

## ИСКАЖЕННО-ВОЛНОВЫЕ ТЕОРИИ РАССЕЙНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ В ТРАДИЦИОННОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

М.М.МИРАБУТАЛЫБОВ

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия*  
mmmteymur@yahoo.com

*В данной обзорной статье приведены результаты проведенных теоретических работ по рассеянию протонов и электронов на ядрах в области промежуточных энергий. Проведен сравнительный анализ экспериментальных данных на основе двух теоретических подходов: искаженно-волновой теории нерелятивистского рассеяния нуклонов на ядрах с учетом эффектов ядерной среды в эффективном нуклон-нуклонном взаимодействии и искаженно-волновой релятивистской теории рассеяния электронов. Анализировались результаты вычислений сечений упругого и неупругого рассеяния протонов на ядрах, с привлечением данных по электронному рассеянию, демонстрирующие особенности поведения отдельных ее компонент при вариации параметров NN-рассеяния. Приведены также результаты теоретического анализа экспериментов по квазиупругому рассеянию протонов промежуточных энергий на ядрах.*

В настоящее время существует много экспериментальных и теоретических методов исследования пространственных характеристик атомных ядер, среди которых, в первую очередь, должны быть отмечены ядерные реакции, сопровождающиеся рассеянием электронов и протонов.

При изучении структуры ядер с помощью рассеянных электронов и протонов перед физиками – теоретиками ставятся две главные задачи: обязательно иметь более точную волновую функцию падающих возле ядра частиц и возможность выбора более реальных пробных функций распределения плотности протонов и нейтронов, а также переходных плотностей. Однако этого тоже недостаточно. С целью извлечения важных информации из эксперимента по рассеянию частиц, желательно иметь так же максимально простые выражения для соответствующих формфакторов или сечений. Это позволит проводить многократные повторные расчеты с применением разных ядерных моделей, выбранных для сравнения с экспериментом.

С этой целью в работе [1], предложена искаженно-волновая нерелятивистская теория рассеяния нуклонов на атомных ядрах.

### 1. Дифференциальное сечение рассеяния быстрых нуклонов на атомных ядрах

Дифференциальное сечение нуклонов промежуточных энергий на ядрах на основе трехмерной квазиклассики в рамках искаженно-волнового высокоэнергетического приближения, с единых позиций получено в следующем виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NN} \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{M=-L}^L \frac{1}{2L+1} \left| \tilde{F}_{LM}(\mathbf{q}) \right|^2 \quad (1)$$

Здесь формфактор ядра выражен через амплитуду свободного NN – взаимодействия, что позволяет дифференциальное сечение рассеяния падающих протонов выразить через полное сечение рассеяния на квазисвободных нуклонах ядра мишени:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NN} = \frac{\sigma_{p,n}^2 k^4 (1 + \varepsilon_{p,n}^2)}{16\pi^2 q^2} \ell^{-\beta_0^2 q^2} \quad (2)$$

При этом формфактор ядра представлен как функционал от борновского формфактора, т.е.

$$\tilde{F}_{LM}(q) = \frac{2\pi i}{k} [\Re_0 F_{LM}(q) + \Re_1 \frac{\partial F_{LM}(q)}{\partial q} + \Re_2 \frac{\partial^2 F_{LM}(q)}{\partial q^2} + \Re_3 \frac{\partial^3 F_{LM}(q)}{\partial q^3}] , \quad (3)$$

где

$$F_{LM}(q) = \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \int_0^\infty G_{LM}(x) \ell^{i\varepsilon qx} \rho_L(x) x dx , \quad (4)$$

в котором несферичность ядра содержится в амплитудной функции  $G_{LM}(x)$

$$G_{LM}(x) = \sum_{\nu=0}^L \frac{i^\nu}{(qx)^\nu} \left[ \frac{\partial^\nu Y_{LM}(\mu\varphi)}{\partial \mu^\nu} \right]_{\mu=\varepsilon} \quad (5)$$

Для анализа упругого рассеяния протонов средними и тяжелыми сферическими ядрами распределение плотности нуклонов обычно выбирается в виде ферми - функции

$$\rho_F(x) = \rho_0(x) = \frac{\rho^{(0)}}{1 + \exp\{(x - R)/b\}} \quad (6)$$

Здесь  $b$  – толщина поверхностного слоя ядра,  $R = r_0 A^{1/3} \Phi_M$  – радиус полуспада нуклонной плотности.

Для количественной характеристики точности описания сечений рассчитывалась величина

$$\chi^2 = \frac{1}{n - m} \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\sigma_{эксн}^i(\vartheta) - \sigma_{теор}^i(\vartheta)}{\Delta\sigma_{эксн}^i} \right]^2 \quad (7)$$

Здесь  $n$  - количество изучаемых точек,  $m$  – количество варьируемых параметров,  $\Delta\sigma_{эксн}^i$  - экспериментальная погрешность при соответствующих углах рассеяния.

В вычислениях для параметров свободного NN - взаимодействия при энергии падающих протонов  $\sim 1$  ГэВ принимаются следующие значения:

$$\sigma_p = 4.75 \text{ фм}^2, \quad \varepsilon_p = -0.05, \quad \beta_0^2 = 0.21 \text{ фм}^2; \quad \sigma_n = 4.04 \text{ фм}^2, \quad \varepsilon_n = -0.5.$$

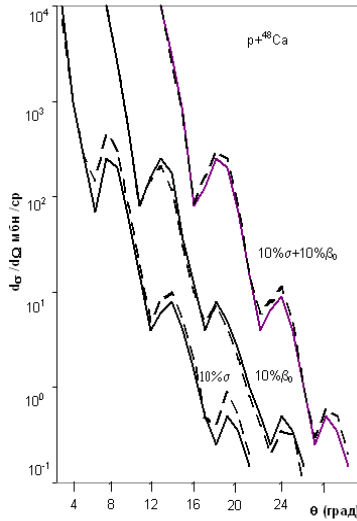
Здесь  $\sigma_p$  ( $\sigma_n$ ) – полное сечение  $pp$  ( $pn$ ) – рассеяния;  $\beta_0^2$  - наклон дифракционного конуса.

