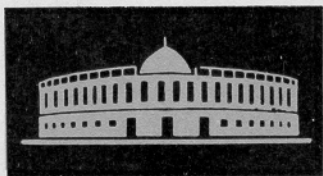


ISSN 0367-2026

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ



ЧАСТИЦ

И АТОМНОГО

ЯДРА

В
В
У
У

1996 том 27 выпуск 6



JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.27

PART 6

Six issues per year

DUBNA 1996

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 27

ВЫПУСК 6

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1996

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.БУРОВ,

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ,

П.И.ЗАРУБИН,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЪЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

В.Г.СОЛОВЬЕВ

(зам. главного редактора),

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

Редакторы **Е.К.Аксенова**, тел. 65-165

Э.В.Ивашкевич

NEUTRAL CURRENTS IN LOW ENERGY NUCLEAR PHYSICS PROCESSES

O. Dumitrescu

International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy
and

Department of Theoretical Physics, Institute of Physics and Nuclear Engineering,
Institute of Atomic Physics

Magurele, P.O.Box MG-6, R-76900, Bucharest, Romania

The possibility of extracting from the experiment the necessary information concerning the neutral current contributions to the structure of the weak interactions that violate the parity conservation law is investigated. The parity nonconservation (PNC) induced by weak hadron-hadron interactions investigated via low energy nuclear physics processes is reviewed. The low energy nuclear physics processes considered here are: the resonance nuclear scattering and reactions induced by polarized projectiles such as protons and deuterons, emission of polarized gamma rays from oriented and nonoriented nuclei and parity forbidden alpha decays. Some comments on PNC nucleon-nucleon (PNCNN) interaction are presented. Explicit expressions for some PNC observables are rederived. Applications for specific scattering, reaction and decay modes are done. New experiments are proposed.

Исследуется возможность извлечения из эксперимента информации о вкладе нейтральных токов в слабые взаимодействия, приводящем к нарушению четности. В обзоре рассматривается нарушение четности (НЧ), индуцированное слабым адрон-адронным взаимодействием и исследуемое в низкоэнергетических ядерных процессах. Рассматриваются такие процессы, как резонансное ядерное рассеяние, реакции, индуцированные поляризованными частицами (протоны и дейтроны), гамма-излучение ориентированных и неориентированных ядер, запрещенный по четности альфа-распад. Обсуждается нарушающее четность нуклон-нуклонное (НЧНН) взаимодействие. Заново получены точные выражения для некоторых наблюдаемых в НЧ процессах. Даны приложения для ряда специфических случаев рассеяния, реакций и распада. Предлагаются новые эксперименты.

1. INTRODUCTION

The existence of the neutral currents other than the familiar electromagnetic currents was predicted as early as 1958 by Bludman [1], who constructed a model based on a local SU(2) gauge symmetry. This model incorporated both

the charged (entering the β -decay interaction) and neutral currents. The space-time structure of the neutral currents in this first model was of a pure vector minus axial vector ($V-A$) type. Thus they could not be identified with the electromagnetic currents which are of a pure vectorial and parity conserving type. There was no unification with the electromagnetism in Bludman's model. A model truly unifying weak and electromagnetic interactions incorporating two kinds of neutral currents (electromagnetic and weak) was invented by Glashow [2] and by Salam and Ward [3]. This model is the $SU(2) \otimes U(1)$ model. As is stated in this last model, there is no mechanism for the mass generation of the intermediate vector bosons. Thus the relative strength of weak neutral-current interactions to that of charged-current interactions is a completely free parameter. This problem was settled by Weinberg [4], who incorporated the idea of spontaneous breakdown of local gauge symmetry [5], [6], into the $SU(2) \otimes U(1)$ model. An analogous mechanism was proposed by Salam [7]. The mass of the intermediate boson (Z) that mediates the neutral current is related in a definite way to the mass of its charged counterpart (W). The above relative strength was therefore fixed once and for all, in this version of the $SU(2) \otimes U(1)$ model, predicting in this way the structure of the weak neutral currents (as a mixture of vector and axial vector currents) and its strength of interaction. Thus the $SU(2) \otimes U(1)$ model became a single parameter ($\sin^2 \theta_W$) theory. With the discovery of neutral currents in 1973 [8], this standard $SU(2) \otimes U(1)$ field theory, stood out as a strong candidate for a unique theory of electroweak interactions. In the following years a great progress has been made in understanding the weak NN interactions, especially after the experimental detection [9], [10] of $W^\pm$ and Z^0 bosons, mediators of the weak force.

The weak interactions between the nucleons and especially those components with dominant contribution of the neutral currents can be studied only when the strong and electromagnetic interactions between the nucleons are forbidden by a symmetry principle, such as flavor (i.e., strangeness (S) or charm (C)) conservation. According to the standard theory, the neutral current contributions to $\Delta S = 1$ and $\Delta C = 1$ weak processes are strongly suppressed [11], [12] and, therefore, the neutral-current weak interaction between quarks can only be studied in flavor conserving processes which can be met in the low energy nuclear physics processes. The isovector part of the charged current weak interaction is suppressed by $\tan^2 \theta_C$ [11], [12], where θ_C is the Cabbibo angle, therefore the isovector part of the weak interaction contains mainly the neutral currents. Thus, the PNC nuclear physics processes determined by an isovector PMD are very important for the studies of the neutral currents.

The search for parity nonconservation (PNC) in complex nuclei, and especially in cases where an enhanced effect is expected from the existence of parity mixed doublets (PMD) [13–41] has a long history. The enhancement of any PNC effect is predicted by several reasons, the most important being the small level spacing between states of the same spin and opposite parity in the compound nucleus involved. The second one arises from the expected increase of the ratio (f) between parity-forbidden and parity-allowed transition matrix elements caused by the nuclear structure of the states involved. Usually such enhancements are offset due to correspondingly large theoretical uncertainties in the extraction of the PNC-NN parameters from the experimental data. As a matter of fact the same conditions which generate the enhancement complicate a reliable determination of the nuclear matrix elements theoretically. Therefore, it is necessary to select exceptional cases, in which the nuclear structure problem can be solved. This is the case for closely spaced doublets of the same spin and opposite parity levels situated far away from other similar levels. In this case the parity impurities are well approximated by simple two state mixing, which simplifies the analysis and isolates specific components of the PNC-NN

interaction. Bearing in mind that for PMD's the ratio $\frac{M_{PNC}}{\Delta E}$ (which estimates roughly the corresponding PNC effect) usually is of the order of 10^{-8} for

$\Delta E \geq 1.0$ MeV we can define a specific enhancement factor: $F = 10^8 \cdot \frac{M_{PNC}}{\Delta E} \cdot f$,

where f is a ratio of the decay (formation) amplitude corresponding to the small lifetime (large width) level to that of the large lifetime (small width) level.

The effects related to the PMD should help to determine the relative strengths of the different components of the PNC nucleon-nucleon (PNC-NN) interaction [13], [16], [14], [15]. Due to the generally small values of most of the contributing terms to the PNC matrix elements, PNC dealing with low energy nuclear spectrum should essentially involve the strength of the nucleon-nucleus weak force. As weak interactions do not conserve the isospin, this strength may be characterized by two numbers, relative to the proton and neutron forces, respectively, or equivalently to its isovector and isoscalar components. Moreover, the main contribution coming from the isovector part is assumed to be due to the one pion exchange term (the long range term), while the main contribution coming from the isoscalar part is assumed to be due to one ρ -meson exchange term (the short range term). At present no experiment is possible to invent in order to be sensible to other contributions to the weak hadron-hadron interaction potential. Therefore, in principle, two independent experiments should be sufficient for the determination of the above nucleon-

nucleus weak forces. They may be those looked at in ^{19}F , whose theoretical analysis [24], [25], [16] shows it is dominated by the strength of the proton-nucleus weak force [23], and in ^{18}F , which is well known to be dominated by the isovector part of this force. The first effect, experimentally observed [18], [19], is accounted for by the «*best DDH values*» [13] of meson-nucleon weak coupling constants. The second one is not, although it is compatible with the largest range of their expectations. Several cases have been proposed theoretically, but only few of them have been experimentally investigated; only the ^{18}F experiments (average of 5 investigations [49], [50], [51], [52], [53]) [16] gives a reliable upper limit (i.e., $\simeq 10^{-7}$) for the weak pion-nucleon coupling constant. The result is not in contradiction to the predictions of Refs.[13], [14], [15], especially, if taking into account the more sophisticated recent shell model calculations [29], [43], which indicate values for the circular polarization much smaller than $\simeq 10^{-4}$. In addition, if one takes into account the analyzing power ($\simeq 2 \cdot 10^{-2}$) [17] of the Compton polarimeters, this would require a precision $\simeq 1.2 \cdot 10^{-5}$ in the counting asymmetry and that it might be very difficult to maintain the systematic errors lower than this limit. Therefore, additional investigations are necessary, especially with independent observables.

This goal was a challenge in the past 15 years. Several pairs of experiments have been proposed in order to separate the isoscalar contributions of the PNC weak force from the isovector ones. Among them we mention the cases presented in Table 1.

Table 1. Several parity mixed doublets

Nuc- leus	$J_1^{\pi}T_1$	$J_2^{\pi}T_2$	E_1 (MeV)	E_2 (MeV)	Γ_1 (keV)	Γ_2 (keV)	f	V (eV)	F (10^3)	Q_{exp} (10^{-5})	Refs.
^{10}B	2^-0	2^+1	5.1103	5.1639	1.2	0.002	24.4	0.1	4.6		[17]
^{13}N	$\frac{3^-}{2}$	$\frac{3^+}{2}$	15.065	14.05	0.86	165	14	0.9	$\simeq 1$		
^{13}N	$\frac{5^-}{2}$	$\frac{5^+}{2}$	11.7	11.53	115	430	1.7	0.9	$\simeq 1$		
^{14}N	0^-1	0^+1	8.796	8.624	410	3.8	10.4	1.04	6.3	0.86	[56], [16]
^{14}N	2^-0	2^+1	9.3893	9.17225	13	0.135	9.8	0.5	2.5		[38]
^{14}N	(2^-)	(2^+)	11.67	11.51	150	7	4.6	0.5	1.5		

Nuc- leus	$J_1^\pi T_1$	$J_2^\pi T_2$	E_1 (MeV)	E_2 (MeV)	Γ_1 (keV)	Γ_2 (keV)	f	V (eV)	F (10^3)	Q_{exp} (10^{-5})	Refs.
^{15}O	$\frac{3^-}{2}$	$\left(\frac{3}{2}\right)^+$	9.609	9.527	8.8	280	5.6	0.2	$\simeq 1.5$		
^{15}N	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{1^+}{2}$	11.2928	11.437	8	41.4	2.3	0.8	$\simeq 1.3$		
^{16}O	2^-1	2^+0	12.9686	13.020	1.6	150	9.7	0.1	1.9		[34]
^{16}O	1^+1	1^-0	16.209	16.20	19	580	5.5	0.1	2.5		[42]
^{17}O	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{1^+}{2}$	6.862	6.356	≤ 1	124	≥ 11	0.6	$\simeq 1$		
^{17}O	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{1^+}{2}$	7.99	7.956	270	90	1.73	0.3	$\simeq 1.5$		
^{18}F	0^-0	0^+1	1.08054	1.04155	27.5 ps	2.55 fs	112	0.37	103	80	[16]
^{18}F	2^-	2^+	6.809	6.811	88	3	5.4	0.5	130		
^{19}F	$\frac{1^-}{2} \frac{1}{2}$	$\frac{1^+}{2} \frac{1}{2}$	0.109844	0.0	0.85 ns		11	0.46	4.6	-7.1	[16]
^{19}F	$\frac{3^-}{2} \frac{1}{2}$	$\frac{3^+}{2} \frac{1}{2}$	1.4587	1.554	90	5	4.3	0.4	1.7	.	
^{20}Ne	1^-0	1^+1	11.240	11.2623	175		≥ 1	$\simeq 0.5$	≥ 2.5		
^{20}Ne	2^-1	2^+0	11.601	11.885		46	≥ 1	$\simeq 0.8$	≥ 0.8		
^{20}Ne	1^-0	1^+1	13.461	13.484	195	6.4	5.5	0.2	5	150	[31]
^{21}Ne	$\frac{1^+}{2} \frac{1}{2}$	$\frac{1^-}{2} \frac{1}{2}$	2.795	2.789	7.6 fs	117 ps	296	0.006	29.6	0.8	[16]
^{23}Na	$\frac{5^+}{2} \frac{1}{2}$	$\frac{5^-}{2} \frac{1}{2}$	3.9147	3.818	8 fs	90 fs	6.8	0.3	3.0		[30]
^{30}P	2^+1	2^-0	4.1826	4.1436	3.2 fs	42 fs	14	1.0	36		[30]
^{30}P	2^+1	2^-1	7.284	7.224		4.5	≥ 1	$\simeq 0.1$	≥ 0.2		
^{30}Si	2^+1	2^-0	6.537	6.6414	≤ 25 fs	33 fs	≥ 1.15	0.8	$\simeq 1$		
^{36}Cl	2^+1	2^-1	1.95921	1.95105	60 fs	2.6 ps	6.6	≥ 0.1	≥ 8		[46]
^{36}Ar	2^+	2^-	4.9512	4.974	≤ 50 fs	14 ps	≥ 16	≥ 0.1	≥ 8		[46]

Nuc- leus	$J_1^\pi T_1$	$J_2^\pi T_2$	E_1 (MeV)	E_2 (MeV)	Γ_1 (keV)	Γ_2 (keV)	f	V (eV)	F (10^3)	Q_{exp} (10^{-5})	Refs.
^{180}Hf	8^-	8^+	1.14161	1.08407	5.5 h	2.18 ps	$10^7(^*)$	$\simeq 10^{-5}$	10^3	- 1660	[124]
^{223}Th	$\frac{13^-}{2}$	$\frac{13^+}{2}$	0.324	0.320			1.7	$\simeq 0.5$	≥ 21.5		[125]

Several studied parity mixed doublets [30]. E_i and Γ_i stand for the excitation energies and total widths of the PMD levels, f — the «small enhancement factor is due to the parity conserving sector, while F — the «big» enhancement factor incorporates the PNC matrix element (M_{PNC}) also and Q_{exp} stands for the measured pseudoscalar observable (analyzing power, circular polarization or gamma asymmetry as explained in the cited references). All the experimental data are taken from Refs.[64] or [132] except those for ^{180}Hf and ^{223}Th , which are taken from Refs. [131] and [125], respectively. The estimations for the PNC matrix elements, if not specified, are performed within OXBASH-code [63]. Exact calculations are not possible in some cases because the isospins and sometimes the spins of some lower lying states are not known or the OXBASH-code has not quite good interactions for those cases. In the ^{36}Cl and ^{36}Ar cases, within the D3F7 model space (see Ref.[46]), the single particle contributions to the total PNC matrix elements vanish. Within a larger model space, these contributions are included and such calculations show larger PNC matrix elements (see section 5.4).

(*) The branching ratios (ratio between the partial and the total gamma widths) $b_- = 0.1564$ for $M2 + E3$ transition (the sign « $\rightarrow$ » stands for the parity « $\rightarrow$ » level of the PMD) and $b_+ = 0.855$ for $E2$ transition (the sign « $+$ » stands for the parity « $+$ » level of the PMD) are taken from [131].

The above selection could be reasonable due to the fact that the shell structure problems, for one nucleus or two adjacent mirror nuclei in selecting the relative weight of the isovector and isoscalar terms entering the structure of the PNC weak force, should not be too different. Unfortunately, the lack of such «pair» experimental data does not allow us to extract with high accuracy the isovector and isoscalar components directly from the experiment.

Investigating the PNC meson-nucleon vertices within the framework of a chiral effective Lagrangian for π , ρ and ω meson exchange and treating nucleons as topological solitons, the weak πN coupling constant (h_π) is found [15] to be considerably smaller ($(2.0) \cdot 10^{-8}$) than the standard quark model results ($(1.3) \cdot 10^{-7}$) [14], both restricting the often used Desplanques, Donoghue, Holstein (DDH)-values [13] significantly. Such a controversy stimulates us to investigate experiments sensitive to h_π with large interest.

2. NATURE OF THE HADRON-HADRON WEAK INTERACTION THAT VIOLATES THE PARITY CONSERVATION LAW

In 1957, the same year that PNC was discovered in β and μ decay, Tanner [79] reported the first research concerning the parity violation in the hadron-hadron interaction, namely the parity forbidden α -decay of ^{20}Ne ($^{20}\text{Ne}(J^{\pi}T = 1^+0, E_x = 13.19 \text{ MeV}) \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha_0$). Then it followed the Feynmann-Gell-Mann [80] universal current-current theory of weak interactions, in which it is predicted, in addition to the known weak processes of β , μ and hyperon decay, a weak parity violating interaction between the nucleons, experimentally established by Lobashev and his co-workers [81], [66].

According to the standard $\text{SU}(2) \otimes \text{U}(1)$ theory of electroweak interactions and quantum chromodynamics (QCD), the nuclear PNC effects arise through the weak emission and absorption of the gauge bosons $W^{\pm}$ and Z^0 by the quarks in the hadrons. Actually, due to the large masses of the gauge bosons, this elementary weak interaction is of extremely short range. On the other hand, at low energies the nucleons are prevented from coming close together, owing to the hard core in the strong nucleon-nucleon potential. A gauge boson emitted by a quark is subsequently absorbed by a quark belonging to the same nucleon. Therefore, the exchange of a gauge boson between distinct nucleons is a highly improbable process. As a result, the nucleon passes into an excited state of quarks, which, at low energies, can be reasonably assumed to be a meson-nucleon state. The meson appears to be emitted by the nucleon through a weak PNC process, with an effective coupling constant which includes all the elementary weak ($h_{\text{meson}}^{(\Delta T)}$) and strong ($g_{\text{meson}}^{(\Delta T)}$) interactions of the quarks contributed to the emission. PNC process in nuclei arises, therefore, through a weak PNC emissions and absorption of low-mass mesons (π , ρ , and ω) by the nucleons inside the nucleus, neutral scalar mesons being excluded by CP conservation [16,17,82].

The magnitude of the weak interaction can be estimated, e.g., from the charged weak Hamiltonian [17]:

$$H_W = g^2 \int d^3x_1 d^3x_2 j^{\mu}(x_1) e^{-\frac{M_W r_{12}}{r_{12}}} j_{\mu}^{\dagger}(x_2). \quad (1)$$

The mass of the W - boson is very large, and the associated length very short, at the nuclear scale: $M_W \simeq 80 \text{ GeV}$, $M_W^{-1} \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ fm}$, [9], [10]. One can, there-

fore, approximate $e^{-\frac{M_W r_{12}}{r_{12}}}$ with a δ -function, and the above equation (1) gives

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x_1 d^3x_2 j^\mu(x_1) j_\mu^\dagger(x_2) \quad (2)$$

with $G = 4\pi\sqrt{2}q^2/M_W$, thus the weak coupling constant is of the order of $h \approx g/M_W$.

In the low energy regime of interest to us, the hadronic weak interaction can be described by a phenomenological current-current Lagrangian [92], [93]

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(J_C^\dagger J_C + 2 \left(\frac{M_W}{M_Z \cos \theta_C} \right)^2 J_N^\dagger J_N + \text{h.c.} \right), \quad (3)$$

where J_C and J_N are the charged and neutral currents, respectively and

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha}{2M_W^2 \sin^2 \theta_W}, \quad (4)$$

where $\alpha = e^2/4\pi$ is the fine structure constant, M_W and M_Z are the masses of the heavy $W^\pm$ and Z bosons, respectively, while θ_C and θ_W are the Cabbibo and Weinberg angles, respectively.

The charged current J_C has two components:

$$J_C = \cos \theta_C J_W^0 + \sin \theta_C J_W^1. \quad (5)$$

The superscripts 0 and 1 stand for the amount of the isospin transfer (ΔT). The neutral current J_Z also has two components, J_Z^0 and J_Z^1 , which transform as $\Delta T=0$ and 1, respectively. All the components of the charge and neutral currents, except the J_W^1 component of the charge current, transform as $\Delta S=0$, where S is the strangeness quantum number. The component J_W^1 is not very important because it is suppressed by $\tan^2 \theta_C$ [11], [12]. On the other hand, the $\Delta T=1$ neutral current contribution is not suppressed. Therefore, on these simple grounds, we expect the neutral current to dominate the $\Delta T=1$ PNC nucleon-nucleon interaction. However, the strong interaction can significantly alter the PNC matrix elements, so this qualitative isospin argument may not be always valid.

The earliest experiments [8] have used the knowledge of low-energy nuclear interactions and looked for the very small ($\approx 10^{-6}$) parity-mixing of levels at the magnitude expected on the basis of previous studies in the language of meson exchange [94].

It is well known that the parity conserving (PC) nucleon-nucleon force can be described reasonably well in terms of a coherent superpositions of diagrams for meson exchange. In a similar fashion one generally represents the PNC-NN potential in terms of a sum of diagrams involving exchange of a single meson between pairs of nucleons. There is an important difference in this case, however, in that one meson-nucleon vertex is weak and one is strong. As far as CP violation is negligible [82], the PNC-NN potential is determined by π , ρ , and ω exchange.

Since the strong coupling constants are empirically known, one finds a form of the PNC-NN potential in terms of seven weak coupling constants ($h_{\text{meson}}^{\Delta T}$). All the physics of W and Z exchange between the quarks of the nucleons and mesons is hidden inside of these weak coupling constants [13], [14], [15], [95]. The shape of this PNC interaction potential is determined by the nature of the exchanged meson.

Coming back to the approaches to get a handle on the weak coupling constants ($h_{\text{meson}}^{\Delta T}$) some comments could be in order here.

Within the standard model, one needs to calculate the weak meson-nucleon vertices. Only a few calculations based on the quark model [13], [14], [58], [59], [61], [62] exist. In Refs. [13,14] the authors employed a $SU(6)$ quark model to calculate six weak meson-nucleon coupling constants ($h_{\text{meson}}^{\Delta T}$), denoted: $h_{\pi}^{(1)}$, $h_{\pi}^{(0)}$, $h_{\rho}^{(1)}$, $h_{\rho}^{(2)}$, $h_{\omega}^{(0)}$, $h_{\omega}^{(1)}$. These calculations start from the observation that there are essentially three types of diagrams, which can be categorized as factorization, quark-model and sum-rule contributions. Renormalization group techniques and baryon wave functions based on phenomenological models are needed to evaluate them. This introduces a variety of uncertainties ($\approx 300\%$), which lead DDH in Ref. [13] to introduce a «reasonable range» for the values of the weak meson-nucleon coupling constants. In particular the weak pion-nucleon coupling constant (h_{π}) is very sensitive with respect to these uncertainties, for instance, the values of h_{π} differ by a factor of 3 in Refs.[13] and [14], whereas $h_{\rho(\omega)}$ are more stable. In addition, recent QCD sum rule applications lead [59] to the estimate $h_{\pi}^{(1)} \approx (3.0) \cdot 10^{-8}$. QCD sum rules have been shown to be able to reproduce known properties of the nucleon, e.g., μ_p , μ_n , g_A and of other hadrons [60]. However, they have rarely (if ever) been used to predict unknown properties, such like the value of $h_{\pi}^{(1)}$.

By using a nonlinear chiral effective Lagrangian which includes π , ρ , and ω mesons and treating nucleons as topological solitons Kaiser and Meissner

[15] obtained slightly different values for strong and weak meson-nucleon coupling constants as compared to the results from Refs. [13], [14]. The largest discrepancy concerns the weak meson-nucleon vertex coupling constant — h_π , which is 20 times smaller than the «best value» given in Ref.[13]. Moreover Kaiser and Meissner [15] obtained in addition the 7th weak meson-nucleon vertex coupling constant — $(h_{\rho'}^{(1)})$ with a quite large value, giving a comparable contribution to the pion term in some PNC processes (see for example Refs.[46], [47]). For comparison we inserted in the calculations of the PNC matrix element above mentioned the coupling constants of the weak meson-nucleon vertices h_π , h_ρ , and h_ω calculated within different models of weak interactions and summarized in Tables 2 and 3. The first column of Table 2 contains $h_m^{(\Delta T)}$ obtained by Kaiser and Meissner (KM) [15] using his model parameters as follows: the pion decay constant $f_\pi = 93$ MeV, the «gauge» coupling constant $g_{\rho\pi\pi} = 6$, the pion mass $m_\pi = 138$ MeV and three pseudo-scalar-vector coupling constants (see Table 1 of Ref.[15], Table 2 of the same Ref.[15] includes the

Table 2

$h_{\text{meson}}^{(\Delta T)}$	KM	DDH	AH (fit)	DZ
$h_\pi^{(1)}$	0.19	4.54	2.09	1.30
$h_\rho^{(0)}$	– 3.70	– 11.40	– 5.77	– 8.30
$h_\rho^{(1)}$	– 0.10	– 0.19	– 0.22	0.39
$h_\rho^{(2)}$	– 3.30	– 9.50	– 7.06	– 6.70
$h_{\rho'}^{(1)}$	– 2.20	0.00	0.00	0.00
$h_\omega^{(0)}$	– 1.40	– 1.90	– 4.97	– 3.90
$h_\omega^{(1)}$	– 1.00	– 1.10	– 2.39	– 2.20

Weak meson-nucleon coupling constants calculated within different weak interaction models (in units of 10^{-7}). The abbreviations are: KM — Kaiser and Meissner [15], DDH — Desplanques, Donoghue and Holstein «best» values [13], AH — Adelberger and Haxton [16] and DZ — Dubovik and Zenkin [14].

Table 3

$F_{k,s}^{(\Delta T)}$	KM	DDH
$F_{0,\pi}^{(1)} = \frac{1}{2\sqrt{2}} g_\pi h_\pi^{(1)}$	0.090	2.16
$F_{1,\rho}^{(1)} = -\frac{1}{2} g_\rho h_\rho^{(1)}$	0.014	0.027
$F_{2,\rho}^{(1)} = -\frac{1}{2} g_\rho h_\rho^{(1)} (1 + \mu_\nu)$	0.066	0.127
$F_{3,\rho}^{(1)} = \frac{1}{2} g_\rho h_\rho^{(1)}$	- 0.014	- 0.027
$F_{1,\omega}^{(1)} = -\frac{1}{2} g_\omega h_\omega^{(1)}$	0.437	0.480
$F_{2,\omega}^{(1)} = -\frac{1}{2} g_\omega h_\omega^{(1)} (1 + \mu_s)$	0.384	0.423
$F_{3,\omega}^{(1)} = -\frac{1}{2} g_\omega h_\omega^{(1)}$	0.437	0.480
$F_{4,\rho}^{(0)} = -g_\rho h_\rho^{(0)} (1 + \mu_\nu)$	4.850	14.94
$F_{5,\rho}^{(0)} = -g_\rho h_\rho^{(0)}$	1.032	3.180
$F_{6,\omega}^{(0)} = -g_\omega h_\omega^{(0)} (1 + \mu_s)$	1.038	1.408
$F_{7,\omega}^{(0)} = -g_\omega h_\omega^{(0)}$	1.179	1.6
$F_{0,\rho}^{(1)} = -\frac{1}{2} g_\rho h_{\rho'}^{(1)}$	0.307	0.0
$F_{8,\rho}^{(2)} = -\frac{1}{2\sqrt{6}} g_\rho \tilde{h}_\rho^{(2)}$	0.886	2.542
$F_{9,\rho}^{(2)} = -\frac{1}{2\sqrt{6}} g_\rho h_\rho^{(2)}$	0.189	0.541

The expression of the coefficients $F_{k,s}^{(\Delta T)}$ multiplying the matrix elements $M_{k,s}^{(\Delta T)}$ (see eq.(14)) is reminded in the first column. Numerical values (in units of 10^{-6}) are given for the «best» values of the PNC meson-nucleon couplings in the DDH approach [13], as well as for the values obtained by Kaiser and Meissner [15].

strong coupling constants also). The second column contains the often used Desplanques, Donoghue, Holstein (DDH) [13] «best» values obtained within a quark plus Weinberg–Salam model. In the third column the fitted from experiments values of $h_m^{(\Delta T)}$ by Adelberger and Haxton [16] are listed. In the last column the values obtained by Dubovik and Zenkin (DZ) [14] within a more sophisticated quark plus Weinberg–Salam ($SU(2) \otimes U(1) \otimes SU(3)_C$) model are included. We consider these values as more «reasonable» values, taking into account that they are substantiated by comparison with the experimental data, given in the comprehensive review of Adelberger and Haxton (AH) [16].

The Kaiser and Meissner [15] approach is based on the soliton picture of the baryons, which takes into account important non-perturbative effects of QCD at low energies. The fact that the baryons may emerge as solitons from an effective meson Lagrangian with its intriguing connections to the chiral anomalies was suggested by Skyrme [83] and it has met with remarkable success in a variety of applications [89], [86], [85], [87], [88]. The Skyrme model deals with an effective theory of mesons, specifically with pions, and with the problem how to obtain baryons and their interactions in such a theory. The broad interest to this model found recently in the theory of strongly interacting particles is due to the speculations that effective theories of mesons may provide a link between QCD and the familiar picture of baryons interacting via meson exchange. This last picture has proven very useful in the past for energies up into the GeV region, because in this «low» energy domain QCD becomes forbiddingly difficult due to the rising coupling constants, which poses a major obstacle to a satisfactory description of the dynamical behaviour of the elementary quark and gluon fields of QCD at the relevant large distances. Some non-linear field theories may have special solutions (solitons) and this leads to the Witten's suggestion [84] that baryons may be regarded as soliton solutions of the effective meson theory without any further reference to their quark content. This approach includes two distinct aspects: 1) the relation of the form of the effective non-linear meson theory to QCD and 2) the treatment of the structure of the baryons, which results from the effective Lagrangians, their interactions among themselves and their interactions with antibaryons or with mesons. Fortunately the second aspect may be considered quite independently from an eventual answer to the first question, which is quite difficult at the moment, because the underlying symmetries and the restrictions to low energies put limitations on the possible forms of the effective Lagrangians. Most of the results are assumed not to depend on the specifics of the chosen Lagrangian at all but will simply reflect symmetries and the fact that baryons are considered as soliton configurations in the basic meson field theory. Of course, not knowing the true effective theory we cannot expect quantitative agreement with the experimental data, however, if the whole concept is to make sense, we

should certainly expect that essential features of baryon structure and interactions should at least qualitatively be reproduced. In addition to the above-mentioned sources of incertitudes in calculating the weak meson-nucleon coupling constants ($h_{\text{meson}}^{(\Delta T)}$), the chiral-soliton treatment of the problem, in spite of its nonperturbative aspect, contains other shortcomings such like: a simplified quantization procedure, leading to higher masses and strong coupling constants for the nucleons, restrictions to two-flavor sector, the three-flavor sector being more appropriate because of possible strangeness admixtures to the proton wave functions.

Such a controversy greatly stimulates the investigation of possible experiments sensitive to the value of $h_{\pi}^{(1)}$.

The, usually known, PNC-NN potential [29] has the following form:

$$H_{PNC} = \sum_{\Delta T, s = \pi, \rho, \omega} V_s^{PNC}(\Delta T) = \sum_{\Delta T, k, s = \pi, \rho, \omega} F_{k,s}^{\Delta T} f_{k,s}^{\Delta T}, \quad (6)$$

where $V_s^{PNC}(\Delta T)$ are different meson contributions to the total PNC-NN potential (H_{PNC}):

$$\begin{aligned} V_{\pi}^{PNC}(\Delta T = 1) &= \frac{1}{2\sqrt{2}} g_{\pi} h_{\pi}^{(1)} f_{0,\pi}^{(1)}, \\ V_{\rho}^{PNC}(\Delta T = 1) &= -\frac{1}{2} g_{\rho} h_{\rho}^{(1)} [f_{1,\rho}^{(1)} - f_{3,\rho}^{(1)} + (1 + \mu_{\nu}) f_{2,\rho}^{(1)}], \\ V_{\omega}^{PNC}(\Delta T = 1) &= -\frac{1}{2} g_{\omega} h_{\omega}^{(1)} [f_{1,\omega}^{(1)} + f_{3,\omega}^{(1)} + (1 + \mu_{\nu}) f_{2,\omega}^{(1)}], \\ V_{\rho'}^{PNC}(\Delta T = 1) &= -\frac{1}{2} g_{\rho'} h_{\rho'}^{(1)} f_{0,\rho'}^{(1)}, \\ V_{\rho}^{PNC}(\Delta T = 0) &= -g_{\rho} h_{\rho}^{(0)} ((1 + m_{\nu}) f_{4\rho}^{(0)} + f_{5\rho}^{(0)}), \\ V_{\omega}^{PNC}(\Delta T = 0) &= -g_{\omega} h_{\omega}^{(0)} ((1 + m_{\nu}) f_{6\omega}^{(0)} + f_{7\omega}^{(0)}), \\ V_{\rho}^{PNC}(\Delta T = 2) &= -\frac{1}{2\sqrt{6}} g_{\rho} h_{\rho}^{(2)} ((1 + \mu_{\nu}) f_{8\rho}^{(2)} + f_{9\rho}^{(2)}) \end{aligned} \quad (7)$$

in which

$$\begin{aligned} f_{0,s}^{(1)} &= \frac{1}{2M_N} i [\tau_1 \times \tau_2]_z (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, m_s), \\ f_{1,s}^{(1)} &= \frac{1}{2M_N} (\tau_{1z} + \tau_{2z}) (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, m_s), \\ f_{2,s}^{(1)} &= \frac{1}{2M_N} (\tau_{1z} + \tau_{2z}) i (\sigma_1 \times \sigma_2) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, m_s), \end{aligned}$$

$$f_{3,s}^{(1)} = \frac{1}{2M_N} (\tau_{1z} - \tau_{2z})(\sigma_1 + \sigma_2) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, m_s),$$

$$f_{4,s}^{(0)} = \frac{1}{2M_N} (\tau_1 \cdot \tau_2) i [\sigma_1 \times \sigma_2] \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, m_s),$$

$$f_{5,s}^{(0)} = \frac{1}{2M_N} (\tau_1 \cdot \tau_2)(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, m_s),$$

$$f_{6,s}^{(0)} = \frac{1}{2M_N} i [\sigma_1 \times \sigma_2] \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, m_s),$$

$$f_{7,s}^{(0)} = \frac{1}{2M_N} (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, m_s),$$

$$f_{8,s}^{(2)} = \frac{1}{2M_N} [3\tau(1)_z \tau(2)_z - \tau(1) \cdot \tau(2)] i [\sigma(1) \times \sigma(2)] \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, m_s),$$

$$f_{9,s}^{(2)} = \frac{1}{2M_N} [3\tau(1)_z \tau(2)_z - \tau(1) \cdot \tau(2)] [\sigma(1) - \sigma(2)] \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, m_s) \quad (8)$$

with

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, m_s) = \left[(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2), \frac{1}{4\pi r} \exp(-m_s r) \right] \quad (9)$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, m_s) = \left\{ (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2), \frac{1}{4\pi r} \exp(-m_s r) \right\}_+ \quad (10)$$

Here

$$g_\pi = 13.45, \quad g_\rho = 2.79, \quad g_\omega = 8.37, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mu_v = 3.7 \quad \text{and} \quad \mu_s = -0.12.$$

Recently, it was proposed [96] a new parity violating mechanism, specific for nucleons bound in the nucleus and it was shown that this mechanism generates a new term in H_{PNC} sometimes of the same order as the above proposed terms. This mechanism consists of weak emissions and absorptions of mesons by a single nucleon in the presence of the strong nuclear field. This PNC process is forbidden for a free nucleon by the time reversal invariance, it can occur, however, for a nucleon interacting with a nuclear field. A similar situation occurs in quantum electrodynamics, where the interaction of a bound electron with the radiation field leads to a modification of the Coulomb potential, responsible for the well-known Lamb shift [97].

The shape of this single particle PNC interaction potential depends on the choice of the relativistic potential $V^\mu \cdot S$ (see Ref. [98]):

$$S = \left(\frac{1}{2} U_0 - 2M^2 r_0^2 U_{ls} \right) \cdot f(r);$$

$$V^0 = \left(\frac{1}{2} U_0 + 2M^2 r_0^2 U_{ls} \right) \cdot f(r); \quad V^i = 0; \quad i = 1, 2, 3 \quad (11)$$

describing the external field and not on the nature of the exchanged meson. Its expression is [96]:

$$V_{PNC}^{CM} = \frac{(\alpha T)^s}{M^2} \left(\frac{U_0}{4M} + U_{ls} M r_0^2 \right) \{ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}, \Delta f(r) \}. \quad (12)$$

Here $\mathbf{p}$ denotes the momentum operator of the nucleon. The (αT) coupling constants depend on $h_{\text{meson}}^{(\Delta T)}$: $h_{\pi}^{(1)}$, $h_{\rho}^{(0)}$, $h_{\rho}^{(1)}$, $h_{\rho}^{(2)}$, $h_{\rho}^{(1)}$, $h_{\omega}^{(0)}$, $h_{\omega}^{(1)}$ and sometimes on τ_3 -component of the isospin. This new PNC term (12) should be added to the PNC matrix elements with no isospin change and, hence, it does not contribute to the isovector PNC matrix elements. A crude estimation of the magnitude of this new contribution to H_{PNC} , e.g. of the term containing the $h_{\rho}^{(1)}$ is given in the following. Defining the ratio between the $M_{PNC}^{CM}(h_{\rho}^{(0)})$ and $M_{PNC}^{DDH}(h_{\rho}^{(0)})$ by R , Caprini and Micu [96] found $R = \frac{24}{9\gamma A^{2/3}}$, where γ is an overall reduction factor

due to short range correlations, ratio, which, for instance in the case of ^{14}N PMD1 is $\simeq 1/4$.

In view of these results it may be interesting to reconsider other meson exchanges than those permitted by Barton's theorem [82].

3. SHELL MODEL PREDICTIONS FOR PARITY MIXING MATRIX ELEMENT

The calculation of the PNC effects in the nucleus is usually divided into four parts. The first part belongs to the elementary particle physics. In this part the weak ($h_{m-N}^{(\Delta T)}$) and strong (g_{m-N}) meson-nucleon coupling constants are calculated starting from the quark structure of the hadrons and their elementary interactions [13], [14] or by applying effective theories of mesons and baryons [85], [86], [88], [89], [87], such as the soliton picture of the nucleon [15], which takes into account important non-perturbative effects of QCD at low energies. These coupling constants enter as input in the second part of the analysis, where the quantum fluctuations consisting of meson emissions and absorptions in the nucleus are explored and their effects are expressed as an equivalent non-relativistic PNC nuclear Hamiltonian (H_{PNC}). The shape of the

PNC interaction potential (H_{PNC}) is determined by the nature of the exchanged meson, while the information related to the weak interaction vertex, the most unknown part, is contained in seven coupling constants $h_{\text{meson}}^{(\Delta T)} : h_{\pi}^{(1)}, h_{\rho}^{(0)}, h_{\rho}^{(1)}, h_{\rho}^{(2)}, h_{\rho'}^{(1)}, h_{\omega}^{(0)}, h_{\omega}^{(1)}$. In the third part we need nuclear matter techniques. To compute the PNC matrix elements (M_{PNC}) of H_{PNC} between nuclear wave functions we need to evaluate the short range correlations (SRC) [90], [91], [100], [99], which describe the effect of the distortion of the relative two-nucleon wave functions at small distances due to the strong repulsive core in the nuclear interactions. The repulsion punches a hole in the relative two-nucleon wave functions, near the origin and this has strong effects on two-body observables, as, e.g., those generated by H_{PNC} , which is of very short range (less 1.5 fm, while the core radius is $\simeq 0.5$ fm). The SRC act as a renormalization of H_{PNC} [20]. The matrix elements of this «renormalized» potential between nuclear wave functions are finally evaluated (the fourth part), in order to obtain predictions for measurable quantities, such as rates of forbidden transitions (pseudo-scalar observables: *PNC asymmetries, analyzing powers and circular polarizations* or directly the PNC-decay rates as, e.g., the PNC- α -decay rates, [16], [17], [44], [22], optical rotation parameters [21], etc.). Particularly the OXBASH shell model code in the Michigan State University version [63], [117], [111], [112], [25], [24], [57], [113], [114], [115], [116], [118] is situated along the fourth step of the above-mentioned program.

