Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 11, стр. 758 – 762   5 декабря 1974 г.

ГЛАУБЕРОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ И ПРОБЛЕМА ДИФРАКЦИОННЫХ МИНИМУМОВ

С.И.Манаенков

Рассмотрено влияние спиновых членов, а также зависимости от переданного импульса фазы нуклон-нуклонной амплитуды на поведение дифференциального сечения упругого нуклон-ядерного соударения в районе дифракционного минимума.

Рассмотрим ядро с нулевым спином, ограничимся областью передаваемого импульса $q \lesssim 1{,}5\ ф^{-1}$ и используем приближение факторизующейся плотности (для $0 \leqslant q^2 \leqslant 7{,}5\ ф^{-2}$ и для $A \geqslant 12$ ошибка в сечении будет $\lesssim 17\%$ [1])

$$|\Psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_A)|^2 = \prod_{j=1}^{A} \rho(\mathbf{r}_j). \tag{1}$$

В (1) $\mathbf{r}_j$ – радиус-вектор j-го нуклона ядра, Ψ_0 – ядерная волновая функция, ρ – одночастичная плотность. Амплитуда и сечение упругого рассеяния нуклона на ядре равны соответственно

$$F = F_1 + F_2(\vec{\sigma}\vec{\nu}), \tag{2}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_1|^2 + |F_2|^2 . \tag{3}$$

В (2) $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, действующие на спиновые переменные протона пучка, $\vec{\nu} = [\mathbf{q}, \mathbf{l}]/q$, $\mathbf{l} = \mathbf{k}/k$, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, а $\mathbf{k}\,(\mathbf{k}')$ – импульс протона до (после) соударения с ядром ($\hbar = c = 1$). Используя (1), легко найдем, что из пяти членов нуклон-нуклонной (NN) амплитуды вклад в упругий процесс дадут лишь амплитуды a и $C\,(\vec{\sigma}\mathbf{n})$. Выберем для них следующую параметризацию:

$$a = i a_0 (1 - i\epsilon) \exp\{-\beta^2 \Delta^2/2\}, \tag{4}$$

$$C(\vec{\sigma}\,\mathbf{n}) = C_o(1 - i\epsilon)\,\Delta(\vec{\sigma}\,\mathbf{n})\exp\{-\beta^2\Delta^2/2\}, \qquad (5)$$

где $\vec{\Delta}$ – импульс, переданный в NN-соударении, $\mathbf{n} = [\vec{\Delta}, \mathbf{l}]/\Delta$, C_o – комплексная, а ϵ, β^2, a_o – вещественные константы, $a_o = \frac{k\sigma_{NN}}{4\pi}$, σ_{NN} – полное сечение NN-соударения. Использование (1) приводит к тому, что $a = Za^{pp}/A + (1 - Z/A)a^{pn}$ и $C = ZC^{pp}/A + (1 - Z/A)C^{pn}$, где $a^{pp}(a^{pn})$ – амплитуда упругого протон-протонного (протон-нейтронного) рассеяния, Z – число протонов в ядре. Аналогичный смысл имеют C^{pp} и C^{pn}. Определим функции T и t соотношениями

$$T(b) = \frac{1}{2\pi ik}\int \exp\{-i\vec{\nabla}\mathbf{b}\}a(\Delta)S(\Delta)\,d^2\Delta, \qquad (6)$$

$$t(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik}\int \exp\{-i\vec{\Delta}\mathbf{b}\}\,C(\Delta)(\vec{\sigma}\mathbf{n})S(\Delta)d^2\Delta, \qquad (7)$$

где формфактор S равен: $S = \int \exp\{i\vec{\Delta}\mathbf{r}\}\rho(\mathbf{r})\,d^3r$. Тогда из (4)–(7) следует, что ($\nabla_b \equiv \mathrm{grad}_b$)

$$t(\mathbf{b}) = C_o(\vec{\sigma}[\vec{\nabla}_{\mathbf{b}}, \mathbf{l}])\,T(b)/a_o. \qquad (8)$$