Для изучения возможного проявления кварковых степеней свободы в ядрах, при созданных условиях жестких взаимодействий нуклонов, обратимся к поискам «ядерной экзотики». Хорошо известным примером такого рода является эффект ЭМС [2]. Он заключается в заметном различии структурных функций

свободных и связанных в ядре нуклонов.

В расчетах, с целью учета различий в этих структурных функциях, изменим параметры  $\sigma$  и  $\beta_0$  в ядре, т.е. заменим  $\sigma \rightarrow (1 + \alpha_{ef})\sigma$  и  $\beta_0 \rightarrow (1 + \alpha_{ef})\beta_0$ . Этим мы косвенным путем учтем разбухание нуклонов в ядре, т.е. увеличение нуклонного размера в среде.

На рис.1 на примере  $^{48}\text{Ca}$  демонстрируется чувствительность сечения к изменениям  $\sigma$  и  $\beta_0$  при следующих значениях эффективного параметра разбухания  $\alpha_{ef}$ :  $\alpha_{ef} = 0$  и  $\alpha_{ef} = 0.1$ .



**Рис. 1.** Чувствительность сечения упругого рассеяния протонов на  $^{48}\text{Ca}$  ( $E_p = 1,04$  ГэВ) к значению эффективного параметра разбухания  $\alpha_{ef}$ : сплошные линии:  $\alpha_{ef} = 0$ ; штриховые -  $\alpha_{ef} = 0,1$ . На левых кривых варьируется только  $\sigma$ , на средних – только  $\beta_0^2$ , на правых -  $\sigma$  и  $\beta_0^2$  вместе (сдвинутые относительно друг друга на  $5^\circ$ ).

Рассмотрены вариации  $\sigma$  и  $\beta_0$  в отдельности и их комбинации. Реалистической ситуации отвечает совместное изменение этих величин. Как и следовало ожидать, чувствительность к вариациям  $\sigma$  оказалась заметно большей, чем к вариациям  $\beta_0$ .

Таким образом, анализируя выше полученное, можно прийти к такому заключению, что такая высокая чувствительность результатов к вариациям  $\sigma$  и  $\beta_0$  делает протон-ядерное рассеяние в некотором отношении более подходящим средством изучения эффекта разбухания. Можно сказать, что именно этот эффект породил множество объяснений, большинство из которых апеллирует к ядерной экзотике. Так было сделано предположение о значительной примеси мультикарковых конфигураций.

Для более близкого подхода к реальной ситуации, желательно учесть

размеры взаимодействующих нуклонов, что обычно делается разными способами. Однако этот подход проведен с учетом кварковой структуры в взаимодействующих нуклонах.

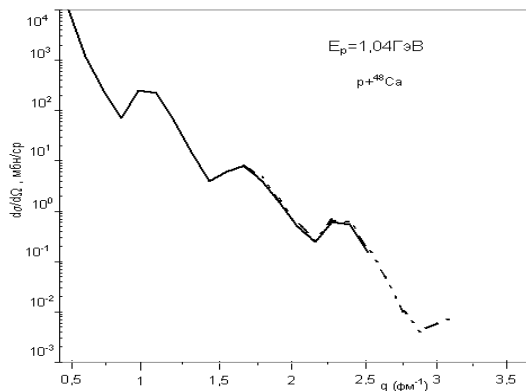
В нуклонной ядерной модели атомное ядро рассматривается как система взаимодействующих нуклонов, а сами нуклоны как бесцветные трехкварковые кластеры. Таким образом, в ядрах и ядерных процессах могут возникать нетривиальные многокварковые системы (МКС) [3].

При этом предположим, что существование и взаимодействие двух фаз происходит в динамике, то есть падающий нуклон во время взаимодействия с ядерными нуклонами, (замороженными трехкварковыми кластерами) создает многокварковую б $q$  систему соответствующим распределением этих кварков внутри единого объема – мешка.

В области промежуточных энергий и в условиях большой передачи импульса  $q > q_0 \sim \hbar/r_0$  падающий нуклон проникает в очень малый объем пространства, ограниченный радиусом мешка  $r_0$ , и, при этом, проявляется многокварковая структура, а в периферической части NN – взаимодействие определяется пионным обменом. Поэтому, потенциал парного NN – взаимодействия задается реалистическими нуклон-нуклонными силами, а в области действия ко-ры оно заменяется многокварковым взаимодействием.

Достоинство этого подхода состоит в том, что оно не требует пересмотра основных положений традиционной ядерной физики. Действительно, многокварковые компоненты сконцентрированы в малых пространственных областях, и при низких энергиях, с небольшой передачей импульса, их действие в нуклонном канале можно имитировать. При больших переданных импульсах основной вклад дает область малых расстояний, т.е. область многокварковых состояний.

Теперь, применяя вышеизложенную теорию, проведем сравнение полученных данных зависимости дифференциального сечения от передаваемого импульса, с экспериментальными данными по рассеянию протонов с падающей энергией  $E_p = 1,04$  ГэВ на ядре  $^{48}\text{Ca}$ , приведенными на рис.2.



**Рис. 2.** Вклад шестикваркового мешка в сечение упругого рассеяние нуклонов с энергией  $E_p = 1,04$  ГэВ на ядре  $^{48}\text{Ca}$ : сплошная линия – без учета кварковой структуры нуклона, штриховая – учет с учетом кварковой структуры.

Как видно из этого рисунка, учет МКС в области ограниченной радиусом мешка  $r_0 \sim 0,8\text{фм}$ , в сечениях начинает проявляться при значениях передаваемого импульса  $q > q_0 \sim \hbar/r_0 \sim 1,55\text{фм}^{-1}$ , и смещает кривую в левую сторону.

При анализе дифференциального сечения рассеяния падающего протона на ядро выбиралось условие лучшего описания эксперимента. Учет кварковой структуры нуклонов привел к аналогичному изменению дифференциального сечения, полученного, при учете разбухания нуклонов в ядре. В результате анализа этих двух подходов обнаружено, что разбухание возможно нуклонов в среднем на 5-10%.

## 2. Возбуждение гигантских резонансов в ядрах неупругим рассеянием протонов

Возможность получения информации о свойствах атомных ядер в основном и возбужденных состояниях по данным о рассеянии протонов атомными ядрами в значительной степени зависит от того насколько хорошо известен механизм процесса взаимодействия, приводящий к возбуждению ядер.

