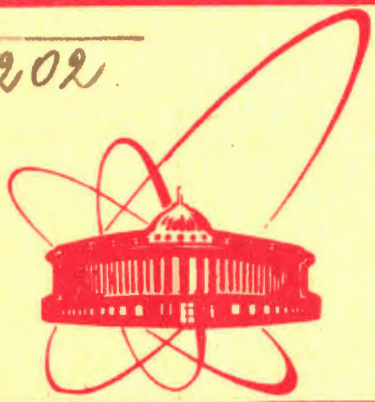


Г-202



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

2378/2-81

18/5-81

P4-81-112

Ф.А.Гареев, С.Н.Ершов, С.П.Иванова, Я.Цейпек

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ  
НА ЯДРЕ  $^{58}\text{Ni}$

Направлено на 31 Совещание по ядерной  
спектроскопии и структуре атомного ядра,  
Самарканд, 1981 г.

1981

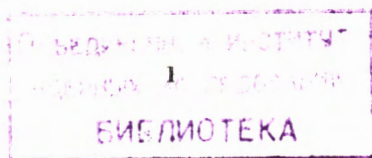
## Введение

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал о свойствах как низколежащих коллективных, так и гигантских мультисостояний ядер, возбуждаемых в процессах неупругого рассеяния. Особенно полезными для изучения свойств этих состояний оказались реакции неупругого рассеяния адронов, поскольку характерные особенности угловых распределений рассеянных адронов позволяют определить <sup>/I-4/</sup> мультипольность  $L$ , четность  $\pi$ , область локализации по энергии возбужденных состояний и т.д. Однако следует признать, что механизм неупругого рассеяния все еще не выяснен до конца, хотя при возбуждении низколежащих состояний ситуация достаточно прозрачна. Действительно, возбуждение низколежащих коллективных состояний рассматривают как прямой процесс взаимодействия налетающей частицы с коллективными степенями свободы ядра (метод искаженных волн в борновском приближении - МИБ), и такой подход весьма плодотворен при описании соответствующих экспериментальных данных. Формфактор реакции неупругого рассеяния в этом случае имеет поверхностный характер

$$g_L(\tau) = \frac{R \beta_L}{\sqrt{2L+1}} \frac{\partial U}{\partial r} Y_{LM} \quad , \quad (I)$$

структурная часть задачи связана с параметром динамической деформации  $\beta_L$ , который обычно определяется (см., например, <sup>/5/</sup>) из сравнения экспериментальных сечений с теоретическими, вычисленными в приближении МИБ. Определенный таким способом параметр динамической деформации далее мы назовем экспериментальным значением  $\beta_L$ . В некоторых случаях <sup>/6/</sup> величины  $\beta_L$  вычисляются в рамках коллективной модели и хорошо согласуются с  $\beta_L$  - экспериментальными. Действительно, самосогласованные расчеты свойств низколежащих коллективных состояний нормальной четности <sup>/7-10/</sup> показывают, что квантовые поправки к классической части формфактора возбуждения ( $\sim \frac{\partial U}{\partial r}$ ) малы. Что касается возбуждений высоких энергий в области гигантских резонансов, то их формфакторы пока исследованы гораздо хуже. Можно только сказать, что переходные плотности <sup>/7-II/</sup>  $S_{L\tau}^L(\tau)$  гигантских резонансов имеют поверхностный характер, а это значит, что такой же характер должны иметь и формфакторы неупругого возбуждения ГР. В самом деле, формфактор возбуждения по определению равен

$$\tilde{g}_L(\bar{z}) = \int F(\bar{z}, \bar{z}') S_{L\tau}^L(\tau') Y_{LM}(\bar{z}') d\bar{z}' \quad , \quad (2)$$



