

МОДЕЛЬНОНЕЗАВИСИМЫЙ АНАЛИЗ ЭЙРИ-СТРУКТУР В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЯДЕР ^4He И ^{16}O В РАМКАХ ОДНОЙ S -МАТРИЧНОЙ СИСТЕМАТИКИ

© В. Ю. Корда*, А. С. Молев, Л. П. Корда

Институт электрофизики и радиационных технологий

НАН Украины, Харьков

На основе модельнонезависимого S -матричного подхода с использованием эволюционного алгоритма проанализированы дифференциальные сечения упругого ^4He - ^{90}Zr -, ^{16}O - ^{12}C - и ^{16}O - ^{16}O -рассеяния при энергиях налетающих ядер 13 – 30 МэВ/нуклон. В каждом из рассмотренных случаев полученная матрица рассеяния относится к одной S -матричной систематике и определяется модулем и ядерной фазой, являющимися плавными монотонными функциями орбитального момента.

PACS: 24.10.Ht, 25.70.-z, 25.70.Bc

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди особенностей сложных рефракционных структур радужного типа (эйри-структур), наблюдаемых в дифференциальных сечениях упругого рассеяния ядер ^4He и ^{16}O с энергиями $E \geq 15$ МэВ/нуклон ядрами, объектами пристального исследования являются глубокие эйри-минимумы первого или более высоких порядков, наиболее отчетливо выраженные для систем $^4\text{He}+^{90}\text{Zr}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ [1, 2]. Корректное описание таких минимумов наряду с описанием затухающих дифракционных осцилляций является важным для однозначного определения матрицы рассеяния (оптического потенциала).

Получаемые при анализе дифференциальных сечений с рефракционным поведением представления матрицы рассеяния (оптические потенциалы) в основном относятся к одной систематике [1, 3] для „приведенной” мнимой фазы рассеяния („приведенного” мнимого потенциала). Приведенная мнимая фаза рассеяния

*E-mail: kvyu@kipt.kharkov.ua

представляет собой отношение мнимой $\delta_a(l)$ и действительной $\delta_r(l)$ частей ядерной фазы рассеяния в представлении орбитального момента l : $\mu(l) = \delta_a(l) / \delta_r(l)$. Принадлежность какой-либо S -матрицы к указанной выше систематике означает, что величина $\mu(l)$ принимает небольшие значения при малых орбитальных моментах (из-за наличия заметной прозрачности по отношению к волнам с малыми моментами), имеет максимум (величина которого обычно порядка единицы) вблизи момента сильного поглощения и характеризуется быстрым и плавным убыванием при больших l .

Для как можно более точного извлечения матрицы рассеяния из экспериментальных данных по упругому рассеянию легких ядер ядрами в рассматриваемой области энергий следует на основе достаточно гибкого модельнонезависимого подхода провести анализ измеренных в максимально широком угловом диапазоне дифференциальных сечений рассеяния, характеризующихся наличием выраженных рефракционных структур, в частности упоминавшихся выше эйри-минимумов.

В качестве подходящего теоретического подхода будем использовать модельнонезависимый S -матричный подход [4]. Этот подход основан на использовании эволюционного алгоритма и позволяет извлекать матрицу рассеяния $S(l)$ как комплексную функцию орбитального момента l непосредственно из дифференциальных сечений упругого ядро-ядерного рассеяния при промежуточных энергиях без привлечения априорных физически обоснованных модельных предположений.

С помощью используемого модельнонезависимого подхода в настоящей работе проанализированы дифференциальные сечения упругого ${}^4\text{He}$ - ${}^{90}\text{Zr}$ -рассеяния при $E({}^4\text{He}) = 59.1 - 118.0$ МэВ, ${}^{16}\text{O}$ - ${}^{12}\text{C}$ -рассеяния при $E({}^{16}\text{O}) = 200.0$ и 300.0 МэВ и ${}^{16}\text{O}$ - ${}^{16}\text{O}$ -рассеяния при $E({}^{16}\text{O}) = 350.0$ МэВ, включающие случаи наиболее отчетливого проявления эйри-минимумов среди всех исследованных сечений упругого рассеяния с участием ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{12}\text{C}$.

2. РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ

Рис. 1 – 3 демонстрируют результаты использования применяемого нами модельнонезависимого подхода (детали расчетов см. в [4, 10]). Для каждой из изучаемых ядерных систем при рассматриваемом значении энергии нами получена ядерная часть матрицы рассеяния $S_N(l) = \eta(l)\exp(2i\delta_r(l))$, где $\eta(l) = \exp(-2\delta_a(l))$, имеющая плавную зависимость от l , поскольку как фаза $\delta_a(l)$ (модуль $\eta(l)$), так и фаза $\delta_r(l)$ являются плавными монотонными функциями орбитального момента благодаря автоматическому контролю поведения производных $d\delta_a(l)/dl$ и $d\delta_r(l)/dl$. При этом квантовая функция отклонения $\Theta(l) = 2d[\delta_r(l) + \sigma_C(l)]/dl$, где $\sigma_C(l)$ – фаза кулоновского рассеяния, имеет типичный для случая ядерной радуги вид.

Найденные величины $\mu(l)$, $\Theta(l)$ и $\eta(l)$ приведены на рис. 1, 2. Использование полученных зависимостей $S_N(l)$ приводит к дифференциальным сечениям, показанным на рис. 3. Как видно, в каждом из изученных случаев экспериментальные данные корректно описываются рассчитанным сечением во всем рассматриваемом угловом диапазоне. Фитирование сечений проводилось при стандартной экспериментальной погрешности 10% [4, 6]. Из-за ограниченного углового диапазона, в котором выполнены измерения анализируемых сечений ^{16}O - ^{12}C - и ^{16}O - ^{16}O -рассеяния, мы дополнили имеющиеся экспериментальные данные несколькими фиктивными значениями, лежащими вне этого ограниченного диапазона, чтобы продемонстрировать поведение сечений в области больших углов рассеяния (см. [4, 11]). Анализ дифференциального сечения в расширенном диапазоне углов выполнялся только после завершения фитирования сечения в измеренном угловом диапазоне.

В случае ^4He - ^{90}Zr -рассеяния удалось описать всю совокупность данных с помощью единственного набора $S_N(l)$. Значения χ^2 для рассчитанных сечений упругого рассеяния следующие: 2.6, 1.6, 1.9 и 1.4 при $E = 59.1, 79.5, 99.5$ и 118.0 МэВ соответственно. Полное сечение реакций σ_R^t и угол ядерной радуги θ_R , отве-

чающий минимуму функции $\Theta(l)$, для перечисленных выше четырех значений E имеют значения: $\sigma_R^t = 1960, 2066, 2053$ и 2044 мб и $\theta_R = 201^\circ, 138^\circ, 109^\circ$ и 74° . Значения приведенной мнимой фазы $\mu(0)$ лежат в интервале $0.13 - 0.18$ (см. рис. 1). Поведение $\mu(l)$ при малых l свидетельствует о глубоком взаимном проникновении сталкивающихся ядер.

Среди исследованных случаев ${}^4\text{He}-{}^{90}\text{Zr}$ -рассеяния при $E = 79.5$ МэВ наблюдается наиболее выраженная эйри-структура, характеризующаяся двумя интенсивными радужными максимумами около 70° и 110° с глубоким минимумом между ними вблизи 90° . Несмотря на присутствие такой эйри-структуры, нами была обнаружена неоднозначность фитирования сечения в измеренном угловом диапазоне, которая приводит к различной интерпретации указанных максимумов и минимума. Однако, используя единственный найденный результат для $S_N(l)$ при $E = 118.0$ МэВ и учитывая увеличение интенсивности поглощения и ядерного преломления в области малых моментов с уменьшением энергии налетающих частиц (см., например, [12]), а также зависимость угла ядерной радуги от энергии [13], удалось избежать неоднозначностей в выборе вариантов представления $S_N(l)$ для ${}^4\text{He}-{}^{90}\text{Zr}$ -рассеяния при $E = 79.5$ МэВ. Таким образом, выраженные максимумы около 110° и 70° , наблюдаемые в дифференциальном сечении при $E = 79.5$ МэВ, интерпретируются как первичный и вторичный радужные максимумы, а разделяющий их минимум вблизи 90° – как эйри-минимум первого порядка. Приведенная идентификация радужных особенностей такая же, как и в [14].

