



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2517 / 82

31 / v 82.
P2 82-114

М. П. Чавлейшвили*

1-КАНАЛЬНЫЕ СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ
И ДИСПЕРСИОННЫЕ НЕРАВЕНСТВА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

1982

ВВЕДЕНИЕ

Идея о связи различных каналов реакций и представление об амплитуде рассеяния как об единой аналитической функции стали отправной точкой для получения строгих ограничений на физические наблюдаемые величины, асимптотических равенств между дифференциальными сечениями, правил сумм^{/1-3/} и т.д.

Настоящая статья будет посвящена дисперсионным неравенствам, которые могут играть существенную роль при получении физической информации, не зависящей от конкретных динамических модельных представлений. Нас интересует проблема получения дисперсионных неравенств типа правил сумм, а более конкретно - нахождение такого формализма, который бы допускал обобщения на случай произвольного спина.

Известно, что при рассмотрении частиц со спином резко возрастают технические трудности в случае увеличения значения спина. Поэтому при получении дисперсионных неравенств решающее значение приобретает простота формализма.

Для описания взаимодействия спиновых частиц используют обычно спиральные или же инвариантные амплитуды. Основываясь на идее об амплитуде рассеяния как единой аналитической функции и учитывая связь между различными каналами /кроссинг-соотношения/, для получения дисперсионных ограничений на дифференциальное сечение мы предлагаем использовать t -канальные спиральные амплитуды. Такой формализм будет удобным для получения модельно-независимых ограничений для комптон-эффекта на мишени с произвольным спином и, возможно, для других реакций. Для простейшего кинематического случая, комптон-эффекта на пионе, такой подход рассматривался нами в работе^{/4/}. t -канальные спиральные амплитуды использовались ранее для вывода низкоэнергетических теорем для комптон-эффекта^{/5/} и фоторождения пиона^{/6/} на нуклоне.

Для получения дисперсионных неравенств можно использовать модули амплитуд. Привлекательность такого подхода состоит в том, что он позволяет саму амплитуду заменить на более подходящую по каким-либо признакам функцию, если их модули для физических значений переменных совпадают. Такой подход рассматривался в работе^{/7/}. Аналогичный метод был использован в работе Окубо^{/8/} для получения ограничений на параметры $K_{\ell 3}$ -распада. Тем же способом были найдены ограничения для дифференциаль-

ного сечения комптоновского рассеяния на пионе и нуклоне^{/9,10/}. Эти ограничения по форме напоминают дисперсионные правила сумм. Естественно, что рассмотрение только модулей, т.е. игнорирование информации, содержащейся в фазе, приводит к тому, что полученные ограничения имеют форму неравенства.

В данной работе предлагается новый метод нахождения модельно-независимых дисперсионных ограничений на дифференциальное сечение комптон-эффекта на мишени с произвольным спином, основанный на использовании t -канальных спиральных амплитуд. Амплитуды аннигиляционного канала имеют преимущества перед другими наборами амплитуд: дифференциальное сечение простым образом выражается через модули t -канальных приведенных спиральных амплитуд, которые не содержат кинематических особенностей по переменной ν . Кроме того, такой формализм применим для любых бинарных реакций.

§1. ФОРМАЛИЗМ ПОЛУЧЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ НЕРАВЕНСТВ И РАЗНЫЕ АМПЛИТУДЫ

Рассмотрим кратко требования, предъявляемые к задаче нахождения дисперсионных неравенств с помощью рассмотрения различных амплитуд и сравним альтернативы их использования.

Для получения ограничения на дифференциальное сечение требуется, чтобы оно выражалось посредством только модулей амплитуды. Следующее важное условие - выделение кинематических особенностей в виде множителей. При выводе дисперсионных неравенств для комптон-эффекта следует учесть требования s - u -симметрии. При выполнении перечисленных условий, используя теорему типа максимума модуля, можно получить модельно-независимое ограничение типа правил сумм в виде неравенства, содержащего дифференциальное сечение. Последнее по счету важное свойство формализма - простота. Оно приобретает особенно важное значение при рассмотрении реакций с участием частиц со спином.