In order to determine the range and the amplitude of the PNC observables around the excitation energy of the PMD's we have made a shell model estimate of the PNC matrix element using the OXBASH code, which includes different model spaces and different residual effective two-nucleon interactions

$$M_{PNC} = \langle J^{-\pi} T, E_x (\text{MeV}) | H_{PNC} | J^{\pi} T', E'_x (\text{MeV}) \rangle =$$

$$= \sum_{\Delta T, k, s = \pi, \rho, \omega} F_{k, s}^{(\Delta T)} M_{\Delta T, k, s}^{PNC}, \quad (13)$$

where

$$M_{\Delta T, k, s}^{PNC} = \langle J^{-\pi} T, E_x (\text{MeV}) | f_{k, s}^{(\Delta T)} | J^{\pi} T', E'_x (\text{MeV}) \rangle \quad (14)$$

are different (see eq. 8) nuclear structure matrix elements (in MeV).

To obtain the effective two-body interactions (ETBI) we can, e.g., use the G -matrix method [73], [74], [102], [103], [75], [99], [100], [101] by solving the generalized Bethe–Goldstone [99] or Bethe–Faddeev [100] equations. The method is iterative [101]:

1) first, a complete set of single-particle (s.p.) states is chosen (in the OXBASH-code, s.p. oscillator states are chosen);

2) the reaction G-matrix is then calculated and a first iterated ETBI is obtained;

3) the Hartree-Fock (HF) equation with this ETBI is solved to yield a first iteration of the occupied s.p. energies and wave functions;

4) the generalized Bethe-Goldstone and Bethe-Faddeev eqs. are solved in order to establish the unoccupied state potential;

5) the Schrodinger eq. for the unoccupied s.p. energies and wave functions is solved;

6) the unoccupied s.p. basis is orthogonalized to the occupied s.p. states found at step 3) to give the first iteration to the unoccupied s.p. states.

Having in such a way a complete set of first iterated s.p. states we repeat a second cycle starting with the step 2). After a number of iterations, depending on the fact how good were the first chosen s.p. basis and G-matrix, we obtain the last iterated s.p. basis and the ETBI.

The ETBI obtained in such a way is diagonalized in the last iterated s.p. basis (m-scheme) or in a more sophisticated basis obtained by different coupling and projection procedures [113].

The ETBI and the s.p. basis parameters can be extracted from experimental data also.

Our calculations use both procedures.

In these calculations the ZBM, PSD, D3F7 and SDPFW model spaces have been used.

Let us denote the shell model orbits as follows:

orbits	$1s_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1f_{7/2}$	$2p_{3/2}$	$2p_{1/2}$
number	1	2	3	4	5	6	7	8	9

In these calculations the ZBM, PSD, D3F7 and SDPF model spaces have been used:

model space	filled orbits	valence orbits
ZBM	1,2	3,4,6
PSD	1	2,3,4,5,6
D3F7	1,2,3,4	5,7
SDPF	1,2,3	4,5,6,7,8,9

The abbreviation ZBM should be understood as the Zucker-Buck-McGrory model space [76]. In Ref. [76] the single particle energies were fitted to the values obtained from the experiment, and the two-body-matrix-elements (TBME) were identified with Kuo and Brown G-matrix elements (the *F*-interaction abbreviated as ZBMI) [71], [72], [25]. Within the ZBMII we are dealing

with the same model space as above. A fitting procedure for two single particle energies and for 30 TBME in the $A = 13 + 17$ mass region was performed (the Z-interaction) [25], [76], [77]. REWIL makes a 33 parameter fit of spectra in $A = 13 + 22$ mass region [104]. In the ZWM and ZBMO the two-body matrix elements are calculated by using a Hamada-Jonston G -matrix [112] and the Oxford Avila-Aguirre-Brown [63] interactions, respectively. The centre of mass spurious component in the wave functions has been eliminated according to the prescription given in Ref. [118].

Within PSDMK the PSD model space is used and the interactions as follows: — for P-space the Cohen-Kurath interaction [105] — for SD-space the Preedom-Wildenthal interaction [106] — for the coupling matrix elements between P- and SD-spaces the Millener-Kurath interaction [107] very close to the G -matrix one is used. PSDMWK uses the same PSD model space and the only change as compared to PSDMK is that in the SD-space the Wildenthal [114] interaction is used.

Within the D3F7 model space the single particle energies and the two-body matrix elements were fitted. In the calculations we denoted different interactions as follows. The HW-interactions stands for the Hsieh-Wildenthal interaction [63], WO and W4 — for another Wildenthal interaction as used in [115] and [1114], respectively and FEPQ stands for the Federman-Pittel interaction [116].

In the calculations within the SDPF of the natural parity states the restriction to the sd major shell was enough to be considered.

In most of the cases there are two types of contributions to the PNC matrix element: one is coming from two-body transition densities (TBTD) if all four orbitals entering the two-body matrix elements (TBME) are in the valence space [25]; another one arises from the one-body transition densities (OBTD) if two orbitals are in the core. For instance, in the case of ^{16}O PMD1 the only contribution to the latter one comes from the following matrix element:

$$\langle (1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 2s_{1/2} \| H_{PNC} \| (1s_{1/2})^4 (1p_{3/2})^8 1p_{1/2} \rangle \quad (15)$$

which turns out to be the dominant one in all described cases.

3.1. Short Range Correlations. Since all the components [13], [16] of H_{PNC} are short range two-body operators and bearing in mind that the behaviour of the shell model wave functions at short relative NN distances is wrong, it is necessary to use shell model wave functions including short range correlations (SRC) to calculate correctly their matrix elements. The correlations were included by multiplying the harmonic oscillator wave functions (with

$\hbar\omega = \frac{41}{A^{1/3}} \text{ MeV}$) by the Jastrow factor:

$$1 - \exp(-ar^2)(1 - br^2); \quad a = 1.1 \text{ fm}^{-2}; \quad b = 0.68 \text{ fm}^{-2} \quad (16)$$

given by Miller and Spencer [65]. This choice is consistent with results obtained by using more elaborate treatments of SRC such as the generalized Bethe-Goldstone approach [66], [67], [20] and should roughly correspond to a NN -interaction close to the Reid-soft-core model for the 1S_0 and 3P_0 components. The comparison with more recent models of the NN strong interactions [68] indicates that the Miller and Spencer approach (16) overestimates the effect of short range repulsion. From inspection of the 3S_1 -component of the deuteron wave function, one thus expects that the correlation function does not vanish at the origin. With the same asymptotic normalization as in (16), it would be close to 0.1 for the Paris model [69] and 0.5 of the Bonn model [68]. Moreover, the correlation function (16) neglects the effect of the tensor force, which admixes to the 3S_1 -state a 3D_1 -component, that has also a short range character. This effect is large and, depending on the transition amplitude, it is constructive or destructive [137]. In the case of the π -exchange contribution, dominated by the 3P_1 - 3S_1 (+ 3D_1) transition, it compensates a large part of the short range repulsion [137]. In the contrary, in the case of the isoscalar ρ -exchange contribution, *a priori* dominated by the 1P_1 - 3S_1 (+ 3D_1) transition, it provides further suppression.

The above improvements should be incorporated in definitive predictions. We will not do it and will stick to (16). First, there is no end to playing with different models of short-range correlations. Second, there are other possible improvements due, for instance, to the part of the exchange of a 2π contribution not included in the ρ , to vertex form factors, to heavier meson exchanges, etc. Furthermore, the corresponding uncertainties will add to those on the PNC coupling constants themselves. In our mind, it is more important to make predictions that can be compared to other ones than to multiply them by looking at modifications of rather-minor relevance at the present time. The essential point is that the PNC potential given by (6) can account independently for the various contributions expected to dominate at low energy which are due to the PNC-NN transition amplitudes 1S_0 - 1P_0 (3 amplitudes: pp , nn and pn or $\Delta T=0, 1$ and 2), 3S_1 - 3P_1 (pn , $\Delta T=0$) and 3S_1 - 3P_1 (pn , $\Delta T=1$). A few clues as to the relevance of these amplitudes will be given when discussing the results.

By including SRC the PNC pion exchange matrix element decreases by 40 + 50 without including SRC, while the $\rho(\omega)$ exchange matrix elements also decrease by a factor of $1/3 + 1/7$.

3.2. The Lanczos Technique. The OXBASH-code includes a powerful algorithms based on the work of Lanczos [108], [109]. Some of the techniques we use might be equally effective for some heavy nuclear regions and high spin, particularly when the spin is close to the limiting value in the chosen shell model space.

The basic tool, the Lanczos algorithm, allows one to find the extremum (lowest and highest) eigenvalues and associated eigenvectors of a very large matrix iteratively. With standard workstations, matrices of dimension $\simeq 10^6$ by 10^6 can be treated in this way. In contrast, standard methods for fully diagonalizing matrices are usually limited to about 10^3 by 10^3 [110]. An even more powerful aspect of this algorithm, due to its connections with the method of moments, is that it can be used to generate inclusive response functions and Green's functions iteratively. Thus the Lanczos algorithm has proven useful in a wide variety of the problems, including nuclear shell model, atomic and molecular structure, spin-lattice problems in condensed matter physics, and Hamiltonian lattice gauge theory. In what follows we sketch the algorithm, especially for nuclear structure applications.

Consider a Hamiltonian H , defined over a finite Hilbert of dimension N , and a starting normalized vector $|\psi_1\rangle$ in that space. We begin to construct a basis for representing

$$H = \sum_{mn} |\psi_n\rangle H_{mn} \langle \psi_m| \quad (17)$$

by

$$H|\psi_1\rangle = \alpha_1 |\psi_1\rangle + \beta_1 |\psi_2\rangle, \quad (18)$$

where $|\psi_2\rangle$ is a normalized vector representing that part of $H|\psi_1\rangle$ orthogonal to $|\psi_1\rangle$, i.e.,

$$\beta_1 |\psi_2\rangle = \sum_{n \neq 1} H_{1n} |\psi_n\rangle; \quad \alpha_1 = H_{11}. \quad (19)$$

Proceeding

$$H|\psi_2\rangle = \beta_1 |\psi_1\rangle + \alpha_2 |\psi_2\rangle + \beta_2 |\psi_3\rangle, \quad (20)$$

$$H|\psi_3\rangle = \beta_2 |\psi_2\rangle + \alpha_3 |\psi_3\rangle + \beta_3 |\psi_4\rangle \quad (21)$$

and so on. Note that the term $\beta_1 |\psi_1\rangle$ must appear in the first line above because H is Hermitian. Also note that $|\psi_1\rangle$ does not appear in the second line above because everything that connects to $H|\psi_1\rangle$ other than $|\psi_1\rangle$ is defined as $|\psi_2\rangle$. Similarly, $H|\psi_4\rangle$ will contain nothing proportional to $|\psi_1\rangle$ or $|\psi_2\rangle$. Thus H has been cast in a tridiagonal form:

$$H = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \beta_1 & 0 & 0 & \dots \\ \beta_1 & \alpha_2 & \beta_2 & 0 & \dots \\ 0 & \beta_2 & \alpha_3 & \beta_3 & \dots \\ 0 & 0 & \beta_3 & \alpha_4 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (22)$$

As an example, within ZBM [76] — model space as $|\psi_1\rangle$ -starting vector, one can use one from the following vectors:

$$\left| \left\{ [(1d_{5/2})_{1T_1}^{n_1} \cdot (2s_{1/2})_{1T_2}^{n_2}]_{12T_{12}}^{(n_1+n_2)} \cdot (1p_{1/2})_{1T_3}^{n_3} \right\}_{IT} \right\rangle \quad \left(\sum_{i=1}^3 n_i \right) = 4 \quad (23)$$

constructed within an oscillator single particle basis.

If this procedure is continued for N steps, the full H would then be in tridiagonal form. However, the power of the algorithm derives from the information in the tridiagonal Lanczos matrix when the procedure is truncated after n iterations, $n \ll N$. If Ψ_{E_i} , $(i = 1, \dots, N)$ are the exact eigenfunctions of H , then

$$\langle \psi_1 | H^\lambda | \psi_1 \rangle = \sum_{i=1}^N |\langle \psi_1 | \Psi_{E_i} \rangle|^2 E_i^\lambda \equiv \sum_{i=1}^N f(E_i) E_i^\lambda. \quad (24)$$

The distribution $f(E_i)$, $(i = 1, \dots, N)$ can be thought of as a set of N weights f and measures E_i (the eigenvalues) characterizing the distribution of $|\psi_1\rangle$ in energy, i.e., the f 's determine a complete set of moments. The truncated Lanczos matrix, when diagonalized, provides the information needed to construct a distribution $g(\tilde{E}_i)$, $(i = 1, \dots, n)$ with $\tilde{E}_i \simeq E_i$, which has the same $2n + 1$ lowest moments in E as the exact distribution $f(E_i)$, $(i = 1, \dots, N)$. In other words, the Lanczos algorithm provides, at each iteration, a solution to the classical moments problem [109].

4. ASYMMETRIES IN RESONANCE ELASTIC SCATTERING AND NUCLEAR REACTIONS

As a rule, in studying nuclear collisions induced by polarized projectiles that populate a PMD occurring in the compound nucleus excitation spectrum [64], the largest magnitude of the PNC effects can be observed [56], [31], [32], [33] for the projectile energy around the member of the PMD having the smallest $(\Gamma_c^{\text{small}})$ partial width (a *narrow resonance*).

In the vicinity of this narrow resonance the PNC analyzing powers (A_L and A_b [34], [35], [41], [42], [37], [55], [54], alternatively the index $L(b)$ can be found as $z(x)$ in other works) have the following simple expression:

$$A_{L(b)} = D_{L(b)} \frac{1}{2} \Gamma^{\text{small}} \left(E - E^{\text{small}} + \frac{i}{2} \Gamma^{\text{small}} \right)^{-1} \exp(i(\varphi_{L(b)} + \varphi_{PNC})), \quad (25)$$

where

$$D_{L(b)} = 2 \frac{|M_{PNC}|}{|(E - E^{\text{large}} + i/2\Gamma^{\text{large}})|} \sqrt{\frac{\Gamma_c^{\text{large}}}{\Gamma_c^{\text{small}}}} |C_{L(b)}| \quad (26)$$

and

$$C_{L(b)} = |C_{L(b)}| e^{i\varphi_{PC}^{L(b)}} = \frac{|(E - E^{\text{large}} + i/2\Gamma^{\text{large}})|}{\sqrt{\Gamma^{\text{large}} \Gamma^{\text{small}}}}. \quad (27)$$

$$\frac{\sum_l P_l^{(\kappa)}(\cos \theta) [\sum_n c_n'(L(b)) iC(\theta) \tilde{t}_n^* + \sum_{mn} b_{mn}^l(L(b)) (\tilde{t}_m^* \tilde{t}_n^* + \tilde{t}_m^* \tilde{t}_n^*)]}{\sum_l P_l(\cos \theta) \sum_{mn} a_{mn}^l \tilde{t}_m^* \tilde{t}_n^*}$$

is a function on the PC transition matrix elements only (for L : $\kappa=0$, for b : $\kappa=1$, and, e.g., for the proton channel (p) we use the notations $\tilde{t}_n = T_{p_l s_1}^{PC}$) $\exp(i(\xi_{p_l s} - \xi_{p_l' s'}))$. The coefficients $a_{mn}^{(l)}(L(b))$, $b_{mn}^{(l)}(L(b))$ and $c_n^{(l)}(L(b))$ are simple specific values of the geometrical coefficients for the case we are investigating [34], [35], [41], [42], [37], [55], [54].

The largest energy anomaly ($\Delta A_{L(b)}$), i.e., the distance between the minimum and the maximum of the PNC analyzing powers of the excitation function in the vicinity of the narrow resonance level is equal to the quantity $D_{L(b)}$ above defined and it does not depend on the PNC matrix element phase — φ_{PNC} and PC quantity phase — $\varphi_{L(b)}$ [34]:

$$D_{L(b)} = D_{L(b)}^0 \left| \sum_{\Delta T, s = \pi, \rho, \omega} V_s^{PNC}(\Delta T) \right| = D_{L(b)}^0 \left| \sum_{\Delta T, k, s} F_{k, s}^{(\Delta T)} M_{k, s}^{(\Delta T)} \right|, \quad (28)$$

where $V_s^{PNC}(\Delta T)$ (in eV) are different meson contributions to the total PNC shell model matrix element. The $F_{k, s}$ in units of 10^{-6} are given in Table 3 (see also Table 2 of Ref. [23]). The $M_{k, s}$ are nuclear structure matrix elements in units of MeV.

The quantity $D_{L(b)}$ (in eV^{-1})

$$D_{L(b)}^{(0)} = 2 \left(E - E^{\text{large}} + \frac{i}{2} \Gamma^{\text{large}} \right)^{-1} \sqrt{\frac{\Gamma_p^{\text{large}}}{\Gamma_p^{\text{small}}}} |C_{L(b)}|. \quad (29)$$

4.1. Parity Mixing in ^{14}N . In the excitation spectrum [64] of the ^{14}N nucleus there are two PMD's lying at 8.7 MeV and 9.3 MeV excitation energy (see Table 1).

The difference between the two PMD's is that the PMD1 is essentially of the isoscalar type, while the PMD2 is of the isovector type, hence, an interesting case for searching the neutral currents in the structure of the weak hadron-hadron interaction.

There is only one experiment concerning the PNC effects in ^{14}N -nucleus. In the following we try to explain this Seattle-Madison [56] experiment about the PNC effect around the first PMD in ^{14}N investigated via $^{13}\text{C}(\mathbf{p}, p)^{13}\text{C}$ resonance scattering. The only possible measured quantity was the longitudinal analyzing power. The experimental apparatus was developed with symmetry and stability as major design considerations. The maximum count rate attainable for this experiment was governed by the 3.8 keV width of the 0^+1 resonance, since the optimum target thickness is of that order and the maximum current on target was less than $1\mu\text{A}$. The experiment could be done by counting the scattered protons individually (expected rates less than 1MHz). Since the elastic scattering is the only open particle decay channel, the detector resolution was sacrificed for speed. It was used thin plastic scintillators mounted on 5.1 cm PMT's. The relevant features of the detectors: ~ 10 nsec pulsewidth, $\sim 25\text{--}30\%$ resolution, a stiff base current to gain stability, robustness toward radiation damage, and large solid angle. It was used a four-fold (left-right, up-down) detection geometry with eighth detectors azimuthally symmetric about the beam axis, four at $\theta_1 = 35^\circ$ and four at $\theta_2 = 155^\circ$. The maximum PNC signal was expected to be the difference: $A_L(\theta_2) - A_L(\theta_1) = A_L(b - f)$ (the back-front PNC signal). In such a detection scheme there should be small systematic asymmetries due to position and angle modulations that may be correlated with the beam helicity reversal. The back-front PNC signal gives the self-normalizing system and desensitizes the detector to small target thickness variations. A target rastering device is used in order to desensitize the detectors to the target irregularities. The long-term correction capabilities, for a typical two week run, lead to the fact that the transverse asymmetries are kept to a level of $\bar{P}_T A_T < 2 \cdot 10^{-5}$. Because of the energy modulations due to the beam helicity reversal the measured sensitivity was $\delta A_L(b - f) / \delta E = 9 \cdot 10^{-5} / \text{eV}$; statistical accuracy of $\Delta E = 0.2 \text{ eV}$ was

achieved with 1.5 days of running time. Several measurements were taken giving no clear indication of any energy modulation. The measured beam parameters, sensitivities of the apparatus and the false asymmetries are:

Systematic contributions to A_L from coherent beam modulations

Quantity	Measured Value	Sensitivity*	Resulting False Asymmetry
Spin Independent Effects			
Intensity ($\Delta I/2I$)	$\leq 5 \cdot 10^{-4}$	$-2.1 \cdot 10^{-3}$	$\leq 1.0 \cdot 10^{-6}$
Position	$(5 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ mm	$-1 \cdot 10^{-4}/\text{mm}^2$	$\leq 1.2 \cdot 10^{-8}$
Angle	—	$-1.7 \cdot 10^{-7}/\text{mrad}^2 \cdot \alpha$	—
Width ($\Delta \Gamma/\Gamma$)	$< 2 \cdot 10^{-3}$	$7.5 \cdot 10^{-4}$	$< 1.5 \cdot 10^{-6}$
Energy	0.3 ± 0.6 eV	$2 \cdot 10^{-6}/\text{eV}$	$(0.6 \pm 1.2) \cdot 10^{-6}$
Spin Dependent Effects			
$\langle \langle \mathbf{s} \rangle \cdot \langle \mathbf{p} \rangle \rangle \cdot \hat{z}$	$< 2.5 \cdot 10^{-4}$ mm	$-5.5 \cdot 10^{-4}/\text{mm}$	$< 1.4 \cdot 10^{-7}$
$\langle \alpha \rangle \cdot \langle \mathbf{p} \rangle$	$< 6 \cdot 10^{-4}$ mrad	$2.4 \cdot 10^{-4}/\text{mrad}$	$< 1.4 \cdot 10^{-7}$
$\langle \epsilon_x p_y \rangle - \langle \epsilon_y p_x \rangle$	≈ 0.02 mm	$-6.7 \cdot 10^{-5}/\text{mm}$	$\approx 1.3 \cdot 10^{-6}$
$\langle \alpha_x p_x \rangle - \langle \alpha_y p_y \rangle$	—	$2.0 \cdot 10^{-5}/\text{mrad}$	—

$\hat{z}$ — nominal chamber axis, $\mathbf{s}$ — displacement of beam on target from z-axis, α — angle of beam on target from z-axis, $\mathbf{p}$ — polarization vector.

*Sensitivities are for E_p (lab) = 1158 keV, 25μ gm/cm² ¹³C target.

Fortunately there exists a «magic» energy where the sensitivity of both the transverse polarization gradients and of energy modulation roughly vanishes. The resulting longitudinal analyzing power is: $A_L(b-f) = (0.86 \pm 0.59) \cdot 10^{-5}$ with a systematic error estimate of $0.24 \cdot 10^{-5}$.

The original calculations ($A_L \approx -2.8 \cdot 10^{-5}$) [55] on which the PMD1 experiment in ¹⁴N system was based lead to an isoscalar constraint of opposite sign to the DDH prediction [56] and are in better agreement to the ²¹Ne than in ¹⁹F cases, if consider the nuclear part of the calculations without problems. It is interesting that in this case the theoretical value of the PNC matrix element decreased along the time from 1.37 eV (obtained within a restricted REWIL space [55], passing through the Haxton value 1.04 eV [56], [55] (addendum),

[127] (within full $\hbar\omega$) and to our value 0.5 eV (within the PSD model space) or smaller [39]. Before extracting a reliable value of $h_p^{(0)}$ coupling constant, we must have a confidence in the nuclear structure and reactions considerations (shell model, scattering theory) used to predict the PNC effect.

The predictions of the analyzing powers depend on the models for nuclear structure and nuclear reaction mechanisms. At present it is not known a unique model for both nuclear structure and nuclear reaction parts at the necessary level to describe PNC effects. Therefore, when we calculate the PNC observables by using formulae, such like those given in the Refs. [55], [54], [37], [41], [42], which should not depend on the phases of the wave function used, they in reality will depend on these phases, because we are forced to apply different models for different quantities entering the above formulae. As an example within the OXBASH code we calculate the PNC matrix elements and the spectroscopic amplitudes, but not the scattering phases and the partial widths, for which we are forced to apply models given by a specific nuclear reaction mechanisms. For the scattering phases we, for instance, should incorporate in the optical potential terms which are not directly present in the OXBASH-code, or at least they could have not the same form (as, e.g., the spin-orbit term or may be tensorial terms). The average field and the effective residual interactions, present in the OXBASH-code, are so prepared in order to work within a bound state basis. It does not contain continuum or resonance s.p. states or more complicated states, such as the continuum states for two or three reaction fragments. Moreover, the OXBASH-code is based on s.p. oscillator potential, which always produced bound states. Some other codes [119] are sometimes based on more realistic Saxon-Woods bound states basis, however, the continuum states are not incorporated in such codes also. The only approach, which takes care of both bound and continuum s.p. states, is the shell model approach to nuclear reactions [120], however, within this approach the residual interactions cannot be included easily and the PNC observables cannot be estimated without incorporating the residual interactions in the model calculations.

If using our PNC matrix element (0.5 eV), the agreement between the experimental and the theoretical magnitude of the largest energy anomaly ($\Delta A_{L(b)}$) is better, however neither in [55] nor in our work the contribution from the recently proposed in Ref.[96] s.p. PNC matrix element was calculated.

From these calculations we may learn: i) the PNC matrix element is dominated by the $h_p^{(0)}$ -term. This becomes three times smaller in the Kaiser and Meisner chiral-soliton theory as compared to the DDH «best values» (see Table 2 for a comparison with other theories for weak vertices); ii) the refinements in the structure part of the PNC matrix element have been carefully discussed in Refs. [56] and [39]. The new s.p. term proposed by Caprini and Micu may

diminish the total PNC matrix element also. All these ingredients may reduce the total matrix element by 40% and the $h_p^{(0)}$ obtained in Ref.[16] could, in principle, describe the experimental data [56]; iii) a new measurement of the longitudinal analyzing power for this case is necessary to be performed in order to strengthen the conclusions based on the experimental value of Ref.[56]. The new measurement is proposed [121] to be done at an angle $\theta_{CM} = 100^\circ$, where the quantity $\sigma(\theta_{CM}) \cdot A_L^2(\theta_{CM})$ (proportional to the measuring time for a defined precision) has a maximum in the backward region.

The PMD2 case has other problems. Because of the small width (0.135 KeV) of the 2^+1 , 9.17225 MeV — level the energy anomaly of the PNC analyzing powers is a non-zero quantity in a very small [41] energy range (≤ 1 KeV) only, and it is of the order of some units above 10^{-5} within the DDH + PSDMK (Millener–Kurath interaction) [13] [63]. If considering the 2^+ PMD in ^{14}N to be analysed via circular polarization of 9.3893 MeV γ -ray we came to realize that this observable is equal to $1.04 \cdot 10^{-3}$ in the case of an unoriented $2^-T=0$ state and with zero mixing ratios. This value has been obtained by calculating, within OXBASH-code (Millener–Kurath-interaction), the 9.3893 MeV $E1 + M2$ γ -emission probability ($2.886 \cdot 10^{12} \text{s}^{-1}$) and the 9.17225 MeV $M1 + E2$ γ -emission probability ($3.036 \cdot 10^{16} \text{s}^{-1}$). The last value ($\Gamma_\gamma = 24.4$ eV) is in agreement with the measured value ($\Gamma_\gamma = 7$ eV) [122]. Unfortunately there is not a measured value for the $E1 + M2$ γ -emission. This high value of the circular polarization, can be explained by a high hindered E1 transition, which is isospin forbidden. This measurement has, however, a very small probability, because of an almost 100% proton decay probability of the 2^-0 , 9.3893 MeV state, however, it could be performed analogously to the ^{19}F experiment.

4.2. Parity Mixing in ^{16}O . The ^{16}O energy spectrum contains two (see Table 1) isovector PMD's [64] one PMD ($\Delta E \approx 50$ KeV) lying at 13 MeV excitation energy [34], [35] (see Table 4) and the second one ($\Delta E \approx 9$ KeV) is lying at 16.2 MeV excitation energy [42] (see Table 5).

These PMD's can be explored by measuring two components of the vector analyzing power — A_L and A_b for which, a careful theoretical analysis is done and the estimations are: $A_L^{PMD1} = 1.4 \cdot 10^{-5}$, $A_b^{PMD1} = 0.9 \cdot 10^{-5}$ [34], $A_L^{PMD2} = 3.2 \cdot 10^{-5}$ and $A_b^{PMD2} = 2.3 \cdot 10^{-5}$ [42] for large angles ($\simeq 150^\circ$).

We want to discuss the first PMD in more detail, since it has been the subject of our group special attention [34] as the best candidate for a new

isovector experiment. The α_0 -transition from the $J^\pi T = 2^-1$ state in ^{16}O ($E_x = 12.9686$ MeV, $\Gamma_{cm} = (1.6 \pm 0.1)$ keV), populated by resonant capture of polarized protons ($E_p = 0.898$ MeV), to ^{12}C (g.s.) was thoroughly investigated theoretically [34]. This transition has originally been mentioned by Bizzeti and Maurenzig [123]. The α_0 -transition is forbidden by parity and, partially, by isospin selection rules. It, therefore, can predominantly be described by the isovector part of the PNC-NN potential (mainly one pion exchange), thus being sensitive to the weak πNN coupling constant $h_\pi^{(1)}$.

The excitation functions of the PNC longitudinal (A_L) and PNC transverse (A_b) analyzing powers are expected [123], [54], [37], [55], [31], [32] to show an energy anomaly at the 2^-1 resonance energy due to the interference of the forbidden (PNC: 2^-1 , 12.9686 MeV) and allowed (2^+0 , 13.020 MeV; 1^-1 , 13.090 MeV) resonance transition amplitudes as well as a (PC: 0^+0) background transition amplitude. The level structure of the ^{16}O nucleus [64] enhances the interference effect because of the close lying ($\Delta E = 51$ keV) broad overlapping 2^+0 state at $E_x = 13.020$ MeV with $\Gamma_{cm} = (150 \pm 10)$ keV.

Following Ref.[44], where a more rigorous approach to the parity forbidden alpha decay is proposed, it is possible to estimate the order of magnitude of the weight of the admixtures from different 2^+0 levels into the 2^-1 level as a product

$$F_n S_{\alpha n}^{1/2} = |(E^{2^-1} - E^{2^+0})^{-1} \langle 2^-1 | H_{PNC} | 2^+0 \rangle S_{\alpha n}^{1/2}| \quad (30)$$

where $S_{\alpha n}^{1/2}$ is a SU(3) alpha particle amplitude [63]. The results are listed in Ref. [34]. From these values we conclude that the assumption of a parity mixed doublet (2^-1 , 12.9686 MeV and 2^+0 , 13.020 MeV excited states in ^{16}O) is justified. In this case, the expression for the PNC-T-matrices, obtained by expanding the exact Green's function [37], [55], [54] to first order in H_{PNC} , is certainly a good approximation. It is assumed that the projectile and the target are parity eigenstates. Then PNC contributions from direct reaction terms are ignored and only effects related to the closeness of the two resonances are taken into account. The resonance parameters for the quantities entering in eqs. for $A_{L(b)}$ are given in Ref.[34].

The parity mixing of the above mentioned doublet is of particular interest because:

(1) The mixing is sensitive to the $\Delta T = 1$ components of H_{PNC} and especially to the long range part described by weak pion exchange, taking the quark

model picture. In this case quantitative informations about neutral current contributions to H_{PNC} are expected. Several cases have been proposed theoretically, but only few of them have been experimentally investigated; only the ^{18}F experiment (average of 5 investigations) [16] gives a reliable upper limit for the weak pion-nucleon coupling constant. Taking into account the recent sophisticated shell model calculation [29], [43], the result is not in contradiction to the predictions of Refs.[13], [14], [15], however, additional investigations are necessary, especially with independent observables.

(2) The polarization observables for the $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha_0)^{12}\text{C}$ reaction provide a favourable way to determine the PNC matrix elements. The energy anomaly in the PNC analyzing powers (A_L and A_b) is magnified by nuclear structure effects in addition to the 51 keV energy difference between the levels involved. The magnification arises from coherent contributions of proton and α -channels. The quantity $C_{L(b)}$ describes the ratio between the PC-T-matrix contribution to the PNC analyzing powers and the (unpolarized) cross section for the (p, α) reaction (see Ref.[34]). The value of this ratio is about 0.1 in the resonance region, being a measure for the coherence effect. The width of the 2^- resonance level is very small (1.6 keV) and acts as an enhancement factor, too. The ratio $\frac{\Gamma_p^{2^-}}{\Gamma_p^{2^+}}$ has a value 3.4 and is another enhancement factor, as pointed out in Ref.[55] (similar ratios of unnatural-to-natural parity level widths are of the order of 10^{-2} (see, e.g., Refs.[64]).

(3) The cross section for the $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha_0)^{12}\text{C}$ -case is maximal at backward angles [126]. Moreover, the normal PC analyzing power is negligible small [126] in this energy region for large scattering angles, which is a favourable situation for measurement. Furthermore, the α -channel can be studied more precisely than it is, e.g., the case of PNC elastic scattering (target impurities, systematic asymmetries due to energy modulations and transverse polarization gradients [56], reduced number of α -channels, etc.).

(4) The PNC α_0 -transition can be studied via the $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha_0)^{12}\text{C}$ resonance reaction with two polarization observables, namely the PNC longitudinal and PNC transverse analyzing powers A_L and A_b . Information about the PNC matrix element can be obtained independently from the excitation energy of each observable. Up to now only the case of the $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$ reaction has been studied experimentally [31], [32], [33] giving an upper limit [31] of the corresponding PNC asymmetry.

(5) The theoretical models, included in the OXBASH code, are reasonably good (see Ref.[34], [35]) for the levels of the mentioned 2^- , 2^+ -doublet, since the even-even nucleus is an often used candidate being well described by such realistic models. Especially, the (first) excited $J^\pi = 2^-1$ state can reliably be reproduced.

These conclusions are based on the following investigations. Because of the small proton energy the angular momentum can be restricted to $l \leq 2$. Together with the spins and parities of the involved nuclei the following four PC transition amplitudes are allowed:

$$\begin{aligned} t_1 = T_{bg} = T_{\alpha 00, p 11}^{0^+}; \quad t_2 = T_{\alpha 10, p 01}^{1^-}; \\ t_3 = T_{\alpha 10, p 21}^{1^-}; \quad t_4 = T_{\alpha 20, p 11}^{2^+}. \end{aligned} \quad (31)$$

Two PNC transition amplitudes are taken into account:

$$T_1 = T_{\alpha 20, p 20}^{2^{+,-}}; \quad T_2 = T_{\alpha 20, p 21}^{2^{+,-}}. \quad (32)$$

The general form of the PC resonance T-matrix elements is the following:

$$T_{\beta l s, \beta_1 l_1 s_1}^{J^\pi} = \frac{i \exp(i\xi_{\beta l s}) \sqrt{\Gamma_{\beta l s}^{J^\pi}} \sqrt{\Gamma_{\beta_1 l_1 s_1}^{J^\pi}} \exp(i\xi_{\beta_1 l_1 s_1})}{E - E^{J^\pi} + i/2 \Gamma^{J^\pi}} \quad (33)$$

while the PNC T-matrix elements have the following expression:

$$\begin{aligned} T_{\beta l s, \beta_1 l_1 s_1}^{J^\pi, -\pi} = \\ = \frac{i \exp(i\xi_{\beta l s, \beta_1 l_1 s_1}) \sqrt{\Gamma_{\beta l s}^{J^{-\pi}}} \langle J^{-\pi} | H_{PNC} | J^\pi \rangle \sqrt{\Gamma_{\beta_1 l_1 s_1}^{J^\pi}} \exp(i\xi_{\beta_1 l_1 s_1})}{(E - E^{J^{-\pi}} + \frac{i}{2} \Gamma^{J^{-\pi}})(E - E^{J^\pi} + \frac{i}{2} \Gamma^{J^\pi})} \end{aligned} \quad (34)$$

$\beta(\beta_1)$ stands for $\alpha(p)$, $\xi_{\alpha(p)ls}$, E^{J^π} and Γ^{J^π} stand for the $\alpha(p)$ -channel phases, resonance energies and total resonance widths, respectively. E is the proton energy in the compound system. The quantities $\sqrt{\Gamma_{\alpha(p)ls}^{J^\pi}}$ are taken from experiments [64], [126] if available; otherwise they are expressed in terms of the OXBASH spectroscopic amplitudes [63], geometrical coefficients and s.p. channel widths.

The calculations within the OXBASH code gave the following results:

$$\left| \frac{\sqrt{\Gamma_{p21}^{1-}}}{\sqrt{\Gamma_{p01}^{1-}}} \right| = 2 \cdot 10^{-3}; \quad \Gamma_{p01}^{1-} \simeq \Gamma_p^{1-} (\text{exp}) = 100 \text{ keV}; \quad (35)$$

$$\left| \frac{\sqrt{\Gamma_{p20}^{2-}}}{\sqrt{\Gamma_{p21}^{2-}}} \right| = 1; \quad \Gamma_{p20}^{2-} = \Gamma_{p21}^{2-} = \frac{1}{2} \Gamma_p^{2-} (\text{exp}) = 0.495 \text{ keV}; \quad (36)$$

$$\Gamma_{p11}^{2+} = \Gamma_p^{2+} (\text{exp}) = 3.4 \text{ keV}. \quad (37)$$

It turns out that $T_1 = T_2$. Contributions from the spin-orbit potential to the proton channel phases and spectroscopic amplitudes have been neglected due to the low proton energy ($E_p \simeq 900 \text{ keV}$).

In the following we discuss the degree of accuracy of the shell model calculations within the available OXBASH code in order to substantiate the opinion that the experimental results on PNC analyzing powers of the $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha_0)^{12}\text{C}$ resonance reaction with $E_p \simeq 0.898 \text{ MeV}$ can be analysed free from nuclear structure uncertainties.

In order to predict the magnitude of the effect and to check the feasibility of an experiment to measure A_L and/or A_b around the resonance energy of the first excited 2^-1 state in ^{16}O we calculated the

$$\langle 2^-1, 12.9686 \text{ MeV} | H_{\text{PNC}} | 2^+0, 13.020 \text{ MeV} \rangle \quad (38)$$

matrix element using the OXBASH code in the Michigan State University version [63], which includes different model spaces and different residual effective two nucleon interactions.

Two different model spaces have been used: the ZBM and PSD model spaces (see section 3). In order to maintain the matrix dimensions at a non-prohibited level, the nucleons have been considered to be frozen in the $1p_{3/2}$ orbit; thus a fixed $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8$ configuration is assumed in all cases. It turns out that at least four particle-four hole calculations are needed [16], [127], [128] in order to describe the 2^+ states in ^{16}O .

Five different residual interactions have been used in ZBM model space: ZBM I, ZBM II, REWIL, ZWMO and ZWM. Two different combinations of interactions have been taken into account in the PSD model space: PSDMK, PSDMWK. While the centre of mass spuriousity is small in the ZBM model space, the number of spurious components is high in the PSD space, but the degree of spuriousity of every component is small. In PSDMK+CM and

PSDMWK + CM the contributions of spurious components were eliminated with a procedure analysed in Ref.[118].

The one-body part (see eq.15) of the PNC matrix element turns out to be the dominant in all described cases.

The TBME have been calculated with harmonic oscillator wave functions ($\hbar\omega = 14$ MeV is appropriate for $A = 16$) [25].

The short range correlations (SRC) of the shell model wave function were implemented by multiplying the radial two-body wave function by a Jastrow factor (see section 3). In Table 2 of Ref.[35] are presented the nuclear structure parts of the PNC matrix element, with and without SRC included and separately the single and two particle contributions.

Moreover, recently [129], [130] the experimental measurements showed a relatively strong isospin mixing of the 2^-1 , $E_x = 12.9686$ MeV level with the 2^-0 , $E_x = 12.53$ MeV level in $^{16}\text{O}^*$. In Ref.[35] it was shown that the isospin impurity of the $2^- T=0$, $E_x = 12.53$ MeV into the $2^- T=1$, $E_x = 12.9686$ MeV level does not change significantly the results of Ref.[34], i.e., the PNC analyzing powers increase their values with $\approx 30\%$ if taking the sign of the isospin impurity as given in eq.(1) of Ref.[35].