где  $F(\bar{z}, \bar{z}')$  - эффективные нуклон-нуклонные силы, являющиеся, например, комбинацией сил Юкавы (обзор /12/ и ссылки в нем), так что в результате мы получим  $\tilde{g}_L(z)$ , сосредоточенный на поверхности ядра. Поэтому предположим, что формфакторы возбуждений  $\tilde{g}_L(z)$  имеют вид (1). С увеличением энергии возбуждений растет число наблюдаемых состояний и усложняется их структура, а это создает трудности как для экспериментального изучения, так и их теоретического описания. Поэтому разумно исследовать интегральные характеристики состояний, возбуждаемых в заданном интервале энергий (сечения, правила сумм). Хотя вопрос о механизме реакций и при такой постановке задачи остается открытым, тем не менее анализ экспериментальных данных и их теоретическое описание упрощаются, поскольку нет необходимости проводить разложение интегральных экспериментальных сечений на парциальные сечения с определенными  $L$ . С другой стороны, микроскопический подход /11,13/ (сформулированный в работах /14,15/ и позволяющий эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия связать с характеристиками среднего поля ядра) хорошо приспособлен для вычисления интегральных характеристик возбуждений. Мы рассматриваем полное частично-дырочное конфигурационное пространство /16/, что устраняет многие трудности, отмеченные в работах Игнатюка с сотрудниками /6/, использовавших подход /14,15/ для описания реакций неупругого рассеяния нуклонов.

Основная цель нашей работы - провести анализ вклада прямых процессов в наблюдаемые спектры на основе самосогласованной модели с точным учетом одночастичного континуума и сравнить полученные результаты расчетов с экспериментальными данными /17/ на примере реакции  $^{58}\text{Ni}(p,p')$ .

## § 2. Основные соотношения

Предположение о поверхностном характере формфактора коллективных возбуждений приводит к сепарабельному виду эффективных взаимодействий /11,13/

$$F_L^{nn}(\bar{z}, \bar{z}') = F_L^{pp}(\bar{z}, \bar{z}') = \alpha_{nn}^L \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'} \sum_M Y_{LM}(z) Y_{LM}^*(z') \quad (3)$$

$$F_L^{np}(\bar{z}, \bar{z}') = F_L^{pn}(\bar{z}, \bar{z}') = \alpha_{np}^L \frac{\partial U_0}{\partial z} \frac{\partial U_0}{\partial z'} \sum_M Y_{LM}(z) Y_{LM}^*(z').$$

Силовые константы  $\alpha_{nn}^L$  и  $\alpha_{np}^L$  при  $L=1$  однозначно определяются из условия согласования /30/

$$\alpha_{nn}^L(\alpha_{np}^L) = \frac{1}{\lambda_n^0 + \lambda_p^0} = \gamma \frac{N-Z}{A} \frac{1}{\lambda_n^0 - \lambda_p^0} \quad (4)$$

где  $\lambda_i^0 = \left( \frac{\partial U_0}{\partial z} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}^i}{\partial z} \right)$  (здесь принято, что изовекторный потенциал  $U_0$  среднего поля пропорционален изоскалярному  $U_0$ :  $U_0(z) = -\gamma \frac{N-Z}{A} U_0(z)$ ). Выбор взаимодействия (3) с  $\alpha_{nn}^L$  и  $\alpha_{np}^L$ , определяемыми из условия (4), соответствует трансляционно-инвариантной модели  $1^-$  возбуждений /18/. Для возбуждений с  $L > 1$  примем коллективную модель поверхностных колебаний /14,15/, в этом случае для определения констант  $\alpha_{nn}^L(\alpha_{np}^L)$  получится точно соотношение (4), поэтому в дальнейшем  $\alpha_{nn}^L(\alpha_{np}^L) = \alpha_{nn}^L(\alpha_{np}^L) = \alpha_{nn}^L(\alpha_{np}^L)$ ,  $L=1,2,\dots$ . Расчеты /26/ показывают, что для низколежащих состояний коллективной природы ядра  $^{208}\text{Pb}$  последнее соотношение выполняется с хорошей точностью.