Проанализируем эти условия на языке различных амплитуд и сравним методы, где применяются спиральные и инвариантные амплитуды, т.н. смешанный подход и предлагаемый в данной работе подход с использованием t -канальных спиральных амплитуд.

1. При использовании спиральных амплитуд s -канала дифференциальное сечение выражается только через их модули, однако сами спиральные амплитуды содержат кинематические особенности*. На

*Особенности, которые имеет амплитуда рассеяния бесспиновых частиц, называются динамическими. Спиральные амплитуды при наличии у частиц спина имеют дополнительные особенности, которые здесь называются кинематическими /см.^{/15,16/} /.

них в определенных точках могут накладываться кинематические связи. t -канальные спиральные амплитуды имеют сложные s - u -свойства.

2. Инвариантные амплитуды не содержат кинематических особенностей, имеют простые s - u -свойства. Однако дифференциальное сечение не выражается только через модули амплитуд, поэтому непосредственное применение таких амплитуд не может дать дисперсионных неравенств.

3. Смешанный подход является своеобразным синтезом. В работе^{/10/} рассматривался комптон-эффект на нуклоне. В качестве исходного использовалось выражение дифференциального сечения через модули s -канальных спиральных амплитуд, а они, в свою очередь, связывались с введенными в^{/11/} инвариантными амплитудами, которые свободны от кинематических особенностей. В этом подходе все сложности переносятся в матрицу, связывающую спиральные и инвариантные амплитуды и содержащую кинематические особенности, s - u -свойства также определяются матрицей, матричные элементы которой содержат эти особенности.

Для комптон-эффекта на мишени со спином половина размерности указанных матриц 6×6 , для мишени со спином единица их размерность будет уже 12×12 и они в явном виде неизвестны. Для комптоновского рассеяния на мишени с произвольным спином размерность соответствующих матриц определяется числом независимых амплитуд и равна $(2s+1)(2s+2)$. В таком подходе при рассмотрении комптоновского рассеяния для каждого значения спина мишени требуется отдельное рассмотрение. Притом техническая сложность при каждом увеличении спина мишени резко возрастает. Кинематика в таком подходе проста для мишени со спином ноль, но уже для случая спина половина становится очень громоздкой.

Итак, смешанный подход достаточно сложен. Однако пока только таким методом удалось получить модельно-независимые ограничения для дифференциального сечения комптон-эффекта на нуклоне. Аналогичные неравенства для комптон-эффекта на мишени со спином больше половины в таком подходе пока не найдены.

Работа^{/12/} специально была посвящена нахождению более простого формализма для случая комптон-эффекта на нуклоне. К сожалению, таким образом техника получения дисперсионных ограничений существенно не упрощается.

4. Еще одна возможность, предлагаемая в данной работе - использование спиральных амплитуд t -канала. Из-за ортогональности кроссинг-матрицы дифференциальное сечение, как и в случае применения s -канальных спиральных амплитуд, выражается посредством модулей t -канальных спиральных амплитуд.

Так как при получении дисперсионных неравенств важны аналитические свойства по переменной ν , то оказывается, что для их изучения удобно использование именно t -канальных спиральных амплитуд, так как из них легко выделяются кинематические особенности по указанной переменной.

§2. СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ s -И t -КАНАЛА, КРОССИНГ-СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим рассеяние фотона на мишени с произвольным спином

$$\gamma(p_1, \lambda_1) + A(s; p_2, \lambda_2) \rightarrow \gamma(p_3, \lambda_3) + A(s; p_4, \lambda_4).$$

Здесь A - частица со спином s ; p_1, λ_1 и p_2, λ_2 - импульсы и спиральности в системе центра масс /с.ц.м./ соответственно начального и конечного состояния фотона, p_3, λ_3 и p_4, λ_4 - те же величины для частицы A . В аннигиляционном канале комптон-эффекту соответствует реакция

$$\gamma(\mu_1) + \gamma(\mu_2) \rightarrow \bar{A}(\mu_3) + A(\mu_4),$$

где μ_i - спиральности в с.ц.м. t -канала, черточкой сверху обозначена античастица.