В случае ${}^{16}\text{O}-{}^{12}\text{C}$ - и ${}^{16}\text{O}-{}^{16}\text{O}$ -рассеяния при каждом из рассматриваемых значений энергии нами были получены две различные зависимости $S_N(l)$ (варианты I и II на рис. 2). Набор $S_N(l)$ для варианта II характеризуется более сильным поглощением и ядерным преломлением в области небольших орбитальных моментов по сравнению с вариантом I. Величины χ^2 для рассчитанных сечений равны: $\chi^2 = 3.2$ (вариант I) и 3.0 (вариант II) для ${}^{16}\text{O}-{}^{12}\text{C}$ -рассеяния при $E = 200$ МэВ; $\chi^2 = 2.1$ (вариант I) и 2.0 (вариант II) для ${}^{16}\text{O}-{}^{12}\text{C}$ -рассеяния при $E = 300$ МэВ;

$\chi^2 = 2.5$ (вариант I) и 2.7 (вариант II) для ^{16}O - ^{16}O -рассеяния при $E = 350$ МэВ. Полные сечения реакций, найденные с использованием обоих вариантов представления $S_N(l)$, следующие: $\sigma_R^t = 1473$ (вариант I) и 1500 мб (вариант II) для ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 200$ МэВ; $\sigma_R^t = 1395$ (вариант I) и 1397 мб (вариант II) для ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 300$ МэВ; $\sigma_R^t = 1659$ (вариант I) и 1640 мб (вариант II) для ^{16}O - ^{16}O -рассеяния при $E = 350$ МэВ. Угол ядерной радуги в рассмотренных случаях принимает значения: $\theta_R = 105^\circ$ (вариант I) и 148° (вариант II) для ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 200$ МэВ; $\theta_R = 56^\circ$ (вариант I) и 94° (вариант II) для ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 300$ МэВ; $\theta_R = 64^\circ$ (вариант I) и 95° (вариант II) для ^{16}O - ^{16}O -рассеяния при $E = 350$ МэВ. В изученных случаях величина $\mu(0)$ для обоих вариантов представления $S_N(l)$ не превышает 0.3 .

Учитывая поведение функций $\Theta(l)$ (рис. 2), можно заключить, что интенсивный максимум около 90° в сечении ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 200$ МэВ и широкие максимумы около 50° в сечениях ^{16}O - ^{12}C -рассеяния ($E = 300$ МэВ) и ^{16}O - ^{16}O -рассеяния ($E = 350$ МэВ) интерпретируются как первичные радужные максимумы для варианта I и как вторичные радужные максимумы - для варианта II. Глубокий минимум вблизи 66° в сечении ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 200$ МэВ, а также минимумы около 43° и 44° в сечениях ^{16}O - ^{12}C -рассеяния ($E = 300$ МэВ) и ^{16}O - ^{16}O -рассеяния ($E = 350$ МэВ) соответственно являются эйри-минимумами первого порядка для варианта I и второго порядка для варианта II. Отметим совпадение приведенных результатов идентификации эйри-структур с полученными в работах [6, 15], в которых были найдены две разные подгонки к данным для ^{16}O - ^{12}C -рассеяния с использованием двух семейств оптических вудс-саксоновских потенциалов, сильно различающихся глубиной действительной части потенциала. Из рис. 3 видно, что наличие экспериментальных данных в области углов $\theta \geq 120^\circ$ для ^{16}O - ^{12}C -рассеяния при $E = 200$ МэВ и $\theta \geq 75^\circ$ и 85° для ^{16}O - ^{16}O -рассеяния ($E = 350$ МэВ) и ^{16}O - ^{12}C -рассеяния ($E = 300$ МэВ) соответственно сделало бы анализ более однозначным.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния для систем ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ в области энергий налетающих ядер $E = 13 - 30$ МэВ/нуклон, проведенный на основе модельнонезависимого S -матричного подхода, позволил получить количественное описание имеющихся данных и однозначно идентифицировать основной радужный максимум и структуры более высоких порядков в сечениях ${}^4\text{He}-{}^{90}\text{Zr}$ -рассеяния. Для однозначной интерпретации выраженных эйри-структур в сечениях ${}^{16}\text{O}-{}^{12}\text{C}$ - и ${}^{16}\text{O}-{}^{16}\text{O}$ -рассеяния необходимо провести анализ данных в более широком диапазоне углов.

