сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-80-304

И.У.Христова, З.Омбоо, А.В.Тарасов,
В.В.Ужинский

α - ЯДЕРНОЕ РАССЕЯНИЕ В ОПТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ЭЙКОНАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

1980

1. В работах[1-4] был развит новый подход к расчету сечений процессов ядро-ядерного рассеяния в эйкональном приближении Глаубера-Ситенко, основанный на разложении физических величин /амплитуд или сечений рассматриваемых процессов/ в ряд по обратным значениям массовых номеров сталкивающихся ядер ($1/A_1, 1/A_2$). В нулевом приближении по $1/A_1, 1/A_2$, которое мы в дальнейшем будем называть дваждыоптическим приближением /по аналогии с термином "оптическое приближение", принятым в теории адрон-ядерного взаимодействия/, для фазовой функции $\chi(\mathbf{b})$ упругого ядро-ядерного рассеяния удается получить сравнительно простое замкнутое выражение в приближении нулевого радиуса NN -взаимодействия. При этом поправки любого порядка по величинам $1/A_1$, $1/A_2$ к амплитуде упругого ядро-ядерного рассеяния можно выразить через функциональные производные по функциям толщины сталкивающихся ядер от амплитуды упругого ядро-ядерного рассеяния, рассчитанной в дваждыоптическом приближении. Сходимость разложения по $1/A_1$, $1/A_2$ оказывается настолько быстрой, что в случае взаимодействия ядер с $A > 10$ учет поправок порядка $1/A_1$, $1/A_2$ приводит к превышению точности расчетов, определяемой как точностью других используемых в теории приближений /например, приближения некоррелированного распределения нуклонов в ядрах, приближения нулевого радиуса NN -взаимодействия и др./, так и точностью, с которой известны, например, одночастичные плотности.

Это обстоятельство позволяет при рассмотрении взаимодействия таких отнюдь не тяжелых ядер, как α -частицы, со средними и тяжелыми ядрами ограничиться учетом лишь низших /т.е. порядка $1/A_\alpha$ / поправок к дваждыоптическому приближению.

Рассчитанные в рамках такого подхода[3] сечения упругого и неупругого /сопровождающегося возбуждением мишени/ рассеяния α -частиц с энергией $E_\alpha = 1,37$ ГэВ ядрами углерода и кальция находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными с помощью спектрометра высокого разрешения / $\Delta E \sim$ ~150 кэВ/ SPES-I [5,6] на пучке α -частиц синхротрона "САТУРН". Ниже основные элементы техники расчета сечений ядро-ядерного рассеяния, развитые в работах[1-4], применяются к анализу другой совокупности экспериментальных данных о рассеянии α -частиц сложными ядрами, полученной на пучке α -частиц синхрофазотрона ОИЯИ / $P_\alpha = 17,9$ ГэВ/с/[7].

2. Энергетическое разрешение $\Delta E \sim 150$ МэВ установки "АЛЬФА"[7], на которой выполнен этот эксперимент, не позволило разделить процессы упругого рассеяния и процессы возбуждения и развала мишени. Последнее обстоятельство заметно усложняет теоретическую интерпретацию экспериментальных данных, поскольку требует учета многих каналов возбуждения ядра-мишени. Задача несколько упрощается, если при суммировании сечений возможных возбуждений ядра-мишени, допускаемых энергетическим разрешением аппаратуры, приближенно использовать условие полноты волновых функций конечных состояний возбуждаемого ядра:

$$\sum_f |f\rangle\langle f| = 1.$$

В этом приближении из рассмотрения исключаются детали структуры волновых функций различных возбужденных состояний ядра, недостаточно хорошо изученные. В результате выражение для сечения оказывается зависящим лишь от волновой функции основного состояния ядра-мишени. Общепринятым является разделение результирующего сечения на упругое и квазиупругое:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_{el.}}{dt} + \frac{d\sigma_{q.el.}}{dt}, \qquad /1/$$

