Письма в ЖЭТФ, том 30, вып.6, стр. 364 – 369 *20 сентября 1979 г.*

К УЧЕТУ АНТИКВАРКОВОГО "МОРЯ" ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ $\sin^2\theta_W$ ИЗ ПОЛНЫХ НЕЙТРИННЫХ СЕЧЕНИЙ

И.С.Цукерман

Получены простые формулы и приведены оценки вклада антикваркового "моря" для выражений, связывающих отношения нейтринных NC- и CC-сечений с параметром $\sin^2\theta_W$ модели Вайнберга – Салама.

Уровень точности последних экспериментов по инклюзивным нейтринным процессам с участием нейтральных (NC) и заряженных (CC) токов таков, что задача количественного сравнения их результатов с предсказаниями теории требует учета деталей структуры нуклона в кварково-партонной модели. В частности, для уточнения величины угла Вайнберга, если определять его из отношения полных сечений $R^{\overset{(-)}{\nu}} = \sigma_{NC}^{\overset{(-)}{\nu}} / \sigma_{CC}^{\overset{(-)}{\nu}}$, необходимо учитывать вклад антикваркового "моря" в нуклоне [1]. Известно, что в приближении отсутствия такого вклада параметр $\sin^2\theta_W$ (θ_W – угол Вайнберга) можно найти как отдельно для ν- и $\bar{\nu}$-процессов, так и для их совокупности:

$$R^{\nu} = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \frac{20}{27}\sin^4\theta_W , \tag{1a}$$

$$R^{\bar{\nu}} = \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W + \frac{20}{9}\sin^4\theta_W, \tag{1б}$$

$$2\sin^2\theta_W = 1 - 3R^{\nu} + R^{\bar{\nu}}. \tag{1в}$$

Заметим, что условие действительности решений для $\sin^2\theta_W$ в уравнениях (1а, б) приводит к ограничению возможных значений R^{ν} и $R^{\bar{\nu}}$. Легко видеть, например, что должно выполняться условие $R^{\bar{\nu}} \geq 0{,}3875$. Этому соотношению должны удовлетворять результаты экспериментов только при невысоких энергиях[1], когда можно пользоваться уравнениями (1). Учет "моря" приводит к появлению в (1) поправочных членов, содержащих новые параметры, которые связаны с отношением средних ширин распределений антикварков и кварков в протоне по бьеркеновской скейлинговой переменной x. Ниже мы будем использовать два типа таких параметров:

$$\kappa = \frac{\int x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]dx}{\int x[u(x) + d(x)]dx}, \quad \kappa_s = \frac{\int x\bar{s}(x)dx}{\int x[u(x) + d(x)]dx}; \tag{2а}$$

$$\eta = \frac{\int x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)]dx}{\int x[u(x) + d(x) + s(x)]dx}, \quad \eta_s = \frac{\int x\bar{s}(x)dx}{\int x[u(x) + d(x) + s(x)]dx}. \tag{2б}$$

Здесь $u(x)$, $\bar{u}(x)$, $d(x)$, $\bar{d}(x)$ и $s(x) = \bar{s}(x)$ – функции упомянутых распределений u-, d- и s-кварков и антикварков соответственно. Общие выражения для зависимости R^{ν} и $R^{\bar{\nu}}$ от $\sin^2\theta_W$ и параметров типа (2) достаточно громоздки [1]. Однако легко получить следующие простые формулы для $\sin^2\theta_W$, аналогичные (1в)[2]:

$$2\sin^2\theta_W = 1 - 3R^{\nu}\frac{(1+\kappa/3)}{(1-\kappa)} + R^{\bar{\nu}}\frac{(1+3\kappa)}{(1-\kappa)} + 6\kappa_s\frac{(R^{\bar{\nu}} - R^{\nu})}{(1-\kappa)}, \tag{3а}$$

$$2\sin^2\theta_W = 1 - 3R^{\nu}\frac{(1+\eta/3)}{(1-\eta)} + R^{\bar{\nu}}\frac{(1+3\eta)}{(1-\eta)} + 2\eta_s\frac{(R^{\bar{\nu}} - R^{\nu})}{(1-\eta)}. \tag{3б}$$

