

Б Р Ъ Ч С Ъ Р Ф Р 2 Р 4 С Ъ Р Р Ъ У С Р С О П S
Е Р Е В А Н С К И Й Ф И З И Ч Е С К И Й И Н С Т И Т У Т

ИЗМ-ЯФ-1(72)

Р.Б.Бегжанов, О.Ш.Кобилов
П.С.Раджапов, Х.С.Сабиров

ПРИРОДА УРОВНЕЙ ЯДЕР

Ir 193 , Re 187 , Lu 177 , Tm 171
и Tg 159 .

АРУС

1972



Е Р Е В А Н

Б Р Ъ Ч С Ъ Р

Р.Б.БЕГЖАНОВ, О.Ш.КОБЯКОВ,
П.С.РАДЖАНОВ, Х.С.САБИРОВ

ПРИРОДА УРОВНЕЙ ЯДЕР

Gr 193, Re 187, Lu 177, Tm 171
и Tg 159

Ереван 1972

Р. Б. БЕГЖАНОВ, О. Ш. КОБИЛОВ
П. С. РАДЖАЛОВ, Х. С. САБИРОВ

ПРИРОДА УРОВНЕЙ ЯДЕР

Ir^{193} , Re^{187} , Lu^{177} , Tm^{171} и Tb^{159}

Приводятся результаты исследования угловой корреляции каскадных гамма-излучений ядер Ir^{193} , Re^{187} , Lu^{177} , Tm^{171} и Tb^{159} , а также измерения времен жизни некоторых уровней ядер Ir^{193} и Re^{187} . Установлены угловые моменты большинства из исследованных уровней, определены мультипольные составы гамма-переходов.

Экспериментальные данные обсуждаются в свете современных моделей атомного ядра.

Препринт Ереванского физического института.
Ереван 1972.

R. B. Begjanov, O. Sh. Kobilov, P. S. Radjarov, Kh. S. Sabirov

The nature of Ir^{193} , Re^{187} , In^{177} ,
 Tm^{171} , and Tb^{159} levels

There are given the results of research of angle correlation of cascade -radiation of Ir^{193} , Re^{187} , In^{177} , Tm^{171} and Tb^{159} and also the measurements of lifetime of some levels of Ir^{193} and Re^{187} nuclei. The angle moments of the majority of investigated levels are established, the multipole compositions of γ -transition are determined.

The experimental data are discussed in the light of modern atomic nucleus models.

Препринт Ереванского физического института.
Ереван 1972.

В последние годы были проведены обширные исследования возбужденных состояний атомных ядер в области сильной деформации. Это привело, в основном, к выяснению характеристик низколежащих уровней и радиационных переходов между ними. Созданный ряд простых моделей достаточно хорошо описывает природу возбужденных ядер в области низкой энергии.

Более высоколежащие возбужденные состояния изучены не столь тщательно. Ядерные данные для этих уровней однозначно не установлены и свойства их плохо описываются теорией. В связи с этим, экспериментальное определение квантовых характеристик возбужденных ядер с энергиями порядка 1 Мэв прямыми методами ядерной спектроскопии является актуальной задачей.

Нами исследована угловая корреляция каскадных гамма-излучений в ядрах Ir^{193} , Re^{187} , Lu^{177} , Tm^{171} и Tb^{159} с целью установления спинов уровней и мультипольностей переходов, а также методом задержанных совпадений измерены времена жизни некоторых возбужденных состояний у ядер Ir^{193} и Re^{187} .

Возбужденные состояния и переходы между ними в ядре Ir^{193} были предметом исследования ряда авторов [1-5], которые в совокупности достаточно полно установили схему возбужденных уровней данного ядра (рис.1), а также определили квантовые характеристики ряда состояний. Сделаны попытки понятия возбуждения

в этом ядре на основе модели слабой связи де-Шалита и модели Нильсона. Однако, понимание свойств данного ядра затруднено из-за отсутствия или неоднозначности значений квантовых характеристик и периодов полураспада некоторых уровней.

Хотя излучению возбужденных состояний ядра ^{187}Os (объяснено большое количество работ [4-6]), лишь в последних работах твердо установлена схема распада ^{187}Os (рис. 2). Имеются существенные разногласия в результатах работ [4, 5] по угловой корреляции гамма-излучений 552 и 134 кэВ., вследствие чего существует неоднозначность в приписании квантовых характеристик уровню 686 кэВ. Спин уровня 380 кэВ установлен неоднозначно.

Низколежащие возбужденные состояния ядер ^{177}Lu и ^{171}Yb очень подробно экспериментально исследованы и теоретически описаны с помощью ротационной модели [7-10]. Что же касается квантовых характеристик высоколежащих уровней, то они однозначно не установлены и являются предметом наших опытов.

В отличие от всех упомянутых атомных ядер, спины и четности уровней ^{159}Tb установлены, причем квантовые характеристики получены из данных по β -распаду и коэффициентам внутренней конверсии. Угловая же корреляция гамма-излучений этого ядра не исследовалась.

Эксперимент и результаты.

Радиоактивные источники ^{193}Os ($T_{1/2} = 32$ час), ^{187}W ($T_{1/2} = 24$ час), ^{177}Yb ($T_{1/2} = 1,9$ час), ^{171}Yb ($T_{1/2} = 7,5$ час) и ^{159}Gd ($T_{1/2} = 18,6$ час), в результате β -распада которых образуются возбужденные состояния ядер ^{193}Re , ^{187}Lu , ^{177}Tm и ^{159}Tb , получены

облучением обогащенных до 98% осмия-192, до 99% вольфрама-186, до 95% иттербия-176, до 96% эрбия-170 и до 97% гадолиния-158 тепловыми нейтронами реактора ВВР-С Института ядерной физики АН УССР потоком $1,8 \cdot 10^{13}$ нейтронов/см²сек.

Опыты по исследованию гамма-гамма угловой корреляции каскадных излучений проводились на установке быстро-медленных совпадений, описанной нами ранее в [11], имеющей разрешающее время $2 \cdot 10^{-9}$ сек при использовании кристаллов $\text{NaCl}(\text{Tl})$ размером 40×40 мм. Времена жизни уровней измеряли на полностью транзисторизованной установке быстро-медленных совпадений с автоматической временной стабилизацией с разрешающим временем $0,4 \cdot 10^{-9}$ сек [12] при использовании кристаллов стильбена или пластмассовых кристаллов. Во всех случаях применялся фотоумножитель ФЭУ-36. При измерениях времен жизни электроны β -спектра регистрировались тонким пластмассовым кристаллом, а гамма-лучи регистрировались кристаллами стильбена или $\text{NaCl}(\text{Tl})$ размером 30×30 мм.