Амплитуда F_1 в приближении Глаубера [2] с точностью до членов пропорциональных C_o^2 равна сумме $F_1^{(o)} + F_1^{(2)}$, где

$$F_1^{(o)} = \frac{ik}{2\pi}\int \exp\{i\mathbf{q}\,\mathbf{b}\}[1 - (1 - T)^A]\,d^2b. \qquad (9)$$

$$F_1^{(2)} = -\frac{ik}{2\pi}\,\frac{A(A-1)}{2}\,\frac{C_o^2}{a_o^2}\int \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{b}\}(1 - T)^{A-2}(\nabla_{\mathbf{b}}T)^2\,d^2b. \qquad (10)$$

При написании (10) учтено (8) и соотношение $(\sigma[\nabla_{\mathbf{b}}T, \mathbf{l}])^2 = (\nabla_{\mathbf{b}}T)^2$. Амплитуда F_2 имеет вид (сохранен линейный по C_o член)

$$F_2(\vec{\sigma}\,\vec{\nu}) = \frac{ik}{2\pi}\int \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{b}\}\,At(\mathbf{b})[1 - T(b)]^{A-1}d^2b. \qquad (11)$$

Подстановка (8) в (11) и интегрирование по частям да

$$F_2 = -iC_o q F_1^{(o)}/a_o. \qquad (12)$$

Из (12) следует, что поляризация в упругом рассеянии протонов на ядрах (исключая области дифракционных минимумов, где $|F_1^{(2)}| \sim |F_1^{(o)}|$) одинакова для ядер с одинаковым значением Z/A, поскольку

$$P = 2\mathrm{Re}(F_1F_2^*)/(|F_1|^2 + |F_2|^2) \approx \mathrm{Im}\{C_o q/a_o\}. \qquad (13)$$

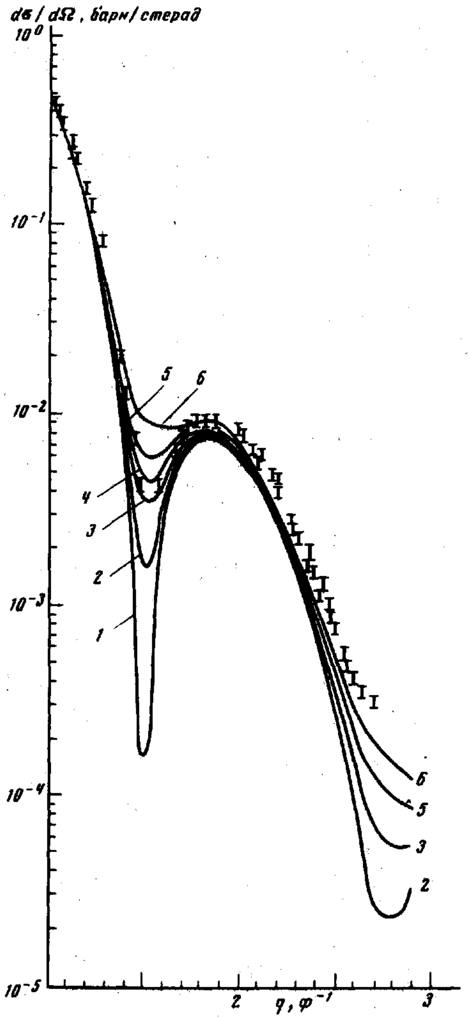
Этот факт впервые отмечался в [3, 4]. Теперь преобразуем (10) с помощью тождества ($\Delta_b \equiv \vec{\nabla}_b^2$)

$$A(A-1)(1-T)^{A-2}(\nabla_b T)^2 = A(1-T)^{A-1}\Delta_b T - \Delta_b [1-(1-T)^A].$$

Интегрирование в (10) по частям дает

$$F_1^{(2)} = -\frac{C_0^2 q^2}{2a_0^2} F_1^{(0)} - \frac{ik}{2\pi}\frac{C_0^2}{2a_0^2}\int \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{b}\} A(1-T)^{A-1}\Delta_b T d^2 b. \tag{14}$$

Обозначим второй член в (14) буквой Φ. Оценка величины Φ тесно связана с учетом зависимости фазы NN-амплитуды ϕ от Δ^2.



