

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ И ПРОЦЕСС ГЛУБОКО-НЕУПРУГОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ НА ЯДРАХ

С.Р.Геворкян

Показано, что исследование отношения сечения фотопоглощения ядром продольно-поляризованных виртуальных фотонов к сечению фотопоглощения ядром поперечно-поляризованных фотонов $R_A = \sigma_L(\gamma A) / \sigma_T(\gamma A)$, позволит получить новую информацию о полных сечениях взаимодействия продольно-поляризованных векторных мезонов с нуклонами.

Исследование процесса глубоко-неупругого электророжения на ядрах интенсивно проводилось в последние годы [1] как экспериментально, так и теоретически. Интерес к этому процессу обусловлен тем, что в полных сечениях фотопоглощения виртуальных фотонов, так же как и для реальных, должен наблюдаться эффект экранировки при малых $x = Q^2 / 2M\nu$ ($Q^2 = -q^2$, где q — четырехимпульс виртуального фотона, $\nu = q_0$ — энергия виртуального фотона, M — масса нуклона). Ряд экспериментов выполненных в последние годы, позволяет утверждать, что в то время как при больших Q^2 экранировка отсутствует (отношение сечения фотопоглощения на ядре $\sigma(\gamma A)$ к сечению фотопоглощения на нуклоне $\sigma(\gamma N)$, равно атомному номеру ядра A), при малых $x \approx 0,1$ наблюдается заметное отличие величины $A^{eff} = \sigma(\gamma A) / Z\sigma(\gamma p) + (A - Z)\sigma(\gamma n)$ от единицы ($A^{eff} < 1$), что указывает на наличие экранировки, обусловленной рождением векторных мезонов на нуклонах ядра с последующим их поглощением. Существующие экспериментальные данные по полным сечениям фотопоглощения реальных и виртуальных фотонов хорошо согласуются с предсказаниями модели векторной доминантности с учетом контактных членов [2]. В случае глубоко-неупругого рассеяния электронов на средних и тяжелых ядрах $A \gtrsim 20$, используя технику расчета теории многократных перерассеяний [1] нетрудно получить:

$$R_A = \frac{A \sigma^L(\gamma N) + \text{Re} \sum_V f_{\gamma V}^{L^2}(0) F(\Delta_V, \sigma_V^L)}{A \sigma^T(\gamma N) + \text{Re} \sum_V f_{\gamma V}^{T^2}(0) F(\Delta_V, \sigma_V^T)} \quad (1)$$

В этом выражении $\sigma^{T(L)}$ представляют собой полные сечения взаимодействия поперечно (продольно)-поляризованных виртуальных γ -квантов с нуклонами; $f_{\gamma V}^{T(L)}(0)$ — амплитуда процесса $\gamma N \rightarrow VN$, где $V = (\rho, \omega, \phi)$, под нулевым углом;

$$F(\Delta_V, \sigma_V^{T(L)}) = \frac{8\pi^2}{\nu^2} \int \rho(\mathbf{b}, z_1) \rho(\mathbf{b}, z_2) dz_1 dz_2 d^2b \exp\{i\Delta_V(z_1 - z_2) -$$

$$\left. - \frac{\sigma_V^{T(L)} z_2}{2} \int_{z_1} \rho(\mathbf{b}, Z_1) dz \right\} \quad (2)$$

$\rho(\mathbf{b}, z)$ — одночастичная ядерная плотность, $\Delta_V = \frac{m_V^2 + \nu^2}{2\nu}$ — минимальный продольный переданный импульс в реакции $\gamma N \rightarrow VN$;

$$\sigma_V^{T(L)} = \frac{4\pi}{i\nu} f_{VV}^{T(L)}(0) = \sigma^{T(L)}(VN) (1 - ia_V^{T(L)}) \quad a_V^{T(L)} = \frac{\text{Re } f_{VV}^{T(L)}(0)}{\text{Im } f_{VV}^{T(L)}(0)}$$

При выводе (1) был использован тот факт, что амплитуда процесса $\gamma N \rightarrow VN$ является медленно меняющейся функцией переданного импульса по сравнению с ядерной плотностью. Кроме того, предполагалось, что в процессе электророжения векторных мезонов имеет место сохранение s -канальной спиральности, т.е. поперечные (продольные) фотоны рождают поперечные (продольные) векторные мезоны.

