

УДК 53.04

О неупругом рассеянии при взаимодействии π-мезонов с нуклонами

В. Г. Ермилов

Определены сечения неупругого рассеяния при взаимодействии π-мезонов с нуклонами на основе преобразования, включающего фазы и сечения упругого рассеяния.

Для парциального сечения упругого рассеяния через фазу δ_l имеем

$$\begin{aligned}\sigma_l &= 4\pi\lambda^2(2l+1)\sin^2\delta_l, \\ (\sigma_l)_{\max} &= 4\pi\lambda^2(2l+1).\end{aligned}\quad (1)$$

После деления σ_l на $(\sigma_l)_{\max}$ получим

$$\sin^2\delta_l = \frac{\sigma_l}{(\sigma_l)_{\max}},$$

откуда находим фазы δ_l упругого рассеяния.

При неупругих столкновениях поток входящих частиц определяется как $\left| e^{i(kr - \frac{l+1}{2})\pi} \right|^2$, а выходящих —

как $\left| S_l e^{i(kr - \frac{l+1}{2})\pi} \right|^2$, где $k = \frac{1}{\lambda}$, $S_l = e^{2i\gamma}$. Тогда $1 -$

$|S_l|^2$ определяет уменьшенную за счет неупругих столкновений интенсивность падающего пучка частиц, и парциальное сечение неупругого рассеяния равно

$$\sigma_{r,l} = \pi\lambda^2(2l+1)(1 - |S_l|^2), \quad (2)$$

и для упругого рассеяния

$$\sigma_{s,l} = \pi\lambda^2(2l+1)|1 - S_l|^2. \quad (3)$$

Когда неупругие каналы закрыты, потоки сходящихся и расходящихся частиц равны. Это означает, что

$$1 = |e^{2i\gamma}|^2,$$

и фазы рассеяния $\gamma = \delta_l$ выражаются действительными числами. При наличии открытых неупругих каналов имеем

$$1 \neq |e^{2i\gamma}|^2,$$

© Ермилов В. Г., 2006

что возможно только для комплексных фаз γ с положительной мнимой частью.

$$\gamma = \delta_l + bi.$$

В этом случае из (2) и (3) получим следующее:

$$\begin{aligned}\sigma_{r,l} &= \pi\lambda^2(2l+1)(1 - e^{2i(\delta_l+bi)}e^{-2i(\delta_l-bi)}) = \\ &= \pi\lambda^2(2l+1)(1 - e^{-4b});\end{aligned}\quad (4)$$

$$\begin{aligned}\sigma_{s,l} &= \pi\lambda^2(2l+1)(1 - e^{2i(\delta_l+bi)})(1 - e^{-2i(\delta_l-bi)}) = \\ &= \pi\lambda^2(2l+1)\left((1 - e^{-2b}(e^{2\delta_l i} + e^{-2\delta_l i}) + e^{-4b})\right) = \\ &= \pi\lambda^2(2l+1)\left(1 - 2e^{-2b}\cos 2\delta_l + e^{-4b}\right).\end{aligned}\quad (5)$$

Сравнивая выражение (5) с (1), для случая только упругого рассеяния, имеем

$$1 - 2e^{-2b}\cos 2\delta_l + e^{-4b} = 4\sin^2\delta_l. \quad (6)$$

Преобразовав (6), получим

$$1 - 2e^{-2b}(1 - 2\sin^2\delta_l) + e^{-4b} = 4\sin^2\delta_l;$$

$$e^{-4b} + 2(2\sin^2\delta_l - 1)e^{-2b} - 4\sin^2\delta_l + 1 = 0;$$

$$e^{-2b} = -2\sin^2\delta_l + 1 \pm 2\sin^2\delta_l.$$

Такое решение соответствует $e^{-2b} = 1$, когда согласно (4) имеем $\sigma_{r,l} = 0$, и $e^{-2b} = 1 - 4\sin^2\delta_l$, откуда

$$1 - e^{-2b} = 4\sin^2\delta_l. \quad (7)$$

После подстановки (7) в (4) получим

$$\sigma_{r,l} = 4\pi\lambda^2(2l+1)\sin^2\delta_l(1 + e^{-2b})$$

или с учетом (7)

$$\sigma_{r,l} = (\sigma_l)_{\max} \sin^2 \delta_l (2 - 4 \sin^2 \delta_l). \quad (8)$$

В случае рассеяния π -мезонов на нуклонах, как в работе [1], воспользуемся уравнением

$$\Psi'' = -\frac{2}{r} \frac{\Psi'}{1 - k\Psi} + \frac{l(l+1)}{r^2} \frac{\Psi}{1 - k\Psi}, \quad (9)$$

полученным из уравнения Шрёдингера

$$\Psi'' + \frac{2}{r} \Psi' + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2}) \Psi = 0,$$

когда $V = K \frac{\hbar^2}{2m} \Psi''$.

Отсюда можно установить зависимость через ψ -функцию углов рассеяния θ -мезонов на нуклонах от расстояния r между ними, полагая, что r до значения $a = r_0 = 3 \text{ ф}$.