Обычно, при изучении низковозбужденных состояний ядер с помощью неупругого рассеяния, пренебрегают потерей энергии перерассеянных частиц. При этом предполагается, что возбуждение, в основном, происходит за счет передаваемого импульса падающих частиц. С увеличением энергии падающих частиц ( $\geq 100 \text{ МэВ}$ ) помимо процесса возбуждения низких состояний значительную роль приобретают высоковозбужденные состояния.

Однако, несмотря на то, что значения потери энергии падающих частиц в высоковозбужденных ядрах составляет  $10 \div 60 \text{ МэВ}$ , из-за сложности расчета сечений, часто пренебрегают ими. Это не может быть без отражения в результатах анализа структур возбужденных ядер.

Применим искаженно-волновую теорию неупругого рассеяния нуклонов для изучения гигантских резонансов, появляющихся в ядрах с учетом потерь энергии падающих частиц.

Запишем двойное дифференциальное сечение неупругого рассеяния нуклонов с учетом ширины энергии возбуждения ядра в виде формулы Брейта-Вигнера.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_f} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NA} \frac{1}{E_i^{1/2} E_f^{1/2}} \frac{1}{2} \sum_{L=0}^{\infty} \frac{|F_L(q)|^2}{2L+1} \frac{\tilde{A}_L^2/4}{(E_x - E_L)^2 + \tilde{A}_L^2/4} \quad (8)$$

Потеря энергии падающих нуклонов  $E_x = E_i - E_f$  есть разница кинетических энергий падающих и рассеянных частиц.

Импульс передачи этих нуклонов ядру мишенью, в этом случае, принимает вид

$$|\mathbf{q}| = |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f| = \sqrt{k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos\vartheta} = \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} \sqrt{E_i + E_f - 2E_i^{1/2} E_f^{1/2} \cos\vartheta} \quad (9)$$

Для изучения свойств высоковозбужденных ядер в области энергии возбуж-

дения, где расположен сильный резонанс, применяется коллективная модель, которая создана на основе гидродинамической модели ядра. При этом, объединяя в коллективной теории ядра низкоэнергетические и высокоэнергетические коллективные степени свободы, учтем связь колебаний поверхности ядра с колебаниями плотности нуклонов.

Взаимодействие колебаний плотности со степенями свободы колебаний поверхности ядра является очень сильным, поэтому оно существенно сказывается на структуре гигантских резонансов.

Для учета связи колебаний плотности с движением ядерной поверхности полную плотность протонов -  $\rho_p(\mathbf{r}, t)$  в возбужденном ядре представим в виде сумм равновесной плотности -  $\rho_p(\mathbf{r})$  и плотностей флуктуаций ответственных за гигантские резонансы -  $\rho_p(\mathbf{r})\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t)$ , распространяющиеся от центра до поверхности и колебаний поверхности ядер -  $\rho_p(\mathbf{r})\eta^{vib}(\mathbf{r}, t)$  т.е.,

$$\rho_p(\mathbf{r}, t) = \rho_p(\mathbf{r}) + \rho_p(\mathbf{r})\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t) + \rho_p(\mathbf{r})\eta^{vib}(\mathbf{r}, t) \quad (10)$$

В коллективной теории флуктуацию, ответственную за появление гигантских резонансов -  $\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t)$ , можно представить в виде:

$$\eta^{Gr}(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l q_{lm}(t) A_l j_l(k_l r) Y_{lm}^* \quad (11)$$

а флуктуацию плотности на поверхности ядра будем искать в виде разложения по коллективной координате -  $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ , т.е.,

$$\eta^{vib}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) A_{\lambda} j_{\lambda}(k_{\lambda} r) Y_{\lambda\mu}^* \quad (12)$$

Переходную плотность, ответственную за квадрупольное колебание поверхности ядра полученную в рамках коллективной модели, выразим через реальную функцию распределения нуклонов в основном состоянии, которая в расчетах выбирается в виде ферми - функции:

$$\rho_2 = A_2 \sqrt{\frac{\hbar}{2B_2^{vib} \varpi_2}} j_2(k_2 r) \rho_p(r) \quad (13)$$

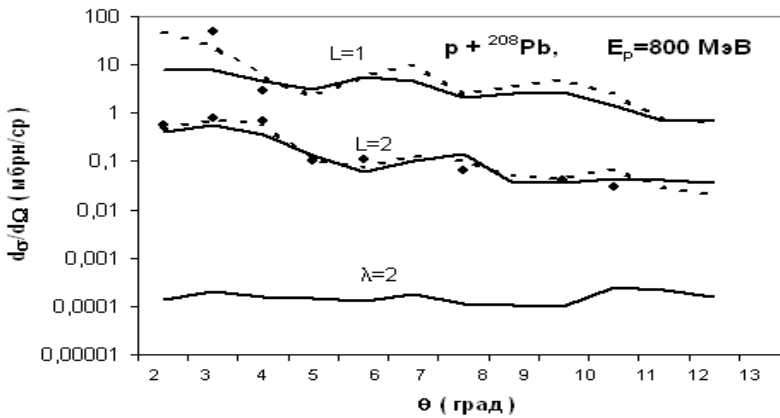
Так как вибрация, в основном, происходит на поверхности ядра, равновесную плотность (6) напишем в виде двух слагаемых [4]:

$$\rho(r) = \rho_0 S(r - R_0) - \rho_0 \frac{\pi^2}{6} b^2 \delta'(r - R_0), \quad (14)$$

где  $S$  - ступенчатая функция;  $S = 1$  при  $r < R_0$  и  $S = 0$  при  $r > R_0$ . Здесь  $\delta'$  - производная от  $\delta$  - функции. Здесь первый член ответственный за гигантский резонанс, а второй за вибрации поверхности ядра.

Применяя вышеразвитую теорию к неупругому рассеянию протонов с падающей энергией 800 МэВ на ядре  $^{208}Pb$ , изучены гигантский дипольный и квадрупольные резонансы, также квадрупольные вибрации поверхности этого ядра.

На рис.3 приведены сравнения результатов полученных для двойного сечения в зависимости от энергии рассеянных протонов с экспериментальными и теоретическими данными на основе модели поверхностного отклика [5] при угле рассеяния  $\vartheta = 13^\circ$ .



