

ПОЛНЫЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ФОТОРОЖДЕНИИ И ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИИ НА ЯДРАХ

Н.Н. Николаев

Показано, что полные множественности имеют специфическую резкую зависимость от массы виртуального фотона $\sqrt{Q^2}$ при взаимодействии с ядрами несмотря на то, что в фоторождении и электророждении на нуклонах ($Q^2 = 0$ и $Q^2 \neq 0$) полные множественности совпадают. Величина предсказываемых эффектов достигает 30 — 40%.

В партонных и мультипериферических моделях продольные расстояния, на которых происходит взаимодействие, растут пропорционально импульсу:

$$\Delta z \approx P/m^2 \quad (1)$$

Как было подчеркнуто Канчели [1], этот рост продольных расстояний может быть проверен во взаимодействиях адронов высоких энергий с ядрами. Следующий из роста продольных расстояний двухфазный механизм генерации частиц во внутриядерных каскадах, развитый в работах [2], хорошо подтверждается экспериментально (см. также обзор [3]). Однако во взаимодействиях адронов продольные расстояния можно менять только меняя энергию, а при этом меняются также и характеристики элементарного взаимодействия налетающего адрона с нуклонами ядра.

С точки зрения возможностей проверки пространственно-временной картины взаимодействия существенно выгоднее реакции электророжде-ния. Дело в том, что в этом случае [4]

$$\Delta z \approx P/Q^2 + m^2. \quad (2)$$

Меняя массу фотона при фиксированном импульсе фотона мы можем контролировать продольные расстояния, на которых происходит взаимодействие. Прямое доказательство роста продольных расстояний с энергией было получено Иоффе [4] именно из анализа экспериментальных данных по электророждению. В настоящей работе будет показано, что изменение Q^2 и, соответственно, существенных во взаимодействии продольных расстояний, приводит к 30 – 40%-ым эффектам в генерации частиц во внутриядерных каскадах.

Благодаря росту продольных расстояний взаимодействие фотона с адронами можно представлять происходящим в два этапа [5]. Вначале фотон переходит в адронное состояние, которое затем взаимодействует с мишенью. Как показано в [6, 3], сильные взаимодействия с мишенью может испытывать только небольшая часть адронных состояний, в которые переходит виртуальный фотон. На множественности это, однако не влияет. Важно лишь то, партонная волновая функция фотона подобна партонной волновой функции адронов и не зависит от Q^2 . В этом можно убедиться, следуя проведенному в [6, 3] анализу структуры адронных состояний, в которые переходит фотон. Независимость партонной волновой функции фотона от Q^2 подтверждается и экспериментальным равенством множественностей в фоторождении и электророжде-нии на нуклонах.

Когда $\Delta z > R$ (R – радиус ядра), то адроны, в которые переходит фотон, будут рассеиваться на ядре обычным дифракционным образом. С точки зрения генерации частиц во внутриядерном каскаде здесь важно то, поглощение происходит на поверхности ядра, как и в обычных адрон-ядерных взаимодействиях. Генерация частиц происходит на длине порядка величины диаметра ядра и из подобия партонных волновых функций фотона и адрона следует, что

$$\langle n \rangle_{\gamma A} \approx \langle n \rangle_{h A} \quad (3)$$

Экспериментально в фоторождении сечение носит дифракционный характер уже при энергиях фотона $E \gtrsim 5 - 10 \text{ Гэв}$ [7]. Начиная с этих же энергий должно выполняться и соотношение (3).

В случае электророжде-ния рассеяние будет дифракционным при малых значениях скейлинговой переменной $x = Q^2/2m\nu$:

$$x \lesssim x_d A^{-1/3}, \quad (4)$$

отвечающих большим продольным расстояниям

$$\Delta z \approx 1/mx \gtrsim R. \quad (5)$$

В области же больших значений x

$$x \gtrsim x_d \quad (6)$$

продольные расстояния будут меньше межнуклонных расстояний и взаимодействие с отдельными нуклонами ядра будет некогерентным. Так как партонная волновая функция от Q^2 не зависит, то в дифракционной области множественности в электророждении и фоторождении будут одинаковыми:

$$\langle n \rangle_{\gamma A} = \langle n \rangle_{\gamma^* A}, \quad x \lesssim x_d A^{-1/3}. \quad (7)$$