Поведение приведенной мнимой фазы рассеяния для рассмотренных случаев ядро-ядерного рассеяния свидетельствует о принадлежности S -матрицы к систематике [1, 3]. При этом модуль $\eta(l)$ и ядерная фаза $\delta_r(l)$, определяющие ядерную часть матрицы рассеяния, являются плавными монотонными функциями орбитального момента, а функция отклонения $\Theta(l)$ имеет вид, характерный для случая ядерной радуги. Поведение матрицы рассеяния, полученное в [16–19] для изучаемых случаев ${}^4\text{He}-{}^{90}\text{Zr}$ -, ${}^{16}\text{O}-{}^{12}\text{C}$ - и ${}^{16}\text{O}-{}^{16}\text{O}$ -рассеяния, существенно отличается от найденного нами из-за наличия в $\eta(l)$ и $\Theta(l)$ немонотонных структур, связанных с проявлением отдельных полюсов Редже. Учитывая, что в большинстве случаев нами достигнуто заметно лучшее согласие с экспериментальными данными по сравнению с результатами [16–19], следует признать, что для указанных систем рассеяния при рассматриваемых энергиях присутствие в $\eta(l)$ и $\Theta(l)$ немонотонных структур (в том числе структур, не имеющих плавного поведения) не является оправданным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M.E. Brandan and K.W. McVoy, *Phys. Rev. C* **55**, 1362 (1997).
2. Ю.А. Глухов, С.А. Гончаров, А.С. Демьянова и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **65**, 647 (2001).
3. Y.J. Kim and M.H. Cha, *Int. J. Mod. Phys. E* **11**, 211 (2002).
4. V.Yu. Korda, A.S. Molev, and L.P. Korda, *Phys. Rev. C* **72**, 014611 (2005).
5. L.W. Put and A.M.J. Paans, *Nucl. Phys. A* **291**, 93 (1977).
6. A.A. Ogloblin, Yu.A. Glukhov, W.H. Trzaska, *et al.*, *Phys. Rev. C* **62**, 044601 (2000).
7. M.E. Brandan, A. Menchaca-Rocha, L. Trache, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **688**, 659 (2001).
8. E. Stiliaris, H.G. Bohlen, P. Fröbrich, *et al.*, *Phys. Lett. B* **223**, 291 (1989).
9. M.E. Brandan and G.R. Satchler, *Phys. Lett. B* **256**, 311 (1991).
10. В.Ю. Корда, А.С. Молев, Л.П. Корда, *Изв. РАН. Сер. физ.* **69**, 1595 (2005).
11. M. A. McEwan, S. G. Cooper, and R. S. Mackintosh, *Nucl. Phys. A* **552**, 401 (1993).
12. В.В. Пилипенко, *ЯФ* **61**, 467 (1998).
13. J. Knoll and R. Schaeffer, *Ann. Phys. (N.Y.)* **97**, 307 (1976).
14. K.W. McVoy and G.R. Satchler, *Nucl. Phys. A* **417**, 157 (1984).
15. A.A. Ogloblin, S.A. Goncharov, Yu.A. Glukhov, *et al.*, *ЯФ* **66**, 1523 (2003).
16. V.V. Pilipenko, *Mod. Phys. Lett. A* **13**, 211 (1998).
17. А.В. Кузниченко, В.В. Пилипенко, Г.М. Онищенко и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **66**, 701 (2002).
18. А.В. Кузниченко, В.В. Пилипенко, Г.М. Онищенко и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **67**, 704 (2003).
19. L.J. Allen, L. Berge, C. Steward, *et al.*, *Phys. Lett. B* **298**, 36 (1993).

