

## ОСНОВНЫЕ КАНАЛЫ РАСПАДА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА ЯДЕР $^{20,22}\text{Ne}$ И ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА $^{22}\text{Ne}$

© 2002 г. В. В. Варламов\*, М. Е. Степанов\*\*

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета, Центр данных фотоядерных экспериментов, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2000 г.; после доработки 27.12.2000 г.

С целью исследования особенностей распада по протонному и нейтронному каналам состояний гигантского дипольного резонанса (ГДР) ядер  $^{20,22}\text{Ne}$  проанализированы опубликованные данные по различным фотоядерным реакциям для обоих изотопов и их естественной смеси. С помощью данных по распространенности изотопов и энергетическим порогам реакций выполнено разделение сечений реакций  $^{20,22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  и  $^{20,22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  на вклады сечений однонуклонных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma p)$  и реакций  $(\gamma, np)$ . Сечения реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$  и  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, p)^{19,21}\text{F}$  оценены в области энергий  $E_\gamma = 16.0\text{--}28.0$  МэВ, реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, np)^{18,20}\text{F}$  — в области  $E_\gamma = 23.3\text{--}28.0$  МэВ. Проанализирована энергетическая зависимость отношения сечений  $r = \sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  для ядра  $^{22}\text{Ne}$ , идентифицированы изоспиновые компоненты ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$ . На основании анализа схемы возбуждения и распада состояний с различными значениями изоспина в ядре  $^{22}\text{Ne}$  и соседних с ним ядрах — членах соответствующих изоспиновых мультиплетов — установлены вклады изоспиновых компонент ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$  в сечения различных фотоядерных реакций. Определены величины изоспинового расщепления ГДР  $\Delta E = 4.57 \pm 0.69$  МэВ и отношения интенсивностей изоспиновых компонент  $R = 0.24 \pm 0.04$ .

### ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] для большого числа ядер были проанализированы экспериментальные данные о величинах изоспинового расщепления

$$\Delta = E_{\text{ц.т.}}(T_>) - E_{\text{ц.т.}}(T_<), \quad (1)$$

где  $E_{\text{ц.т.}}$  — энергетический центр тяжести сечений  $\sigma^>$  и  $\sigma^<$  реакций, дающих вклады в соответствующие компоненты гигантского дипольного резонанса (ГДР) с изоспинами  $T_> = T_0 + 1$  и  $T_< = T_0 = (N - Z)/2$  (изоспин основного состояния ядра), и отношениях  $R$  интенсивностей изоспиновых компонент ГДР

$$R = \sigma_{-1}^>/(\sigma_{-1}^> + \sigma_{-1}^<), \quad (2)$$

где  $\sigma_{-1} = \int \sigma E^{-1} dE$  — первый момент интегрального сечения ГДР.

Для многих ядер (например,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{44,48}\text{Ca}$ ,  $^{48,54}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{55}\text{Co}$  и др.) наблюдались весьма значительные расхождения с предсказаниями традиционных теоретических моделей [2–5], предложенных для относительно тяжелых ( $A > 90$ ) ядер:

$$\Delta E^{\text{теор}} = U(T_0 + 1)/T_0 = U_0(T_0 + 1)/A, \quad (3)$$

где  $U = (U_0/A)T_0$ ,  $U_0$  — энергия ядерной симметрии, и

$$R^{\text{теор}} = 1/(T_0 + 1). \quad (4)$$

Было показано, что эти расхождения отражают индивидуальный характер проявления изоспиновых компонент ГДР в разных ядрах и связаны с действием [6, 7] энергетических и изоспиновых ограничений на распад изобар-аналоговых состояний таких ядер по нейтронному каналу, которые проявляются во многих экспериментах [8–12] и не учитываются простыми моделями.

Информация отдельно для фотонейтронного и фотопротонного каналов распада высоковозбужденных состояний, формирующих ГДР ядер, в фотоядерных экспериментах может быть получена далеко не всегда. Без применения методики совпадений, использование которой при небольших величинах сечений большинства фотоядерных реакций представляет собой непростую задачу, оказывается возможным получение информации не об отдельных однеитронной или однопротонной реакциях, а лишь о суммах некоторых реакций, например  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  или  $[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$ . Во многих случаях не дает нужного эффекта и использование альтернативных методов проведения

\*E-mail: varlamov@depni.npi.msu.su

\*\*E-mail: stepanov@depni.npi.msu.su

**Таблица 1.** Распространенности изотопов неона и пороги некоторых фотоядерных реакций

Изотоп	Распространенность, %	Энергия отделения частиц в реакциях, МэВ				
		$(\gamma, n)$	$(\gamma, p)$	$(\gamma, np)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 2p)$
$^{20}\text{Ne}$	90.51	16.9	12.8	23.3	28.5	20.8
$^{21}\text{Ne}$	0.27	6.3	13.0	19.6	23.6	23.6
$^{22}\text{Ne}$	9.22	10.4	15.3	23.4	17.1	26.4

**Таблица 2.** Информация об энергетических зависимостях сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций

Изотоп	Реакция	Область энергий, МэВ	Литература	Код
$^{\text{ест}}\text{Ne}$	$(\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n)^{\text{a)}$	16–26	[15]	$\sigma^{\text{V}}$
	$(\gamma, n_0 + n_1 + n_2)^{\text{б)}$	17–31	[16]	
$^{20}\text{Ne}$	$(\gamma, n) + (\gamma, np)$	16–28	[17]	$\sigma^{\text{A}}$
	$(\gamma, p) + (\gamma, np)^{\text{в)}$	16–28	[18]	
$^{22}\text{Ne}$	$(\gamma, 2n)^{\text{a)}$	16–26	[15]	
	$(\gamma, p) + (\gamma, np)^{\text{в)}$	18–30	[18]	
	$(\gamma, n) + (\gamma, np)$ оценка	16–26	[14]	$\sigma^{\text{X}}$

а) До энергии порога реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, 2n)$  ( $E_{\text{пор}} = 28.5$  МэВ) сечения реакций  $^{\text{ест}}\text{Ne}(\gamma, 2n)$  и  $^{22}\text{Ne}(\gamma, 2n)$  идентичны.