Рассмотрим предельные (по энергиям виртуального фотона ν) случаи выражения (1). При небольших энергиях ($\nu \ll 3$ ГэВ) осцилляции при интегрировании по продольным координатам в (2) приводят к тому, что вкладом от промежуточных каналов можно пренебречь, и, следовательно:

$$R_A = \frac{\sigma^L(\gamma N)}{\sigma^T(\gamma N)} \equiv r.$$

Таким образом, при небольших ν отношение σ_L/σ_T на ядре и на нуклоне совпадают.

Более интересной является область глубоко-неупругого электророжения, в которой выполняется соотношение $\Delta_V l_V \ll 1$ ($l_V = 1/\sigma_V \rho_0$ — длина свободного пробега векторного мезона в ядре). В этом случае можно провести интегрирование в (2) по продольным координатам, в результате чего получим

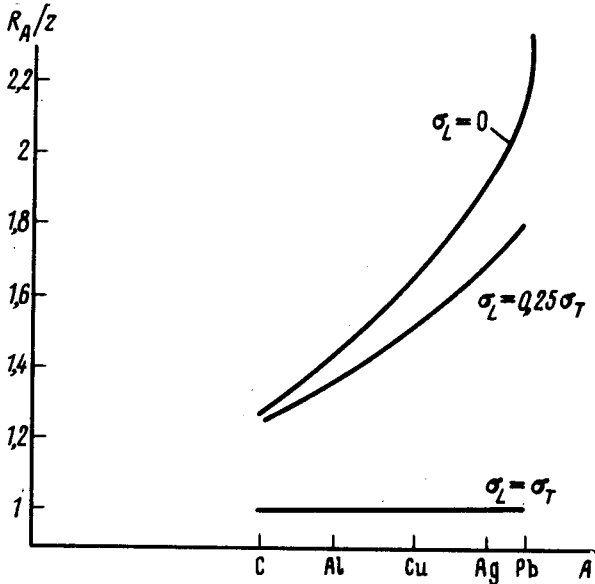
$$R_A = \frac{A \sigma^L(\gamma N) + \frac{16 \pi^2}{\nu^2} \text{Re} \sum_V \frac{f_{\gamma V}^{L^2}(0)}{\sigma_L^*} (A - N(0, \sigma_L^*/2))}{A \sigma^T(\gamma N) + \frac{16 \pi^2}{\nu^2} \text{Re} \sum_V \frac{f_{\gamma V}^{T^2}(0)}{\sigma_T^*} (A - N(0, \sigma_T^*/2))} \quad (3)$$

где $N(0, \sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-\sigma \int \rho(\mathbf{b}, z) dz}{1 - e^{-\sigma}} d^2b$ эффективные нуклонные числа.

Пренебрегая в (3) отношением реальной части амплитуды элементарных процессов к мнимой и воспользовавшись соотношениями векторной

доминантности $f_{\gamma V}^{T(L)} = g_V f_{VV}^{T(L)}$ получим

$$R_A = r \frac{N(0, \sigma_L/2)}{N(0, \sigma_T/2)} \quad (4)$$



Величина σ_T представляет собой полное сечение взаимодействия поперечно поляризованных ρ -, ω -мезонов с нуклонами (пренебрегаем вкладом от ϕ -мезона ввиду его малости), которое определяется, ввиду сохранения s -канальной спиральности, из процессов когерентного фоторождения векторных мезонов на ядрах. Таким образом, в (4) имеется один свободный параметр σ_L . На рисунке приведена зависимость R_A/r от атомного номера при различных предположениях о величине σ_L . При расчетах эффективных нуклонных чисел ядерная плотность выбиралась в виде

$$\rho(b, z) = \rho_0 / \left(1 + \exp\left(\frac{\sqrt{b^2 + z^2} - R}{a}\right) \right), \quad R = 1.14 A^{1/3} f, \quad \sigma_T = 28 \text{ мбн.}$$

$$a = 0.545 f$$

Как видно из рисунка, измерение R_A на различных ядрах в области $\Delta l \ll 1$ (ограничиваясь $Q^2 \lesssim 1$ (ГэВ/с)² для ν получаем оценку $\nu \gg 20$ ГэВ) позволяет, в принципе, определить величину полного сечения взаимодействия продольно-поляризованных векторных мезонов с нуклонами.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность С.Г.Матиняну и Г.Г.Мкртчяну за полезные замечания и интерес к работе.

Поступила в редакцию
26 мая 1980 г.
После переработки
1 июля 1980 г.

Литература

- [1] T.H.Bauer, R.D.Spital, D.R.Yennie, F.M.Pipkin. Rev. Mod. Phys.,
50, 261, 1978.
- [2] L.E.Ibanez, J.L.Sanchez-Gomez. Nucl. Phys., B156, 427, 1979.
-