Функцию угловой корреляции представляли в обычном виде

$$W(\theta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos\theta),$$

где A_k - коэффициенты угловой корреляции, $P_k(\cos\theta)$ - полиномы Лежандра. Во всех измерениях вводилась поправка на конечные размеры детекторов, а в случае необходимости вносилась поправка на вклад от конкурирующих каскадных излучений.

Ядро ^{193}Os . Нами исследована угловая корреляция гамма-гамма каскадов 280-107, 532-107, 419-139, 321-139, 280-180, 252-460 и 154-558 кэВ и измерены времена жизни уровней 73, 361, 460 и 558 кэВ. Результаты измерений, с вытекающими из них выводы относительно спинов уровней и мультипольностей переходов, представлены в таблице 1 и 2. Нами даны относительно

Для уровней $36I$, 460 и 558 кэв из β (750 кэв) - γ ($36I$ кэв), β (650 кэв) - γ (460 кэв) и β (550 кэв) - γ (558 кэв) - совпадений по наклону полученных мгновенных кривых мы смогли оценить верхние пределы времени жизни

$$T_{1/2} (36I \text{ кэв}) \leq 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ сек,}$$

$$T_{1/2} (460 \text{ кэв}) \leq 0,15 \cdot 10^{-9} \text{ сек,}$$

$$T_{1/2} (558 \text{ кэв}) \leq 0,1 \cdot 10^{-9} \text{ сек,}$$

что не противоречит данным [1,3].

В таблице 3 приводятся сравнение полученных периодов полураспада с одностатистическими оценками и расчетами по модели Нильсона.

$R_e 187$. Из распада $W 187$ на возбужденные состояния $R_e 187$ нами впервые исследована угловая корреляция гамма-лучей $745-134$ кэв и повторно каскадов $552-134$ и $72-134$ кэв.

Согласно полученным экспериментальным коэффициентом угловой корреляции (таблица 2), уровню 880 кэв однозначно приписываются квантовые характеристики $5/2^+$, а уровню 686 кэв - спин $7/2^-$, что подтверждает данные Арнса и Виденбека [4] и отрицает результаты Михеалиса [5].

Зная мультипольность перехода 552 кэв [6], мы определили мультипольные составы излучений 134 , 745 и 72 кэв (таблица 2).
Времена жизни уровней 618 и 686 кэв $R_e 187$ измерены из β (690 кэв) - γ (618 кэв) и β (624 кэв) - γ (686 кэв), при этом гамма-лучи отбиралась кристаллом $NaJ(Te)$. Определенное нами по экспоненциальному спаду кривой задержанных совпадений (рис.4) значение периода полураспада уровня 618 кэв составляет

$$T_{1/2} = (0,55 \pm 0,02) \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

каскада $280-107$, $532-107$ и $419-139$ кэв находится в хорошем согласии с данными [3], а для каскадов $280-180$, $252-460$ и $321-139$ кэв с результатами [1]. Угловая корреляция каскада $154-558$ кэв до нас не исследована.

Спин и четность основного состояния $I \gamma 193$ установлены как $3/2^+$ в работах [1-3]. Уровнями 73 , 139 , 180 и 460 кэв единодушно приписаны квантовые характеристики $1/2^+$, $5/2^+$, $3/2^+$ и $3/2^+$ соответственно. Результаты наших исследований подтверждают эти значения спинов для соответствующих уровней (см. таблицу 2).

Из данных предшествующих экспериментальных исследований [1-3] спин уровня 558 кэв не установлен однозначно. Подробный анализ полученных нами коэффициентов угловой корреляции гамма-излучений $154-558$ и $419-139$ кэв приводит к установлению спина $5/2$ для этого состояния.

Угловой момент уровня 712 кэв определен нами как $5/2^+$, что снимает неоднозначность в конвексионных данных (см. [12]), в которых приписывается характеристика $3/2^+$.

Однозначное установление квантовых характеристик состояний позволило определить из графического анализа мультипольные составы всех излучений, входящих в исследованные нами каскады (таблица 2, рис.3). Коэффициенты смешивания излучений $280,460$ и 139 кэв взяты из работы [2], а перехода 558 кэв - из [13].

Время жизни уровня 73 кэв измерено из β (1030 кэв) - γ (73 кэв) и β (387 кэв) - γ (73 кэв) - совпадений [20]. Обработка экспоненциальной ветви полученных кривых задержанных совпадений приводит к значению.

$$T_{1/2} (73 \text{ кэв}) = (5,9 \pm 0,11) \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

что находится в хорошем согласии с результатами измерений [1,3]

что согласуется с данными [14,15] и противоречит [16].

Для уровня 686 кэв мы смогли оценить верхний предел времени жизни

$$T_{1/2} (686 \text{ кэв}) \leq 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

В ядре Lu I77 только в последние годы расщеплен дублет уровней I230 и I241 кэв [7], спины которых мы устанавливаем из исследования гамма-гамма угловой корреляции каскадов 94I-138 и I120-122 кэв.

Результаты угловой корреляции (таблица 1), учитывая данные работы [7,8] относительно характеристик состояния I22, I50 и 289 кэв (таблица 2) позволяют однозначно приписать уровню I230 кэв спин и четность $9/2^+$, а уровню I241 кэв преимущественно $7/2^+$ (значение спина I1/2 не исключено). Нами из графического анализа угловой корреляции определены мультипольные составы гамма-излучений 94I и I120 кэв (таблица 2).

Исследование угловой корреляции гамма-лучей 797 и I12 кэв, последовательно испускаемых в результате распада уровня 913 кэв ядра Tm I71, приводит к приписанию этому состоянию спина $5/2^+$ с положительной четностью. В свою очередь, знание значения спина уровня 913 кэв дает возможность из данных по угловой корреляции каскада 372-908 кэв Tm I71 определить угловой момент состояния I285 кэв как $5/2$ (таблица 2).

Для проверки надежности установления спинов и четностей нижних состояний ядра Tb I59, нами впервые исследована корреляция направленных гамма-каскадов 226-80 и 306-58 кэв.

Полученные значения спинов уровней 363, I37 и 58 кэв соответственно как $5/2^-$, $7/2^+$ и $5/2^-$ (таблица 2) подтверждает ранее приписанные значения авторами [17]. Из графического анализа нами впервые определены мультипольности переходов.

Обсуждение результатов.

Было сделано несколько попыток объяснения структуры уровней ядра $I\Gamma$ I93 на основе различных ядерных моделей [1,2,3,19]. Основное состояние и первый возбужденный уровень 73 кэв есть $\alpha_{3/2}$ и $S_{1/2}$ состояния модели оболочек. Переход между этими состояниями является ℓ - запрещенным M1-переходом.