**Рис. 3.** Зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния протонов на ядре  $^{208}\text{Pb}(p, p')$  при  $E_i = 800$  МэВ для дипольного ( $L = 1$ ) и квадрупольного ( $L = 2$ ) гигантских резонансов, а так же квадрупольной ( $\lambda = 2$ ) вибрации ядерной поверхности. Сплошная линия – полученные результаты, точки экспериментальные данные и штрих линия - результаты работы [5], вычисленные в искаженно- волновом борновском приближении.

При этом получено, что энергии возбуждения гигантских дипольных и квадрупольных резонансов с соответствующими ширинами принимают следующие значения:  $\hbar\Omega_1 = 13,18$  МэВ и  $\Gamma_1 = 2,3$  МэВ;  $\hbar\Omega_2 = 21,18$  МэВ и  $\Gamma_2 = 6,1$  МэВ. Также для энергии вибрации поверхности ядра с шириной возбуждения получены -  $\hbar\omega_2 = 1,15$  МэВ и  $\Gamma_{\lambda=2} = 1,08$  МэВ.

Для параметра, характеризующего среднеквадратичную деформацию возбужденного ядра, получено -  $\beta = 0,42$ .

Как видно из рис. 3 ход кривых, полученных при искаженно-волновом борновском приближении и результаты настоящей работы сходятся. Однако, при определенных углах рассеяния максимумы сечения получаются заниженными.

Анализируя полученные результаты, можно прийти к такому заключению, что искаженно - волновая теория неупругого рассеяния протонов, развитая выше, удовлетворительно описывает экспериментальные данные и позволяет, с применением разных ядерных моделей, изучать важные свойства возбужденных ядер.

#### 4. Искаженно-волновая теория реакции квазиупругого выбивания нуклонов из ядер

Исследования реакций квазиупругого рассеяния нуклонов в области промежуточных начальных энергий и эксперименты, в которых она изучалась, подтвердили правильность модели прямого выбивания частицы из ядра. Несмотря на

определенные успехи в описании механизма ядерных реакций, многие вопросы еще остаются открытыми. В какой-то степени это связано с нерешенными проблемами из области теории ядра: отсутствие надежных данных о внутриядерных волновых функциях, двухчастичных потенциалах и др. Серьезной проблемой является параметризация искаженных волн перерассеянных нуклонов.

Дальнейшие исследования процессов выбивания частиц быстрыми нуклонами могут дать дополнительные сведения о волновых функциях основного состояния ядер и о распределении импульсов нуклонов в этом состоянии.

Основываясь на теории прямых взаимодействий нуклонов с поверхностными протонами и нейтронами ядра [6], применяя выше развитую теорию рассеяния протонов промежуточных энергий в искаженно-волновом приближении [2], и получив в аналитическом виде выражение дифференциального сечения, можем извлечь более точную информацию о выбитых нуклонах до реакции в ядре.

Рассмотрим реакцию квазиупругого выбивания протонов нуклонами из ядра и переход нуклонов в остатке ядре на верхний энергетический уровень.

Запишем дифференциальное сечение реакции  $A(N, Np)B^*$  в следующем виде [7]:

$$d\sigma_{n,np} = (2\pi)^4 \frac{m}{k} d\mathbf{p}_f d\mathbf{p}_p \delta(E_i - E_f - E_p - E_N - E_R) \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\sigma_i \sigma_f} \sum_{M_i M_f} |T_{if}|^2 \quad (15)$$

Здесь  $\mathbf{p}_f$ ,  $\mathbf{p}_p$  трехмерные импульсы рассеянных нейтронов и выбиваемых протонов, а  $E_i$ ,  $E_f$  - кинетические энергии падающих и рассеянных нейтронов. Энергия выбиваемых протонов -  $E_p$ , энергия отрыва наименее связанного

протона -  $E_N$  энергия отдачи дочернего ядра -  $E_R = \frac{P_R^2}{2M_{A-1}}$  (определяется с

помощью импульса ядра отдачи -  $\mathbf{P}_R$ ).

Матричный элемент перехода ядра представляется в виде

$$T_{if} = \sum_{\sigma_N \sigma_p} \langle f | \int \Psi_{k_f}^{(-)*}(\mathbf{r}) \Psi_{\mathbf{k}_3}^*(\mathbf{x}_3) \Phi_{j'm'}^*(\theta_2, \varphi_2) \chi_{\frac{1}{2}m_3}^* \chi_{\frac{1}{2}m'}^* \psi(|\mathbf{r} - \mathbf{x}_3|) \Psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}) \Phi_{jm}(\theta_2, \varphi_2) \Psi_{n_l}(\mathbf{x}_3) \Phi_{im_3}(\theta_3, \varphi_3) \chi_{\frac{1}{2}m'} d\mathbf{x}_3 W(\mathbf{x}_3) \delta(|\mathbf{x}_3 - R|) | i \rangle \quad (16)$$

После применения математического метода, предложенный в [2], для дифференциального сечения квазиупругого выбивания нуклонов с одночастичным возбуждением остаточного ядра, получено

$$\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_f} = \aleph(q) S^2(J_1, J, J_2) \sum_{\sigma_i \sigma_f} \sum_{L=0}^{\infty} i^{2L} (2L+1) \mathbf{x} \left| \Psi_{n'L}(R) \sum_{n=0}^3 a_n(q) \frac{\partial^n j_L(|\mathbf{q} - \mathbf{k}_3|R)}{\partial q^n} \right|^2, \quad (17)$$

где

$$S^2(J_1, J, J_2) = (2L_2 + 1)(2L_1 + 1)(2J_1 + 1) W_R^2(L_2 J_2 L_1; \frac{1}{2} J) \quad (18)$$

Коэффициент Рака -  $W_R(L_2 J_2 L_1; \frac{1}{2} J)$ .

