СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р1 - 5056

Р.Я. Зулькарнеев

ПРОВЕРКА T-ИНВАРИАНТНОСТИ ПРИ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

Обзор

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1970

P1 - 5056

Р.Я. Зулькарнеев

ПРОВЕРКА T-ИНВАРИАНТНОСТИ ПРИ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

Обзор

Оглавление

§ 1. Введение

Исследование поведения взаимодействий относительно C– , P– , T– , CPT – и др. преобразований относится к наиболее фундаментальным проблемам современной физики элементарных частиц. Обнаруженное несколько лет назад нарушение CP-четности (а через CPT-теорему и T-четности) в распадах K^0 -мезонов /1/ и гипотезы, выдвинутые в связи с этим, стимулировали обсуждение вопросов, связанных с проверкой T-инвариантности в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. И сейчас, когда со времени открытия нарушения CP-четности прошло уже свыше 5 лет, эта проблема не потеряла еще своей актуальности.

Настоящая работа, в основу которой положена лекция, прочитанная слушателям межвузовской школы по физике элементарных частиц в 1968 г. в г. Ужгороде, имеет целью ознакомить начинающих специалистов с экспериментальными данными и возможностями, существующими в области проверки T-инвариантности в нуклон-нуклонных соударениях. В работе дается также критический обзор экспериментальных исследований по проверке T-инвариантности в pp-рассеянии.

§2. Метод матрицы рассеяния

Возможность изучения эффектов T-инвариантности при упругом рассеянии нуклонов основывается на следующем феноменологическом рассмотрении.

Хорошо известно, что рассеяние двух частиц со спином 1/2 может быть описано матрицей, которая определяет амплитуду рассеянной волны как функцию спина и импульса падающей волны.

В случае рассеяния двух нуклонов эта матрица является скаляром и должна рассматриваться как оператор в четырехмерном спиновом пространстве. Самая общая форма этой матрицы имеет вид [2,3]

$$
\begin{aligned}
M = {} & A + B(\bar\sigma_1\bar n)(\bar\sigma_2\bar n) + C(\bar\sigma_1+\bar\sigma_2)\bar n + D(\bar\sigma_1-\bar\sigma_2)\bar n + E(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar m) + \\
& + F(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar\ell) + J(\bar\sigma_1+\bar\sigma_2)\bar m + K(\bar\sigma_1+\bar\sigma_2)\bar\ell + L[(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar m)-(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar\ell)] + \\
& + N[(\bar\sigma_1\bar n)(\bar\sigma_2\bar m)+(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar n)] + M[(\bar\sigma_1\bar n)(\bar\sigma_2\bar\ell)+(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar n)] + \Phi(\bar\sigma_1-\bar\sigma_2)\bar m + \\
& + Q[(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar m)-(\bar\sigma_1\bar n)(\bar\sigma_2\bar m)] + W(\bar\sigma_1-\bar\sigma_2)\bar\ell + S[(\bar\sigma_1\bar n)(\bar\sigma_2\bar\ell)-(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar n)] + \\
& + T[(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar m)+(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar\ell)].
\end{aligned}
\tag{1}
$$

Здесь коэффициенты A, B, C и т.д. – скалярные функции углов и энергий; $\bar\sigma_1$ и $\bar\sigma_2$ – операторы спина первого и второго нуклонов; ортонормированная тройка векторов $\vec n$, $\bar m$, $\bar\ell$, построена из единичных векторов импульса падающего нуклона (k) и рассеянного $(\bar k')$ следующим образом: $\bar n = (\bar k\times\bar k')/|\bar k\times\bar k'|$, $m=(k'-k)/|\bar k'-\bar k|$, $= (k'+k)/|k'+k|$.

При пространственных отражениях (P –четность), обращении времени (T –четность) и перестановке двух частиц (принцип Паули) коэффициенты матрицы (1), операторы $\bar\sigma_1$ и $\bar\sigma_2$ и пр. трансформируются способом, указанным в табл. 1. С помощью этой таблицы нетрудно установить, что несколько менее общим будет выражение

$$
\begin{aligned}
M = {} & A + B(\bar\sigma_1\bar n)(\bar\sigma_2\bar n) + C(\bar\sigma_1+\bar\sigma_2)\bar n + D(\bar\sigma_1-\bar\sigma_2)\bar n + E(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar m) + \\
& + F(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar\ell) + L[(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar m)-(\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar\ell)] + T[(\bar\sigma_1\bar\ell)(\bar\sigma_2\bar m) + \\
& + (\bar\sigma_1\bar m)(\bar\sigma_2\bar\ell)],
\end{aligned}
\tag{2}
$$

инвариантное относительно пространственных вращений и отражений. И, наконец, если ограничиться требованиями инвариантности относительно

Таблица I

Величина	Преобразование				Величина	Преобразование			
	P	T	X	PT		P	T	X	PT
A	+	+	+	+	N	−	−	−	+
B	+	+	+	+	Φ	−	−	+	+
C	+	+	+	+	Q	−	−	+	+
E	+	+	+	+	W	−	+	+	−
F	+	+	+	+	S	−	+	+	−
$\mathcal{D}$	+	+	−	+	T	+	−	+	−
$\mathcal{J}$	−	−	−	−	σ_1 , σ_2	+	−	+	−
K	−	+	−	−	n	+	−	+	−
L	+	−	−	−	m	−	+	−	−
M	−	+	−	−	l	−	−	−	+

Примечание: " − " означает, что величина меняет свой знак при указанном преобразовании; " + " означает сохранение знака.

пространственных вращений, отражений в обычном и изотопическом пространствах и обращения времени, выражения (1) и (2) сведутся к более простой и известной форме /1,4,5/

$$M = A + B(\bar{\sigma}_1 n)(\bar{\sigma}_2 n) + C(\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2) n + E(\bar{\sigma}_1 \bar{m})(\sigma_2 \bar{m}) + F(\bar{\sigma}_1 \bar{\ell})(\bar{\sigma}_2 \bar{\ell}), \qquad (3)$$

в которой угловая и энергетическая зависимости коэффициентов достаточно хорошо определены на основании результатов фазового анализа NN-рассеяния в области энергий до ≈ 750 Мэв /6/.

§3. Следствия, вытекающие из T -инвариантности NN - взаимодействий

3а. Поляризация и асимметрия

Если матрица рассеяния T -неинвариантна, различают два типа наблюдаемых величин:

$$\mathcal{P} = (\mathrm{Sp} M^{+} \bar{\sigma}_1 M)/\mathrm{Sp} M^{+} M \qquad (4)$$

и

$$\mathcal{A} = (\mathrm{Sp} M^{+} M \bar{\sigma}_1)/\mathrm{Sp} M^{+} M \; . \qquad (5)$$

Первая величина именуется поляризацией, вторая - асимметрией. Различие между ними, являющееся математическим следствием того факта, что операторы $\bar{\sigma}$ и M, вообще говоря, не коммутируют друг с другом /2,5/, исчезает в случаях, описываемых (3).