б) Умноженное на  $4\pi$  дифференциальное сечение реакции, полученное из энергетических спектров фотонейтронов, испускаемых под углом  $90^\circ$ .

в) Умноженное на  $4\pi$  дифференциальное сечение реакции, полученное из энергетических спектров фотопротонов, испускаемых под углом  $90^\circ$ .

экспериментов, прежде всего, широко распространенного метода наведенной активности, в котором фиксируется конечное ядро конкретной исследуемой реакции. Так, в случае ядер  $^{20,22}\text{Ne}$ , рассматриваемых в настоящей работе, лишь конечное ядро реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, np)^{18}\text{F}$  имеет период полураспада  $T_{1/2} = 109.77$  мин – величину, более или менее подходящую для измерений наведенной активности, тогда как ядра-продукты других обсуждаемых в настоящей работе реакций имеют следующие значения периода полураспада:  $^{20}\text{Ne}(\gamma, n)^{19}\text{Ne}$  ( $T_{1/2} = 17.22$  с),  $^{22}\text{Ne}(\gamma, n)^{21}\text{Ne}$  (стабильный),  $^{20}\text{Ne}(\gamma, p)^{19}\text{F}$  (стабильный),  $^{22}\text{Ne}(\gamma, p)^{21}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 4.158$  с),  $^{22}\text{Ne}(\gamma, np)^{20}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 11.00$  с). Подобная ситуация может наблюдаться и для значительного числа других ядер [1], так как все обсуждаемые реакции для многих из них имеют относительно низкие энергетические пороги.

Вместе с тем достаточно очевидно, что без детальной информации об энергетических зависимостях сечений каждой из обсуждаемых реакций затруднительными оказываются исследования механизмов формирования и распада состояний ГДР, эффектов, определяющих ширину резонанса, например, конфигурационного и изоспинового

расщепления, проверки различных теоретических предсказаний о величине и форме ГДР.

Настоящая работа посвящена изучению изоспинового расщепления ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$  на основании новых данных о сечениях однонуклонных реакций на ядрах  $^{20,22}\text{Ne}$  и является продолжением исследований, проведенных ранее. В работах [13, 14] был выполнен анализ имеющейся экспериментальной информации о сечениях различных фотоядерных реакций на ядрах  $^{20,22}\text{Ne}$  и на мишени из естественной смеси стабильных изотопов и проведена оценка энергетических зависимостей сечений однопотонных  $(\gamma, n)$  и однопротонных  $(\gamma, p)$  реакций, а также реакций  $(\gamma, np)$  на этих ядрах.

## 1. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$ , $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, p)^{19,21}\text{F}$ и $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, np)^{18,20}\text{F}$

### 1.1. Экспериментальные данные

Энергетические пороги обсуждаемых реакций для трех стабильных изотопов неона, а также данные об их распространенности (процентное содержание в естественной смеси изотопов) приведены в

табл. 1. В дальнейшем фактом присутствия в естественной смеси изотопа  $^{21}\text{Ne}$  с распространенностью 0.27% пренебрегается.

Сведения об основных экспериментальных данных по энергетическим зависимостям сечений различных фотоядерных реакций на изотопах неона и их естественной смеси в области энергий ГДР представлены в табл. 2.

1.2. Принципы оценки сечений реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$ ,  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, p)^{19,21}\text{F}$  и  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, np)^{18,20}\text{F}$

Подробное описание оценки сечений и методик, использованных для их получения, приводится в работе [13]. Ниже дано краткое описание основных принципов оценки и полученных результатов.

1. Сечение  $\sigma^A = \sigma\{^{20}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]\}$  [16], полученное с помощью нетрадиционной достаточно сложной процедуры, было отнормировано по  $\sigma^V$  [15]. Найденное  $\sigma^{A-\text{нн}}$  использовано для оценки сечения  $\sigma^X = \sigma\{^{22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]\}$  для изотопа  $^{22}\text{Ne}$  с помощью соотношения, учитывающего распространенность изотопов (как отмечалось выше, наличием в естественной смеси изотопа  $^{21}\text{Ne}$  пренебрегается):

$$\sigma^V = 90.51\sigma^{A-\text{нн}} + 9.22\sigma^X. \quad (5)$$

Перенормированное сечение  $\sigma^{A-\text{нн}}$  реакции  $^{20}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  и оцененное сечение ( $\sigma^X$ ) реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  использованы для оценки сечений реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$  и  $^{20}\text{Ne}(\gamma, np)^{18}\text{F}$ . Выделение вкладов этих реакций (разделение вкладов двух соответствующих гигантских резонансов) проводилось с использованием процедуры аппроксимации сечений реакций  $^{20,22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  гауссианами:

$$\text{Gauss}(E_\gamma) = \sigma^{\text{max}} \exp\{-0.5[(E_\gamma - E^{\text{max}})/\Gamma]^2\}, \quad (6)$$

где  $E^{\text{max}}$  — энергетическое положение максимального значения  $\sigma^{\text{max}}$  гауссиана с шириной  $\Gamma$ . Для разделения вкладов  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, np)$ -реакций использовались гауссианы, располагающиеся в областях энергий ниже и выше порогов  $(\gamma, np)$ -реакций (энергии  $E_\gamma = 23.3$  и  $23.4$  МэВ соответственно для ядер  $^{20,22}\text{Ne}$  (табл. 1)). К этой процедуре в случае ядра  $^{20}\text{Ne}$  привлекалась и дополнительная информация [18] о сечении реакции  $^{20}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$ , поскольку для самоспряженного ( $N = Z = 10$ ) ядра  $^{20}\text{Ne}$  сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , обусловленные распадами по нейтронному и протонному каналам одних и тех же состояний ГДР, должны иметь одинаковую форму (исследования