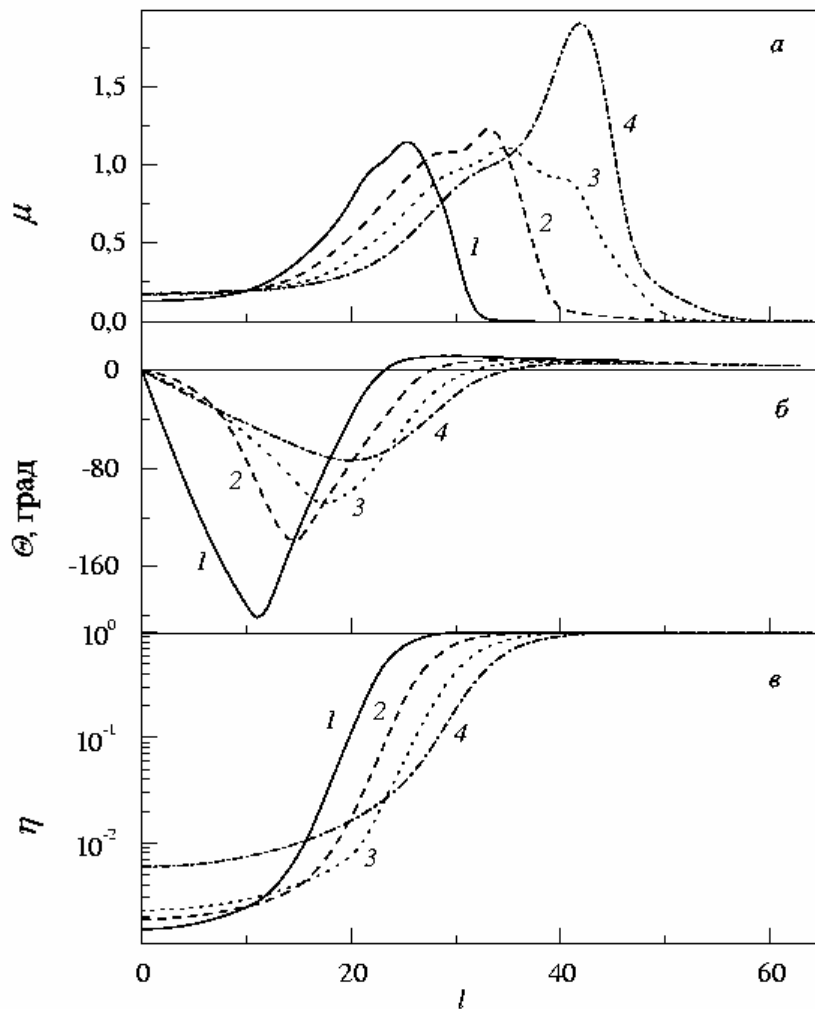


Рис. 1. Приведенная мнимая фаза рассеяния (*a*), функция отклонения (*b*) и модуль матрицы рассеяния (*c*) для упругого ${}^4\text{He}$ - ${}^{90}\text{Zr}$ -рассеяния при 59.1 (1), 79.5 (2), 99.5 (3) и 118.0 МэВ (4).

