	115.5	102.8	1.4	$1.62^{+0.12}_{-0.27}$	$-0.63^{+0.10}_{-0.43}$	22
$\rho^o \Delta^{++}$	3.7	0-1.0	8	11.4	98.6	2.7	$1.16^{+0.18}_{-0.18}$	$-0.02^{+0.38}_{-0.36}$	23
$\rho\Delta^{++}$	8.0	0-1.0	11	3.0	15.4	0.7	$1.20^{+0.02}_{-0.17}$	$-0.03^{+0.12}_{-0.14}$	5
$\rho\Delta^{++}$	11.7	0-0.5	6	5.8	32.6	0.7	$1.63^{+1.35}_{-0.28}$	$-0.30^{+0.24}_{-0.24}$	24
	K^{*o}- мезон								
$K^{*o}\Delta^{++}$	5.0	0-1.0	18	46.3	117.1	2.6	$1.68^{+0.40}_{-0.40}$	$0.13^{+0.35}_{-0.35}$	25
$K^{*o}\Delta^{++}$	10.0	0-1.0	20	26.1	56.6	1.1	$1.54^{+0.02}_{-0.60}$	$0.19^{+0.14}_{-0.18}$	25
$K^{*o}\Delta^{++}$	16.0	0-1.0	14	7.4	16.9	0.8	$2.43^{+0.02}_{-1.67}$	$0.17^{+0.87}_{-0.41}$	25
	Δ_{33} - изобара								
$\Delta^{++} n$	12.5	0-1.1	14	12.2	10.7	0.4	$-0.13^{+0.10}_{-0.10}$	$0.18^{+0.19}_{-0.19}$	26
$\Delta^{++} n$	16.9	0-1.1	14	4.7	8.2	0.6	$-0.05^{+0.10}_{-0.11}$	$0.17^{+0.38}_{-0.18}$	26