Кстати, при упругом рассеянии нуклонов на ядрах со спином ноль обе величины совпадают независимо от того, сохраняется или нет при этом T -инвариантность. Равенство $\bar{\mathcal{P}} = \bar{\mathcal{A}}$ здесь обеспечено автоматически, если соблюдается пространственная четность. В практически интересном случае неупругого рассеяния равенство $\bar{\mathcal{P}} = \bar{\mathcal{A}}$ выполняется в адиабатическом пределе, т.е. тогда, когда можно пренебречь разницей в энергиях падающих и рассеянных нуклонов /7/. Оба отмеченных случая играют чрезвычайно важную роль при постановке опытов по проверке T-инвариантности в нуклон-нуклонных соударениях.

Вернемся к выражениям (4), (5). Хорошо известно /2,5/, что $\bar{\mathcal{P}}$ описывает спиновое состояние одного из нуклонов после рассеяния неполяризованного пучка неполяризованной мишенью и находится измерением азимутальной асимметрии "e_P" при последующем рассеянии пучка на мишени-анализаторе с известной анализирующей способностью P_A (см. рис. 1). В соответствии с замечанием, сделанным выше, в качестве анализатора необходимо использовать ядро со спином ноль, а эксперимент следует проводить так, чтобы исключить случаи неупругого рассеяния, т.е. случаи изменения спина или четности ядра-анализатора в конечном состоянии и т.д. Тогда $\mathcal{P}$ может быть найдено из опыта по формуле $\mathcal{P} = e_P / P_A$ x/.

Асимметрия $\bar{\mathcal{A}}$ связана со свойствами первоначального поляризованного пучка ($\bar{P}_{пуч} \neq 0$), рассеиваемого на неполяризованной мишени (или наоборот - поляризована мишень, а пучок неполяризован). Для нахождения $\mathcal{A}$ нужно провести только одно рассеяние (см. рис. 2). В этом случае $e_a = \mathcal{A}\, P_{пуч.\,(мишень)}$.

Двойное рассеяние не является единственным способом нахождения $\mathcal{P}$. На основании результатов /2,8/ можно показать, что эксперимент по определению параметра деполяризации, если проводить его при двух взаимно противоположных направлениях нормали второго рассеяния (см. рис. 3), при известной величине $\mathcal{A}$ позволяет найти $\mathcal{P}$ по формуле

$$\mathcal{P} = \frac{(1+\mathcal{A}\, P_1)e_{3+} - (1-\mathcal{A}P_1)e_{3-}}{2P_3}.$$

Здесь P_1 - поляризация пучка после первого рассеяния, P_3 - анализирующая способность мишени в третьем, анализирующем рассеянии, e_{3+}, e_{3-} - наблюдаемые в третьем рассеянии азимутальные асимметрии, соответствующие двум взаимно противоположным направлениям нормалей во втором рассеянии. Если при проведении эксперимента важно избавиться

x/ Здесь и всюду ниже, если не будет оговорено особо, подразумеваются нормальные компоненты векторов $\bar{\mathcal{P}}, \bar{\mathcal{A}}, \bar{P}_A$.

от некоторых эффектов, связанных с энергетической зависимостью $\mathcal{A}$ или $\mathcal{P}$, последний способ нахождения $\mathcal{P}$ может оказаться более предпочтительным. Этот метод удобен с точки зрения эксперимента еще и потому, что выбор мишени-анализатора не ограничен никакими требованиями. Годится любая мишень, обладающая приемлемой величиной анализирующей способности. Проводя анализирующее рассеяние, не нужно заботиться о выделении актов упругого рассеяния.

3б. Связь $\mathcal{P}-\mathcal{A}$ с коэффициентами матрицы рассеяния

Разность $\mathcal{P}-\mathcal{A}$ простым образом связана с T-инвариантными членами матрицы рассеяния и в частном, но достаточно общем случае, описываемом формулой (2), равна

$$\mathcal{P}-\mathcal{A}=\frac{4\ \mathrm{Jm}\,T^{*}(E-F)}{I(\theta)}, \tag{7}$$

где $I(\theta)$ - дифференциальное сечение [x/] процесса /9/. Таким образом, зная $\mathcal{P}$ и $\mathcal{A}$ и используя (7), можно вычислить возможный вклад T -инвариантной амплитуды в полную матрицу рассеяния, если известны другие ее члены.

Часто пользуются разложением амплитуды в ряд по полиномам Лежандра. В этом случае анализ результатов опыта удобно проводить в терминах T -неинвариантных фазовых параметров λ /3/:

$$T=\frac{1}{4k}\sum_{\ell} T_{\ell}=\frac{1}{4k}\sum_{\ell} A_{\ell}(\theta)B(\bar{\delta},\bar{\epsilon})\sin\lambda_{\ell+1}. \tag{8}$$

В этом выражении ℓ -орбитальный момент; $A_{\ell}(\theta)$ и $B(\bar{\delta},\bar{\epsilon})$ -известные функции угла θ, фазовых сдвигов $\bar{\delta}$ и параметров смешивания $\bar{\epsilon}$ (см. приложение). Параметр $\lambda_{\ell+1}$ характеризует степень наруше-

---

[x/] В дифференциальное сечение амплитуды E, F входят квадратично, ими можно пренебречь вследствие их малости.

ния T -инвариантности в состояниях с $J=\ell+1$. Легко видеть, что максимальному нарушению соответствует значение $\lambda=\pi/2$.

Возможные эффекты нарушения T -инвариантности могут быть легко замаскированы рядом причин. С одной стороны, при случайном и неудачном выборе угла рассеяния величина $E-F$ может обратиться в ноль. В связи с этим обстоятельством становятся особенно ценными сведения об угловой зависимости амплитуд E и F, которые обычно извлекают на основе фазового анализа или путем "прямого восстановления" матрицы рассеяния /5/. С другой стороны, необходимо учитывать и чисто динамические аспекты проблемы, на которые впервые обратили внимание авторы работ /10,11/. Дело в том, что из анализа нуклон-нуклонного рассеяния в области 0-750 Мэв /6/ известно, что в амплитуде $T_\ell \approx \sin 2\bar{\epsilon}_{\ell+1}$ параметры $\bar{\epsilon}_{\ell+1}$ малы в pp -рассеянии и, по-видимому, достигают $20^\circ \div 30^\circ$ в случае $J=1$ в np -рассеянии[x]. Поэтому при планировании будущих экспериментов естественно учитывать относительную простоту опытов с протонами и сложность, но богатство возможностей экспериментов по np -рассеянию.

Выше уже отмечалась важность сведений об амплитудах рассеяния при планировании экспериментов по проверке T -инвариантности. Однако далеко не во всех случаях рассеяние нуклонов изучено так детально, как в области 0-1000 Мэв. При более высоких энергиях, где проверка соотношения $\mathcal{P}=\mathcal{A}$ особенно интересна, но экспериментальная информация еще слишком бедна для восстановления всей матрицы рассеяния, весьма полезны простые соотношения между амплитудой T и величинами $\mathcal{P}$, $\mathcal{A}$, C_{nn}, K_{nn} и т.д., полученными в работе /10/.

3в. Ограничения на параметры тройного рассеяния и опыты с вращением спина

T -инвариантность ядерных сил накладывает вполне определенные ограничения и на параметры тройного рассеяния. Можно показать, что

---

[x] К сожалению, этот факт еще не установлен надежно в области энергий, больших $\gtrsim 300$ Мэв.