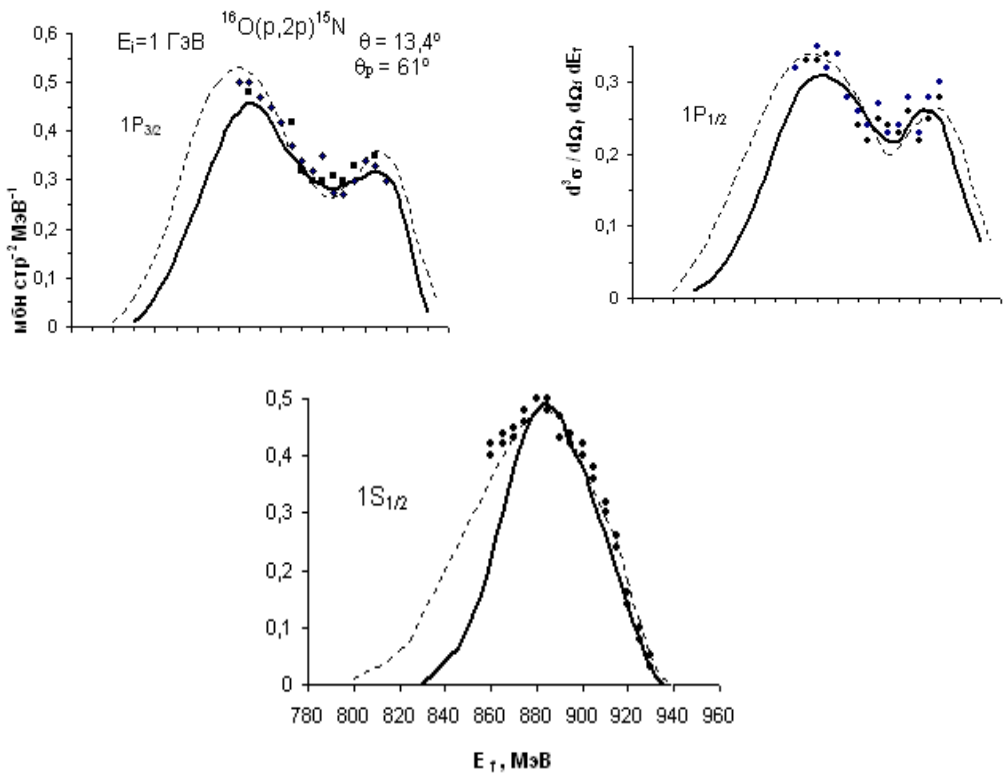
Энергия выбиваемого нуклона определяется с помощью следующего выражения:

$$E_3 = E_i - E_f - E_N - E_R \quad (19)$$

Зная энергии вылетающих нуклонов и углы их вылета, можно прямо определить энергии и импульсные распределения одночастичных состояний в конкретных оболочках.

Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния протонов с энергией 1ГэВ, вычислено для ядер  $^{16}\text{O}$ . Анализ, в основном, был сведен к изучению формы корреляционных распределений и относительных выходов протонов с различных ядерных оболочек.

Ядро  $^{16}\text{O}$  может испускать протоны с уровнями  $1P_{3/2}, 1P_{1/2}, 1S_{1/2}$ . Поэтому дифференциальные сечения, рассчитанные для каждого из этих случаев, приведены на рис.4. Кроме того, на этом рисунке для сопоставления приведены теоретические кривые, рассчитанные в работе [8] с Хартри - Фоковскими волновыми функциями.



**Рис. 4.** Дифференциальные сечения реакций квазиупругого выбивания протонов с различных оболочек ядра  $^{16}\text{O}$ . Точки – экспериментальные данные [8], сплошная линия - теоретические расчеты, штрих линия - теоретические результаты с Хартри-Фоковскими волновыми функциями.

Расчеты, в основном, выполнены для угла вылета медленных протонов  $\theta_3 = 61^\circ$  при фиксированном угле рассеяния быстрого протона  $\theta = 13,4^\circ$

Как видно из рис. 4 энергетическому распределению протонов для уровней  $P_{1/2}$  и  $P_{3/2}$ , соответствуют два максимума в области энергий 865 МэВ и 925 МэВ, что можно объяснить, исходя из распределения по импульсам протонов, находящимся на соответствующем одночастичном уровне. Первый максимум соответствует заселению основного состояния ( $1/2 -$ ) и ( $3/2 -$ ). Второй максимум соответствует возбужденному состоянию в ядре остатка  $^{15}\text{T}$ .

На рисунке также приведена кривая, описывающая выбивание протона из состояния  $S_{1/2}$  с максимумом в области энергий 875 МэВ.

Необходимо отметить, что полученные значения энергии одночастичных возбуждений остаточных ядер являются несколько завышенными. Это возможно связано с тем, что в остаточных ядрах не были учтены вклады от коллективных возбуждений.

Таким образом, можно придти к такому заключению, что удовлетворительное описание формы корреляционных распределений и относительных выходов протонов, с одной стороны свидетельствует о том, что способ учета искажения волн и математические методы, применяемые в расчетах амплитуды процесса являются достаточно точными, а с другой стороны, согласие одночастичных энергетических спектров как с экспериментальными данными, так и с кривыми сечений, рассчитанных с Хартри - Фоковскими волновыми функциями, позволяют сделать вывод, что этот теоретический механизм хорошо описывает  $A(p, Np)B^*$  - реакции, а также и структуру ядра. Поэтому он может быть применен для количественного анализа дифференциальных сечений квазиупругого взаимодействия нуклонов в ряде ядер.

## **5. Рассеяние электронов на атомных ядрах**

### **в искаженно-волновом высокоэнергетическом приближении**

Исследование ядер электронами – это один из эффективных методов изучения структуры ядер, поскольку хорошо известен характер взаимодействия электрона с ядром. По сравнению с ядерными частицами электромагнитный характер взаимодействия электронов с ядрами значительно упрощает интерпретацию экспериментальных данных. Рассеяния электронов обладают преимуществами и перед фотоядерными реакциями, так как в случае реальных фотонов переданный ядру импульс определяется переданной ядру энергией, тогда как в случае виртуальных фотонов, т.е. при взаимодействии электронов с ядрами, допустимы различные значения передаваемых ядру импульсов. Это позволяет более или менее независимо варьировать энергию и импульс, и всесторонне исследовать матричные элементы распределений зарядов и токов в ядре.

В средних и тяжелых ядрах важно учитывать искажения падающих и уходящих волн в кулоновском поле ядра, что осложняет вычисление амплитуды рассеяния. Достаточно точный количественный способ учета этих искажений в амплитуде рассеяния электронов на ядрах, был получен в рамках высокоэнерге-

тического приближения в работе [9]. Волновые функции относительного движения электрона получены из квазиклассического решения уравнения Дирака. Это теория была применена с зарядовой пробной ферми-функцией в ядрах для упругого и неупругого рассеяния падающих электронов с возбуждением низких энергетических состояний [10]. Позже нами был предложен другой метод расчета амплитуды процесса, позволяющий применять разные ядерные функции [11].