причем последнее является довольно сложной величиной, представляемой обычно в виде суммы:

$$\frac{d\sigma_{q.el.}}{dt} = \sum_n \frac{d\sigma^{(n)}}{dt}, \qquad /2/$$

где $\frac{d\sigma^{(n)}}{dt}$ - сечение квазиупругого /некогерентного/ взаимодействия рассеиваемого объекта /адрона или ядра, остающегося в основном состоянии/ с n нуклонами ядра-мишени. Выражения для амплитуд n-кратного квазиупругого рассеяния одного ядра нуклонами другого в терминах производных от амплитуды упругого ядро-ядерного рассеяния по функции толщины возбуждаемого ядра, полученные еще в работе[3], в принципе решают задачу расчета дифференциальных сечений $d\sigma^{(n)}/dt$. Однако возрастающая с ростом кратности n громоздкость расчетов этих величин существенно усложняет задачу вычисления сечения квазиупругого рассеяния одного ядра другим в тех случаях, когда в сумму /2/ заметный вклад вносят несколько слагаемых. Если амплитуды NN -рассеяния чисто мнимы, то для суммарного сечения квазиупругого рассеяния одного ядра другим в дваждыоптическом приближении можно получить замкнутое выражение, "расчетная" сложность которого того же порядка, что и выражения для сечения однократного квазиупругого рассеяния $\frac{d\sigma^{(1)}}{dt}$, и существенно ниже сложности расчета величин $\frac{d\sigma^{(n)}}{dt}$ с $n \geq 2$.

Этот результат позволяет провести расчеты сечений упругого и квазиупругого рассеяния α-частиц сложными ядрами в рамках упомянутого метода /дваждыоптического приближения с поправками порядка $1/A_\alpha$ / доступными средствами /т.е. с затратой разумного количества счетного времени на ЭВМ/ и сравнить их с экспериментальными данными[7].

3. Амплитуда упругого рассеяния $F(\vec{q})$, нормированная условием

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \pi |F(\vec{q})|^2, \qquad |t| = q^2, \qquad /3/$$

в эйкональной теории представляется двумерным фурье-преобразованием так называемой профиль-функции $\Gamma(\vec{b})$ /являющейся аналогом парциальной амплитуды f обычного разложения по парциальным волнам/:

$$F(\vec{q}) = \frac{i}{2\pi} \int \Gamma(\vec{b}) \exp i\vec{q}\vec{b}\, d^2 b = i \int \Gamma(b) J_0(qb)\, b\, db,$$
$$\Gamma(\vec{b}) = 1 - \exp i\chi(\vec{b}). \qquad /4/$$

В дваждыоптическом приближении ($A_{1,2} \to \infty$) и в приближении нулевого радиуса NN-взаимодействия для фазового сдвига $\chi^s(\vec{b})$ $A_1 A_2$ -рассеяния, обусловленного сильным взаимодействием, в работах[1-4] было получено следующее выражение:

$$\chi^s(\vec{b}) = \frac{2i}{\tilde{\sigma}} \int [\, z(\exp u - 1) + u(\exp z - 1) - uz]\, d^2 s, \qquad /5/$$

$$z = x \exp -u, \quad u = y \exp -z,$$
$$x = \frac{\tilde{\sigma}}{2} T_1(\vec{b} - \vec{s}), \quad y = \frac{\tilde{\sigma}}{2} T_2(\vec{s}), \quad \tilde{\sigma} = \sigma_{NN}^{tot}(1 - i\epsilon), \qquad /6/$$

где $T_{1(2)}(\vec{s})$ - функции толщины ядер $A_{1(2)}$, связанные с одночастичными плотностями распределения нуклонов в этих ядрах обычным соотношением:

$$T_{1(2)}(\vec{s}) = A_{1(2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{1(2)}(\sqrt{\vec{s}^2 + \xi^2})\, d\xi.$$

Решение системы трансцендентных уравнений /6/ проще всего проводить методом последовательных итераций:

$$z_n = x \exp(-u_{n-1}), \qquad u_n = x \exp(-z_{n-1}),$$
$$z_0 = x, \qquad u_0 = y, \qquad /7/$$
$$z(u) = \lim_{n \to \infty} z_n(u_n).$$