если матрица M имеет вид (3), то между четырьмя параметрами тройного рассеяния, R, A, R' и A', существует релятивистское соотношение [12]

$$\frac{R'+A}{-R+A'} = \mathrm{tg}\,\theta_{лс} \quad . \tag{9}$$

В этом выражении $\theta_{лс}$ – угол рассеяния в лабораторной системе отсчета. Долгое время предполагалось, что для проверки этого соотношения необходимо выполнить четыре довольно трудоемких независимых эксперимента. Однако недавно в работе [13] была продемонстрирована возможность проверки равенства (9), используя всего лишь два независимых эксперимента по тройному рассеянию нуклонов. Вследствие безусловной новизны этого предложения рассмотрим его подробнее.

Предлагается для процесса упругого рассеяния двух нуклонов сравнить поляризации пучков после рассеяния при двух конфигурациях опыта, имитирующих прямой и обратный процессы, схема которых в с.ц.м. изображена на рис. 4. Геометрия этих опытов различается углами наклона векторов спина χ_i и χ_f по отношению к импульсам частиц и знаками угла $\theta_{с.ц.}$. На рис. 4 символами $P_i^A(P_i^B)$ и $P_f^A(P_f^B)$ обозначены компоненты поляризации падающего и рассеянного пучков на направления, задаваемые углами χ_i и χ_f в конфигурациях "A" и "B".

На рис. 5 те же процессы изображены в лабораторной системе отсчета, в которой вследствие лоренцевского преобразования соответствующие углы $\chi_i^{сц}$ и $\chi_f^{сц}$ деформированы: $\chi_f^{сц} = \chi_f^{лс} + \theta_{лс}$ и $\chi_i^{сц} = \chi_i^{лс} - \theta_{лс}$. Для измерений поляризаций $P_f^{A(B)}$ необходимо повернуть спины частиц в опытах "A" и "B" на углы $90^o - (\chi_f^{лс} + \theta_{лс})$ и $90^o - (\chi_i^{лс} - \theta_{лс})^o$ соответственно.

Для разности измеряемых величин P_f^A и P_f^B авторы [13] получили выражение

$$P_f^A - P_f^B = 4\,\mathrm{Re}\,T^*(E-F) = \{(A+R'\cos\theta_{лс} - (A'-R)\sin\theta_{лс}\}\sin(\chi_i^{лс} + \chi_f^{лс}). \tag{10}$$

Отсюда легко видеть, что обращение в ноль разности $P_f^A - P_f^B$ с необходимостью приводит к равенству (9). Следует обратить внимание на то обстоятельство, что опыт по измерению разности $\mathcal{P}-\mathcal{A}$ и эксперимент по определению $P_i^A - P_i^B$ дополняют друг друга в том смысле, что в принципе оба они создают возможность восстановления и модуля, и фазы T-неинвариантного члена амплитуды рассеяния.

3г. Эксперименты с поляризованными мишенями

Для исследования T-, P-, C-и др. преобразований большие возможности предоставляет техника поляризованных мишеней. Использование этих мишеней на поляризованных пучках позволяет измерить различные компоненты тензора поляризации, например третьего ранга. Сравнение их между собой – новый возможный вариант проверки T-инвариантности. Ниже, в табл. 2, заимствованной нами из работы /5/, схематически изображены все мыслимые опыты по упругому взаимодействию нуклонов для матрицы рассеяния вида (3). Каждый столбец в этой таблице соответствует начальному спиновому состоянию системы из двух нуклонов, а в каждой строке приведена характеристика, подлежащая измерению в процессе рассеяния. Индекс i обозначает направление начальной поляризации падающих частиц, индекс k – направление начальной поляризации частиц мишени; p – отмечает измеряемую компоненту поляризации рассеянной частицы, q – измеряемую компоненту поляризации частицы отдачи. Каждый опыт дает информацию о тензорной величине (I, $\mathcal{P}$, K, D, T), размерность которой указывается числом индексов снизу справа.

При инвариантности матрицы рассеяния относительно обращения времени эквивалентны те совокупности опытов, которые указаны в клетках табл. 2, симметричных относительно главной диагонали /5/. Поляризованная мишень, таким образом, позволяет проверить равенства

$$K^{(2)}_{iq} = K^{(1)}_{kp}\,,\quad \mathcal{P}_{kpq} = T_{ikq} \quad \text{и т.д.}$$

Таблица 2

	Начальное спиновое состояние / Результат измерения	A неполяриз. пучок - неполяр. мишень	B поляризов. пучок-неполяриз. мишень	C Неполяриз. пучок-поляризов. мишень	Д Поляризов. пучок-поляризов. мишень
I.	Сечение	I	$\sigma_i^{(1)}$	$\sigma_k^{(2)}$	σ_{ik}
2.	Поляризация рассеянной частицы	$\mathcal{P}_p^{(1)}$	$\mathcal{D}_{ip}^{(1)}$	$K_{kp}^{(1)}$	$T_{ikp}^{(1)}$
3.	Поляризация частицы отдачи	$\mathcal{P}_q^{(2)}$	$K_{iq}^{(2)}$	$\mathcal{D}_{kq}^{(2)}$	$T_{ikq}^{(2)}$
4.	Корреляция поляризаций	$\mathcal{P}_{pq}$	$\mathcal{P}_{ipq}^{(1)}$	$\mathcal{P}_{kpq}^{(2)}$	T_{ikpq}

§4. Обзор экспериментальных работ

4а. Проверка $\mathcal{P} = \mathcal{A}$ в опытах по двойному рассеянию протонов

Первые результаты, на основании которых можно было бы судить о равенстве величин $\mathcal{P}$ и $\mathcal{A}$, были получены в Беркли, в 1953 г. группой Оксли /14/. Опыт Оксли и сотрудников проводился по схеме двойного рассеяния. Вначале, при измерениях с двумя графитовыми мишенями, первая из которых располагалась внутри вакуумной камеры ускорителя, получался поляризованный пучок протонов и оценивалась его поляризация. Затем путем последовательной замены первой и второй мишени рассеивателями из CH_2 находились величины $\mathcal{P}_{pp}$ и $\mathcal{A}_{pp}$ для интервала углов $19 \div 27^{\circ}$. При измерениях лево-правых асимметрий в этом опыте неравенством углов (и энергий) в первом и втором рассеяниях пренебрегали. Для протонов с начальной энергией около 220 Мэв измеренные таким методом параметры поляризации и асимметрии, отнесенные к угловому интервалу 19°-27° в с.ц.м., оказались близкими по величине и равнялись 0,216 ±0,055 и 0,206 ± 0,027 соответственно. На этом основании в работе Вудруффа /9/ было сделано заключение о том, что

$$\mathcal{P}_{pp} - \mathcal{A}_{pp} = 0{,}010 \pm 0{,}060. \tag{11}$$

Относительно этого результата уместно заметить, что в работе /9/ совсем не ставилась задача проверки равенства $\mathcal{P} = \mathcal{A}$. Поэтому авторы не испытывали необходимости учитывать в достаточно полной мере все те эффекты, которые могли бы исказить разность $\mathcal{P} - \mathcal{A}$. К этим эффектам следует отнести наличие у рассеянных протонов широкого энергетического спектра, угловые и энергетические зависимости поляризации в pp - и pc - рассеяниях и т.п. Достаточно точный учет их трудно выполнить, и поэтому реальная погрешность в (11) должна возрасти, по нашим оценкам она будет близка к 0,100.