In these calculations the standard form for H_{PNC} has been used (see section 2) with the weak coupling constants given in Tables 2 and 3. The strong coupling constants are summarized in the last four columns of Table 2 from Ref.[15]. The calculated PNC matrix elements for different weak interaction models and different shell model residual interactions are shown in Table 4. As can be seen, the results for different interactions agree within a factor of 2,5 and no large suppression appears when the model space is enlarged. The ρ and ω exchange contributions add coherently to the total matrix element in every case [34], [35]. The contributions from heavy mesons do not exceed 25% for the DDH, AH and DZ cases but increase to 50% in the KM model, reducing the contribution of pion exchange. If this model is taken at face value, the chance to observe a trace of $h_\pi^{(1)}$ is considerably decreased.

Considering the present discrepancies between the DDH-values [13] and the KM [15] results, the conservative choice of the matrix element $\langle 2^-1 | H_{PNC} | 2^+0 \rangle \simeq 0.1$ eV is consistent with the DZ [14] — model and is also supported by $\Delta T = 1$ PNC experiments [16]. In this case 75% of the value arises from pion exchange. The contribution of the new class of diagrams in the PNC single particle Hamiltonian, recently proposed by Caprini and Micu [96], vanishes for the proposed matrix element.

It is essential to compare the predictions of the above theoretical model with the experimental results for the cross section and the (regular) analyzing

Table 4. (M_{PNC} PMD1 ^{16}O)

Inter- actions	DDH			AH			DZ		
	V_π	$V_{p(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{DDH}}$	V_π	$V_{p(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{AH}}$	V_π	$V_{p(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{DZ}}$
ZBM I	-0.287	-0.016	-0.303	-0.138	-0.028	-0.166	-0.086	-0.021	-0.107
ZBM II	0.660	0.036	0.696	0.306	0.061	0.367	0.189	0.047	0.236
REWIL	0.332	0.017	0.349	0.154	0.290	0.183	0.095	0.023	0.118
ZWM	-0.709	-0.037	-0.746	-0.328	-0.064	-0.392	-0.204	-0.050	-0.254
PSDMK	-0.381	-0.014	-0.395	-0.176	-0.029	-0.205	-0.109	-0.022	-0.131
PSDMK + + CM	0.304	0.021	0.325	0.141	0.041	0.182	0.087	0.031	0.118
PSDMWK	0.437	0.020	0.457	0.202	0.040	0.242	0.125	0.031	0.156
PSDMWK + + CM	0.423	0.025	0.448	0.196	0.049	0.245	0.122	0.037	0.159

The PNC matrix element for the PMD1 in the ^{16}O calculated within different weak and strong interactions. The abbreviations are discussed in the text.

power for the $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ reaction. The resonance parameters for the used PC T-matrices, are taken from the latest compilation [64]. The proton phases ξ_{pls} have been calculated within a folding procedure, using a realistic M3Y interaction [44]. The results are very close to the Coulomb phases. The α -channel phases and the background PC 0^+0 T-matrix element $t_1 = t \exp(i(\alpha))$ have been fitted to reproduce the Legendre polynomial coefficients for the cross section and the PC analyzing power of Pepper and Brown [126]. The expansion coefficients extracted from experiment and from the present investigation (see Ref.[34]) shows the quality of the theoretical treatment. The calculation of the PNC analyzing powers A_L and A_b has been performed with the same parameters. The PNC analyzing power shows a dispersionlike energy behaviour around the resonance energy, the form depending on the phase difference of the contributing matrix element. However, the difference between the maximum and the minimum is equal to the quantity $D_{L(b)}$ defined in eq.(26). It is a very important fact that this quantity does neither depend on the phase ϕ_{PNC} nor on the PC phase $\phi_{L(b)}$ of $C_{L(b)}$.

In Fig.1(a,b,c,d) we show on expanded horizontal scale the predicted size of the quantities relevant for an experiment designed to determine the PNC matrix element by measurement of A_L and/or A_b around the narrow 2^-1

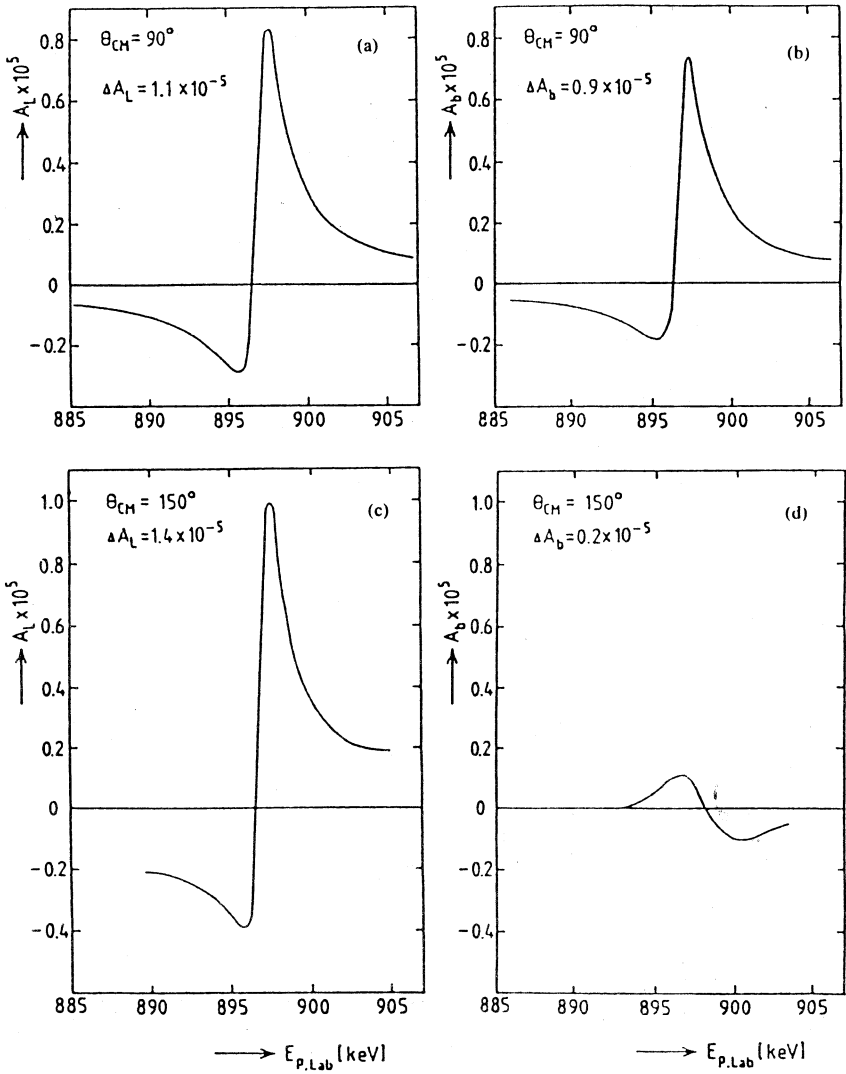


Fig.1 (a, b, c, d). Longitudinal and the irregular transverse analyzing powers of the reaction $^{15}\text{N}(p, \alpha_0)^{12}\text{C}$ versus proton energy, for $\theta = 90^\circ$ and 150° around the proton energy $E_p^{\text{LAB}} \approx 0.9 \text{ MeV}$ ($M_{PNC} = 0.1 \text{ eV}$)

resonance. The information on the modulus of the PNC matrix element can therefore be extracted from $A_{L(b)}$ measurements.

On the base of these predictions an experimental proposal to measure the PNC analyzing powers A_L (and A_b) in the $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha_0)^{12}\text{C}$ reaction is sketched in the following. At backward scattering angles the (PC) analyzing power A_n is very small or even zero [126], whereas the cross section is maximal in the relevant energy region around $E_{\text{res}}(2^1_1) \approx E_p = 898$ keV. This situation is favourable for PNC asymmetry measurements because several PS asymmetry effects, superimposed on the PNC observables, are small if A_n is small. Moreover, this advantage coincides with the maximum of the predicted PNC interference effect in A_L (e.g. $\Delta A_L(\theta_{\text{CM}} = 160^\circ) = 2.6 \cdot 10^{-5}$). Although the size of the quantity A_b is smaller than A_L in many experimental cases, it has a comparable size near $\theta = 90^\circ$. However, at this angle the differential cross section appears to be smaller as compared to its magnitude at large angles [34]. Therefore, and because of the solid angle restriction in the A_b measurement (detectors only in one reaction plane) the observable A_L is the more favourable one for the realization of a PNC experiment.

The small width of the 2^- -level at $E_p = 898$ keV requires a thin ^{15}N target ($\Delta E \leq 1$ keV for $E_p = 898$ keV), e.g., realized by implanting ^{15}N -ions in the surface of a Ti-backing or preparing a thin Ti ^{15}N -target layer, as has been used in Ref.[36]. Another possibility is the use of a ^{15}N -gas target. It has the advantage, that the energy loss in the target gas can be adjusted in a way that one is able to measure five different energy points around the resonance energy simultaneously. In this case up to 20 Si surface barrier detectors (or parallel plate avalanche counters) can be installed in five rings around a long target gas tube, e.g., at $\theta_{\text{Lab}} = (135 \pm 24)^\circ$ or $\theta_{\text{Lab}} = (90 \pm 24)^\circ$, as well as at lower energies with large solid angles ($0.4 \leq \Omega \leq 0.6$ sr). The azimuthal angles $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$, and 270° have been chosen to be sensitive for (on line) monitoring of spurious asymmetries caused by residual transverse polarization components of the beam. The scattered particles leave the gas tube through aluminum foils ($12 \mu\text{m} - 15 \mu\text{m}$), which are used in front of the detectors in order to stop elastically scattered protons and low energy α_1 particles from excited ^{12}C states, providing background free α_0 spectra. The reaction energy can be adjusted precisely by detecting the γ -rays from the $^{15}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{16}\text{O}^*$ reaction. These spectra serve at the same time as a monitor for detecting carbon built-up products on the entrance foil of the gas tube, to correct for this time dependent additional energy loss of the proton beam. The entrance foil is a selfsupporting carbon layer of the thickness less than 60 nm in order to minimize the energy loss and

Table 5. (M_{PNC} PMD2 ^{16}O)

Interactions	KM			DDH		
	V_π	$V_{\rho(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{KM}}$	V_π	$V_{\rho(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{DDH}}$
ZBMI	-0.006	-0.012	-0.019	-0.168	-0.012	-0.181
ZBMO	-0.031	-0.033	-0.064	-0.748	-0.030	-0.778
ZWM	-0.024	-0.019	-0.043	-0.574	-0.030	-0.604
REWIL	-0.011	-0.006	-0.018	-0.285	-0.005	-0.291
ZBMII	-0.002	+0.001	-0.002	-0.064	+0.001	-0.064

Interactions	AH			DZ		
	V_π	$V_{\rho(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{AH}}$	V_π	$V_{\rho(\omega)}$	$V_{\text{tot}}^{\text{DZ}}$
ZBMI	-0.070	-0.024	-0.094	-0.044	-0.018	-0.062
ZBMO	-0.344	-0.059	-0.404	-0.214	-0.047	-0.261
ZWM	-0.264	-0.034	-0.298	-0.164	-0.027	-0.019
REWIL	-0.131	-0.011	-0.142	-0.081	-0.009	-0.090
ZBMII	-0.030	+0.001	-0.028	-0.018	+0.001	-0.018

The PNC matrix element for the PMD2 in the ^{16}O calculated within different weak and strong interactions. The abbreviations are discussed in the text.

straggling of the proton beam. This is essential because of the small resonance width of the 2^- level. Selecting an energy resolution of the polarized proton beam of $\approx \pm 0.6$ keV provided by two narrow feedback slit systems and adjusting the target gas pressure to ≈ 1.3 mbar, the measurement can be performed at five energies simultaneously within the interval $E_{\text{res}} - 3/2\Gamma \leq E_{\text{res}} \leq E_{\text{res}} + 3/2\Gamma$. With an experimental set-up of this type a statistical accuracy of $\approx 0.3 \cdot 10^{-5}$ and $\approx 0.5 \cdot 10^{-5}$ will be reached for $A_L(135 \pm 24)^\circ$ and $A_L(90 \pm 24)^\circ$, respectively, after $48 \mu\text{A} \cdot d$ of integrated beam charge, if the helicity of the proton beam is switched between $\pm P_z$ with $P_z \geq 0.70$. In order to achieve a sufficient experimental accuracy the experiment requires a proton beam with high intensity, polarization, and energy resolution. Due to the low target gas pressure and the high energy resolution restricted by the small resonance width, it is advantageous to improve the experimental set-up by use of a differentially pumped gas target without entrance foil.

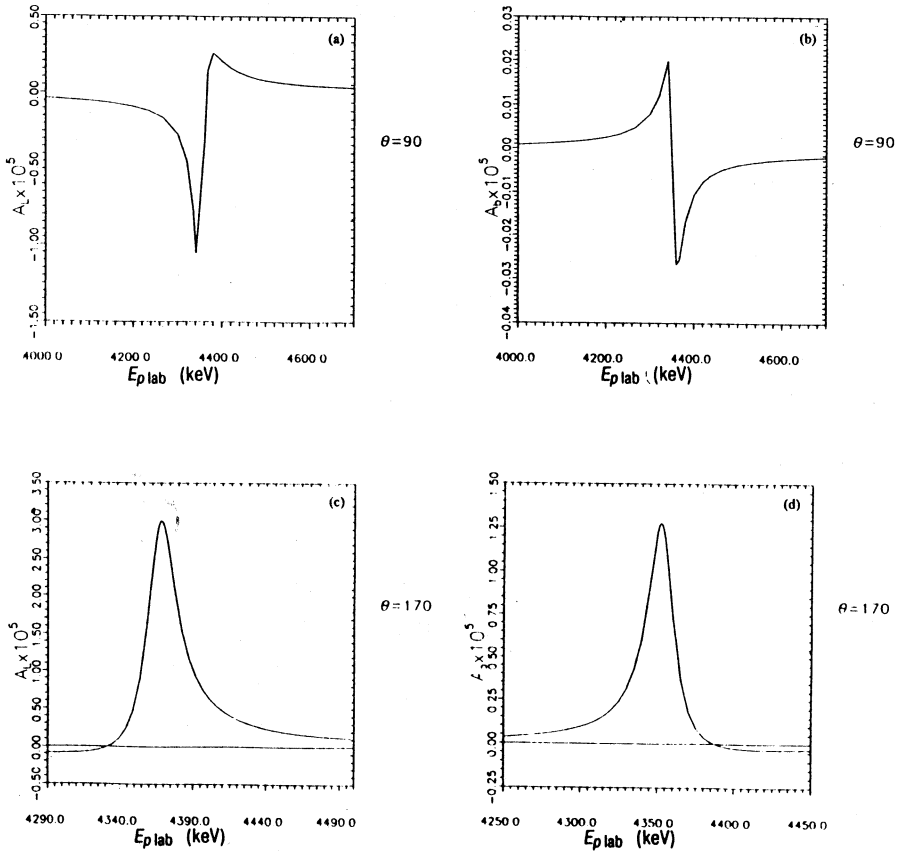


Fig.2 (a, b, c, d). Longitudinal analyzing power of the reaction $^{15}\text{N}(p, \alpha_0)^{12}\text{C}$ versus proton energy, for $\theta = 90^\circ$ and 170° around the proton energy $E_p^{\text{LAB}} \approx 4.35 \text{ MeV}$ ($M_{\text{PNC}} = 0.4 \text{ eV}$)

The investigations concerning the second isovector PMD in ^{16}O have been performed in the Ref. [42]. Within the shell model code (OXBASH) with ZBM model space and different interactions (see Table 5) we calculated the PNC matrix element and PNC analyzing powers (A_L and A_b). The average value for the PNC matrix element is 0.4 eV . The maximum in the energy anomaly of the PNC analyzing powers (A_L and A_b) we got to be some units above the 10^{-5} , value considered to be in agreement to the last measurements [56], [19] (see Fig.2(a,b,c,d)).

5. GAMMA ASYMMETRIES

The degree of circular polarization (helicity asymmetry) of the emitted γ -rays is given (see Ref.[133] chapter 9, §3 eq.(9.38)) by a sum of parity non-conserving (PNC) and parity conserving (PC) contributions:

$$\begin{aligned}
 P_{\gamma}(\cos \theta) &\equiv \frac{W_{\text{right}}(\theta) - W_{\text{left}}(\theta)}{W_{\text{right}}(\theta) + W_{\text{left}}(\theta)} = \\
 &= \left(\sum_{LL'v} B_v(I) F_v(LL'I'I') [\delta_{L+L'+v, \text{odd}} (m_L^* m_{L'} + e_L^* e_{L'}) + \right. \\
 &\quad \left. + \delta_{L+L'+v, \text{even}} (m_L^* e_{L'} + e_L^* m_{L'})] P_v(\cos \theta) \right) \times \\
 &\times \left(\sum_{LL'v} B_v(I) F_v(LL'I'I') [\delta_{L+L'+v, \text{even}} (m_L^* m_{L'} + e_L^* e_{L'}) + \right. \\
 &\quad \left. + \delta_{L+L'+v, \text{odd}} (m_L^* e_{L'} + e_L^* m_{L'})] P_v(\cos \theta) \right)^{-1} = \\
 &= (P_{\gamma 0}) R_{\gamma}^{\text{PNC}}(\cos \theta) + R_{\gamma}^{\text{PC}}(\cos \theta), \tag{39}
 \end{aligned}$$

and the circular polarizations for unpolarized initial nucleus with zero and finite mixing ratios [134], respectively are:

$$(P_{\gamma 0}) = 2 \frac{M_{\text{PNC}}}{\Delta E} \sqrt{\frac{b_+ \tau_-}{b_- \tau_+}} \left(\frac{E_{\gamma}^-}{E_{\gamma}^+} \right)^3, \tag{40}$$

and

$$(P_{\gamma})_{un} = (P_{\gamma 0}) \sqrt{\frac{1 + \delta_-^2}{1 + \delta_+^2}}. \tag{41}$$

R_{γ}^{PNC} is a multiplier due to the existence of the orientation of the nucleus in the initial excited state when the mixing ratios do not vanish, which for instance in the case of $A = 36$ gamma transitions reads [46], [47], [30]:

$$\begin{aligned}
 R_{\gamma}^{\text{PNC}}(\cos \theta) &= \sqrt{\frac{1 + \delta_-^2}{1 + \delta_+^2}} \left\{ \sum_{v=0,2,4} P_v(\cos \theta) B_v(2) [F_v(1122) + F_v(2222) \delta_+ \delta_+ + \right. \\
 &\quad \left. + F_v(1222) (\delta_- + \delta_+)] \right\} \left\{ \sum_{v=0,2,4} P_v(\cos \theta) B_v(2) [F_v(1122) + \right. \\
 &\quad \left. + F_v(2222) \delta_-^2 + 2F_v(1222) \delta_-] \right\}^{-1}, \tag{42}
 \end{aligned}$$

where the F_v coefficients are defined by

$$F_v(LL'I'T) = (-1)^{I'+3I-1} [(2I+1)(2L+1)(2L'+1)]^{1/2}, \\ C(LL'v; 1-10) W(LL'II; vI'), \quad (43)$$

C is the Clebsch-Gordan coefficient $C(J_1 J_2 J_3; M_1 M_2 M_3)$ and W is the Racah coefficient. The parity conserving (PC) γ -asymmetry is given by [133]:

$$R_\gamma^{PC}(\cos \theta) = \left\{ \sum_{v=1,3} P_v(\cos \theta) B_v(2) [F_v(1122) + F_v(2222)\delta_-^2 + 2F_v(1222)\delta_-] \right\} \times \\ \times \left\{ \sum_{v=0,2,4} P_v(\cos \theta) B_v(2) [F_v(1122) + F_v(2222)\delta_-^2 + 2F_v(1222)\delta_-] \right\}^{-1}, \quad (44)$$

where

$$B_v(2) = \sum_M (2v+1)^{1/2} C(2v2; M0M) p(M), \quad (45)$$

$p(M)$ is the polarization fraction on the M -state, which determines the degree of the orientation of the nucleus.

In order to measure a PNC effect one must find situations for which the R_γ^{PC} part in eq.(40) vanishes. Two particular cases have this property: i) The case of an initially unpolarized nucleus for which $B_0(2) = 1$, $B_{v \neq 0}(2) = 0$ and $F_0(LL'22) = \delta_{LL'}$. In this particularly simple case P_γ reduces to the well-known expression of the circular polarization, $(P_\gamma)_{un}$. ii.) One may prepare a polarized state by choosing $p(M) = \delta_{M0}$ for which $B_{v=1,3}(2) = 0$ and R_γ^{PC} part vanishes.

Another observable which measures a PNC effect is the forward-backward asymmetry of the emitted gamma rays by polarized nuclei

$$A_\gamma(\theta) \equiv \frac{W(\theta) - W(\pi - \theta)}{W(\theta) + W(\pi - \theta)}. \quad (46)$$

This observable has been successfully used in the ^{19}F case [18], [19] in order to avoid the small efficiency of the Compton polarimeters when one measures the degree of circular polarization. If the mixing ratios are small ($\delta_+, \delta_- \ll 1$) one can show that [39]

$$A_\gamma(\theta) \simeq (P_\gamma)_0 R_\gamma^{PC}(\cos \theta). \quad (47)$$

The angular distribution described by this formula has a maximum for $\theta = 0^\circ$ [39]. It has the advantage that the parity conserving (PC) circular pola-

rization, $R_{\gamma}^{PC}(\theta)$, can be measured experimentally. For all these cases the $(P_{\gamma})_0$ quantity essentially describes the PNC effect. In all the above formulae θ represents the angle between the emitted photon and the axis of polarization (if any).

5.1. Parity Mixed Doublets in ^{18}F . In the excitation spectrum [64] of the ^{18}F nucleus there are two PMD's (see Table 1): one lying at 1.0 MeV ($\Delta E \approx 40$ KeV) and another one lying at 6.8 MeV ($\Delta E \approx 4$ KeV) excitation energy. The difference between the two PMD's is that the PMD1 is of the isovector type and it can be investigated via the circular polarization of the γ -rays, while the PMD2 cannot be interpreted yet, whether it is of the isoscalar or of the isovector type, because the isospins are not experimentally known, however, it is a very favorable ($F = 130000$, see Table 1) case for studying the structure of the weak hadron-hadron interaction via the $(\mathbf{p}, p)$ resonance scattering or $(\mathbf{p}, \alpha)$ resonance reaction.

We want to discuss the first PMD case in somewhat more detail, since it has been the object of considerable experimental and theoretical work. Let us denote the upper state (1.08054 MeV) (see Table 1) by $|a\rangle$ and the lower one (1.041155 MeV) by $|b\rangle$. The γ -decay of the state $|a\rangle$ to the ground state ($J^{\pi}T = 1^{+}0$) includes a parity conserving (PC) E1 transition and a PNC M1 transition. The circular polarization can be expressed as follows:

$$P_{\gamma} = 2f \frac{M_{PNC}}{\Delta E}, \quad (48)$$

where the ratio f of the reduced matrix elements for the regular decays of the members of the doublet can be deduced (apart from the sign) from the known lifetimes [64] and energies

$$f = \frac{m_1}{e_1} = \sqrt{\frac{E_a^3 \tau_a}{E_b^3 \tau_b}} \approx 112. \quad (49)$$

The PMD lifetimes are in the relation: $\tau_a(27.5 \pm 1.9 \text{ ps}) \gg \tau_b(2.55 \pm 0.45 \text{ fs})$, because isospin selection rules forbid the E1 ($\Delta T = 0$) transition, but not the M1 ($\Delta T = 1$) transition. The circular polarization is, therefore, two orders of magnitude larger than the PNC admixture coefficient $\frac{M_{PNC}}{\Delta E}$. This is a good example of amplification of the PNC effect, due to the nuclear structure. The M1 transition from the state $|b\rangle$ to the ground state is one of the strongest known M1 transition ($10.3 \pm 1.5 \text{ W.u.}$), which further justifies the two-level mixing approximation.

The experimental results are:

Caltech – Seattle [49]	1979	$P_\gamma = (-0.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$
Firenze [52]	1980	$P_\gamma = (-0.4 \pm 3.0) \cdot 10^{-3}$
Mainz [53]	1982	$P_\gamma = (-1.0 \pm 1.8) \cdot 10^{-3}$
Bini [51]	1982	$P_\gamma = (0.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$
Queens Univ. [50]	1982	$P_\gamma = (0.15 \pm 0.55) \cdot 10^{-3}$

If one takes into account the analyzing power ($\simeq 0.02$) of the Compton polarimeters, this would require a precision $\simeq 1.2 \cdot 10^{-5}$ in the counting asymmetry and it might be difficult to maintain the systematic errors lower than this limit. The real value of the circular polarization above mentioned could be some units above 10^{-5} if considering the chiral-soliton approach [15] and, hence, difficult to be exactly measured. This PMD1 case in ^{18}F could be considered a good example for the importance of the PNC matrix element given by the nuclear model calculations in the first predictions of favourable cases. The theoretical value of 0.37 eV [16] comes out to be too large. More sophisticated shell model calculations [43] show a decrease of the value of PNC matrix element with the increase of the number of valence orbitals, thus in agreement with experimental suggestions, however no convergence seems to appear.

5.2. Parity Mixed Doublets in ^{19}F . We consider, however, the only excellent experiments in light nuclei, that concerns the asymmetry A_γ in the 110 KeV γ -ray emission of ^{19}F with respect to the direction of the spin of $\left(\frac{1}{2}\right)^-$ 110 KeV state, which is produced with large polarization by the reaction $^{22}\text{Ne}(\text{p}, \alpha)^{19}\text{F}$.

In the particular case of $\left(\frac{1}{2}\right)^- \rightarrow \left(\frac{1}{2}\right)^+$ transition, $A_\gamma = A_\gamma^{(1)} p \left(\left(\frac{1}{2}\right)^- \right)$, where $p \left(\left(\frac{1}{2}\right)^- \right)$ is the polarization fraction of the parent state and the asymmetry $A_\gamma^{(1)}$ for total polarization has the same numerical value as the circular polarization P_γ .

The experimental results are:

Seattle [18]	1982	$A_\gamma^{(1)} = (-8.5 \pm 2.6) \cdot 10^{-5}$
Zuerich [19]	1982	$A_\gamma^{(1)} = (-4.5 \pm 3.6) \cdot 10^{-5}$

The theoretical value of circular polarization can be obtained from the following formula:

$$P_{\gamma} = 2 \frac{M_{PNC}}{\Delta E} \frac{\mu_1^{1/2^-} - \mu_1^{1/2^+}}{\langle \left(\frac{1}{2} \right)^- | E_1 | \left(\frac{1}{2} \right)^+ \rangle} \quad (50)$$

in which the reduced matrix element of the irregular M1-transition depends on the difference of static magnetic-dipole moments in the ground and the first excited state of ^{19}F . The former is known, $\mu \left(\left(\frac{1}{2} \right)^- \right) = 2.628 \text{ n.m.}$ [64], while the latter can be calculated with reasonable accuracy [18], [24], [135] and comes out to be small, $\mu \left(\left(\frac{1}{2} \right)^+ \right) = -0.2 \text{ n.m.}$ From the lifetime $\tau = (853 \pm 10) \text{ ps}$ of the 110 KeV level [64] we can estimate the E1 matrix element and the small enhancement factor comes out to be $f \simeq 11$. The circular polarization then can be obtained to be equal to $(-8.9 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$ if using $M_{PNC} = 0.46 \text{ eV}$ [16], quite in agreement with the experiment.

5.3. Parity Mixed Doublet in ^{21}Ne . One of the best supports for the DDH «best» values comes from the study of the parity violation in the transition: $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3^+}{2}, T = \frac{1}{2} \text{ (g.s.)}$ in ^{21}Ne . According to the analysis made by Millener et al. [27] and subsequently by Haxton et al. [24], the effect should be *a priori* determined by the strength of the neutron-nucleus weak force for its largest part. With the DDH «best» values of the meson-nucleon weak coupling constants, this strength is expected to be small, in agreement with the experimental absence of an effect in this process. Said differently, the isoscalar and isovector contributions of the nucleon-nucleus weak force, which add to each other in ^{19}F , would cancel in ^{21}Ne . This, however, supposes a sizeable isovector contribution, which is not seen in ^{18}F at the expected level: something must be wrong.

While the accuracy of estimations of the PNC effects in light nuclei is not as good as originally expected, one has both in ^{18}F and in ^{19}F some check about the relevant nuclear structure by looking at the β -decay of ^{18}Ne and ^{19}Ne , respectively, which involve an operator, $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}$, very close to the one determining PNC effects in complex nuclei in the single particle approximation [136]. There is no similar possible check in ^{21}Ne . Only the comparison of the different calculations can provide some information on the reliability of the estimates. While studies by Millener et al. [27] and Haxton et al. [24] qualitatively agree on the

fact that nuclear structure favours the contribution of the PNC neutron-nucleus force, a quite different conclusion is made by Brandenburg et al. [28]. From the comparison of results with different strong interaction models, they concluded that the isovector contribution, whose sign was changing with the model, is strongly sensitive to the description of the nucleus. In the meantime, this isoscalar contribution was changing by more than an order of magnitude. In this paper, we reexamine these claims on the basis of new calculations including the nuclear models they used. Our conclusion is opposite to their. The isovector contribution is well determined in sign, while the isoscalar one is not. In particular this last contribution may be negligible. In such a case the parity nonconservation in the transition: $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3^+}{2}, T = \frac{1}{2} (\text{g.s.})$ in ^{21}Ne , would be a process sensitive to the isovector part of the weak force, like in the transition: $0^-, T = 0 (1.08 \text{ MeV}) \rightarrow 1^+, T = 0 (\text{g.s.})$ in ^{18}F , and the absence of an effect at the expected level in ^{21}Ne could be usefully correlated with that in ^{18}F .

The circular polarization of photons emitted in the transition $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3^+}{2}, T = \frac{1}{2} (\text{g.s.})$ in ^{21}Ne is expected to be dominated by the contribution from the parity admixture of the $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2}$ -state at 2.789 MeV with the $\frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2}$ -state at 2.796 MeV. The relation of the circular polarization P_γ to the PNC matrix element $\langle \frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) | H_{\text{PNC}} | \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV}) \rangle$ is given by:

$$|P_\gamma(2.789 \text{ MeV})| = \left(10.5 \pm \frac{0.7}{2.8} \right) 10^{-2} \text{ eV}^{-1},$$

$$|\langle \frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) | H_{\text{PNC}} | \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV}) \rangle|. \quad (51)$$

The calculation of the weak matrix element has been performed with the standard PNC potential, arising from the exchange of π , ρ and ω mesons, together with various descriptions of the effective NN interaction.

We present in Table 6 the details of the contributions of the different components of the PNC potential to the PNC matrix element $\langle \frac{1^-}{2},$

Table 6

Coupling Element	ZBMI	ZWM (Z)	REWIL (F)	ZBMII	Valence Neutron (^{12}C)	Matrix Transition
$M_{0, \pi}^{(1)}$	0.1884 0.2092	0.1579 0.1657	0.2310 0.2557	0.2592 0.2967	0.733	$(^3S_1-^3P_1)$
$M_{0, \rho}^{(1)}$	0.0116 0.0146	0.0097 0.0114	0.0142 0.0174	0.0159 0.0203	0.0451	$(^3S_1-^3P_1)$
$M_{1, \rho}^{(1)}$	0.0092 0.0127	0.0077 0.0101	0.0113 0.0151	0.0127 0.0174	0.0358	$(^3S_1-^3P_1)$
$M_{2, \rho}^{(1)}$	0.0116 0.0065	0.0097 0.0059	0.0142 0.0123	0.0159 0.0142	0.0451	$(^1S_0-^3P_0)$
$M_{3, \rho}^{(1)}$	0.0098 0.0071	0.0082 0.0064	0.0120 0.0120	0.0134 0.0137	0.0380	$(^1S_0-^3P_0)$
$M_{1, \omega}^{(1)}$	0.0086 0.0146	0.0072 0.0095	0.0106 0.0142	0.0119 0.0163	0.0336	$(^3S_1-^3P_1)$
$M_{2, \omega}^{(1)}$	0.0110 0.0061	0.0092 0.0056	0.0135 0.0116	0.0151 0.0135	0.0427	$(^1S_0-^3P_0)$
$M_{3, \omega}^{(1)}$	0.0091 0.0067	0.0077 0.0060	0.0112 0.0112	0.0126 0.0128	0.0356	$(^1S_0-^3P_0)$
$M_{4, \rho}^{(0)}$	0.0077 0.0153	0.0002 0.0032	-0.0083 -0.0083	-0.0112 -0.0105	-0.0676	$-\frac{3(^1S_0-^3P_0) + 3(^3S_1-^1P_1)}{4}$
$M_{5, \rho}^{(0)}$	0.0004 0.0045	0.0000 0.0040	-0.0004 0.0034	-0.0005 0.0041		$-\frac{3(^1S_0-^3P_0) - 3(^3S_1-^1P_1)}{4}$
$M_{6, \omega}^{(0)}$	0.0024 0.0087	0.0001 0.0047	-0.0026 0.0009	-0.0035 0.0010	-0.0213	$-\frac{3(^1S_0-^3P_0) - 3(^3S_1-^1P_1)}{4}$
$M_{7, \omega}^{(0)}$	0.0040 0.0093	0.0001 0.0030	-0.0042 -0.0033	-0.0057 -0.0045	-0.0346	$-\frac{3(^1S_0-^3P_0) + 3(^3S_1-^1P_1)}{4}$

Values of the matrix elements $M_{k,s}^{(\Delta T)}$ for different description of the nucleus (in units of MeV). In the first column, the matrix elements are reminded. The next columns contain results corresponding to models, whose description is reminded in the text. The results corresponding to the oversimplified model, where the states $\frac{1}{2}^+$ and $\frac{1}{2}^-$ are described by one neutron occupying respectively the $2s_{1/2}$ and $1p_{1/2}$ orbits (with a ^{12}C core) are given in the 6th column. Last column gives the dominant character of the transition for the component under consideration. For each component the contribution corresponding to the ^{12}C core is given in the first row, while the second row incorporates the contribution of the valence nucleons.

$T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) |H_{PNC}| \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV})\rangle$. To facilitate the comparison, we don't introduce the coupling constants so that what is given represents the raw matrix elements

$$M_{k,s}^{(\Delta T)} = \langle \frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) | f_{k,s}^{(\Delta T)} | \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV}) \rangle, \quad (52)$$

where the operators $f_{k,s}^{(\Delta T)}$ are defined by eqs.(8). For each of them, beside the total contribution, we give the separate contribution of the core presently built by filling its orbits $1s_{1/2}$ and $1p_{3/2}$. It corresponds in the present case to a single particle transition involving nucleons in orbits $1p_{1/2}$ and $2s_{1/2}$. As a benchmark,

we also give the result corresponding to a pure case, where the $\frac{1^-}{2}$ and $\frac{1^+}{2}$ states would be considered as made of one neutron moving in the field of an inert core (^{12}C) and occupying respectively the above orbits $1p_{1/2}$ and $2s_{1/2}$. The comparison with full calculations may evidence specific nuclear structure effects such as depopulation of these single particle states, pairing, possible departures to the single particle approximation together with some suppression or enhancement of particular contributions of the weak force. In reporting the results for various strong interaction models, we gave a particular attention to the intrinsic sign of the

weak matrix element $\langle \frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) | H_{PNC} | \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV}) \rangle$.

Obviously, this sign is not measurable, since it depends on the sign conventions used to describe the states $|\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV})\rangle$ and $|\frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV})\rangle$. However, the comparison of signs obtained with different

strong interaction models may be relevant and some change may indicate a strong sensitivity to particular features of the nucleus description. We, therefore, carefully examined these results. The task is not *a priori* straightforward. One may imagine, for instance, that the sign of the isovector contribution is not settled, as stated by Brandenburg et al. [28], while the sign of the isoscalar contribution would be well determined, or vice versa. For the strong interaction models used here, we found that the sign of the largest contribution (at the level of the two-body matrix elements) was the same up to a common phase, leaving no doubt as to the origin of a difference in sign is the results coming out from the computer. The results presented in Table 6 have been corrected so that the dominant individual contributions be the same. Differences in sign between

some of these results therefore reflect differences in the physical description of the nucleus.

Due to the short range of the operators entering the H_{PNC} the estimates of their matrix elements are expected to be very sensitive to short range correlations. To take them into account, we introduced in the calculations the correlation function of Miller and Spencer [65], for even as well as for odd parity components (see section 3.1).

The microscopic structure of the nuclear levels of the parity mixed doublet has been obtained by using the OXBASH code in the Michigan State University version [63], which includes different model spaces and different effective two-nucleon interactions.

In these calculations the ZBM model space and the following interactions: ZBMI, ZBMII, ZWM and REWIL have been used (see section 3).

The comparison with the predictions of the PNC single particle model, (column labeled «valence neutron» in Table 6) shows that the core contribution is suppressed by a factor 3–4 for the isovector part. For some part, this factor arises from the fact that the $\frac{1}{2}^+$ -states and $\frac{1}{2}^-$ -states are not described by pure configurations with a neutron in $2s_{1/2}$ and $1p_{1/2}$ orbits, respectively. For the other part, it represents a pairing effect, which, for the type of operator considered here, is usually accounted for by a factor, $u_i u_f - v_i v_f$. Indeed, the dominant PNC contribution, due to the transition $2s_{1/2} \longleftrightarrow 1p_{1/2}$ is cancelled for $\simeq 20$ –30% by the similar, but time reversed, transition $1\bar{p}_{1/2} \longleftrightarrow 2\bar{s}_{1/2}$.

The situation is somewhat similar for the isoscalar contribution, but the pairing effect is much more pronounced, since the contribution of the second transition, $1\bar{p}_{1/2} \longleftrightarrow 2\bar{s}_{1/2}$, becomes comparable to the first one, and even larger in some cases, giving rise either to a complete cancellation (ZWM) or to a change in sign in other cases (ZBMI). The relative weight of these two contributions has been retained in classifying the different models in Table 6, those on the left favorising a proton transition, while those on the right rather evidence a neutron transition. In between, there is a possibility of a total absence of the isoscalar contribution (ZWM), the isovector contribution being relatively stable and varying by a factor of 1.5 at most.

The examination of the contribution of the valence nucleons ($1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$) is also instructive. As all core nucleons generally contribute coherently to the single particle PNC interaction, one might *a priori* expect that they would increase the core contribution. Looking at Table 6 one sees that it is true in many cases, for the transition 3S_1 – 3P_1 as well as for the transition

${}^3S_1-{}^1P_1$ (after appropriately separating in this case the contributions arising from the transitions ${}^3S_1-{}^1P_1$ and ${}^1S_0-{}^3P_0$ assumed to dominate). This is not so however for the isovector ${}^1S_0-{}^3P_0$ transition, whose contribution is small (ZBMII) or even destructive (ZBMI). For the isoscalar ${}^1S_0-{}^3P_0$ transition the situation is much more contrasted (decrease for ZBMII and increase for ZBMI for-absolute values), but, algebraically, the effect always one to go in the same direction. Clearly, the results are very sensitive to strong interactions in 1S_0 and 3S_1 states, whose relative strength in nuclei is not well determined (see some discussions in Ref. [141] and some other references therein). The well-known pairing correlations between like particles tend to support the dominance of the first one, whereas the existence of the deuteron as a bound state in the 3S_1 -channel indicates that the corresponding force should have the most important role. As for the core contribution, the dependence of the behaviour of the results on the transition can be traced back to specific «pairing» effects and to a more or less destructive interference of the contributions of the single particle transitions $2p_{1/2} - 1s_{1/2}$ and the time reversed one $1\bar{p}_{1/2} - 2\bar{s}_{1/2}$.