Ввиду комплексности величин x и y комплексными также оказываются u и z, и фазовая функция $\chi^s(\vec{b})$. В пределе чисто мнимых амплитуд NN-рассеяния ($\epsilon=0$) x, y, u, z становятся чисто вещественными, а χ - чисто мнимой. Учитывая численную малость параметра ϵ - отношения вещественной к мнимой части амплитуды NN-рассеяния на нулевой угол, величины u, z, χ^s можно разложить в ряд по степеням ϵ. Тогда с точностью до величин порядка ϵ^2 получим, разделяя χ^s на вещественную и мнимую части,

$$\chi^s(\vec{b}) = \psi(\vec{b}) + i\phi(\vec{b}),$$

$$\psi(\vec{b}) = \frac{2\epsilon}{\sigma}\int \bar{u}\bar{z}\, d^2s, \quad \phi(\vec{b}) = \frac{2}{\sigma}\int [\bar{u}(e^{\bar{z}}-1)+\bar{z}(e^{\bar{u}}-1)-\bar{u}\bar{z}]\, d^2s, \qquad /8/$$

$$\bar{z} = \bar{x}e^{-\bar{u}}, \quad \bar{u} = \bar{y}e^{-\bar{z}}, \quad \bar{x} = \frac{\sigma}{2}T_1(\vec{b}-\vec{s}), \quad \bar{y} = \frac{\sigma}{2}T_2(\vec{s}),$$

$$\sigma = \sigma_{NN}^{tot}.$$

Приведем также выражение для поправок порядка $1/A_1$ к величинам $\psi_1\phi$:

$$\Delta_1\psi = \frac{\epsilon}{2A_1}\Big\{\frac{2}{\sigma}\int \bar{z}^2\bar{u}t^2[u(z-1)+t(2-\bar{u}-\bar{z})]\, d^2s +$$

$$+ 2\Big(\frac{2}{\sigma}\int \bar{u}\bar{z}\bar{t}(1-\bar{z})d^2s\Big)\Big(\frac{2}{\sigma}\int \bar{z}(\exp\bar{u}-1)d^2s\Big)\Big\}, \qquad /9/$$

$$\Delta_1\phi = \frac{1}{2A_1}\Big\{\frac{2}{\sigma}\int \bar{z}^2\bar{u}\bar{t}\, d^2s + \Big(\frac{2}{\sigma}\int \bar{z}(\exp\bar{u}-1)d^2s\Big)^2\Big\}, \qquad /10/$$

$$\bar{t} = (1-\bar{u}\bar{z})^{-1}.$$

Выражение для поправок $\sim 1/A_2$ получается из /9/, /10/ с помощью замены $A_1 \to A_2$ и $\bar{z} \to \bar{u}$.

4. Учет кулоновского взаимодействия обычно производят, добавляя к "ядерным" фазовым сдвигам χ^s кулоновские фазовые сдвиги:

$$\chi^c(\vec{b}) = Z_1Z_2(A_1A_2)^{-1}\int \chi_0^c(\vec{b}-\vec{s}_1-\vec{s}_2)T_1(\vec{s}_1)T_2(\vec{s}_2)d^2s_1d^2s_2,$$

$$\chi_0^c(\vec{b}) = 2n\ln bk, \qquad /11/$$

где $n=\alpha/v$, $\alpha=137^{-1}$, v, k - скорость и импульс рассеиваемого ядра в лабораторной системе ядра-мишени. Разделяя в последнем выражении эффекты взаимодействия точечных зарядов Z_1 и Z_2 и эффекты, связанные со структурой ядер:

$$\chi^c(\vec{b}) = \chi_P^c(\vec{b}) + \chi_E^c(\vec{b}),$$

$$\chi_P^c(\vec{b}) = Z_1Z_2\chi_0^c(\vec{b}), \quad \chi_E^c(\vec{b}) = 4\pi Z_1Z_2 n\int_b^\infty \ln\Big(\frac{s}{b}\Big)r_{12}(s)\,s\,ds, \qquad /12/$$

$$r_{12}(\vec{s}) = (A_1A_2)^{-1}\int T_1(\vec{s}-\vec{s}_2)T_2(\vec{s}_2)d^2s_2,$$

для амплитуды A_1A_2-рассеяния легко получить представление в виде

$$F(\vec{q}) = \Big(\frac{q}{2k}\Big)^{-2i\xi}\Big\{-\frac{2\xi\Gamma(1+i\xi)}{q^2\Gamma(1-i\xi)} + i\int\Big(\frac{qb}{2}\Big)^{2i\xi}J_0(qb)\times$$

$$\times[1-\exp(i\chi_E^c(b)+i\chi^s(b))]\,b\,db\Big\}, \quad \xi = 2Z_1Z_2n, \qquad /13/$$

являющееся основным рабочим выражением теории упругого A_1A_2-рассеяния.