[19] величины отношения сечений  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций для большого числа самоспряженных ядер  $1d-2s$ -оболочки с  $N = Z = 10$  показали, что за счет различия энергетических порогов эти сечения по абсолютной величине могут различаться в 1.5–2.5 раза). Учитывалось также и то обстоятельство, что в работе [18] регистрировались протоны с энергией выше 2 МэВ, а следовательно, эффективный порог реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, np)^{18}\text{F}$  в протонном канале именно на это значение оказывается выше, чем в нейтронном, и составляет  $E_\gamma = 25.3$  МэВ, а соответствующий резонанс располагается при энергии  $E_\gamma = 27.58$  МэВ.

2. Для оценки сечения реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, p)^{19}\text{F}$ :

а) также использовалось предположение о том, что для самоспряженного ( $N = Z$ ) ядра  $^{20}\text{Ne}$  и по нейтронному, и по протонному каналам происходит распад одних и тех же состояний составного ядра  $^{20}\text{Ne}$ ;

б) экспериментальное сечение реакции  $^{20}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  [18] и оцененное ранее сечение реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, n)^{19}\text{Ne}$  были заглажены гауссианами с шириной 3.0 МэВ для удаления влияния на их общий ход структурных особенностей;

в) оба указанных сечения были отнормированы по данным об интегральных сечениях, рассчитанных для области энергий от максимума ГДР в фотонейтронном канале ( $E_\gamma = 20$  МэВ) до эффективного порога регистрации протонов из  $(\gamma, np)$ -канала ( $E_\gamma = 25.3$  МэВ), в которой они должны совпадать друг с другом по форме;

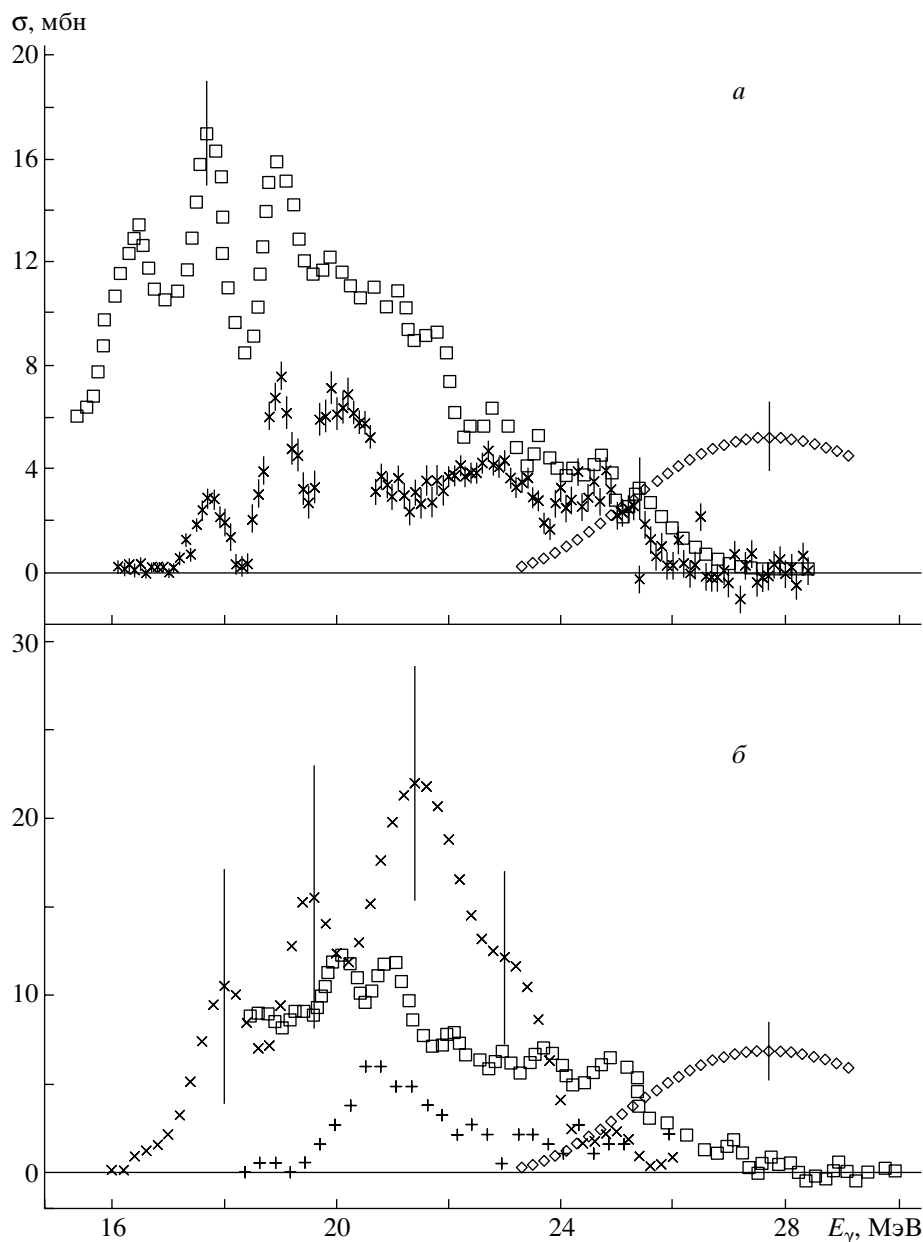
г) разность между отнормированными сечениями и была интерпретирована как вклад протонов из реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, np)^{18}\text{F}$ ;

д) сечение реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, p)^{19}\text{F}$  определено как разность экспериментального сечения реакции  $^{20}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  и оцененного по описанной выше методике сечения, соответствующего вкладу протонов из реакции  $^{20}\text{Ne}(\gamma, np)^{18}\text{F}$ .