Берловичем [19] рассчитаны теоретические значения квадратов матричных элементов M1-переходов в ядрах иридия и золота. В частности, для изотопов $I\Gamma$ эта величина оказывается на порядок больше экспериментального значения, что указывает на несферичность этого ядра. Ускоренность E2-компоненты переходов между состояниями $2\alpha_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ примерно в 10 раз по сравнению с оценкой по Вайскопфу не противоречит сделанному предположению.

В работах [2,19,21] делается предположение о наличии деформации в ядре $I\Gamma$ I93 из аналогичности последовательности уровней этого ядра с деформированным ядром $I\Gamma$ I91, а также из большого значения квадратурного момента $Q_0 = 3,7 \text{ бн}$ [2].

Основному состоянию и уровням 73 кэв, 461 кэв приписываются одночастичные нильсоновские состояния $3/2^+$ [402], $1/2^+$ [400] и $3/2^+$ [411] соответственно. На этих уровнях построены ротационные полосы. Уровни I39 кэв ($5/2^+$) и 358 кэв ($7/2^+$) составляют вращательную полосу основного состояния. Отношение энергии второго уровня к первому $\frac{E_2(358)}{E_1(139)} = 2,57$ в удовлетворительном согласии с выводами ротационной формулы Бора-Моттельсона - 2,4 [21]. На состоянии 73 кэв основана вращательная полоса $K^\pi = 1/2^+$, членами которой являются уровни I80 кэв

на состоянии $625 \text{ кэв } [411] 1/2^+$. Данная полоса имеет большой отрицательный параметр разрыва связи $Q = -1,1$ (см., например [16]).

Нами рассчитаны парциальные вероятности $M1$ и $E2$ переходов с уровня 618 кэв в основное состояние, исходя из измеренного нами времени жизни этого уровня, которые сравниваются с одночастичными оценками и расчетами по модели Нильсона.

Численное значение приведенной вероятности $E2$ -перехода по Нильсону взято из работы [22]. Оказалось, что $E2$ -переход с этого уровня относительно одночастичной оценки не ускорен как обычно, а замедлен $F_{\text{уск.}}^{\text{вильс.}} (E2) = 6,3 \cdot 10^{-2}$.

Сравнения с расчетами по Нильсону приводят к лучшему согласию эксперимента с теорией: $F_{\text{уск.}}^{\text{нильс.}} = 3$. Большое значение фактора ускорения σ -носителя модели Нильсона, чем по одночастичной оценке, является характерным для деформированных ядер (см. [19]). Близость вероятности $E2$ -перехода с уровня 618 кэв с вероятностью перехода, рассчитанной по модели Нильсона, указывает на то, что этот уровень преимущественно одночастичный. Величина задержки $M1$ -перехода $F_{\text{зад.}} (M1) = 6,7 \cdot 10^3$ так же является обычным для ядер в области редких земель.

Член $5/2^+$ ротационной полосы, построенный на одночастичном состоянии $5/2^+$ [402] 773 кэв , должен иметь энергию 864 кэв , если момент кванта ядра $R_e 187$ определить по данным полосы основного состояния [16]. Однако, уровень 865 кэв , наблюдаемый на опыте, нельзя идентифицировать с этим состоянием, так как спин $3/2^+$. Членом $5/2^+$ полосы $K^\pi = 3/2^+$ скорее всего является состояние 880 кэв , которому из наших данных по угловой корреляции приписываются значения квантовых характеристик $-5/2^+$.

Галахер [23] предложил описывать уровень $511 \text{ кэв } (1/2^+)$ с

II

$(3/2^+)$ и $362 \text{ кэв } (5/2^+)$. Однако, для данной полосы экспериментальный параметр развязывания $Q_{\text{уск.}} = -0,01$ не согласуется с теоретическим значением, определенным по модели Нильсона $Q_{\text{нильс.}} = 0,28$ [2]. Плайнер и др. [2] объединяют уровни $461 (3/2^+)$ и $558 (5/2^+)$ кэв в ротационную полосу.

На основании измеренных нами, а также полученных в [1,3] времен жизни возбужденных состояний произведен расчет приведенных вероятностей $M1$ и $E2$ переходов, которые сравниваются с одночастичными оценками и результатами расчетов по модели Нильсона.

Из таблицы 3 видно, что нильсоновские значения приведенных вероятностей $M1$ -переходов значительно лучше согласуются с экспериментом, чем одночастичные оценки, а $E2$ -переходы значительно ускорены по отношению к расчетам по формуле Нильсона, чем по Вайскоффу. Эти выводы полностью подтверждают результаты работы [19], в которой систематически рассмотрены вероятности одночастичных $M1$ и $E2$ переходов в деформированных ядрах.

Основное состояние ядра $R_e 187$ согласно экспериментальному значению электрического квадрупольного момента имеет параметр деформации $\beta = 0,19$. По схеме Нильсона при этом этому состоянию соответствует орбиталь [402] $5/2^+$. Возбужденные уровни данного ядра с энергиями $206, 625$ и 723 кэв также интерпретируются как нильсоновские одночастичные состояния с характеристиками [514] $9/2^-$, [411] $1/2^+$ и [402] $3/2^+$ соответственно. На одночастичных состояниях развиты вращательные полосы.

Возбужденные состояния $618 \text{ кэв } (3/2^+)$ и $817 \text{ кэв } (5/2^+)$ являются членами ротационной полосы $K^\pi = 1/2^+$, основанной

развитой на ней вращательной полосой как гамма-вибрационную полосу основного состояния. По этой же работе уровень 686 кэВ, которому в ряде работ приписываются характеристики $5/2^-$, рассматривается как гамма-вибрационный уровень $(K=2)$, основанный на состоянии 206 кэВ $(9/2^-)$. Однако, результаты проведенных нами опытов по угловой корреляции гамма-гамма-каскада 552-134 кэВ исчислят спин $5/2$ для этого уровня и приводят к значению $7/2$. Этим самым наши результаты отрицают интерпретацию уровня 686 кэВ, данную в [23].

Гамма-вибрационное описание полосы $K^\pi = 1/2^+$, начинающейся с уровня 511 кэВ, поддерживается рядом других исследователей.

Отмечая празмерность подобной интерпретации надо, однако, заметить, что, по-видимому, мы здесь имеем дело со смешанным одночастичным и вибрационным состоянием, так как параметр развязки для гамма-вибрационной полосы в противоречие теории вибрационных состояний отличается от нуля ($\alpha = 0,38 \pm 0,02$ [24]).