5. Суммарное сечение квазиупругого рассеяния ядра A_1, остающегося в основном состоянии, нуклонами ядра A_2, испытывающего всевозможные возбуждения, в предельном случае $\epsilon=0$ дается выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi}\int d^2b_1d^2b_2 \exp i\vec{q}(\vec{b}_1-\vec{b}_2)\,\Omega(\vec{b}_1,\vec{b}_2), \qquad /14/$$

$$\Omega(\vec{b}_1,\vec{b}_2) = \exp-\phi(\vec{b}_1,\vec{b}_2) - \exp[-\phi(\vec{b}_1)-\phi(\vec{b}_2)],$$

здесь $\phi(\vec{b}_{1,2})$ представляют мнимые части фазовых сдвигов упругого A_1A_2-рассеяния, определенные в предыдущем разделе. Для величины $\phi(\vec{b}_1\vec{b}_2)$ в дваждыоптическом приближении получается сравнительно простое выражение:

$$\phi(\vec{b}_1,\vec{b}_2) = \frac{2}{\sigma}\int [\tilde{z}(\exp\tilde{u}-1)+\tilde{u}(\exp\tilde{z}-1)-\tilde{u}\tilde{z}]\,d^2s,$$

$$\tilde{z} = \tilde{x}\exp-\tilde{u}, \quad \tilde{u} = \tilde{y}\exp-\tilde{z}, \qquad /15/$$

$$\tilde{x} = \frac{\sigma}{2}[T_1(\vec{b}_1-\vec{s}) + T_1(\vec{b}_2-\vec{s})], \quad \tilde{y} = \frac{\sigma}{2}T_2(\vec{s}).$$

Поправки порядка $1/A_a$ к выражению /15/ выглядят несколько сложнее аналогичных поправок к величинам $\phi(\vec{b})$:

$$\Delta_1\phi(\vec{b}_1,\vec{b}_2) = \frac{1}{2A_1}\Big\{\frac{2}{\sigma}\int\Big(\Big[\frac{\sigma}{2}T_1(\vec{b}_1-\vec{s})\Big]^2+\Big[\frac{\sigma}{2}T_1(\vec{b}_2-\vec{s})\Big]^2\Big)\times$$

$$\times \tilde{u}\tilde{t}\exp(-2\tilde{u})\,d^2s + [\int T_1(\vec{b}_1-\vec{s})(1-\exp(-\tilde{u}))\,d^2s]^2 + $$
$$+ [\int T_1(\vec{b}_2-\vec{s})[1-\exp(-\vec{u})]\,d^2s]^2 \}. \qquad /16/$$

6. Как показывают непосредственные расчеты сечений квазиупругого рассеяния α-частиц сложными ядрами по формулам /14/, /15/, /16/, их q-зависимость оказывается близкой к гауссовой

$$\frac{d\sigma}{dt}(q) \approx \frac{d\sigma}{dt}(0)\exp - Bq^2 \qquad /17/$$

в довольно широком интервале переданных импульсов $0 \le q \le 0{,}5$ ГэВ/с, на протяжении которого величины $(\frac{d\sigma}{dt}(q))$ убывают примерно на два порядка. Это обстоятельство позволяет существенно упростить технологию расчетов величин /14/. Полагая справедливость представления /17/, сечение квазиупругого рассеяния на нулевой угол $\frac{d\sigma}{dt}(0)$ и параметр наклона B можно связать с интегральными характеристиками типа

$$\sigma_{q.el} = \int d^2b\,\Omega(\vec{b},\vec{b}) = B^{-1}\frac{d\sigma}{dt}(0), \qquad /18/$$

$$\langle q^2\rangle\,\sigma_{q.el} = \int d^2b\,\theta(\vec{b}) = B^{-2}\frac{d\sigma}{dt}(0), \qquad /19/$$

$$\theta(\vec{b}) = [\vec{\nabla}_{\vec{b}1}\vec{\nabla}_{\vec{b}2}\Omega(\vec{b}_1,\vec{b}_2)]|_{\vec{b}_1=\vec{b}_2=\vec{b}}.$$

Преимущество использования соотношений /18/, /19/ вместо /14/ очевидно.