3. Для оценки сечения реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, p)^{21}\text{F}$ :

а) также применялся подход, основанный на определении вклада сечения реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, np)^{20}\text{F}$  в сечение реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  [18] с использованием процедуры аппроксимации гауссианами в области энергий ниже и выше эффективных энергетических порогов реакции  $(\gamma, np)$  в нейтронном ( $E_\gamma = 23.4$  МэВ) и протонном ( $E_\gamma = 25.4$  МэВ) каналах;

б) в отличие от ситуации для ядра  $^{20}\text{Ne}$ , в сечении реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  были отчетливо



**Рис. 1.** Оцененные сечения реакций: а —  $^{20}\text{Ne}(\gamma, n)^{19}\text{Ne}$  (x),  $^{20}\text{Ne}(\gamma, p)^{19}\text{F}$  (□) и  $^{20}\text{Ne}(\gamma, np)^{18}\text{F}$  (◇); б —  $^{22}\text{Ne}(\gamma, n)^{21}\text{Ne}$  (x),  $^{22}\text{Ne}(\gamma, p)^{21}\text{F}$  (□) и  $^{22}\text{Ne}(\gamma, np)^{20}\text{F}$  (◇); для сравнения дополнительно приведено сечение реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, 2n)^{20}\text{Ne}$  (+) [15], для наглядности увеличенное в 5 раз.

идентифицированы не два, а три максимума (процедура аппроксимации этого сечения тремя гауссианами оказалась намного устойчивее, чем процедура аппроксимации двумя) при энергиях  $E_\gamma = 20.26$ ,  $24.23$  и  $27.75$  МэВ;

в) поскольку в области энергий выше эффективного порога регистрации протонов ( $E_\gamma = 25.4$  МэВ) располагается только гауссиан с максимумом при энергии  $E_\gamma = 27.75$  МэВ (см. табл. 3), он и был интерпретирован как соответствующий вкладу протонов из реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, np)^{20}\text{F}$ ; при

этом использовались данные о соотношении сечения этой реакции и его эффективного вклада в сечение реакции  $[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  [18] для изотопа  $^{20}\text{Ne}$ .

Полученные впервые сечения реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$ ,  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, p)^{19,21}\text{F}$  и  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, np)^{18,20}\text{F}$ , оцененные с помощью описанных выше методик, приведены на рис. 1.

На рис. 1б для сравнения и дальнейшего обсуждения представлено также сечение реакции

**Таблица 3.** Параметры (энергия  $E^{\max}$ , амплитуда  $\sigma^{\max}$  и ширина  $\Gamma$  максимума) гауссианов, аппроксимирующих сечения реакций  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  и  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$

$E^{\max}$ , МэВ	$\sigma^{\max}$ , мбн	$\Gamma$ , МэВ
$^{22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)], \chi^2 = 0.22$		
21.21	19.70	1.73
25.56	9.34	0.41
$^{22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)], \chi^2 = 0.48$		
20.26	10.99	1.46
24.23	5.87	1.52
27.75	2.18	1.38

$^{22}\text{Ne}(\gamma, 2n)^{20}\text{Ne}$  [15], в которое дает вклад (см. далее) лишь  $T_{<}$ -компонента ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$ .

## 2. ИЗОСПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ГДР ЯДРА $^{22}\text{Ne}$

В работе [13] показано, что сечение реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  надежно аппроксимируется суммой двух гауссианов (табл. 3), располагающихся при энергиях один ниже, а другой выше  $E_{\gamma} = 23.4$  МэВ, тогда как сечение реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  аппроксимируется суммой трех гауссианов, первый из которых располагается в области энергий  $E_{\gamma} < 23.4$  МэВ, а два других — в области энергий  $E_{\gamma} > 23.4$  МэВ.

Из данных табл. 3 видно, что положение ( $E_{\gamma} = 21.21$  МэВ) одного из двух гауссианов, аппроксимирующих сечение реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ , приблизительно совпадает с положением ( $E_{\gamma} = 20.2$  МэВ) первого из трех гауссианов, аппроксимирующих сечение реакции  $^{22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$ . Это означает, что они оба обусловлены распадом состояний ядра  $^{22}\text{Ne}$ , природа которых одинакова. Для ядра  $^{22}\text{Ne}$ , имеющего изоспин основного состояния  $T_0 = (N - Z)/2 = (12 - 10)/2 = 1 \neq 0$ , таковыми являются, по-видимому, состояния компоненты ГДР с изоспином  $T_{<} = T_0 = 1$  [2–5]. Состояниями ГДР, которые проявляются в протонном канале, не проявляются в нейтронном и сдвинуты относительно состояний с изоспином  $T_{<}$  в сторону больших энергий на величину около 5 МэВ, могут являться лишь состояния с изоспином  $T_{>} = T_0 + 1 = 2$  [2–5].

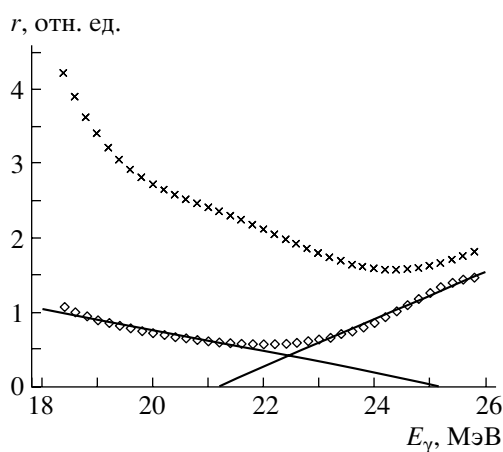
Для более надежной интерпретации обнаруженного соотношения нейтронного и протонного каналов распада высоковозбужденных уровней ядра  $^{22}\text{Ne}$  необходим более детальный анализ процессов возбуждения и распада состояний ГДР ядра.