Матрица γA -рассеяния является функцией двух независимых переменных, в качестве которых можно выбрать ν и t :

$$\nu = \frac{1}{4}(p_1 + p_3)(p_2 + p_4) = \frac{s-u}{4}, \quad t = (p_1 - p_3)^2,$$

$$\text{где } s = (p_1 + p_2)^2, \quad u = (p_1 - p_4)^2.$$

В общем случае рассеяния фотона на мишени с произвольным спином s имеется $4(2s+1)^2$ амплитуд. Условие сохранения пространственной четности, а также инвариантности относительно отражения времени /для s -канала/ и зарядовая инвариантность /для t -канала/ сводят число амплитуд к $(2s+1)(2s+2)$ -независимым. Для рассеяния фотона на мишени со спином ноль имеются две независимые амплитуды, для спина половина b , для спина единица 12 независимых амплитуд и т.д.

Спиральные амплитуды определены в системе центра масс соответствующего канала. При переходе из s -канала в t -канал кроме аналитического продолжения инвариантных переменных из физической области одного канала в физическую область перекрестного преобразования Лоренца из с.ц.м. s -канала в с.ц.м. t -канала¹⁸ При этом происходит "переквантование" спинов с помощью матриц поворота $d_{\lambda\mu}^s(\chi)$. Известная общая формула для кроссинг-соотношений, справедливая для любых бинарных реакций, имеет вид

$$f_{\lambda_3 \lambda_4; \lambda_1 \lambda_2}^s(\nu, t) = (-1)^{\alpha} \sum_{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4} d_{\lambda_1 \mu_1}^{s_1}(\chi_1) d_{\lambda_2 \mu_2}^{s_2}(\chi_2) d_{\lambda_3 \mu_3}^{s_3}(\chi_3) d_{\lambda_4 \mu_4}^{s_4}(\chi_4) f_{\mu_3 \mu_4; \mu_1 \mu_2}^t(\nu, t),$$

где $f_{\lambda_3 \lambda_4; \lambda_1 \lambda_2}^s(\nu, t)$ - спиральные амплитуды s -канала, а $f_{\mu_3 \mu_4; \mu_1 \mu_2}^t(\nu, t)$ - t -канала, s_i - спины соответствующих частиц, углы χ_i зависят от ν, t и масс участвующих в реакции частиц, а величина α -фаза, зависящая от спиральностей.

Для нас важно, что из-за свойств ортонормированности при кроссинг-соотношении "квадратичная форма" - сумма модулей амплитуд в квадрате - сохраняется /см., например, ¹⁴/, поэтому дифференциальное сечение произвольного бинарного процесса можно выразить либо через s -канальные, либо через t -канальные спиральные амплитуды формулами, имеющими одинаковую структуру:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = g(\nu) \sum |f_{\lambda_3 \lambda_4; \lambda_1 \lambda_2}^s(\nu, t)|^2 = g(\nu) \sum |f_{\mu_3 \mu_4; \mu_1 \mu_2}^t(\nu, t)|^2. \quad /1/$$

Здесь $g(\nu)$ - некий кинематический фактор, сумма берется по всем спиральным амплитудам.

Итак, для бинарных реакций с участием частиц с произвольными спинами дифференциальное сечение, выраженное посредством t -канальных спиральных амплитуд, содержит только модули последних.

§3. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ, ПРИВЕДЕННЫЕ АМПЛИТУДЫ

Анализ аналитических свойств спиральных амплитуд показывает, что у них имеются специфические, так называемые кинематические особенности, связанные со спином^{15,16}. Инвариантные амплитуды содержат только динамические особенности. Они определяются условием унитарности и задаются дисперсионными соотношениями: амплитуды имеют борновские полюса и разрезы, соответствующие многочастичным состояниям в условиях унитарности. Что касается спиральных амплитуд, то они помимо динамических сингулярностей имеют обусловленные наличием спина дополнительные кинематические особенности, которые следует выделить в виде множителей. Эти множители в процессе получения дисперсионного неравенства будут заменены другими функциями с теми же модулями для физических значений переменных таким образом, чтобы значение дифференциального сечения при этом не менялось.