В 1958 г. в Уппсала Хиллман и др. /15/, использовав выведенный неполяризованный пучок протонов с энергией (176 ÷ 179) Мэв, измерили величину $\mathcal{P}_{pp}$ для двух углов, 37° и 50°, в системе центра масс сталкивающихся протонов. В анализирующем рассеянии были использованы мишени, прокалиброванные этими же авторами в предыдущей работе /16/ по изучению угловых зависимостей упруго и неупруго рассеянных протонов на ядрах различных элементов. Величины асимметрий $\mathcal{A}_{pp}$ не измерялись, а вычислялись интерполированием результатов /17/ для той же области энергий pp -рассеяния. Результат Хиллмана и др. /15/ приведен в табл. 3.

Таблица 3

$\theta_{сц}$ градусы	$\Delta\theta_{сц}$ градусы	$\mathcal{P}_{pp}$	$\mathcal{A}_{pp}$	$\mathcal{P}_{pp} - \mathcal{A}_{pp}$
30,9	1,4	0,264±0,014	0,257±0,018	0,007±0,023
50	2,0	0,276±0,013	0,265±0,018	0,011±0,022

В ней не указаны систематические ошибки и не учтены корреляции ошибок. Если учесть 5%-ную неопределенность в величине анализирующих способностей, 2%-ную ошибку в величине поляризации пучка, в тех же условиях получим

$$\left.\begin{aligned} &\mathcal{P}_{pp} - \mathcal{A}_{pp}\ (30{,}9^{\circ}) = 0{,}007 \pm 0{,}026 \\ \text{и} \quad &\mathcal{P}_{pp} - \mathcal{A}_{pp}\ (50{,}0^{\circ}) = 0{,}011 \pm 0{,}026\,. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Аналогичный эксперимент был выполнен также Абашьяном и Хафнером для упругого pp-рассеяния при энергии 220 Мэв /18/. Эти авторы, используя методику отделения неупругих актов рассеяния протона на ядрах, разработанную ранее одним из них /19/, измерили оба параметра, $\mathcal{P}$ и $\mathcal{A}$, для угла 30° с.ц.м.

Их результат: $\mathcal{P}_{pp} = 0{,}279 \pm 0{,}017$ и $\mathcal{A}_{pp} = 0{,}308 \pm 0{,}005$.

Отсюда $$\mathcal{P}_{pp} - \mathcal{A}_{pp} = -\ 0{,}019 \pm 0{,}018\,. \tag{13}$$

(Ошибки - статистические и приведены без учёта корреляций). На наш взгляд, точность результата (13) заметно завышена. Например, статистическая ошибка $\mathcal{A}_{pp}$, равная 1,6%, неполна, так как находится в противоречии с погрешностью поляризации пучка $0{,}89 \pm 0{,}02$, использованного в этих опытах /19/. Учет корреляций также приводит к ухудшению точности. Однако вследствие того, что в работе /18/ не содержится какой-либо информации о численных значениях величин P_A, $e_{\mathcal{P}}$ и e_a, точный учет корреляций невозможен x/.

В обоих упомянутых выше экспериментах было необходимо принимать специальные меры для отделения случаев упругого рассеяния на ядрах вещества анализаторов от неупругих, сопровождающихся возбуждением ядерных уровней или передачей энергии другим частицам. В опыте Хиллмана и др. это достигалось использованием специально сконструированного

---

x/ По нашим оценкам суммарная погрешность в (13) близка к 0,030÷0,045.

магнитного спектрометра с двойной фокусировкой, а в опыте Хафнера – группой счетчиков с набором тонких поглотителей [x].

4б. Проверка Т-инвариантности в опытах по тройному рассеянию

Рассмотрим теперь другого типа эксперименты по упругому pp-рассеянию, в которых параметр поляризации находился так называемым "тройным рассеянием" нуклонов (см. рис. 3). Именно эти эксперименты, безусловно, более трудноосуществимые, чем опыты по двойному рассеянию, несут в настоящее время неибольшую информацию о Т-инвариантности нуклон-нуклонных взаимодействий.

Первые эксперименты этого типа были выполнены физиками из Харвардского университета. Соотношение $\mathcal{P}=\mathcal{A}$ проверялось в упругом pp-рассеянии при энергиях 98 ± 1 [20] и 142 ± 5 Мэв [21]. В обоих случаях измерялись как величина $\mathcal{P}_{pp}$, так и величина $\mathcal{A}_{pp}$. Результаты (см. табл. 4) согласуются с принципом Т-инвариантности.

Позднее стали известны результаты новых измерений параметра $\mathcal{A}_{pp}$ (142 Мэв) [22]. Пересчитанные с учетом этих данных значения $\mathcal{P}-\mathcal{A}$ для энергии 142 Мэв также не противоречат Т-инвариантности и приведены в табл. 4.

В 1967-68 г.г. в Дубне [24] была выполнена проверка равенства $\mathcal{P}=\mathcal{A}$ при энергии 635 ± 8 Мэв, т.е. в той области энергий, где упругое рассеяние сопровождается весьма интенсивными процессами мезонообразования. В этом опыте обе величины, $\mathcal{P}_{pp}$ и $\mathcal{A}_{pp}$, измерялись в одних и тех же условиях, на одном и том же пучке, при равных энергиях. Измерения асимметрий тройного рассеяния e_{3+} и e_{3-} в отличие от опытов при энергиях 98 и 142 Мэв проводились одновременно. Все это позволяет считать дубненские данные (см. табл. 4) наиболее надежными.

Эксперименты всех трех групп [20,21,24] выполнены методикой сцинтилляционных счетчиков, сочетающейся с прецизионным соблюдением всех требований, предъявляемых в экспериментах этого рода к геометрии пучков и рассеяний, энергетическим характеристикам, асимметриям и т.д.

---

[x] Красивая проверка Т-инвариантности ядерных сил в опытах по рассеянию протонов на ядре ^{13}C при энергии 32,9 Мэв описана в работе [23]. Не имея здесь возможности остановиться подробно на идеях и результатах этой работы, отметим, что полученное авторами [23] отношение $\mathcal{P}/\mathcal{A} = 0{,}992\pm0{,}025$ не противоречит равенству $\mathcal{P}=\mathcal{A}$.