### 2.1. Анализ энергетической зависимости отношения сечений реакций $^{22}\text{Ne}(\gamma, p)^{21}\text{F}$ и $^{22}\text{Ne}(\gamma, n)^{21}\text{Ne}$

Многочисленные исследования, выполненные ранее (например, [7, 10, 20]), показали, что, поскольку согласно концепции изоспинного расщепления [2–5] распад  $T_{>}$ -состояний происходит преимущественно с испусканием протонов, свидетельством проявления состояний с изоспином  $T_{>}$  на фоне состояний с изоспином  $T_{<}$  служит существенное изменение в пользу протонов характера энергетической зависимости отношения  $r = \sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ . Энергетическая зависимость  $r(E_{\gamma})$  для ядра  $^{22}\text{Ne}$ , полученная по данным для соответствующих сечений реакций, сглаженных с помощью гауссианов с шириной 2 МэВ, приведена на рис. 2. Для сравнения представлена аналогичная зависимость для ядра  $^{20}\text{Ne}$ .

Из рис. 2 хорошо видно, что отношение сечений  $r = \sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  для ядра  $^{22}\text{Ne}$  остается приблизительно постоянным в области энергий возбуждения ниже  $E_{\gamma} \sim 22.5$  МэВ, тогда как при больших энергиях начинает достаточно быстро возрастать. В случае ядра  $^{20}\text{Ne}$ , у которого изоспинное расщепление ГДР отсутствует, относительно слабый рост отношения  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  происходит лишь при существенно больших энергиях — выше  $E_{\gamma} \sim 25.5$  МэВ. На основании данных рис. 2 можно предположить, что процессы формирования и распада состояний ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$  происходят таким образом, что его  $T_{<}$ -состояния концентрируются преимущественно при энергиях возбуждения ниже  $E_{\gamma} \sim 22.5$  МэВ, тогда как  $T_{>}$ -состояния — при больших энергиях.

Как отмечалось выше, положение одного из двух гауссианов (с максимумом при энергии  $E_{\gamma} = 20.26$  МэВ), аппроксимирующих сечение реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, p)^{21}\text{F}$  (табл. 3), приблизительно совпадает с положением ( $E_{\gamma} = 21.21$  МэВ)



**Рис. 2.** Энергетические зависимости отношения сечений  $r = \sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ :  $\times$  — отношение сечений для ядра  $^{20}\text{Ne}$ ,  $\diamond$  — для ядра  $^{22}\text{Ne}$ . Прямые линии — аппроксимация методом наименьших квадратов участков отношения  $r$  для ядра  $^{22}\text{Ne}$  в энергетических диапазонах 18.4–21.8 МэВ и 22.8–25.8 МэВ.

гауссиана, аппроксимирующего сечение реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, n)^{21}\text{Ne}$  (табл. 3). Это означает, что они оба обусловлены распадом состояний ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$ , природа которых одинакова, — состояний компоненты ГДР с изоспином  $T_< = T_0 = 1$  [2–5].

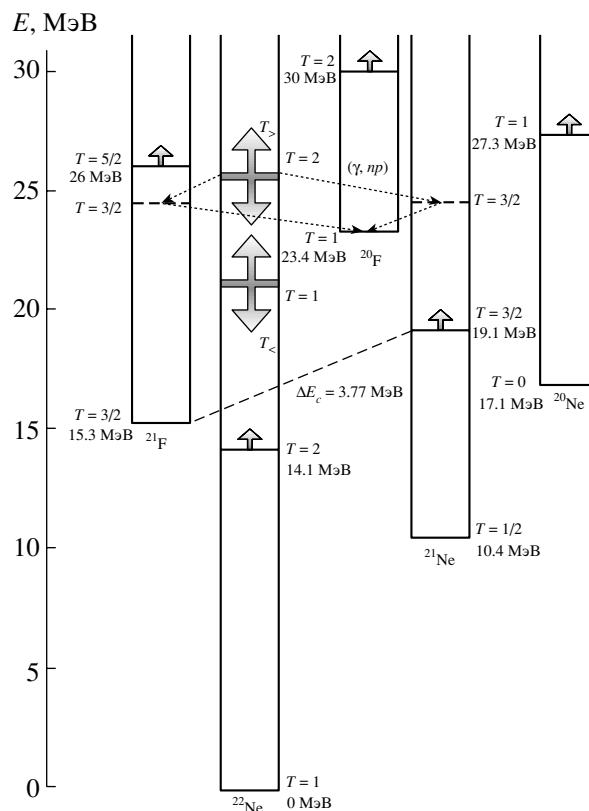
Более надежная интерпретация может быть дана лишь после детального рассмотрения схем возбуждения и распада состояний с различными значениями изоспина в ядре  $^{22}\text{Ne}$  и соседних с ним ядрах — членах соответствующих изоспиновых мультиплетов.

## 2.2. Анализ схем возбуждения и распада состояний с различными значениями изоспина ядра $^{22}\text{Ne}$ и соседних с ним ядер

Необходимые для такого анализа данные о порогах различных реакций и энергетических положениях уровней с разными значениями изоспина (использованы данные оценок [21] энергетических положений первых уровней с изоспином, на единицу большим изоспина основного состояния) в ядрах  $^{20,21,22}\text{Ne}$  и  $^{20,21}\text{F}$  приведены на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что из всех возможных согласно правилам отбора по изоспину переходов между соответствующими состояниями в ядрах  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{F}$  и  $^{20}\text{F}$  в результате действия ограничений по энергии могут осуществляться лишь некоторые. На схемах возможных переходов, приведенных далее, такие переходы обозначены словом “да” и выделены жирным шрифтом.