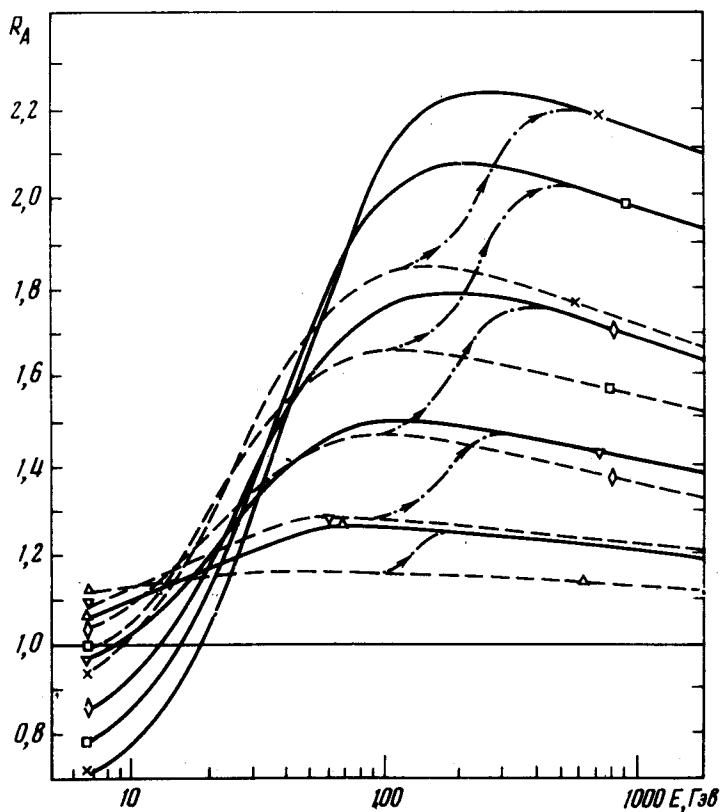


Рис. 1

Отсутствие экранировки нуклонов при $x \gtrsim x_d$ означает, что точки первого взаимодействия распределены равномерно по всему диаметру ядра. Соответственно генерация частиц в каскаде будет происходить в среднем на длине порядка величины половины диаметра ядра. Так как партонная волновая функция от Q^2 не зависит, то механизм развития каскада будет такой же, что и в фоторождении или в дифракционной области. Поэтому все изменение полной множественности при переходе

от дифракционной области к области некогерентного рассеяния за счет увеличения Q^2 при фиксированном ν будет полностью обусловлено различием в продольных расстояниях, на которых происходит взаимодействие при разных Q^2 .