Таблица 4

98±1 Мэв [20]		142±5 Мэв [2]		142±5 Мэв		635±8 Мэв [24]	
$\theta^\circ_{лс}$	$\mathcal{P}-\mathcal{R}$ x/	$\theta^\circ_{лс}$	$\mathcal{P}-\mathcal{R}$	$\theta^\circ_{лс}$	$\mathcal{P}-\mathcal{R}$ xx/	$\theta^\circ_{лс}$	$\mathcal{P}-\mathcal{R}$ xxx/
-	-	6	0,015±0,054	6	-	15	0,062±0,046
10	-0,032±0,011	10	0,014±0,30	10	0,007±0,023	18	0,045±0,044
15	-0,020±0,050	15	-0,043±0,025	15	-0,037±0,024	21	-0,012±0,022
20	-0,100±0,060	20	-0,023±0,023	20	0,014±0,021	27	-0,017±0,024
25	0,080±0,070	25	-0,063±0,024	25	-0,030±0,022	32	-0,022±0,037
30	-0,095±0,100	30	0,010±0,023	30	0,037±0,022	41	-0,008±0,022
-	-	35	0,002±0,048	35	0,059±0,047	49	-0,090±0,037
-	-	40	-0,083±0,066	40	0,062±0,066	55	0,062±0,044

x/ Значения $\mathcal{R}$ взяты для энергии 95 Мэв [20].

xx/ Использованы уточненные в работе [22] значения $\mathcal{R}$.

xxx/ Приведены полные ошибки с учётом коррелированности величин.

Последняя из известных нам работ по проверке T-инвариантно[сти] в процессах рассеяния нуклонов выполнена при энергии 430 Мэв [13] [В] этом опыте, схема которого уже описывалась в предыдущем парагр[афе] использовался пучок с начальной поляризацией $P_0 = 0{,}532 \pm 0{,}025$, ори[ен]тированный нормально к плоскости рис. 5. Соленоидом S и поворотн[ым] магнитом Б спин протонов переводился в плоскость рисунка так, [что] углы $\chi_i^{лс} = \chi_f^{лс} = 45^\circ$. Поскольку угол рассеяния был равен 30°, то [уг]лы поворота спинов перед анализирующим рассеянием были 15° и [...] соответственно для конфигураций опыта "А" и "В" x/.

Измерение величин $P_f^{A(B)}$ осуществлялось с помощью анализир[ую]щего рассеяния на углероде и проволочной искровой камеры, включен[ной] на линию с электронной вычислительной машиной. Пространственное р[ас]пределение случаев описывалось функцией $1+\epsilon^{A(B)}\cos\phi+\delta^{A(B)}\sin\phi$, [за]висящей от азимутального угла ϕ. В этом выражении $\epsilon^{A(B)}$ – велич[ина], связанная с лево-правой асимметрией; $\delta^{A(B)} = P_A P_f^{A(B)}$. Анализир[ую]щая способность установки P_A находилась в отдельном опыте и ока[за]лась равной $0{,}311 \pm 0{,}006$. Оба коэффициента, δ и ϵ, вычислялись [по] методу наименьших квадратов. Полное число зарегистрированных собы[тий], равное примерно 500 тыс., было разбито на 20 угловых интервалов ([...] $\bar{\chi}^2 = 18$). После набора 50 тыс. случаев рассеяния поле соленоида [ин]версировалось для изменения знака $\delta^{A(B)}$. Разность между величина[ми] $/\delta/$, найденными в опытах с положительным и отрицательным напр[ав]лениями поля соленоида, достигала $\cong 0{,}0100$. Соответствующая велич[ина] для ϵ равнялась $\cong 0{,}0200$. Это обстоятельство заставляет нас дума[ть,] что едва ли в суммарной погрешности разности $\delta^A-\delta^B$ будет домини[ро]вать лишь вклад статистической ошибки эксперимента, равный 0,0[...] (сравни с величинами 0,0200 и 0,0100).

На фоне этих больших систематических смещений результата б[ыло] найдено (см. табл. 5), что $\delta^A-\delta^B = 0{,}0006 \pm 0{,}0028$. Отсюда с уче[том] P_A имеем

$$P_f^A - P_f^B = 0{,}0019 \pm 0{,}0090. \qquad (\ldots$$

x/ Столь большая разница в углах поворота спинов является важны[м] неизбежным источником систематических ошибок в разности $\delta^A-\delta^B$.

Таблица 5

Геометрия	Соленоид	ε	δ	Число событий	χ^2-критерий
A	+	0,1584	-0.1615	234025	12,6
A	-	0,1634	0,1616	261520	14,1
B	+	-0,1453	-0,1658	212033	12,7
B	-	-0,1387	-0,1561	200046	15,9
A	сумма	0,1609	0,1616	495545	11,3
B	сумма	-0,1420	0,1610	412079	14,4

§5. Анализ экспериментальных данных

Уже беглый взгляд на табл. 1,3,4 и результаты (13) и (14) свидетельствует об отсутствии статистически обоснованных указаний на нарушение принципа T -инвариантности. Чтобы сделать этот вывод количественным и исключить некоторые обстоятельства случайного характера, например, связанные с обращением в нуль члена в формулах (9) и (7), необходим более глубокий анализ.

Такое рассмотрение в терминах T -неинвариантных фазовых сдвигов $\lambda_{\ell+1}$ было выполнено впервые в работе Вудруффа /9/. Ограничиваясь рассмотрением переходов $^3P_2 \leftrightarrows {}^3F_2$ и привлекая потенциальную модель Гаммеля-Талера, автор проанализировал сумму данных, имевшихся при энергиях 180 и 220 Мэв. Путем усреднения результата по этим энергиям им было найдено, что $\overline{\sin\lambda_2} = -0{,}033 \pm 0{,}033$.

Аналогичный анализ Торндайка /3/, выполненный в 1965 г. на основании YLAM -фазовых сдвигов, включал те же и позднее появившиеся экспериментальные данные.

Таблица 6

Энергия, Мэв	142*)	176-179	220
$\sin\lambda_2$	-0,05 ± 0,033	0,022 ± 0,038	-0,100±0,060

Результат Торндайка приведен в табл. 5. Усреднение по всем энергиям в предположении слабой энергетической зависимости параметра λ_2 дало

$$\overline{\sin\lambda_2} = -0{,}030 \pm 0{,}023 \,. \qquad (15)$$

Для энергии 430 Мэв авторы /13/ нашли, что

$$|\sin\lambda_2| \le 0{,}100 \pm 0{,}050 \,. \qquad (16)$$

Соответствующие вычисления при энергии 640 Мэв с привлечением результатов фазового анализа /25/ дали для λ_2 следующую оценку /24/:

$$\sin\lambda_2 = -0{,}110 \pm 0{,}100 \,. \qquad (17)$$

Отношение T -нечетной амплитуды к полной амплитуде процесса на этой энергии найдено равным

$$\frac{\mathrm{Re}\,T(15^{\circ} \div 55^{\circ})}{\sqrt{I(15^{\circ} \div 55^{\circ})}} = -(8 \pm 11)\cdot 10^{-3} \qquad (18)$$

в усредненном интервале углов 15°–55° л.с. При этих вычислениях предполагалось $\mathrm{Re}\,T = \mathrm{Jm}\,T$.

Сводка известных к настоящему времени оценок параметра λ_2 дана в табл. 7. Примечания в этой таблице относятся к экспериментальным значениям $\mathcal{P} - \mathcal{A}$, на основании которых находились величины $\sin\lambda_2$ (исключением является эксперимент при энергии 435 Мэв).

---

x/ Использовались неперенормированные результаты /21/. Перенормировка, возможно, незначительно изменит результат (15).