Данные, приведенные на рис. 3, свидетельствуют о том, что какие-либо из отмеченных выше ограничений отсутствуют для переходов, формирующих



**Рис. 3.** Схема процессов возбуждения и распада уровней с различными значениями изоспина ядра  $^{22}\text{Ne}$  и соседних с ним ядер. Показано (штриховая линия) смещение на величину кулоновской энергии ( $\Delta E_c = [1.444(Z - 1/2)A^{-1/3} - 1.131] = 3.77$  МэВ) нижнего уровня с изоспином  $T = 3/2$  ядра  $^{21}\text{Ne}$  относительно основного состояния ядра  $^{21}\text{F}$  (ядра  $^{21}\text{F}$  и  $^{21}\text{Ne}$  — члены соответствующего изоспинового мультиплета). Приведены (широкие стрелки) энергетические положения [21] первых уровней ядер с изоспином, на единицу большим изоспина основного состояния. Точечными линиями со стрелками показаны осуществляемые (два из четырех возможных) каналы реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, np)^{20}\text{F}$ .

$(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -каналы распада ГДР. В этих каналах могут проявляться вклады обоих его изоспиновых компонент:

$$\begin{aligned} &^{22}\text{Ne}[T_< = 1](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T = 1/2, 3/2] \text{ — да,} \\ &^{22}\text{Ne}[T_> = 2](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_> = 3/2] \text{ — да,} \\ &^{22}\text{Ne}[T_< = 1](\gamma, p)^{21}\text{F}[T_< = 3/2] \text{ — да,} \\ &^{22}\text{Ne}[T_> = 2](\gamma, p)^{21}\text{F}[T = 3/2, 5/2] \text{ — да.} \end{aligned}$$

Следует лишь отметить, что распад состояний с  $T_> (= 2)$  ядра  $^{22}\text{Ne}$  в состояния с  $T_> (= 5/2)$  ядра  $^{21}\text{F}$ , по-видимому, не происходит в связи с тем, что

в ядре  $^{21}\text{F}$  состояния с изоспином  $T_{>} = 5/2$  являются при слишком больших (рис. 3) для этого энергиях.

Очевидно, что реакция  $(\gamma, np)$  осуществляется в два этапа. На первом из них (нейтронном) для каналов  $^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{<} = 1/2]$  и  $^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2]$  исходя

из рассмотренной выше схемы энергетические ограничения отсутствуют. Высокие пороги реакций на втором (протонном) этапе —  $^{21}\text{Ne}[T_{<} = 1/2](\gamma, p)^{20}\text{F}[T_{<} = 1]$  и  $^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2](\gamma, p) \times ^{20}\text{F}[T = 1, 2]$  — делают такие переходы невозможными:

$$^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, np)^{20}\text{F}[T = 1, 2] \rightarrow \begin{cases} ^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{<} = 1/2](\gamma, p)^{20}\text{F}[T_{<} = 1] - \text{нет}, \\ ^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2](\gamma, p)^{20}\text{F}[T = 1, 2] - \text{нет}, \end{cases}$$

$$^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, np)^{20}\text{F}[T = 1, 2] \rightarrow \begin{cases} ^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2](\gamma, p)^{20}\text{F}[T_{<} = 1] - \text{да}, \\ ^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2](\gamma, p)^{20}\text{F}[T_{>} = 2] - \text{нет}. \end{cases}$$

Возбуждение в ядре  $^{22}\text{Ne}$   $T_{>}$ -состояний по сравнению с  $T_{<}$ -состояниями на несколько МэВ выше по энергии снижает эффект высокого порога на втором этапе реакции и делает вероятность распада  $^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2](\gamma, p)^{20}\text{F}[T_{<} = 1]$  хотя и небольшой, но не нулевой. Этот канал реакции  $(\gamma, np)$  показан на рис. 3 точечной линией со стрелками.

Подобные же соображения позволяют на приведенных ниже схемах распада для реакции  $(\gamma, np)$  выделить как осуществимый лишь распад  $^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, p)^{21}\text{F}[T_{>} = 3/2](\gamma, n)^{20}\text{F}[T_{<} = 1]$ :

$$^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, np)^{20}\text{F}[T = 1, 2] \rightarrow ^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, p)^{21}\text{F}[T_{<} = 3/2](\gamma, n)^{20}\text{F}[T = 1, 2] - \text{нет},$$

$$^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, np)^{20}\text{F}[T = 1, 2] \rightarrow \begin{cases} ^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, p)^{21}\text{F}[T_{>} = 3/2](\gamma, n)^{20}\text{F}[T_{<} = 1] - \text{да}, \\ ^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, p)^{21}\text{F}[T_{>} = 5/2](\gamma, n)^{20}\text{F}[T_{>} = 2] - \text{нет}. \end{cases}$$

Реакция  $(\gamma, 2n)$ , как и реакция  $(\gamma, np)$ , осуществляется в два этапа с той разницей, что на втором этапе распад идет не по протонному, а по нейтронному каналу.