Ниже в табл.1 даны значения $\sin^2\theta_W$, вычисленные при четырех значениях параметра η по формуле (3б) для величин R^{ν} и $R^{\bar{\nu}}$, измеренных

[1] При $E_{\bar{\nu}} \lesssim 10$ ГэВ группа GGM получила $R^{\bar{\nu}} = 0{,}39 \pm 0{,}06$ [2].

[2] Как обычно, все соотношения относятся к случаю изоскалярной мишени.

в нейтринных экспериментах при высоких энергиях. Заметим, что учет "моря" странных кварк-антикварковых пар при $\eta_s = 0,015$ добавляет в $\sin^2\theta_W$ положительное слагаемое (последний член в (3б)), не превосходящее 0,003.

Таблица 1

Группа	R^ν	$R^{\bar\nu}$	$\sin^2\theta_W$ согласно (3б) при $\eta_s = 0$			
			$\eta = 0$	$\eta = 0,10$	$\eta = 0,15$	$\eta = 0,20$
CITF [3]	0,27 ±0,02	0,40 ±0,08	0,295 ±0,05	0,32 ±0,07	0,34 ±0,08	0,36 ±0,09
HPWF [4]	0,30 ±0,04	0,33 ±0,09	0,215 ±0,075	0,22 ±0,09	0,23 ±0,11	0,23 ±0,12
BEBC [5]	0,33 ±0,05	0,36 ±0,07	0,185 ±0,08	0,19 ±0,10	0,20 ±0,11	0,20 ±0,12
CDHS [6]	0,295 ±0,01	0,34 ±0,03	0,23 ±0,02	0,24 ±0,03	0,24 ±0,03	0,25 ±0,04

Результаты группы CDHS для R^ν и $R^{\bar\nu}$ относятся к мишени из Fe. Учет неизоскалярности соответствует добавлению в правой части (3б) дополнительного члена $- \delta\,[R^\nu(3-\eta) + R^{\bar\nu}(1-3\eta)]/(1-\eta)$ и множителя в левой части $(1-\delta/3)$, где $\delta = (A - 2Z)/3A$ (A и Z – атомный вес и номер элемента; для Fe $\delta = 0,023$). Это приводит к уменьшению приведенных в таблице значений $\sin^2\theta_W$ для данных CDHS на величину $\approx 0,01$.

Отметим, что приведенные в таблице значения $\sin^2\theta_W$ практически не отличаются от величин $\sin^2\theta_W$, найденных указанными группами, исходя из наилучшего описания формы экспериментальных распределений инклюзивных NC-событий по переданной адронам энергии E_h или по скейлинговой переменной $y = E_h/E_\nu$.

Условие действительности решений для $\sin^2\theta_W$ в уравнении, аналогичном соотношению (1б) для случая учета "моря", приводит к следующему приближенному неравенству[1)], чувствительному к величине κ_s:

$$\beta \gtrsim \frac{1 - 2R^{\bar\nu}}{(2R^{\bar\nu} - 0,1) + \lambda(2,3R^{\bar\nu} - 0,3)}, \quad \beta = \frac{1+3\kappa}{3+\kappa}, \quad \lambda = \frac{8\kappa_s}{1+3\kappa}. \quad (4)$$

В табл. 2 приведены нижние границы параметра κ, найденные из точного неравенства типа (4) при различных значениях κ_s.

1) Для $\kappa \geqslant 0,15$ неточность вычисления κ_{min} из неравенства (4) не превышает 5%; приближенное неравенство типа (4) для η выглядит более громоздко.