Основной задачей исследования упругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах, является изучение пространственной структуры ядер, поведения среднеядерных характеристик, определение влияния нейтронов на распределение протонов в ядре, определение электрических и магнитных мультипольных моментов в деформированных ядрах и т. д.

Исходя из того, что экспериментально измеряемой величиной, в упругом рассеянии электронов, является именно формфактор ядра, то его теоретическое вычисление с помощью полученных аналитических выражений теми или иными методами, имеет большое значение.

С этой целью, применяя искажено-волновую теорию рассеяния высокоэнергетических электронов на ядрах, определим характеристические ядерные параметры.

Анализ сечений с помощью теории рассеяния протонов промежуточных энергий позволил получить достаточно точную информацию о нуклонных распределениях в ядрах. Известно, что быстрые протоны имеют приблизительно одинаковую чувствительность к протонам и нейтронам ядра. Это значит, что из данных по рассеянию протонов на ядрах можно извлечь сведения об изоскалярной плотности, т.е. о сумме распределений нейтронной и протонной плотностей:

$$\rho_0(x) = \rho_p(x) + \rho_n(x) \quad (20)$$

В расчетах, распределение плотности нуклонов в ядрах -  $\rho_0(x)$ , выбираем в виде ферми-функции.

В отличие от падающих протонов, рассеянные электроны на поверхностях ядер хорошо “чувствуют” тонкую структуру. Тонкая структура в распределении плотности протонов выявляется в трехпараметрической ферми – функции:

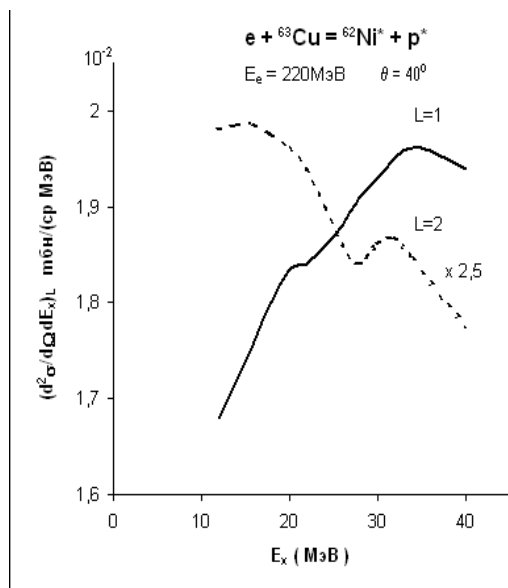
$$\rho_p(x) = \rho_{0p}^{(0)} \left(1 + w \frac{x^2}{R^2}\right) \tilde{\rho}(x) \quad (21)$$

Таким образом, определяя из рассеяния протонов на ядрах параметры распределения плотности нуклонов, а из электронного рассеяния выявив распределение протонов, с помощью выражения (20), находим распределение плотности нейтронов:

$$\rho_n(x) = \rho_{0n}^{(0)} \left(1 - w \frac{Z}{A - Z} \frac{x^2}{R^2}\right) \tilde{\rho}(x) \quad (22)$$

Дифференциальные сечения упругого рассеяния, вычисленные при различных углах и энергиях падающих электронов, сравнивались с экспериментальными для следующих ядер:  ${}_{20}^{40}\text{Ca}$  и  ${}_{20}^{48}\text{Ca}$  при энергии падающих электронов -  $E=250$  МэВ,  ${}_{24}^{52}\text{Cr}$ ,  ${}_{24}^{54}\text{Cr}$  и  ${}_{26}^{54}\text{Fe}$ , -  $E=200$  МэВ,  ${}_{28}^{58}\text{Ni}$  и  ${}_{28}^{60}\text{Ni}$ , -  $E=225$  МэВ,

$^{88}_{38}\text{Sr}$ , -  $E=200$  МэВ,  $^{90}_{40}\text{Zr}$  и  $^{92}_{42}\text{Mo}$  -  $E=209$  МэВ,  $^{208}_{82}\text{Pb}$ , -  $E=250$  МэВ. На Рис. 5 на примере ядер  $^{88}_{38}\text{Sr}$  и  $^{208}_{82}\text{Pb}$  демонстрируется сравнение теоретических и экспериментальных сечений.



**Рис. 5.** Сечения упругого рассеяния электронов на  $^{88}\text{Sr}$  ( $E_e = 400$  МэВ) и  $^{208}\text{Pb}$  ( $E_e = 502$  МэВ). Сплошная линия - результаты теоретических расчетов, точки - экспериментальные данные.

Характеристические ядерные параметры, полученные из совместного анализа сечений по упругому рассеянию электронов и протонов на одних и тех же ядрах, позволяют более достоверно определить разницу в распределениях изотопов и изотонов. При этом, обосновав полученные результаты по изменению распределений плотностей протонов и нейтронов на основе оболочечной модели ядра, были определены характерные параметры этих ядер. На основании проведенных нами ранее исследований [12], а так же результатов, полученных в работах [10], можно прийти к такому заключению, что в ядрах, у которых в сверхзаполненную оболочку добавляется пара протонов или нейтронов, толщина поверхностного слоя возрастает, а когда оболочка (или подоболочка) замыкается по протонам или нейтронам толщина поверхностного слоя уменьшается по сравнению со значением для ядер с незаполненной оболочкой.

Такое изменение ядерных параметров с добавлением нейтронов и протонов хорошо объясняется приложением теории ядерной материи к эффектам незамкнутости оболочки, взаимодействию нуклонов внутри подоболочки, поляризации остова, спариванию добавленных к подоболочки нуклонов.

В модели независимых частиц это закономерность в изменениях среднеквадратичных радиусов распределения протонов и нейтронов в ядрах объясня-

ется тем, что в тяжелых ядрах существование нейтронного избытка приводит к неодинаковым средним полям.