Сделано несколько попыток воспроизвести схему уровней рения-187 на основе различных моделей атомного ядра. На рис. 5 приводятся экспериментальная схема уровней этого ядра (рис. 5а), сверхтекущей модели [рис. 5в] [26] и различных вариантов модели Давыдова (рис. 5 г, д, е) [25, 27].

Согласно обобщенной модели энергетические уровни ядер описываются формулами

$$E(I) = A I(I+1) + B I^2(I+1)^2 \quad (1)$$

$$E(I) = A' \{ I(I+1) + (-)^{I+1/2} (I+1/2) a \cdot \delta_{K1} \} / 2 \quad (2)$$

Для ядер со спином основного состояния $5/2$ (к которым относятся и $R_e 187$) формула (1) описывает вращательную полосу основного состояния, а формула (2) - гамма-колебательную полосу $(K=2)$ $K^\pi = 1/2^-$. Из рисунка 5 б видно, что формула (1) достаточно хорошо описывает основную вращательную полосу. Теоретическая гамма-вибрационная полоса также достаточно хорошо согласуется с экспериментальной полосой, основанной на уровне 511 кэВ $1/2^-$. Вращательная полоса основного состояния также хорошо описывается по модели Давыдова с учетом деформируемости формы ядра при возбуждении (рис. 5е) [27].

Сардаряном [25] предложена адиабатическая модель нечетных неаксиальных ядер со спинами основных состояний $5/2$ и $7/2$.

В этой работе возможность применения адиабатики для неаксиальных ядер с параметрами неаксиальности вплоть до $\chi = 15-20^\circ$ обосновывается тем, что Корингисово взаимодействие часто оказывается малым и проекция момента количества движения нечетного нуклона на ось симметрии Ω обычно равно K и мало меняется при $\chi = 15-20^\circ$.

В данном приближении, также как и в первоначальном варианте модели Давыдова [28], момент количества движения J считается хорошим квантовым числом и кроме того вводится предположение, что Ω также является интегралом движения, I_0 (спин основного состояния) $= J = \Omega$.

Автором [25] получены энергетические спектры ядер, которые зависят от двух параметров: от некоего параметра A^{II} , имеющего тот же смысл, что и параметра A и A^I в формулах (1) и (2) и параметра неаксиальности χ (обозначения по [25]).

В случае ядра $R_e 187$ данная модель при $\chi = 17^\circ$ достаточно хорошо описывает основную вращательную полосу и первую

аномальную (χ - вибраторную) полосу (рис. 5.2). Однако, параметр развязывания для аномальной полосы в адиябатическом приближении должен быть строго равен нулю. В R_e 187 экспериментальный параметр развязывания равен 0,38, а рассчитанный по теоретическим уровням - 0,34. Оба значения близки и значительно отличаются от нуля. Поэтому более предпочтительно вести сравнение теории с экспериментом для этого ядра (а также ядра R_e 185 [25]) по неадиябатической модели (см. рис. 5д), которая при лучшей подгонке параметров может дать хорошее согласие теории с экспериментом [28].

Сопоставим с соотрудниками [26] вычислен энергии и структура основных и возбужденных неротационных состояний ядер R_e , Ta и Lu с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса для $A = 181$.

Вычисленные значения энергий неротационных состояний (рис. 5 в) близки к экспериментальным (рис. 5а). В частности, расчеты [26] (рис. 5 в) очень хорошо предсказывают наличие в ядре R_e 187 χ - вибраторных полос $K \pi = 1/2^+$ ($K=2$) и $9/2^+$ ($K=2$) основного состояния и, кроме того, определена структура этих уровней как 511 кэВ ($1/2^+$): [400†] 14%, [402†] + Q (22) 85%; 840 кэВ ($9/2^+$): [404†] 0,3%, [402†] + Q (22) 99%. Такое описание подтверждает, что эти состояния не чисто χ - вибраторные. Экспериментальные вероятности переходов находятся в хорошем согласии с рассчитанными при данных параметрах смешивания [26].

Возбужденные состояния ядра Lu 177 являются хорошим примером спектра деформированных ядер. Основное состояние идентифицируется с нильсоновским уровнем $7/2^+$ [404]. Вращательная полоса основного состояния очень хорошо описывается обменной моделью по формуле (I) (рис. 6б), моделью неаксиальных не-

четных ядер Давыдова (рис. 6 г) [29] при параметрах $\chi = 0,1867$ и $\chi = 12,8$, адиябатической моделью неаксиальных четных ядер Сандерлина при $\chi = 10^0$ (рис. 6 в) [25], а также по расчетам Бегханова, Селехитдинова и Шарипова по модели Давыдова с учетом деформируемости ядра при возбуждении [30] (рис. 6 д).

Из рисунка 6 видно, что все теоретические спектры уровней достаточно хорошо согласуются с экспериментальными. Адиябатическая модель неаксиальных ядер [25] предсказывает в данном ядре положение аномальной вращательной полосы $K = \Omega + 2$, начинающейся с уровня 1305 кэВ $11/2^+$ и достаточно хорошо её описывает.

Ряд уровней этого ядра интерпретируется как трехквантовый, в том числе и уровни 1230 и 1241 кэВ, которым из результатов наших измерений и согласно сверхразрешенному характеру бета-перехода на эти уровни [31] устанавливаются спины $9/2^+$ и $7/2^+$ ($11/2^+$). В работе [26] структуры состояний 1230 и 1241 кэВ (рис. 6 е) получены как трехквантовые с коэффициентом (р 514†, n 514†, m 624†), что подтверждает [31].

В ряде работ (см. [9]) подробно рассматривается вопрос об исключительности возбужденных состояний ядер Tm 169 и Tm 171. Основываясь на этом подобии, можно считать, что ядро Tm 171 имеет примерно такой же параметр деформации, как и ядро Tm 169, поэтому основному состоянию Tm 171 приписывается асимптотически квантовые числа $1/2^+$ [41] [9]. На основном состоянии построена вращательная полоса, свойства которой тщательно изучены множеством авторов (см. [9]). Кроме основного состояния, уровни 425 и 636 также интерпретируются как одночастичные нильсоновские состояния $7/2^-$ [523] и $7/2^+$ [404] [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Badica, A. Gelberg et al. Rev. Roum. Phys., 14, 427, 1969
(см. также ссылки к этой работе).