Таблица 2

Нижние границы параметра κ

$R^{\bar\nu}$	$\kappa_s = 0$	$\kappa_s = 0,01$	$\kappa_s = 0,02$	$\kappa_s = 0,03$	$\kappa_s = 0,04$
0,33	0,34	0,31	0,28	0,26	0,23
0,34	0,27+	0,24	0,21	0,18	0,15
0,35	0,20	0,17	0,14	0,11	0,07
0,36	0,14	0,11	0,07	0,04	0,03

Примечание к таблице: + Если $R^{\bar\nu} = 0,34$ относится (как в случае данных группы CDHS) к мишени из Fe, то учет неизоскалярности уменьшает нижнюю границу: $\kappa \gtrsim 0,24$.

Таким образом, имеющиеся сведения по $R^{\bar\nu}$ свидетельствуют о достаточно большом вкладе "моря" в антинейтринные взаимодействия при высоких энергиях ($\sim$20 ÷ 200 ГэВ) и определяют нижнюю границу для этой величины. Напомним, что данные различных нейтринных экспериментов соответствуют следующим средним значениям параметров [7]: $\kappa \approx 0,15 \pm 0,02$, $\kappa_s \approx 0,02 \pm 0,01$. Следует при этом напомнить, что более аккуратное извлечение из опыта величин $\sin^2\theta_W$, κ и κ_s нуждается, вообще говоря, в учете эффектов, связанных с нескейлинговой зависимостью функций распределения кварков и антикварков от квадрата передаваемого нуклону 4-импульса и с радиационными поправками [8, 9]. Поэтому указанные параметры желательно определять не по дифференциальным распределениям, а по интегральным характеристикам (например, полным сечениям), в которых эти эффекты отсутствуют или сказываются минимальным образом.

Если для случая учета "моря" записать в явном виде выражения, аналогичные уравнениям (1а, б), то из них можно получить еще одно, независимое от (3) уравнение для связи $z \equiv \sin^2\theta_W$ с R^{ν} и $R^{\bar\nu}$:

$$\frac{5}{9} z^2 (1-\gamma)(1+\gamma-\frac{3}{5}\epsilon) + \frac{1}{6} z(1-\gamma)\epsilon - [(R^{\bar\nu}-R^{\nu})\gamma + \frac{1}{4}(R^{\bar\nu}-R^{\nu}\gamma)\epsilon] = 0,$$

$$\epsilon = \eta_s (3-\gamma),\ \gamma = (1+3\eta)/(3+\eta). \qquad (5)$$

(Аналогичное выражение связывает z с β). Исключив из (3) и (5) переменную z и пренебрегая, для простоты, членами со странным "морем", приходим к следующему соотношению для определения единого значения η, удовлетворяющего совместно ν- и $\bar\nu$-данным:

$$[(0,5-R^{\nu}) - \gamma(0,5-R^{\bar\nu})]^2 = \frac{9}{5}\gamma\frac{(1-\gamma)}{(1+\gamma)}(R^{\bar\nu}-R^{\nu}),\ \eta = \frac{3\gamma-1}{3-\gamma}. \qquad (6)$$

(Эти равенства остаются справедливыми при замене $\gamma \to \beta$, $\eta \to \kappa$). Полученные в экспериментах при высоких энергиях сведения о R^{ν} и $R^{\bar{\nu}}$ определяют, согласно уравнению типа (6), учитывающему члены с η_s, следующие решения для параметров η и, согласно (3б), для $z = \sin^2\theta_W$ (см. табл. 3).