Таблица 7

Энергия, Мэв	$\sin \lambda_2$	Примечание
95÷98/20/	-	ошибка полная
I42/2I/	$-0{,}050 \pm 0{,}033$ x)	ошибка полная
I76-I79/I5/	$0{,}022 \pm 0{,}038$	ошибка статистически неполная; не учтены корреляции
220/I8/	$0{,}100 \pm 0{,}060$	ошибка статистически неполная; не учтены корреляции
430/I3/	$0{,}100 \pm 0{,}50$	ошибка статистическая полная. О систематике см.замечание на стр 17
635/24/	$-0{,}110 \pm 0{,}100$	ошибка полная, учитывает статистическую, систематическую погрешности и корреляции

x/ При оценке λ_2 не учитывались новейшие измерения η_{pp} для энергии 142 Мэв/22/.

§6. Заключение

Усреднение всех известных результатов, проведенное в предположении слабой энергетической зависимости T -неинвариантной фазы λ_2, в области энергий (142-640) Мэв дает следующий результат:

$$\overline{\sin \lambda_2} = -0{,}012 \pm 0{,}019. \tag{19}$$

Таким образом, казалось бы, все это позволяет утверждать, что на уровне $(2 \div 4)\cdot 10^{-2}$ от амплитуд процессов упругого рассеяния протонов эксперимент не противоречит принципу T -инвариантности. Однако оценки (15), (16) и (19) слишком оптимистичны, так как получены с учетом одних лишь статистических погрешностей, которые, кстати, не во всех случаях отражают полную погрешность измерений. На наш взгляд, суммарная ошибка в оценке (19), по-видимому, близка к величине 0,040. Эта точность еще далека от желаемого уровня 10^{-3}, который помог бы проверить одну из многих гипотез, выдвигавшихся в свое время для объяснения распадов $K_L^0 \to 2\pi$ /26/. Конечно, наиболее благоприятные перспективы по исследованию T– , P– и др. инвариантностей в нуклон-нуклонных соударениях связаны с повышением интенсивности внутренних токов ускорителей на один-два порядка. Однако и сейчас улучшение точности экспериментальных данных на порядок является вполне реальной задачей для экспериментаторов.

Автор благодарит проф. В.П. Джелепова за интересные обсуждения вопросов, затронутых в работе.

Приложение

Нарушающая T -инвариантность амплитуда T выражается следующим образом через фазовые сдвиги /3,9/:

$$T = \frac{1}{4k} \sum_{\ell} A_{\ell}(\theta) B(\bar{\delta}, \bar{\epsilon}) \sin \lambda_{\ell+1}, \tag{П.1}$$

где

$$A_{\ell}(\theta) = \frac{2\ell+3}{\sqrt{(\ell+1)(\ell+2)}} [(\ell+1) P_{\ell}(\theta) \sin\theta + P'_{\ell}(\theta) \cos\theta], \tag{П.2}$$

$$B(\bar\delta,\bar\epsilon) = \sin 2\bar\epsilon_{\ell+1}\,(e^{2i\bar\delta_{\ell,\ell+1}} - e^{2i\bar\delta_{\ell+2,\ell+1}}). \qquad (П.3)$$

В этих выражениях θ –угол рассеяния в с.ц.м.; $P_\ell(\theta)$ и $P'_\ell(\theta)$ – обычный и первый присоединенный полиномы Лежандра; ℓ – орбитальный момент; $\lambda_{\ell+1}$ – T –неинвариантный фазовый сдвиг в состоянии с полным моментом $J = \ell+1$; $\bar\delta$ и $\bar\epsilon$ – фазовые сдвиги и параметры смешивания в представлении Блатта-Биденхарна [27].

Переход к параметризации Стаппа [28], широко используемой в современных анализах, осуществляется с помощью формул:

$$\left.\begin{aligned}
&\delta_{\ell+2,\ell+1} + \delta_{\ell,\ell+1} = \bar\delta_{\ell+2,\ell+1} + \bar\delta_{\ell,\ell+1}\,,\\
&\sin(\bar\delta_{\ell,\ell+1} - \bar\delta_{\ell+2,\ell+1}) = (\tan 2\epsilon_{\ell+1})/\tan 2\bar\epsilon_{\ell+1}\,,\\
&\sin(\delta_{\ell,\ell+1} - \delta_{\ell+2,\ell+1}) = (\sin 2\bar\epsilon_{\ell+1})\,/\sin 2\epsilon_{\ell+1}\,,
\end{aligned}\right\} \qquad (П.4)$$

где δ и ϵ – фазовые сдивиги и параметры смешивания, введенные Стаппом.

Литература

1. J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay. Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
2. L. Wolfenstein, J. Ashkin. Phys. Rev., 85, 947 (1952).
3. E. Thorndike. Phys. Rev., 138 , 586B (1965).
4. R. Oeheme. Phys. Rev., 98, 147 (1955).
5. Л. Пузиков, Р. Рындин, Я. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 592 (1957).
6. N. MacGregor, R. Arndt, R. Wright. Phys. Rev., 169, 1128 (1968); Phys. Rev., 169, 1149 (1968).
7. Е.В. Инопин. Ядерная физика, 3, 817 (1965).
8. L. Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1654 (1954).
9. R.J. Phillips. Nuovo Cim., 8, 265 (1958), J. Bell, F. Mandl. Proc. Phys. Soc., 71, 272A (1958); A. Woddruff. Ann. Phys., 7, 65 (1959).

10. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. Препринт ОИЯИ, Р2-3716, Дубна, 1968.
11. Л.И. Лапидус. Препринт ОИЯИ, Р2-3217, Дубна, 1967.
12. D.W. Sprung. Phys. Rev., 121, 925 (1961).
13. R. Handler, S. Wright, L. Pondrom et al. Phys. Rev. Lett., 19, 933 (1967).
14. C.L. Oxley, W. Cartwright, J. Rouvina et al. Phys. Rev., 91, 419 (1953). Phys. Rev., 93, 806 (1954).
15. P. Hillman, A. Johannson, G. Tibel. Phys. Rev., 110, 1218 (1958).
16. G. Tibell, A. Johannson, A. Alphonce. Nucl. Phys., 3, 185 (1957); Nucl. Phys., 4, 648 (1957).
17. P. Baskir, E. Hafner, P. Tinlot. Phys. Rev., 106, 546 (1957).
18. A. Abashian, E. Hafner. Phys. Rev. Lett., 1, 255 (1958).
19. E. Hafner. Phys. Rev., 111, 297 (1958).
20. E.H. Thorndike, T.R. Ophel. Phys. Rev., 119, 362 (1960).
21. C.H. Hwang, T.P. Ophel, E.H. Thorndike, R. Wilson. Phys. Rev., 119, 352 (1960).
22. G.F. Cox, G.H. Eaton, C.P. Van Zil, O.N. Jarvis, B. Rose. Nucl. Phys., B7, No 4 (1968).
23. E.E. Gross, J.J. Malanify, A. Van Der Wonde, A. Zucker. Phys. Rev. Lett., 21, 1476 (1968).
24. R. Zulkarneev, V. Nadezhdin, V. Satarov. См. докл. Ю.М. Казаринова в Rev. Mod. Phys., 39, 509 (1967).
Труды Совещания по πN- и NN-взаимодействиям. Дубна, 1968. Сообщение ОИЯИ, E1-4650, Дубна, 1969.
25. Р.Я. Зулькарнеев, В.С. Киселев, В.С. Надеждин, В.И. Сатаров. Ядерная физика, 6, 995 (1967).
26. Л.Б. Окунь. Ядерная физика, 1, 938 (1965).
27. J.M. Blatt, L.C. Biedenharn. Phys. Rev., 86, 399 (1952); Rev. Mod. Phys., 24, 258 (1952).
H.P. Stapp, T. Ypsilantis, N. Metropolis. Phys. Rev., 105, 302 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 апреля 1970 года.