The large variation of the isoscalar contribution with the strong interaction model makes it useful to present a few simple pictures which may occur. Checking how much they are realized in actual results is not easy and they are given as guidelines for future research. The first one supposes that the $\frac{1}{2}^+$ -state is given by one neutron in the valence orbit $2s_{1/2}$ moving in the field of a core (${}^{20}\text{Ne}$), whose $1p_{1/2}$ shell would not be completely filled. In the single particle approximation, the PNC transition from the state $\frac{1}{2}^+$ to the state $\frac{1}{2}^-$ occurs via a transition from the $2s_{1/2}$ neutron orbit to the $1p_{1/2}$ orbit. It is a particle like transition. This picture seems appropriate to describe results obtained with the ZBMII and REWIL models.

The other schematic pictures are inspired by the Nilsson model and supposes some relationship between the parity doublets considered here and the one in ${}^{19}\text{F}$, where parity-nonconservation evidences the character of a proton-hole like transition. The parity doublet in ${}^{21}\text{Ne}$ might be obtained by creating holes in the deformed orbits $[220] \frac{1}{2}^+$ and $[101] \frac{1}{2}^-$ of ${}^{20}\text{Ne}$, to which two inert

nucleons in the orbit $[221] \frac{3^+}{2}$ would be added. Two extreme possibilities occur, depending on whether this pair is in $T = 1$ or in $T = 0$ state. The first one, where the hole is coupled to the $T = 1$ pair, so that the total isospin is $T = \frac{1}{2}$, gives rise to a result where the contributions of the neutron and proton single particle PNC interactions are in the ratio 2:1 corresponding to the ratio of isovector and isoscalar contributions, $-1:3$. This picture, which apparently underlies results by Millener et al. [27], where the role of the neutron transition is somewhat enhanced (the above ratios are respectively 3.7:1 and $-1:1.73$), has no counterpart here. As mentioned above, results for ZBMII, which favour a neutron PNC transition, correspond to a particle transition and not to a hole one as in the Millener et al. [27] calculations. To get it, the sign of the «pairing» effect for the isovector contribution should change as it does for the isoscalar contribution. While the present calculations evidence a well determined sign for the isovector contribution, it may be that the change in sign observed for the contribution of valence nucleons in some cases (isovector transition $^1S_0-^3P_0$) is an indication that the picture underlying Millener et al.'s results is not completely absent from the present results.

Some nuclear aspects of the calculations presented here have already been discussed. Further comments may be in order, especially in relation with other works. Apart for the sign of the isovector contribution we mentioned at length above, we essentially agree with the results of Bradenburg et al. [28], whose models Z and F correspond to models denoted here by ZWM and REWIL. The large sensitivity to the nuclear model of these results for the isoscalar contribution, apparently unnoticed, is further confirmed by the present results for the models ZBMI and ZBMII. Results of Millener et al. [27] were obtained with a single-particle PNC interaction, $(\text{const } \sigma \cdot p)$. For many transition involving low energy states, this approximation, possibly corrected for the finite range of the nucleus, has been able to reproduce the essential features of more elaborated calculations involving two-body forces (see for instance Ref.[138] and references therein). It is interesting to notice that the improved calculations by Adelberger et al. [16] for ^{18}F , ^{19}F and ^{21}Ne evidence a single particle transition character, while the description of these nuclei already reveals a complicated structure. In results presented here, the above approximation still works, but to the extent where the core contribution is the dominant one. Compared to ^{19}F however, relatively large departures appear, especially for ZBMI, where the valence nucleon contribution gives an increase in some cases (factor 2 for the component $g_p h_p^0 (1 + \mu_v)$), a decrease in other cases (a factor 1.8 for the compo-

nent $g_p h_p^1 (1 + \mu_v)$). This is perhaps an indication that ^{21}Ne is in some transition region, making more difficult well defined predictions. A further support to this statement concerns the character of hole transition of Millener et al.'s and Adelberger et al.'s results, which is confirmed here only for the isoscalar contribution (ZBMI and ZWM). Their approach necessarily implies such a structure since they allow for only one hole in the $1p_{1/2}$ shell. The absence of restriction with this respect in present calculations leads to a quite different picture, since the isovector contribution is uniformly of the particle type transition. In view of them, the above approximation appears to be a poor one. This does not mean that the present results are free from criticism. Studies in ^{18}F and ^{19}F show that some suppression of the PNC effect occurs, due to the deformation of the nucleus, which to be accounted for, requires that particles in $1p_{3/2}$, $1d_{3/2}$ and $1f_{5/2}$ shells be active ones (beside the particles in $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$ and $2s_{1/2}$). The possible transitional nucleus character of ^{21}Ne precludes to make a statement as to the precise role of these corrections, but a provisional suppression factor 3, as in ^{18}F and ^{19}F , sounds quite reasonable. This should be kept in mind when making the comparison with the experiment.

After discussing some features relative to the nucleus description itself, it may be appropriate to consider those related to the weak interaction. Differences between ρ and ω -exchange contributions reflect differences used for meson masses. Their ratio for terms having the same spin-isospin structure is roughly

given by the factor $\frac{m_p^2}{m_\omega^2}$ ($\simeq 0.965$ here) corrected for the effect of short range

correlations, which tend to decrease it. For isoscalar contributions, this feature is more difficult to check, due to a difficult isospin structure. Concerning the short range correlations, one would expect that the difference between contributions of commutator and anticommutator terms in the PNC potential reflects that one for a valence neutron (the column 6 of Table 6) is dominated by S and P NN -transitions. The suppression of some contributions partly invalidates the argument, especially for those dominated by the 1S_0 - 3P_1 transition, where the P to D transitions acquire a relatively larger weight. These last transitions are quite sensitive to the longer range description of ρ and ω exchanges, due, for instance, to the coupling of the ρ to the 2π continuum [139]. Their mirror role suggests to forget them at the present stage of the studies of pNC effects. Table 6 can thus be considerably simplified to be expressed in terms of four elementary amplitudes [137]: $\bar{v}_0^0$ and $\bar{v}_1^1$ (1S_0 - 3P_0 , isoscalar and isovector), $\bar{u}$ (3S_1 - 1P_1 , isoscalar) and $\bar{w}$ (3S_1 - 3P_1 , isovector), where:

$$\begin{aligned}
 M_{\bar{\nu}}^{2-0,1} = & - (g_{\omega} h_{\omega}^{(0,1)} + g_{\rho} h_{\rho}^{(0,1)}) \frac{M^2}{4\pi m_{\rho}^2} 0.23 - \\
 & - (g_{\omega} h_{\omega}^{(0,1)}(1 + \mu_s) + g_{\rho} h_{\rho}^{(0,1)}(1 + \mu_{\nu})) \frac{M^2}{4\pi m_{\rho}^2} 0.27, \quad (53)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{\bar{u}}^{2-} = & - (g_{\omega} h_{\omega}^{(0)} - 3g_{\rho} h_{\rho}^{(0)}) \frac{M^2}{4\pi m_{\rho}^2} 0.23 - \\
 & - (-g_{\omega} h_{\omega}^{(0,1)}(1 + \mu_s) + 3g_{\rho} h_{\rho}^{(0,1)}(1 + \mu_{\nu})) \frac{M^2}{4\pi m_{\rho}^2} 0.27, \quad (54)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{\bar{w}}^{2-} = & - (g_{\omega} h_{\omega}^{(1)} + g_{\rho} h_{\rho}^{(1)}) \frac{M^2}{4\pi m_{\rho}^2} 0.23 - \\
 & - g_{\rho} h_{\rho}^{(1)} \frac{M^2}{4\pi m_{\rho}^2} 0.27 + \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\pi} h_{\pi}^{(1)} \frac{M^2}{4\pi m_{\pi}^2} 0.11. \quad (55)
 \end{aligned}$$

The factors 0.23, 0.27 and 0.11 incorporate the effect of both the range (important for the π exchange case) and short range correlations. They may be changed according to the model of short range correlations. For simplicity, we neglected the differences in masses between the ρ and ω mesons. In the case of the π exchange, the factor has been partly estimated in nuclear matter and incorporates the contribution of transitions P-D, D-F whose destructive role may be smaller in light nuclei, thus enhancing the π exchange contribution with respect to this estimate by 15–25%. The results are presented in Table 7. The advantage of the above amplitudes is to make quite easy the incorporation in first approximation of new physical inputs dealing with the short range PNC-NN interaction (short range correlations, tensor coupling between the 3S_1 and 3D_1 components, other meson exchange, hadronic form factor) without redoing all the calculations.

Further simplification is obtained by using the strengths of the proton and neutron PNC forces:

$$X_N^p = M^2 \left(\frac{1}{2} \bar{u} + \frac{3}{2} \bar{\nu}^0 + \bar{\nu}^1 + \bar{w} \right), \quad (56)$$

$$X_N^n = M^2 \left(\frac{1}{2} \bar{u} + \frac{3}{2} \bar{\nu}^0 - \bar{\nu}^1 - \bar{w} \right). \quad (57)$$

As mentioned previously, these quantities, which have been used in analysing various PNC effects in complex nuclei [137], may not be so good to represent

Table 7

	Kuo (Ref.[72])	ZBMI	ZWM	REWIL	ZBMII	Valence neutron
$M^{2\bar{w}}$		0.174 0.228	0.146 0.179	0.214 0.272	0.240 0.316	0.68
$M^{2\bar{v}^1}$		0.179 0.114	0.150 0.104	0.219 0.203	0.246 0.234	0.70
$M^{2\bar{u}}$		0.074 0.087	0.002 - 0.022	- 0.080 - 0.135	- 0.100 - 0.171	- 0.68
$M^{2\bar{v}^0}$		0.080 0.216	0.002 0.089	- 0.089 - 0.035	- 0.114 - 0.050	- 0.68
$\frac{X_N^p - X_N^n}{2}$	- 0.19	0.177 0.172	0.148 0.141	0.217 0.237	0.243 0.275	0.69
$\frac{X_N^p + X_N^n}{2}$	0.24	0.077 0.151	0.002 0.033	- 0.084 - 0.085	- 0.107 - 0.110	- 0.69
X_N^p	0.02	0.127 0.161	0.075 0.087	0.066 0.076	0.068 0.082	0.
X_N^n	0.22	- 0.050 - 0.010	- 0.073 - 0.054	- 0.150 - 0.161	- 0.175 - 0.192	- 0.69

Expressions of the matrix element $\langle \frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) | H_{PNC} | \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV}) \rangle$ in terms of the S-P transition amplitudes as defined in [137] ($\bar{w}$ for $^3S_1-^3P_1$, $\Delta T = 1$; $\bar{v}^1$ for $^1S_0-^3P_0$, $\Delta T = 1$; $\bar{u}$ for $^3S_1-^3P_1$, $\Delta T = 0$ and $\bar{v}^0$ for $^1S_0-^3P_0$, $\Delta T = 0$, as well as in terms of the strengths of the proton- and neutron-nucleus PNC forces (in units of MeV). As in Table 6, the first row corresponds to a ^{12}C closed core, while the second row incorporates the contribution of valence nucleons. The above results obviously imply approximations such as neglecting contributions from P-D transitions.

the PNC effect in ^{21}Ne . They, nevertheless are usefull to catch in a glance the dominant character of some matrix element: neutron or proton transition. Ex-pressions in terms of them are also given in Table 7.

In the comparison with the experiment, we retain the following features evidenced by the estimates. The estimate of the nuclear part of the isovector contribution is rather well determined. The isoscalar one, including its sign, is uncertain and has a weight rather disfavoured compared to the isovector one (see Table 7). From the comparison of similar calculations with β decay in

^{18}F and ^{19}F , an overall suppression by a factor 3 is quite likely, but it should be kept in mind that the nuclear uncertainty may here result in an effect more complicated than such a factor.

The circular polarization of γ emitted in the transition $\frac{1^-}{2}$, $T = \frac{1}{2}$ (2.789 MeV) $\rightarrow \frac{3^+}{2}$, $T = \frac{1}{2}$ (g.s.) in ^{21}Ne has been measured to be [26]:

$$P_\gamma = (0.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}. \quad (58)$$

The error is large, but in fact it provides an upper limit, which appears to be quite constraining. Combining results of Table 6 with coupling constants given in Table 3 («best» values of DDH and using the relation of P_γ to the PNC matrix element $\langle \frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) | H_{\text{PNC}} | \frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV}) \rangle$ indicates that many of the individual contributions exceed the experimental upper limit, or just reach it. Accounting for a possible overestimate by a factor 3 leaves 2 contributions which may be of some relevance: the π -exchange and the isoscalar ρ -exchange ones (respectively $(10-20) \cdot 10^{-3}$ and $(-5.8) \cdot 10^{-3}$).

While the isovector contribution in P_γ agrees in size (but not necessarily in sign) with that obtained in similar conditions by Adelberger et al. ($12 \cdot 10^{-3}$) the isoscalar one is smaller than their ($-12 \cdot 10^{-3}$). The nice cancellation between the isovector and isoscalar contributions in their results, which made them consistent with the upper limit on P_γ , does not hold anymore.

Examination of the present results shows that the cancellation is not always present (ZBMI) and that, in cases where there is some, the relative ratio of the π - and ρ -exchange contributions expected from DDH «best» values has to be changed significantly. Fixing the isoscalar ρNN coupling at its «best» DDH value, in agreement with observations of PNC effects in pp scattering at low energy (15 MeV and 45 MeV), implies that the corresponding πNN coupling constant be reduced by a factor of 3 in order to match the experimental upper bound on P_γ . The resulting value (REWIL, ZBMII), $h_\pi^{(1)} = 0.15 \cdot 10^{-6}$, would be quite compatible with the limit obtained from the upper bound on the PNC effect in the transition $0^-(1.08 \text{ MeV}) \rightarrow 1^+ \text{ (g.s.)}$ in ^{18}F ($|h_\pi^1| < 0.15 \cdot 10^{-6}$). Thus, far from supporting the «best» values of DDH, PNC in ^{21}Ne would add to that in ^{18}F to favour a value of $h_\pi^{(1)}$ significantly smaller than the DDH «best» value.

In discussing PNC effects in nuclei, the effect of the tensor force which admixes 3D_1 component to the 3S_1 state, is generally neglected. Its role is two-fold here and tends to provide further support for lower values of $h_\pi^{(1)}$. In the case of the π -exchange, it leads to an enhancement of the contribution of the 3S_1 - 3P_1 transition, which compensates a large part of the effect of the short range repulsion at short distances [137]. The actual value of $h_\pi^{(1)}$, which may be extracted from the comparison of measurements to a theoretical estimate more elaborate with the above respect, should be accordingly corrected downwards. The above statement is quite general and also applies to conclusions drawn from the study of PNC in ${}^{18}\text{F}$ [16].

The importance of the role of tensor correlations for the ρ -exchange contribution is somewhat specific to some of the present results for ${}^{21}\text{Ne}$ (REWIL, ZBMII). As seen from Table 7, the isoscalar contribution for those cases is dominated by the 3S_1 - 1P_1 transition. Tensor correlations may reduce it by a factor 3–4 (Reid soft-core case), making the total isoscalar contribution smaller. This requires a lower value of the isovector contribution, and therefore a lower value of $h_\pi^{(1)}$, so that the destructive sum of the isoscalar and isovector contributions still matches the upper limit on the circular polarization, P_γ .

At this point, it may be appropriate to remind a few predictions for $h_\pi^{(1)}$. In this order, the DDH approach is quite useful as it provides a general scheme, where many contributions considered in the literature can be accommodated quite easily. Results are given in Table 8 for different values of the factor K ($K = 1, 4, 7$) defined in Refs. [13], [142], which characterizes strong interaction effects. Partial contributions are also exhibited. They correspond to the sum rule contribution (related in one way or another to the charge current contribution), to the parity violation in the wave function, and to the factorization approximation. Earlier contributions calculated by Weinberg [4] or Gari and Reid [140] would enter in the column indicated by We and Ga, respectively. Later contribution by Dubovik and Zenkin [14], Kaiser and Meissner [15] or Khatsimovsky [62] may be considered as particular cases of DDH expectations. In spite of somewhat different approaches in some cases, they compare well with them. The corresponding contributions in the DDH scheme are underlined in Table 8 (respectively labeled by KM, DZ and Kh). Contributions involving a (colored) strange content are given in the two first columns, the first one corresponding to the charge current part of the weak interaction.

As seen from Table 8, small values of $h_\pi^{(1)}$ are found for small values of the factor K or/and in absence of strange content in the nucleon. This might repre-

Table 8

		Sum rule $\bar{s}s..$	PNC factorization in the w.f.	
$K = 1$	$h_{\pi}^{(1)} = f_{\pi}^c \cdot$	$1 + 0 - 3.3$	$+ 2.1 + 1.3)$...K.M.	$= 0.4 \cdot 10^{-7}$ $= 0.4 \cdot 10^{-7}$
$K = 4$	$h_{\pi}^{(1)} = f_{\pi}^c \cdot$	$1 + 4.6 - 3.5$	$+ 0.1 + 4.3)$...D.Z.	$= 2.5 \cdot 10^{-7}$ $= 0.4 \cdot 10^{-7}$
$K = 7$	$h_{\pi}^{(1)} = f_{\pi}^c \cdot$ $f_{\pi}^c = 0.38 \cdot 10^{-7}$	$1 + 6.0 - 4.3$ We Ga	$- 0.5 + 7.0)$ Kh	$= 3.5 \cdot 10^{-7}$

Detailed contributions to the coupling constants $h_{\pi}^{(1)}$ in the DDH scheme as completed in Ref.[142]. Results are given for different values of the factor K [142], [13] which accounts for the effect of strong interactions [137]. Three types of contributions are included, respectively denoted: sum rule (related to the charge current contribution), PNC in the wave function and factorization. The results which later one should be compared with are denoted by the initials of the authors. Some earlier results by Weinberg [4], Gari and Reid [140] or Khatsimovsky [62] would enter in the column labeled We ($K \rightarrow \infty$), Ga ($K = 0$) or Kh, respectively. Contribution by Kaiser and Meissner [15] or Dubovik and Zenkin [14], would enter in the rows labeled KM or DZ respectively. Contribution involving the (colored) strange content are given in the first two columns. The f_{π}^c factor has the value $f_{\pi}^c = 0.38 \cdot 10^{-7}$.

sent a great achievement of studies of PNC effects in nuclear forces. However, it is difficult to neglect the strange content of the nucleon at the present time where it appears to play some role in different places [141], or to imagine that strong interaction effects ($K \neq 1$) are totally absent. More probably, the explanation of a low value of $h_{\pi}^{(1)}$ is totally absent, or is to be found in the incompleteness of estimates. Due to a lack of information and because it was considered a second order effect in gluon exchange, the contribution of an uncoloured strange component in the nucleon has not been incorporated in the estimates by DDH. As noted by [140] such a contribution could be enhanced by the presence of a large overall factor in the effective weak interaction. On the other hand, this effective interaction only contains the dominant terms. Other ones may play some non-negligible role in estimating the coupling constant $h_{\pi}^{(1)}$.

We reexamined estimates of the circular polarization of γ -rays emitted in the transition $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3^+}{2}, T = \frac{1}{2} \text{ (g.s.)}$ in ^{21}Ne , which

involves the parity admixture of two closed states $\frac{1^-}{2}$, $T = \frac{1}{2}$ (2.789 MeV) and

$\frac{1^+}{2}$, $T = \frac{1}{2}$ (2.796 MeV). New estimates have been added to previous ones.

From the study a different interpretation of the measurement is suggested. Contrarily to the previous claim by Brandenburg et al. [28], we found that the isovector contribution is well defined in sign, while the isoscalar contribution is not and somewhat disfavoured. This conclusion agrees with the recent result of Ref. [43] based on much larger valence basis. Our conclusion is based on a careful examination of the sign of the dominant individual contribution. Such a procedure allows one to rise the ambiguity as to an overall sign that somewhat comes at random from the computer in calculating the wave functions. The difference with Adelberger et al. [16] appears to be due to the quite understandable restriction of their calculation to one hole at most in the $p_{1/2}$. Qualitatively, it sounds as if the total result would be the sum of two different contributions which, in a deformed single particle basis, would imply the transition

$[220] \frac{1^+}{2} \rightarrow [101] \frac{1^-}{2}$ (dominant in ^{18}F and ^{19}F) and a transition implying the $\frac{1^+}{2}$ orbit $\left([211] \frac{1^+}{2} \right)$, such that the PNC matrix element would read as:

$$\langle V_{PNC} \rangle \simeq \beta^2 \left(\frac{X_N^n + X_N^p}{2} + \frac{X_N^n - X_N^p}{2} \right) - \alpha^2 \left(\frac{X_N^n + X_N^p}{2} + \frac{1}{3} \frac{X_N^n - X_N^p}{2} \right). \quad (59)$$

The first contribution would mainly have a particle-type character, while the second one would be a hole-type transition. By varying continuously the ratio of these two contributions, one would go from results similar to Millener et al.'s [27] schematic ones ($\alpha^2 = 1$, $\beta^2 = 0$) to those where a particle type transition would dominate (REWIL, ZBMII) ($\beta^2 > \alpha^2$), passing through the case where the isoscalar contribution would be absent ($\beta^2 = \alpha^2$). This picture is proposed to roughly illustrate present results. The difficulty to perform calculations in extended enough basis to account at the same time for pairing effects (important in the present results) and deformation effects (important in Adelberger et al.'s results), which both tend to reduce PNC transition amplitudes estimated here, invites to take with some caution any definite conclusion.

Present results support an interpretation different from the one where the small PNC effect in ^{21}Ne would arise from a «fine» cancellation of the large isoscalar and isovector contributions as calculated with the «best» DDH values for the weak coupling constants. The relative (or even complete) suppression of the isoscalar contribution necessarily imposes an upper limit on the isovector

contribution and therefore on the πNN coupling constant, $h_{\pi}^{(1)}$. Although the conclusion cannot be as convincing as in ^{18}F , where some check is possible from the β decay of ^{18}Ne , a similar limit, $h_{\pi}^{(1)} < 0.15 \cdot 10^{-6}$, is obtained. An even lower limit could be obtained if the isoscalar contribution was shown to be totally absent in the present PNC transition.

While a low value for the $h_{\pi}^{(1)}$ is quite consistent with DDH expectations, it supposes inputs that are far from what could be considered as best ones at the present time: absence of strange content in the nucleon and absence of strong interaction effects in building the effective quark interaction in our opinion, the explanation for a low value of $h_{\pi}^{(1)}$ should be rather found in the contributions, which were considered as negligible until now and, in any case, difficult to estimate.

5.4. Parity Mixed Doublet in $A = 36$ Nuclei. There is another pair of PMD's which can be described approximately with the same strong interaction models, one PMD, first proposed by Dumitrescu and Stratan [46] belongs to the ^{36}Cl energy spectrum and another one to that of the ^{36}Ar (see Table 1 and 9 and Ref.[132]). Neglecting in the ^{36}Cl -case the isotensor contribution we are dealing with two dominant contributions of the opposite signs, one isovector and one isoscalar, while the ^{36}Ar -case is a pure isoscalar one. The last two PMD's are analogous to the ^{18}F - ^{19}F case. For example the ^{36}Ar PMD can be populated in the $^{39}\text{K}(p, \alpha)^{36}\text{Ar}$ reaction ($E_p \approx 3.7$ MeV) in analogy with the ^{19}F -case, while the ^{36}Cl PMD can be populated in the $^{39}\text{K}(n, \alpha)^{36}\text{Cl}$ reaction ($E_n \approx 0.6$ MeV).

The calculations of the PNC matrix element were carried out with the shell-model code OXBASH [63] in the sd - pf model space in which the $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1d_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{7/2}$ and $1f_{5/2}$ orbitals are active. The truncations we made within this model space, were $(1d_{5/2})^{12}(2s_{1/2}-1d_{3/2})^8$ for the positive parity states and $(2s1d)^{19}(2p1f)^1$ for negative parity states (($0 + 1$) $\hbar\omega$ calculations). These truncations are necessary due to the dimension limitations, but we believe that they are realistic. The Brown-Wildenthal interaction [143] was used for the positive parity states and the WMBB interaction [144] was used for the negative parity states. Both interactions have been tested extensively with regards to their reproduction of spectroscopic properties [144], [143]. The calculation of the PNC matrix element which included both the core (inactive) and active orbitals has been performed as described in Ref.[25].

All the components [13], [16] of the parity nonconserving potential are short range two-body operators. Because the behavior of the shell-model wave

Table 9

Nucleus	^{36}Cl	^{36}Ar
$I_i^\pi T_i, E_i \text{ (MeV)} \rightarrow$	$2^+1, 1.959 \text{ MeV} \rightarrow$	$2^+0, 4.951 \text{ MeV} \rightarrow$
$I_f^\pi T_f, E_f \text{ (MeV)}$	$2^+1, \text{g.s.}$	$2^+0, 1.97 \text{ MeV}$
$I_i^\pi T_i, E_i \text{ (MeV)} \rightarrow$	$2^-1, 1.951 \text{ MeV} \rightarrow$	$2^-0, 4.974 \text{ MeV} \rightarrow$
$I_f^\pi T_f, E_f \text{ (MeV)}$	$2^+1, \text{g.s.}$	$2^+0, 1.97 \text{ MeV}$
life time (τ_+)	$(60 \pm 15) \text{ fs}$	$\leq 50 \text{ fs}$
life time (τ_-)	$(2.6 \pm 0.3) \text{ ps}$	$(14 \pm 5) \text{ ps}$
branching ratio (b_+)	94.4%	15%
branching ratio (b_-)	60%	$(4.0 \pm 0.9)\%$
mixing ratio (δ_+) _{exp}	$(- 5.2 \pm 0.06) \text{ or } (- 0.10 \pm 0.06) [146]$	
mixing ratio (δ_+) _{theor}	- 0.24	0.41
mixing ratio (δ_-) _{exp}	$(- 0.10 \pm 0.10) [146]$	
mixing ratio (δ_-) _{theor}	0.009	
$B(E1)_{\text{exp}}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$0.7 \cdot 10^{-7} \text{ (if } \delta_- = 0)$
$B(E1)_{\text{theor}}$		
$B(M2)_{\text{exp}}$	≤ 25	
$B(M2)_{\text{theor}}$	2.5	0.24
$B(M1)_{\text{exp}}$	$0.08 (\delta_+ = - 0.2);$ $0.003 (\delta_+ = - 5.2)$	$0.6 \text{ (if } \delta_+ = 0)$
$B(M1)_{\text{theor}}$	0.14	0.0009
$B(E2)_{\text{exp}}$	$12 (\delta_+ = - 0.2);$ $298 (\delta_+ = - 5.2)$	
$B(E2)_{\text{theor}}$	30	0.27
$M_{\text{PNC}}^{\text{DDH}} \text{ (eV)}$	- 0.019	0.122
$M_{\text{PNC}}^{\text{DDH}} \text{ (eV)}, h_\pi^1 = \frac{1}{4} (h_\pi^1)_{\text{DDH}}$	- 0.057	0.122
$M_{\text{PNC}}^{\text{KM}}$	- 0.023	0.067
f	8.3	32.4
F	2000	2400

Physical quantities and theoretical PNC matrix elements necessary for calculating γ -circular polarizations and asymmetries for the two PMD-cases studied in the $A = 36$ cases (see section 5.4). The experimental data is taken from Ref.[132] unless noted.

functions at small NN distances has to be modified, short range correlations (SRC) were included by multiplying the harmonic oscillator wave functions (with $\hbar\omega = (45 \cdot A^{-1/3} \text{ MeV} - 25 \cdot A^{-2/3} \text{ MeV})$ by the Miller and Spencer factor [65]. This procedure is consistent with results obtained by using more elaborate treatments of SRC such as the generalized Bethe–Goldstone approach [66], [67]. The PNC pion exchange matrix is decreased by 30 + 50% as compared with the values of the matrix elements without including SRC, while the $\rho(\omega)$ exchange matrix elements are much smaller (by a factor of $\frac{1}{3} + \frac{1}{6}$).

The calculated by Horoi [47] excitation energies of the first three $2^+T = 0$ -levels in ^{36}Ar are 1.927, 4.410 and 7.714 MeV. The first two are in good agreement with experimental levels at 1.970 and 4.440 MeV. The third $2^+0 E_x = 4.951 \text{ MeV}$ state (the state belonging to the parity doublet) apparently is an intruder in the $2s1d$ ($0\hbar\omega$) configuration. This conclusion is also supported by the suppressed β transition probability [145]. Horoi included the $2\hbar\omega$ configurations in a rather reduced space (the $1d_{3/2}$ orbital is freezed and the $1f_{1/2}$ orbital is not allowed) which we consider adequate for this problem. The $2\hbar\omega$ configurations have been shifted down by 11.5 MeV so that the first 2^+0 state with a dominant $2\hbar\omega$ component ($\sim 80\%$) became the third 2^+0 in the calculated spectrum. The dominant PNC transition is $1d_{3/2} - 2p_{3/2}$ and the PNC matrix element is 0.122 eV (see Table 1). One must mention that this value is more uncertain as compared with the ^{36}Cl value due to the fact that the third 2^+0 state cannot be described either as a pure $0\hbar\omega$ configuration neither as a pure $2\hbar\omega$ configuration. In the ^{36}Cl case, the positive parity states are in very good agreement with the experiment (e.g., the second 2^+ state has a theoretical energy 2.004 MeV, compared to the experimental value of 1.96 MeV). The theoretical $B(E\lambda)$ and $B(M\lambda)$ and mixing ratios are in relatively good agreement with the experiment (see Table 9), for both cases.

The results (up to a complex phase factor) can be summarized as:

$$M_{PNC}(^{36}\text{Cl}) = (1.094h_{\pi}^{(1)} - 0.205h_{\rho}^{(1)} - 0.304h_{\omega}^{(1)} - 0.027h_{\rho'}^{(1)} + 0.569h_{\rho}^{(0)} + 0.323h_{\omega}^{(0)} + 0.015h_{\rho}^{(2)}) \cdot 10^{-2} \text{ eV}, \quad (60)$$

and

$$M_{PNC}(^{36}\text{Ar}) = - (0.995h_{\rho}^{(0)} + 0.443h_{\omega}^{(0)}) \cdot 10^{-2} \text{ eV}. \quad (61)$$

Here $h_{\text{meson}}^{\Delta T}$ should be given in units of 10^{-7} as in Table 2.

6. CONCLUSIONS

The PNC nuclear physics processes determined by the isovector part of the weak hadron-hadron interaction are very important for studies of the neutral currents.

Our understanding of the $\Delta S = 0$ hadronic weak interaction is based on a small collection of high precision experiments (see for review Ref.[16]) in the two-nucleon system and light nuclei, which isolates the weak interaction via its parity nonconserving signature. The experiments have yielded significant but incomplete information on weak meson-nucleon coupling constants, which are in qualitative agreement with the predictions [13], [14] based on the standard model, although the pion coupling ($h_{\pi}^{(1)}$) is much smaller than expected. Unfortunately the measured observables need a complicate theoretical interpretation and the extraction of the weak meson-nucleon couplings from the experiment is not model independent at present. Due to the generally small values of most of the contributing terms to the PNC matrix elements, PNC dealing with low energy nuclear spectrum should essentially involve the strength of the nucleon-nucleus weak force. As weak interactions do not conserve the isospin, this strength may be characterized by two numbers, relative to the proton and neutron forces, respectively, or equivalently to its isovector and isoscalar components. Moreover, the main contribution coming from the isovector part is assumed to be due to the one pion exchange term (the long range term), while the main contribution coming from the isoscalar part is assumed to be due to one ρ -meson exchange term (the short range term). At present no experiment is possible to invent in order to be sensible to other contributions to the weak hadron-hadron interaction potential. Therefore, in principle two independent experiments should be sufficient for the determination of the above nucleon-nucleus weak forces. Therefore in this work we tried to select pairs of experiments for which one uses more or less the same theoretical treatment. We investigated the possibility to extract from the experiment the necessary information concerning the neutral current contributions to the structure of the weak interactions that violate the parity conservation law. The low energy nuclear physics processes considered here were: the resonance nuclear scattering and reactions induced by polarized protons, emission of polarized gamma rays from oriented and non-oriented nuclei and parity forbidden alpha decay. Some comments on PNC nucleon-nucleon (PNC- NN) interaction have been presented. Applications for specific scattering, reaction and decay modes have been done. New experiments are proposed. As the most favourable case, we consider the neutral currents investigation via the $^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha)^{12}\text{C}$ resonance reaction that populates the 13 MeV, $J^{\pi} = 2^{\pm}$ isovector parity mixed doublet. The energy anomalies for the expected interference effects, relevant for the experiments, have been found to be

$A_L = 1.4 \cdot 10^{-5}$ and $A_b = 1.4 \cdot 10^{-5}$ at $\theta = 150^\circ$ and are based on the conservative value of 0.1 eV for the PNC matrix element. Such an experiment together with the PNC α -decay experiment (an isoscalar case) [45] would fix from the experiment the isoscalar and isovector strengths of the H_{PNC} -interaction.

We reexamined estimates of the circular polarization of γ rays emitted in the transition $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV}) \rightarrow \frac{3^+}{2}, T = \frac{1}{2} (\text{g.s.})$ in ^{21}Ne , which involves the parity admixture of two closed states $\frac{1^-}{2}, T = \frac{1}{2} (2.789 \text{ MeV})$ and $\frac{1^+}{2}, T = \frac{1}{2} (2.796 \text{ MeV})$. New estimates have been added to previous ones. From the study a different interpretation of the measurement is suggested. Contrarily to the previous claim by Brandenburg et al. [28], we found that the isovector contribution is well defined in sign, while the isoscalar contribution is not and somewhat disfavoured. This conclusion agrees with the recent result of Ref. [43] based on much larger valence basis. Unfortunately a more precise experiment using the Compton polarimeters compared to those already done [16] at present is impossible to perform.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author would like to thank Professor Luciano Fonda for his permanent encouragement, Professor B.Desplanques and P.G.Bizzeti and G.Clausnitzer for fruitful discussions during his visits at the University of Florence, University of Giessen and Institute for Nuclear Sciences from Grenoble, respectively, Professor B.Alex Brown for providing the OXBASH code and interesting discussions, Dr. M.Horoi for many years of collaboration. He would also like to thank Professor Abdus Salam, the International Atomic Energy Agency and UNESCO for hospitality at the International Centre for Theoretical Physics, Trieste.

REFERENCES

1. Bludman S.A. — Nuovo Cimento, G, 1958, p.433.
2. Glashow S.L. — Nucl. Phys., 1961, vol.22, p.579.
3. Salam A., Ward J.C. — 1964, vol.13, p.168.
4. Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.1264.
5. Higgs P.W. — Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.508.
6. Englert F., Brout R. — Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.321.
7. Salam A. — In: «Elementary Particle Theory», ed.N.Svartholm, Stockholm, Almqvist and Wiskel, 1968, p.367.

8. Hasert F.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol.46B, p.138.
9. Arnison G. et al. — UA-1 Collaboration, Phys. Lett., 1983, vol.122B, p.103.
10. Banner M. et al. — UA-2 Collaboration, 1983, vol.122B, p.476.
11. Glashow S.L., Iliopoulos G., Maiani L. — Phys. Rev., 1970, vol.D2, p.1285.
12. Kobayashi M., Maskawa T. — Prog. Theor. Phys., 1973, vol.49, p.652.
13. Desplanques B., Donoghue J.F., Holstein B.R. — Ann. Phys. (N.Y.), 1980, vol.124, p.449.
14. Dubovik V.M., Zenkin S.V. — Ann. Phys. (N.Y.), 1986, vol.172, p.100;
Dubovik V.M., Zenkin S.V., Obuchovskii I.T., Tosunyan L.A. — Fiz. Elem. Chastitz At. Yadra, 1987, vol.18, p.575; Sov. J. Part. Nucl., 1987, vol.18, p.244.
15. Kaiser N., Meissner U.G. — Nucl. Phys., 1988, vol.A489, p.671; 1989, vol.A499, p.699; 1990, vol.A510, p.759; Modern Physics Letters, 1990, vol.A5, No.22, p.1703.
16. Adelberger E.G., Haxton W.C. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1985, vol.35, p.501.
17. Bizzeti P.G. — Weak Interactions in Nuclei, Riv. del Nuovo Cimento, 1983, vol.6, Nr.12, p.1.
18. Adelberger E.G. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.2833.
19. Elsener K. et al. — Phys. Letters, 1982, vol.B117, p.167; Phys. Rev. Letters, 1984, vol.52, p.1476.
20. Popescu S., Dumitrescu O., Vary J.P. — Search for Neutral Currents in ^{16}O . To be published in «Phys. Rev. C».
21. Bunakov V.E. — Fiz. Elem. Chastitz At. Yadra, 1995, vol.26, p.285 (Phys. Part. Nucl., 1995, vol.26, p.115).
22. Dumitrescu O. — «Neutral Currents in Low Energy Nuclear Physics Processes». Preprint ICTP Trieste IC/95/139, 1995, sent for publ. in Fiz. Elem. Chastitz At. Yadra.
23. Desplanques B. — In: «Proceedings of the VIII International Workshop on Weak Interactions and Neutrinos, Javea, 1982». Ed. A.Morales (Singapore, 1983), p.515; «Proceedings of the International Workshop on Reactors Based Fundamental Physics, Grenoble, 1983», J. Phys. (Paris), 1984, vol.45, p.55.
24. Haxton W.C., Gibson B.F., Henley E.M. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.1677.
25. Brown B.A., Richter W.A., Godwin N.S. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.1681.
26. Snover K.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.145;
Earle E.D. et al. — Nucl. Phys., 1983, vol.A396, p.221c.
27. Millener D.J. et al. — Phys. Rev., 1978, vol.C18, p.1878.
28. Brandenburg R.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.618.
29. Desplanques B., Dumitrescu O. — Nucl. Phys., 1993, vol.A565, p.818.
30. Dumitrescu O., Clausnitzer G. — Nucl. Phys., 1993, vol.A552, p.306.
31. Kniest N. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.C41, p.1337.
32. Kniest N. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.906.
33. Ohlert J., Traudt O., Waeffler H. — Phys. Rev. Lett., 1981, vol.47, p.475.
34. Kniest N. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.491.
35. Dumitrescu O. — Nuclear Physics, 1991, vol.A535, p.94.
36. Redder A. et al. — Z. Phys., 1982, vol.A305, p.325.
37. Dumitrescu O., Horoi M., Carstolu F., Stratan Gh. — Phys. Rev., 1990, vol.C41, p.1462.
38. Preiss M. et al. — Proc. Salzburg Meeting on Nuclear Physics, 1992. «A New Parity Mixing Doublet».