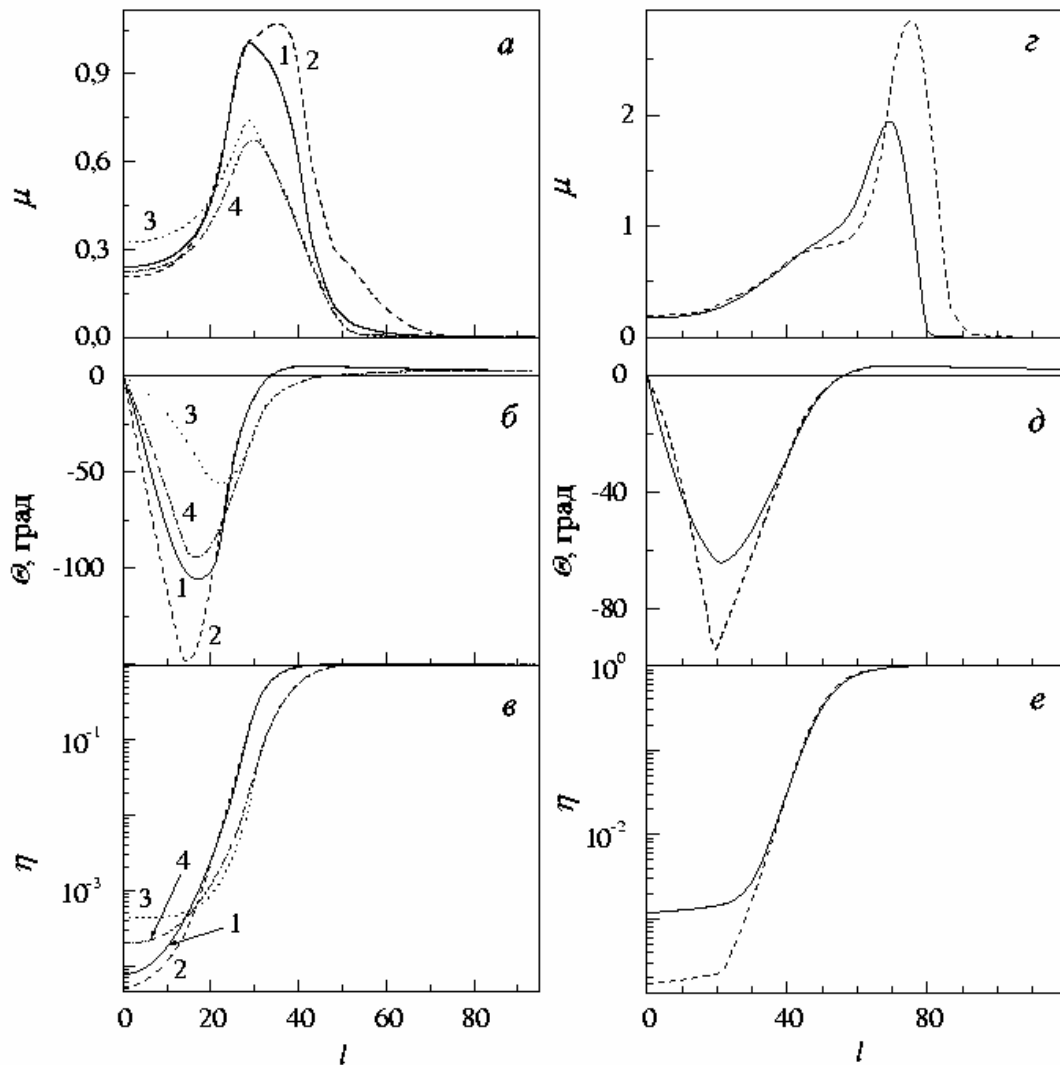


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$ -рассеяния (a-в) при 200 (1, 2) и 300 МэВ (3, 4) и $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ -рассеяния (z-e) при 350 МэВ (1, 3 и сплошные кривые на рис. z-e – вариант I, 2, 4 и штриховые кривые на рис. z-e – вариант II).