## 6. Изучение гигантских резонансов в ядрах неупругим рассеянием электронов

Неупругое рассеяние электронов на ядрах при различных энергиях позволяет всесторонне изучать угловые, энергетические и другие распределения частиц-продуктов, энергию конечного ядра и каналы его распада. Проведенный анализ этих многочисленных и разнообразных данных позволяет получить достоверную информацию о строении ядер.

Анализ экспериментальных данных по возбуждению гигантских резонансов, в основном, проводится в рамках совместного применения коллективной и одночастичной моделей ядра. При неупругом рассеянии электронов на ядрах, такой подход позволяет не только описать процессы формирования гигантских мультипольных резонансов, но и исследовать одночастичные возбуждения конечных ядер.

Неупругим рассеянием электронов (с учетом потери энергии падающих электронов) исследованы свойства возбужденных состояний ядер с одним протоном в сверхзаполненной оболочке. При этом ядро рассматривается, как остов и частица.

Для изучения ядер, у которых сверхзамкнутой оболочки имеется один протон, распределение переходной плотности протонов представим в виде сумм переходной плотности остова ядра и переходной плотности избыточного протона в отдельной подоболочке [13]

$$\langle f | Z\rho(\mathbf{r}) | i \rangle = Z_{os} \langle f | \rho_{os}(\mathbf{r}) | i \rangle + \langle f | \rho_c(\mathbf{r}) | i \rangle, \quad (23)$$

что позволяет дифференциальное сечение представить в виде суммы приведенной вероятности одночастичного электрического перехода и сечения рассеяния электронов на остове ядра.

$$\frac{d\sigma_{if}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mot} \frac{2j_f + 1}{2j_i + 1} \left\{ \frac{1}{Z^2 e^2} B(E\lambda; j_i \rightarrow j_f) + \sum_{LM} \frac{|F_{LM}^{os}(q)|^2}{2L + 1} \right\}, \quad (24)$$

где вероятность перехода с мультипольностью  $\lambda$  имеет вид:

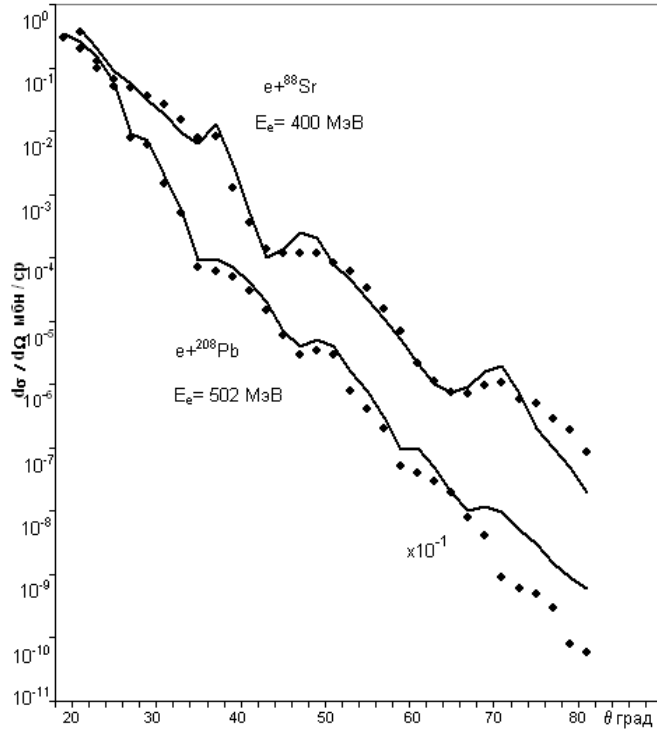
$$B(E\lambda) = \frac{e^2(2\lambda + 1)q^{2\lambda}}{4\pi[(2\lambda + 1)!!]^2} \langle j_i 1/2 \lambda 0 | j_f 1/2 \lambda \rangle^2 [G(q) - i\nabla G(q, r)_{r=0}]^2 \left| \int_0^\infty u_f(r) r^{\lambda+2} u_i(r) dr \right|^2 \quad (25)$$

Выражение, соответствующее возбуждению остова ядра, решается с помощью динамической коллективной модели ядра.

Применим вышеизложенную теорию к конкретному случаю, то есть рассеянию электронов с падающей энергией 220 МэВ, на ядре  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$ . Согласно оболочечной модели, в ядре  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$  в сверхзаполненной подоболочке содержится один протон, поэтому за остов принимаем магическое ядро  ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ , в котором протонная оболочка заполнена ( $Z = 28$ ). Последний протон в ядре  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$  занимает место в подоболочке  $2p_{3/2}$ , который при возбуждении переходит в состоя-

ние  $5/2^-$  подболочки  $1f_{3/2}$ .

Для изучения зависимости сечения от энергии возбуждения рассеянных электронов, в остове  ${}^{62}_{28}\text{Ni}$  при угле рассеяния  $\theta = 40^\circ$  для гигантских дипольных и квадрупольных резонансов, вычислены дважды дифференциальные сечения.



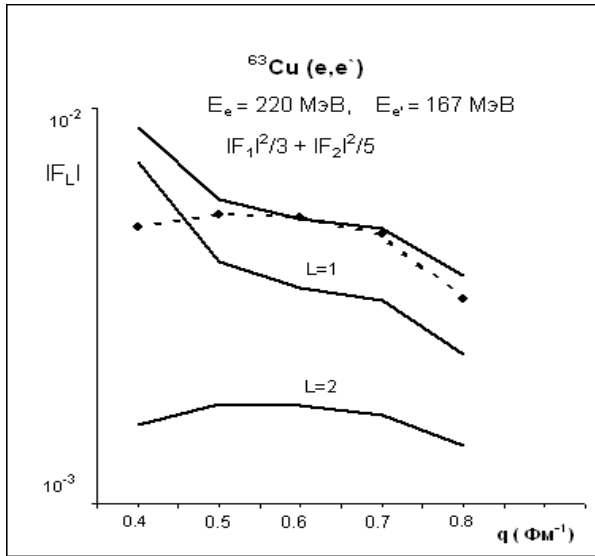
**Рис. 6.** Функциональная зависимость дважды дифференциального сечения от потери энергии электронов с падающей энергией 220 МэВ при угле рассеяния  $40^\circ$  на ядре  ${}^{63}\text{Cu}(e, e')$ . Сплошная линия соответствует гигантскому дипольному, а штрих линия – гигантскому квадрупольному возбуждениям.

