

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРУГОГО РАСSEЯНИЯ ПРОТОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ

В.П. Заварзина, А.В. Степанов

Проведен расчет полярizaционных характеристик упругого рассеяния P и Q для протонов с энергией 200 МэВ на ядрах ^{40}Ca и ^{208}Pb для двух моделей оптического потенциала (ОП). Показано, что эти характеристики чувствительны к форме ОП. Исследованы причины нарушения условий применимости теоремы Келера – Левинтова.

Теоретические и экспериментальные указания на возможные отклонения оптического потенциала (ОП) V_{opt} от стандартной формы Вудса – Саксона (ВС) для протонов с энергией $E_p = 180 - 200$ МэВ стимулировали исследования чувствительности различных характеристик взаимодействия к параметрам ОП [1,2]. В настоящей работе в рамках этой программы проведен расчет в эйкональном приближении полярizaционных характеристик упругого рассеяния протонов на ядрах с нулевым спином для двух форм ОП, одинаково эффективных при описании угловых распределений, но отличающихся друг от друга зависимостью действительной части центрального потенциала от пространственных координат: стандартной формы ВС и формы "дна винной бутылки" (ДВБ). Первые исследования чувствительности поляризации P к геометрическим характеристикам ОП в форме ВС связаны с теоремой Келера – Левинтова (КЛ) (см. [3]). Эта теорема при определенных условиях устанавливает соотношение между амплитудой рассеяния на бесспиновом ядре без поворота спина протона $F(k, \theta)$ и амплитудой рассеяния с переворотом спина $G(k, \theta)$

$$G(k, \theta) = \mu q F(k, \theta). \quad (1)$$

Здесь $\hbar q = 2\hbar k \sin(\theta/2)$ – переданный при рассеянии импульс; θ – угол рассеяния в системе центра масс протон-ядро; $\hbar k$ – импульс налетающего протона; $\mu(k)$ – комплексная функция от k , не зависящая от θ . В приближении (1) поляризация $P = 2\text{Re}FG^*/(|F|^2 + |G|^2)$ и функция поворота спина $Q = 2\text{Im}FG^*/(|F|^2 + |G|^2)$ представляют собой плавные функции от θ :

$$P = 2q \frac{\text{Re}\mu}{1 + |\mu|^2 q^2},$$

$$Q = 2q \frac{\text{Im}\mu}{1 + |\mu|^2 q^2}.$$

При доказательстве теоремы КЛ используют выражения для амплитуд F и G, записанные в эйкональном приближении (ЭП):

$$F(k, \theta) = ik \int_0^\infty b db J_0(qb) [1 - e^{i\chi_C(b)} \cos(kb\chi_S(b))], \quad (2)$$

$$G(k, \theta) = ik \int_0^\infty b db J_1(qb) \exp[i\chi_C(0) \sin(kb\chi_S(b))], \quad (3)$$

где $\chi_C(b) = -(k/2) \int_0^\infty U_C(bz) dz$, $\chi_S(b) = -(k/2) \int_0^\infty U_{LS}(b, z) dz$, U_C и U_{LS} соответственно центральный и спин-орбитальный безразмерные ОП [2]. Предполагается что $\xi = |kb_{\text{eff}}\chi_S(b_{\text{eff}})| \ll 1$, так что можно

ограничиться линейными членами по ξ , $b_{\text{eff}} \sim R$, $\chi_S(b) \sim d\chi_C(b)/db$. Последнее соотношение подразумевает, что геометрические параметры центрального и спин-орбитального ОП ВС совпадают. В случае ОП ДВБ выполнение этого условия требует нестандартной формы U_{LS} , содержащей степени функции ВС выше первой. Ограничиваясь стандартным видом U_{LS} и приравнивая геометрические параметры U_C и U_{LS} , можно рассчитывать лишь на частичное гашение осцилляций в угловых зависимостях P и Q для ОП ДВБ и полное гашение в случае ОП ВС.