Из рис. 3 хорошо видно, что условия для распада  $T_{<}$ -состояний ядра  $^{22}\text{Ne}$  с последовательным испусканием двух нейтронов оказываются существенно более благоприятными (разница соответ-

ствующих порогов  $\sim 6$  МэВ), чем условия для последовательного испускания нейтрона и протона. В то же время распад  $T_{>}$ -состояний ядра  $^{22}\text{Ne}$  согласно правилам отбора по изоспину возможен лишь в состоянии с изоспином  $T_{>} = 1$  ядра  $^{20}\text{Ne}$ , расположенные (рис. 3) при энергиях  $E_{\gamma} > 27.3$  МэВ:

$$^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, 2n)^{20}\text{Ne}[T_{<} = 0]^{22}\text{Ne}[T_{<} = 1](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{<} = 1/2](\gamma, n)^{20}\text{Ne}[T_{<} = 0] - \text{да},$$

$$^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, 2n)^{20}\text{Ne}[T_{>} = 1]^{22}\text{Ne}[T_{>} = 2](\gamma, n)^{21}\text{Ne}[T_{>} = 3/2](\gamma, n)^{20}\text{Ne}[T_{>} = 1] - \text{нет}.$$

Приведенные схемы возможных переходов позволяют сделать ряд выводов:

- 1) в сечения  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, np)$  дают вклады обе изоспиновые компоненты ГДР;
- 2) в сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  дает вклад лишь

$T_{<}$ -компонента ГДР; подтверждением этого результата выполненного анализа служит экспериментальное сечение реакции  $^{22}\text{Ne}(\gamma, 2n)^{20}\text{Ne}$  [15], приведенное на рис. 1б: как отмечалось в [21] и прямо подтверждается проведенным анализом,

**Таблица 4.** Параметры (центр тяжести  $E_{ц.т.}$ , интегральное сечение  $\sigma^{инт}$ , первый момент интегрального сечения  $\sigma_{-1}$ ) изоспиновых  $T_{<}$ - и  $T_{>}$ -компонент ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$

Компонента	$E_{ц.т.}$ , МэВ	$\sigma^{инт}$ , МэВ мбн	$\sigma_{-1}$ , мбн
$T_{<}$	$21.14 \pm 1.90$	$125.00 \pm 0.04$	$5.94 \pm 0.53$
$T_{>}$	$25.71 \pm 2.32$	$40.00 \pm 0.01$	$1.92 \pm 0.17$

проявление в нем распадов  $T_{>}$ -состояний возможно лишь при энергиях  $E_{\gamma} > 27$  МэВ;

3) в сечение реакции  $(\gamma, np)$  дает вклад лишь  $T_{>}$ -компонента ГДР, причем вклад этот относительно мал: осуществляются лишь два канала распадов из возможных четырех; энергетические пороги обоих осуществляемых распадов оказываются (рис. 3) весьма высокими ( $E_{пор}(\gamma, np) = 23.4$  МэВ).

Выделенные как осуществимые на приведенных схемах распадов переходы могут быть использованы для интерпретации вкладов различных изоспиновых компонент ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$  в различные каналы его распада. С учетом того, каким образом в сечения реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$  и  $(\gamma, 2n)$  дают вклады  $T_{<}$ - и  $T_{>}$ -компоненты ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$ , его изоспиновые компоненты  $\sigma^{<}$  и  $\sigma^{>}$  интерпретируются следующим образом:

$$\sigma^{<} = \sigma^{<}(\gamma, n) + \sigma^{<}(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2n) \quad (7)$$

и

$$\sigma^{>} = \sigma^{>}(\gamma, n) + \sigma^{>}(\gamma, p) + \sigma(\gamma, np). \quad (8)$$

В табл. 3 были приведены параметры гауссианов, аппроксимирующих оцененные сечения реакций  $^{22}\text{Ne}(\gamma, n)^{21}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}(\gamma, p)^{21}\text{F}$ , которые могут быть сопоставлены компонентам  $\sigma^{<}(\gamma, n)$  и  $\sigma^{>}(\gamma, n)$ , а также  $\sigma^{<}(\gamma, p)$  и  $\sigma^{>}(\gamma, p)$ . С их помощью по соотношениям (7) были рассчитаны параметры изоспиновых компонент ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$  (табл. 4). Эти данные позволяют оценить величину изоспинового расщепления  $\Delta$  (1):

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{ц.т.}(T_{>}) - E_{ц.т.}(T_{<}) = \\ &= 25.71 - 21.14 = 4.57 \pm 0.69 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

и отношения  $R$  (2) интенсивностей изоспиновых компонент ГДР:

$$\begin{aligned} R &= \sigma_{-1}^{>} / (\sigma_{-1}^{>} + \sigma_{-1}^{<}) = \\ &= 5.94 / (5.94 + 1.92) = 0.24 \pm 0.04. \end{aligned}$$

Полученные оценки достаточно заметно расходятся с теоретическими значениями  $\Delta^{теор} = 5.45$  МэВ (3) и  $R^{теор} = 0.5$  (4). На основании приведенных выше результатов анализа схем возбуждения и распада состояний с различными значениями изоспина ясно, что такие расхождения обусловлены прежде всего особенностью распада

ГДР ядра  $^{22}\text{Ne}$  по каналу  $(\gamma, np)$ . В работе [1] было показано, что процесс проявления изоспиновых компонент ГДР в сечениях различных реакций имеет индивидуальный характер, а параметры изоспинового расщепления ГДР существенно отличаются от предсказываемых значений (3) и (4), что и наблюдается во многих экспериментах [8–12]. Отмечалось, что для тяжелых ядер есть достаточно оснований полагать, что  $T_{>}$ -ветвь ГДР проявляется главным образом в фотопротонном, а  $T_{<}$ -ветвь — в фотонейтронном каналах распада. В то же время для более легких ядер такое представление оказывается неадекватным, вследствие того, что в этих ядрах пороги разрешенного по изоспину нейтронного распада  $T_{>}$ -состояний не слишком велики, а кулоновский барьер ядра в меньшей степени, чем в тяжелых ядрах, препятствует протонному распаду  $T_{<}$ -состояний. К этому добавляется явление смешивания по изоспину, играющее в средних и легких ядрах роль, существенно более важную, чем в тяжелых ядрах. В конкретном случае ядра  $^{22}\text{Ne}$  индивидуальный характер изоспинового расщепления ГДР проявляется в том, что вследствие очень высокого (табл. 1) порога, по сравнению с порогами реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , вклад в этот канал  $T_{>}$ -компоненты ГДР оказывается существенно ослабленным, что не учитывается моделью [2–5].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью совместной обработки сечений различных фотоядерных реакций на изотопах  $^{20,22}\text{Ne}$  и их естественной смеси с привлечением данных по распространенности изотопов и энергетическим порогам реакций впервые выполнена оценка сечений реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$  и  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, p)^{19,21}\text{F}$  в области энергий  $E_{\gamma} = 16.0\text{--}28.0$  МэВ и реакций  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, np)^{18,20}\text{F}$  — в области  $E_{\gamma} = 23.3\text{--}28.0$  МэВ.