Для монополярных возбуждений ситуация сложнее по сравнению с возбуждениями другой мультипольности (см., например, обзор /20/). Для определения остаточных сил можно воспользоваться условием согласования

$$\delta U^i = \int F^{ik} \delta \zeta^k, \quad (5)$$

где  $\delta \zeta^k$  определяется из масштабного преобразования /21/  $z \rightarrow z(1 - \alpha)$

$$\delta \zeta^k = -\alpha (3\zeta^k + z \frac{d\zeta^k}{dz}) = \alpha \zeta_L^k(z). \quad (6)$$

При сжатии меняется не только среднее поле ядра, но и кинетическая энергия /22/, поэтому в общем нельзя утверждать, что  $\delta U$  имеет такой же вид, как  $\delta \zeta$ . Однако известно /20,31/, что  $\delta U$  включает в себя поверхностный и объемный члены. Исходя из этого, представим

$$\delta U^i = -\alpha (\delta U^i + z \frac{d\delta U^i}{dz}), \quad (7)$$

где  $\gamma$  - параметр задачи, который определяется из условия совпадения вычисленного положения резонанса с экспериментальными данными. (Для ядра  $^{58}\text{Ni}$  в работе /23/ при рассеянии дейтронов с энергией 108 МэВ получено положение монополярного резонанса  $\omega_0 = 16,5$  МэВ, в работе /24/ при рассеянии  $^3\text{He}$  с  $E = 108,5$  МэВ  $\omega_0 = 17,1$  МэВ, при рассеянии протонов с  $E = 60$  МэВ /25/  $\omega_0 = 19,8 \pm 0,5$  МэВ. Мы для определения параметра  $\gamma$  приняли значение  $\omega_0 = 17$  МэВ как наиболее достоверное, при этом получили  $\gamma = -0,6$ ).

Предполагая, что эффективные монополярные силы сепарабельны

$$F_0^{nn}(z, z') = F_0^{pp}(z, z') = \alpha_0^{nn} f_0(z) f_0(z'), \quad (8)$$

$$F_0^{np}(z, z') = F_0^{pn}(z, z') = \alpha_0^{np} f_0(z) f_0(z'),$$

из условия согласования (5) определяем силовые константы  $\alpha_0^{nm}$  и  $\alpha_0^{np}$  и радиальную зависимость  $f_0(z) = -(\gamma U_0(z) + z \frac{dU_0}{dz})$ .

Возбужденные состояния системы можно описать исходя из амплитуды рассеяния нуклонов в среде /19/. В случае сепарабельных эффективных взаимодействий (3) и (18) амплитуда  $\Gamma$  также представляется в сепарабельной форме

$$\begin{aligned} \Gamma_L^{nn}(z, z'; \omega) &= C_L^{nn}(\omega) f_L(z) f_L(z') \\ \Gamma_L^{pp}(z, z'; \omega) &= C_L^{pp}(\omega) f_L(z) f_L(z') \\ \Gamma_L^{np}(z, z'; \omega) &= \Gamma_L^{pn}(z, z'; \omega) = C_L^{np}(\omega) f_L(z) f_L(z'), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $f_L(z) = \frac{dU_0}{dz}$  для  $L \geq 1$  и  $f_0(z) = -(\gamma U_0 + z \frac{dU_0}{dz})$  для  $L=0$ .

После отделения угловых переменных из перенормированного уравнения для амплитуды  $\Gamma$  /19/

$$\Gamma_{i'k} = F_{i'k} + F_{i'j} A_{ij} \Gamma_{jk}$$

получаются простые системы уравнений для определения неизвестных коэффициентов  $C_L^{ik}$  /11/

$$\begin{cases} (1 - \alpha_{nn} \lambda_p^L) C_L^{pp} - (\alpha_{np} \lambda_n^L) C_L^{np} = \alpha_{nn} \\ (-\alpha_{np} \lambda_p^L) C_L^{pp} + (1 - \alpha_{nn} \lambda_n^L) C_L^{np} = \alpha_{np} \\ (1 - \alpha_{nn} \lambda_n^L) C_L^{nn} - (\alpha_{np} \lambda_p^L) C_L^{np} = \alpha_{nn} \\ (-\alpha_{np} \lambda_n^L) C_L^{nn} + (1 - \alpha_{nn} \lambda_p^L) C_L^{np} = \alpha_{np}, \end{cases} \quad (10)$$

где  $\lambda_i^L = (f_L A_i^L(\omega) f_L)$ . Здесь  $A^i$  - частично-дырочный пропагатор /19/, вычисление которого совершается в координатном представлении, позволяющем точно учесть одночастичный континуум /16/.