Воспользуемся формулами для углов упругого рассеяния θ и отдачи α .

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin 2\alpha}{\frac{m_1}{m_2} - \cos 2\alpha}; \quad (10)$$

$$\cos 2\alpha = \frac{T_0(m_1 + m_2)^2}{2Em_1m_2} - 1, \quad (11)$$

где T_0 — энергия отдачи;

m_1 и m_2 — масса π -мезона и нуклона, соответственно.

Возьмем энергию падающих мезонов $E = 1000 \text{ МэВ}$. Учитывая зависимость m_1 , T_0 , m_2 от скорости v мезонов, получим

$$m_1 = \frac{m_{01}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (12)$$

Энергия рассеянных мезонов, если V — скорость рассеяния, равна

$$T_p = (m_1 - m_{01})c^2; \quad (13)$$

$$T_0 = E - T_p; \quad (14)$$

$$m_2 = \frac{T_0}{c^2} + m_{02}. \quad (15)$$

Из уравнения (9) можно получить соотношение между скоростями рассеяния мезонов V в зависимости от ψ' и скоростями V_0 падающих мезонов, т. е.

$$v = v_0 \frac{r}{r_0}, \quad (16)$$

где r — расстояние между мезоном и нуклоном, когда начинается рассеяние.

Значения r получают из уравнения (9).

Для энергии 1000 МэВ согласно общему определению энергии

$$(m_1 - m_{01})c^2 = 1000 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}. \quad (17)$$

В выражении (17) имеем

$$m_1 c^2 = 18,25 \cdot 10^{-4};$$

$$m_1 = 2,028 \cdot 10^{-24} \text{ г}. \quad (18)$$

После подстановки (18) в (12), когда $v = v_0$, получим

$$\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} = 0,12329,$$

$$v_0 = 0,99237 c.$$

Параметры из (12)—(15), входящие в (11), определяют угол отдачи α таким образом, что $|\cos 2\alpha| < 1$, и для m_1 из (11) после рассеяния $\cos 2\alpha = 1$ определится при соответствующем значении r согласно (16).

Берем $r = 2,88$, тогда:

$$v = 2,858 \cdot 10^{10} \text{ см/с};$$

$$m_1 = 0,8223 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$T_p = 321,9 \text{ МэВ};$$

$$T_0 = 678,1 \text{ МэВ};$$

$$m_2 = 2,8755 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Согласно (11) и (10) имеем:

$$\cos 2\alpha = 0,96;$$

$$2\alpha = 16,26^\circ;$$

$$\operatorname{tg} \theta = -0,4154;$$

$$\theta = 157,4415^\circ.$$

Скорость рассеяния V (или все равно, что r , согласно (16), определяет $\cos 2\alpha \leq 1$ и $\cos 2\alpha = 1$) соответствует $r = 2,875$.

В этом случае имеем

$$v = 2,853 \cdot 10^{10} \text{ см/с};$$

$$m_1 = 0,8087 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$T_p = 314,287 \text{ МэВ};$$

$$T_0 = 685,713 \text{ МэВ};$$

$$m_2 = 2,889 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$\cos 2\alpha = 1(1,0065);$$

$$2\alpha = 0, \text{ tg } \theta = 0;$$

$$\theta = 180^\circ - 0 = 180^\circ.$$

Импульс частицы m_1 в системе центра инерции до рассеяния равен

$$p = \frac{m_{02} \cdot m_1}{m_{02} + m_1} v_0 = 2,726 \cdot 10^{-10} \text{ г} \cdot (\text{см}/\text{с}),$$

где m_1 и v_0 берутся согласно (18) и (19).

Дебройлевская волна в системе центра инерций равна

$$\lambda = \frac{h}{p} = 0,3866 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Поток падающих частиц распределяется по цилиндрическим зонам шириной $\lambda = 0,3866 \phi$, как представлено на рис. 1.

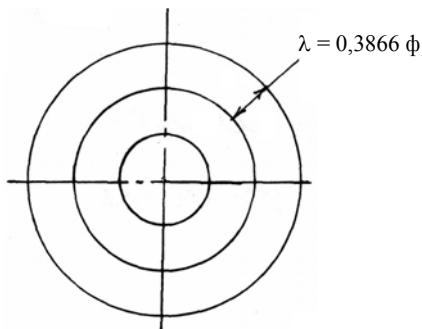


Рис. 1. К распределению по цилиндрическим зонам

Отношение $r / \lambda = 7,44$ определяет область с $l = 8$, в которой происходит рассеяние от $r = 2,875$ до $r_0 = 3 \phi$. Зоне с $l = 8$ соответствует

$r > 2,875$, и все рассеяние от $\theta = 0$ до $\theta = 180^\circ$ будет сосредоточено вблизи сферической поверхности с радиусом $r = 3$ на длине h , как это представлено на рис. 2.

