для параметров соударения $\sim 10^{-12}$ см позволило оценить размеры атомного ядра.

Аппарат матрицы рассеяния [1, 2]. Рассмотрим процесс $a+b \to c+d$ в системе центра инерции (с. ц. и.); $\boldsymbol{p} \equiv \boldsymbol{p}_a = -\boldsymbol{p}_b$, $\boldsymbol{q} \equiv \boldsymbol{p}_c = -\boldsymbol{p}_d$; $\boldsymbol{n}_1 = \boldsymbol{p}/p$, $\boldsymbol{n}_2 = \boldsymbol{q}/q$ — импульсы и направления движения частиц до и после столкновения; s_i, m_i (i = a, b, c, d) — спины частиц и проекции спинов. Закон сохранения момента кол-ва движения накладывает ограничения на вид матрицы рассеяния $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$, к-рые состоят в том, что ф-ция $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$ не должна меняться при одновременном повороте импульсов $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{q}$ и спинов частиц a, b, c, d. Т. о., для бесспиновых частиц $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p}) = f[q, p, \boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2]$,
а в случае, когда $s_a = s_c = 1/2$, $s_b = s_d = 0$,

$$R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p}) = f_1 + \boldsymbol{\sigma}[\boldsymbol{n}_2\boldsymbol{n}_1] f_2 + \boldsymbol{\sigma n}_1 f_3 + \boldsymbol{\sigma n}_2 f_4;$$

здесь $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые *Паули матрицы*, ф-ции $f, f_1, ..., f_4$ зависят от скалярного произведения $(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)$, q, p.

Разложение матрицы рассеяния по собств. ф-циям оператора момента кол-ва движения для бесспиновых частиц имеет вид

$$R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p}) = \sum_{j, M} Y_{jM}(\boldsymbol{n}_2) Y^*_{jM}(\boldsymbol{n}_1) A^j(p, q), \qquad (1)$$

а для случая, когда $s_a = s_c = 1/2$, $s_b = s_d = 0$,

$$R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p}) = \sum_{l_2, l_1, j, M} Y^{jM}_{l_2}(\boldsymbol{n}_2) Y^{*jM}_{l_1}(\boldsymbol{n}_1) A^q_{l_2, l_1}(p, q). \qquad (2)$$

Здесь $Y_{lm}(\boldsymbol{n})$ — шаровые функции, $Y^{jM}_l(\boldsymbol{n})$ — шаровые спиноры, описывающие состояние системы двух частиц с орбитальным моментом l, полным моментом j и проекцией полного момента M; коэф. A^j и $A^j_{l_2, l_1}$ — ф-ции q и p. Если для рассматриваемого процесса, кроме закона сохранения момента кол-ва движения, имеют место и др. законы сохранения, то они накладывают ограничения на параметры A^j, $A^j_{l_2, l_1}$. Рассмотрим, напр., упругое рассеяние ($q = p$). Из закона сохранения пространственной *чётности* следует: $A^j_{l_2, l_1} = 0$ при $l_1 \neq l_2$. Для бесспиновых частиц из унитарности матрицы рассеяния следует:

$$A^j(p, p) = \exp(2i\delta_j) - 1,$$

(δ_j — вещественная фаза рассеяния). Поведение коэф. A при малой энергии рассеяния (или для неупругих процессов около порога) определяется величинами орбитальных моментов. Так, в случае упругого рассеяния бесспиновых частиц

$$\delta_l(p) \backsim (2pr_0)^{2l+1}/(2l+1)!,$$

где r_0 — радиус взаимодействия. При данном значении импульса p существенны только орбитальные моменты $l \leqslant pr_0$, поскольку при данном радиусе взаимодействия r_0 частицы с прицельным параметром $l/p > r_0$ пролетают не рассеявшись. Т. о., при низких энергиях в ф-лах вида (1), (2) достаточно ограничиться лишь небольшим числом членов. Это обстоятельство является основным при анализе большинства конкретных процессов: фазовом анализе рассеяния, трёхчастичного распада, каскадного распада и др.

Иногда удобно пользоваться разложением $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$ по т. н. спиральным шаровым векторам [3].

Угловые распределения. Знание матрицы рассеяния даёт возможность определить угл. распределения продуктов реакции:

$$W(p_c, p_d, ...; p_a, p_b) \backsim \mathrm{Sp}(R^+ \rho_f R \rho_i), \qquad (3)$$

где ρ_i и ρ_f — матрицы плотности начального и конечного состояния; ρ_i определяется поляризацией мишени и налетающего пучка. Если мишень бесспиновая, а налетающий пучок описывается спиновой ф-цией ψ, то $(\rho_i)_{mm'} = \psi_m \psi^*_{m'}$; если же налетающий пучок неполяризован, то $(\rho_i)_{mm'} = \delta_{mm'}$. Матрица ρ_f определяется условиями опыта: если регистрируются все вылетающие частицы, то $\rho_f = 1$, если же регистрируются, напр., только частицы, находящиеся в состояниях ψ_1 и ψ_2 с вероятностями P_1 и P_2, то

$$\rho_f = P_1 \psi_1 \psi_1^* + P_2 \psi_2 \psi_2^*.$$

Особо следует рассмотреть случай, когда одна из частиц — фотон. Для фотона возможны лишь состояния с проекциями спина ± 1 на направление движения $\boldsymbol{n}$, поэтому неполяризованному пучку фотонов соответствует матрица плотности

$$\rho_\Phi = \varphi_1(\boldsymbol{n})\varphi_1^*(\boldsymbol{n}) + \varphi_{-1}(\boldsymbol{n})\varphi^*_{-1}(\boldsymbol{n}); \qquad (4)$$