В работе /11/ было показано, что параметры динамической деформации  $\beta_L^k$  просто связаны с коэффициентами  $C_L^{ik}(\omega)$

$$(\beta_L^k(\omega))^2 = -\frac{2L+1}{\pi R^2} \text{Im} C_L^{kk}(\omega). \quad (11)$$

Заметим, что  $(\beta_L^k)^2$  для состояний континуума является размерной величиной и определяет отклик системы на внешнее поле ( $\sim \frac{\partial U}{\partial z}$ ) при возбуждении на единичный интервал энергии.

Из-за сепарабельности эффективных сил получается простое выражение для сечения неупругого рассеяния нуклонов на четно-четном ядре в приближении МИБ:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \left( \frac{K_k}{2\pi k^2} \right)^2 \frac{K_B}{K_k} \beta_L^2(\omega) \sum_M |t^{LM}|^2,$$

$$(2L+1)^{1/2} i^L t^{LM} = \int d\vec{z} \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{z}_\beta, \vec{z}) Y_{LM}^*(z) f_L(z) \chi_{\beta}^{(+)}(\vec{z}_\beta, \vec{z}), \quad (12)$$

где  $f_L$  определены выше. Выражение (12) удобно для вычисления интегральных сечений в определенном интервале энергий возбуждения, структурная и кинематическая части задачи разделяются, и их можно вычислять независимо друг от друга, что значительно облегчает расчеты.

### § 3. Численные результаты

Детальное исследование свойств силовых функций в рамках рассматриваемого подхода для радиационных внешних полей ( $\sim z^L$ ) и для полей, соответствующих неупругому рассеянию адронов ( $\sim \frac{\partial U}{\partial z}$ ), было проведено в работе /11/. Было показано, что энергетически взвешенное правило сумм (EWSR) для "нуклонных внешних полей" исчерпывается на гораздо более широком интервале энергий возбуждений, чем для радиационных внешних полей, причем с возрастанием мультипольности возбуждения  $L$  доля EWSR, исчерпываемая на заданном интервале энергий (10 + 30 МэВ), уменьшается для обоих правил сумм. Поэтому ГР с большими  $L$  нельзя вычислять в ограниченном частично-дырочном пространстве. Более того, экспериментальная информация о свойствах ГР с  $L > 3$  фактически отсутствует, поэтому для изучения таких состояний мы должны в основном опираться на результаты теоретических расчетов, и это затрудняет уточнение силовых констант остаточных взаимодействий.

Результаты расчетов спектральных интенсивностей

$$\bar{\beta}_L^2(\omega_i) = \frac{1}{\Delta} \int_{\omega_i - \frac{\Delta}{2}}^{\omega_i + \frac{\Delta}{2}} \beta_L^2(\omega) d\omega \quad (13)$$

для возбуждений нормальной четности в ядре  $^{58}\text{Ni}$  представлены на рис. 1-2. Из рисунков видно, что поведение  $\bar{\beta}_L^2(\omega_i)$  в зависимости от энергии возбуждения имеет сложный характер. Положения ГР различных мультипольностей при малых значениях  $L$  сильно перекрываются, а для больших мультипольностей положение ГР смещается в сторону высоких энергий возбуждения. На рис. 3-5 показано поведение протонных и нейтронных компонент переходных плотностей для отдельных резонансов различной мультипольности. ГР с большими  $B(L)$  имеют