39. Horoi M., Clausnitzer G., Brown B.A., Warburton E.K. — Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.775.
40. Brandus I. et al. — Rev. Roum. Phys., 1991, vol.36, p.135.
41. Mihailescu D., Dumitrescu O. — Romanian Reports in Physics, 1993, vol.45, p.661.
42. Mihailescu D., Comisel H., Dumitrescu O. — Romanian J. Phys., 1993, vol.39, p.223.
43. Horoi M., Clausnitzer G., Brown B.A., Warburton E.K. — NATO-ASI Series B: Physics, 1994, vol.334; Eds. W.Scheid and A.Sandulescu (Plenum Press, N.Y.—London); Horoi M., Brown B.A. — Phys. Lett., 1995, vol.74, p.231.
44. Carstoiu F., Dumitrescu O., Stratan G., Braic M. — Nucl. Phys., 1985, vol.A441, p.221.
45. Neuebeck K., Schober H., Waeffler H. — Phys. Rev., 1974, vol.C10, p.320.
46. Dumitrescu O., Stratan G. — Nuovo Cimento, 1991, vol.105A, p.901.
47. Horoi M. — Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.2392.
48. Frankle C.M. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.778.
49. Barnes C.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.40, p.840.
50. Mak H.B. et al. — Reports on Research in Nuclear Physics at Queens University (Kingston, Ont., 1981), p.19.
51. Bini M., Fazzini T.F., Poggi G., Taccetti N. — Phys. Rev., 1988, vol.C38, p.1195; Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.795.
52. Bizzeti P.G. et al. — Lett. Nuovo Cimento, 1980, vol.29, p.167;
Mauzenzig P.R. et al. — In: «Proceedings of the 1979 International Conf. on Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology». Vol.2, Eds. A.Haatuft and C.Jarlskog (Bergen, 1979), p.97;
Bini M., Bizzeti P.G., Sona P. — Phys. Rev., 1981, vol.C23, p.1265; Lett. Nuovo Cimento, 1984, vol.41, p.191.
53. Afrens G. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.A390, p.486.
54. Bizzeti P.G. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.1837.
55. Adelberger E.G., Hoodbhoy P., Brown B.A. — Phys. Rev., 1984, vol.C30, p.456; 1986, vol.C33, p.1840.
56. Zeps V.J., Thesis Ph.D. — University of Washington, 1989;
Zeps V.J. et al. — A.I.P. Conf. Proceedings, 1989, vol.176, p.1098;
Swanson H.E. et al. — Heidelberg Conf. Proc., 1986, p.648 and p.277. Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei. Eds. H.V.Klapdoor and J.Metzinger.
57. Bini M., Bizzeti P.G., Sona P. — Phys. Rev., 1980, vol.C23, p.1265.
58. Karlsen R.E. — Europhys. Lett., 1993, vol.22(2), p.341.
59. Henley E.M., Hwang W.-Y.P., Kisslinger L.S. — To be published in Physics Letters.
60. Henley E.M., Pasupathy J. — Nucl. Phys., 1993, vol.A556, p.467;
Henley E.M., Hwang W.-Y.P., Kisslinger L.S. — Phys. Rev., 1992, vol.D46, p.431;
Hatsuda T. et al. — Phys. Rev., 1993, vol.C49, p.452;
Reinders L.J., Rubinstein H., Yazaki S. — Nucl. Phys., 1983, vol.B213, p.109.
61. Grach I., Shmatikov. — ITEP Preprint 100-88, 1988.
62. Khatsimovskii V.M. — Preprint 84-164; Inst. Nucl. Phys. Novosibirsk; Yad. Fiz. (USSR), 1985, vol.42, p.1236; Sov. J. Nucl. Phys., 1985, vol.42(5), p.781.
63. Brown B.A., Etchegoyen A., Rae W.D.M. — MSU-NSCL Report, 1985, vol.524;
Brown B.A. et al. — MSU-NSLL Report, Michigan State University version of the OXBASH code, 1988, vol.524;
Brown B.A., Wildenthal B.H. — Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1988, vol.38, p.29.

64. **Ajzenberg F.** — *Selove Nucl. Phys.*, 1987, vol.A499, 1 ($A = 13-15$); 1987, vol.A475, 1, ($A = 18-20$); 1986, vol.A460, 1, ($A = 16, 17$); 1985, vol.A433, 1, ($A = 11, 12$); 1979, vol.A320, 1, ($A = 5-10$); 1977, vol.A281, 1, ($A = 16, 17$).
65. **Miller G.A., Spenser J.E.** — *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1976, vol.100, p.562.
66. **Dumitrescu O., Gari M., Kuemmel H., Zabolitzky J.G.** — *Zeit. Naturforschung*, 1972, vol.A27, p.733; *Phys. Lett.*, 1971, vol.35B, p.19.
67. **Gari M.** — *Physics Reports*, 1973, vol.C6, p.317.
68. **Machleidt R., Holinde K., Elster Ch.** — *Physics Reports*, 1987, vol.149, p.1;
Machleidt R. — *Adv. Nucl. Phys.*, 1989, vol.19, p.189.
69. **Lacomb M. et al.** — *Phys. Rev.*, 1980, vol.C21, p.861.
70. **Gari M.F., Kruempelmann W.** — *Z. Phys.*, 1985, vol.A322, p.689;
Gari M.F., Kruempelmann W. — *Phys. Lett.*, 1986, vol.B173, p.10;
Deister S., Gari M.F., Kruempelmann W., Mahlke M. — *Few-Body Systems*, 1991, vol.10, p.1.
71. **Kuo T.T.S., Brown G.E.** — *Nucl. Phys.*, 1966, vol.85, p.40.
72. **Kuo T.T.S.** — *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1974, vol.24, p.101; *Nucl. Phys.*, 1967, vol.A103, p.71.
73. **Dumitrescu O.** — «Parity Nonconservation in Nuclear Reactions and Alpha Decay», *Proc. Predeal Summer School «Recent Advances in Nuclear Structure»* 28 Aug. — 8 Sept., 1990; Eds. D.Bucurescu, G.Cata — Danil and N.V.Zamfir, World Scientific, Singapore — New Jersey — London — Hong Kong, 1991, p.359.
74. **Day B.D.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1967, vol.39, p.719; 1978, vol.50, p.495.
75. **Rajaraman R., Bethe H.A.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1967, vol.39, p.745.
76. **Zuker A.P., Buck B., McGrory J.B.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1968, vol.21, p.39.
77. **Zuker A.P.** — *Phys. Rev. Lett.*, 1969, vol.23, p.983.
78. **Reehal B.S., Wildenthal B.H.** — *Part. and Nucl.*, 1973, vol.6, p.137.
79. **Tanner N.** — *Phys. Rev.*, 1957, vol.107, p.1203.
80. **Feynman R.P., Gell-Mann M.** — *Phys. Rev.*, 1958, vol.109, p.193.
81. **Lobashov V.M. et al.** — *JETP Lett.*, 1967, vol.5, p.59; *Phys. Lett.*, 1967, vol.25, p.104.
82. **Barton G.** — *Nuovo Cimento*, 1961, vol.19, p.512.
83. **Skyrme T.H.R.** — *Proc. Roy. Soc.*, 1961, vol.A260, p.127.
84. **Witten E.** — *Nucl. Phys.*, 1983, vol.B223, p.422,433.
85. **Meissner Ulf-G.** — *Physics Reports*, 1988, vol.161, p.213.
86. **Zahed I., Brown G.E.** — *Physics Reports*, 1986, vol.142, p.1.
87. **Schwesinger B., Weigel H., Holzwarth G., Hayashi A.** — *Physics Reports*, 1989, vol.173, p.173.
88. **Meissner Ulf-G., Zahed I.** — *Adv. Nucl. Phys.*, 1986, vol.17, p.143.
89. **Holzwarth G., Schwesinger B.** — *Rep. Prog. Phys.*, 1986, vol.49, p.825.
90. **Bethe H.A.** — *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1971, vol.21, p.93.
91. **Feenberg E.** — *Theory of Quantum Fluids*. 1969, New York, Academic Press.
92. **Cummings E.D., Bucksbaum P.H.** — *Weak Interactions of Leptons and Hadrons*. Cambridge University Press, 1983.
93. **Donoghue J.F., Golowich E., Holstein B.R.** — *Physics Reports*, 1980, vol.131, p.319, No.5 and 6.
94. **Henley E.M.** — *Phys. Lett.*, 1968, vol.B28, p.1; *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1969, vol.19, p.367.

95. **Holstein B.R.** — Weak Interactions in Nuclei. Princeton series in Physics, 1989.
96. **Caprini I. and Micu L.** — Phys. Rev., 1988, vol.C37, p.2209; Phys. Lett., 1985, vol.B153, p.8.
97. **Itzykson C., Zuber J.B.** — Quantum Field Theory. McGraw-Hill, New York, 1980.
98. **Walecka D.** — Ann. Phys. (N.Y.), 1974, vol.83, p.491;
Serot B.D. — Nucl. Phys., 1983, vol.A446, p.97c.
99. **Kuemmel H.** — Nucl. Phys., 1971, vol.A146, p.205.
100. **Kuemmel H., Luermann K.H., Zabolitzky J.G.** — Phys. Rep., 1978, vol.36, p.1
101. **Irvine J.M.** — Rep. Progr. Phys., 1988, vol.51, p.1181.
102. **Kallio A., Day B.D.** — Phys. Lett., 1967, vol.B25, p.72; Nucl. Phys., 1968, vol.A124, p.177.
103. **Reid R.V. Jr.** — Annals Phys. (N.Y.), 1968, vol.50, p.411.
104. **Reehal B.S., Wildenthal B.H.** — Part. Nucl., 1973, vol.6, p.137.
105. **Cohen S., Kurath D.** — Nucl. Phys., 1965, vol.A73, p.1.
106. **Freedom O., Wildenthal B.H.** — Phys. Rev., 1972, vol.C6, p.1633.
107. **Millener D.J., Kurath D.** — Nucl. Phys. 1975, vol.A255, p.315.
108. **Wilkinson J.H.** — The Algebraic Eigenvalue Problem. Clarendon Press, Oxford, 1965.
109. **Whitehead R.R.** — In: «Moment Methods in Many Fermion Systems». Ed. B.J.Dalton, S.M.Grimes, J.P.Vary, S.A.Williams. Plenum Press, New York, 1980, p.235.
110. **Horoi M., Brown B.A., Zelevinsky V.** — Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.R2274.
111. **Brown B.A., Rahdi R., Wildenthal B.H.** — Phys. Rep., 1983, vol.101, p.313.
112. **McGrory J.B., Wildenthal B.H.** — Phys. Rev., 1973, vol.C7, p.654; Ann. Rev. Nucl. Sci., 1980, vol.30, p.383.
113. **Brown B.A., Wildenthal B.H.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1988, vol.38, p.29; Phys. Lett., 1987, vol.198B, p.29; Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.1296.
114. **Wildenthal B.H.** — Progr. Part. Nucl. Phys., 1984, vol.11, p.5. Ed. by D.H.Wilkinson, Pergamon — Oxford. Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.233.
115. **Seth K.K. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1974, vol.33, p.233.
116. **Federman P., Pittel S.** — Phys. Rev., 1969, vol.186, p.1106.
117. **Brown B.A. et al.** — Ann. Phys. (N.Y.), 1988, vol.182, p.191.
118. **Gloekner D.H., Lawson D.R.** — Phys. Lett., 1974, vol.53B, p.313.
119. **Soloviev V.G.** — Theory of Complex Nuclei. Nauka, Moscow, 1971; Pergamon Press, New York, 1976.
120. **Mahaux C., Weidenmueller H.A.** — Shell Model Approach to Nuclear Reactions. North-Holland, Amsterdam, 1969.
121. **Preiss M., Clausnitzer G.** — NATO ASI Series B: Physics, 1994, vol.334, p.353.
122. **Biesiot W., Smith Ph.B.** — Phys. Rev., 1981, vol.C24, p.2443.
123. **Bizzeti P.G., Maurenzig P.R.** — Nuovo Cimento, 1980, vol.A56, p.492.
124. **Krane K.S., Olsen C.E., Sites J.R., Steyert W.A.** — Phys. Rev., 1971, vol.C4, p.1906.
125. **Dahlinger M. et al.** — Nucl. Phys., 1988, vol.A484, p.337.
126. **Pepper G.H., Brown L.** — Nucl. Phys., 1976, vol.A260, p.163;
Bray K.H., Frawley A.D., Opfel T.R., Barker F.R. — Nucl. Phys., 1977, vol.A288, p.334.
127. **Haxton W.C.** — Private Communication.

128. **Haxton W.C.** — Proc. Symp./Workshop Spin Symm., Triumf, Vancouver June 30—July 2, 1989; Eds. W.D.Ramsay and W.T.H. van Oers, 1989, p.13.
129. **Wagner G.J. et al.** — Phys. Rev., 1977, vol.C16, p.1271.
130. **Leavitt R.A. et al.** — Nucl. Phys., 1983, vol.A410, p.83.
131. **Browne E.** — Nuclear Data Sheets, 1987, vol.52, p.127.
132. **Endt D.M.** — Nucl. Phys., 1990, vol.A521, p.1.
133. **Blin-Stoyle R.J.** — Fundamental Interactions and the Nucleus, North-Holland, Amsterdam, 1973.
134. **Bohr A., Mottelson B.** — Nuclear Structure. Benjamin, N.Y., 1975.
135. **Gari M., McGrory J.B., Offerman R.** — Phys. Lett., 1975, vol.B55, p.277.
136. **Michel F.C.** — Phys. Rev., 1964, vol.B133, p.329.
137. **Desplanques B., Missimer J.** — Nucl. Phys., 1978, vol.A300, p.286;
Desplanques B. — Nucl. Phys., 1975, vol.A242, p.423.
138. **Desplanques B.** — Nucl. Phys., 1979, vol.A316, p.244.
139. **Chemtob M., Desplanques B.** — Nucl. Phys., 1974, vol.B78, p.139.
140. **Gari M., Reid J.H.** — Phys. Lett., 1974, vol.53B, p.237.
141. **Desplanques B. et al.** — Z. Phys. C – Particles and Fields, 1991, vol.51, p.499;
Bernabeu J. et al. — Z. Phys. C – Particles and Fields, 1990, vol.46, p.323.
142. **Desplanques B.** — Nucl. Phys., 1980, vol.A335, p.147.
143. **Brown B.A., Wildenthal B.H.** — Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1988, vol.38, p.29.
144. **Warburton E.K., Becker J.A., Brown B.A.** — Phys. Rev., 1990, vol.C41, p.1147.
145. **Brown B.A., Wildenthal B.H.** — At. Data and Nucl. Data Table, 1985, vol.33.
146. **Spits A.M., Kopecky J.** — Nucl. Phys., 1990, vol.A521, p.1.

EXPERIMENTAL STUDY OF TIME-REVERSAL INVARIANCE IN NEUTRON-NUCLEUS INTERACTIONS

E.I.Sharapov

Joint Institute for Nuclear Research, 141980, Dubna, Russia

*H.M.Shimizu**

National Laboratory for High Energy Physics, 1-1, Oho, Tsukuba 305, Japan

Experimental approaches for the test of time-reversal invariance in neutron-nucleus interactions are reviewed. Possible transmission experiments with polarized neutron beams and polarized or aligned targets are discussed as well as neutron capture experiments with unpolarized resonance neutrons. Development of the conceptual methods of study which are in progress as well as the recent progress in efficient neutron polarizers and analysers, polarized nuclear targets and high count rate detectors are reviewed. Preliminary results of the experiments which have been performed are discussed.

Обзорная статья посвящена экспериментальным подходам, проверяющим инвариантность к обращению времени во взаимодействиях нейтронов с ядрами. Обсуждаются возможные эксперименты по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованные или выстроенные мишени, а также эксперименты по захвату неполяризованных резонансных нейтронов. Сделан обзор предложенных методов исследования и современных достижений в создании эффективных поляризаторов и анализаторов, поляризованных мишеней и нейтронных детекторов. Обсуждаются предварительные результаты некоторых экспериментов, выполненных к настоящему времени.

1. INTRODUCTION

The reversal of time $t \rightarrow t' = -t$ does not impose any conservation law and does not introduce any quantum number in contrast to the case of space inversion. The corresponding *anti-unitary* operator T transforms an S -matrix of a nuclear reaction into the S -matrix of the reversed process: $TST^{-1} = S^{-1}$. Combining with the unitarity condition of the S -matrix: $S^{-1} = S^\dagger$, one obtains

*Present address: Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), 2-1, Hirosawa, Wako, Saitama 351-01, Japan

specific relations in the relative phases of the S-matrix elements, which lead to provable consequences, e.g., to the detailed balance of reaction cross sections through compound nucleus and to the equality of the polarization and the analyzing power in a direct and reversed reactions. The time-reversal invariance (TRI) can be tested also by measuring T -odd correlation terms which appear in angular distribution of γ -rays and linear polarization distribution in nuclear β -decay after subtracting the contribution of final state interactions.

TRI is known to be a broken symmetry from the experimental proof of CPT theorem and from the violation of CP-symmetry on the scale of 10^{-3} of the weak amplitude found by Cronin et al. [1] in the decay of neutral kaons. The CPT symmetry, which is the symmetry under the combined transformation of charge conjugation (C), space inversion (P) and time reversal (T), was tested experimentally in $K^0 - \bar{K}^0$ system, and it was found that the strength of CPT-violating interaction, if exists, is limited by the level of 10^{-1} of that of CP-violating-interaction [2]. Furthermore, the CPT theorem is founded on the solid ground of field theory using general principles of causality and locality. Therefore, CP-violation can be equivalent to the T -breaking. Many theoretical approaches have been discussed to identify the origin of CP-violation and many experiments have been also carried out to search for CP-violation and T -violation in other processes. The early reviews of these topics were given by Henley [3] and by Blin-Stoyle [4], and recent reviews, for example, by Wolfenstein [5], Boehm [6], Gudkov [7] and Bunakov [8].

Detailed balance experiments found no difference between S-matrix elements of the direct and reversed reactions at the level of $2 \cdot 10^{-3}$ [9]. The set of the measurements of polarization and the analyzing power put an upper limit of 10^{-2} in their relative difference as reviewed by Conzett [10]. Electromagnetic tests of TRI in nuclei have not shown the presence of any relevant correlation terms in nuclear γ -transitions at the level of $3 \cdot 10^{-3}$, as reviewed by Rikovska [11]. The D -term, $Ds \cdot \mathbf{k}_e \times \mathbf{k}_\nu$, which is the correlation between the spin of the neutron or parent nucleus s , and the momenta of the emitted electron and anti-neutrino was searched for in the β -decay of neutron and ^{19}Ne and was shown to be smaller than $(1-2) \cdot 10^{-3}$. The corresponding references can be found in the papers by Erokolimskii et al. [12] and Calaprice and co-workers [13]. The most precise TRI tests are thought to be in the fields of neutron and atomic physics by searches of T -violating permanent electric dipole moment of neutron $d_e(n)$ [14,15] and of neutral atoms $d_e(\text{Xe})$, $d_e(\text{Hg})$ as reviewed by Sandars [16]. The upper limit has been reached at the level of $d_e(n) < 2 \cdot 10^{-25}$ e-cm.

The magnitude of T -violating effect in neutron induced nuclear reactions is commonly expressed as the value λ which is the relative strength of P -violating

T -violating part to P -violating part in the effective nucleon-nucleon interaction in the case of P -violating T -violating effects. The value α , which is the ratio of P -conserving T -violating matrix element to P -conserving T -conserving matrix element, is used in the case of P -conserving T -violating effects. Present experimental upper limits put the upper limits for both λ and α at the level of $(1 - 3) \cdot 10^{-3}$; see Ref.[19] and Refs.[17,18], respectively. The discovery of the enhanced P -violating effects in neutron p -wave resonances (see reviews by Alfiimenkov [20], by Bowman et al. [21] and references therein) and the subsequent prediction of the enhanced sensitivity to T -violation in the p -wave resonances (see the review by Bunakov [8] and references therein) stimulated the new interest to the searches for possible T -violation. It is expected that the sensitivity of polarized neutron-polarized target experiments in p -wave resonances can exceed the sensitivity of the $d_e(n)$ measurements by a factor of 10 at least.

The origin of CP-violation still remains unknown; even the standard electroweak and QCD theories give no definite explanation. Upper limit on the T -violating effect can be used to select theoretical models according to the prediction of the strength of the T -violating effect. Millistrong models, introduced soon after the discovery of CP-violation [22], are nearly ruled out by most of the studied phenomena. Many milliweak models based on the T -violating interaction of which the strength is at the order of $10^{-3}G_F$, where G_F is the Fermi constant of the universal weak interaction, are ruled out by the above-mentioned $d_e(n)$ limit, though some of them still survive due to the additional specific inhibiting factors. The superweak interaction, whose strength is 10^{-9} times that of the standard weak interaction and with strangeness change $\Delta S = 2$, was suggested by Wolfenstein [23]. If only this superweak model survives, no effect should be seen in any other weak reactions than those involving K^0 mesons. However, history of science knows many discoveries of unexpected phenomena and most of experimentalists tend to treat TRI as an assumed symmetry and test it as precisely as possible. In this review, we concentrate to the searches for TRI breaking in neutron scattering and reactions. The topic was reviewed by MASAIKE [24], but briefly.

2. THEORETICAL PREDICTIONS FOR T -VIOLATING EFFECTS

2.1. General Approaches to Estimate T -Violating Effects. The magnitude of T -violating effects in a compound nucleus can be estimated from the values of effective meson-exchange coupling constants analogous to the case of parity violation discussed by Adelberger and Haxton [25]. The T -violating effect in

meson-exchange coupling constants should be calculated according to a particular theoretical model. An estimation of the T -violating meson-exchange coupling constants $\bar{g}_{MNN}^I$ was given in Ref.[19] for mediating mesons $M(M = \pi, \rho, \omega)$ and isospin I ($I = 0, 1, 2$). $\bar{g}_{MNN}^I$ corresponds to the magnitude of the matrix element $\langle MN | H | N \rangle$. The upper limit imposed by phenomenological analysis of experimental result of neutron electric dipole moment (EDM) measurement is

$$\bar{g}_{MNN}^I \simeq 10^{-11}, \quad (1)$$

for P - and T -violating interactions. This should be compared with the P -violating T -conserving quantity $g_{\rho NN}^0$ (h_ρ^0 in the notation of Ref.[25]), which has the value of

$$g_{\rho NN}^0 = (2 - 3) \cdot 10^{-6}. \quad (2)$$

The constants $\bar{g}_{MNN}^I$ must be propagated to the value of T -violating matrix elements in compound nuclei to estimate the magnitude of T -violating observables.

One method is to relate the two-body nucleon-nucleon Hamiltonian to the single particle potential and obtain the ratio w/v from the ratio $\lambda = g_{PT}/g_P$, where w and v are P -violating T -violating matrix elements in compound nuclei, and g_{PT} and g_P are corresponding meson-exchange coupling constants [7, 19, 26, 27]. In this method, symmetry breaking matrix elements for single-particle and compound states are assumed to be connected by the $\sqrt{N}$ factor, where $N \approx 10^5$ is the typical number of quasi-particle components in the wave function of a compound state.

Another method is to apply random matrix theory to the compound state to calculate the variance of the distribution of the matrix elements $(H')_{\mu\mu'}$, with the Hamiltonian of the form

$$H = H_0 + iH' = h + u + i\alpha V, \quad (3)$$

where H' is the T -violating part of the Hamiltonian and H_0 is T -conserving one and is the sum of the single-particle term h and the residual interaction term u [17]. V and u are assumed to have the same magnitude and thus α can be regarded as the relative strength of effective T -violating residual nucleon-nucleon interactions. The spreading width associated with H'

$$\Gamma \equiv 2\pi \frac{\langle (H')_{\mu\mu'}^2 \rangle}{D}, \quad (4)$$

is commonly used as introduced in Ref.[17]. Here the angular brackets denote the variance and D is the average spacing of levels of the given spin and parity. The resulting expression

$$\Gamma' \simeq 2 \cdot 10^{-5} \pi \alpha^2 \text{ (eV)}, \quad (5)$$

can be used to deduce the unknown strength of the T -violating interaction when the T -violating spreading width is obtained experimentally. The detailed balance experiments put a bound of $\alpha \leq 10^{-3}$ for P -conserving T -violating interactions.

2.2. Strength of P - and T -Violating Interaction. Stodolsky [28] and Kabir [29] introduced a P - and T -violating term in the neutron elastic forward scattering amplitude f describing transmission of polarized beam through polarized target. The amplitude is given in the form [30]

$$f = A' + B' \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{I}} + C' \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}} + D' \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}}), \quad (6)$$

where $\boldsymbol{\sigma}$ and $\hat{\mathbf{k}}$ are unit vectors parallel to the neutron spin and the momentum, $\hat{\mathbf{I}}$ is the unit vector parallel to target nucleus spin. A' and B' terms represent strong interactions (spin independent and spin dependent), C' represents P -violating weak interaction; and D' , the P - and T -violating part. Neutron transmission and capture experiments with incident neutrons polarized longitudinally revealed enormously enhanced P -violating effects [20,31]. The spin-spin strong interaction term $B' \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ was studied in epithermal region long before the discovery of P -violation in neutron p -wave resonances as reviewed by Alfimenkov, Pikelner and Sharapov [32]. The last term $D' \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}})$ is the quantity to be measured in searching for T -violation, to be discussed in detail in section 3.

Before discussing experimental issues, we should properly recognize the smallness of the T -violating term. Bunakov and Gudkov [33], Herczeg [19], Gudkov [7] estimated the quantity λ as summarized in Table 1. The estimation depends slightly on authors, and we refer Herczeg's results for λ and $\bar{g}_{MNN}$ in the table.

The upper limit deduced from the measurement of $d_e(n)$ is fairly small in either model. Neutron transmission experiments should be sensitive to λ at the level of better than 10^{-3} to set a new limit. In other words, the magnitude of the T -violating asymmetry related to the $D' \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}})$ -term is expected to be less than 10^{-3} of the P -violating longitudinal asymmetry in transmission which has typical value of 10^{-2} for low energy neutron resonances. This provides criteria for planning the neutron transmission experiment; namely, it should be capable of measuring asymmetry in transmission through the polarized target around the p -wave resonance with an accuracy better than 10^{-5} . Thus the experimental apparatus must be designed very carefully to achieve such accuracy.

Table 1. Theoretical estimation of the strength of P - and T -violating interaction

λ	$\bar{g}_{MNN}^I$	Model
$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-11}	Upper limit of $d_e(n)$, simplest π -loop mechanism
$2 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-12}$	Upper limit of $d_e(n)$, θ -term in QCD Lagrangian
$\leq 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-12}$	Standard model with Weinberg's Higgs extension
$7 \cdot 10^{-5}$	—	Horizontal interactions
$7 \cdot 10^{-10}$	—	Horizontal interactions
$\leq 10^{-11}$	10^{-16}	Standard model with Kobayashi–Maskawa mixing phase

2.3. Strength of P -Conserving T -Violating Interaction. P -conserving T -violating interactions, which is often referred to as pure T -violation, are considered by many authors. Simonius [34] discussed the general form of P -even T -odd meson-exchange potentials and came to the conclusion that there is no scalar pion-range interaction while the participating vector mesons should be charged. As a result, the size of the corresponding coupling constants $\bar{g}_{MNN}^T$, e.g. $\bar{g}_{\rho NN}^T$, is expected to be essentially less than in the case of P -odd T -odd interactions. Haxton and Horing [18,35] analyzed the experimental limits on magnitude of P -conserving T -violating matrix elements and reviewed the theoretical works as well. We summarize the results obtained by Herzeg [19] in Table 2 giving representative values of $\bar{g}_{MNN}^T$ for several models without specifying the corresponding mass and isospin structure.

Evidently, the sizes of $\bar{g}_{MNN}^T$ are less than 10^{-5} of the $\bar{g}_{MNN}^I$. This leaves little hope for the observation of pure T -violation. Nevertheless, any precise experiment would be of interest to set the upper limit. Neutron transmission and neutron capture have possibilities to study P -conserving T -violating effects with an enhanced sensitivity due to nuclear effects. The corresponding observables are the five-fold correlation term in transmission of polarized neutrons through a spin-aligned nuclear target and the the energy shift in forward-backward asymmetry term of the capture cross section. These experiments were carried out recently and to be reviewed in subsequent sections.

Table 2. Theoretical estimation of the strength of P -conserving T -violating interaction

$\bar{g}_{MNN}^T$	Model
10^{-16}	θ -term in QCD lagrangian
$4 \cdot 10^{-18}$	Standard model with Weinberg's Higgs extension
10^{-18}	Horizontal interactions
10^{-23}	Horizontal interactions
10^{-16}	θ -term in QCD lagrangian

2.4. Compound Nucleus Enhancement of T -Violation. P - and T -violating effects can be enhanced in spin observables in compound nuclei by a factor of $\sim 10^6$ compared with those in nucleon-nucleon interaction [33]. Theoretical aspects of this phenomena were discussed by many authors and the results obtained as well as historical background were reviewed recently by Bunakov [8] and by Flambaum and Gribakin [36]. The sources of the enhancement are the same as for enhanced P -violating effects in compound nuclei. There are several possible mechanisms contributing to T -violation in neutron-nucleus scattering. Theorists agree that internal mixing mechanism, which is also referred to as resonance-resonance mixing, dominates the weak interaction of nucleons in compound nucleus.

In such a case, T -violation leads to the appearance in the T -matrix ($S = 1 - T$) of an amplitude T^{PT} with the imaginary part expressed within first-order perturbation theory [33] as

$$\text{Im} T^{PT}(E) = \frac{1}{2k} \sum_v \frac{g_{\mu n} g_{vn} v_{\mu\nu}^T [(E - E_v)\Gamma_\mu + (E - E_\mu)\Gamma_v]/2}{[(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4][(E - E_v)^2 + \Gamma_v^2/4]}, \quad (7)$$

where E_v are the resonance energies of admixed levels, g_{vn} and Γ_v are the partial width amplitude for channel n and the total width of the resonance at energy E_v , respectively. Considering the case of non-overlapping levels, $D \gg \Gamma$ ($\Gamma = \Gamma_\mu = \Gamma_v$), and approximating $(E - E_v)$ by $(E_\mu - E_v)$, one has in the vicinity of the μ -resonance at which the measurement is performed

$$\text{Im} T^{PT}(E) = \frac{1}{2k} \sum_v \frac{g_{\mu n} g_{vn} \Gamma_\mu/2}{(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4} \frac{v_{\mu\nu}^{PT}}{(E_\mu - E_v)}. \quad (8)$$

The mixing coefficient $v_{\mu\nu}^{PT}/(E_\mu - E_\nu) \simeq v_{\mu\nu}^{PT}/D$ in this expression is commonly known as the *dynamical* enhancement factor. Its size is, as mentioned above, $\sim \sqrt{N} \simeq 5 \cdot 10^2$. Symmetry violation effects to be measured in experiments are expressed in terms of asymmetry coefficients P_μ defined as relative difference of σ^+ and σ^- cross section for the considered μ -resonance due to the reverse of the beam polarization. With the use of the optical theorem, the absolute difference $\Delta\sigma$ can be expressed through the $\text{Im}T^{PT}(E)$, whereas the resonance cross section is

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{g_{\mu n}^2 \Gamma}{(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4}. \quad (9)$$

This leads to the expression for the asymmetry P_μ

$$P_\mu = 2 \sum_\nu \frac{v_{\nu\mu}^T}{(E_\mu - E_\nu)} \frac{g_{\nu n}}{g_{\mu n}}, \quad (10)$$

which contains, in the framework of Flambaum [36], the *kinematic* enhancement factor $g_{\nu n}/g_{\mu n}$. This factor for low energy neutrons has the size $g_{\nu n}/g_{\mu n} = (kR)^{-1} \simeq 10^3$. The dynamical enhancement factor is presented in asymmetry P_μ as well.

The enhancement factors of symmetry-violating effects probing P - and T -violating interactions enter simultaneously into D' and C' terms of the neutron elastic scattering amplitude f . There also could be enhancement of purely T -violating (P -conserving) effects in cross sections of nuclear reactions for different regimes as discussed by Moldauer [37]. Detailed estimates for an isolated resonance regime [38] gave the value of an enhancement factor $\simeq 10^3$ as applied to the fraction of T -violating term α in the nuclear Hamiltonian of the medium-heavy nuclei. The enhancement is of the same origin as in the case of P - and T -violating interaction. An argument for a lower value of α was given by Gudkov [39]. Moreover, for reliable extraction of the symmetry violating matrix elements there exists a minimum number of resonances with measurable effects, as analyzed by Davis [40]. The unknown spectroscopic information on resonance parameters (on the decay amplitudes $g_{\mu n}$ especially) should be studied as well [41,42].

3. TRI TESTS IN NEUTRON SCATTERING AND REACTIONS

3.1. Triple Correlation in Neutron Transmission. It is customary to use the amplitude f given in Eq.6 to calculate the symmetry violation effects, including the neutron spin rotation due to the weak interaction [43], and the neutron transmission through polarized target. The 2×2 matrix $\mathcal{S}$ defined below connects the initial neutron spin state ψ_i , and the final state ψ_f [30].

$$\psi_f = \mathcal{S}\psi_i = e^{i\delta}\psi_i, \quad (11)$$

where the phase δ is related to the nuclear property of target material through the refraction index n as

$$\delta = (n - 1)kz = 2\pi k^{-1}\rho z f \equiv \zeta f, \quad (12)$$

upon transmission through the thickness z and number density of nuclei ρ .

The $\mathcal{S}$ has the form of

$$\mathcal{S} = A + B\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{I}} + C\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}} + D\boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}}), \quad (13)$$

where the coefficients A, B, C and D are shown [30] to be connected with coefficients A', B', C', D' , in the amplitude f by expressions

$$\begin{aligned} A &= e^{i\zeta A'} \cos b, \\ B &= B' e^{i\zeta A'} (\sin b/b) i\zeta, \\ C &= C' e^{i\zeta A'} (\sin b/b) i\zeta, \\ D &= D' e^{i\zeta A'} (\sin b/b) i\zeta, \end{aligned} \quad (14)$$

where b is given as

$$b = \zeta \sqrt{B'^2 + C'^2 + D'^2}. \quad (15)$$

The primed coefficients are functions of neutron energy and depend on neutron resonance parameters [28]. The total cross section, the analyzing power, the produced polarization and the spin correlation coefficient along any direction $\mathbf{n}$ can be obtained by standard density matrix calculation [44]. The spin density matrix technique for the neutron spin transport was developed by Lamoreaux and Golub [45] for detailed calculations in the realistic geometry of an experiment. Here, however, we restrict ourselves by physical arguments given by Stodolsky [30] and Kabir [46] and by qualitative results obtained by them. The applications of the K -matrix theory [47], of the R -matrix formalism of nuclear

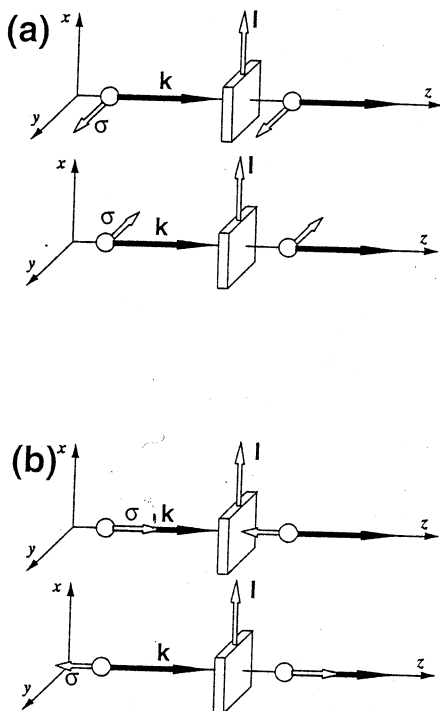


Fig.1. Geometry of experiments to search for triple correlation term in neutron total cross section: (a) transverse polarization of the beam, (b) longitudinal polarization of the beam

reactions [48,49] and of the latter in conjunction with the statistical tensors technique [50,51] to the problem of symmetry violation are beyond our review.

Stodolsky suggested searching for the P - and T -violating term $D\hat{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \hat{I})$ by performing the polarization analysis of the initially polarized neutron beam before and after transmission through a polarized target. Such experiment would have the geometry shown in Fig.1a,b and would use the polarizer and analyzer simultaneously. Perfect alignment of the spins as well as a perfect homogeneity of the medium are assumed. For the geometry of Fig.1a ($\mathbf{n}$ along the y -axis), only the σ_y component of the Pauli matrix is taken into account, and the D -term is extracted after taking the count rate (CR) difference for the process and its reversed process:

$$CR(+ \rightarrow -) - CR(- \rightarrow -) = N_y \operatorname{Re} AD^*, \quad (16)$$

where $+$ or $-$ means the direction of the beam polarization with respect to $\hat{y}$ -axis and N_y is experimental normalization constant. For Fig.1b geometry ($\mathbf{n}$ along the $\hat{z}$ -axis), three different Pauli matrices are involved and one must compare a helicity-plus beam producing helicity-minus transmitted neutrons with helicity-minus beam producing helicity-plus neutrons. The resulting difference in the count rate is

$$CR(+ \rightarrow -) - CR(- \rightarrow +) = N_z \operatorname{Im} BD^*. \quad (17)$$

In both cases the dependence of the transmission on the neutron spin is measured by simultaneously reversing the states of the polarizer and the analyzer. These two states of experimental apparatus are completely time-reversed states

for the case of elastic scattering whose reversed reaction is identical to itself. The experimental effects are represented by a term proportional to the amplitude D and any false effect does not appear in the ideal geometry if $D = 0$. This conclusion was supported by Conzett's [52] study of the symmetry properties of M -amplitudes of nuclear reactions with different spin structure. It was shown that certain polarization observables in the neutron transmission experiments are excluded from the «no null-test of TRI» theorem [53], which states that *no single observable in two particle reaction can be found which is required to vanish if TRI symmetry is conserved*, and thus T-symmetry test is possible.

The situation was more troublesome for earlier suggested tests of TRI with only one polarizer to study the D -term [28,29,33]. Generally speaking, changing the state of the polarizer does not correspond to time-reversal of the process. In particular, Bunakov and Gudkov [54] emphasized the role of false effects related to neutron spin precession in the target about the direction of $\mathbf{I}$ due to magnetic and pseudomagnetic fields which arise from the spin-dependent strong interaction $\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ term [55,56]) followed by an absorptive weak $\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}}$ interaction. They suggested several experimental schemes aimed to reduce the spin precession and the contribution of the strong $\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ effect. Japanese projects [57,58] discussed in Sec.5.1 started from these suggestions and refined a method to suppress the spin precession. Compensation of the magnetic and pseudo-magnetic fields is beneficial for the Stodolsky's polarizer and analyzer scheme as well. Though false effects cannot be produced by a pseudomagnetic field there, the real T -violating effects will be suppressed in size. The parameter $b \simeq \zeta B'$ in the expressions for the coefficients B , C , D , has the meaning of the number of rotations of the neutron spin on the distance z . The factor $\sin b/b$ is close to unity for a small b and goes as $1/b$ for b large, thus suppresses the contribution of the corresponding term.

Kabir [46] analyzed TRI tests in term of classic polarization-asymmetry relations and showed that the measurement with a single analyzer/polarizer of the polarization P_n for an unpolarized beam and of the asymmetry A_n (the analyzing power of the reaction) for a polarized beam can distinguish T -violating effect from false effects. For $\mathbf{n} = \hat{z}$ direction and any T -invariant effects masking T -violation, the asymmetry A_z must be the same in sign as the corresponding polarization P_z ($P_z = A_z$ holds), while for the true T -noninvariant effects $P_z = -A_z$. For $\mathbf{n} = \hat{y}$ direction the signs are just opposite. Serebrov [59] used this idea and the experimental geometry of Fig.1b (recommended by Stodolsky as the optimal one) for his polarization/asymmetry project to search for D -term in the neutron cross section of ^{139}La around the P -violating resonance at the incident neutron energy of 0.734 eV. He suggested the analysis of the data in terms of the ratio $X = A_z/P_z$ which can be directly measured with

the use of various combinations of states of the two spin-flippers placed behind the polarizer and in face of the analyzer. The quantity X was shown to be less sensitive to false effects.