Проанализирована энергетическая зависимость отношения фотопротонной и фотонейтронной реакций  $r = \sigma(\gamma, p) / \sigma(\gamma, n)$  для ядра  $^{22}\text{N}$ , идентифицированы изоспиновые компоненты ГДР. Проведен анализ схемы возбуждения и распада состояний с различными значениями изоспина в ядре  $^{22}\text{Ne}$  и соседних с ним ядрах — членах соответствующих изоспиновых мультиплетов. Идентифицированы вклады компонент гигантского дипольного резонанса с изоспинами  $T_{<} = 1$  и  $T_{>} = 2$  ядра  $^{22}\text{Ne}$  в сечения различных фотоядерных реакций. Определены величины изоспинового расщепления ГДР  $\Delta E = 4.57 \pm 0.69$  МэВ и отношения интенсивностей его изоспиновых компонент  $R = 0.24 \pm 0.04$ .



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. **62**, 1035 (1998).
2. S. Fallieros, V. Goulard, and R. H. Ventor, Phys. Lett. **19**, 398 (1965).
3. S. Fallieros and V. Goulard, Nucl. Phys. A **147**, 593 (1970).
4. R. O. Akyuz and S. Fallieros, Phys. Rev. Lett. **27**, 1016 (1971).
5. H. Morinaga, Phys. Rev. **97**, 444 (1955).
6. В. В. Варламов, Н. Г. Ефимкин, Б. С. Ишханов, В. В. Сапуненко, М. Е. Степанов, ЯФ **58**, 387 (1995).
7. В. В. Варламов, Н. Г. Ефимкин, Б. С. Ишханов, В. В. Сапуненко, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. **59** (5), 223 (1995).
8. K. G. McNeil, M. N. Thompson, A. D. Bates, *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 1108 (1993).
9. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, *et al.*, Nucl. Phys. A **222**, 548 (1974).
10. B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, V. G. Shevchenko, *et al.*, Nucl. Phys. A **283**, 307 (1977.)
11. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов и др., Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, Астрономия, № 3, 297 (1976).
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов и др., Изв. АН СССР, Сер. физ. **39**, 1744 (1975).
13. В. В. Варламов, М. Е. Степанов, Препринт № 99-40.598, НИИЯФ МГУ (Москва, 1999).
14. В. В. Варламов, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 615 (2000).
15. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, *et al.*, Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).
16. J. G. Woodworth, J. W. Jury, K. H. Lokan, and N. K. Sherman, Can. J. Phys. **53**, 795 (1975).
17. P. D. Allen, E. G. Muirhead, and D. V. Webb, Nucl. Phys. A **357**, 171 (1981).
18. W. Hoffman, R. Koziak, G. Kraft, and R. Mundenke, Z. Phys. **225**, 303 (1969).
19. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. И. Мокеев, Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 1974 (1986).
20. K. Shoda, H. Miyase, M. Sugawara, *et al.*, Nucl. Phys. A **239**, 397 (1975).
21. И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Тез. докл. Междунар. конф. по ядерной физике "Кластерные явления в атомных ядрах" (50-е Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра), Санкт-Петербург, 14–17 июня 2000 (Наука, Санкт-Петербург, 2000), с. 287.

## MAIN $^{20,22}\text{Ne}$ GIANT DIPOLE RESONANCE DECAY CHANNELS AND $^{22}\text{Ne}$ GDR ISOSPIN SPLITTING

V. V. Varlamov, M. E. Stepanov

The published data on various photonuclear reactions on  $^{nat.20,22}\text{Ne}$  have been analyzed aiming at investigation of the peculiarities of the  $^{20,22}\text{Ne}$  GDR proton and neutron decay channels. The data on the isotope abundances and reaction energy thresholds have been used to separate the cross sections of the reactions  $^{20,22}\text{Ne}[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  and  $^{20,22}\text{Ne}[(\gamma, p) + (\gamma, np)]$  into the cross sections of the one-nucleon  $(\gamma, n)$  and  $(\gamma, p)$  reactions and  $(\gamma, np)$  reactions. The  $(\gamma, np)$ -reaction cross sections have been evaluated for both isotopes  $^{20,22}\text{Ne}$ . The  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, n)^{19,21}\text{Ne}$  and  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, p)^{19,21}\text{F}$  reaction cross sections have been evaluated for  $E_\gamma = 16.0\text{--}28.0$  MeV and the  $^{20,22}\text{Ne}(\gamma, np)^{18,20}\text{F}$  reaction ones — for  $E_\gamma = 23.3\text{--}28.0$  MeV. The energy dependence of  $^{22}\text{Ne}$  photoproton-to-photon-neutron-reaction cross-section ratio  $r = \sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  has been analyzed and GDR isospin components have been identified. The excitation of various isospin states and decay schemes have been analyzed for  $^{22}\text{Ne}$  and neighboring nuclei — members of the corresponding isospin multiplets. The  $^{22}\text{Ne}$  GDR isospin component contributions into various photonuclear reaction cross sections have been studied. The GDR isospin splitting value  $\Delta E = 4.57 \pm 0.69$  MeV and isospin component intensity ration  $R = 0.24 \pm 0.04$  have been obtained.