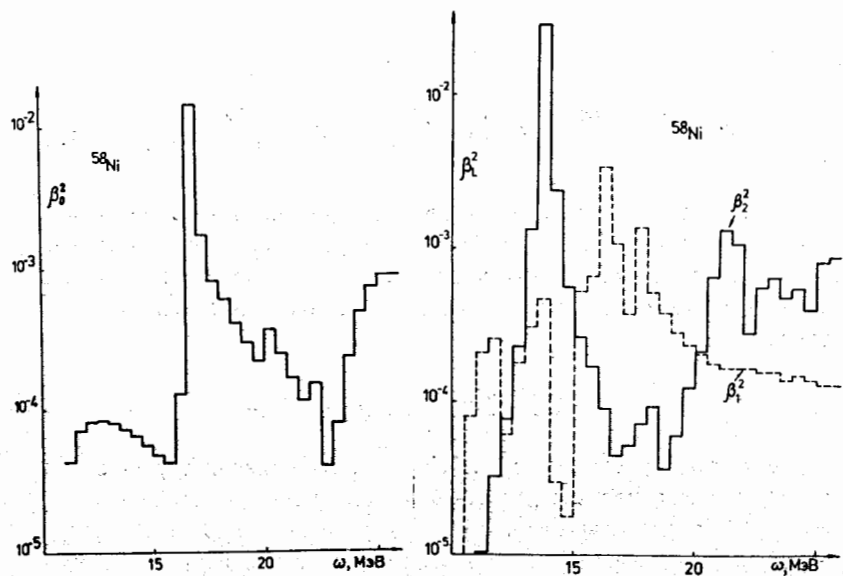


Рис. 1. Распределение  $\beta_L^2(\omega)$  по спектру в ядре  $^{58}\text{Ni}$  для  $L = 0, 1, 2$ .

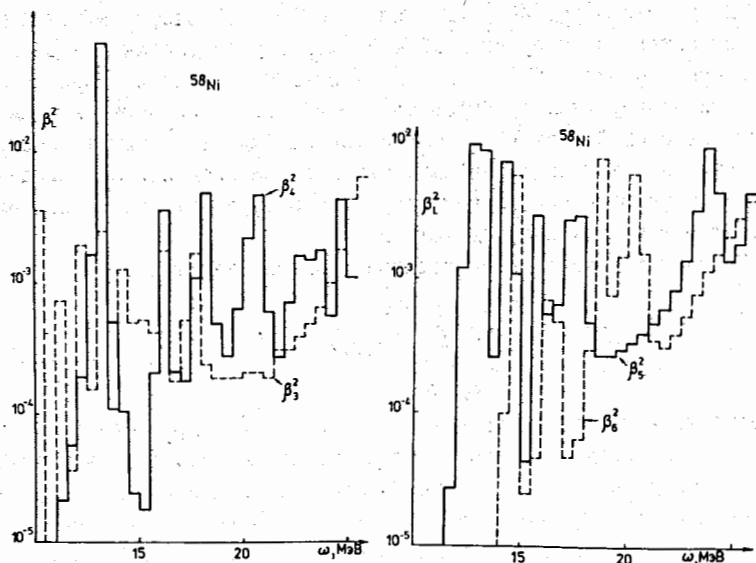


Рис. 2. Распределение  $\beta_L^2(\omega)$  по спектру в ядре  $^{58}\text{Ni}$  для  $L = 3, 4, 5, 6$ .

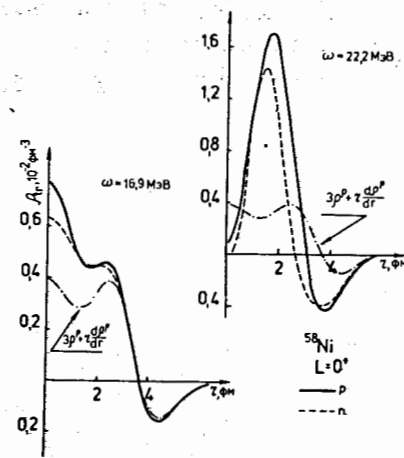


Рис. 3. Переходные плотности отдельных резонансов в ядре  $^{58}\text{Ni}$  для  $L = 0$ .