In real experimental setups polarizers and analyzers are not identical, and there always exist neutron spin polarizer/analyzer direction misalignments which can produce false asymmetries. Their influence was discussed by Bunakov-Gudkov [54], Bowman [60] and Masuda [57]. The detailed calculations by matrix technique were performed by Lamoreaux and Golub [45]. It was shown that to guarantee the result $\lambda < 10^{-4}$, the absolute direction of spin and field must be determined with the accuracy better than 10^{-4} rad. Skoy [61] performed calculations by the same technique for modelling experiment with alternate measurements of polarization and the analyzing power with a single polarizer/analyzer device rotated in turn by 180 degree around the $\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}}$ axis going through the centre of the target. In such a scheme, control of the rotation at the level of $\simeq 10^{-5}$ rad is necessary to obtain $\lambda \leq 10^{-4}$.

3.2. Five-Fold Correlation in Neutron Transmission. The E -term, $E\sigma \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{I}})$, in the neutron-nucleus forward scattering amplitude f was considered first by Baryshevsky [62] and by Kabir [63]. It is P -even and T -odd, therefore the search for this term constitutes the test of a pure T -violation without P -violation. In contrast to the case of triple correlation, one needs an aligned (not polarized) target to study this five-fold correlation (FC) term because it is quadratic with respect to the target spin $\mathbf{I}$. Only a few align targets are available and the best of them is holmium single crystal. Gould, Haase and others [64] suggested experiment for polarized beams of fast neutrons with energies 2 — 10 MeV. Dynamical and resonance enhancement factors are absent for such neutrons due to the beam energy broad spread ~ 100 keV. At the same time, the effects of neutron spin rotation in the polarized target are negligibly small since external magnetic field is absent in the experiment and only a small pseudomagnetic field can be presented. As a result, the meaningful FC experiment can be performed without analyzing the polarization of the beam transmitted through the target. The geometry of the experiment is similar to that of Fig.1a with the addition of possibility to rotate the target around the $\hat{\mathbf{y}}$ -axis by the angle θ between $\mathbf{k}$ and the target alignment axis which lays in the plane $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{z}})$. The FC term has an angular dependence varying as $\sin 2\theta$ which helps to isolate the possible T -violating effect from systematical errors. The difference between cross sections for neutrons polarized parallel/antiparallel (+/-) to the direction $\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}}$ is connected with the corresponding amplitudes f by the optical theorem as

$$\sigma^+ - \sigma^- = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(f^+ - f^-), \quad (18)$$

which allows one to express this quantity in terms of the constant $A_{FC} \equiv E$ called the *FC*-correlation coefficient

$$\sigma^+ - \sigma^- = 2\sigma_0 \sqrt{\frac{15}{8}} P_n^{\wedge} t_{20} A_{FC} \sin 2\theta. \quad (19)$$

Measuring the transmission asymmetry $\varepsilon = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ as a function of angle θ , one obtains the experimental limit on the *FC*-coefficient A_{FC} after taking into account the beam polarization P_n and the alignment parameter $t_{20}^{\wedge}$. In a framework of a definite model, this limit leads to a bound on the strength α of *P*-conserving *T*-violating neutron-nucleus forces. Experiments were carried out and their results are reviewed in section 5.3.

3.3. Forward-Backward Asymmetry in Capture Reactions. Barabanov [65] noted that a limit on the strength of *P*-conserving *T*-violating interaction may be obtained from a quite different kind of experiment, namely from the measurement of the forward-backward asymmetry in the yield of gamma-rays from individual transitions in unpolarized neutron capture reaction measured around a *p*-wave resonance. In the simple case of a spin $I = 1/2$ nuclei (considered here for simplicity of presentation) the differential cross section for the capture of *p*-wave and *s*-wave neutrons with subsequent emission of the *E1*- and *M1*- gamma rays is represented by the expression

$$d\sigma(\mathbf{n}_\gamma, E)/d\Omega = A_0(E) + A_1(E)(\mathbf{n}_\gamma \cdot \mathbf{n}_k) + A_2(E)P_2(\mathbf{n}_\gamma \cdot \mathbf{n}_k), \quad (20)$$

where $\mathbf{n}_\gamma$ and $\mathbf{n}_k$ are unit vectors in the direction of the photon and neutron momenta, $A_0(E)$ is the total resonance cross section, $P_2(\mathbf{n}_\gamma \cdot \mathbf{n}_k)$ is the second order Legendre polynomial. The *T*-violating effect introduces a small energy shift in the interference term $A_1(E)$ between the *s*-wave amplitude and the two *p*-wave resonance amplitudes, the latter being mixed by *T*-violation and by the interference of *E1*- and *M1*-gamma transitions. If the energy shift is observed, however, the effect would not be an unambiguous test of TRI because this kind of an experiment is subject to «no null-test theorem» and nonvanishing contributions are provided even by the first-order terms of strong interaction.

The effect arises from the difference δS_J between *S*-matrix elements $S_L(lj, l'j')$ for a process and its inverse

$$\delta S_J \equiv S_J \left(1 \frac{1}{2} \rightarrow 1 \frac{3}{2} \right) - S_J \left(1 \frac{3}{2} \rightarrow 1 \frac{1}{2} \right). \quad (21)$$

The arrows correspond to the transition of *p*-wave neutrons ($l = l' = 1$) in a resonance with spin J from a channel with neutron total momentum $j = 1/2$ to

a channel with $j' = 3/2$ and vice versa. Using the explicit forms for the scattering matrix elements of Ref.[66] one can get

$$\delta S_j = \frac{2\text{Im} \left(g_n \left(1 \frac{1}{2} \right) g_n^* \left(1 \frac{3}{2} \right) \right)}{E - E_{p1} + i\Gamma_{p1}/2}, \quad (22)$$

where E_p and Γ_p are the energy and the total width of p -wave resonance and $g_n(lj)$ is the neutron partial width amplitude ($\Gamma_n(lj) = |g_n(lj)|^2$). If TRI holds, the amplitude $g_n(lj)$ is real and non-zero imaginary part signals T -violation. A P -conserving T -violating interaction H^T gives phases $\delta_n(lj)$ to these amplitudes and mixes the amplitudes of the neighbouring p -resonances so that

$$g_n(1j) = g_n^{(1)} \exp i\delta_n^{(1)}(1j) - i \frac{v^T}{E - E_{p2} + i\Gamma_{p2}/2} g_n^{(2)} \exp i\delta_n^{(2)}(lj), \quad (23)$$

where $g_n^{(1,2)} \equiv g_n(1j)^{(1,2)}$ with the superscripts 1 and 2 correspond to the considered p -wave resonance (labelled 1) and to the neighbouring p -wave resonance (labelled 2). Here v^T is the matrix element of the P -conserving T -violating interaction between two p -wave resonances. The enhancement factor of Bunakov [38] gives the following estimation

$$v^T/D_p \sim 10^3 \cdot \alpha, \quad (24)$$

where α is the relative strength of P -conserving T -violating nuclear interaction. Neglecting the small phases $\delta(lj)$ and the T -violating effect between s -wave levels, one obtains in the first order in v^T near the resonance 1 (for detailed derivations see Ref.[67])

$$A_1(E) = -(g_J/2k^2) \left[\frac{g_n^s \left(0 \frac{1}{2} \right) \left[\left(g_n^s \left(0 \frac{1}{2} \right) - g_n^s \left(0 \frac{1}{2} \right) / \sqrt{2} \right] g_\gamma^s g_\gamma^{p1} \right]}{(E - E_{p1})^2 + (\Gamma_{p1}/2)^2} \right] \times \\ \times \left[\frac{E - E_{p1} - \Delta E_{p1}}{E - E_s} \right], \quad (25)$$

where

$$\Delta E_{p1} = \frac{\Gamma_{p1}}{2} \left[\frac{\Gamma_s/2}{E_{p1} - E_s} + \frac{v^T}{D_p} \left[\frac{g_\gamma^{p2}}{g_\gamma^{p1}} - \frac{g_n^{p2} \left(1 \frac{1}{2} \right) - g_n^{p2} \left(1 \frac{3}{2} \right) / \sqrt{2}}{g_n^{p2} \left(1 \frac{1}{2} \right) - g_n^{p2} \left(1 \frac{3}{2} \right) / \sqrt{2}} \right] \right]. \quad (26)$$

With $\Delta E_{p1} = 0$, the forward-backward asymmetry has the standard expression (as obtained, e.g., in Ref.[68,51]) with zero crossing at the resonance energy E_{p1} . There are two terms in the shift ΔE_{p1} . The first term represents contribution of the nearest s -wave resonance for T -conserving case. Though $\Gamma_s/2(E_{p1} - E_s) \sim 5 \cdot 10^{-3}$ is a small quantity, it disturbs to obtain a good upper limit on the factor v^T/D_p , which is related to the second term. Spectroscopic parameters such as the neutron and gamma decay width amplitudes must be determined to interpret an experimental result to a reliable upper limit on T -violation.

4. EXPERIMENTAL DEVELOPMENTS

4.1. Polarized Neutron Filter. The polarized neutron spin filter has an advantage of being able to polarize and analyze neutron spin for a wide range of neutron energy, which is suitable for identifying a symmetry breaking enhanced in a p -wave resonance by taking energy dependence of the symmetry breaking observables. Both the neutron spin polarizer and analyzer work due to the same principle. Neutrons are spin-selectively transmitted through a polarized material according to a spin dependent cross section. We discuss spin filters for both spin-polarizer and analyzer applications using cross section description for simplicity. Transmittance of neutrons with polarization of P_{n0} through a polarized target with polarization of P_I can be written as

$$T = e^{-n\bar{\sigma}t} (\cosh n \Delta\sigma P_I t - P_{n0} \sinh n \Delta\sigma P_I t), \quad (27)$$

where n and t are number density and thickness of the target and $\bar{\sigma} = (\sigma_+ + \sigma_-)/2$, $\Delta\sigma = (\sigma_+ - \sigma_-)/2$. $\sigma_\pm$ represent total cross sections for neutrons polarized parallel and antiparallel to target nuclear polarization. Neutron polarization after transmission is given as

$$P_n = \frac{-\sinh n\Delta\sigma P_I t + P_{n0} \cosh n\Delta\sigma P_I t}{\cosh n\Delta\sigma P_I t - P_{n0} \sinh n\Delta\sigma P_I t}. \quad (28)$$

We define the figure of merit in the polarizer application as

$$\begin{aligned}
 (FOM)_p &= (P_n |_{P_{n0}=0})^2 T(P_{n0}=0) = \\
 &= \tanh n\Delta\sigma P_I t \sinh n\Delta\sigma P_0 t e^{-n\bar{\sigma} t}.
 \end{aligned}
 \quad (29)$$

In the analyzer application, neutron is incident to the filter after its spin is flipped with a spin-flipper and neutron polarization is measured as a transmission asymmetry which is given by

$$\varepsilon = \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-} = -P \tanh n\Delta\sigma P_I t, \quad (30)$$

for incident neutron polarization P , where $T_{\pm} = T(P_{n0} = \pm P)$. Thus the figure of merit in the analyzer application can be written as

$$\begin{aligned}
 (FOM)_a &= \varepsilon^2 \left(T_+ \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T_+} \right)^2 + T_- \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T_-} \right)^2 \right)^{-1} = \\
 &= 2P^2 e^{-n\bar{\sigma} t} \frac{\sinh^2 n\Delta\sigma P_I t \cosh^2 n\Delta\sigma P_I t}{\cosh^2 n\Delta\sigma P_I t - P^2 \sinh^2 n\Delta\sigma P_I t}.
 \end{aligned}
 \quad (31)$$

The polarized proton filter making use of a strong spin dependence of the (n, p) total cross section [69] is commonly employed as a spin-polarizer after dynamic nuclear polarization (DNP) method had been established to obtain large proton polarization stably [70]. The most effective cryogenic spin filter of this type [71] is in operation at Los Alamos Neutron Scattering Centre. The neutron beam after the filter is of 80mm diameter and the polarization of the resonance neutrons is about 85%.

Polarized ^3He system has been desired since it does not require strong magnetic field which may disturb a precise control of neutron spin, in contrast to the polarized proton system which requires a complicated cryogenic apparatus due to the necessity of low temperature and strong magnetic field. Polarized ^3He gas cell has been studied and improved by the group at TRIUMF as a polarized nuclear target. The mixture of ^3He gas and nitrogen gas is contained in a warmed quartz cell with a small amount of rubidium vapor. The concentration of rubidium ion is controlled by adjusting the temperature of the cell. Nuclear polarization of ^3He is built up according to the hyperfine interaction between ^3He and rubidium ion which is polarized by a circularly polarized laser irradiation. 90% nuclear polarization of ^3He was obtained with the pressure of 9 atm in a 8 cm thick cell under the magnetic field of 3 mT [72]. The first use of the polarized ^3He -filter at a neutron beam as a polarizer of the

epithermal neutrons is described in Ref.[73]. 20% nuclear polarization of ^3He is normally in operation at KEK with the pressure of 3 atm. in a 8 cm thick cell under the magnetic field of 3 mT [74,75,76]. The figure of merit of the polarized ^3He gas cells is shown in Fig.2 in comparison with the polarized proton filter. The polarized ^3He was used in the measurement of P -violating neutron spin rotation in an unpolarized lanthanum target as discussed in section 5.1. Further improvement in figure of merit is desired for the final set-up of T -violation experiment.

Recently, another device has become available. A proton polarization of 17% has been achieved in naphthalene single crystal doped with pentacene molecules at liquid nitrogen temperature with laser irradiation and the external magnetic field of 0.3 T [77,78,79]. Pentacene molecules in the naphthalene crystal are excited by the laser irradiation and paramagnetism appears in a quasi-stable triplet state through the intersystem crossing, which has

the lifetime of about 20 μsec . The electrons in the triplet state are spin-polarized with the polarization of 73% according to the selection rule on the intersystem crossing. The electron polarization is transferred to proton polarization by a microwave irradiation. The spin transfer efficiency was remarkably improved by modulating external magnetic field so that the condition of the integrated solid effect is satisfied. Proton polarization does not have any channel to relax through the inverse process since the paramagnetism disappears after the decay of the triple state. Repeating the cycle of proton spin pump up, finally a large proton polarization is built up. The proton spin relaxation time was 1000 min. which is remarkably long compared with conventional proton filters. The figure of merit of the polarized naphthalene is shown in Fig.2. One can see that this

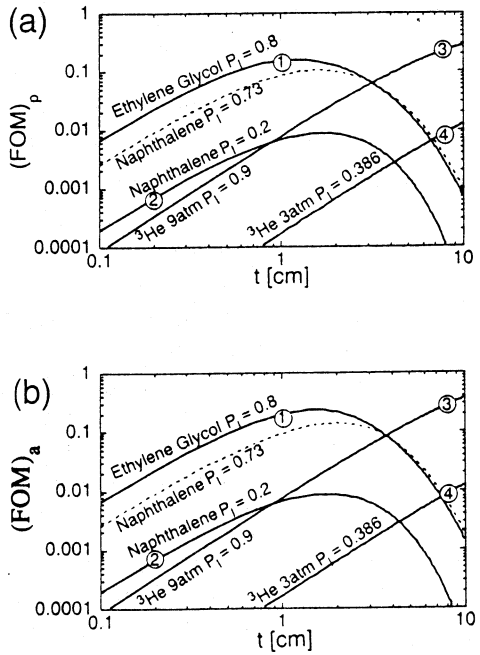


Fig.2. Figure of merit for 1 eV neutron is shown as a function of thickness in (a) polarizer application (b) analyzer application, for the cases of commonly used (1) ethylene glycol, (2) naphthalene, (3) TRIUMF ^3He gas cell and (4) KEK ^3He gas cell. $P = 70\%$ is assumed in the figure of merit in analyzer application

device is already at the level of real application. The proton polarization has a potential to be improved up 73% the intrinsic electron polarization in the triple state.

4.2. Polarized Nuclear Target. A nuclear polarized target is necessary in the search for the P -odd T -odd term $D\sigma \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}})$. Among the possible nuclear targets for the triple correlation term, polarized ^{139}La is the most important device since ^{139}La shows the largest P -violating effect among non-zero spin nuclei in the well resolved p -wave resonance at $E_n = 0.734$ eV.

There are several requirements for the polarized lanthanum target. First, the nuclear polarization should be at the level of tens of percent preferably as large as 100%, so that the spin dependent parts can be unambiguously extracted from the total interaction with neutrons. Second, the contribution of ^{139}La should dominate in the spin dependent interactions with neutrons, and preferably also in the total interaction. Third, nuclear polarization should be kept under a thermal inequilibrium condition so that the neutron spin precession can be controlled by applying an appropriate external magnetic field in order to maximize the experimental sensitivity to the P -odd T -odd term D . Fourth, the target material should be dense and thick enough to obtain a sufficient sensitivity to the p -wave resonance in a transmission experiment.

The third requirement arises from the fact that the relevant triple correlation has the form of $D\sigma \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}})$ and experimental sensitivity is maximized when the neutron spin is precisely directed parallel to $\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}}$ on transmission through the target. However, the real parts of spin dependent terms in Eq.13 cause neutron spin rotation around the related axes and the net experimental sensitivity to the T -violating effect should be considered in $\mathcal{S}$ in which the coherent effect of the spin rotations is taken into account. Those spin rotation effects are expressed as the factor $\sin b/b$ in Eq.14 which always suppresses net experimental sensitivity unless $b = 0$. As discussed later, the value of b in Eq.15, in most cases, is dominated by the real part of B' which is referred to as pseudomagnetism since the interaction $\text{Re } B' \sigma \cdot \hat{\mathbf{I}}$ can be described as the contribution of the pseudomagnetic field which is defined as

$$H^* = 4\pi n \mu^* P, \quad (32)$$

where n is the nuclear number density, P the nuclear polarization and μ^* the pseudomagnetic moment [56,80,81]. Thus the experimental sensitivity can be improved by adjusting external magnetic field to minimize the magnitude of b , which implies the nuclear polarization must be achieved under a thermal inequilibrium condition. «Brute force» method, in which nuclei are polarized at a thermal equilibrium, is not an appropriate method in this respect.

Dynamic nuclear polarization (DNP) method is a common and well-established method to obtain large nuclear polarization of proton, deuteron, etc., in

bulk materials under a thermal inequilibrium condition. The DNP is the method to transfer electron spin polarization to nuclear polarization through double spin-flip processes enhanced by a microwave irradiation. The transferred polarization is accumulated if the material is refrigerated at a sufficiently low temperature at which the spin relaxation processes are considerably suppressed.

Target material must be chosen taking into account the ^{139}La dominance and the availability of large size of single crystals of the order of cubic centimeters. Lanthanum trifluoride, lanthanum aluminate, lanthanum gallate were proposed as the candidate materials for the dynamically polarized lanthanum target [82,83,84]. According to the additional condition of the possibility to keep the nuclear polarization at lower field, the lanthanum trifluoride was rejected, since the net nuclear polarization of ^{139}La is lost under a low external magnetic field due to the quadrupole coupling between nuclear quadrupole moment of ^{139}La and the local electric field gradient which is diagonalized in a different direction from that of the crystal axis [83,84]. Lanthanum aluminate doped with neodymium ions $\text{Nd}^{3+} : \text{LaAlO}_3$ was found to have a narrow electron-spin-resonance width and to be an appropriate material for DNP. The quadrupole interaction is diagonalized in the crystal axis frame, which does not cause any decrease of the net nuclear polarization according to the quadrupole interaction.

The DNP polarized lanthanum target has been developed by Kyoto-KEK group. The newest result shows that 20% ^{139}La polarization has been achieved at 1.5 K and with 2.3 T magnetic field in a $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ single crystal of $\text{Nd}^{3+} : \text{LaAlO}_3$ with 0.03 mol% neodymium ion concentration [85]. The relaxation time was 83 min. The DNP experiment was also carried out with a lower magnetic field of 0.8 T, and 4.2% ^{139}La polarization was obtained. The low-field polarized target introduces a feasibility to carry out a layered target

Table 3. Values of A' , B' and C' of LaAlO_3 at $E_n = 0.734 \text{ eV}$.
The p -wave resonance state is assumed to have the spin of $J = 4$

	$A' \text{ [fm]}$	$B' \text{ [fm]}$	$C' \text{ [fm]}$
La	$-8.3 + 0.019i$	$-2.7 + 0.0050i$	$0.0000004 + 0.00033i$
Al	$-3.5 + 0.0022i$	$-0.22 + 0.000069i$	0
O	$-5.8 + 0.0056i$	0	0
LaAlO_3	$-29 + 0.038i$	$-2.9 + 0.0050i$	$0.0000004 + 0.00033i$

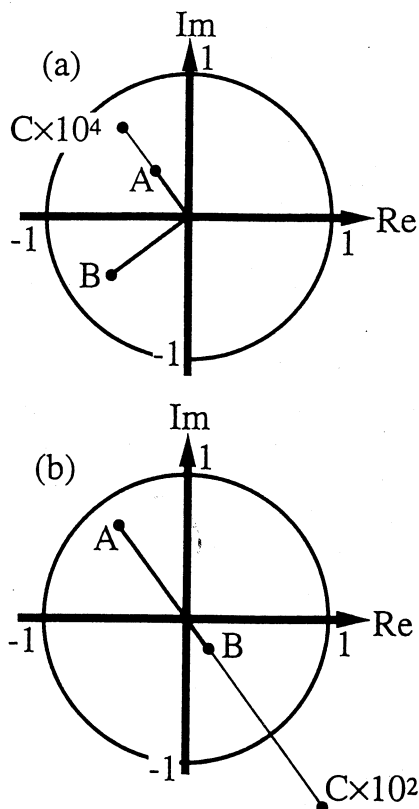


Fig.3. Values of A , B and C for 1 cm thick LaAlO_3 where all nuclei are 100% polarized (a) with no external magnetic field, (b) with cancellation magnetic field which completely cancels real part of B' . The value of C is magnified

application which is discussed later in section 5.1. These values are expected to be improved by lowering temperature using pumped ^3He or dilution cryostat.

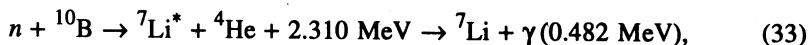
Numerical values of the forward scattering amplitude of LaAlO_3 are listed in Table 3. One can see that LaAlO_3 is suitable for the triple correlation experiment since spin dependent terms are dominated by ^{139}La . In addition, single crystals of LaAlO_3 can be grown large enough for a neutron transmission experiment.

Values of A , B and C can be calculated using the values in Table 3 using Eq.13. The case of transmission through

1cm thick 100% polarized LaAlO_3 target is shown in Fig.3 with no external magnetic field and with the magnetic field which cancels real part of B' perfectly.

4.3. High Count Rate Detectors. A good timing characteristics is preferred in neutron transmission measurements using spallation neutron source in a wide neutron energy band since neutron energy is determined by neutron time of flight. ^6Li glass detector was commonly used to detect neutrons in a wide neutron energy band, but the pulse width is rather long which adversely affects the experimental possibility to carry out a measurement at higher energy. ^{10}B loaded liquid scintillator has become more commonly used in epithermal neutron transmission experiment.

Neutrons are identified by detecting scintillation light generated by neutron capture reaction



with photomultipliers. ^{10}B loaded liquid scintillator is more sensitive to low energy neutrons since the reaction cross section obeys the $1/v$ law. Higher energy neutrons are detected after being moderated mainly by hydrogen contained in the organic liquid. The mean free path of neutron in the liquid is approximately 1 cm almost independent of incident neutron energy. Thus the liquid scintillator should be a few centimeters in size.

A large acceptance ^{10}B liquid scintillator has been developed at LAMPF by TRIPLE collaboration [86]. The detector is segmented to 55 honeycomb-shaped optically independent cells which are filled with liquid scintillator with ^{10}B . The area of 40 cm in diameter is covered by the detector. Each cell is viewed by photomultipliers which are designed to have a quick recovery after an intense irradiation induced by primary proton injection. Each light output is digitized independently and 55 outputs are shaped and summed as an analog signal to reduce the number of readout electronics. Single photo-electron events are suppressed by filtering the output pulse with rise time discrimination. Finally the detector achieved 500 MHz instantaneous maximum count rate and enables neutron transmission measurements up to keV region.

5. NEUTRON EXPERIMENTS, PERFORMED AND PLANNED

5.1. KEK Approaches for Triple Correlation Measurement. A triple correlation measurement is planned at KEK. Polarized neutrons are incident to polarized lanthanum target and the polarization of transmitted neutrons is measured by a spin analyzer as schematically shown in Fig.4. Neutrons from the spallation neutron source are polarized by a polarized proton filter: (1) in the figure. The neutron polarization is transported adiabatically by solenoid magnets (2) and is flipped by reversing the polarity of the solenoid magnets. At the entrance of the target station, neutron polarization is directed to x-axis by the dipole magnet (3). Polarized target station is magnetically shielded by a surrounding superconductor (4). Target nuclear polarization is frozen under a

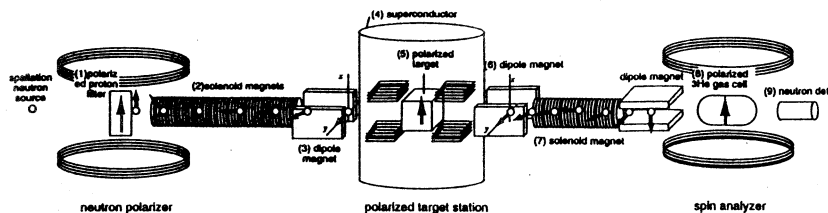


Fig.4. Schematic view of triple correlation measurement planned at KEK

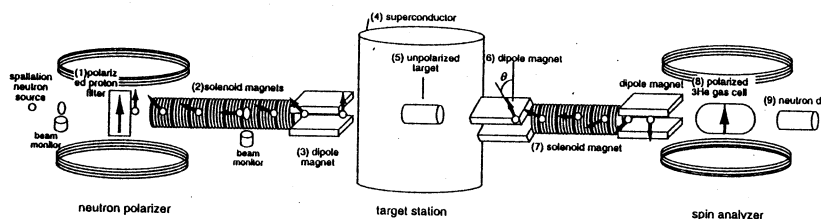


Fig.5. Experimental apparatus of the measurement of P -violating spin rotation at KEK

thermal inequilibrium condition at a dilution temperature so that the magnetic field inside the magnetic shield is adjusted to maximize the experimental sensitivity to the triple correlation term $D\hat{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \hat{I})$. The component of the polarization of transmitted neutrons is held by the dipole magnet (6) and transported to a polarized ^3He gas cell (8) by the solenoid magnet (7).

Necessary devices are neutron spin polarizer, polarized lanthanum target and neutron spin analyzer. Spin analyzer is already in operation for many years and stably supplies 70% polarized neutrons in epithermal region. Polarized lanthanum target has been developed at the level of application as discussed in section 4.3. Neutron spin analyzer has been also developed as discussed in section 4.2. Polarized proton filter at liquid nitrogen temperature has been also developed, which can be an alternative choice of spin filter.

Neutron spin control technique is being improved in the measurement of P -violating spin rotation, which requires polarized incident neutrons, spin control at the unpolarized target station and neutron spin analyzer [87]. The experimental apparatus is shown in Fig.5. Polarized neutrons were incident to the target station with neutron spin controlled by adiabatic spin transportation. The target station is magnetically shielded by a superconductor box. The component of transmitted neutron polarization parallel to the field of the dipole magnet (6) is held and analyzed by the polarized ^3He . Figure 6 shows the measured neutron polarization with an empty target as a function of the dipole rotation angle θ in Fig.5. The result shows the neutron polarization direction can be determined with the accuracy of about 1° . P -violating spin rotation was measured in epithermal region using this system. The result is shown in Fig.7 and P -violating weak matrix element of $xW = 1.0 \pm 0.4$ meV was obtained consistently with the P -violating cross section asymmetry. The apparatus is applicable to T -violation measurement shown in Fig.4 by replacing the unpolarized target with a polarized target.

The quantity to be measured is the interference term between A and D . Thus the measurement of the relevant T -violating quantity is the search for a quantity whose magnitude is of the order of $|D/A|$ since the total interaction is

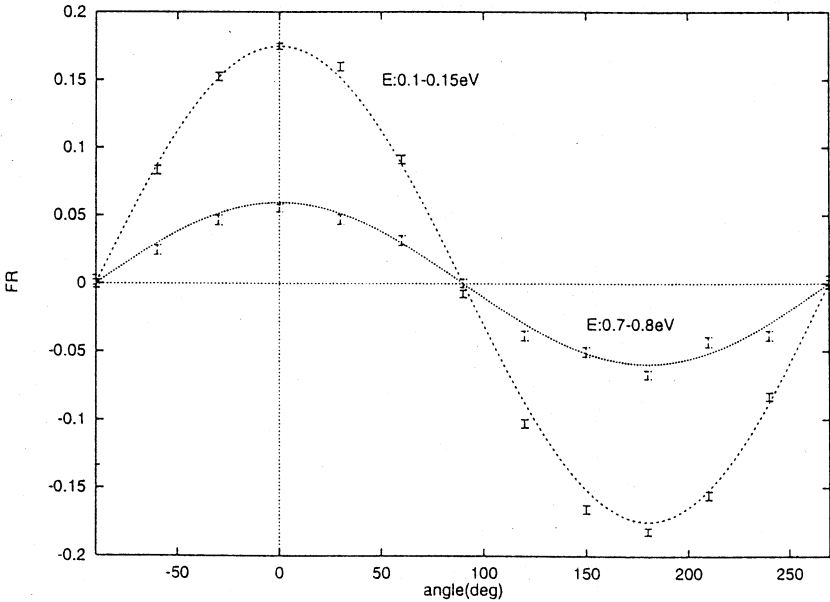


Fig.6. Measured neutron polarization as a function of the rotation angle θ of the dipole magnet place downstream of the target station

dominated by the term A as shown in Fig.3. The magnitude of the quantity $|D/A|$ can be estimated by T -odd cross section asymmetry defined by $A_T = (\sigma^{+T} - \sigma^{-T})/(\sigma^{+T} + \sigma^{-T})$, where $\sigma^{\pm T}$ are the resonance cross section for incident neutrons polarized transversely parallel and antiparallel to $\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}}$. A_T is related to P -violating cross section asymmetry A_L as $A_T = \langle \lambda \rangle \kappa A_L$, where κ is a function of the channel-spin mixing ratio and its explicit expression can be found in Ref.[7] (see also Ref.[50]). $\langle \lambda \rangle$ is related to λ through the relation $\langle \lambda \rangle = \lambda(1 + 2\xi)$, where ξ represents the nuclear effect which can be theoretically calculated and its size is of the order of 1 [7]. Thus $\langle \lambda \rangle \kappa \simeq 0.1\lambda$ assuming $x = 1$ and $J = 4$ for the p -wave resonance of ^{139}La at $E_n = 0.734$ eV, where

$$x = g_n \left(1 \frac{1}{2} \right) / \sqrt{g_n \left(1 \frac{1}{2} \right)^2 + g_n \left(1 \frac{3}{2} \right)^2}. \text{ Therefore, experimental sensitivity}$$

must reach the level of 10^{-5} to exceed the existing upper limit $\lambda \simeq 4 \times 10^{-3}$ derived from the measurement of $d_e(n)$ based on the one- π -loop mechanism as discussed in section 2. It should be noted that κ strongly depends on the value of x , and $x = 1$ does not give the maximum sensitivity to T -violating effect. The

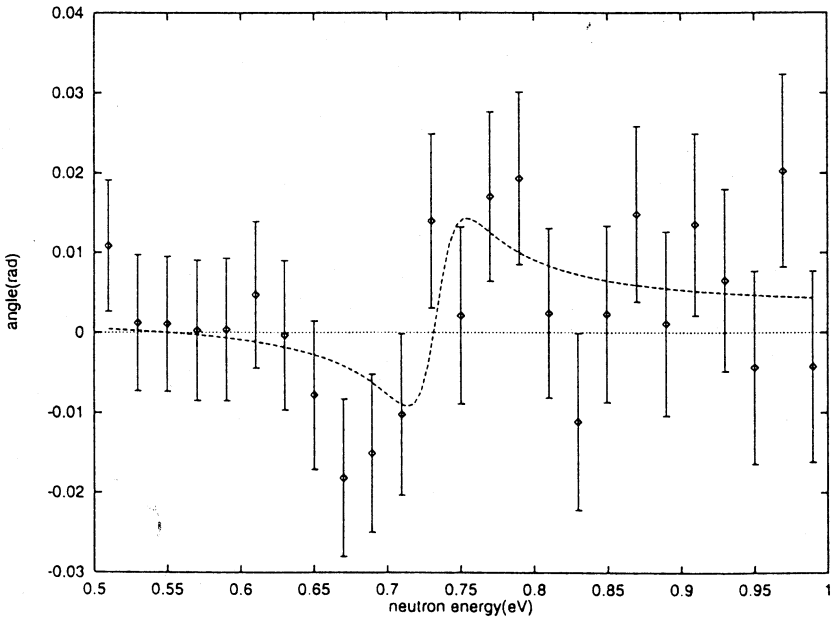


Fig.7. P -violating spin rotation around the p -wave resonance of ^{139}La at 0.734 eV measured at KEK [87]

preliminary values of κ and x for the lanthanum p -wave resonance are reported in Ref.[88] and Ref.[89], correspondingly. The value of x in the specific resonances should be determined precisely to discuss the quantitative relation between observables and the strength of T -violating interaction in pion-nucleon effective interaction.

In order to achieve the excellent experimental accuracy, possible methods to reduce the systematic errors which arise from various misalignment and uncertainty in experimental apparatus have been intensively studied. The most serious false effect arises from the misidentification of spin effect due to magnetic and pseudomagnetic interactions. This requires a perfect alignment of neutron spin, neutron momentum and target polarization. A method to cancel possible misalignment is proposed in Ref.[57]. It introduces double cancellation of false effects. A part of false effects is cancelled during the half rotation and further cancellation is made by taking the difference between configuration in rotations for positive and negative directions. Finally, systematic error can be reduced one order lower than the upper limit of neutron EDM measurement in the sensitivity to λ .

Another scheme to use a stack of layered polarized lanthanum target is also discussed in Ref.[90]. Neutron spin rotates a half turn in target material and another half turn in the spacing between target materials in the plane perpendicular to $\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{L}}$ plane. In this configuration, neutron picks up only positive or negative sign of $\sigma \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{L}})$ and free from the suppression factor $\sin b/b$. The advantage of this method is that DNP can be applied continuously without spin freezing technique.

5.2. PNPI Triple Correlation Project. The Gatchina PNPI project is designed for performance at the steady state research reactor of S.-Petersburg Nuclear Physics Institute. As stated in Sec.3.1, the Gatchina approach is to measure the ratio of the asymmetry to the polarization. The proposed in Ref.[59] experimental layout is shown in Fig.8. It consists of a polarizer P , an analyzer A , the polarized nuclear target T , two spin-flippers F_1 and F_2 and a detector D . Neutron beam is polarized and the polarization is analyzed by two identical single crystals made from Heusler alloys Cu_2MnAl . The single crystal diffraction polarizer/analyzers of this type were already used successfully in Ref.[91] for parity violation study in fission with neutrons up to about 1 eV energy. The magnetically saturated Cu_2MnAl crystal formates a monochromatic beam of neutrons polarized initially in the vertical direction. The energy of the beam is changed by changing the Bragg angle. The reflection from the diffraction planes with $2d_{111} = 6.869 \text{ \AA}$ is used. The reflection coefficient of the crystals was about 2%, polarization of the beam of first order reflected neutrons was 95%, however, there was strong background of the second-order reflected neutrons with polarization of 30%.

In the absence of the polarized target, the test measurements were made of the parity violating effect in a lanthanum target near the 0.75 eV p -wave resonance [92]. Asymmetry of the total cross section as well as the weak spin rotation were measured. The results are shown in Fig.9. The upper part presents

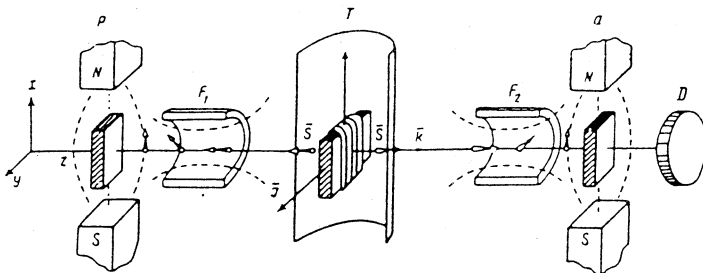


Fig.8. Experimental layout of asymmetry/polarization measurement at PNPI

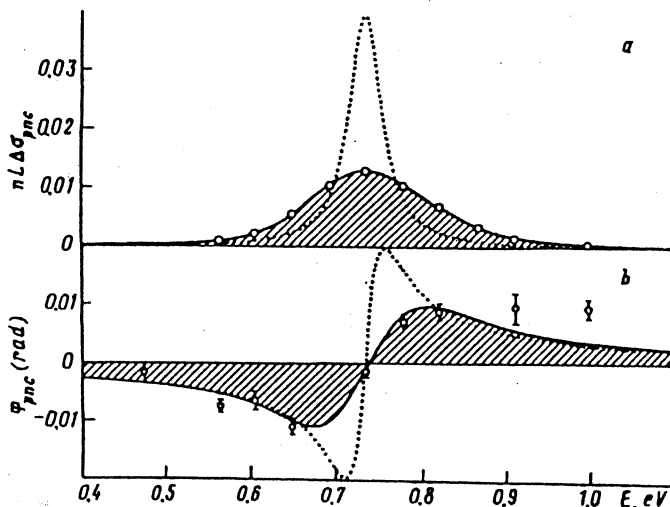


Fig.9. P -asymmetry (a) and P -violating spin rotation (b) around the p -wave resonance of ^{139}La $E_p = 0.734$ eV measured at PNPI [92]

the asymmetry and the down part presents the spin precession angle. The calculations for an ideal resolution are given by dotted curves. Full curves correspond to calculations when the instrumental resolution function was taken into account. The worse than in time-of-flight experiments resolution presents no problem and is overcompensated by the gain in the intensity. In fact, the PV -asymmetry of the cross section was measured with the statistical accuracy of 2% during 20 min only with the use of one single crystal. The spin precession measurements with two single crystals took 16 hours per one energy point to achieve accuracy shown in Fig.9.

This set up will be used for systematic study of the spurious effects which can appear in the search for the triple correlation coefficient D .

5.3. LANL Triple Correlation Scheme. Los Alamos National Laboratory has the advantage of the availability of the most intense beam of resonance neutrons at the Los Alamos Neutron Scattering Centre, LANSCE. LANSCE uses the 800 MeV proton beam from the Los Alamos Meson Physics Facility linac. The proton beam is injected into and accumulated by a storage ring that compresses the pulse width from 650 μsec to 125 nsec. The pulses are extracted from the ring with 20 Hz repetition frequency and transported to a tungsten target where they produce spallation neutrons. The average yield of the fast neutrons is about 10^{16} s^{-1} . The polarized neutron beam intensity and details of the beam geometry can be found in [31] and in references therein.

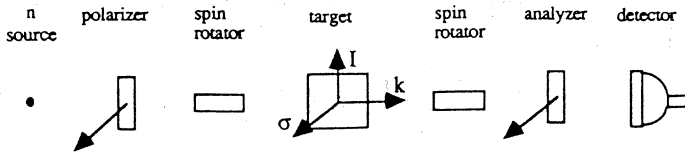


Fig.10. Schematic view of triple correlation measurement proposed at LANL

The scheme of the experimental apparatus for the time-reversal invariance test at LANSCE was discussed in Ref.[93]. It is a standard one and includes, as seen from Fig.10, a polarizer and an analyzer, two spin rotators and a polarized target besides the detector which was described in the Sec.4.3. It is assumed that the target is polarized perpendicular to the reaction plane. The polarizer and analyzer have the same polarization directions which are perpendicular to both the neutron momentum and the target polarization. The time-reversal condition can be accomplished by simultaneously flipping the spin directions of the polarizer and analyzer. Two polarized ^3He systems will be built for the polarizer and analyzer. They are essentially the same as those developed recently at TRIUMF, Canada [72], where the target cells of 17 mm outer diameter and 80 mm length filled at 9 atm were used to produce the ^3He polarization of 65%.

