

БРБЧСБР ЗРЗРЧСВР РБОВРСОБС
БРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-319(44)-78

5479 04565

Г.Л.БАЯТЯН, С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРЯН

УЧЕТ НОВЫХ ВЕКТОРНЫХ СОСТОЯНИЙ
С МАССАМИ $(1 \div 2)$ ГЭВ/С² В ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ
ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ - $\sigma_t(\gamma p)$



1978

G.L.BAYATYAN, S.G.KNYAZYAN, A.T.MARGARYAN

CONTRIBUTION OF NEW VECTOR STATES WITH $(1 + 2) \text{ GeV}/c^2$
MASSES TO TOTAL PHOTOABSORPTION CROSS SECTION $\sigma_t(\gamma P)$

It is shown, that with respect to new vector states with $(1 + 2) \text{ GeV}/c^2$ masses, as well as to particles ρ , ω , ψ and J/ψ , one can explain with $\sim 2\%$ accuracy the observed total photoabsorption cross sections $\sigma_t(\gamma P)$ within the framework of vector-meson dominance model. Measuring of $\sigma_t(\gamma P)$ in the $E_\gamma = (2 + 20) \text{ GeV}$ range with the accuracy of $\approx 1\%$ can provide the additional information on new vector states.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1978

УДК. 539.12:53.001.5.

Г.Л.БАНТЯН, С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРЯН

УЧЕТ НОВЫХ ВЕКТОРНЫХ СОСТОЯНИЙ
С МАССАМИ $(1 + 2)$ ГЭВ/С² В ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ
ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ - $\sigma_t(\gamma P)$

Показывается, что с учетом новых векторных состояний с массами $(1+2)$ Гэв/с², а также ρ , ω , ψ и J/ψ частиц можно с точностью $\sim 2\%$ объяснить наблюдаемые полные сечения фотопоглощения $\sigma_t(\gamma P)$ в рамках модели доминантности векторных мезонов. Измерение $\sigma_t(\gamma P)$ в интервале энергии $E_\gamma = (2+20)$ Гэв с точностью $\approx 1\%$ может давать дополнительную информацию о новых векторных состояниях.

Ереванский физический институт

Ереван 1978

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-319(44)-78

Г.Л.БАЯТЯН, С.Г.КНЯЗЯН, А.Т.МАРГАРЯН

УЧЕТ НОВЫХ ВЕКТОРНЫХ СОСТОЯНИЙ
С МАССАМИ $(1 + 2)$ ГЭВ/С² В ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ
ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ - σ_t (τP)

Ереван 1978

© *Ереванский физический институт, 1978*

Взаимодействие фотонов высоких энергий с веществом имеет адроподобный характер. Например, полное сечение взаимодействия фотонов с нуклонами в области энергии до ~ 2 Гэв имеет резонансный характер, а при высоких энергиях слабо зависит от энергии, так же, как и в пион-нуклонных взаимодействиях. При взаимодействии фотонов высоких энергий с ядрами, как и в адрон-ядерных взаимодействиях, возникает явление экранирования. Это явление находит естественное объяснение в модели доминантности векторных мезонов (МДВМ), согласно которой фотон сначала переходит в состояние сильно взаимодействующих векторных частиц, например, в состояние ρ , ω , φ -мезонов, которое впоследствии взаимодействует с веществом. Из МДВМ, в частности, вытекает следующая связь между полным сечением фотос образования адронов $\sigma_t(\gamma P)$ и дифференциальным сечением фотос образования векторных мезонов:

$$\sigma_t(\gamma P) = \sum_V \left(\frac{4\pi d}{1 + \eta_V^2} \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma P \rightarrow VP)_{t=0} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь d - постоянная тонкой структуры, $\eta_V = \text{Re}f / \text{Im}f$ отношение реальной части амплитуды $f(\gamma P \rightarrow VP)$ к мнимой

части, $\frac{4\pi}{\delta_V^2}$ - константа связи фотона с векторным мезоном V .
 Используя экспериментальные значения $\frac{4\pi}{\delta_V^2}$ и $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \nu p)_{t=0}$

можно с помощью уравнения (1) получить полное сечение.

Учитывая только ρ , ω , φ мезоны получаем примерно 80% от наблюдаемого полного сечения фотопоглощения $\sigma_t(\gamma p)$ [1].

Это обстоятельство заставило предполагать существование дополнительного источника взаимодействия фотонов с веществом, обусловленного или тяжелыми векторными мезонами [1], или непосредственным взаимодействием фотонов с партонами [2].

В эксперименте [3] по исследованию реакции $\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$ с использованием тормозного спектра электронного ускорителя DESY с максимальной энергией $E_\gamma^{max} = 7.2$ ГэВ, кроме ρ , ω , φ были наблюдаены также новые векторные мезоны в интервале масс $(1 + 2)$ ГэВ/ c^2 .