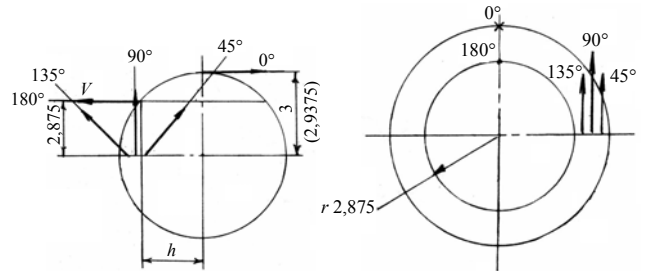


Рис. 2. Рассеяние в зоне $l = 8$

Из (8) получим

$$\sigma_{r,l} = \sigma_{s,l} \left| 2 - 4 \sin^2 \delta_l \right|,$$

где в правой части присутствуют только параметры возможного упругого рассеяния, или

$$\sigma_{r,l} = \sigma_{s,l} \left| 2 - 4 \frac{\sigma_{s,l}}{(\sigma_l)_{\max}} \right|, \quad (20)$$

где $(\sigma_l)_{\max} = 4\pi\lambda^2 |2l + 1| = 31,929 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Возьмем $r_{mid} = 2,9375$. Это значение r_{mid} примем как радиус сферы, тогда

$$h = 0,6027.$$

Площадь участка шаровой поверхности радиуса $r = 2,9375$ на длине h равна

$$S = 2\pi r h,$$

отсюда сечение упругого рассеяния будет

$$\sigma_{s,l} = \frac{V}{V_0} S = \frac{r}{r_0} S = 10,89,$$

и для неупругого рассеяния согласно (20)

$$\sigma_{r,l} = 6,9 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2.$$

Аналогично найдем $\sigma_{r,l}$ для других значений E из [2] (табл. 1).

Таблица 1

$E, \text{ МэВ}$	$\sigma_{s,l}, 10^{-27} \text{ см}^2$	$\sigma_{r,l}, 10^{-27} \text{ см}^2$	l
600	136,85	79,6	6
800	120,4	68,7	7

1000	108,9	69	8
1200	98,57	71,4	9

Полученные значения $\sigma_{r,l}$ приводятся в соответствии с сечениями неупругого рассеяния в [2], если взять конечный радиус взаимодействия $a = kr_0 = k \cdot 3$. Соответственно, вместо $r, h, \sigma_{s,l}$ имеем $kr, kh, k^2 \sigma_{s,l}$, и новые значения $\sigma_{r,l}$ равны

$$\sigma_{r,l} = k^2 \sigma_{r,l} \left| 2 - 4 \frac{k^2 \sigma_{s,l}}{(\sigma_l)_{\max}} \right|. \quad (21)$$

Возьмем $a = 3,9$ ф, тогда $k = \frac{1}{3}$. В связи с увеличением r рассеяние для $E = 1000$ МэВ будет в зоне, где $r > 2,875 \cdot 1,3$. Тогда $r / \lambda > 9,668$, т. е. $l = 10$. Согласно (12) получим (табл. 2).

Таблица 2

$E, \text{МэВ}$	$\sigma_{r,l}$	$a, 10^{-13} \text{ см}$	l
-----------------	----------------	--------------------------	-----

	10^{-27} см^2		
600	17,3	4	8
800	23,4	3,9	9
1000	24,56	3,9	10
1200	22	4	11

В работе [2] приведены теоретические и экспериментальные значения сечений неупругого рассеяния $\sigma^+(\pi^+ + p) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ соответственно принятым значениям энергии E :

18,5; 22,2; 23; 22,7.

Полученные значения совпадают с приведенными значениями в работе [2].

Л и т е р а т у р а

1. Ермилов В. Г. // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 34—38.
2. Попов Ю. М., Рухадзе А. А. // Письма в ЖЭТФ. 29.7. 1955. С. 893.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2005 г.

About unelastic scattering in π -meson with nucleon interaction

V. G. Ermilov

The crosssections of unelastic scattering in π -meson with nucleon interaction on the basis of the transformation with inclusion of the phases and crosssections of elastic scattering are established.

УДК 621.373.826.038

Высокоскоростная импульсная модуляция излучения лазеров на самоограниченных переходах атомов химических элементов

Н. М. Лепёхин, Ю. С. Присеко, В. Г. Филиппов

ЗАО "Опытно-экспериментальное производство ВЭИ", г. Истра, Московская обл., Россия

Рассмотрены некоторые аспекты физики плазмы, являющиеся общими для всего класса газоразрядных импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах атомов химических элементов — лазеров на парах металлов, которые были положены в основу разработанного способа управления энергетическими характеристиками лазеров данного класса, работающих в условиях саморазогрева в режиме сдвоенных (основного и дополнительного) импульсов возбуждения. Представлены результаты разработки промышленного лазера на парах меди KULON-10Cu-M с высокоскоростной импульсной модуляцией излучения, в котором реализован предложенный способ возбуждения, позволяющий эффективно производить регулирование энергетических характеристик доз лазерного излучения по любому наперед заданному закону с точностью до одного импульса.