7. Большое количество операций численного интегрирования, с которыми сопряжена процедура расчета дифференциальных сечений ядро-ядерного рассеяния, требует затрат значительного количества счетного времени ЭВМ.

С целью сокращения этих затрат до миниимума использовался ряд технических приемов, упрощающих вычислительную процедуру. Один из них касается техники расчета сечений квазиупругого рассеяния, он описан в предыдущем разделе. Другая возможность упрощения процедуры расчетов сечений как упругого, так и квазиупругого рассеяний состоит в использовании таких параметризаций одночастичных плотностей $\rho(\vec{r})$, которые приводили бы к аналитическим выражениям для функций толщины $T(\vec{s})$. Разумеется, упрощенные представления для этих величин не должны входить в противоречие с экспериментальными данными о ядерных формфакторах.

На рис.1 пунктиром представлены значения формфакторов ядер ^{12}C, ^{27}Al, ^{64}Cu, рассчитанные по формулам:

$$S(q) = (qR)^{-3/2}(qa)^{5/2}J_{3/2}(qR)K_{5/2}(qa), \qquad /20/$$

в сравнении со значениями формфакторов, отвечающих общепринятой фермиевской параметризации /сплошные кривые/ одночастичных плотностей:

$$\rho_F(\vec{r}) = \rho_0(1+\exp\frac{r-c}{d})^{-1} \qquad /21/$$

Значения параметров R, a выбирались из условия совпадения среднеквадратичных радиусов соответствующих распределений $\rho(\vec{r})$:

$$\langle r^2\rangle = \frac{3}{5}(R^2 + \frac{5}{3}a^2) = \frac{3}{5}(c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 d^2) \qquad /22/$$

и положений первых минимумов обоих формфакторов. Последнее условие приближенно удовлетворяется, если положить

$$R = c + 1/3\,d. \qquad /23/$$

Формфакторам вида /20/ отвечают функции толщины:

$$T(\vec{s}) = A\frac{\sqrt{2}}{\pi}a^5\{3(D+x+2R^2)D + 2(D+x)(x+2R^2)\}/[(D+x)^{5/2}D^3], \qquad /24/$$
$$x = s^2 - R^2 + a^2, \quad D = (x^2 + 4a^2R^2)^{1/2}.$$