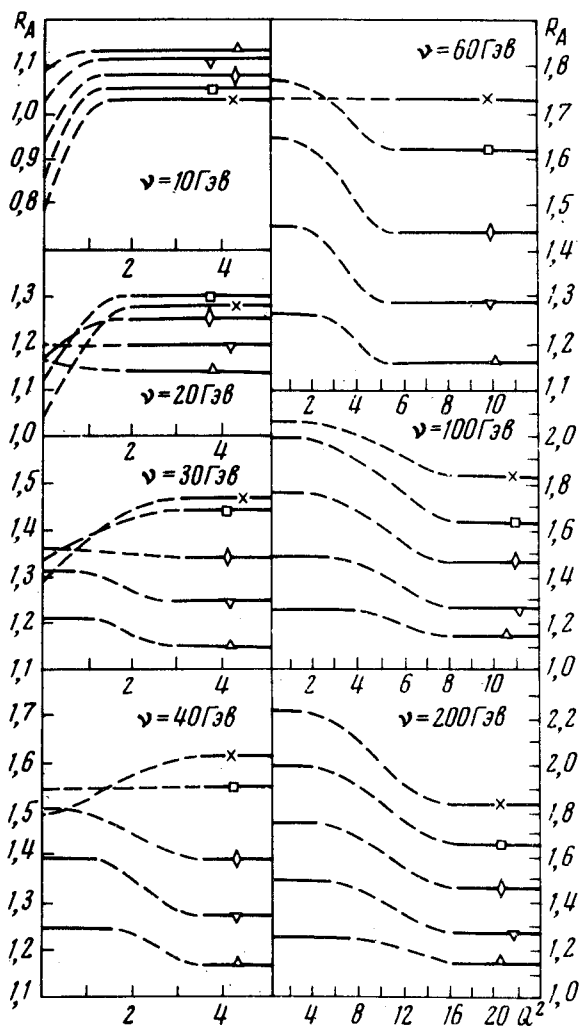


Рис. 2

Мы провели численные оценки зависимости множественности от энергии фотона ν и от квадрата его массы Q^2 в рамках двухфазной партонной модели генерации частиц во внутриядерном каскаде, развитой и успешно примененной в работе [2] для описания адрон-ядерных взаимодействий. На рис. 1 представлена ожидаемая зависимость отношения полных множественностей при взаимодействии с ядром и нуклоном $R_A = \langle n \rangle_A / \langle n \rangle_N$ от энергии для разных ядер. Обозначения следующие: кривые, обозначенные значками Δ , ∇ , \blacklozenge , \blacksquare , $*$ относятся к $A^{1/3} = 2, 3, 4, 5$ и 6 соответственно. Сплошная кривая отвечает фоторождению и электророждению в дифракционной области и

получена используя соотношение (3). Штриховая кривая отвечает электророжению в области некогерентного рассеяния. Она рассчитана в модели [2] для взаимодействий адронов с ядрами считая, что точки первого неупругого взаимодействия распределены равномерно по всему диаметру ядра. Эта кривая может быть использована при $Q^2 \gtrsim 1 \text{ Гэв}^2$, когда рассеяние уже имеет скейлинговый характер. При данном фиксированном Q^2 зависимость R_A от энергии фотона ν следует штриховой кривой вплоть до энергий $\nu \lesssim Q^2/2mx_d$, а при энергиях $\nu \gtrsim Q^2 A^{1/3}/2mx_d$ R_A следует по сплошной кривой. Характер смены режима для $Q^2 = 8 \text{ Гэв}^2$ изображен качественно на рис. 1 пунктирной кривой. При расчете использовано то, что согласно проведенному в [6, 3] анализу $x_d = 0,03 - 0,05$.

На рис. 2 представлена ожидаемая зависимость R_A от Q^2 при фиксированных энергиях фотона ν для разных ядер. При $Q^2 \lesssim 2m\nu x_d A^{-1/3}$, в области дифракционного рассеяния, R_A не зависит от Q^2 . При дальнейшем росте Q^2 мы переходим в область некогерентного рассеяния и начиная с $Q^2 \gtrsim 2m\nu x_d$ множественности опять не зависят от Q^2 .

Мерой генерации частиц в каскаде является отличие R_A от единицы. Видно, что $R_A - 1$ меняется при изменении Q^2 более чем на 30 - 50%. Предсказываемые эффекты велики и могут быть обнаружены в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию мюонов и в нейтринных экспериментах (очевидно, что все обсуждаемые эффекты относятся как к электророжению, так и к нейтринным реакциям). Особенно интересными были бы эксперименты при энергиях ФНАЛ, поскольку численно предсказания наиболее надежны при энергиях $E \gtrsim 40 - 60 \text{ Гэв}$.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 сентября 1975 г.

Литература

- [1] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 469, 1973.
- [2] Н.Н.Николаев. Труды 4-го Международного семинара по проблемам физики высоких энергий (Множественные процессы), 5 - 11 июня 1975 г. Дубна, СССР; Preprint, Landau Institute, Chernogolovka, 1975.
- [3] N.N.Nikolaev, V.I.Zakharov. Review Talk at the International Seminar "Quarks and Partons", June 1974; Moscow, USSR; Preprint, Landau Institute, Chernogolovka, 1975.
- [4] В.Л.Иoffe. Phys. Lett., 30B, 123, 1969.
- [5] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 57, 1306, 1969.
- [6] В.И.Захаров, Н.Н.Николаев. ЯФ, 21, 424, 1975.
- [7] H.W.Kendall. Cornell International Conference on Electron and Photon Interactions, Cornell University Press, 1972.