Как видно из рис. 6, при дипольном возбуждении максимумы проявляются при значениях потерь энергий 21 МэВ и 34 МэВ. А в квадрупольном возбуждении эти максимумы проявляются при 14 МэВ и 32 МэВ. Однако коллективная теория предсказывает, что при дипольном и квадрупольном возбуждениях имеются по одному максимуму, соответственно, 19,25 МэВ и 30,94 МэВ.

Вследствие затухания этих гигантских резонансов при энергии возбуждения  $\hbar\omega_2 = 2,25$  МэВ происходит квадрупольная вибрация поверхности остова -  ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ , что приводит к деформации ядра с параметром динамической деформации  $\beta_2 = 2,25$ .

На рис.7 приведены результаты теоретических расчетов квадрата мультипольных формфакторов от передаваемого импульса. На этом рисунке так же

приведено сравнение полного формфактора с экспериментальными данными [14].



**Рис. 7.** Зависимость формфакторов от передаваемого импульса при падающей энергии 220 МэВ, с потерей энергий 53 МэВ для ядра  $^{63}\text{Cu}(e, e')$ . Сплошные линии соответствуют гигантским дипольному, квадрупольному и полному возбуждениям, а точки – экспериментальным данным [14].

Таким образом, применяя искаженно-волновую теорию рассеяния высокоэнергетических электронов к изучению высоковозбужденных состояний ядер с учетом потери энергии, в первую очередь, было обнаружено, что сечения очень чувствительны к изменениям передаваемых импульсов падающих электронов, что позволяет при изучении высоковозбужденных и низкочастотных коллективных, а также одночастичных возбужденных состояний ядер, более точно определить ядерные параметры.

### Заключение

Самым уязвимым с точки зрения теоретического обоснования метода искаженных волн является то обстоятельство, что по своему определению этот метод основан на использовании оптической модели ядра. Поэтому, строго говоря, он должен быть отнесен к разряду полуэмпирических методов. Однако, с другой стороны, в наиболее последовательных вариантах, метод искаженных волн, применяемых в разных реакциях частиц в отличие от других приближений, описывается довольно точно. В этом смысле можно сказать, что это подтверждает и вся совокупность изложенных в настоящем обзоре результатов и показывает, что здание метода искаженных волн построено на достаточно надежном фундаменте.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Мирабуталыбов М.М. Рос.АН Ядерная физика. 2004, т.67, № 12, с.2178-2182.
2. Aubert J. J., Bassompierre G., Becks K. H. Phys. Lett. 1983, v. B123, p. 275-279.
3. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А. Изв. РАН сер. Физ.2006, т.70, №2, с.305-308.
4. Бор О., Моттelson Е. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, с.432.
5. Esbensen H., Bertsch G.F. Phys. Rev. 1986, v.34, p. 1419-1426.
6. Бережной Ю.А. Рос.АН Ядерная физика, 2000, т.63, №5, 852-856.
7. Гао Йонг-Ниа ЭЧАЯ 2001, т.32, в.3, с.223-229.
8. Вишнеvский И.Н., Драпей С.С. Изв. РАН сер. Физ. 2006, т.70, №11, p. 1608-1610.
9. Yennie D. R., Boos F. L., Ravenhall D. G., Phys. Rev. B. 1965, v.137, p. 882-889.
10. Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ЭЧАЯ 1974, т.5, №4, с.955-965.
11. Mirabutalibov M.M. Xəbərлər, AzMEА Fiz.-riyaz.tex.elm.ser. 2006, №5, s. 32-37.
12. Мирабуталыбов М.М. Изв.ВУЗ, Рос. Физика, 2010, №3, с. 59-73.
13. Bozkurt Kutsal, J. Phys. Soc. Jap. 2008, v.77, №19, p. 104201-21.
14. Kawazoe Y., Miyase H. et al. Phys. Rev. C. 1986, v.33, p. 1917-1922.
15. Adams G.S., Cook D.B. et al, Phys. Rev. C. 1986, v.33, p. 2054-2058.

## **ELEKTRON VƏ PROTON SƏPİLMƏSİNİN TƏHRİF OLUNMUŞ DALĞALAR NƏZƏRİYYƏSİ ƏNƏNƏVİ NÜVƏ FİZİKASINDA**

**M.M.MİRABUTALIBOV**

### **XÜLASƏ**

Orta enerjili elektron və protonların nüvədən səpilməsi nəzəri əsaslandırılaraq verilmişdir. Təcrübi nəticələr iki nəzəri yaxınlaşma əsasında araşdırılmışdır. Bu nəzəriyyələr təhrif olunmuş dalğalı qeyri-relyativistik nuklonların səpilməsində nüvədəki NN-qarşılıqlı təsirə mühitin təsirini nəzərə almaqla və təhrif olunmuş dalğalı relyativistik elektronların nüvədən səpilməsindən ibarətdir. Eyni nüvələrdə elektron səpilməsindən tapılan parametrlərin qiymətlərindən istifadə etməklə, protonların elastiki və qeyri-elastiki səpilməsində NN-səpilməsinin parametrlərinin nüvə daxilində dəyişməsi öyrənilmişdir.

Protonların nüvədə kvazielastiki səpilməsinin təhrif olunmuş dalğalar nəzəriyyəsi verilmiş və orta enerjili protonların nüvədən səpilməsinə tətbiq edilmişdir.

## **DISTORTED – WAVE THEORY OF ELECTRON AND PROTON SCATTERING IN THE TRADITIONAL NUCLEAR PHYSICS**

**M.M.MIRABUTALYBOV**

### **SUMMARY**

The review of performed theoretical investigations on proton and electron scattering on nuclei in the region of intermediate energies is presented. The comparative analysis of the experimental data has been carried out on the base of two theoretical approaches: 1) distorted – wave theory of nucleon scattering on nuclei with the consideration of nuclear substance effects in the effective nucleon-nucleon relationship; 2) distorted – wave relativistic theory of electron scattering.

The derivation of cross sections of elastic and inelastic proton scattering on nuclei with the attraction of the data on electron scattering, demonstrating the particularities of its components at the variation of NN- scattering parameters has been conducted. The results of the theoretical analysis of the experiments on quasielastic scattering of intermediate energy

protons on nuclei are presented.