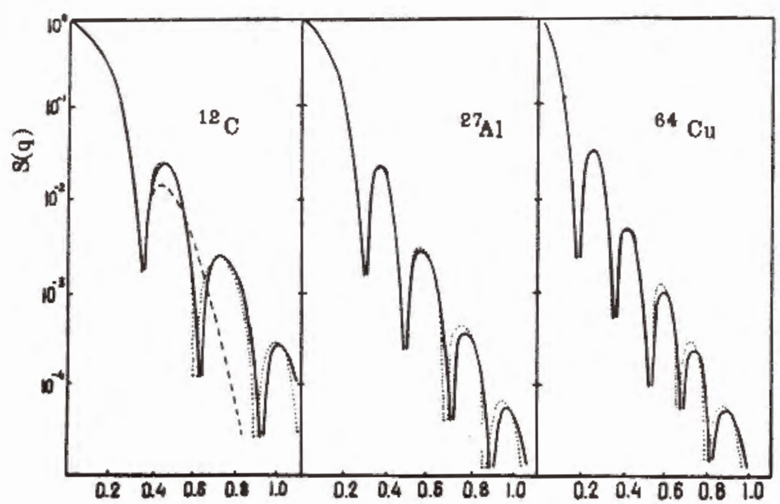

Рис.1

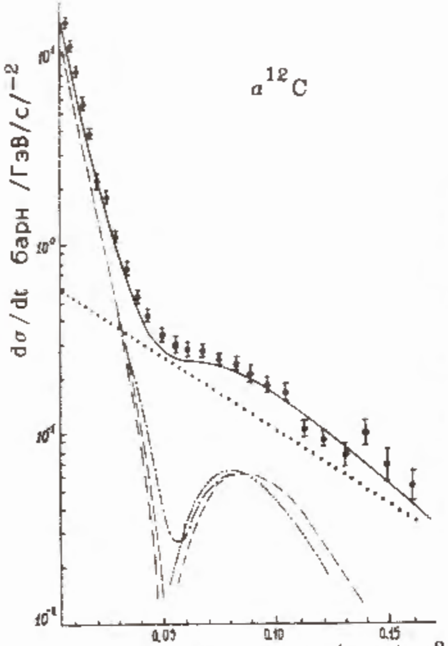

Рис.2 $-t$ /ГэВ/с/^{2}

Величины же

$$T_F(\vec{s}) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho_F(\sqrt{\vec{s}^{\,2} + z^2})\,dz \qquad /25/$$

аналитического представления не допускают. Возможность использования при расчетах сечений ядро-ядерного рассеяния "приближенных" параметризаций /20/ функций толщины сложных ядер вместо "точных" /25/ обеспечивается близостью отвечающих им формфакторов /см. рис.1/ и меньшей чувствительностью к деталям ядерной структуры сечений αA-рассеяния по сравнению с сечениями eA-рассеяния. Последнее обстоятельство позволяет параметризовать плотность распределения нуклонов в α-частице гауссианом:

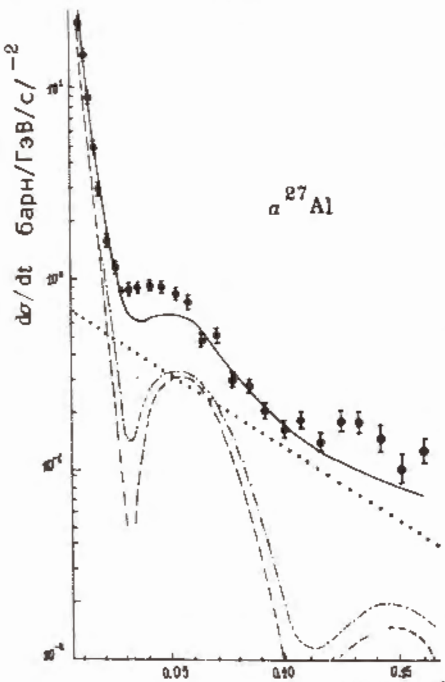

Рис.3 $-t$ /ГэВ/с/^{2}

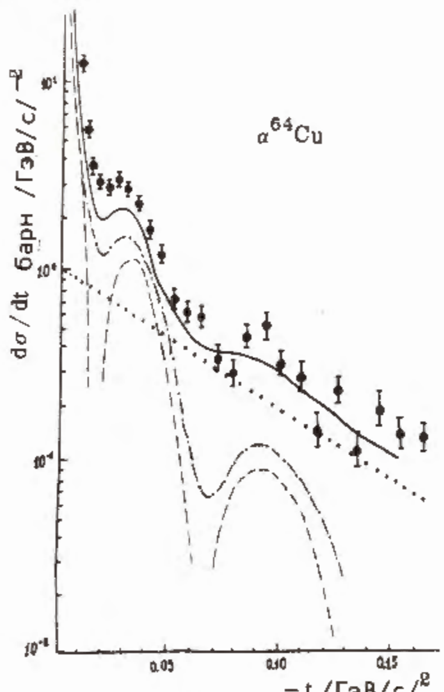

Рис.4

$$\rho_\alpha(\vec{r}) = (\pi R_\alpha^2)^{-3/2} \exp(-\vec{r}^{\,2}/R_\alpha^2), \qquad /26/$$

$$T_\alpha(\vec{s}) = 4(\pi R_\alpha^2)^{-1} \exp(-\vec{s}^{\,2}/R_\alpha^2), \qquad /27/$$

а это, в свою очередь, позволяет учесть влияние корреляции центра масс в α-частице на величину сечения α-ядерного рассеяния с помощью фактора $K^2(q)$, где

$$K(q) = \exp(q^2 R_\alpha^2/16) \qquad /28/$$

/см., например, [8] /.