В случае, когда участвующие в рассеянии частицы имеют спин, парциальное разложение заменяется на разложение спиральных амплитуд на d -функции, аргументом которых является угол рас-

сеяния. При этом зависимость спиральных амплитуд от одной из двух независимых переменных /по переменной t для s -канальных амплитуд, и по ν для t -канальных спиральных амплитуд/ содержится в соответствующих d -функциях. В точках $\cos\theta = \pm 1$ d -функции имеют особенности, которые можно выделить в явном виде, что приводит к определению приведенных спиральных амплитуд. Для t -канала они выражаются соотношением

$$\hat{f}_{\mu_3\mu_4; \mu_1\mu_2}^t(\nu, t) = \frac{f_{\mu_3\mu_4; \mu_1\mu_2}^t(\nu, t)}{(\sin \frac{\theta_t}{2})^{|\lambda-\mu|} (\cos \frac{\theta_t}{2})^{|\lambda+\mu|}}, \quad /2/$$

здесь $\lambda = \mu_1 - \mu_2$; $\mu = \mu_3 - \mu_4$; θ_t - угол рассеяния в с.ц.м. t -канала.

Приведенные спиральные амплитуды t -канала свободны от кинематических особенностей по переменной ν . Подчеркнем, что это важное свойство присуще любым бинарным реакциям с участием частиц с произвольными спинами и массами. Притом в зависимости от спином участвующих в реакции массивных частиц будут меняться лишь число амплитуд и значения, которые принимают спиральности /от $-s_1$ до s_1 /, а от значений масс зависит вид конкретных соотношений между $\sin \frac{\theta_t}{2}$, $\cos \frac{\theta_t}{2}$ и независимыми инвариантными переменными ν и t /15/. В случае комптоновского рассеяния γ -кванта на мишени с произвольным спином спиральности фотона μ_1, μ_2 принимают значения ± 1 , а масса мишени m войдет в формулы /16/

$$\sin \frac{\theta_t}{2} = \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{2\nu}{\sqrt{t(t-4m^2)}}}, \quad \cos \frac{\theta_t}{2} = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{2\nu}{\sqrt{t(t-4m^2)}}}. \quad /3/$$

Подчеркнем, что одним из существенных преимуществ спирального формализма является тот факт, что в нем кинематические особенности по одной из переменных выделяются в явном виде для любых реакций. При этом связь между амплитудами, модули которых входят в выражения для дифференциального сечения, и амплитудами, имеющими аналитические свойства по одной переменной, которые определяются условием унитарности, осуществляется простым и общим образом. Эту связь /2/ можно записать в виде

$$f^t = M \hat{f}^t. \quad /4/$$

Она дается матрицей, которая диагональна, притом эти диагональные матричные элементы известны явным образом для любых бинарных реакций, в том числе, естественно, для комптон-эффекта на мишени с произвольным спином.

§4. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ И ПРИВЕДЕННЫЕ АМПЛИТУДЫ t -КАНАЛА

При получении дисперсионных неравенств требуется выполнение определенного условия, содержащего массы частиц, которое выполняется для комптон-эффекта на нуклоне /10/. Аналогичные условия будут выполняться и для рассеяния с большими спинами. Поэтому особое внимание выше уделялось применению общей техники, пригодной для рассмотрения любых бинарных реакций, к определенному классу процессов - комптон-эффекту на мишени с произвольным спином.

Если окажется возможным получение дисперсионных неравенств для исследования других процессов, то, вероятно, предлагаемое в данной работе использование t -канальных приведенных спиральных амплитуд окажется полезным и в этом случае.

С учетом формул /1/ и /2/ дифференциальное сечение для любой реакции рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2(2m^2+4\nu-t)} \cdot \frac{1}{(2s_1+1)(2s_2+1)} \times \sum_{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} \left| \left(\sin \frac{\theta_t}{2} \right)^{|\lambda-\mu|} \left(\cos \frac{\theta_t}{2} \right)^{|\lambda+\mu|} \right|^2 \cdot \left| f_{\mu_3\mu_4; \mu_1\mu_2}^t(\nu, t) \right|^2, \quad /5/$$

где s_1 и s_2 - спины начальных рассеивающихся частиц; сумма берется по всем возможным значениям спиральностей аннигиляционного канала.

Итак, дифференциальное сечение выражается через модули функций с известными аналитическими свойствами. Эти функции - произведения приведенных амплитуд, имеющих только динамические особенности, и известных в явном виде однопольных множителей, содержащих кинематические особенности.