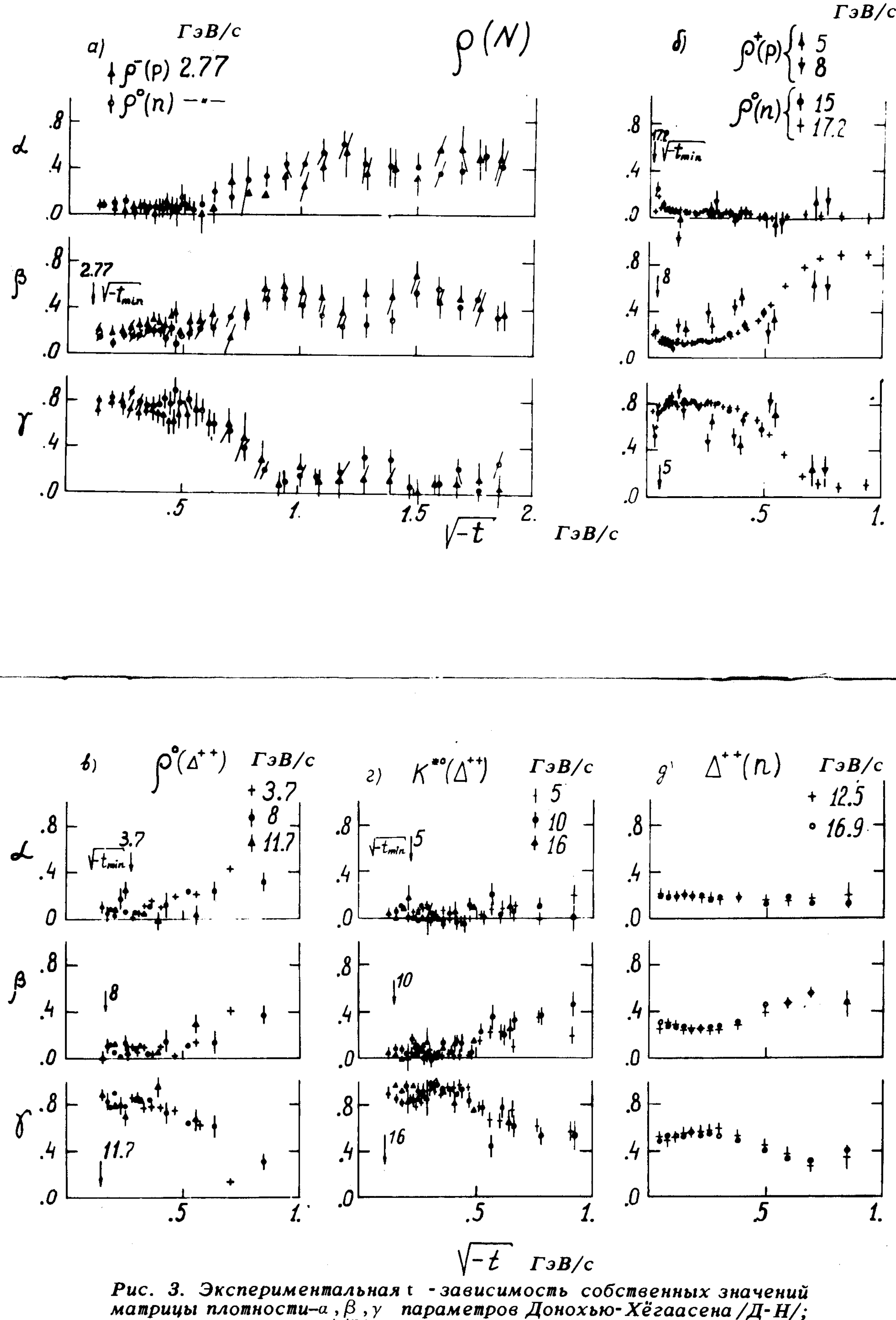

Рис. 3. Экспериментальная t -зависимость собственных значений матрицы плотности–α, β, γ параметров Донохью-Хёгаасена /Д-Н/; конечное состояние A(B) бинарной реакции ab → A(B) с образованием резонанса A указано общепринятыми символами.

Найденная кинематическая связь направлений динамической оси Д-Н в различных системах покоя резонансов позволяет анализировать t-зависимость их поляризационных состояний при помощи α, β, γ-параметров Д-Н. Эти параметры можно вычислить, исходя из определенных экспериментально элементов матрицы плотности, по приведенным к единому виду формулам /3–5/:

$$\begin{matrix}\alpha\\ \gamma\end{matrix} = 0{,}5\,\{(B-C+2A) \mp \sqrt{(B+C)^2 + (2D)^2}\,\},$$

$$\beta = A + C$$

для векторных мезонов	для Δ^{++}-изобары
$A = (1-\rho_{00})/2$	$A = (1+4\rho_{33})/6$
$B = (3\rho_{00}-1)/2$	$B = (1-4\rho_{33})/2$
$C = \rho_{1-1}$	$C = 2\,\mathrm{Re}\,\rho_{3-1}/\sqrt{3}$
$D = \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}$	$D = 2\,\mathrm{Re}\,\rho_{31}/\sqrt{3}$ /10/

На *рис. 3а-д* показана t-зависимость параметров α, β, γ для распадов ρ, K^{*0} и Δ^{++}-резонансов, вычисленная согласно /10/. Эта зависимость имеет простую и четкую структуру, а именно - можно выделить одну или две области квазипостоянства значений α, β, γ. Области значений t, в которой наблюдается резкое изменение этих параметров, можно поставить в соответствие область изменения наклона сечения $d\sigma/dt$ соответствующего физического канала. В частности, на *рис. 3а,б* парой пунктирных линий отмечена область изменения наклона сечения $d\sigma/dt$ в канале $\pi p \to \rho^0 n$ по данным работ /27,28/. Такое динамически определенное поведение параметров α, β, γ подтверждает предположение авторов работ /4,5/ о фундаментальной роли этих параметров при исследовании поляризационных состояний резонансов и указание о важности исследования "природы направления динамической оси Д-Н, решающей часть динамики сильных взаимодействий" /4/.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получена инвариантная параметризация совокупности направлений динамической оси Д-Н при помощи пучков прямых Лобачевского. Для ρ, K^{*0}, Δ^{++}-резонансов в интервале передач $\sqrt{-t} \approx 0 \div 1$ /$0 \div 2$/ */ГэВ/с/* и импульсов $P_L \approx 2{,}8 \div 17$ *ГэВ/с* подобранные параметры пучков позволяют удовлетворительно описать эту совокупность направлений подобранным пучком прямых Лобачевского. Такое описание позволяет изучать поляризационное состояние резонанса в различных системах покоя, отличающихся величиной t, при помощи собственных значений матрицы плотности - α, β, γ-параметров Д-Н. t-зависимость параметров α, β, γ имеет простую структуру, связанную с динамикой образования резонанса.

Полученные результаты являются экспериментальным свидетельством в пользу указания Черникова о том, что "спиновые характеристики частиц следует относить к пространству скоростей /Лобачевского/, а не к пространству координат . . ." /11/.