2. Z. Plajner, V. Brabec, L. Maly, M. Vejs, Nucl. Phys., A121, 367, 1968.

3. R. Avida, J. Burde, A. Molchadski and Z. Berant, Nucl. Phys., A114, 365, 1968; Nucl. Phys., A115, 405, 1968.

4. R. G. Arns and M. L. Wiedenbeck, Nucl. Phys., 19, 634, 1963.

5. W. Michaelis, Nucl. Phys., 45, 573, 1963.

6. T. Nagarajan, M. Ravikiranath et al., Phys. Rev., 178, 1968, 1969
(см. ссылки к этой работе).

7. C. M. Lederer, J. M. Hollander, J. Perlman, Table of Isotopes, New York, 1967.

8. G. T. Ewan, Compt. rend. Congr. internat. phys. nucl., Paris, 2, 562, 1964.

9. D. E. Raesside, J. J. Reidy, M. L. Wiedenbeck, Nucl. Phys., A114, 529, 1968.

10. P. J. P. Vossquet, Journal de Phys., 26, 795, 1965.

11. Р. Б. Бегжанов, Д. А. Гладышев, Известия АН УзССР. серия физ.-мат. наук, № 6, 43, 1968.

12. Р. Б. Бегжанов, Д. А. Гладышев, Известия АН УзССР, серия технических наук, № 4, 16, 1970.

13. R. H. Price, M. W. Johns et al., Can. J. Phys., 47, 727, 1969.

14. K. Petersen et al., Phys. Letters, 20, 527, 1967.

15. В. Андрейцев, Ф. Дубберс и др. Тезисы докладов совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер, Дубна, I-5 1969

16. H. Langhoff, Phys. Rev., 159, 1033, 1967.

Интересно искать коллективные состояния в этих ядрах. По данным [32] ротационные полосы, построенные на состояниях 675 кэВ - $3/2^+$ и 913 кэВ - $5/2^+$ (значения спинов этих уровней подтверждаются нашими данными), являются γ -вибрационными полосами ($K_0 = 2$ и $K_0 + 2$ соответственно), основанными на основном состоянии. Такая идентификация обосновывается равенством моментов инерции основного состояния (12, 127 кэВ) и γ -вибрационных состояний (12, 4 и 12, 1 кэВ).

Ядро Tl^{159} является деформированным ядром и его вращательные состояния хорошо описываются моделью Нильсона.

Основному состоянию на диаграмме Нильсона соответствует орбиталь $[411] 3/2^+$. На основном состоянии построена вращательная полоса, состоящая из уровней 58 кэВ - $5/2^+$ и 137 кэВ - $7/2^+$. Уровни 348 кэВ - $5/2^+$ и 363 кэВ - $5/2^-$ являются однократными состояниями $[413] 5/2^+$ и $[532] 5/2^-$. Наши экспериментальные данные подтверждают ранее приписанные характеристики вышеуказанным уровням, а также проведенное обсуждение природы этих уровней [23].

Авторы приносят благодарность Гладышеву Д. А., Азимову К. Ш. за участие в работе и Белевскому В. М. за содействие в расчетах.

17. J. C. Hill and M. L. Wiederbeck, Nucl. Phys., Alli, 457, 1968
(см. ссылки к этой работе).

18. S. Gustafsson, K. Johansson et al., Arkiv Fysik 24, 169, 1967.

19. Э. Б. Берлович, сб. "Структура ядра", Ташкент, "Фан", 1970, стр. 15.

20. К. Ш. Азиев, Р. Б. Бегманов, О. Ш. Кобилов, П. С. Рахманов и Х. С. Сафиров, Программа и тезисы XX совещания по ядерной спектроскопии, М-Д, 1970, стр. 161.

21. Z. Meligy, N. A. Eissa, Acta Phys. Hung., 23, 277, 1967.

22. Р. Б. Бегманов, В. М. Белевский, Р. Х. Сафиров, "Численные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов на основе модели Нильсона", Препринт ИЯФ АН УзССР, Ташкент, "Фан", 1967.

23. C. J. Gallagher et al., Nucl. Phys., 19, 18, 1960.

24. К. М. Бисгорд, Л. И. Нильсен, Е. Стрёмли и Е. Везе, Известия АН СССР, серия физическая, 31, 18, 1967.

25. Р. А. Сардарян, "Адиабатическая модель для неэквивалентных четных ядер со спином 5/2 и 7/2", Препринт БФМ-70-5(70), Ереван, "АРУС", 1970.

26. Л. А. Малов, В. Г. Соловьев и У. М. Фейнер, Известия АН СССР, серия физическая, 33, 1244, 1969.

27. Р. Б. Бегманов, Б. Исмаков, Ш. Марипов, Известия АН УзССР, серия физ. мат., № 2, 57, 1967.

28. А. С. Давандов, Р. А. Сардарян, Nucl. Phys., 37, 106, 1962.

29. И. Е. Кемубе, "Укр. физ. ж.", 12, № 5, 1967.

30. Р. Б. Бегманов, А. Самехитдинов и Ш. Марипов (в печати).

31. H. S. Johansen, M. Jorgensen, O. B. Nielsen and G. Sidenius, Phys. Letters, 8, 61, 1964.

32. Л. К. Пекер, Известия АН СССР, серия физическая, 28, 289, 1964.

33. R. A. Brown, K. I. Rowlston, G. T. Ewan and G. I. Andersson, Can. J. Phys., 47, 1017, 1969.

Рукопись поступила 10-го марта 1972 года.

Таблица I.

Угловая корреляция гамма-излучений.

Ядро	Каскад, кэв.	A ₂	A ₄
Ir ¹⁹³	280-107	-0,111 ± 0,027	0,024 ± 0,031
	582-107	0,056 ± 0,016	0,023 ± 0,034
	419-139	-0,137 ± 0,007	-0,013 ± 0,015
	321-139	0,338 ± 0,036	-0,001 ± 0,006
	280-130	0,137 ± 0,015	-0,029 ± 0,018
	252-460	-0,093 ± 0,010	0,055 ± 0,014
Re ¹⁸⁷	154-538	0,165 ± 0,020	-0,002 ± 0,008
	745-134	-0,120 ± 0,008	0,015 ± 0,007
Lu ¹⁷⁷	582-134	0,127 ± 0,022	-0,044 ± 0,030
	72-134	-0,155 ± 0,007	0,123 ± 0,031
Tm ¹⁷¹	1120-122	0,212 ± 0,098	0,029 ± 0,014
	941-138	0,097 ± 0,021	-0,046 ± 0,038
Tb ¹⁵⁹	797-112	-0,241 ± 0,028	0,021 ± 0,017
	372-903	0,058 ± 0,010	-0,033 ± 0,006
	306-58	-0,075 ± 0,050	0,116 ± 0,030
	226-60	0,086 ± 0,030	0,046 ± 0,032

Таблица 2.

