

## О ВОЗМОЖНОСТИ ЭФФЕКТА АНТИЭКРАНИРОВКИ В РАССЕЯНИИ ЛЕПТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ

*В.И.Захаров, Н.Н.Николаев*

В рамках партонной модели рассматривается рассеяние лептонов на ядрах в глубоконеупругой области. Показано, что при  $x \approx x_0 = 0,05 + 0,1$  партонная модель приводит к специфическому эффекту антиэкранировки, т.е. превышению сечения взаимодействия с ядром над суммой сечений взаимодействия с составляющими ядро нуклонами, порядка десятка процентов. Показано, что в интегральном полном сечении эффекты диффракционного рассеяния и антиэкранировки должны компенсироваться, так что, например, полное сечение рассеяния нейтрино на ядре равно сумме сечений взаимодействия с нуклонами.

В этой статье мы рассмотрим глубоконеупругое рассеяние лептонов на ядрах и будем в основном интересоваться областью диффракционного рассеяния. Этот вопрос уже рассматривался в ряде работ (см. работы [1 – 3] и имеющиеся в них ссылки). В результате рассмотрения выяснилось [4], что теоретически не удается объяснить наблюдаемое экспериментально [5] быстрое уменьшение эффекта экранировки с увеличением квадрата переданного импульса  $Q^2$ .

Мы покажем, что партонная модель в том виде, как она была развита Грибовым [6, 7] и Канчели [8] позволяет естественным образом объяснить это явление. А именно, в то время как для очень маленьких значений скейлинговой переменной  $x$  ( $x = Q^2/2m_N\nu$ ) партонная модель приводит к обычному диффракционному описанию с экранировкой нуклонов в ядре, для больших значений  $x$  партонная модель предсказывает значительный – порядка десятка процентов – эффект превышения сечения взаимодействия с ядром над суммой сечений взаимодействия с составляющими ядро нуклонами (антиэкранировка). Этот эффект мог бы объяснить отсутствие экранировки, наблюдаемое экспериментально, как

проявление перехода от экранировки при  $Q^2 = 0$  к антиэкранировке при  $Q^2 \gg 1 G\epsilon\theta^2$  (экспериментально исследовалось электророжение при  $Q^2 \approx 1 G\epsilon\theta^2$  [5]).

Более того, следует ожидать, что эффекты экранировки и антиэкранировки компенсируются в интегральном полном сечении:

$$\int_0^1 F_i^{lA}(x) dx = Z \int_0^1 F_i^{lp}(x) dx + (A - Z) \int_0^1 F_i^{ln}(x) dx, \quad (1)$$

где  $A$  — атомный номер ядра и  $Z$  — заряд ядра,  $F^{lA}$ ,  $F^{lp}$ ,  $F^{ln}$  структурные функции для взаимодействия лептона с ядром, протоном и нейтроном. Для нейтринных и антинейтринных реакций правило сумм (1) означает, что сечение взаимодействия с ядром является простой суммой сечений взаимодействия с отдельными нуклонами.

Рассеяние виртуального фотона на ядре удобно рассматривать в брейтовской системе координат, где энергия фотона равна нулю. Ядро в этой системе координат характеризуется системой партонов, каждый из которых несет какую-то долю продольного импульса, который мы будем относить к импульсу одного нуклона. Фотон в брейтовской системе координат взаимодействует с партоном с импульсом  $\sqrt{Q^2}/2$ .

Центральным является вопрос о том, принадлежит ли этот партон отдельному нуклону или коллективу нуклонов. Нуклоны отделены друг от друга расстоянием порядка  $1/m_\pi$  в лабораторной системе координат и расстоянием порядка  $m_\pi^{-1} m_N p^{-1}$  в брейтовской системе. С другой стороны партон с импульсом  $px$  имеет продольный размер порядка  $\Delta Z \approx 1/px$ .

Видно, что партоны со значениями  $x$  порядка

$$x \lesssim x_0 \approx m_\pi/m_N, \quad (2)$$

принадлежащие к нуклонам с одними поперечными координатами, фактически находятся в одной области пространства и могут сильно взаимодействовать друг с другом. Основная гипотеза партонной модели состоит в том, что в результате взаимодействия устанавливается некоторое универсальное распределение партонов по импульсу [7, 8]. На языке графиков теории возмущений это явление выражается в слиянии партонных лесенок от различных нуклонов и приводит к уменьшению плотности партонов ниже точки слияния.

При  $x \lesssim x_0 A^{-1/3}$  сливаются партоны уже всех  $n \approx r_\perp^2 m_\pi^2 A^{1/3}$  нуклонов ядра, находящихся в трубочке сечением  $\sigma \approx \pi r_\perp^2$ , где  $r_\perp$  — радиус нуклона и  $r_\perp^2 m_\pi^2 = 0,3 - 0,5$ . В результате при  $x \lesssim x_0 A^{-1/3}$  плотность партонов уменьшается пропорционально  $A^{-1/3}$ .