Для комптоновского рассеяния фотона на частице с произвольным спином s и массой m $\sin \frac{\theta_t}{2}$ и $\cos \frac{\theta_t}{2}$ определяются формулами /3/. Для получения дисперсионных ограничений в виде неравенств следует также учесть требования s - u -симметрии, что несколько усложнит предлагаемую технику.

В последующих формулах дифференциальное сечение комптон-эффекта на мишени со спином s будем обозначать как $\frac{d\sigma}{d\Omega}(y_s \rightarrow y_s)$.

Для комптон-эффекта на пионе /мишень со спином ноль/ дифференциальное сечение, выраженное посредством t -канальных приведенных спиральных амплитуд, имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma_0 \rightarrow \gamma_0) = \frac{1}{32\pi^2(m^2 + 4\nu - t)} \{ |\hat{f}_{00;11}^t(\nu, t)|^2 + \frac{1}{16} |\sin^2 \theta_t|^2 \cdot |\hat{f}_{00;1-1}^t(\nu, t)|^2 \}. \quad /6/$$

Для этого процесса кинематика простая. Легко учесть s-u-симметрию и, проводя соответствующую процедуру, получить модельно-независимые дисперсионные неравенства типа правил сумм. С использованием амплитуд аннигиляционного канала это было сделано в работе /4/. Результат совпадает с полученным ранее с помощью другой техники /9/, которая для данного процесса тоже проста.

Для рассеяния фотона на нуклоне /мишень со спином половина/ имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma_{1/2} \rightarrow \gamma_{1/2}) = \frac{1}{64\pi^2(2m^2 + 4\nu - t)} \{ |\hat{f}_{1/2;1/2;11}^t|^2 + |\hat{f}_{-1/2;-1/2;11}^t|^2 + \frac{1}{2} |\sin^2 \theta_t|^2 |\hat{f}_{1/2;-1/2;11}^t|^2 + \frac{1}{8} |\sin^2 \theta_t|^2 |\hat{f}_{1/2;1/2;1-1}^t|^2 + \frac{1}{8} |\sin^2 \theta_t|^2 |\hat{f}_{-1/2;-1/2;1-1}^t|^2 \}. \quad /7/$$

Для вывода модельно-независимых ограничений на дифференциальное сечение важно полностью использовать кинематическую информацию. Сохранение полной кинематической информации является обязательным условием для получения максимального ограничения на дифференциальное сечение. Однако в случае комптон-эффекта на нуклоне t-канальные спиральные амплитуды в точке t=0 должны удовлетворять дополнительному кинематическому ограничению. Возникает кинематическая связь, которая может привести к усложнениям. Роль кинематической связи в этом случае будет рассмотрена отдельно.

Для рассеяния фотона на частице со спином единица имеем 12 независимых амплитуд. Дифференциальное сечение, выраженное через модули приведенных амплитуд t-канала, имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma_1 \rightarrow \gamma_1) = \frac{1}{96\pi^2(2m^2 + 4\nu - t)} \{ |f_{11,11}^t|^2 + |\hat{f}_{-1-1,11}^t|^2 + \frac{1}{2} |\sin^2 \theta_t|^2 (|f_{10,11}^t|^2 + |f_{0-1,11}^t|^2) + \frac{1}{8} |\sin^2 \theta_t|^2 (|\hat{f}_{1-1,11}^t|^2 + |\hat{f}_{00,11}^t|^2) \}$$

$$+ |\cos^4 \frac{\theta_t}{2}|^2 |\hat{f}_{1-1,1-1}^t|^2 + |\sin^4 \frac{\theta_t}{2}|^2 |\hat{f}_{-11,1-1}^t|^2 + 2 |\sin \frac{\theta_t}{2} \cos^3 \frac{\theta_t}{2}|^2 |\hat{f}_{10,1-1}^t|^2 + |\sin^2 \frac{\theta_t}{2} \cos \frac{\theta_t}{2}|^2 |\hat{f}_{01,1-1}^t|^2 + \frac{1}{8} |\sin^2 \theta_t|^2 (|\hat{f}_{11,1-1}^t|^2 + |\hat{f}_{00,1-1}^t|^2). \quad /8/$$