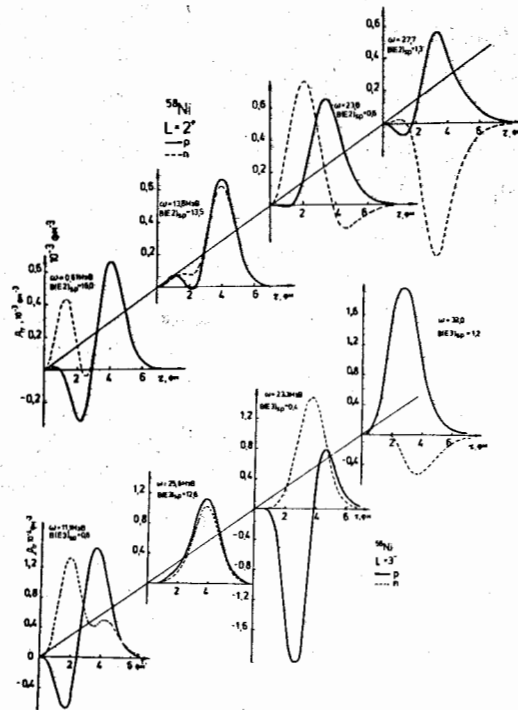


Рис. 4. Переходные плотности отдельных резонансов в ядре  $^{58}\text{Ni}$  для  $L = 2, 3$ .

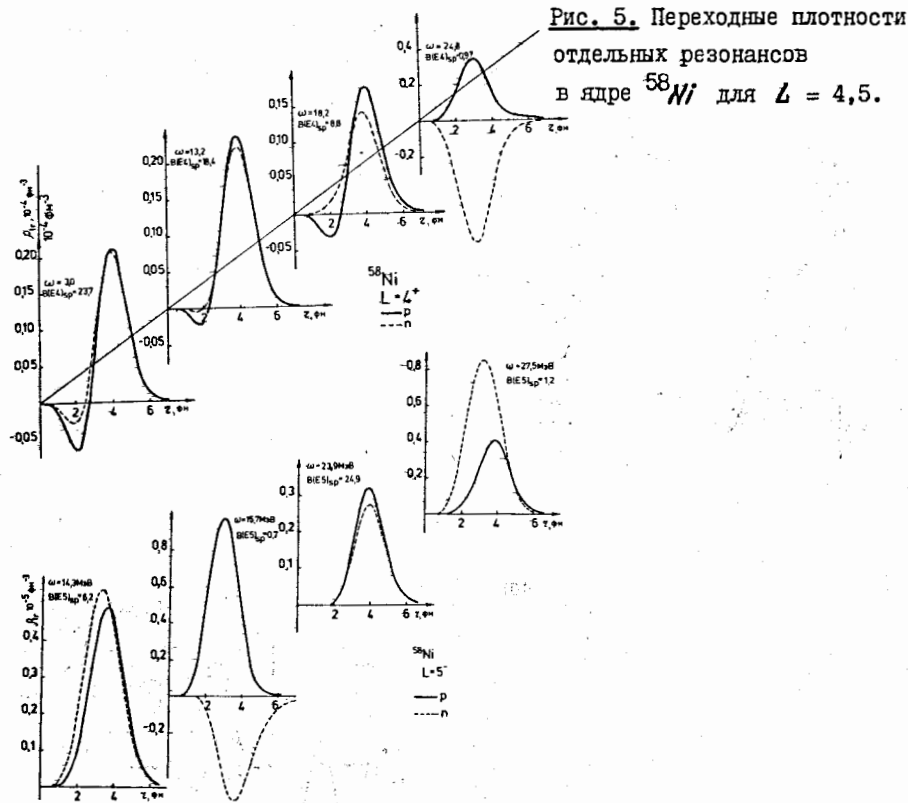
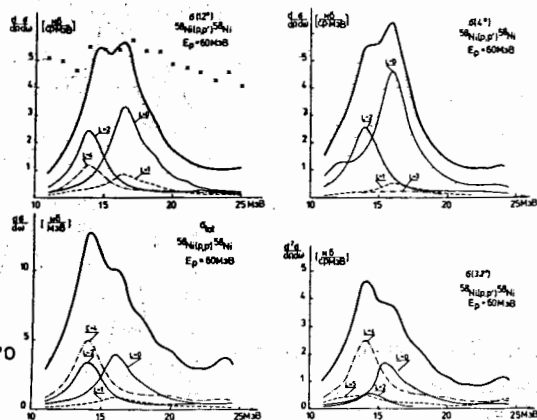


Рис. 5. Переходные плотности отдельных резонансов в ядре  $^{58}\text{Ni}$  для  $L = 4, 5$ .

Рис. 6. Сечения неупругого рассеяния протонов на ядре  $^{58}\text{Ni}$ .