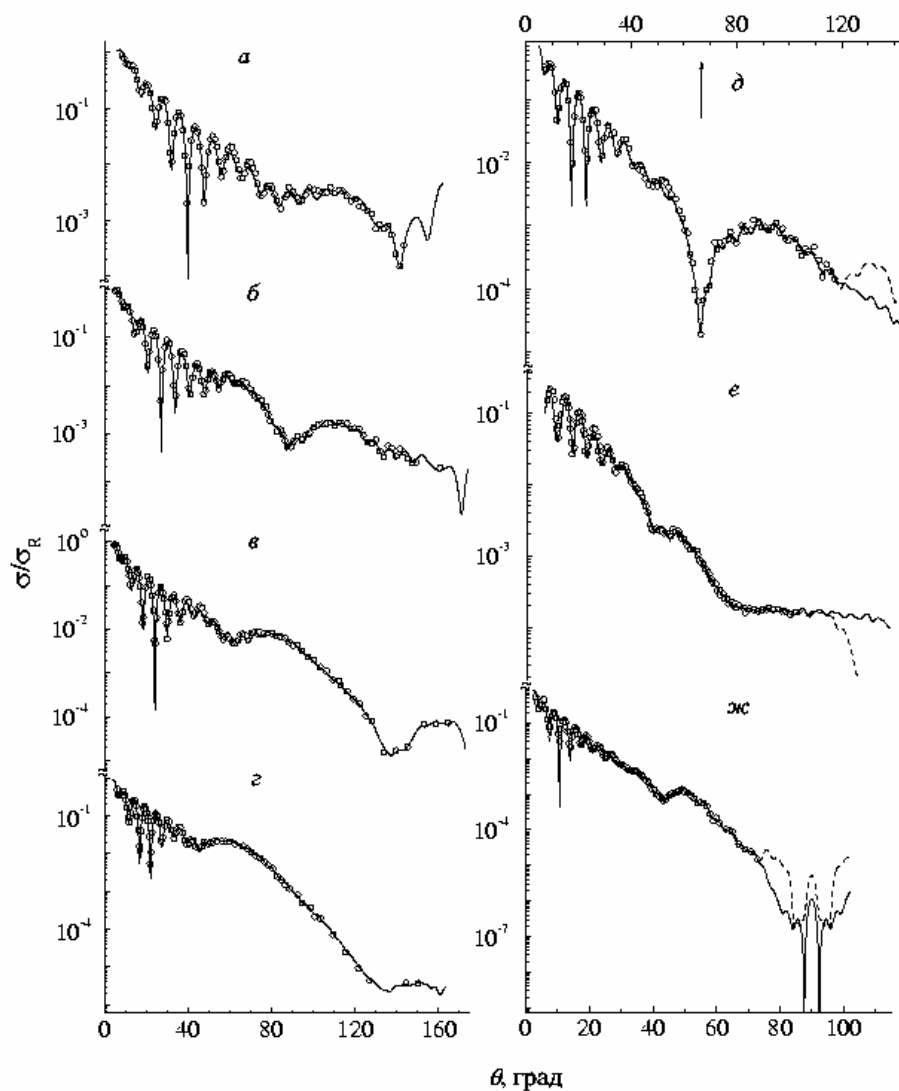


Рис. 3. Отношения дифференциальных сечений упругого рассеяния к резерфордским для систем ${}^4\text{He}+{}^{90}\text{Zr}$ при 59.1 (а), 79.5 (б), 99.5 (в) и 118.0 МэВ (г), ${}^{16}\text{O}+{}^{12}\text{C}$ при 200.0 (д) и 300.0 МэВ (е) и ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ при 350.0 МэВ (ж). Сплошные и штриховые кривые на рис. д-ж рассчитаны с использованием матрицы рассеяния для варианта I и II соответственно. Шкала по оси абсцисс для д приведена сверху. Точки – экспериментальные данные [5–9].