Авторами проведены расчеты амплитуд F и G и поляризационных параметров P и Q для упругого рассеяния протонов с энергией 180 – 200 МэВ на ядрах ^{40}Ca и ^{208}Pb в ОП. Параметры ОП взяты из работы /1/. В области малых углов ($\theta < 6 - 8^\circ$) амплитуда $\text{Im}F$ нечувствительна к выбору формы ОП. Остальные составляющие амплитуды рассеяния и особенно $\text{Re}F$ заметно отличаются для моделей ВС и ДВБ (различие в $\text{Re}F(0)$ составляет 50 – 100%; см. также /2/). Типичные результаты для P и Q представлены на рис. 1 и 2. Видно, что в случае ^{208}Pb для формы ВС теорема КЛ с хорошей точностью выполняется для поляризации P , а сглаживание осцилляций Q оказывается менее заметным. Это объясняется тем, что осцилляции в зависимости P и Q от угла рассеяния θ в основном обусловлены соответственно фазовыми множителями $\cos\varphi$ и $\sin\varphi$ ($\varphi = -\arg\kappa(\theta)$, $\kappa = G(\theta)/F(\theta)$). При совпадающих геометрических параметрах U_C и U_{LS} величина $2|\kappa|/(1 + |\kappa|^2)$ в интервале $15^\circ < \theta < 50^\circ$ практически остается постоянной, а вариации $\cos\varphi$ при этом заключены в интервале 0,9 – 1,0. В то же время $\sin\varphi$ испытывает большие изменения. В случае ^{40}Ca для $P(\theta)$ имеем аналогичный результат, а сглаживание осцилляций $Q(\theta)$ оказывается еще менее существенным, чем для ^{208}Pb . Как и следовало ожидать, теорема КЛ не выполняется для модели ДВБ.

Таким образом, при $E_p = 200$ МэВ даже для модели ВС отступления от теоремы КЛ значительны, хотя $\xi \sim 0,3 - 0,4$. Причину этого можно установить, рассмотрев поведение функций

$$\Phi(b) = 1 - e^{i\chi_C(b)} \cos(kb\chi_S(b)) \quad (4)$$

$$\Gamma(b) = e^{i\chi_C(b)} \sin(kb\chi_S(b)). \quad (5)$$

Как нетрудно проверить, теорема КЛ выполняется в рамках простой аналитической модели:

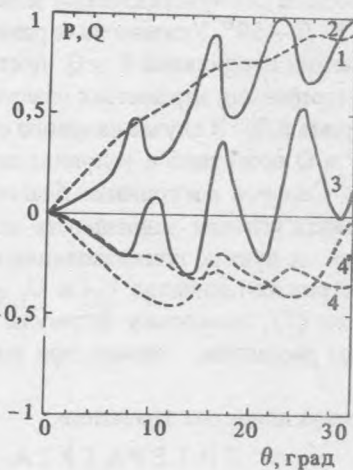


Рис. 1. Зависимость P (кривые 1, 2) и Q (кривые 3, 4) от угла рассеяния θ в модели ВС для ^{208}Pb при $E_p = 200$ МэВ. Кривые 1, 3 рассчитаны для набора геометрических параметров из /1/; кривые 2, 4 – для совпадающих геометрических параметров центральной и спин-орбитальной части ОП. Кривые 4' – то же, что и 4, но для ^{40}Ca .

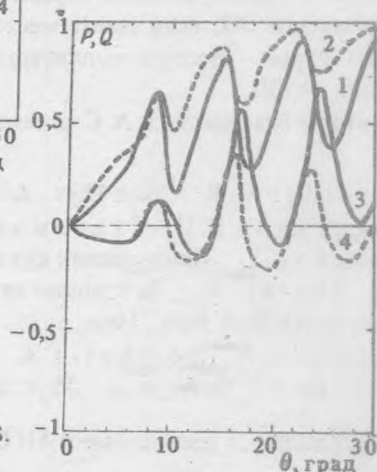


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для модели ДВБ.