Спины уровней и мультипольности переходов

Ядро	Каскад, кэв	Энергия уровня кэв	Спин и четность кэв	Энергия перехода, кэв.	Мультипольность
Ir ¹⁹³	280 - 107	460	3/2 ⁺	280	MI+(30 ± 10)%E2
		180	3/2 ⁺	107	MI+(4,75 ± 0,75)%E2
	73	1/2 ⁺			
	712	5/2 ⁺	582	MI+(95 ± 1)%E2	
	180	3/2 ⁺	107	MI+(4,75 ± 0,75)%E2	
	73	1/2 ⁺			
	538	5/2 ⁺			
	139	5/2 ⁺	419	MI+(5 ± 1)%E2	
	0	3/2 ⁺	139	MI+(13 ± 3)%E2	
	460	3/2 ⁺			
Re ¹⁸⁷	321 - 139	139	5/2 ⁺	321	MI+(0,5 ± 0,5)%E2
		0	3/2 ⁺	139	MI+(13 ± 3)%E2
	460	3/2 ⁺			
	180	3/2 ⁺	280	MI+(30 ± 10)%E2	
	0	3/2 ⁺	180	MI+(28,5 ± 11,5)%E2	
	712	5/2 ⁺	252	MI+(0,5 ± 0,5)%E2	
	460	3/2 ⁺	460	MI+(20 ± 10)%E2	
	0	3/2 ⁺			
	712	5/2 ⁺			
	538	5/2 ⁺	154	MI+(4 ± 1)%E2	
0	5/2 ⁺	558	MI+(2 ± 2)%E2		
380	5/2 ⁺	745	MI+(11,5 ± 0,5)%E2 или MI+(0,85 ± 0,65)%E2		
134	7/2 ⁺	134	MI+(13,5 ± 4,5)%E2		
0	5/2 ⁺				

	1	2	3	4	5	6
Re 187	582 - 134		686	7/2 ⁺	552	EI + \leftarrow I 1% E2
			134	7/2 ⁺	134	MI + (18, 5 \pm 4, 5) 1% E2
			0	5/2 ⁺		
	72 - 134		206	9/2 ⁺	72	EI + (6, 5 \pm 1, 5) 1% E2
Lm 177			134	7/2 ⁺	134	MI + (18, 5 \pm 4, 5) 1% E2
			0	5/2 ⁺		
	1120 - 122		1241	7/2 ⁺	1120	MI + (20 \pm 10) 1% E2
			122	9/2 ⁺	122	MI + 19% E2
Tm 171			0	7/2 ⁺		
	941 - 138		1230	9/2 ⁺	941	EI + (1 \pm 0, 5) 1% E2
			289	11/2 ⁺	138	MI + 15% E2
			150	9/2 ⁺		
Tb 159			913	5/2 ⁺	797	MI + (1 \pm 0, 5) 1% E2
			117	5/2 ⁺	112	MI + (2, 45 \pm 0, 15) 1% E2
			5	3/2 ⁺		
	372 - 908		1285	5/2	372	
			913	5/2 ⁺	908	
			5	3/2 ⁺		
	306 - 58		368	5/2 ⁺	306	EI + (6, 5 \pm 3, 5) 1% E2
			58	5/2 ⁺	58	MI + 1, 4% E2
			0	3/2 ⁺		
	226 - 80		363	5/2 ⁺	226	EI + (0, 75 \pm , 15) 1% E2
			137	7/2 ⁺	80	MI + 2% E2
			26	5/2 ⁺		

Сравнение парциальных времен жизни относительно MI и E2 переходов ядра ¹⁹⁸Pt с эмпирическими оценками и расчетами по модели Нильсона.

Таблица 3.

Энергия ядер, переходов, эв.	Эксп. T _{1/2} , сек.	S ₁ [N ₁ ² V] \rightarrow S ₂ [N ₂ ² V]	S ₂	Задержки MI по Ниль- сому*	MI по Ниль- сому*	Задержки MI по Мюш- ковскому	MI по Мюш- ковскому	Расчеты по модели Нильсона		Расчеты для уровня 78 как замаскированы из работы / 19 /	
								78	139	180	180
78	5,9.10 ⁻⁹	1/2 ⁺ [400] \rightarrow 3/2 ⁺ [402]	0,2	1,7.10 ³	1	7,8	12**	78	139	180	180
139	8,8.10 ⁻¹¹	5/2 ⁺ [402] \rightarrow 3/2 ⁺ [402]	0,15	36	0,64.10 ²	660	4,4.10 ⁷	139	180	180	180
180	4,6.10 ⁻¹¹	3/2 ⁺ [400] \rightarrow 3/2 ⁺ [402]	0,20	390	-	5,6	-	180	180	180	180
180	4,6.10 ⁻¹¹	3/2 ⁺ [400] \rightarrow 1/2 ⁺ [400]	0,08	3,2	-	295	-	180	180	180	180
461	1,9.10 ⁻¹¹	3/2 ⁺ [411] \rightarrow 3/2 ⁺ [402]	0,25	1.10 ⁴	2,2.10 ²	10	2.10 ⁵	461	461	461	461
461	1,9.10 ⁻¹¹	3/2 ⁺ [411] \rightarrow 1/2 ⁺ [400]	0,25	410	10	1,3	9,2.10 ³	461	461	461	461
558	1.10 ⁻¹⁰	5/2 ⁺ [411] \rightarrow 3/2 ⁺ [402]	0,02	1250	50	0,8.10 ⁻²	1,3.10 ³	558	558	558	558
558	1.10 ⁻¹⁰	5/2 ⁺ [411] \rightarrow 1/2 ⁺ [400]	-	-	-	0,28	4,5.10 ³	558	558	558	558
558	1.10 ⁻¹⁰	5/2 ⁺ [411] \rightarrow 3/2 ⁺ [411]	0,04	112	-	38	-	558	558	558	558

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Схема уровней ядра Ir^{193} .

Рис. 2. Схема распада ядра W^{187} .

Рис. 3. Графический анализ результатов угловой корреляции каскадных гамма-излучений (252-460) кэВ (сплошная линия) и (280-180) кэВ (пунктирная линия) Ir^{193} .

Рис. 4. Временная кривая распада уровня 618 кэВ ядра Re^{187} .

Рис. 5. Сравнение экспериментальной схемы уровней ядра Re^{187} с теоретическими (обозначения в тексте).

Рис. 6. Сравнение экспериментальной схемы уровней ядра Lu^{177} с теоретическими (обозначения в тексте).