Слияние партонов от различных нуклонов приводит к тем же эффектам, что и дифракционное рассеяние. Действительно, фотон взаимодействует с энергичными партонами, число которых в ядре пропорционально атомному номеру  $A$ , и относительно мягкими партонами, число которых пропорционально  $A^{2/3}$ . По этой причине сечение взаимодействия пропорционально  $A^{2/3}$  при малых значениях скейлинговой переменной  $x$ . Это предсказание дифракции партонная модель разделяет практически со всеми подходами, предложенными до сих пор. Более специ-

фическим является предсказание о доминантности сечения рассеяния поперечно поляризованных фотонов и в дифракционной области, которое следует из предположения о том, что партоны имеют спин  $1/2$ . На первый взгляд более естественно ожидать независимость сечения от поляризации в дифракционном рассеянии.

Важным является то обстоятельство, что в результате слияния не меняется полный импульс, приходящийся на партоны. Импульс только перераспределяется между партонами с различными значениями  $x$ .

С другой стороны, глубоконеупругое рассеяние определяется именно импульсом, приходящимся на партоны. Таким образом мы приходим к правилу сумм (1) и к заключению, что экранировка нуклонов при очень малых значениях  $x$  должна сопровождаться антиэкранировкой при больших значениях  $x$ .

Появление антиэкранировки легко проследить на примере мультипериферических партонных волновых функций ядра. На рис. 1 изображено слияние партонных лесенок в теории типа  $\lambda\phi^3$ . Если сливаются два партона с импульсами 1 в условных единицах, то мы имеем двойную плотность партонов при импульсах больших единицы, одинарную при импульсах меньших единицы, и три партона с импульсом равным единице.

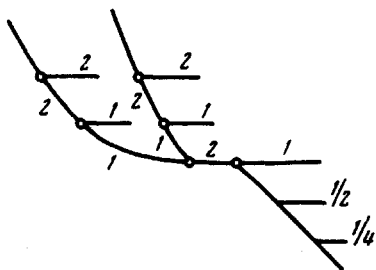


Рис. 1

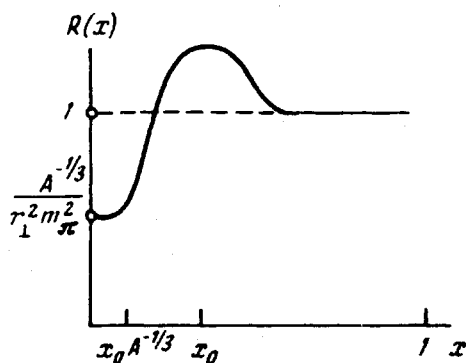


Рис. 2

Это приводит к приведенному на рис. 2 виду отношения  $R(x)$  плотности партонов в ядре к сумме плотностей партонов, составляющих ядро нуклонов. Величина  $R(x)$  должна иметь максимум в точке слияния при  $x = x_0$ , причем ширина максимума определяется радиусом ближних корреляций по быстротам и должна быть порядка  $x_0$ . Согласно оценке (2)  $x_0 \approx 0,05 - 0,1$ . Так как структурные функции уже практически постоянны при  $x \sim x_0$ , то приближенно  $\int R(x) dx = 1$ , т.е. площадь превыше-

ния  $R(x)$  над единицей должна равняться площади между  $R(x)$  и единицей в области экранировки. Отсюда следует, что эффект антиэкранировки должен быть порядка десятка процентов.

При достижимых в настоящее время энергиях электронов кажется возможным наблюдать как эффект антиэкранировки, так и проверять правило сумм (1). Подтверждение этих предсказаний было бы интересно не только само по себе, но и в связи с теми следствиями, которое

оно имело бы для партонной модели. Как антиэкранировка, так и экранировка возможны в партонной только при наличии слияния партонных лесенок. Напомним в связи с этим, что именно слияние партонных лесенок является механизмом, приводящим к предсказанию равенства полных сечений взаимодействия различных адронов при асимптотически больших энергиях [7, 9]. Важно то, что в адронных реакциях эти эффекты слияния становятся существенными только при сверхвысоких энергиях, когда  $\ln E/m \sim 10 + 40$ . В то время как в глубоконеупругом рассеянии на ядрах существование слияния партонных лесенок можно выяснить уже при доступных сейчас энергиях порядка десятков  $\Gamma_{эв}$ .

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
16 мая 1974 г.

### Литература

- [1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 57, 1306, 1969.
  - [2] S.Brodsky, J.Pumplin. Phys. Rev., 182, 1794, 1969.
  - [3] J.D.Bjorken. Cornell 1971 International Conference on Electron and Photon Interactions, Cornell Univ. Press, 1972.
  - [4] D.Schildknecht. Nucl. Phys., B66, 399, 1973; Preprint DESY 73/21, 1973.
  - [5] H.Kendall. Cornell 1971 International Conference on Electron and Photon Interactions, Cornell Univ. Press, 1972.
  - [6] В.Н.Грибов. ЯФ, 9, 640, 1969.
  - [7] В.Н.Грибов. Сб. "Элементарные частицы", ИТЭФ, выпуск I, М., Атомиздат, 1973.
  - [8] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
  - [9] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
  - [9] В.Н.Грибов. ЯФ, 17, 603, 1973.
-