The ^3He polarization of 70% has been achieved recently at Los Alamos by optical pumping with high-power diode laser arrays [94]. The TRI asymmetry of the total cross section near the 0.75 eV p -wave resonance in lanthanum will be measured at the existing flight path with the existing boron-10 detector. The polarized lanthanum targets for the experiment were developed at Kyoto University and KEK and are described in Sec.4.2. The achieved by the DNP technique lanthanum polarization of 20% is far from the optimum yet. The higher value of polarization (about 60%) may be obtained by using a dilution refrigerator for cooling and by using a better single crystal growing technique. Based on the sensitivity of the existing apparatus for parity violation measurements, it is estimated that in 2×10^6 s, a statistical sensitivity of about 10^{-3} in the λ -value can be achieved.

5.4. TUNL Parity-Even Test of TRI with MeV Neutrons. The first search for the FC term $\sigma \cdot (\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{I}})$ was carried out at Triangle University Nuclear Laboratory using 2 MeV polarized neutrons and an aligned holmium target [95]. The polarized neutrons were produced in the $t(p, n)$ reaction using tritiated titanium foil and a 1 μA beam of 3.2 MeV polarized protons. The sample was a single crystal of 99.8% pure holmium of 2.29 cm in diameter and 2.8 cm long with the c -axis in the radial direction. The sample was cooled to temperature of 29 mK by a dilution refrigerator [96] so that the nuclear spin was aligned along

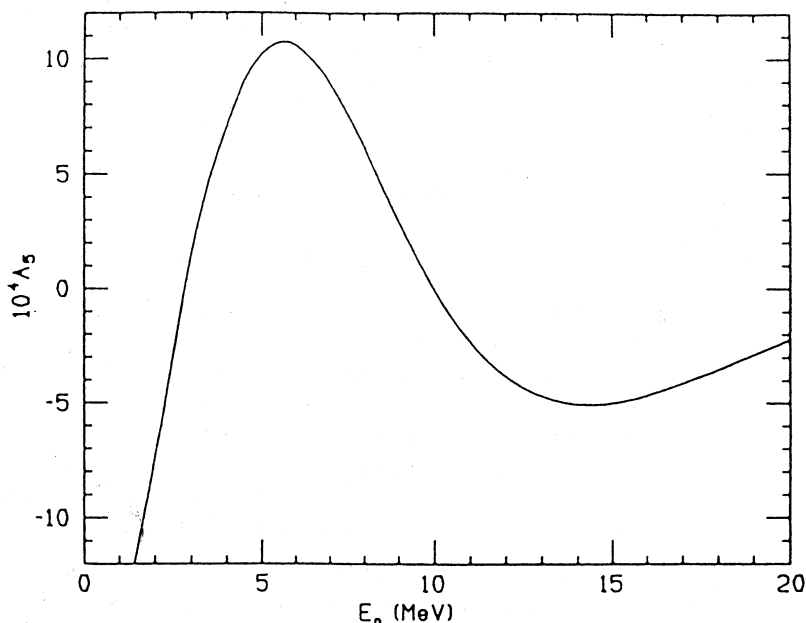


Fig.11. FC correlation coefficient for $\bar{g}_{pNN} = 1$ as a function of neutron energy using Refs.[99,100]

the c -axis. The sample was rotated during the measurements by a computer controlled stepping motor system. The angle was varied from -135° to $+135^\circ$ in steps of 45° . The transmission of neutrons through this sample was measured by $12.7 \text{ cm} \times 12.7 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ BC-501 organic liquid scintillator with the use of pulse shape discrimination and a threshold of 1 MeV which ensured that only neutrons from the $t(p, n)$ reaction were detected. The measured transmission asymmetry was related to a T -odd analyzing power in Eq.19, with the result $A_{FC} = (1 \pm 5) \cdot 10^{-4}$.

The second, improved search [97], was performed with more intense beam, better temperature conditions of the target and an advanced detector system. The polarization transfer reaction $d(d, n)$ was used to produce polarized neutrons with energies above 5.9 MeV under the beam current of $2.0 \mu\text{A}$ in a liquid nitrogen cooled deuterium gas cell. To handle a high counting rate up to $4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, the neutrons were detected with a segmented array of plastic scintillators. The deformation effect cross section and its energy dependence were measured [98] to confirm alignment of the target, and to choose an optimal energy where the deformation effect cross section is close to zero. Fitting the

angular dependence with the function of the form $a + d \cdot \sin 2\theta$ gave the value $d = (1.1 \pm 1.0) \times 10^{-6}$ and the corresponding value of the FC coefficient $A_{FC} = (0.86 \pm 0.77) \times 10^{-5}$ which is consistent with time reversal invariance.

Theoretical calculations of the microscopic T -violating optical potential were performed [99] starting from ρ -meson-nucleon coupling constant $\bar{g}_{\rho NN}$ and the corresponding ρ -exchange potential of Refs.[34,18]. The FC coefficient A_{FC} was calculated for different values of $\bar{g}_{\rho NN}$ as a function of neutron energy using optical potential of Ref.[100] as shown in Fig.11. According to these calculations, the above experimental value of A_{FC} implies a bound on the ratio of T -violating to T -conserving nuclear matrix elements $\alpha = (2.8 \pm 2.5) \times 10^{-4}$. This result is the most precise direct test of parity-even time-reversal invariance in neutron-nucleus interactions.

5.5. JINR Forward-Backward Capture Experiments. The capture experiment [67] has been performed at the Joint Institute for Nuclear Research using neutrons from the Dubna IBR-30 pulsed reactor. The reactor was operated in the booster mode as a multiplier of neutrons from the target of an electron accelerator. The duration of the electron pulse was $4.5 \mu\text{s}$ with pulses occurring at a 100 Hz repetition rate. The neutron flux on the flight path of 52 m was equal to $10^4/E^{0.9} \text{ sm}^{-2} \text{ eV}^{-1} \text{ sec}^{-1}$. Two identical NaI(Tl) crystals 200 mm in diameter and 200 mm thick were used as gamma-ray detectors. They were placed at 53 and 127 degrees with respect to the beam direction at a distance of 40 cm from the ^{113}Cd sample as shown in the upper part of Fig.12. The detectors were shielded by Li-6 layers, lead and borated paraffin as shown in Fig.12. The sample was in the form of a 116 g, 70 mm diameter cadmium disk 95% enriched in ^{113}Cd . The angular positions were chosen because the second Legendre polynomial, Eq.20, vanishes totally at these angles. The energy resolution of the crystals permitted separation of the transitions to the ground state (9.04 MeV) and first excited state (8.48 MeV). The pulse height spectra were collected in 16 time gates. The gate widths were small compared to the value of the total width $\Gamma_p = 0.16 \text{ eV}$ of p -wave resonance at $E_p = 7.0 \text{ eV}$. After background subtraction, the number of counts in each detector (8.8 MeV threshold) was converted to a differential cross section for each neutron energy window. The resulting sum $[\sigma(53^\circ) + \sigma(127^\circ)]/2$ is plotted in the upper part of Fig.13 with arbitrary units. The error bars represent the statistical uncertainty associated with each data point. The solid line is the result of the analysis. The difference in cross sections $[\sigma(53^\circ) - \sigma(127^\circ)]/2$, is shown in bottom part of Fig.13 in the same units. Data were fitted to Eq.25 using the CERN least squares minimization program MINUIT and subprograms used to take into account the

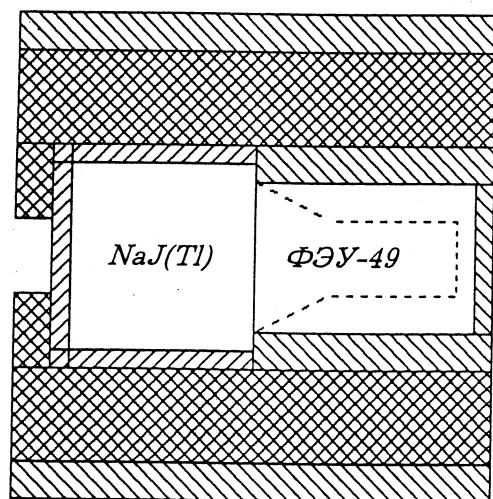
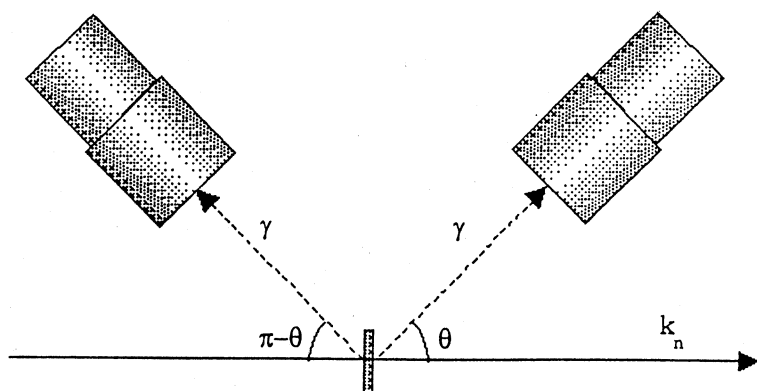


Fig.12. Schematic view of forward-backward asymmetry measurement carried out at JINR

Doppler broadening of the resonance and the TOF-spectrometer resolution function. The free parameters in the fit were the energy shift ΔE_p and the mixing ratio of the $g_n \left(1 \frac{1}{2} \right)$ and $g_n \left(1 \frac{3}{2} \right)$ amplitudes.

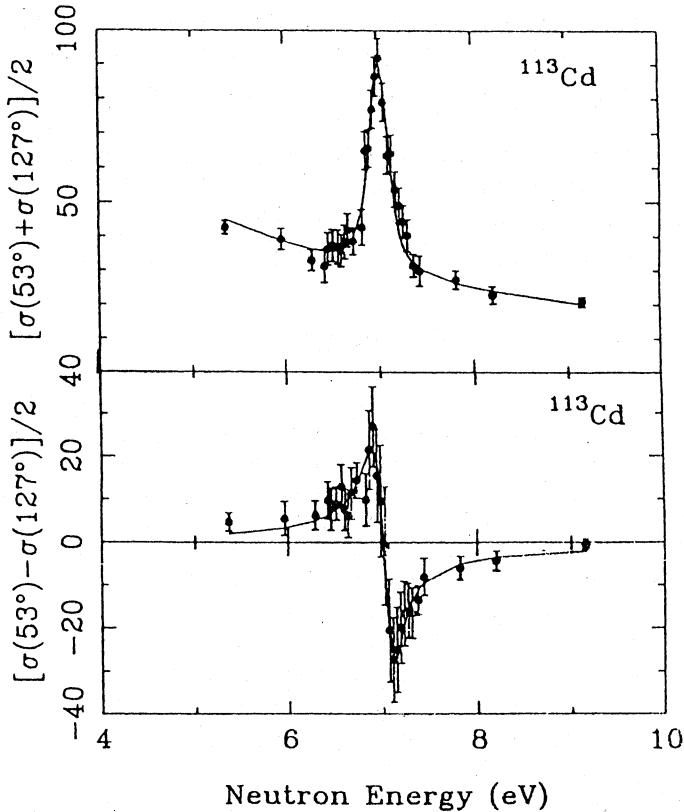


Fig.13. Experimental results for $(\sigma(53^\circ) + \sigma(127^\circ))/2$ (upper part) and $(\sigma(53^\circ) - \sigma(127^\circ))/2$ (down part) in JINR capture experiment. The error bars represent the statistical uncertainty. The solid lines are the results of the analysis

The weighted value of the energy shift from the measurements is $\Delta E_p = -0.0016 \pm 0.0062$ eV, consistent with time reversal invariance. The contribution $\Gamma_p \Gamma_s / (4(E_p - E_s)) = 0.00066$ eV of the nearest s-wave resonance ($E_s = 0.178$ eV, $\Gamma_s = 0.113$ eV) to ΔE_p was omitted as too small. With the optimal choice for the neutron partial width amplitudes Eq.26 was reduced to the approximate relation $\Delta E_p \approx (\Gamma_p/2)v^T/D$. Then the experimental upper bound was obtained as $v^T/D \simeq 0.08$. The use of the dynamical enhancement factor in the relation $v^T/D \cdot 10^3 \cdot \alpha$ sets an upper bound of $\sim 10^{-4}$ on α .

These measurements proved the new technique for testing time reversal invariance. They are the first «on-resonance» measurements of TRI. In a recent study [101] of the p -wave resonances in ^{113}Cd several close lying pairs of p -wave resonances were found. Pairs with small energy denominators should have large dynamical enhancements. They might be the candidates for a future studies. The second experiment of this type was performed by the same technique for the p -wave resonance 1.35 eV in $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$ reaction [102]. No energy shift was found at the same level of the experimental accuracy.

6. CONCLUSION

The searches for T -violation in neutron-nucleus interactions are reviewed. The pure T -violation test using spin-aligned target and polarized beam of MeV neutrons has been carried out and the result put the most precise upper limit on the strength of T -violating interaction relative to T -conserving interaction. The «on resonance» neutron capture measurements with p -wave neutrons demonstrated feasibility of the forward-backward asymmetry method as well as the urgent need for the spectroscopic experiments related to the open problem of the spin-channel mixing in neutron amplitudes.

In the search for P - and T -violating effect in neutron-nucleus interaction, there has been substantial progress in techniques of necessary devices. All necessary devices already exist although some of them must still be developed. Bearing in mind that several resonances are needed for obtaining statistically useful constraint on the strength of T -violation, the important problem for the future is the search for optimal p -wave resonances and the subsequent development of corresponding polarized targets.

The control of neutron spin direction in a polarized target is one of the most crucial requirement to exceed the upper limit set by the measurement of neutron electric dipole moment. Promising results are obtained for the lanthanum p -wave resonance in the study of neutron spin rotation due to the weak interaction.

An intense epithermal neutron beam is essential to achieve in the neutron search for P - and T -violating effect the experimental accuracy of the order of 10^{-5} . An intense beams can also be used to determine nuclear spectroscopic factors which are necessary to extract T -violation in a p -wave resonances.

REFERENCES

1. Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. — Phys. Rev. Let., 1964, vol.13, p.138.
2. Hayakawa M., Sanda A.I. — Phys. Rev., 1993, vol.D48, p.1150.
3. Henley E.M. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, vol.19, p.367.

4. **Blin-Stoyle R.J.** — Fundamental Interactions and the Nucleus, North-Holland, Amsterdam, 1973.
5. **Wolfenstein L.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1986, vol.36, p.137.
6. **Boehm F.** — Hyperfine Interactions, 1988, vol.43, p.95.
7. **Gudkov V.P.** — Phys. Rep., 1992, vol.212, p.77.
8. **Bunakov V.E.** — Fiz. Elem. Chastits At. Yadra, 1995, vol.26, p.285.
9. **Blanke E., Driller H., Glocke W., Gens H., Richter A., Schreider G.** — Phys. Rev. Lett., 1983, vol.51, p.355.
10. **Conzett H.E.** — In: Polarization Phenomena in Nuclear Physics, A.I.P. Conf. Proc. No.69, 1981, p.1422.
11. **Rikovska J.** — In: Tests of Time-Reversal Invariance in Neutron Physics, ed. N.R. Roberson, C.R. Gould, J.D. Bowman, World Scientific, Singapore, 1987, p.152.
12. **Erozolimskii B.G., Mostovoi Yu.A., Fedunin V.P. et al.** — Sov. J. Nucl. Phys., 1978, vol.28, p.48.
13. **Hallin A.L., Calaprice F.P., MacArthur D.W., Piilinen L.E., Schneider M.B., Schreiber D.F.** — Phys. Rev. Lett., 1984, vol.52, p.337.
14. **Smith K.F. et al.** — Phys. Lett., 1990, vol.B234, p.191.
15. **Altarev I.S. et al.** — Phys. Lett., 1992, vol.B276, p.242.
16. **Sandars P.G.H.** — Physica Scripta, 1993, vol.T46, p.16.
17. **French J.B., Kota V.K.B., Pandey A., Tomsovic S.** — Ann. Phys., 1988, vol.181, p.235;
French J.B. et al. — In: Tests of *T*-Reversal Invariance in Neutron Physics, ed. N. Roberson, C. Gould, J.D. Bowman, World Scientific, Singapore, 1987, p.80.
18. **Haxton W.C., Horing A., Musolf M.J.** — Phys. Rev., 1994, vol.D49, p.3422.
19. **Herczeg P.** — Hyperfine Interactions, 1988, vol.43, p.77; In: Tests of Time-Reversal Invariance in Neutron Physics, ed. N.R. Roberson, C.R. Gould, J.D. Bowman, World Scientific, Singapore, 1987, p.24.
20. **Alfimenkov V.P.** — Usp. Fiz. Nauk, 1984, vol.144, p.361.
21. **Bowman J.D., Garvey G.T., Johnson M.B., Mitchell G.E.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1993, vol.43, p.829.
22. **Okun L.** — Yad. Fiz., 1965, vol.1, p.938.
23. **Wolfenstein L.** — Phys. Rev. Lett., 1964, vol.13, p.180.
24. **Masaïke A.** — JSPS-INS Spring School at Shimoda, 1993, Kyoto University Report KUNS-1253. In: The First International Symposium on Symmetries in Subatomic Physics, Taipei, 1993, and Kyoto University Report KUNS-1310.
25. **Adelberger E.G., Haxton W.C.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1985, vol.35, p.501.
26. **Lobov G.A.** — Time-Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions, ed. C. Gould, J.D. Bowman, Yu.P. Popov, World Scientific, Singapore, 1994, p.118.
27. **Flambaum V.V.** — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.437.
28. **Stodolsky L.** — Nucl. Phys., 1982, vol.B197, p.213.
29. **Kabir P.K.** — Phys. Rev., 1982, vol.D25, p.2013.
30. **Stodolsky L.** — Phys. Lett., 1986, vol.B172, p.5.
31. **Frankle C.M., Seestrom S.J., Popov Yu.P. et al.** — Fiz. Elem. Chastits At. Yadra, 1993, vol.24, p.939 [Phys. Part. Nucl., 1993, vol.24, p.401].
32. **Alfimenkov V.P., Pikelnier L.B., Sharapov E.I.** — Fiz. Elem. Chastits At. Yadra, 1980, vol.26, p.285.

33. **Bunakov V.E., Gudkov V.P.** — JETP Letters, 1982, vol.36, p.328; Z.Phys. A, 1982, vol.308, p.363.
34. **Simonius M.** — Phys. Lett., 1975, vol.B58, p.147.
35. **Haxton W.C., Horing A.** — Nucl. Phys., 1993, vol.A560, p.469.
36. **Flambaum V.V., Gribakin G.F.** — Progress in Particle and Nuclear Physics, 1995, vol.35, p.423.
37. **Moldauer P.** — Phys.Rev., 1968, vol.165, p.1136.
38. **Bunakov V.E.** — Phys. Rev. Lett., 1989, vol.60, p.2250. vol.42, p.1718.
39. **Gudkov V.P.** — Nucl. Phys., 1991, vol.A524, p.668.
40. **Davis E.D.** — Z. Phys., 1991, vol.A340, p.159.
41. **Bunakov V.E., Davis E.D., Weidenmüller** — Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.1718.
42. **Bowman J.D., Lowie L.Y., Mitchell G.E., Sharapov E.I., Yi-Fen Yen** — Phys. Rev., 1996, vol.53, No.1.
43. **Michel F.C.** — Phys. Rev., 1964, vol.133B, p.329.
44. **Conzett H.E.** — Rep. Prog. Phys., 1994, vol.53C, p.285.
45. **Lamoreaux S.K., Golub R.** — Phys. Rev., 1994, vol.D50, p.5632.
46. **Kabir P.K.** — Phys. Rev., 1988, vol.D37, p.1856.
47. **Feshbach H., Hussein M.S., Kerman A.K.** — Z. Phys., 1995, vol.A351, p.133.
48. **Bunakov V.E., Gudkov V.P.** — Nucl. Phys., 1983, vol.A401, p.93.
49. **Barabanov A.L.** — Yad. Fiz., 1986, vol.44, p.1163.
50. **Gould C.R., Haase D.G., Roberson N.R. et al.** — International Journal of Modern Physics, 1990, vol.A5, p.2181.
51. **Vanhoy J.R., Bilpuch E.G., Shriner J.F.Jr., Mitchell G.E.** — Z. Phys., 1988, vol.A331, p.1; Z. Phys., 1989, vol.A333, p.229.
52. **Conzett H.E.** — Phys. Rev., 1995, vol.C52, p.1041.
53. **Arash F., Moravcsik M.J., Goldstein G.R.** — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.54, p.2649.
54. **Bunakov V.E., Gudkov V.P.** — J. Phys. (Paris), 1984, vol.C45, Colloque C3, Suppl. No3, p.C3-77.
55. **Baryshevsky V.T., Podgoretsky M.I.** — JETP, 1964, vol.47, p.1050.
56. **Abraham A. et al.** — C. R. Acad. Sc. (Paris), 1966, vol.274, p.423.
57. **Masuda Y.** — Time-Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions, ed. C.Gould, J.D.Bowman, Yu.P.Popov, World Scientific, Singapore, 1994, p.126.
58. **Masuda Y.** — KEK Preprint 93-185, 1994 Tsukuba.
59. **Serebrov A.P.** — Pis'ma Zh. Eksp. Theor. Fiz., 1993, vol.58, p.15.
60. **Bowman J.D.** — In: Tests of Time-Reversal Invariance in Neutron Physics, ed. N.R. Roberson, C.R. Gould, J.D. Bowman, Word Scientific, Singapore, 1987, p.121.
61. **Skoy V.R.** — Phys. Rev. D, 1996, vol.53, p.4070.
62. **Baryshevsky V.G.** — Sov. J. Nucl. Phys., 1983, vol.38, p.699.
63. **Kabir P.K.** — In: The Investigation of Fundamental Interactions with Cold Neutrons, ed. G.L.Greene, NBS Special Publication No.711, Washington DC, 1986, p.81.
64. **Gould C.R., Haase D.G., Soderstrum J.P., Seagondollar L.W.** — In: Tests of Time-Reversal Invariance in Neutron Physics, ed. N.R. Roberson, C.R. Gould, J.D. Bowman, Word Scientific, Singapore, 1987, p.130.
65. **Barabanov A.L.** — In: Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, JINR Report No.E13,6, 15-92-241, Dubna, 1992, p.23.
66. **Lane A.M., Thomas R.G.** — Rev. Mod. Phys., 1958, vol.30, p.257.

67. Barabanov A.L., Sharapov E.I., Skoy V. — Rev. Lett., 1993, vol.70, p.1216.
68. Flambaum V.V., Sushkov O.P. — Nucl. Phys., 1985, vol.A435, p.352.
69. Lushchikov V.I. et al. — Sov. J. Nucl. Phys., 1970, vol.28, p.669.
70. Masuda Y., Ishimoto S., Ishida M. et al. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1988, vol.A264, p.169.
71. Delheij P.P.J., Bowman J.D., Frankle C.M. et al. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1995, vol.A356, p.120.
72. Brash E.J., Delheij P.P.J. et al. — Phys. Rev., 1995, vol.C52, p.807.
73. Coulter K.P., McDonald A.B., Happer W. et al. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1988, vol.A270, p.90.
74. Masuda Y., Asahi K., Kura J. et al. — Hyperfine Interactions, 1992, vol.74, p.149.
75. Sato H., Masuda Y., Sakai K. et al. — KEK Preprint 92-125, 1992 Tsukuba.
76. Sato H. et al. — KENS REPORT-X, 1995, p.196.
77. Daigo M. et al. — AIP Conference Proceedings, 1994, No.343, p.567.
78. Iinuma M. et al. — Phys. Lett., 1955, vol.A208, p.251.
79. Daigo M. et al. — Proceedings of 6th Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, Sep.18-23, 1995 (in press).
80. Abragam A. et al. — J. de Phys. Lett., 1975, T.36, p.L-263.
81. Glatthi H. et al. — Z. Phys., 1987, vol.A327, p.149.
82. Mäsuda Y. et al. — 18th INS Int. Symp. on Physics with High Intensity Hadron Accelerators, Tokyo, March 14-16, 1990.
83. Takahashi Y., Shimizu H.M., Yabuzaki T. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1988, vol.A336, p.583.
84. Shimizu H.M., Maekawa, Takahashi Y., Yabuzaki T. — Time-Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions, ed. C.Gould, J.D.Bowman, Yu.P.Popov, World Scientific, Singapore, 1994, p.135.
85. Maekawa T. et al. — Nucl. Instr. and Methods Phys. Res., 1995, vol.A366, p.115.
86. Yen Y.-F. et al. — Time-Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions, ed. C.Gould, J.D.Bowman, Yu.P.Popov, World Scientific, Singapore, 1994, p.210.
87. K.Sakai et al. — AIP Conference Proceedings 1994, vol.338, p.290.
88. Adachi T. et al. — Nucl. Phys., 1994, vol.A577, p.433c.
89. Alfimenkov V.P. et al. — JINR Preprint E3-95-244, Dubna, 1995.
90. Takahashi Y., Shimizu H.M., Maekawa T., Yabuzaki T. — Phys. Lett., 1994, vol.B326, p.27.
91. Petrov G.A., Valsky G.V., Petukhov A.K. et al. — Nucl. Phys., 1989, vol.A502, p.297.
92. Serebrov A.P., Petukhov A.K., Valskii G.V., Petrov G.A., Pleva Yu.S. — Pis'ma Zh. Eksp. Theor. Fiz., 1995, vol.62, p.529.
93. Yen Y.-F. et al. — In: Proc. of the 8th Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Bloomington, USA, Sep.15-22, 1994.
94. Cummings W.J. et al. — In: Proc. of the 8th Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Bloomington, USA, Sep.15-22, 1994.
95. Koster J.E. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B267, p.23.
96. Haase D.G., Gould C.R., Mitchell G.R., Roberson N.R. — Hyperfine Interactions, 1988, vol.43, p.127.

97. **Gould C.R., Haase D.G., Keith C.D. et al.** — In: Intersections between Nuclear and Particle Physics, AIP Conference Proceedings, New York, 1995, vol.338, p.270;
Huffman P.R. — Ph.D.Thesis. Duke University, 1995.
98. **Koster J.E., Gould C.R., Haase D.G., Roberson N.R.** — Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.710.
99. **Engel J., Gould C.R., Hnizdo V.** — Phys. Rev. Lett., 1994, vol.73, p.3508.
100. **Hnizdo V., Gould C.R.** — Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.R612.
101. **Frankle C.M., Sharapov E.I., Popov Yu.P. et al.** — Phys. Rev., 1994, vol.50C, p.2774.
102. **Sharapov E.I., Skoy V.R.** — Time-Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions, ed. C.Gould, J.D.Bowman, Yu.P.Popov, World Scientific, Singapore, 1994, p.183.

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В.Г.Соловьев, А.В.Сушков, Н.Ю.Ширикова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описано усовершенствование квазичастично-фононной модели ядра, выполненное в последнее время. Даны результаты расчетов энергий и волновых функций всех неротационных состояний до 2,3 МэВ в $^{156,158,160}\text{Gd}$, $^{160,162,164}\text{Dy}$ и $^{166,168}\text{Er}$. Приведены вероятности $E1$ -, $E2$ -, $E3$ -, $E4$ - и $M1$ - переходов из основных в возбужденные состояния и приведенные вероятности $E1$ -, $E2$ -, $M1$ - и $M2$ -переходов между возбужденными состояниями. Систематизированы соответствующие экспериментальные данные и выполнено сравнение с результатами расчетов в КФМЯ. Получено достаточно хорошее описание в квазичастично-фононной модели ядра энергий, приведенных вероятностей $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходов и наибольших двухквазичастичных конфигураций однофононных членов волновых функций неротационных состояний и сделаны предсказания.

The quasiparticle-phonon nuclear model (QPNM) has recently been improved. The results of calculations of the energies and wave functions of all nonrotational states up to 2.3 MeV in $^{156,158,160}\text{Gd}$, $^{160,162,164}\text{Dy}$ and $^{166,168}\text{Er}$ are given. The probabilities of $E1$, $E2$, $E3$, $E4$, and $M1$ transitions from the ground state to excited states and the reduced rates of $E1$, $E2$, $M1$, and $M2$ transitions between the excited states are presented. The available experimental data are systematized and the comparison with the results of the calculations within the QPNM are made. Good enough description is obtained for the energies, reduced probabilities of $E\lambda$ and $M\lambda$ transitions, and for the largest two-quasiparticle configurations of one-phonon terms of the wave function of nonrotational states and predictions are made.

1. ВВЕДЕНИЕ

Низколежащие квадрупольные и октупольные коллективные и двухквазичастичные состояния в четно-четных деформированных ядрах почти полвека изучаются экспериментально и теоретически [1-4]. Тем не менее структура первых вибрационных состояний еще активно обсуждается. Так, первые $K_{\pi}^{\pi} = 0_1^{+}$ и 2_1^{+} состояния, получившие название бета- и гамма-вибрационных состояний, только условно можно связать с колебаниями поверхности ядра. Более того, во многих ядрах первое возбужденное 0_1^{+} -состояние даже условно нельзя рассматривать как бета-вибрационное из-за слабоинтенсивного $E2$ -перехода на ротационную полосу основного состояния. Остается не вполне

ясным вопрос о существовании коллективных двухфононных (или дважды вибрационных) состояний в сильнодеформированных ядрах. Обнаружение их в деформированных ядрах затруднено по сравнению со сферическими из-за сдвига их центроида энергии в сторону больших энергий возбуждения, где плотность уровней достаточно велика [5, 6].

Интенсивное экспериментальное и теоретическое изучение выполнено для низколежащих магнитных и электрических дипольных возбуждений. Коллективное магнитное дипольное возбуждение, получившее название ножничного (scissors mode), было открыто в экспериментах (e, e') в ^{156}Gd [7] и позднее найдено почти во всех деформированных ядрах. Оно было предсказано в [8] в рамках двухротаторной модели. Коллективные свойства этих возбуждений были описаны в приближении хаотических фаз (RPA) во многих работах [9–12].

Новая интересная информация о структуре возбужденных состояний получена при изучении вероятностей γ -переходов между возбужденными состояниями. Эта информация служит существенным дополнением к той, которая получена из упругого и неупругого рассеяния, кулоновского возбуждения, реакций одно- и двухнуклонных передач и β -распада.

Настоящий обзор представляет собой продолжение первой его части [13], в которой была изложена версия квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) для четно-четных деформированных ядер. По мере изучения свойств деформированных ядер происходит развитие КФМЯ. Те усовершенствования КФМЯ, которые сделаны после написания первой части [13], изложены в разд. 2. Детали расчетов и константы взаимодействий даны в разд. 3. Экспериментальные данные и результаты вычислений представлены в разд. 4 в виде двух таблиц для каждого ядра. Особенности неротационных возбужденных состояний и сравнение теории с экспериментом обсуждены в разд. 5. В разд. 6 сформулированы основные выводы.

В настоящем обзоре использованы те же обозначения, что и в [13], если не оговорено особо.

2. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КФМЯ

Основные положения КФМЯ изложены в [14, 15]. Математический аппарат КФМЯ, предназначенный для описания энергий и волновых функций низколежащих неротационных состояний в четно-четных сильнодеформированных ядрах, дан в [13, 15].

Как было описано ранее, однофононные состояния образуют базис, который используется в КФМЯ вместо базиса одночастичных состояний. Формированию фононного базиса, рассчитанного в RPA, уделяется большое внимание. Как известно, RPA применимо в тех ядрах, в которых невелики кор-

реляции в основных состояниях, т.е. оно применимо, когда мало число квазичастиц $\langle \alpha_{q\sigma}^+ \alpha_{q\sigma} \rangle$, усредненное по волновой функции основного состояния. Волновая функция основного состояния четно-четного ядра Ψ_0 является фононным вакуумом. Согласно расчетам в [16] максимальное число квазичастиц в основных состояниях ^{168}Er , ^{158}Gd и ^{156}Gd равно 0,017, 0,035 и 0,040 соответственно. Ввиду того, что число квазичастиц в основных состояниях сильнодеформированных ядер очень мало, однофононные состояния, рассчитанные в RPA, могут служить в качестве фононного базиса в КФМЯ.

Корреляции в основных состояниях учитываются при описании первых квадрупольных и октупольных состояний в некоторых сферических ядрах с незаполненными оболочками. Например, влияние корреляций в основных состояниях в $^{64-70}\text{Zn}$ на переходные плотности для первых квадрупольных и октупольных состояний оказалось существенным [17].

Приведем волновые функции однофононных состояний и волновые функции, содержащие одно- и двухфононные члены, которые необходимы для понимания результатов вычислений без обращения к обзору [13]. Гамильтониан КФМЯ состоит из аксиально-симметричного потенциала Вудса — Саксона, описывающего среднее поле, монопольного спаривания, а также изоскалярных и изовекторных частично-дырочных (ph) и частично-частичных (pp) мультиполь-мультипольных и спин-спиновых взаимодействий, взятых в сепарабельной форме.

Расчеты выполнены в RPA с волновой функцией

$$Q_{\lambda\mu i\sigma}^+ \Psi_0, \quad (1)$$

где

$$Q_{\lambda\mu i\sigma}^+ = 1/2 \sum_{q_1 q_2} \{ \psi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu i} A^+(q_1 q_2; \mu\sigma) - \phi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu i} A(q_1 q_2; \mu(-\sigma)) \} \quad (2)$$

— оператор рождения фонона с мультипольностью $\lambda\mu$, $i = 1, 2, 3, \dots$ — номер корня секулярного уравнения RPA, Ψ_0 — волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Квантовые числа одночастичных состояний обозначены как $q\sigma$, где $\sigma = \pm 1$, q равно K^π и асимптотическим квантовым числам $Nn_z\Lambda \uparrow$ при $K = \Lambda + 1/2$ или $Nn_z\Lambda \downarrow$ при $K = \Lambda - 1/2$. Расчеты в КФМЯ проведены с волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные члены, а именно:

$$\begin{aligned} \Psi_n(K_0^{\pi_0}\sigma_0) = & \left\{ \sum_{i_0} R_{i_0}^n Q_{\lambda_0\mu_0 i_0\sigma_0}^+ + \right. \\ & \left. + 1/2 \sum_{\substack{\lambda_1\mu_1 i_1\sigma_1 \\ \lambda_2\mu_2 i_2\sigma_2}} \frac{(1 + \delta_{\lambda_1\lambda_2} \delta_{\mu_1\mu_2} \delta_{i_1 i_2})^{1/2}}{[1 + \delta_{K_0 0} (1 - \delta_{\mu_1 0})]^{1/2}} \delta_{\sigma_1\mu_1 + \sigma_2\mu_2, \sigma_0 K_0} \times \right. \end{aligned}$$

$$\times P_{\lambda_1 \mu_1 i_1 \sigma_1, \lambda_2 \mu_2 i_2 \sigma_2}^n Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1 \sigma_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2 \sigma_2}^+ \Psi_0. \quad (3)$$

Здесь $n = 1, 2, 3, \dots$ является номером состояния с фиксированным значением $K_0^{\pi_0}$. Условие нормировки имеет вид

$$\sum_{i_0} (R_{i_0}^n)^2 + \sum_{\lambda_1 \mu_1 i_1 \geq \lambda_2 \mu_2 i_2} (P_{\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2}^n)^2 [1 + K^{K_0}(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)] = 1. \quad (4)$$

Учет принципа Паули в двухфононных членах волновой функции (3) осуществлен путем введения функции $K^{K_0}(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)$, явный вид которой дан в [13, 15].

Усовершенствование КФМЯ состоит, во-первых, в приближенном исключении духового состояния при вычислении уровней с $K^\pi = 1^+$ и использовании спин-спиновых взаимодействий наряду с квадрупольными взаимодействиями при расчетах в RPA и, во-вторых, в вычислении в RPA энергий и волновых функций состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- не только с изоскалярными и изовекторными ph - и pp - октупольными взаимодействиями, но также с ph -изовекторными, диполь-дипольными взаимодействиями.

В предыдущих расчетах [16, 18, 19] возбуждений с $K^\pi = 1^+$ духовое состояние, связанное с вращением ядра, не было исключено. В новых расчетах, результаты которых приведены в настоящем обзоре, выполнено приближенное исключение духового состояния. Оно сделано путем выбора константы κ_0^{21} изоскалярного ph -квадрупольного взаимодействия большей, чем ее критическое значение $(\kappa_0^{21})_{cr}$. При значении $(\kappa_0^{21})_{cr}$ первое решение секулярного уравнения RPA обращается в ноль. В [20] процедура исключения духового состояния приводила к фиксации константы $\kappa_0^{21} = (\kappa_0^{21})_{cr}$. В наших расчетах выполняется следующее требование:

$$\kappa_0^{21} > (\kappa_0^{21})_{cr}. \quad (5)$$

Духовое состояние определено

$$|J_+ \rangle = \frac{1}{N_{sp}^{1/2}} |I_+^{ph} \rangle \quad (6)$$

с нормировкой

$$\frac{1}{N_{sp}} \langle I_-^{ph} | I_+^{ph} \rangle = 1, \quad (6')$$

где

$$N_{sp} = \sum_{\substack{q_1 q_2 \\ K_1 \geq K_2}} (u_{q_1 q_2}^{(-)})^2 [\langle q_2 \sigma_0 | I_- | q_1 \sigma_0 \rangle \langle q_1 \sigma_0 | I_+ | q_2 \sigma_0 \rangle \delta_{K_1 - K_2, 1} + \\ + \langle q_2 (-\sigma_0) | I_- | q_1 \sigma_0 \rangle \langle q_1 \sigma_0 | I_+ | q_2 (-\sigma_0) \rangle \delta_{K_1 + K_2, 1}], \quad (7)$$

$$N_{sp} = N_{sp}(\nu) + N_{sp}(\pi).$$

Перекрытие волновой функции однофононного состояния $Q_{21i\sigma_0}^+ \Psi_0$ с духовым состоянием равно

$$N_{spu}^i = \frac{1}{N_{sp}} < J_- Q_{21i\sigma_0}^+ > < Q_{21i\sigma_0} J_+ > = \frac{1}{N_{sp}} I_-^{21i} I_+^{21i}, \quad (8)$$

где

$$I_{\pm}^{21i} = \sum_{\tau} I_{\pm}^{21i}(\tau), I_{\pm}^{21i}(\tau) = \sum_{\substack{q_1 q_2 \\ K_1 \geq K_2}}^{\tau} < q_1 | j_{\pm} | q_2 > u_{q_1 q_2}^{(-)} \psi_{q_1 q_2}^{21i}. \quad (9)$$

Отметим, что если не исключать духового состояния, то имеет место следующая нормировка:

$$\sum_i N_{spu}^i = 1. \quad (10)$$

При выполнении условия (5) духовое состояние практически ортогонально ко всем однофононным состояниям. Для любого однофононного состояния перекрытие с духовым состоянием меньше, чем 0,005. Сумма по первым 20 состояниям $\sum_i^{20} N_{spu}^i = 0,010 \div 0,025$. Сумма по всем состояниям в ^{164}Dy до 30 МэВ равна 0,048. Отсюда видно, что приближенное исключение духового состояния является вполне удовлетворительным. Перекрытие духового состояния с возбужденными состояниями, описываемыми волновыми функциями $\Psi_n(K_0^{\pi_0} \sigma_0)$, состоящими из однофононной и двухфононной частей, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} N_{spu}^i &= \frac{1}{N_{sp}} < J_- \Psi_n(K_0^{\pi_0} = 1^+, \sigma_0) > < \Psi_n^*(K_0^{\pi_0} = 1^+, \sigma_0) J_+ > = \\ &= \frac{1}{N_{sp}} \sum_{ii'} R_i^n R_{i'}^n I_-^{21i} I_+^{21i'}. \end{aligned} \quad (11)$$

Коллективные состояния с $K^{\pi} = 1^+$, возбуждаемые в реакциях (e, e') и (γ, γ') , были предсказаны путем изучения двухротаторной модели [8]. Предполагалось, что нейтроны и протоны претерпевают ротационные осцилляции вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии деформированного ядра. Сравнение сечений для возбуждения этих состояний в реакциях (e, e') и (γ, γ') позволило установить, что их возбуждение происходит через орбитальную часть оператора $M1$ -перехода. Свойства этих состояний микроскопически описаны в RPA [9–12].