В настоящей заметке вычисляется $\sigma_t(\gamma p)$ по формуле (1) с учетом векторных мезонов с массами $(1 + 2)$ ГэВ/ c^2 . Результаты этих расчетов, совместно с параметрами векторных мезонов [3], приведены в таблице 1. $\Delta\sigma_t^V(\gamma p)$ в этой таблице соответствует вкладу каждой векторной частицы в полное сечение $\sigma_t(\gamma p)$. Как видно, сумма $\sum_V \Delta\sigma_t^V(\gamma p)$ составляет ~ 121 мкб и находится в хорошем согласии со значением, полученным непосредственным измерением. О зависимости $\sigma_t(\gamma p)$ от энергии можно судить, исходя из следующих соотношений, вытекающих из МДМ

$$\sigma_t(\gamma p) = \frac{d}{4} \sum_V \frac{4\pi}{\delta_V^2} \sigma_t(\nu p), \quad (2)$$

где $\sigma_t(VP)$ полное сечение взаимодействия векторного мезона V с протоном. Полное сечение ρ , ω и ψ мезонов с помощью кварковой модели связывается с полными сечениями π^\pm , K^\pm мезонов следующим образом [4].

$$\sigma_t(\rho P) = \sigma_t(\omega P) = \frac{1}{2} [\sigma_t(\pi^+ P) + \sigma_t(\pi^- P)] \quad (3)$$

$$\sigma_t(\psi P) = \sigma_t(K^+ P) + \sigma_t(K^- P) - \sigma_t(\pi^- P). \quad (4)$$

Этим же соотношениям удовлетворяют также сечения возбужденных состояний ρ , ω и ψ мезонов.

Таким образом, энергетическую связь $\sigma_t(\chi P)$ можно получить с помощью уравнений (2)+(4), используя экспериментальные результаты [5] $\sigma_t(\pi^\pm P)$ и $\sigma_t(K^\pm P)$.

Из уравнений (3) и (4) видно, что энергетическое поведение $\sigma_t(\chi P)$ будет зависеть от того, являются ли новые векторные мезоны возбужденными состояниями ρ , ω или ψ -мезонов. Результаты расчетов приведены в виде кривых на рис. I.

Кривая I соответствует случаю, когда предполагается, что все новые векторные мезоны являются возбужденными состояниями

ψ -мезона, кривая II - ρ , ω мезона. Соответствующие константы связи $\frac{4\pi}{g_v^2}$ вычислялись с помощью уравнений (1) и (2) для энергий 6 ГэВ.

На этом же рисунке приведены экспериментальные результаты $\sigma_t(\chi P)$ [4]. Нижняя пунктирная кривая соответствует формуле $\sigma_t(\chi P) = A \sigma_t(\rho P)$, где A выбирается таким образом, чтобы хорошо воспроизводились экспериментальные результаты ниже

20 Гэв. Другие две кривые соответствуют формуле

$$\sigma_t(\gamma P) = A [(\gamma_\rho^2 + \gamma_\omega^2) \sigma_t(\rho P) + \gamma_\psi^2 \sigma_t(\psi P)], \quad (5)$$

где A выбиралось по такому же принципу. Средняя сплошная кривая соответствует случаю, когда γ_ψ^2 определяется из экспериментов по фоторождению, верхняя пунктирная кривая - случаю, когда использовался γ_ψ^2 из экспериментов на встречных пучках. Сечение при энергиях больше 25 Гэв будет определяться также J/ψ частицами, вклад которых в полное сечение составляет несколько мкб [4,6]. Таким образом, можно сделать следующие выводы. Учитывая новые векторные состояния, а также ρ , ω , ψ и J/ψ частицы, можно с точностью $\sim 2\%$ объяснить в рамках МДМ наблюдаемое полное сечение фотопоглощения.

Поведение сечения $\sigma_t(\gamma P)$ в области энергии (5-25) Гэв, когда вклад J/ψ частицы в полное сечение мал [6], будет определяться тем, сколько из новых векторных мезонов являются возбужденными состояниями ω , ρ - мезонов, сколько - ψ - мезонов. Следовательно, измерение $\sigma_t(\gamma P)$ в этой области энергий с точностью $\approx 1\%$ даст информацию о структуре этих векторных мезонов.

