ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ван Жун и Ху Ши-кэ

Д-633

О РЕЗОНАНСАХ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ К-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

Дубна 1960 год

Ван Жун и Ху Ши-кэ

Д-633

О РЕЗОНАНСАХ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ К-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

Направлено в ЖЭТФ

Недавно Пайерлс и Каррисерс и Бете[1] и [2] в своих работах показали, что резонансы в $\pi-p$ рассеянии при 600 и 900 Мэв можно объяснить, если учесть резонанс при Е ≈ 200 Мэв и $\pi-\pi$ резонанс. В этой работе мы применяем аналогичный метод для изучения К-N -рассеяния и показываем существование ряда резонансов в этом рассеянии. Рассмотрим один из каналов неупругого К-N рассеяния с тремя частицами в конечном состоянии, две из которых (например, частица P_1 и P_2) сильно взаимодействуют. В общем случае сечение такой реакции имеет вид:

$$\sigma(E)=\frac{1}{(2\pi)^5 v}\int|\langle f|T|i\rangle|^2\delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3 .$$

Если взаимодействие частиц с импульсами P_1 и P_2 не имеет резонансного характера, то

$$\sigma_0(E)=\frac{1}{(2\pi)^5 v}\int|\langle f_0|T|i\rangle|^2\delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3$$

$$=\frac{1}{(2\pi)^5 v}\overline{|\langle f_0|T|i\rangle|^2_E}\cdot\int\delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3 ,$$

где $\overline{|\langle f_0|T|i\rangle|^2_E}$ среднее значение $|\langle f_0|T|i\rangle|^2$ при энергии Е.

Если взаимодействие этих частиц имеет резонансный характер, то

$$|\langle f|T|i\rangle|^2=\alpha(\vec{K}\cdot\vec{l})\cdot\overline{|\langle f_0|T|i\rangle|^2_E} ,$$

где $\vec{K}=\vec{P}_1+\vec{P}_2$, $\vec{l}=\frac{1}{2}(\vec{P}_1-\vec{P}_2)$.

Отсюда следует, что

$$\frac{\sigma(E)}{\sigma_0(E)}=\frac{\int\alpha(\vec{K},\vec{l})\delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3}{\int\delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3} . \qquad (1)$$

Предположим, что сечение $\sigma_0(E)$ медленно изменяется при изменении энергии Е. Это эквивалентно предположению, что сечение $\sigma(E)$ существенно изменяется лишь в области резонанса. Из формулы (1) видно, что в этом случае $\sigma(E)$ будет иметь максимум при той же энергии $E = E_{max}$, что и отношение сечений $\sigma(E)/\sigma_0(E)$.

Чтобы найти значение E_{max} , представим $\alpha(\vec{K},\vec{l})$ в упрощенном виде:

(i) $\alpha(\vec{K},\vec{l})=A(M)$, $M=$ масса изобары $=\sqrt{K_0^2-\vec{K}^2}$.

(ii) $A(M)\approx 1$, когда M лежит вне области резонанса $(M_0-\Delta, M_0+\Delta)$ и $A(M)=A\gg 1$, когда M лежит внутри области резонанса $(M_0-\Delta, M_0+\Delta)$.

(iii) область резонанса достаточно узкая, т.е. $\Delta \ll M_0$. Поэтому в этой области можно положить $\sqrt{K_0^2-\vec{K}^2}\approx M_0$=масса изобары. В то же время $|\vec{K}|=|\vec{P}_3|$ и $\hat{\ }$ в системе центра масс вполне определяется полной энергией системы E. Таким образом, задача сводится к нахождению максимума выражения в системе центра масс:

$$\frac{A\int_{L(E)} d^3 l \int d^3K\,\delta\left(E-\sqrt{\vec{K}^2+M_0^2}-P_{30}\right)\delta^3(\vec{K}+\vec{P}_3)\,d^3P_3}{\int \delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3}$$

$$=\frac{\frac{\pi A}{E^2}\sqrt{(E^2-m_3^2-M_0^2)^2-4m_3^2M_0^2}\cdot\left\{(E^2-m_3^2-M_0^2)-\frac{1}{2E^2}\left[(E^2-m_3^2-M_0^2)^2-4m_3^2M_0^2\right]\right\}\cdot\int_{L(E)} d^3 l}{\int \delta^4(P_i-P_1-P_2-P_3)\,d^3P_1\,d^3P_2\,d^3P_3}. \qquad (2)$$

Здесь $L(E)$ - область значений переменной $\vec{l}$, при которых $M\in(M_0-\Delta, M_0+\Delta)$.