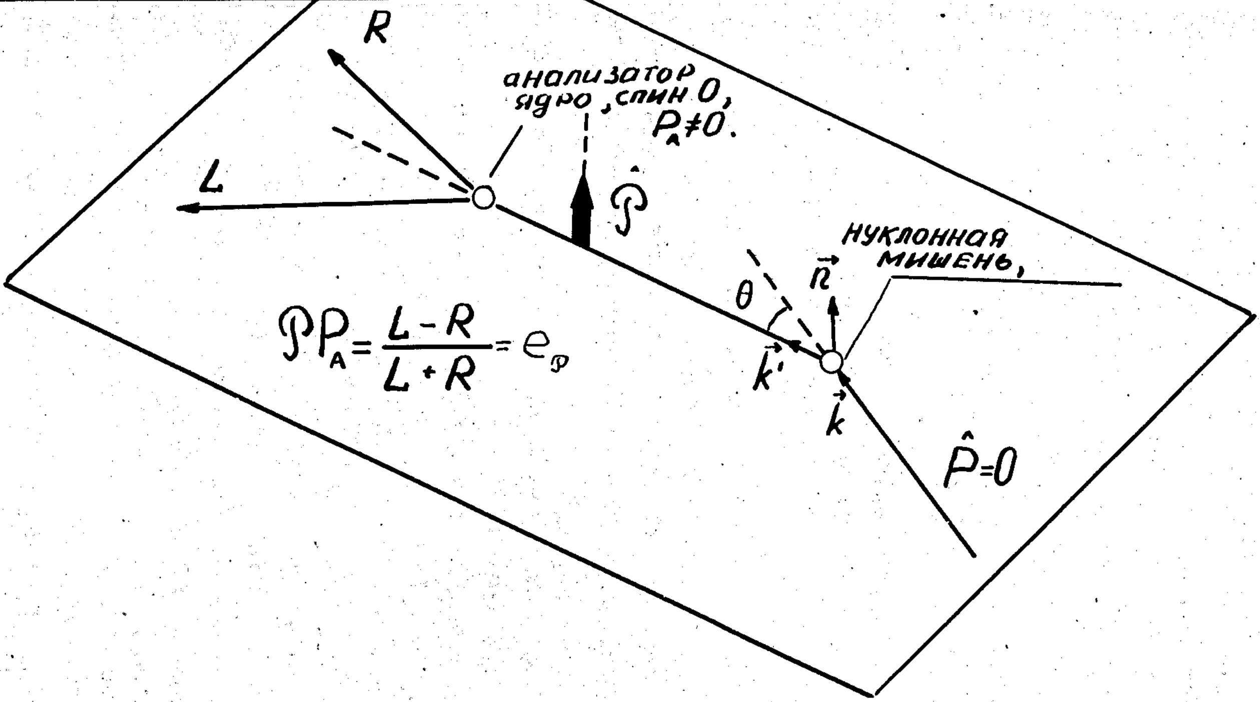


Рис. 1. Схема опыта по двойному рассеянию. Жирной черной стрелкой показано направление измеряемого вектора $\mathcal{P}$. Буквами L(R) отмечены рассеяния налево (направо).

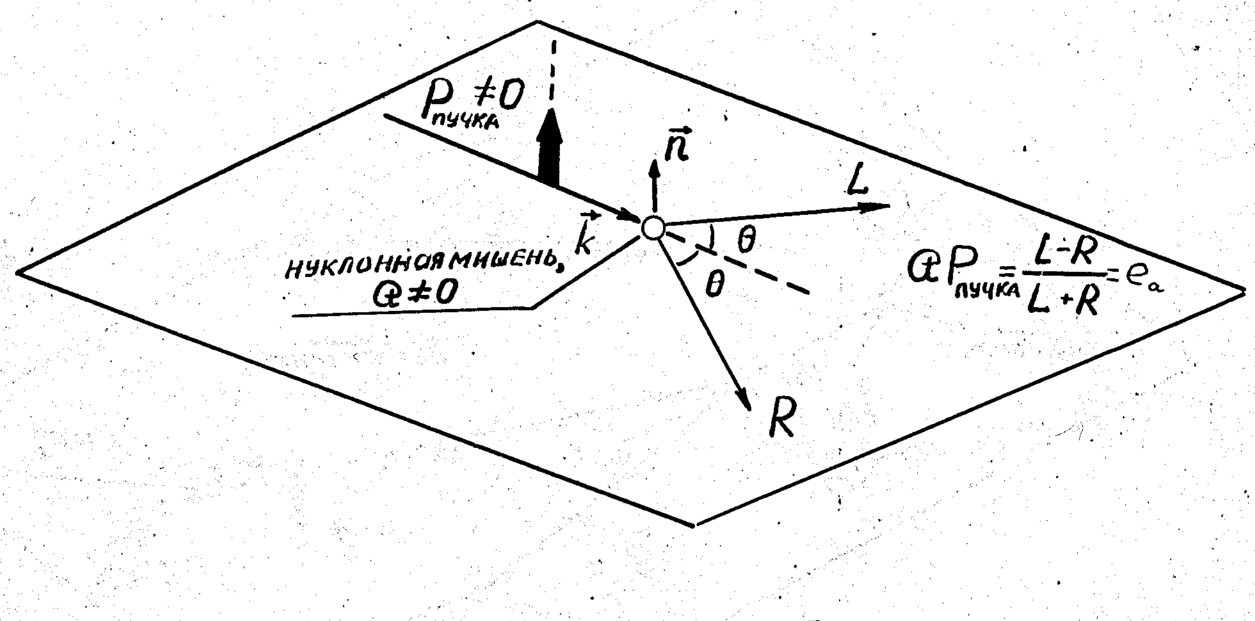
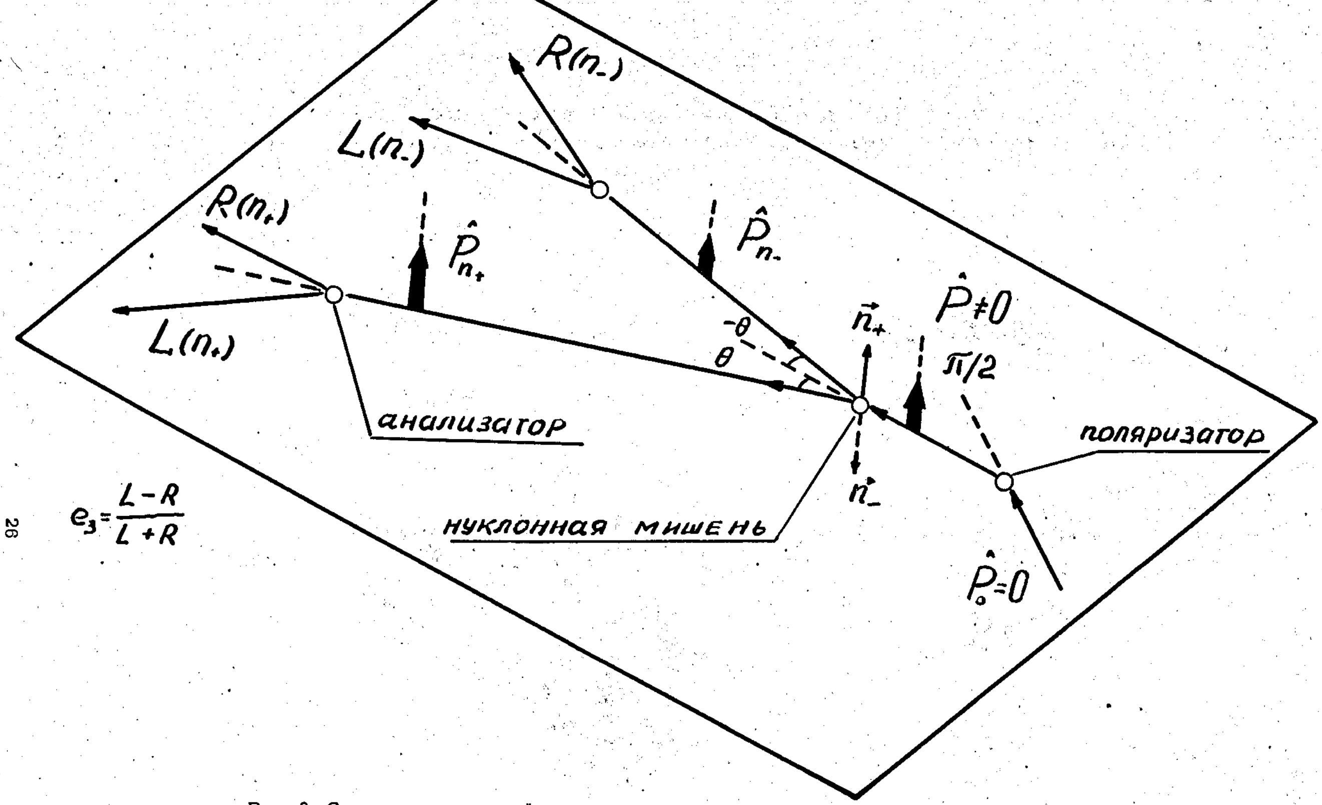