Корреляция центра масс ядра-мишени не сказывается на сечениях процессов, просуммированных по всевозможным возбуждениям мишени.

8. На рис.2-4 результаты расчета сечений упругого и квазиупругого рассеяния α-частиц ядрами ^{12}C, ^{27}Al, ^{64}Cu по формулам предыдущих разделов /сплошные кривые/ сопоставляются с экспериментальными данными[7]. Штрих-пунктирными линиями представлены вклады в суммарное сечение процессов упругого рассеяния α-частиц ядрами мишени, рассчитанного с учетом эффектов кулоновского взаимодействия, а штриховыми - те же величины, но без учета кулоновских эффектов.

Роль кулоновских эффектов, как и следовало ожидать, возрастает с ростом заряда ядра-мишени. При этом их влияние не ограничивается только областью малых значений переданных импульсов. Наличие кулоновского взаимодействия приводит к существенному заполнению дифракционных минимумов дифференциальных сечений упругого αA-рассеяния, а в случае тяжелых мишеней заметно сказывается также и на величине максимумов этих сечений /см. также [8] /.

Результаты расчета сечений квазиупругого αA-рассеяния представлены на рисунках пунктирными линиями. Видно, что относительный вклад этих величин в суммарное сечение, будучи незначительным при малых значениях переданных импульсов, становится доминирующим в области больших значений переданных импульсов. Равенство вкладов квазиупругого и упругого рассеяния в суммарное сечение для легких мишеней наступает при меньших передачах, для тяжелых - при больших. Качественно структура суммарных /упругого и квазиупругого/ сечений αA-рассеяния сходна со структурой суммарного сечения pA-рассеяния [9].

С целью оценки чувствительности сечений αA-рассеяния к форме распределения плотности в ядре-мишени сечение упругого $\alpha^{12}C$-рассеяния без учета кулоновских эффектов рассчитывалось также для случая осцилляторной параметризации функции толщины ядра ^{12}C:

$$T(\vec{s}) = \frac{4}{3\pi a_0^2}\left[5+4\frac{\vec{s}^{\,2}}{a_0^2}\right]\exp(-\vec{s}^{\,2}/a_0^2), \qquad /29/$$

$$a_0 = 1{,}6 \quad \text{фм.}$$

Результаты этого расчета представлены штрих-дваждыпунктирной линией на рис.2.

Отвечающий параметризации /29/ формфактор ядра ^{12}C изображен на рис.1 штриховой кривой. Видно, что две параметризации $T(\vec{s})$ – /24/ и /29/, которым отвечают заметно различающиеся между собой формфакторы, приводят к довольно близким значениям сечений упругого $\alpha\,^{12}C$-рассеяния.

Что касается согласия теории с экспериментом, то его можно считать вполне удовлетворительным, если учесть то количество приближений, которое пришлось использовать в процессе перехода от общих формул теории многократного рассеяния к рабочим выражениям, которые использовались в конкретных расчетах.

Оценка точности некоторых из этих приближений, таких, например, как приближения нулевого радиуса NN-взаимодействия, приближения некоррелированного распределения нуклонов в ядрах, нетривиальна и требует отдельных исследований.

Авторы благодарны Л.И.Лапидусу, Е.А.Строковскому, Л.Н.Струнову, А.Филипковскому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев И.В., Чернов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.477.
2. Андреев И.В., Хейн Л.А. ЯФ, 1978, 28, с.1499.
3. Пак А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.314.
4. Пак А.С. и др. ЯФ, 1979, 30, с.102.
5. Chaumeaux A. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p.413.
6. Alkhazov G.D. et al. Nucl.Phys., 1977, A280, p.365.
7. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, Р1-10565, Дубна, 1977.
8. Алхазов Г.Д. Препринт ЛИЯФ, 1979, №465.
9. Glauber R.J., Matthiae G. Nucl.Phys., 1970, B21, p.135.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 апреля 1980 года.