Заметим далее, что $\int_{L(E)} d^3 l$ представляет собой объем, заключенный между двумя поверхностями, из которых внешняя соответствует значению $M=M_0+\Delta$, а внутренняя $M=M_0-\Delta$. Отклонение этих поверхностей от сферической формы зависит от величины $|\vec{K}|$, другими словами, от скорости изобары (P_1+P_2) (например, в с.ц.м. изобары $|\vec{K}|=0$ и мы имеем точно сферический слой).

Из формулы (2) нетрудно получить следующие соотношения между резонансной энергией E и массой "изобары" M:

(См. таблицу на стр. 5)

Реакция⟨1⟩	Резонансная К.Э. К-мезона в л.с.	Масса изобары⟨2⟩ (μ – масса пиона)
1/[x/] $K^- + p \to \Lambda^0 + \overline{\pi + \pi}$	250—300 МэВ	$M_0(\pi\pi) \sim 3\mu$ [3]
2/[x/] $K^- + p \to \overline{\Lambda^0 + \pi} + \pi$	250—300 МэВ	$M_0(\Lambda^0\pi) \sim 10\mu$ ($Q \sim 115$ МэВ).⟨3⟩
3/ $K + p \to \overline{N + \pi} + K$ $\tilde{K} + p \to \overline{N + \pi} + \tilde{K}$	~600 Мэв	$M_0(N\pi) \sim 9\mu$ (резонанс с $P = T = 3/2$).
4/ $K + p \to N + \overline{\pi + K}$ $\tilde{K} + p \to N + \overline{\pi + \tilde{K}}$	~1200 Мэв	$M_0(\pi K) \sim 7{,}2\mu$ ($Q \sim$300–400 Мэв)⟨4⟩
5/ $K^- + p \to \overline{\Lambda + K^0} + \tilde{K}^0$	~1700 Мэв	$M_0(\Lambda K^0) \sim 12{,}6\mu$⟨5⟩.

Представляет большой интерес экспериментальная проверка этих результатов. В настоящее время мы пока не можем еще определить абсолютные значения сечений, однако, если резонанс существует и достаточно велик, то из-за унитарности амплитуды упругое сечение также будет иметь резонанс и при той же самой энергии.

Из соображений изотопической инвариантности легко найти численное отношение для некоторых реакций, приведенных в таблице, например, отношение сечений реакций : $K^+ + p \to p + \pi^+ + K^0$, $K^+ + p \to p + \pi^0 + K^+$, $K^+ + p \to N + \pi^+ + K^+$ (см.пункт 3 в таблице) равно приблизительно 9 : 2 : 1, а отношение сечений реакций :

⟨1⟩ Скобкой отмечены частицы, между которыми предполагается резонансное взаимодействие.

⟨2⟩ Далее Q — кинетическая энергия продуктов распада "изобары" в системе, где эта изобара покоится.

⟨3⟩ Из измерений в пропановой камере [4] .

⟨4⟩ Из измерений в пропановой камере [5] .

⟨5⟩ Оценка получена из условия , что сечение для $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ имеет максимум при энергии π^- -мезона в лабораторной системе Е ≅ 1,1 Бэв [6] .

⟨6⟩ Так как экспериментально наблюдается резонансное взаимодействие между π^- и K^0 мезонами , то можно предполагать, что изотопический спин "изобары"(πK) Т = 3/2 [5] .

x/ (1/ и 2/ находятся очень близко друг от друга, поэтому можно ожидать сложной интерференции).

$K^- + p \to p + \pi^0 + K^-$, $K^- + p \to N + \pi^+ + K^-$, $K^- + p \to N + \pi^0 + \tilde{K}^0$, $K^- + p \to p + \pi^- + \tilde{K}^0$

приблизительно 2 : 1 : 2 : 1. Этого нельзя сделать в тех случаях, когда изотопический спин "изобары" не известен. В этих случаях необходимы дальнейшие экспериментальные исследования[6].

Наш метод применим так же и в том случае, если на опыте наблюдается узкий максимум в импульсном спектре частицы с импульсом p_3.

Авторы выражают благодарность профессору Д.И.Блохинцеву за критические замечания и интерес к работе, В.С.Барашенкову, Чжоу Гуан-Чжао, Сянь Дин-Чану за ценные советы, а также А.Михул, Ван Ган-Чану, Чен Лен-Ен за любезную информацию о результатах их исследований.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1960г.

Литература

1. R.F.Pairls, Phys.Rev. 118, 325 (1960).
2. P.Carruthers, H.A.Bethe. Phys.Rev.Lett. 4, 536 (1960).
3. W.R.Franzer, J.R.Fulco. Phys.Rev. vol. 117, 1609 (1960).
4. А.Михул, частное сообщение.
5. Ван Ган-чан и Чен Лин-ен, частное сообщение.
6. 1958 Annual International Conference on High-Energy Physics at CERN (CERN, Geneva, 1958).