здесь $\varphi_\alpha(\boldsymbol{n})$ — нормированные собств. ф-ции оператора $(\boldsymbol{sn})$: $(\boldsymbol{sn})\varphi_\alpha(\boldsymbol{n}) = \alpha\varphi_\alpha(\boldsymbol{n})$ (здесь $\boldsymbol{s}$ — оператор спина фотона). Если состояние пучка фотонов описывается волновой ф-цией $\psi = \alpha\varphi_1 + \beta\varphi_{-1}$ [что имеет место, в частности, при линейной $\alpha = \beta^*$ или циркулярной $\alpha = 1$, $\beta = 0$ (или $\alpha = 0$, $\beta = 1$) поляризациях фотонов], то $\rho_\Phi = \psi\psi^*$.

Применения. Рассмотрим нек-рые простейшие применения описанного формализма к определению спинов и чётностей нестабильных частиц. Пусть, напр., в результате столкновений двух бесспиновых частиц образуется частица с собств. моментом j, к-рая затем распадается на те же две бесспиновые частицы. В этом случае модуль коэф. $A^j(p, p)$ в разложении (1) имеет максимум при нек-ром $p = p_{\text{рез}}$. Если это макс. значение $|A^j(p_{\text{рез}})|$ гораздо больше всех остальных коэф. ряда (1), то: а) полное сечение рассматриваемого процесса имеет пик при $p \approx p_{\text{рез}}$; б) угл. распределение в области пика имеет вид $|P_j(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)|^2$, где $P_j(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)$ — полином Лежандра. Отсюда можно определить спин j нестабильной частицы; чётность её равна $(-1)^j \pi_a \pi_b$, где π_a, π_b — чётности рассеивающихся частиц. В случае $s_a = 0$, $s_b = {}^1/_2$ угл. распределение имеет вид

$$(j + {}^1/_2)^2 |P_{j+{}^1/_2}(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)|^2 + [1 - (n_1 n_2)^2] |P'_{j+{}^1/_2}(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)|^2;$$

оно не зависит от чётности нестабильной частицы. В частности, для $j = {}^3/_2$ получим $W = 1 + 3(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)^2$. Эта ф-ция довольно хорошо описывает распределение π-мезонов, рассеянных на протонах в области первого максимума полного сечения (с энергией ~ 180 МэВ в с. ц. и.). Ответственная за этот максимум нестабильная частица [т. н. нуклонная изобара $N^*_{3/2}$ (1238)] имеет, т. о., спин ${}^3/_2$.

Пусть при соударении частиц a и b рождаются частицы f, g ... и нестабильная частица e, к-рая затем распадается на частицы c и d. Матричный элемент такого сложного процесса записывается как сумма по всем значениям проекции спина частицы e произведений матричных элементов первой и второй стадий процесса:

$$R_{m_c m_d m_f m_g, ..., m_a m_b} = \sum R^{\mathrm{II}}_{m_c m_d m_e} R^{\mathrm{I}}_{m_e m_f m_g, ..., m_a m_b}. \qquad (5)$$

Для R^{I} и R^{II} получаем выражения вида (1), (2). Пользуясь (3) и (5), можно построить распределение продуктов реакции W. Просуммируем и проинтегрируем это распределение в с. ц. и. частиц с по всем параметрам, кроме направления $\boldsymbol{n}$ относит. движения частиц c и d и направления $\boldsymbol{n}_i$ относит. движения частиц a и b. Тогда

$$W(\boldsymbol{p}_c, \boldsymbol{p}_d, ...; \bar{\boldsymbol{p}}_a, \bar{\boldsymbol{p}}_b) \to W_0(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n}_i).$$

Существенно, что при $\rho_i = 1$ ф-ция $W_0(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n}_i)$ содержит сферич. гармоники $Y_{lm}(\boldsymbol{n})$ с $l \leqslant 2s_e$. Т. о., по кол-ву сферич. гармоник, необходимых для описания угл. распределения, можно определить наименьшее возможное значение спина s_e частицы e. Для двухчастичного распада нестабильной частицы с нулевым спином, а также для аналогичного распада частицы со спином ${}^1/_2$, если распад идёт с сохранением чётности, распределение продуктов распада изотропное. Если $s_e = {}^1/_2$, чётность в распаде не сохраняется и частица e поляризована, то распределение продуктов распада неизотропное (на этом принципе был основан опыт по доказательству несохранения *чётности* в *слабых взаимодействиях*; Ву Цзяньсюн, 1957). В случае, когда одна из начальных (и одна из конечных) частиц имеет спин ${}^1/_2$, а остальные — нулевой спин, существует простой способ определения s_e [5]. При анализе трёхчастичных распадов пользуются т. н. диаграммами Далица [6].

Угловые корреляции. Один из наиб. эффективных способов определения параметров нестабильных частиц — исследование угл. корреляции в каскадных распадах $a \to b + e$, $e \to c + d$. В системе покоя частицы e процесс характеризует-