Таблица 3

Группа, R^{ν} и $R^{\bar{\nu}}$	η_s	0	0,01	0,02	0,03	0,04
HPWF [4] 0,30, 0,33	η z	0,46 0,27	0,43 0,26	0,405 0,255	0,38 0,25	0,34 0,245
BEBC [5] 0,33 0,36	η z	0,27 0,21	0,23 0,20	0,19 0,20	0,15 0,20	0,10 0,19
CDHS [6] 0,295, 0,34	η z	0,34 0,26	0,32 0,26	0,29 0,255	0,27 0,25	0,245 0,25

Примечание к таблице: при нахождении η и z по данным CDHS учитывались поправки за счет неизоскалярности мишени. Результаты по данным CITF соответствуют аномально большим значениям: $\eta \approx 0{,}6$, $z \approx 0{,}7$

При обработке результатов своего эксперимента с наибольшей статистикой [6] группа CDHS использовала значения параметров $\eta \approx 0{,}07$ и $\xi_s = \int 2\,s\,x dx \,/ \int x\,(u + d)\,dx = 0{,}03$, что отвечает $\eta_s = 0{,}0148$. По форме y-распределений авторы при этом получили z, равное $0{,}243 \pm 0{,}021$ и $0{,}21 \pm 0{,}09$ соответственно для ν- и $\bar{\nu}$-событий, среднее по всем данным значение $\sin^2\theta_W = 0{,}24 \pm 0{,}02$. Если взять $\eta_s = 0{,}0148$, найти η и z из упомянутого точного соотношения типа (6) и учесть поправки на неизоскалярность, то получится $\eta = 0{,}305$ и $\sin^2\theta_W = 0{,}256$.

Таким образом, согласно табл. 3 совместные результаты измерения полных NC- и CC-сечений $\nu_\mu N$- и $\bar{\nu}_\mu N$-взаимодействий указывают на наличие существенного вклада от антикварков "моря" в области высоких энергий при любых разумных допущениях о величине эффекта от странного "моря". Здесь следует сделать оговорку, что приведенные в табл. 3 значения η и z не могут считаться достаточно надежными по величине. Это связано с тем фактом, что как видно уже из уравнения (6) существующая неточность измерения R^{ν} и $R^{\bar{\nu}}$ приводит к большой погрешности в множителе $(R^{\bar{\nu}} - R^{\nu})$. Так, даже наиболее точный эксперимент группы CDHS дает $(R^{\bar{\nu}} - R^{\nu}) = 0{,}045 \pm 0{,}032$.

В заключение отметим, что по-видимому, наиболее надежным и мало чувствительным к экспериментальным поправкам методом определения $\sin^2\theta_W$ является извлечение величины этого параметра из соотношения Паскоса – Вулфенстайна [10]. Как следует из его вывода авторами и как легко проверить, это соотношение не зависит от вклада "моря"; оно включает только поправку на неизоскалярность мишени:

$$(\sigma^{\nu}_{NC} - \sigma^{\bar{\nu}}_{NC})/(\sigma^{\nu}_{CC} - \sigma^{\bar{\nu}}_{CC}) = \frac{1}{2}(1-2\delta) - (1 - \frac{7}{3}\delta)\sin^2\theta_W. \tag{7}$$

Автор признателен Л.Б.Окуню, стимулировавшему появление настоящей работы, и В.И.Захарову, прочитавшему рукопись.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
4 июля 1979 г.

Литература

[1] С.С.Герштейн, Ю.Г.Строганов, В.Н.Фоломешкин. Письма в ЖЭТФ, **24**, 572, 1976.

[2] J.Blietschau et al. Nucl. Phys., **B118**, 218, 1977.

[3] F.S.Merritt at al. Phys. Rev., **D17**, 2199, 1978.

[4] P.Wanderer et al. Phys. Rev., **D17**, 1679, 1978.

[5] P.C.Bosetti et al. Phys. Lett., **76B**, 505, 1978; J.G.Morfin. Proc. Neutrino-78 Conf. April 1978, p. 449.

[6] M.Holder et al. Phys. Lett., **71B**, 222, 1977; **72B**, 254, 1977.

[7] K.Tittel. Proc. XIX Intern. Conf. High Energy Phys., Tokyo, August 1978, p.863.

[8] J.G.H. de Groot et al. Z. Phys., (to be publish)

[9] A. De Rujula et al. Ref. TH. 2593- CERN.

[10] E.Paschos, L.Wolfenstein. Phys. Rev., **D7**, 91, 1973.