ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3174

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.Ж. Петков

О РОЛИ ВИРТУАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

1967.

P4 - 3174

И.Ж. Петков

О РОЛИ ВИРТУАЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

1. В последние годы был накоплен большой материал по экспериментальному и теоретическому изучению рассеяния быстрых электронов на ядрах. Учет конечных размеров ядер (в первую очередь, введение параметра $R \approx A^{1/3}$) сразу привело к качественному объяснению дифракционного характера сечения упругорассеянных электронов. Результатом учета искажения /1/ электронной волны в кулоновском поле ядра явилось исчезновение нулей и правильное расположение минимумов дифференциального сечения, а введение параметра b, учитывающего "размазку поверхности" ядра, дало правильное поведение сечения при больших углах рассеяния. Можно поставить вопрос, насколько параметры R и b сохранят свое значение (они могут оказаться также зависящими от энергии) при увеличении экспериментальной точности и расширении области измеримых углов и останутся ли вообще они единственными параметрами. Уже сейчас в некоторых случаях /2/ для более тонкой подгонки кривых дифференциального сечения под экспериментальные точки вводится трехпараметрическое распределение плотности $\rho(r) = \rho_0 (1 + w\frac{r^2}{R^2})(1+\exp\frac{r-R}{b})^{-1}$. Природа третьего параметра w неясна, тем более, что при $w < 0$ плотность распределения заряда при больших r может стать отрицательной. Введение дополнительных параметров нельзя считать оправданным (это означало бы параметризацию сечения) без изучения роли виртуальных возбуждений ядра.

В настоящей работе рассмотрен вклад в сечение упругого рассеяния от виртуальных переходов в ядре в рамках вибрационной модели ядра. Вклад от первого 2^+ уровня в четных ядрах сильно зависит от угла рассеяния и является существенным в области минимумов сечения. Его относительная величина составляет примерно 1% при небольших углах рассеяния и больше 10% в области дифракционных минимумов сечения и больших углах рассеяния.

2. Амплитуду рассеяния электронов с возбуждением N-го состояния ядра N^{20} запишем в виде[3] (см. там же обозначения):

$$f_{N0}(\theta) = \frac{E}{2\pi}(U_f^* U_i)\int g(\bar{r})e^{i\bar{q}\bar{r}+i\Phi(\bar{q},\bar{r})} \langle N|V(\bar{r},a)|0\rangle d^3r \,, \qquad (1)$$

где

$$V(\bar{r},a) = Ze^2\int\frac{\rho(\bar{r}',a)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}d^3r' \,,$$

$$\rho(r,a) = \rho_0\left(1+\exp\frac{r-R-\Delta R(a)}{b}\right), \quad \Delta R(a) = R\sum_{\lambda\mu} a_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\Omega),$$

а функции g и Φ учитывают искажение электронной волны в кулоновском поле ядра.

Дифференциальное сечение, соответствующее (1), будет

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0\to N) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M |\langle N|\rho(q,a)|0\rangle|^2 \,, \qquad (2)$$

$$\rho(q,a) = \frac{q^2}{4\pi}\iint\frac{\rho(\bar{r}',a)}{|\bar{r}-\bar{r}'|}g(\bar{r})e^{i\bar{q}\bar{r}+i\Phi(q,\bar{r})}d^3r'd^3r \,. \qquad (3)$$

Отметим, что волновые функции ядра, как и плотность распределения заряда $\rho(r,a)$, зависят от коллективной переменной a.

В дальнейшем удобнее будет ввести сечение, просуммированное по всем возбужденным состояниям ядра N, т.е.

$$\sigma_0(\theta,q,\omega) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M\sum_N \delta(\omega-E_N)|\langle N|\rho(q,a)|0\rangle|^2 \equiv \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M K(q,\omega). \quad (4)$$

Легко показать, что имеет место соотношение

$$K(q,\omega) = -\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,G(q,\omega+i\eta)\,, \qquad G(q,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty}G(q,t)e^{i\omega t}dt \,,$$

$$iG(q,t) = \theta(t)\langle\rho^+(q,a(t))\rho(q,a)\rangle + \theta(-t)\langle\rho(q,a)\rho^+(q,a(t))\rangle \,.$$

Функция $G(q,t)$ после разложения $\rho(q,a)$ до второго порядка по a выражается через функции типа $T\langle a_1(t)a_2\rangle$ и $T\langle a_1(t)a_2(t)a_3a_4\rangle$, которые легко находятся в вибрационной модели ядра (см. приложение). Окончательное выражение для $\sigma_0(\theta,q,\omega)$ имеет вид:

Приведем несколько численных значений отношения $\delta(x) = \frac{\Delta(x)}{|F(x)|^2}$. $\delta(0) \approx 1\%$, $\delta(4{,}5) \approx 3\%$, $\delta(7{,}5) \approx 10\%$. Второе ($x \approx 4{,}5$) и третье ($x \approx 7{,}5$) значения выбраны как раз в районе первого и второго минимума сечения по углу рассеяния ($\theta = 2\,\mathrm{arsin}\frac{x}{2RE}$).

Величина $\Delta(x)$ при $x \leqslant 2$ имеет отрицательный знак и составляет сравнительно небольшую долю от основного члена ($\approx 1\%$). С ростом x функция $\Delta(x)$ меняет знак, а отношение $\delta(x)$ возрастает примерно как x^2 и в районе второго минимума ($x \approx 7{,}5$) составляет больше чем 10%. В расчетах нами были использованы гидродинамические значения /5/ для B_2 и C_2, и поэтому можно ожидать сильных отклонений приведенных оценок от ядра к ядру. Отметим, что виртуальные переходы в этой модели оказались разрешены только через уровни с четными ℓ, так что следующим уровнем, который может участвовать в них, является 4^+. Вклад следующих членов разложения плотности составляет примерно 1% от $\Delta(x)$, и ими можно пренебречь.

По-видимому, имеющее место в некоторых случаях /2/ расхождение теории с экспериментом в области второго дифракционного минимума и при больших углах рассеяния можно отнести за счет указанного механизма, не привлекая дополнительных параметров плотности распределения ядер.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Функция $K(q,\omega)$ имеет вид

$$K(q,\omega) = \{|\rho(q,0)|^2 + (\rho(q,0)\sum_{\substack{\ell m\\ \ell' m'}} \langle 0|a_{\ell m}\, a_{\ell' m'}|0\rangle + \text{k.c.})\}\delta(\omega) + \tag{1}$$

$$+ \sum_{\substack{\ell m\\ LM}} f^*_{\ell m} f_{LM}[-\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\,G^{(1)}(\omega+i\eta)] + \sum_{\substack{\ell\ell' LL'\\ mm'MM'}} f^*_{\ell m}\, f^{\ell' m'}_{LM}{}^{L'M'}[-\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\,D^{(1)}(\omega+i\eta)],$$

$$G^{(1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G^{(1)}(t)\,e^{i\omega t}\,dt, \qquad D^{(1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} D^{(1)}(t)\,e^{i\omega t}\,dt$$

Для примера покажем, как определяется функция $iG^{(1)}_{(t)} = T\langle a_{\ell m}(t)\, a_{\ell' m'}\rangle$. Пользуясь уравнением движения, получим систему

$$\frac{dG^{(1)}}{dt} = -\frac{1}{B_\ell}\,G^{(2)}(t);$$