В заключение авторы благодарят Р.А.Андрееву и А.Ф.Лукъянцева за помощь в написании части программ и Ю.М.Колесникова, участвовавшего в начальном этапе работы. Они благодарны И.С.Саитову и Б.А.Шахбазяну за полезное обсуждение полученных результатов. Один из авторов /Э.Г.Б./ выражает свою признательность А.М.Балдину, А.А.Кузнецову и М.И.Соловьеву за поддержку неевклидова подхода к анализу реакций при высоких энергиях, в рамках которого выполнена настоящая работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Беляков, Э.Г.Бубелев, Е.С.Кузнецова. Письма в ЖЭТФ, 8, 197 /1968/.*
2. *F.Crijns et al. Phys.Lett., 22B, 533 /1966/.*
3. *P.H.Dalitz. The Production and Decay of Resonant States. Intern. School on Phys. E.Fermi, Varenna, 1964.*

4. J.T.Donohue and H.Hogaasen. Phys.Lett., 25B, 554 /1967/.
5. M.Aderholz et al. Nucl.Phys., B24, 509 /1970/.
6. Ф.Клейн. О геометрических основаниях лоренцевой группы. Сб. "Новые идеи в математике", Спб., 1914.
7. А.П.Котельников. Принцип относительности и геометрия Лобачевского. Сб. "In memoriam N.I. Lobačevski",2, 37, Казань, 1927.
8. В.А.Фок. Теория пространства, времени и тяготения. §§16, 17, ГИТТЛ, М., 1955.
9. Н.А.Черников. а/ Научн. докл. высшей школы, физмат. науки, №4, 129 /1958/; б/ Препринт ОИЯИ, Р-723, Дубна, 1961; сб. "Гравитация и теория относительности", вып. II, стр. 9, Казань, 1965.
10. Н.А.Черников. Стохастическое движение релятивистской частицы. Кандидатская диссертация, Дубна, 1957, опубликованная препринтом ИТФ АН УССР № 44-68, Киев, 1968.
11. Н.А.Черников. Геометрия Лобачевского и теория относительности, Международная зимняя школа теоретической физики, т. 3, 151, ОИЯИ, Р-1772, Дубна, 1964.
12. Н.А.Черников. Геометрия Лобачевского. Лекции в НГУ, Новосибирск, 1965.
13. Н.А.Черников. Геометрия Лобачевского и релятивистская механика. ЭЧАЯ, 4, №3, 773, Атомиздат, 1973.
14. G.C.Wick. Annals of Physics (USA), 18, 65 /1962/.
15. Я.А.Смородинский. ЖЭТФ, 43, 2217 /1962/; АЭ, 14, 110 /1963/; Международная школа теоретической физики, т. 3, 179. ОИЯИ, Р-1772, Дубна, 1964:
16. Б.М.Головин, В.И.Никаноров. Препринт ОИЯИ, Р2-5272, Дубна, 1970; ЖЭТФ 60, №1, 28 /1970/.
17. N.B.Skachkov. JINR Communications, E2-7159, E2-7333, Dubna, 1973; E2-8285, Dubna, 1975; TMF, 22, 213 /1975/.
18. В.Ф.Каган. Основания геометрии, ч. I. М.-Л., 1949; ч. II, М., 1955.
19. J.Bouchez et al. Prepr. CEN-Saclay B.P., no. 2, 91-Gif-sur-Yvette.
20. F.Bulos et al. Phys.Rev.Lett., 26, 1453 /1971/.
21. H.H.Williams. SLAC Report No. 142.
22. G.Grayer et al. Nucl.Phys., B50, 29 /1970/.
23. K.L.J.Barnhamm et al. Preprint LBL-960.
24. R.O.Maddock et al. Nuovo Cim., 5A, 433 /1971/.
25. G.Giapetti et al. Preprint CERN/D.Ph. II/PHYS.73-19.

26. G.Grayer et al. Measurement of $pp = (p\pi^+)$ at 16.9 HeV/c and the Effective Trajectory in $pp - \Delta^{++}(1240)n$., XVI-th Int. Conf. on High Energy Phys., Batavia, Sept. 6-13, 1972.
27. G.Grayer et al. High Statistic Study of the Reaction $\pi^- p \to \pi^+\pi^- n$ at 17.2 GeV/c, IV-th Int. Conf. on High Energy Collisions, Oxford, April 5-7, 1972.
28. J.P.Baton and G.Laurens. Nucl.Phys., B21, 551 /1970/.

Рукопись поступила в издательский отдел 8 апреля 1976 года.