Рис. 2. Схема опыта по измерению асимметрии $\mathfrak{A}$. Жирная стрелка указывает направление поляризации пучка; L(R) имеют прежний смысл.



$$e_3 = \frac{L-R}{L+R}$$

Рис. 3. Схема опыта по тройному рассеянию для измерения величины $\mathcal{P}$. Введены следующие обозначения: $\bar{n}_\pm$ – нормаль к плоскости второго рассеяния; P_{n+} и P_{n-} – поляризации дважды рассеянных пучков для геометрий опыта с $\bar{n}_+$ и $\bar{n}_-$ соответственно (жирные стрелки на рисунке).

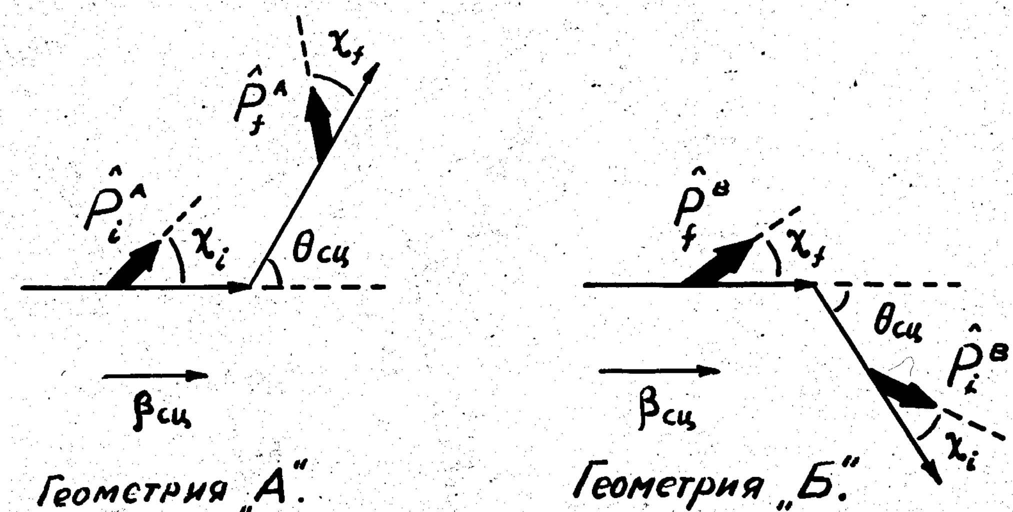


Рис. 4. Схема опыта по проверке соотношения (9) в с.ц.м. $\bar{\beta}$ – скорость центра инерции.

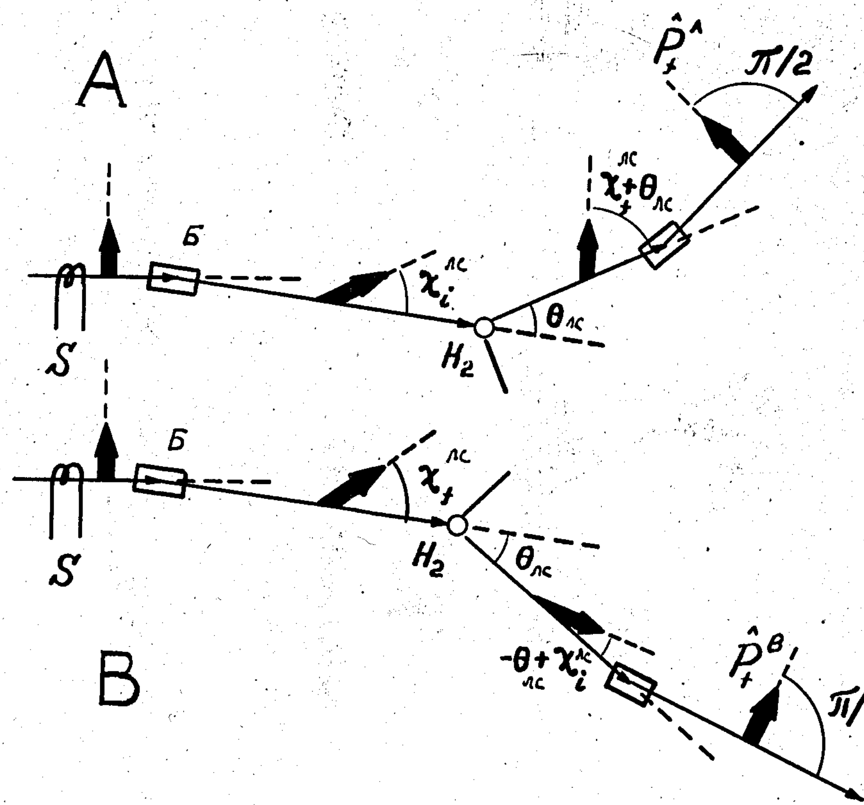


Рис. 5. Схема опыта по проверке соотношения (9) в лабораторной системе. Обозначения в тексте.