Из существования векторных мезонов в интервале масс (1-2) Гэв/ c^2 следует так же, что в области (2+4) Гэв $\sigma_t(\gamma P)$ нельзя представить в виде спадающей функции от E_γ , типа

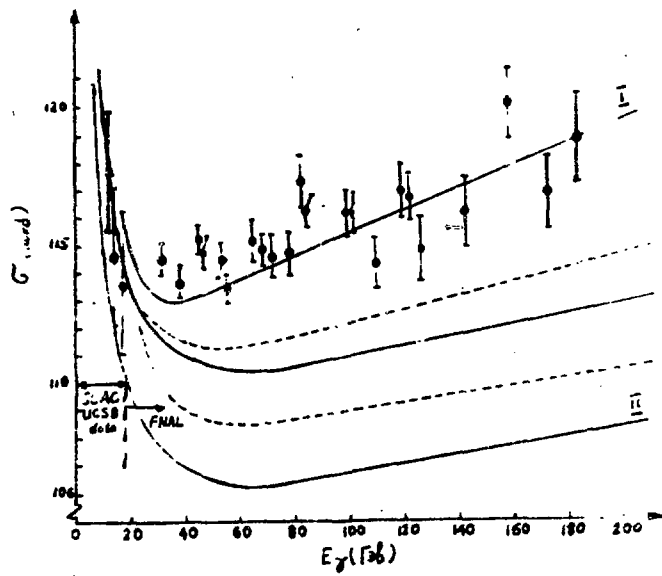
$$\sigma_t(\gamma P) = a + b E^{-1/2} \quad . \text{ С увеличением энергии } \delta \text{ -квантов в области } E_\gamma = (2+4) \text{ Гэв в игру включаются новые век-}$$

торные мезоны, каждый из которых увеличивает $\sigma_t(\gamma p)$ на ~ 5 мкб (см. табл. I). Экспериментальные результаты, несмотря на большие ошибки ($\sim 10\%$), действительно показывают нерегулярности в зависимости сечения $\sigma_t(\gamma p)$ от энергии, в области $E_\gamma = (2-4)$ Гэв [7]. Измерение сечения $\sigma_t(\gamma p)$ при этих энергиях с точностью $\leq 1\%$ может давать дополнительную информацию об этих векторных мезонах.

В заключение отметим, что в экспериментах, выполненных на встречных пучках, тоже был наблюден богатый спектр векторных мезонов в интервале масс $(1-2)$ Гэв/ c^2 [8]. Некоторые из них наблюдаются также в фоторождении e^+e^- пар [3]. Ненаблюдаемые в фоторождении резонансы в наших расчетах учтены ввиду отсутствия необходимых параметров. Дальнейшие исследования свойств этих резонансов помогут выяснить их роль в механизме взаимодействия фотона с веществом.

Таблица I

Масса ν -мезона (МэВ)	Ширина- Γ МэВ	$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{t \rightarrow 0}$ ($\gamma P \rightarrow p \nu(\nu - e^+e^-)$) нкб. Гэб ⁻²	$\Delta\sigma_t(\gamma P)$ (мкб)
770	150	455	82.55
783	10	73.5	8.36
1020	4.2	98	5.54
1097	31	14	1.74
1266	110	41	5.24
1384	99	58	5.62
1549	100	53	5.1
1707	124	62	5.9
1825	25	9	1.0



Зависимость полного сечения фотопоглощения от энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.O.Caldwell et al. Phys.Rev. D7, 1362, 1973;
2. S.J.Brodsky et al. Phys.Rev. D6, 177, 1972;
3. S.Bartalucci et al., Il Nuovo Cimento V39A,N.3,374, 1977;
S.Bartalucci et al., Preprint DESY 77/56, 1977;
S.Bartalucci et al., preprint DESY 77/59, 1977;
S.Bartalucci et al., preprint DESY 77/60, 1977;
4. Thomas Nash, preprint FERMILAB-Cont-77/61-EXP,2021,000,1977;
D.O.Caldwell et al., Preprint FNAL, 1977; D.O.Caldwell et al.
Phys.Rev.Lett., V.40, N.19, 1222, 1978;
5. A.S.Carroll et al., Phys.Letters 61B, 303, 1976;
S.P.Denisov et al., Phys.Lett. 36B, 415, 1971; S.P.Denisov
et al., Nucl.Phys.865, 1, 1973; K.J.Foley et al., Phys.Rev.
Lett. 12, 330, 1967; H.W.Galbrocith et al., Phys.Rev. 138B,
913, 1965;
6. B.Margolis, Preprint FERMILAB-Pub-77/71 THY, 1977;
F.E.Close et al., Nucl.Phys. B117, 134, 1976; F.Halzen and
D.H.Scott, U.Wisc. Report C00-881-8,1977; M.A.Shifman et al.
Phys.Lett. 65B, 255, 1976;
7. T.A.Armstrong et al. Phys.Rev. D5, 1640, 1972;
8. S.D. Protopopescu, preprint BNL-23612, 1978;

Рукопись поступила 16-го июня 1978 г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 379

ВФ-03456

Тираж 299

Подписано к печати 5/Х-78г. Формат издания 60x84/16

I,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624