Рассмотрим, поэтому, вместо (4) более общее выражение

$$a = i a_0 (1 - i\epsilon)\exp\{-\beta^2\Delta^2/2 + \zeta\Delta^2\}, \quad \zeta = \eta + i\xi, \tag{4a}$$

где $\phi = \xi\Delta^2$. Для малых ζ изменение F_1 равно

$$\delta F_1 = -\frac{ik}{2\pi}\zeta\int \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{b}\}A(1-T)^{A-1}\Delta_b T d^2 b \tag{15}$$

Сравнение (14) и (15) показывает, что оба фактора (спин нуклона и зависимость ϕ от Δ^2) можно учесть введением эффективного параметра $\zeta_1(\zeta_1 = \eta_1 + i\xi_1)$, равного $\zeta + C_o^2/(2a_o^2)$. Из (4a) видно, что введение η_1 эквивалентно изменению β^2 и приводит лишь к незначительному смещению положений минимумов. Рассмотрим влияние ξ_1 на $d\sigma/d\Omega$. Подставим (12), (14) и (15) в (3) и получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_1^{(o)} + \Phi_1|^2 + 2|F_1^{(o)}|^2\frac{q^2}{a_o^2}(\mathrm{Im}C_o)^2 - \mathrm{Re}\left\{\Phi_1^* F_1^{(o)}\frac{C_o^2 q^2}{a_o^2}\right\}, \tag{16}$$

где $\Phi_1 = \delta F_1 + \Phi$. В (16) учтено, что в районе минимума $|\Phi_1| \sim |F_1^{(o)}|$. На рисунке показана зависимость первого члена в (16) от ξ_1. Мишень – ядро ^{12}C, $E_{\text{лаб}} = 1{,}04$ *Гэв*, σ_{NN}, β^2, ϵ в (4), а также осцилляторный параметр для ^{12}C выбирались равными соответственно 44 *мбн*; 0,2122 ϕ^2; – 0,275; 0,401 ϕ^{-2} [5]. Кривые *1 – 6* отвечают значениям ξ_1, равным 0,15; 0; –0,1; –0,15; –0,2; –0,3 ϕ^2. Согласно [6] при $E = 1$ *Гэв* $\mathrm{Im}\times\{C_o^2/(2a_o^2)\} = 0{,}07\ \phi^2$. Как видно из рисунка, с ростом ξ_1 сечение убывает, поэтому учет только спина нуклона приводит к уменьшению сечения в районе минимума (второй и третий члены в (16) не могут компенсировать уменьшения первого, так как $|C_o q/a_o|^2 \lesssim 0{,}3$). Достичь согласия с экспериментальными данными [7] можно, предположив зависимость фазы амплитуды a от Δ^2, причем из рисунка видно, что $-0{,}22\ \phi^2 \leqslant \xi \leqslant -0{,}17\ \phi^2 (\xi = -0{,}07 + \xi_1)$. При более высоких энергиях вкладом $C(\vec{\sigma}\mathbf{n})$ в $d\sigma/d\Omega$ можно вообще пренебречь и учесть лишь зависимость ϕ от Δ^2. Так при $k = 2{,}1$ *Гэв/с* $\mathrm{Im}\{C_o/a_o\} \lesssim 0{,}1\ \phi$ [8]. Считая, что $|\mathrm{Re}\,C_o| \sim |\mathrm{Im}C_o|$, получим $|\mathrm{Im}\{C_o^2/(2a_o^2)\}| \sim 0{,}01\ \phi^2$; $|C_o q/a_o|^2 \lesssim 0{,}04$.

Заметим, что в работе не учитывались поправки к $d\sigma/d\Omega$, связанные с кулоновским рассеянием. Это вполне допустимо для $A \lesssim 20$. Считалось также, что френелевские и неадиабатические поправки к F_1 и F_2 малы при $q \lesssim 1{,}5\ \phi^{-1}$.

Пользуюсь возможностью поблагодарить Ю.А.Симонова и Л.А.Кондратюка за обсуждения этой работы.

Тульский
политехнический институт

Поступила в редакцию
21 октября 1974 г.

Литература

[1] L.Lesniak, H.Wolek. Nucl. Phys., A125, 665, 1969.

[2] Р.Глаубер. УФН, 103, 641, 1971.

[3] И.И.Левинтов. ДАН СССР, 107, 240, 1956.

[4] H.A.Bethe. Ann. Phys., 3, 190, 1958.

[5] R.H.Bassel, C.Wilkin. Phys. Rev., 174, 1179, 1968.
[6] E.Kujawsky. Phys. Rev., C1, 1651, 1970.
[7] R.Bertini et al. Phys. Lett., 45B, 119, 1973.
[8] В.В.Журкин и др. Препринт ИТЭФ, №103, Москва, 1973.