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\Phi &= A(k)\delta(b - b_0), \\ \operatorname{Im}\Phi &= 1 - B(k)\theta(b - b_1), \\ \operatorname{Re}\Gamma &= C(k)\delta(b - b_2), \\ \operatorname{Im}\Gamma &= D(k)\delta(b - b_3), \end{aligned} \quad (6)$$

где $b_0 = b_1$, малые разности $b_2 - b_1$ и $b_3 - b_1$ равны, соответственно, DA/CB и $-CA/DB$. В этом случае

$$\Gamma(b) \cong \mu(k) \frac{d}{db} \Phi(b), \quad (7)$$

что является достаточным для выполнения (1). Отклонения $\Phi(b)$ и $\Gamma(b)$ от сингулярных форм (6) (постоянные составляющие при малых b и те, которые обеспечивают плавный ход Φ и Γ в области $b \approx b_{\text{eff}}$) приводят к сдвигу фазы $\varphi(\theta)$, что вызывает рассогласование амплитуд F и G : $\operatorname{Re}F$ ($\operatorname{Re}G$) и $\operatorname{Im}F$ ($\operatorname{Im}G$) проходят через нулевые значения при заметно различающихся θ . На тесную связь между нулями амплитуд F и G и осциллирующим характером P было указано в работах /4, 5/. Рассогласование для $\operatorname{Im}F$ и $\operatorname{Im}G$ меньше, чем для $\operatorname{Re}F$ и $\operatorname{Re}G$. Поэтому при $\operatorname{Im}F \operatorname{Im}G \gg \operatorname{Re}F \operatorname{Re}G$ сглаживание осцилляций в $P(\theta)$ заметнее, чем в $O(\theta)$. Сильное поглощение приводит к уменьшению вклада несингулярных частей $\Phi(b)$ и $\Gamma(b)$. Поэтому в случае ^{208}Pb условия для выполнения теоремы КЛ более благоприятны, чем в случае ^{40}Ca . Поскольку с увеличением θ рассогласование различных составляющих амплитуды рассеяния усиливается, то область применимости теоремы КЛ в практически интересных случаях ограничена областью малых углов. Оценки неэйконональных поправок показывают, что в интервале углов $\theta < 30^\circ$ они в среднем не превышают 10–15%. При малых углах результаты поляризационных экспериментов содержат значительный вклад электромагнитного взаимодействия падающего нуклона с кулоновским полем ядра. Известны стандартные методы выделения главных членов этих вкладов (см., напр., /6/). Полученная в результате такой процедуры амплитуда сильного взаимодействия слабо искажена электромагнитными эффектами. Поэтому выше влияние кулоновского поля ядра не рассматривалось.

В настоящей работе показано, что в области энергий налетающих протонов $E_p \approx 200$ МэВ наряду с $\operatorname{Re}F$ при малых углах /2/ к виду модели ОП чувствительны и поляризационные характеристики упругого рассеяния P и Q в интервале углов $\theta = 0 - 50^\circ$. Указано на ограничения в применимости известной теоремы КЛ при этих энергиях. Для сглаживания осцилляций P и Q достаточно выполнения условия (7), которое реализуется при совпадающих геометрических параметрах различных компонент ОП в случае слабого спин-орбитального взаимодействия (теорема КЛ). В случае сильного спин-орбитального взаимодействия сглаживание осциллирующей структуры P и Q возможно в условиях сильного поглощения при слегка различающихся геометрических параметрах. Сильное поглощение благоприятствует применимости этой теоремы. Поэтому следует полагать, что плавная угловая зависимость поляризационных характеристик упругого рассеяния в будущих экспериментах на пучках поляризованных антинуклонов будет служить указанием на близость геометрических параметров потенциалов U_C и U_{LS} . Эти выводы справедливы и вне области применимости ЭП, если имеет место (7), поскольку формулы (2) – (5) представляют собой преобразование Фурье – Бесселя амплитуды рассеяния; однако при этом оказывается утраченной простая связь функции χ с ОП.

Авторы благодарят В.А. Сергеева за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Satchler G. R. Nucl. Phys., A394, 349 (1983).
2. Заварзина В. П., Степанов А. В. ЯФ, 43, 854 (1986).
3. Файснер Г. Поляризация нуклонов при рассеянии, М., ИИЛ, 1960, с. 75.
4. De Shalit A. In Preludes in Theor. Phys. in honor of V.F. Weiskopf, ed. A. De Shalit et al. Amsterdam, North Holl. Publ., 1966, p. 35
5. Hüfner J. W., De Shalit A. Phys. Lett., 15, 52 (1965).
6. Hoffmann G. W. et al. Phys. Rev., C24, 541 (1981).