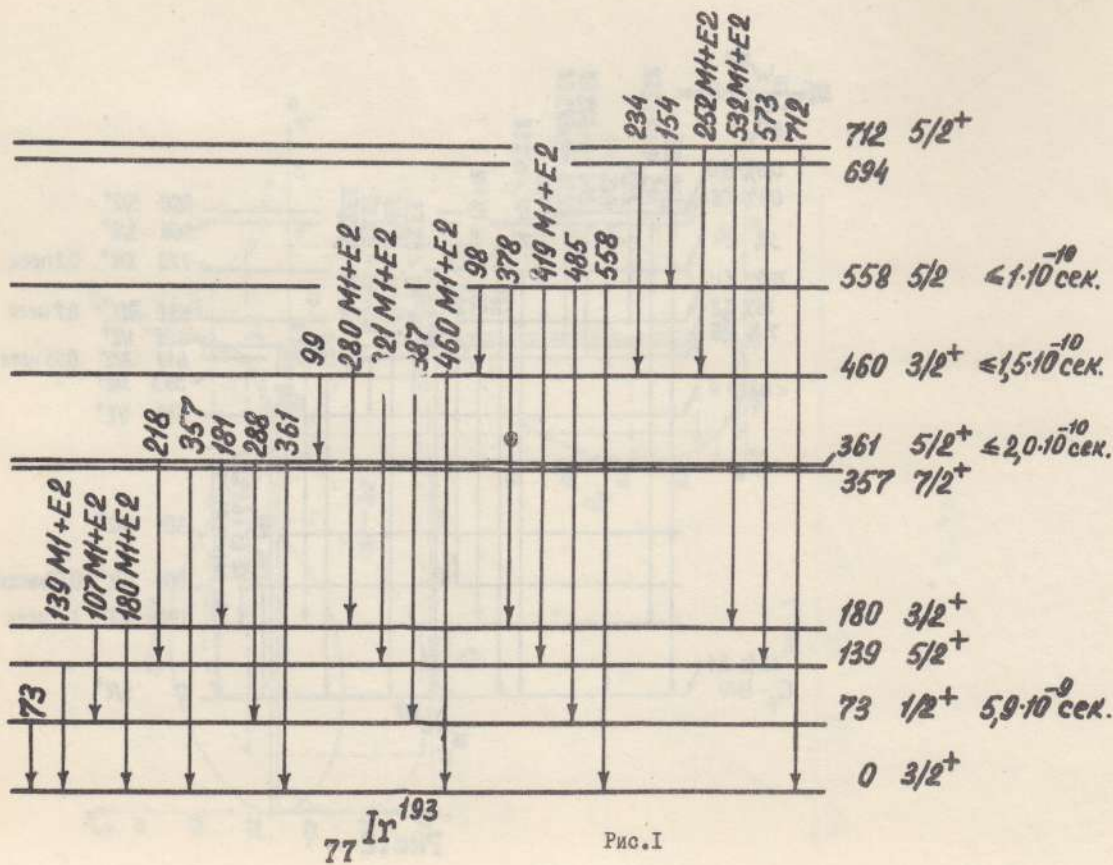


Рис. 1

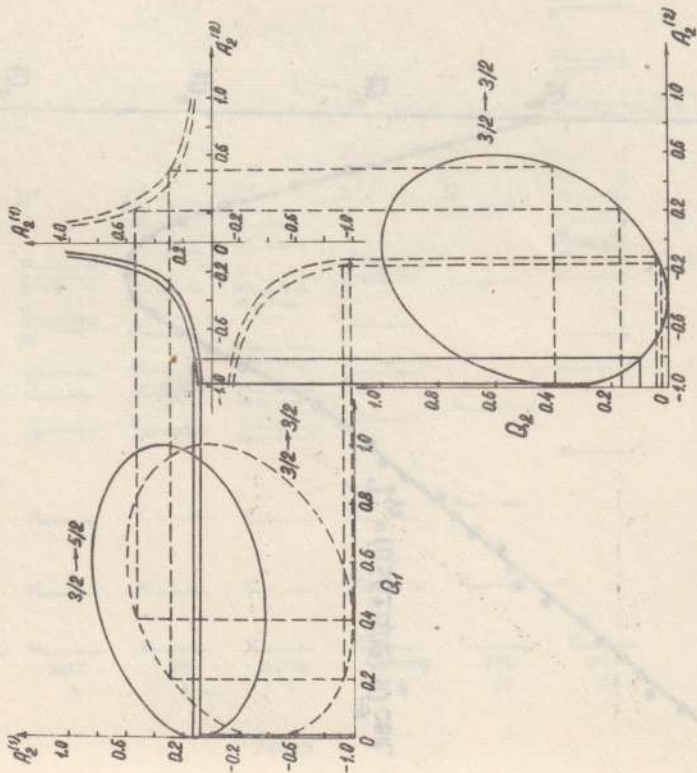


Рис. 3

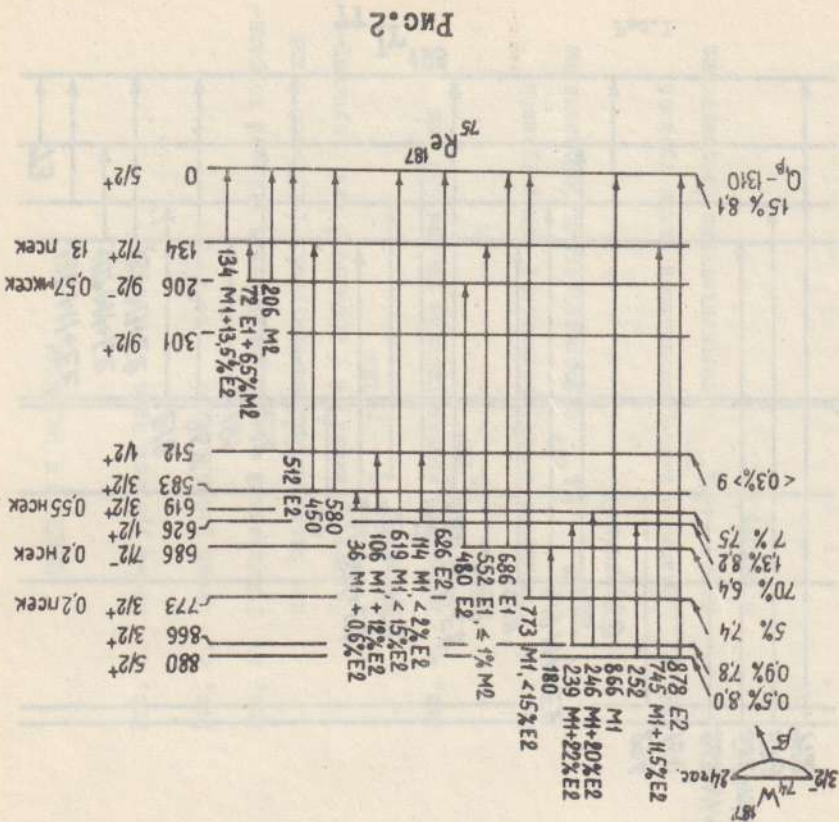


Рис. 2

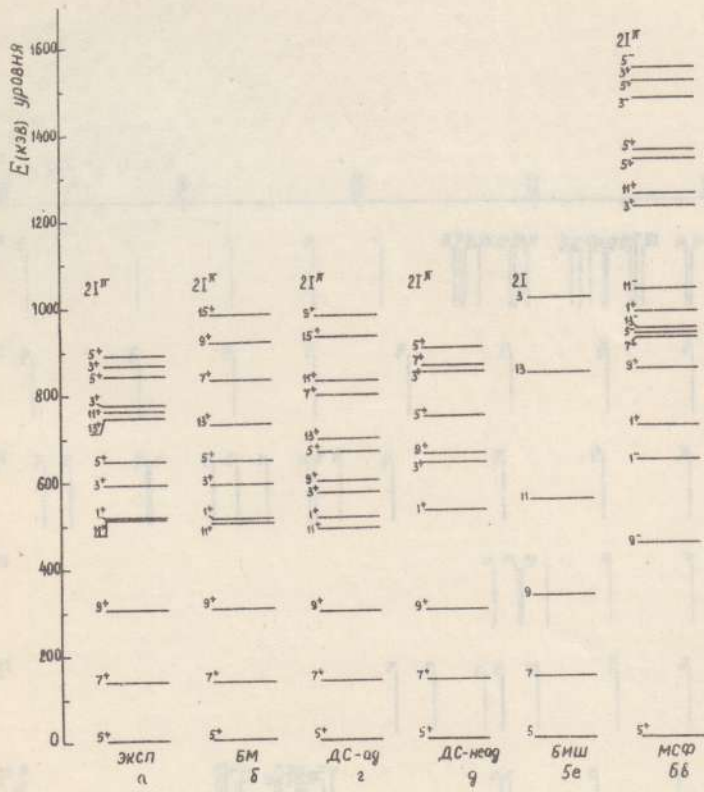


Рис. 5