В формулах /7/ и /8/ для краткости не выписаны аргументы приведенных функций t-канала. Учтены следствия сохранения четности и зарядового сопряжения - в них входят только независимые спиральные амплитуды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показана простота и общность формализма, основанного на применении спиральных амплитуд аннигиляционного канала для получения дисперсионных неравенств. При использовании t-канальных амплитуд можно удовлетворить основным требованиям, которые предъявляются формализму для получения дисперсионных ограничений на дифференциальное сечение в виде модельно-независимых неравенств типа правил сумм. Эти требования - выражение дифференциального сечения через модули амплитуд и выделение кинематических особенностей по переменной nu - в этом формализме выполняются для бинарных реакций с участием частиц с произвольными спинами и массами.

При этом между амплитудами, которые входят в исходную формулу для дифференциального сечения, и приведенными спиральными амплитудами t-канала /имеющими только динамические сингулярности по переменной nu/ существует связь, которая задается диагональной матрицей, элементы которой известны в явном виде.

В заключение автор выражает свою глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе за постоянный интерес к работе, плодотворные обсуждения и поддержку. Автор признателен В.Г.Кадышевскому, В.А.Матвееву, М.А.Мествиришвили, Р.М.Мурадян, Е.Е.Радеску, А.Н.Сисакяну, Н.Б.Скачкову и А.А.Хелашвили за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. Гостехиздат, М., 1957.

2. Logunov A.A., Soloviev L.D., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1967, vol.24B, p.181.
3. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Хрусталеv О.А. ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.515.
4. Чавлейшвили М.П. Труды ТГУ, 1980, т.213, с.51.
5. Мурадян Р.М., Чавлейшвили М.П. ТМФ, 1971, т.8, с.16.
6. Чавлейшвили М.П. ОИЯИ, P2-9417, Дубна, 1975.
7. Гешкенбейн Б.В. ЯФ, 1969, т.9, с.1232.
8. Okubo S. In: Fundamental Interactions in Physics and Astrophysics. Plenum Press, New York, 1972, p.206.
9. Guiasu J., Radescu E.E. Phys.Rev., 1974, vol.D10, p.3036.
10. Guiasu J., Radescu E.E., Raszillier J. Ann.of Phys., 1980, vol.127, p.436.
11. Bardeen W.A., Wu-Ki Tung. Phys.Rev., 1968, vol.173, p.1423.
12. Guiasu J., Radescu E.E. Central Institute of Physics, Report FT-185, Bucharest, 1980.
13. Smorodinsky Ja.A. JINR, E-1227, Dubna, 1963.
14. Muradyan R.M. Regge Poles in High Energy Physics. In: Methods in Subnuclear Physics. New York, Gordon and Breach Science Publishers, 1968, vol.4, p.111.
15. Cohen-Tannoudji G., Morel A., Navelet H. Ann. of Phys., 1968, vol.46, p.239.
16. Ader J.P., Capdeville M., Navelet H. Nuovo Cim., 1968, vol.56A, p.315.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1982 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Чавлейшвили М.П.

P2-82-114

t -канальные спиральные амплитуды
и дисперсионные неравенства

Предлагается новый метод получения модельно-независимых дисперсионных ограничений на дифференциальное сечение комптон-эффекта в случае мишени с произвольным спином, основанный на использовании t -канальных спиральных амплитуд. В работе показывается простота этого формализма, справедливого для любых бинарных реакций. В таком подходе выполняются основные требования, предъявляемые к формализму для получения дисперсионных неравенств: 1/ дифференциальное сечение выражается через модули амплитуд; 2/ из амплитуд выделены кинематические особенности по переменной ν .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Chavleishvili M.P.

P2-82-114

t -Channel Helicity Amplitudes and Dispersion Inequalities

A new method is proposed for deriving the model independent dispersion sum rules on differential cross section for the Compton effect on the arbitrary spin target based on the use of t -channel helicity amplitudes. The simplicity of this formalism is shown that is valid for any binary reaction. In such an approach basic conditions are fulfilled which are required for the formalism when deriving dispersion inequalities: the differential cross section is expressed in terms of modulus of amplitudes from which the kinematic singularities in variable ν are separated out.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.