отчетливо выраженный поверхностный характер, и в основном эти возбуждения являются изоскалярными. Состояниям с малыми  $V(\mathcal{L})$  соответствуют переходные плотности более сложной структуры, некоторые из них являются изовекторными. Таким образом, в исследуемой области возбуждений (10 – 30 МэВ) встречаются как изоскалярные, так и изовекторные состояния. Интересно отметить, что для  $L = 0$  переходная плотность, соответствующая гигантскому монополюльному резонансу, близка по форме к феноменологической ( $3\mathcal{L} + r \frac{d\mathcal{L}}{dr}$ ), в то время как для более высоких возбуждений отличается от нее.

Опираясь на микроскопические расчеты  $\beta_L^2$ , мы провели анализ вклада прямых переходов в жесткую часть спектра неупругого рассеяния протонов с энергией 60 МэВ на ядре  $^{58}\text{Ni}$ . Параметры оптического потенциала для протонов во входном и выходном каналах были использованы из работы [27], а параметры среднего поля – из работы [28]. Заметим, что полученные результаты усреднены по формуле Брейта-Вигнера с  $\Gamma = 2,5$  МэВ. Результаты такого анализа представлены на рис. 6. совместно с соответствующими экспериментальными данными [25]. Видно, что в области энергий возбуждения от 13 до 18 МэВ имеется неплохое согласие рассчитанных интегральных сечений при  $\theta = 12^\circ$  с экспериментальными данными, а при энергиях выше 18 МэВ теоретические сечения лежат ниже экспериментальных. Оценка испарительной части спектра реакции на  $^{58}\text{Ni}$  показывает, что компаунд-процессы не дают заметного вклада в сечение при энергиях возбуждения меньше 25 МэВ. Указанное расхождение с экспериментом можно объяснить тем, что в наших расчетах был использован первый борновский порядок искаженных волн, а, как показано в работах [6, 29], при высоких энергиях возбуждений ( $\mathcal{E} > 20$  МэВ) существенный вклад в сечение должен давать второй порядок МВ, который связан с прямым возбуждением состояний более сложной природы (двухфоонных), кроме того, неясна роль, которую играют процессы возбуждения состояний аномальной четности в неупругом рассеянии протонов.

Интересно проанализировать частичный вклад различных мультипольностей возбуждения в полное сечение процесса. При малых углах ( $\theta = 4^\circ$ ) рассеяния в основном возбуждаются состояния с  $L = 0$  и в меньшей степени с  $L = 2$ , однако с увеличением угла рассеяния доминирующий вклад в интегральное сечение будут давать уже состояния с большими  $L$ . Например, при  $\theta = 32^\circ$  преобладающим возбуждением является состояние с  $L = 4$ . В проинтегрированное по углам сечение неупругого рассеяния приблизительно одинаковый вклад дают возбуждения с  $L = 0, 2$  и 4.

При вычислении сечений формфакторы реакции были взяты реальными, и входящие в них параметры совпадали с параметрами среднего поля ядра  $^{58}\text{Ni}$ . Однако формфакторы можно определить через оптический потенциал выходного канала, и тогда они станут комплексными. В этом случае интегральные сечения увеличиваются на 25–30%, а в остальном вся картина остается такой же, как и с реальными формфакторами. Такое же изменение сечения возможно из-за вариации параметров оптического потенциала входного и выходного канала.

### Заключение

В настоящей работе, опираясь на результаты микроскопических расчетов /II/ параметров динамической деформации в рамках самосогласованной модели с сепарабельными эффективными силами и точным учетом одночастичного континуума, были рассчитаны сечения неупругого рассеяния протонов на ядре  $^{58}\text{Ni}$ . Результаты расчетов показывают, что возбуждения ядра с различными мультипольностями сильно перекрываются друг с другом. Это приводит к существенным трудностям при их выделении из экспериментальных данных. Несмотря на некоторую неопределенность в абсолютной величине сечения, связанную с процедурой усреднения, плохим знанием эффективных взаимодействий между налетающим нуклоном и ядром, с выбором параметров оптического потенциала и т.д., наличие "провала" в теоретических сечениях при энергиях возбуждения  $E^* \geq 18$  МэВ говорит о необходимости учитывать прямое возбуждение состояний более сложной природы, что согласуется с результатами работ /6,29/, где показана важность учета прямого возбуждения двухфонных состояний при больших энергиях возбуждения ядра<sup>х)</sup>. Обратим внимание на то, что для рассматриваемой реакции основной вклад в сечение процесса ( $E^* \leq 25$  МэВ) дает прямой механизм возбуждения ядра, а вкладом от предравновесного механизма можно пренебречь /32/.