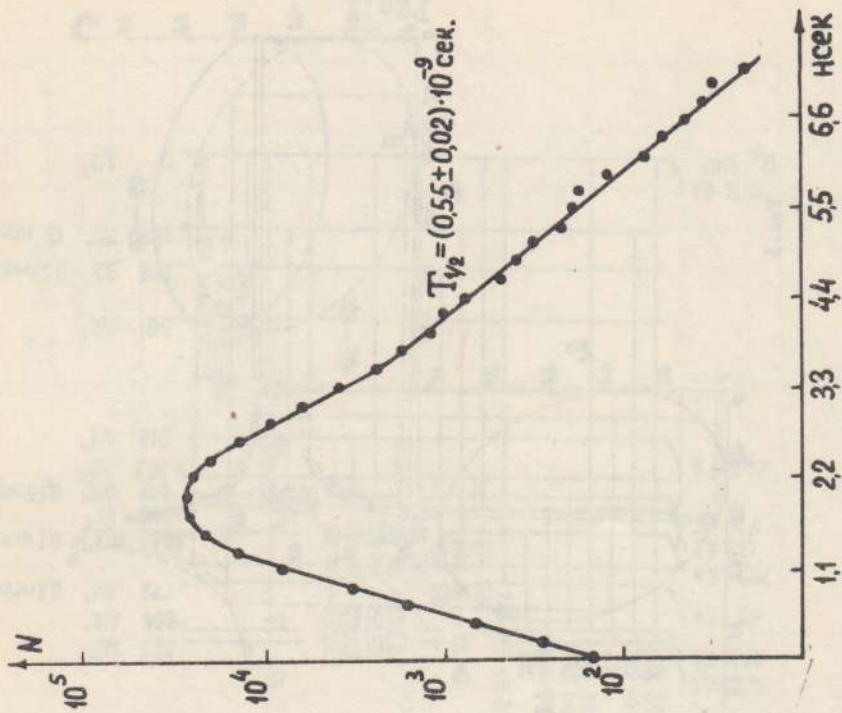


Рис. 4

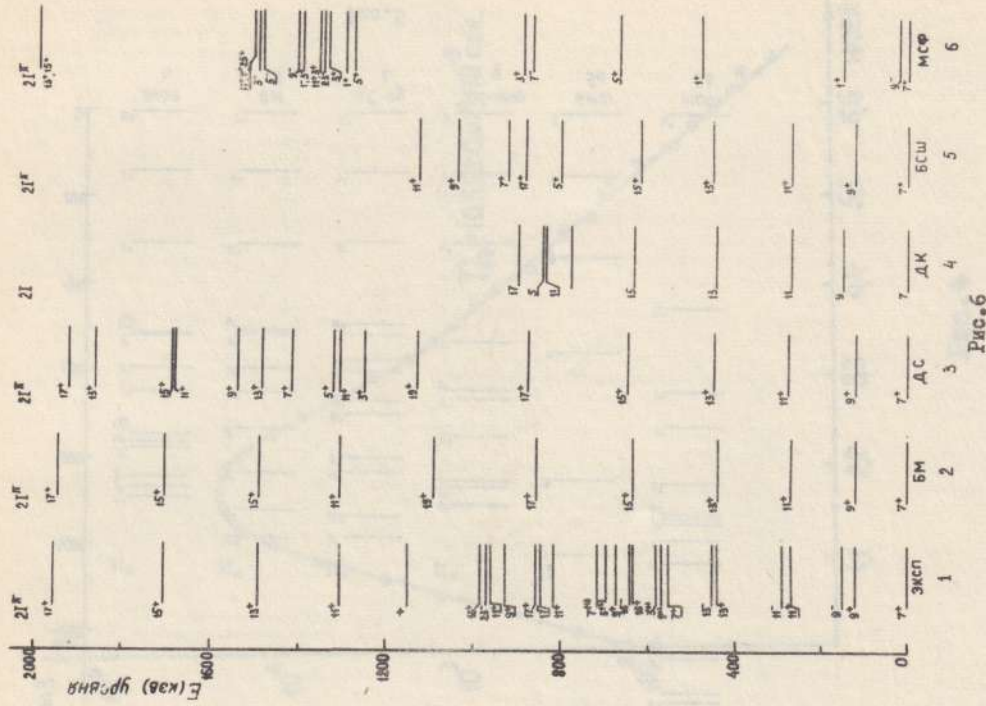


Рис. 6

Заказ 1184 ВФ-04763 Тираж 300

Подписано к печати 4/У-72г. 1,5 уч. изд. л. Цена 10к.

Ереванский физический институт, Ереван-36, Маршарна 2