Авторы благодарны Фаянсу С.А., Игнатью А.В., Бунакову В.Е., Михайлову И.Н. и Кадменскому С.Г. за полезные обсуждения.

х) Кроме того, в работе /33/ указано на важную роль возбуждения состояний аномальной четности.

### Литература

- Bertrand F.E., Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, 26, p. 457.
- Youngblood D.H., Proc. Giant Multipole Resonance Topical Conference, Oak Ridge, Tennessee, 1979.
- Van der Woude A., Preprint KVI-254, Groningen, 1980.
- Satchler G.R., Phys. Reports, 1974, 14, p. 97.
- Wagner W.T. et al. Phys. Rev., 1975, C12, p. 757.
- Игнатью А.В. Доклад на 2-м международном симпозиуме по нейтронным реакциям, Смоленице, 1979. Братислава, 1980, с. 245.  
Блохин А.И. Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1979, 14, с. 19.  
Блохин А.И., Проняев В.Г. ЯФ, 1979, 30, с. 1258.
- Bertch G.F., Tsai S.F. Phys. Reports, 1975, 18, p. 125.
- Liu K.F., Brown G.E. Nucl. Phys., 1976, A265, p. 994.
- Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 221.
- Бирбраир В.Л. Изв. АН СССР, сер. физ.-мат., 1979, 43, с. 2242.
- Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Фаянс С.А. Препринт ОИЯИ, P4-80-695, 1980.
- Satchler G.R., Love W.G. Phys. Reports, 1979, 55, p. 183.
- Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Пятов Н.И., Фаянс С.А., Саламов Д.И. ЯФ, 1981, 33, с. 751.
- Rowe D.J. Phys. Rev., 1967, 162, p. 868;  
Kumar K., Sorensen B. Nucl. Phys., 1970, A146, p. 1.
- Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. т.2, Мир., 1977.
- Саперштейн Э.Е., Толоконников С.В., Фаянс С.А. Препринт ИАЭ-2580, М., 1976.
- Bertrand F.E., Satchler G.R., Horen D.J. Phys. Lett., 1979, 80B, p. 198.
- Пятов Н.И., Базнат М.И. ЯФ, 1979, 30, с. 1219.
- Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Наука, М., 1965.
- Blaizot J.P. Phys. Reports, 1980, 64, p. 171.
- Satchler G.R., Particles and Nuclei, 1973, 5, p. 105.
- Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука, М., 1966.
- Willis A. Nucl. Phys., 1980, A344, p. 137.
- Lebrun D., Bucnerd M., Martin P., De Saintignou P., Perrin G. Preprint ISN 80.32, Grenoble, 1980.
- Bertrand F.E., Satchler G.R., Horen D.J., Van der Woude A. Phys. Lett., 1979, 80B, N 3, p. 198.
- Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. Препринт ОИЯИ P4-80-848, Дубна, 1980.

- Dussel G.G., Perazzo R.P.J., Reich S.L. Phys. Rev., 1980 C22, p. 292.
27. Patterson D.M., Doering R.R., Galonsky A. Nucl. Phys., 1976, A263, 261.
28. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с. 955.
29. Tamura T., Udagawa T. Phys. Lett., 1978, 78B, p. 189.
30. Фаянс С.А., Ходель В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с. 633.
31. Serr F., Bertch G., Blaizot J.P. Phys. Rev., 1980, C22, p. 922.
32. Бунаков В.Е. ЭЧАЯ, 1980, т. II, вып. 6, с. 1285.
33. Tamura T., Udagawa T. Proc. of 1980 RCNP Inter. Symposium, Osaka, 1980, p. 33.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 февраля 1981 года.