В [11] дано микроскопическое представление волновой функции так называемого ножничного состояния (scissors state), которое имеет вид

$$|\Psi_{sc} > = (N_{sp} N_{sp}(\nu) N_{sp}(\pi))^{-1/2} [N_{sp}(\pi) I_+^{ph}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{ph}(\pi)], \quad (12)$$

где N_{sp} дано формулой (7), а $N_{sp}(\nu)$ и $N_{sp}(\pi)$ относятся к нейтронной и протонной системам соответственно. Выполняются следующие условия нормировки:

$$\langle \Psi_{sc} | \Psi_{sc} \rangle = 1, \quad (13)$$

$$\sum_i |\Psi_{sc} | Q_{21i\sigma_0}^+ \Psi_0 \rangle|^2 = 1, \quad (14)$$

где суммирование выполнено по всем решениям секулярного уравнения РРА.

Перекрытия волновой функции состояния (12) с волновыми функциями (1) и (3) имеют следующий вид:

$$Sc^i = \langle Q_{21i} \Psi_{sc} \rangle \langle \Psi_{sc}^* Q_{21i}^+ \rangle = \frac{[N_{sp}(\pi) I_+^{21i}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{21i}(\pi)]^2}{N_{sp} N_{sp}(\nu) N_{sp}(\pi)}, \quad (15)$$

$$Sc^n = \frac{1}{N_{sp} N_{sp}(\nu) N_{sp}(\pi)} \sum_{ii'} R_i^n R_{i'}^n [N_{sp}(\pi) I_+^{21i}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{21i}(\pi)] [N_{sp}(\pi) I_+^{21i'}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{21i'}(\pi)]. \quad (16)$$

3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

В наших расчетах используются одночастичные энергии и волновые функции аксиально-симметричного потенциала Вудса — Саксона. Ядерная часть потенциала Вудса — Саксона состоит из центрального и спин-орбитального членов:

$$V_{nuc} = V(r) + V_{ls}(r), \quad (17)$$

$$V(r) = \frac{-V_0^{N,Z}}{1 + \exp\{\alpha[r - R(\theta, \phi)]\}}, \quad (18)$$

$$V_{ls}(r) = -\kappa(\vec{p} \times \vec{\sigma}) \vec{\nabla} V(r), \quad (19)$$

где $\vec{\sigma}$ — матрица Паули, $\vec{p}$ — импульс нуклона. Для протонной системы необходимо добавить кулоновский член

$$V_C(r) = \frac{3}{4\pi} \frac{(Z-1)e^2}{R_0^3} \int \frac{n(r') dr'}{|r - r'|}, \quad (20)$$

где $n(r)$ является плотностью распределения заряда в ядре:

$$n(r) = \{1 + \exp[\alpha(r - R(\theta, \phi))]\}^{-1}.$$

Форма ядра описывается формулой

$$R(\theta, \phi) = R_0 \{1 + \tilde{\beta} + \beta_2 Y_{20}(\theta, \phi) + \beta_4 Y_{40}(\theta, \phi)\}, \quad (21)$$

Таблица 1. Параметры потенциала Вудса — Саксона

A	p/n	V_0 , МэВ	r_0 , фм	α , фм ⁻¹	κ , фм ²
155	p	59,2	1,24	1,63	0,360
165	p	59,2	1,25	1,63	0,355
155	n	47,2	1,26	1,67	0,400
165	n	44,8	1,26	1,67	0,430

где $R_0 = r_0 A^{1/3}$ — радиус равновеликого сферического ядра, постоянную $\tilde{\beta}$ часто вводят для лучшего выполнения условия сохранения объема ядра: β_2 и β_4 являются параметрами квадрупольной ($\lambda = 2$) и гексадекапольной ($\lambda = 4$) деформаций.

Ввиду того, что одночастичные энергии и волновые функции потенциала Вудса — Саксона зависят от массового числа A , области деформированных ядер разбивают на зоны, чтобы не делать расчеты для каждого значения A . Редкоземельная область разбита на следующие зоны по A : 155, 165, 173 и 181. Подгонка параметров потенциала Вудса — Саксона состоит из следующих четырех этапов: 1) с определенным набором параметров потенциала вычисляются одночастичные энергии и волновые функции, 2) методом оболочечной поправки [21] вычисляется равновесная форма ядра и тем самым фиксируются параметры квадрупольной β_2 и гексадекапольной β_4 деформаций, 3) вычисляются фононы в RPA, 4) волновые функции нечетных ядер берутся в виде суммы одноквазичастичных и квазичастица-фонон компонент, учитываются взаимодействия квазичастиц с фононами и вычисляются энергии и волновые функции неротационных состояний нечетных ядер, которые сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. Для улучшения согласия результатов вычислений с экспериментом изменяются параметры потенциала Вудса — Саксона и заново проводятся четыре этапа вычислений. Такая процедура повторяется до тех пор, пока не достигается достаточно хорошее описание экспериментальных данных по низколежащим неротационным уровням нечетных ядер. Параметры потенциала Вудса — Саксона представлены в табл. 1.

Расчеты выполнены с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Вудса — Саксона зоны $A = 155$ в $^{156,158,160}\text{Gd}$ с равновесными деформациями $\beta_2 = 0,28$ и $\beta_4 = 0,04$ и зоны $A = 165$ в ^{160}Dy с $\beta_2 = 0,28$ и $\beta_4 = 0,02$, в ^{162}Dy , ^{164}Dy и в $^{166,168}\text{Er}$ с $\beta_2 = 0,28$ и $\beta_4 = -0,01$ и с параметром неаксиальности $\gamma = 0$. При вычислении низколежащих состояний с энергией ниже 2,3 МэВ учитывались все одночастичные уровни со дна потенциальной ямы до +5 МэВ.

Константы взаимодействий между квазичастицами фиксированы следующим образом: константа $\kappa_0^{\lambda\mu}$ изоскалярного мультипольного ph -взаимодейст-

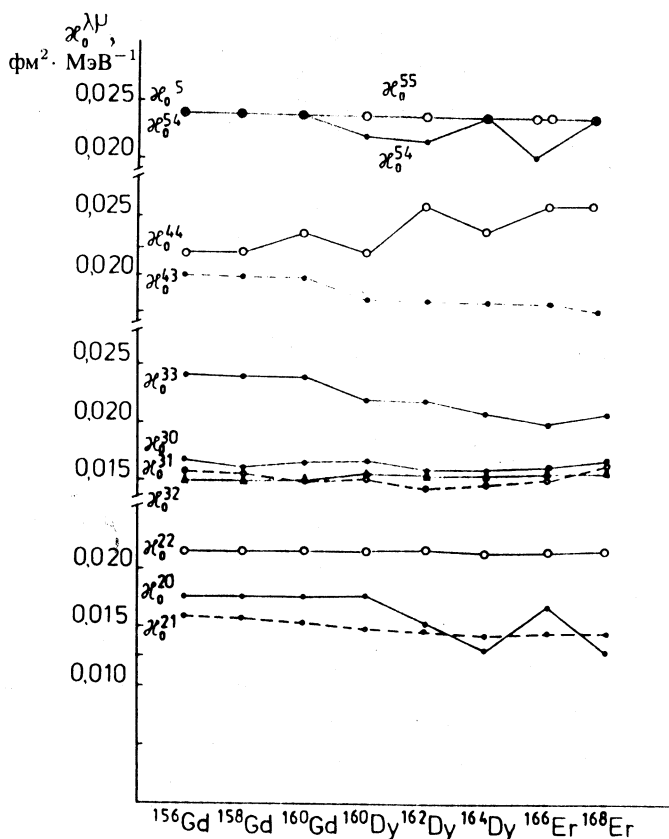


Рис. 1. Константы мультиполь-мультипольного изоскалярного ph -взаимодействия $\kappa_0^{\lambda\mu}$ (в единицах $\text{фм}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$)

вия выбрана такой, при которой рассчитанная энергия первого $K_{n=1}^\pi$ состояния была близка к экспериментальному значению; изовекторная константа $\kappa_1^{\lambda\mu} = -1,5\kappa_0^{\lambda\mu}$, константа мультипольного pp -взаимодействия $G^{\lambda\mu} = \kappa_0^{\lambda\mu}$. Константа изовекторного дипольного ph -взаимодействия $\kappa_1^{1\mu} = -1,5\kappa_0^{3\mu}$. С этой константой хорошо описывается положение гигантского изовекторного дипольного резонанса. Численные значения констант представлены на рисунке. Константа κ_0^{21} больше той, при которой первое решение секулярного уравнения RPA равно нулю. Таким путем мы приближенно исключили духовое состояние с $K^\pi = 1^+$, связанное с вращением ядра как целого. Константы изоскалярного и изовекторного спин-спинового взаимодействия равны $\kappa_0^{011} = -0,0024$, $\kappa_1^{011} = -0,024 \text{ фм}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$. Константа монопольного спа-

ривания G_τ зафиксирована из парных энергий при учете, что $G^{20} = \kappa_0^{20}$. Энергии двухквaziчастичных полюсов рассчитаны с учетом монопольного и квадрупольного спаривания, эффекта блокировки и поправки Галлахера — Мошковского [22].

Наш фононный базис состоит из десяти ($i = 1, 2, 3, \dots, 10$) фононов каждой мультипольности: $\lambda\mu = 20, 22, 32, 33, 43, 44, 54, 55$ и 65 . Он включает по двадцать фононов с $\lambda\mu = 21, 30$ и 31 . Кроме энергий и волновых функций нами рассчитаны приведенные вероятности $E\lambda$ - и $M1$ - переходов из основного состояния $0^+0_{g.s.}$ на возбужденное состояние с $I = \lambda$ по формулам, приведенным в [13, 15]. Рассчитаны приведенные вероятности $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходов между возбужденными состояниями по формулам, данным в [13, 23]. Мы используем ограниченное пространство одночастичных состояний от дна потенциальной ямы до $+5$ МэВ. Поэтому расчеты величин $B(E\lambda)$ для $\lambda = 2, 3, 4$ и 5 выполнены со следующими эффективными протонными и нейтронными зарядами: $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p) = 1, 2$ и $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) = 0, 2$. Расчеты с полным базисом и $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p) = 1$, $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) = 0$ дают примерно такие же значения величин $B(E\lambda)$. Приведенные вероятности $B(E1)$ рассчитаны с эффективными зарядами $e_{\text{eff}}^{(1)}(p) = N/A$ и $e_{\text{eff}}^{(1)}(n) = -Z/A$, величины $B(M\lambda) - c g_s^{\text{eff}} = 0, 7$.

Нами выполнены расчеты энергий и волновых функций неротационных состояний без учета кориолисова взаимодействия, которое при необходимости можно учесть, используя волновые функции (3), как это было сделано, например, в [16]. Экспериментальные данные и результаты расчетов в настоящем обзоре для каждого ядра представлены в виде двух таблиц. В первой даны экспериментальные и рассчитанные энергии, величины $B(E\lambda) \uparrow$ для $E\lambda$ -переходов с $\lambda > 1$ из основного $0^+0_{g.s.}$ -состояния на возбужденные состояния с фиксированными значениями $I^\pi K_n$ с $\lambda = I$. Рассчитанная структура неротационного состояния представлена как вклад (в процентах) однофононных $(\lambda\mu)_i$ и двухфононных $\{(\lambda_1\mu_1)_{i_1}, (\lambda_2\mu_2)_{i_2}\}$ членов в нормировку волновой функции (2). Далее в таблице приведены вклады (в процентах) нескольких наибольших двухквaziнейтронных $\nu\nu$ и двухквaziпротонных $\pi\pi$ компонент в нормировку волновой функции однофононного состояния $(\lambda\mu)_i$. В приводимых таблицах даны все неротационные состояния с энергиями ниже $2,3$ МэВ. $B(E\lambda) \uparrow$ означает приведенную вероятность $E\lambda$ -перехода из основного $0^+0_{g.s.}$ в возбужденное $I^\pi K_n$ состояние с $I = \lambda$, которая дана в одночастичных единицах:

$$B(E\lambda) \uparrow_{\text{одн.ед.}} = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} \left(\frac{3}{3 + \lambda} \right)^2 (1, 2A^{1/3})^{2\lambda} (\text{фм})^{2\lambda}. \quad (22)$$

Во второй таблице даны $E1$ - и $M1$ -переходы из состояний с $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 1^+ на основное и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями. Величины $B(E\lambda)$ и $B(M\lambda)$ даны в единицах $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda}$ и $\mu_N^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda-2}$ соответственно. Вероятность γ -перехода дана в с^{-1} .

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Результаты вычислений энергий, волновых функций, величин $B(E\lambda) \uparrow$, приведенные вероятности γ -переходов между возбужденными состояниями и соответствующие экспериментальные данные приведены в табл. 2–17. В этих таблицах представлены результаты расчетов [16, 18, 19, 23–26], а также результаты новых вычислений. В таблицах приведены отношения экспериментальных и рассчитанных спектроскопических факторов (t, p) и (p, t) реакций для переходов на возбужденные 0_n^+ -состояния к переходам между основными состояниями, т.е. $\tilde{S}_n(t, p) = S_n(t, p)/S_{g.s.}(t, p)$, $\tilde{S}_n(p, t) = S_n(p, t)/S_{g.s.}(p, t)$. Даны экспериментальные значения двухкваснейтронных $\nu\nu$ или двухквасипротонных $\pi\pi$ компонент волновых функций уровней, возбуждаемых в реакциях однонуклонных передач и в β -распадах. Обозначения (d, t) , (d, p) , $(^3\text{He}, \alpha)$ и другие указывают на большую интенсивность соответствующих реакций. Экспериментальные и рассчитанные величины ρ^2 найдены из матричных элементов $E0$ -переходов, величины $X(E0/E2)$ получены из приведенных вероятностей $E0$ - и $E2$ -переходов.

Экспериментальные данные для $^{156,158,160}\text{Gd}$, представленные в табл. 2–7, взяты из [27–39], причем нижние значения для $B(E\lambda) \uparrow$ в табл. 2, 4 и 6 взяты из [39]. Экспериментальные данные для ^{160}Dy , представленные в табл. 8 и 9, взяты из [30, 37, 40–49]. В табл. 10 и 11 приведены экспериментальные данные для ^{162}Dy , полученные в [19] и, кроме того, взятые из [50–52]. Экспериментальные данные для ^{164}Dy , представленные в табл. 12 и 13, получены в [45, 47, 49, 51, 53–58]. Экспериментальные данные для ^{166}Er в табл. 14 и 15 взяты из [49, 59–64]. Экспериментальные данные для ^{168}Er , представленные в табл. 16 и 17, взяты из [49, 65–75].

5. НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ВЕРОЯТНОСТИ γ -ПЕРЕХОДОВ

5.1. Общие замечания. Энергии и волновые функции квадрупольных с $\lambda\mu = 20$ и 22 и октупольных с $\lambda\mu = 30, 31$ и 32 состояний в области $150 \leq A \leq 184$, рассчитанные в RPA в 1965 г. с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Нильссона, приведены в [76, 77]. Амплитуды $\psi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu 1}$ и $\phi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu 1}$ волновых функций первых квадрупольных и октупольных однофоновых состояний даны в [76]. Ряд больших амплитуд волновых функций были обнаружены в реакциях однонуклонных передач. В [77] приведены величины $B(E2)$ и $B(E3)$ для возбуждения первых квадрупольных и октупольных состояний. Эти расчеты многие годы служили ориентиром для экспериментального изучения.

Энергии и волновые функции двухквазичастичных и первых двухфоонных состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ и 2^- , рассчитанные в RPA с ph -изоскалярными взаимодействиями с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Вудса — Саксона, приведены в [4]. Здесь даны по шесть наибольших двухквазичастичных компонент волновых функций однофоонных состояний. Многие предсказания, сделанные в [4], были позднее подтверждены экспериментально.

В [78] рассчитаны в RPA энергии и волновые функции гексадекапольных состояний с $K^\pi = 3^+$ и 4^+ в четно-четных деформированных ядрах в области $158 \leq A \leq 188$. Показано, что среди низколежащих состояний с $K^\pi = 3^+$ и 4^+ имеются коллективные гексадекапольные и двухквазичастичные состояния. Особенности квадрупольных и гексадекапольных состояний описаны в [79]. В [80] изучено влияние взаимодействий высокой мультипольности с $\lambda = 5, 6, 7$ и 9 на смешивание двухквазинейтронных и двухквазипротонных состояний с большими значениями K в четно-четных деформированных ядрах. Получено качественно правильное описание в RPA экспериментальных данных по смешиванию двухквазинейтронных и двухквазипротонных конфигураций в $^{176,178}\text{Hf}$, ^{171}Yb , ^{168}Er и ^{158}Gd . Эти исследования показали, что при описании структуры деформированных ядер нужно также учитывать мультипольные взаимодействия с $\lambda > 3$.

Вычисления неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах, данные в настоящем обзоре, существенно отличаются от ранее проведенных расчетов [3–6, 76–78] в следующем.

1) Использованы более сложные RPA секулярные уравнения. Если в предыдущих расчетах учитывались только ph -изоскалярные мультиполь-мультипольные взаимодействия, то здесь учитываются изоскалярные, и изовекторные ph - и pp -мультиполь-мультипольные взаимодействия. При описании однофоонных состояний с $K^\pi = 1^+$ дополнительно учитываются спин-спиновые взаимодействия. При описании состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- дополнительно учитываются изовекторные ph -диполь-дипольные взаимодействия.

2) Волновые функции неротационных состояний, состоящие из однофоонных и двухфоонных членов, имеют вид (3).

3) Все константы фиксированы при построении фоонного базиса. Нет ни одного свободного параметра в расчетах с волновой функцией (3).

Отличие состоит также в том, что, наряду с приведенными вероятностями $E\lambda$ -переходов из основного в возбужденные состояния, рассчитаны $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходы между возбужденными состояниями. Вычислены все без исключения неротационные состояния с энергиями возбуждения ниже 2,3 МэВ.

5.2. 0^+ -состояния. Рассмотрим возбужденные 0^+ -состояния. В течение многих лет первое 0_1^+ -состояние трактовалось как β -вибрационное состояние [2] и описывалось в RPA с ph -квадрупольным взаимодействием и взаимодействием сверхпроводящего типа [3, 4, 76, 77]. Энергии первых возбужденных

0_1^+ -состояний были правильно описаны в [4, 76], а величины $B(E2) \uparrow$, как выяснилось позднее после их измерения, оказались сильно завышенными. В результате экспериментов, выполненных в последние 20 лет, стало ясно, что в деформированных ядрах редкоземельной области первые 0_1^+ -состояния нельзя трактовать как β -вибрационные из-за малых значений приведенных вероятностей $E2$ -переходов на ротационную полосу, построенную на основном состоянии. Кроме того, плотность обнаруженных экспериментально низколежащих 0^+ -состояний оказалось больше рассчитанной.

Значительный прогресс в описании 0^+ возбужденных состояний в четно-четных деформированных ядрах сделан в [81], где наряду с ph учтены частично-частичные pp -квадрупольные взаимодействия. Из условия исключения духовых 0^+ -состояний, связанного с сохранением числа нейтронов и протонов в среднем, получены уравнения для монопольного и квадрупольного спаривания. Роль квадрупольного pp -взаимодействия велика, поскольку с увеличением константы G^{20} энергии низколежащих полюсов секулярного уравнения понижаются, а величины $B(E2) \uparrow$ уменьшаются. При вычислениях с $G^{20} = \kappa_0^{20}$ рассчитанные значения $B(E2)$ приближаются к экспериментальным, плотность низколежащих 0^+ -состояний возрастает и их структура меняется по сравнению с расчетами при $G^{20} = 0$. Волновые функции низколежащих 0^+ -состояний, рассчитанных в RPA, очень сложны. Они состоят из большого числа двухквaziчастичных конфигураций даже в том случае, когда величина $B(E2)$ для перехода на ротационную полосу основного состояния очень мала. 0^+ -состояния – это смесь парных и квадрупольных вибраций.

Возбужденные 0^+ -состояния занимают особое место в теории ядра, поскольку математические трудности как бы сконцентрированы на их описании. Поэтому энергии и структуры 0^+ -состояний описываются хуже других неротационных состояний. Например, рассчитанная энергия второго 0_2^+ -состояния в ^{156}Gd на 0,632 МэВ выше экспериментальной. Рассчитанное значение $\tilde{S}(p, t)$ для возбуждения второго 0_2^+ -состояния в реакции (p, t) в ^{158}Gd значительно меньше экспериментального и т.п. Отметим, что микроскопические расчеты $\tilde{S}(p, t)$ и $\tilde{S}(t, p)$ в [82] правильно передают изменение этих величин при переходе от одних ядер к другим.

В ряде ядер, например, в ^{160}Gd , $^{162,164}\text{Dy}$ и ^{168}Er , рассчитанные значения $B(E2)$ для возбужденных состояний с $I^\pi K_n = 2^+0_1$ очень малы и поэтому не были возбуждены экспериментально. Рассчитанные величины $B(E2)$ для возбуждения 2^+0_1 -состояний в $^{156,158}\text{Gd}$, ^{160}Dy и ^{166}Er достаточно велики и находятся в согласии с экспериментальными данными.

В ряде случаев величины $B(E2)$ для перехода на 2^+2_1 -состояния больше величин $B(E2)$ для перехода на $2^+0_{g.s.}$. Такое превалирование имеет место для переходов с первого 0_1^+ - и второго 0_2^+ -состояний в $^{162,164}\text{Dy}$ и ^{168}Er . Оно связано с очень малым значением $B(E2)$ для перехода на $2^+0_{g.s.}$ -состояние и примесью 2–4% дважды гамма-вибрационной конфигурации в волновых

функциях 0^+ -состояний. Такого превалирования приведенной вероятности $E2$ -перехода с первого 0_1^+ -состояния на гамма-вибрационное состояние над переходом на ротационную полосу основного состояния нет в $^{156,158}\text{Gd}$, ^{160}Dy и ^{166}Er .

Новая интерпретация первого 0_1^+ -состояния как фононного возбуждения на гамма-вибрационном состоянии предложена в [83,84]. Она основана на доминировании приведенной вероятности $E2$ -перехода на гамма-вибрационное состояние над таковой для перехода на $2^+0_{g.s}$ основное состояние. Эта интерпретация находится в резком противоречии с расчетами в КФМЯ. Согласно нашим расчетам вклад дважды гамма-вибрационной компоненты в волновую функцию 0_1^+ -состояния не может быть больше 10%. Его достаточно для такого доминирования, если $B(E2; 0^+0_1 \rightarrow 2^+0_{g.s})$ очень мала. Как показано в [85], большая совокупность экспериментальных данных по реакциям одно- и двухнуклонных передач и по силе $E0$ -переходов противоречит интерпретации 0_1^+ -состояния, данной в [83].

В [86,87] было рассмотрено отношение

$$R_{\beta\gamma} = \frac{E_{0_1^+}}{E_{2_1^+} - E_{2_{\kappa.s.}^+}},$$

где $E_{2_1^+}$ и $E_{2_{\kappa.s.}^+}$ — энергии гамма-вибрационного и $I^\pi K = 2^+0_{g.s}$ -состояний. Согласно [86], если правильна интерпретация 0_1^+ -состояния, данная в [83], то отношение $R_{\beta\gamma}$ должно принимать значения от 1,2 до 1,8. Используя экспериментальные данные из [88], в работе [89] показали, что из 50 ядер в области $150 \leq A \leq 190$ только в 20 случаях значения $R_{\beta\gamma}$ находятся в интервале $1,2 \div 1,8$. Для всех ядер в этой области $R_{\beta\gamma}$ принимает значения от 0,7 до 2,4. В [89] рассчитанные значения энергий $E_{0_1^+}$, $E_{2_1^+}$ и $E_{2_{\kappa.s.}^+}$ взяты из [76], и получено очень хорошее согласие со значениями $R_{\beta\gamma}$ для экспериментальных данных. Это означает, что отношение $R_{\beta\gamma}$ может быть правильно описано в рамках различных моделей и оно не может свидетельствовать о двухфононной структуре первого 0_1^+ -состояния.

5.3. Состояния с $K^\pi = 1^+$. Низколежащие $K^\pi = 1^+$ состояния обнаружены экспериментально в ряде четно-четных деформированных ядер в реакциях однонуклонных передач и в β -распадах. Согласно принятому методу исключения духового 1^+ -состояния первое возбужденное $K^\pi = 1^+$ -состояние должно лежать выше первого полюса, т.е. не должно быть 1^+ -состояний с энергией менее 1,5 МэВ. Из анализируемых ядер наименьшую энергию имеет 1_1^+ -состояние в ^{162}Dy , у которого она равна 1,746 МэВ. В остальных ядрах она более 1,8 МэВ. Величины $B(E2; 0^+0_{g.s} \rightarrow 2^+1_n)$ значительно меньше $B(E2; 0^+0_{g.s} \rightarrow 2^+2_1)$. Они, как правило, не превышают 0,5 одн.ед. В ^{156}Gd и ^{164}Dy величины $B(E2)$ для возбуждения второго 1_2^+ -состояния больше,

чем для первого 1_1^+ -состояния. Энергии и структура низколежащих $K^\pi = 1^+$ состояний достаточно хорошо описываются в КФМЯ.

Коллективные 1^+ -состояния, которые сильно возбуждаются в $M1$ -переходах, лежат выше 2,5 МэВ. Фрагментация однофононных состояний с $K^\pi = 1^+$ в энергетическом интервале 2,5÷4,0 МэВ правильно описывается в КФМЯ [90]. В деформированных ядрах должны наблюдаться быстрые $M1$ -переходы с энергией $\sim 2,5$ МэВ между возбужденными состояниями. Они могут указывать на наличие больших двухфононных компонент в волновых функциях возбужденных состояний [91]. Несколько таких быстрых $M1$ -переходов продемонстрированы в табл. 9 и 13. Интенсивности $M1$ -переходов значительно больше интенсивностей $E2$ -переходов между теми же самыми однофононными состояниями.

5.4. Состояния с $K^\pi = 2^+$. Первые $K_n^\pi = 2_1^+$ состояния во всех деформированных ядрах – это коллективные, так называемые "гамма-вибрационные" состояния. Их энергии, как правило, не превышают 1,4 МэВ, а величины $B(E2; 0^+_{g.s.} \rightarrow 2^+_1) > 3$ одн.ед. Энергии и наибольшие двухквaziчастичные компоненты волновых функций первых 2_1^+ -состояний правильно описаны в КФМЯ. Следующие три или четыре $K_n^\pi = 2^+$ состояния ниже 2,3 МэВ являются слабоколлективными однофононными состояниями со значениями $B(E2; 0^+_{g.s.} \rightarrow 2^+_n)$, меньшими 0,2 одн.ед.

5.5. Состояния с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Энергии и волновые функции однофононных состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- определяются, в основном, октуполь-октупольными взаимодействиями. Первые $K_n^\pi = 0_1^-$ и 1_1^- состояния являются коллективными со значениями $B(E3; 0^+_{g.s.} \rightarrow 3^-K_n)$, находящимися в интервале 2÷12 одн.ед. Их энергии и величины $B(E3)$ значительно меняются от ядра к ядру, коллективность уменьшается, а энергии возрастают при переходе от изотопов Gd к Er. Экспериментальная информация о вторых и третьих 0_2^- , 0_3^- , 1_2^- и 1_3^- -состояниях крайне скудна.

Если однофононные состояния с $K^\pi = 0^-$ и 1^- описывать с учетом ph - и pp -октуполь-октупольных взаимодействий, то рассчитанные значения $B(E1; 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^-0_i)$ и $B(E1; 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^-1_i)$ на два порядка превышают экспериментальные. Как показано в [25], включение изовекторного ph -диполь-дипольного взаимодействия с константой $\kappa_1^{1K} = -1,5\kappa_0^{3K}$, при которой правильно описывается положение изовекторного дипольного гигантского резонанса, приводит к уменьшению $B(E1)$ в ~ 20 раз. Сравнение с экспериментальными данными [49] показало, что рассчитанные [25] значения $B(E1; 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^-0_i)$ и $B(E1; 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^-1_i)$ в 3–5 раз больше экспериментальных. Кроме того, полная сила $E1$ -переходов в энергетическом интервале 0÷4 МэВ с $K^\pi = 0^-$ в 3–4 раза больше, чем переходов на состояния с $K^\pi = 1^-$.

Вероятности $E1$ -переходов между однофононными членами волновых функций начального и конечного состояний зависят от их малых двухквazi-

стичных компонент. Поэтому результаты таких расчетов не очень надежны. Экспериментальные приведенные вероятности $E1$ -переходов и вероятности распадов в секунду между однофононными членами волновых функций начального и конечного состояний равны следующим значениям: $B(E1) = 10^{-3} \div 10^{-7} \text{ e}^2 \cdot \text{фм}^2$, $T(E1) = 10^5 \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Сходные малые величины $B(E1)$, рассчитанные в КФМЯ, приведены в табл. 3, 5, 11 и 17.

Согласно расчетам в КФМЯ, интенсивность $E1$ -переходов велика, если волновая функция начального состояния имеет сравнительно большой двухфононный член, состоящий из октупольного фонона с $K^\pi = 0^-$ или 1^- и другого фонона, который имеется в волновой функции конечного состояния. Имеются примеры (см. [91]), когда интенсивность таких переходов в $10 - 10^3$ раз больше интенсивностей переходов в основные состояния и в $10^3 - 10^6$ раз больше интенсивностей переходов между однофононными состояниями.

Приведенные вероятности $E1$ - и $E3$ -переходов из основного состояния в возбужденные состояния с $K^\pi = 0^-$ и 1^- и между возбужденными состояниями рассчитаны в [92]. Показано, что имеется корреляция между приведенными вероятностями $E1$ - и $E3$ -переходов из основных состояний. Согласно расчетам интенсивности $E1$ -переходов в $10^3 - 10^{10}$ раз больше интенсивностей $E3$ -переходов между соответствующими состояниями. Это означает, что состояния, волновые функции которых имеют большой двухфононный член, содержащий фонон с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , могут быть экспериментально обнаружены по быстрому $E1$ -переходу.

5.6. Октупольные состояния с $K^\pi = 2^-$ и 3^- . Энергии и волновые функции однофононных состояний с $K^\pi = 2^-$ и 3^- определяются октуполь-октупольными взаимодействиями. Первые $K_n^\pi = 2_1^-$ состояния в $^{156,158}\text{Gd}$ расположены около 1,8 МэВ, их энергия в $^{160,162,164}\text{Dy}$ опускается до 1,0–1,3 МэВ, а коллективность значительно увеличивается, и далее в $^{166,168}\text{Er}$ их энергия возрастает до 1,46–1,57 МэВ и коллективность уменьшается. Вторые $K_n^\pi = 2_2^-$ состояния расположены около 2 МэВ. Энергии и структура состояний с $K^\pi = 2^-$ достаточно хорошо описана в КФМЯ.

Экспериментальная информация о состояниях с $K^\pi = 3^-$ невелика. Первые $K_n^\pi = 3_1^-$ состояния в ^{160}Gd , ^{162}Dy и ^{166}Er находятся при энергиях 1,452, 1,571 и 1,916 МэВ соответственно, величины $B(E3)$ неизвестны. Необычно ведут себя состояния с $K^\pi = 3^-$ в ^{168}Er , где обнаружено шесть таких состояний [69]. Первые три состояния 3_1^- , 3_2^- и 3_3^- являются слабо коллективными, на них приходится 1,3 одн.ед. Четвертое $K_n^\pi = 3_4^-$ состояние – коллективное с $B(E3)=4,68$ одн.ед., т.е. почти в три раза больше, чем на первых трех. Первые три состояния 3_1^- , 3_2^- и 3_3^- нельзя считать двухквaziчастичными, поскольку величины $B(E3)$ для их возбуждения в 30–60 раз больше величин $B(E3)$ для соответствующих двухквaziчастичных состояний. Такое необычное распределение $E3$ -силы среди низколежащих состояний в ^{168}Er правильно описано в [93] в рамках КФМЯ. Причина такого необыч-

ного распределения $E3$ -силы объяснена в [15]. Матричные элементы, соответствующие первым трем полюсам секулярного уравнения, невелики, и поэтому корни находятся вблизи полюсов. Матричный элемент, соответствующий четвертому полюсу, велик. Кроме того, четвертый полюс лежит выше третьего на 0,8 МэВ. Четвертый корень сильно опущен относительно четвертого полюса, и поэтому состояние с $K_n^\pi = 3_4^-$ является коллективным. В [15] показано, что такой тип нестандартного распределения $E3$ -силы может иметь место в других четно-четных деформированных ядрах. С другой стороны, имеются непреодолимые трудности в описании такого нестандартного распределения $E3$ -силы в рамках модели взаимодействующих бозонов. Например, при описании октупольных состояний в деформированных ядрах в модели IBM1+ f -бозон [94] первые три состояния с $K^\pi = 3^-$ в ^{168}Er просто отброшены.

5.7. Состояния с $K^\pi = 3^+$. Низколежащие состояния с $K^\pi = 3^+$ не обнаружены в $^{156,158,160}\text{Gd}$ и ^{160}Dy . Согласно нашим расчетам первые 3_1^+ -состояния в этих ядрах расположены в интервале энергий возбуждения $2,1 \div 2,3$ МэВ. Первые 3_1^+ -состояния в ^{162}Dy , ^{164}Dy и ^{166}Er имеют энергии 2,283, 1,979 и 1,938 МэВ. Состояние 3_1^+ с энергией 1,653 МэВ в ^{168}Er сильно возбуждается в реакции (d, d'). Согласно нашим расчетам состояния с $K^\pi = 3^+$ и с энергией ниже 2,3 МэВ являются гексадекапольными однофононными состояниями. Многие волновые функции состояний с $K^\pi = 3^+$ имеют доминирующую двухквазичастичную компоненту. Во всех стабильных ядрах с $N = 98 \div 104$ и $Z = 68 \div 72$ первые $K_n^\pi = 3_1^+$ состояния являются коллективными.

5.8. Гексадекапольные и двухфононные состояния с $K^\pi = 4^+$. Состояние считается двухфононным, если вклад двухфононной компоненты в нормировку волновой функции превышает 50%. Центроиды энергий двухфононных коллективных состояний рассчитаны в [5, 6], где показано, что учет принципа Паули в двухфононных компонентах волновых функций приводит к сдвигу двухфононных полюсов в область более высоких энергий возбуждения, где плотность уровней велика. Поэтому двухфононные коллективные состояния должны быть сильно фрагментированы. В [5, 6] было сделано утверждение, что двухфононных состояний, состоящих из двух коллективных фононов, не должно быть в сильнодеформированных ядрах редкоземельной области. В большинстве случаев это предсказание верно. В наших предыдущих расчетах [5, 6, 78, 93] сдвиг двухфононных полюсов был слишком большим, особенно для состояний $K^\pi = 4^+ \{ (22)_1, (22)_1 \}$, где был опущен множитель 1/2. В более точных расчетах, в которых наряду с ph учитывались pp -взаимодействия, сдвиг двухфононных полюсов, состоящих из двух коллективных фононов, оказался равным $0,5 \div 1,0$ МэВ.

В [18, 23, 79] утверждается, что в ядрах ^{164}Dy , $^{166,168}\text{Er}$ наиболее вероятно обнаружение дважды гамма-вибрационных состояний с $K^\pi = 4^+$ в

энергетическом интервале $2,0 \div 2,3$ МэВ. Экспериментальные исследования в [72, 73, 95] установили, что имеется большая двухфононная дважды гамма-вибрационная компонента в первом $K_n^\pi = 4_1^+$ состоянии в ^{168}Er . Согласно расчетам [23] в КФМЯ вклад гексадекапольной однофононной $(44)_1$ и двухфононной $\{(22)_1, (22)_1\}$ компонент в нормировку состояния с $K_n^\pi = 4_1^+$ в ^{168}Er равен 60% и 30% соответственно. Рассчитанные энергии состояний с $K_n^\pi = 2_1^+$, $K_n^\pi = 4_1^-$ и $K_n^\pi = 4_1^+$, а также величины $B(E2; 2^+2_1 \rightarrow 0^+0_{g.s.})$, $B(E4; 4^+4_1 \rightarrow 0^+0_{g.s.})$, $B(M2; 4^-4_1 \rightarrow 2^+2_1)$ и $B(E1; 4^+4_1 \rightarrow 4^-4_1)$ находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Это показано в табл. 16 и 17. Рассчитанное отношение $\frac{B(E2; 2^+2_1 \rightarrow 4^+4_1)}{B(E2; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 2^+2_1)}$, равное 0,26, не противоречит экспериментальным значениям $0,40 \pm 0,20$ [72] и $0,53 \pm 0,12$ [95].

Рассмотрим положение с двухфононными состояниями в ^{166}Er . В спектре неротационных состояний в ^{166}Er имеется щель между первым состоянием с $K_n^\pi = 2_1^+$ и следующим состоянием с $K_n^\pi = 2_1^-$, равная 0,672 МэВ. Благодаря этой щели плотность двухфононных полюсов до энергий возбуждения 4 МэВ невелика, а до энергии 3 МэВ имеется всего 5 полюсов. Поэтому вклад двухфононных конфигураций в нормировку волновых функций состояний с $K^\pi \neq 4^+$ и 0^+ и энергиями ниже 2,3 МэВ не превышает 6%. Из-за малой плотности уровней с $K^\pi = 4^+$ вблизи полюса $\{(22)_1, (22)_1\}$ и малого численного значения функции $U_{221,221}^{441}$, связывающей одно- и двухфононные конфигурации, двухфононное состояние $4^+\{(22)_1, (22)_1\}$ слабо фрагментировано. На этом основании в [18] было предсказано существование дважды гамма-вибрационного состояния с $K_n^\pi = 4_1^+$ с энергией 2,05 МэВ.

Поиски дважды гамма-вибрационного состояния с $K^\pi = 4^+$ в ^{166}Er были проведены в [55, 96] в экспериментах по кулоновскому возбуждению с использованием пучка ^{58}Ni . В результате экспериментального изучения [96] обнаружена малая часть двухфононной конфигурации $\{(22)_1, (22)_1\}$ в первом $K_n^\pi = 4_1^+$ состоянии с энергией 1,978 МэВ и ее большая часть во втором $K_n^\pi = 4_2^+$ состоянии с энергией 2,029 МэВ. Эти экспериментальные данные подтверждают предсказание о двухфононном состоянии в ^{166}Er , сделанное в [18] на основе расчетов в КФМЯ.

Положение с дважды гамма-вибрационным состоянием с $K^\pi = 4^+$ в ^{164}Dy остается неясным. Согласно нашим расчетам большая часть силы $4^+\{(22)_1, (22)_1\}$ состояния сконцентрирована на одном или двух состояниях с $K^\pi = 4^+$ в энергетическом интервале $2,1 \div 2,3$ МэВ. В [55] указано на то, что, по-видимому, состояние 4^+ с энергией 2,206 МэВ в ^{164}Dy является двухфононным. Поиски дважды гамма-вибрационного состояния с $K^\pi = 4^+$ в ^{164}Dy проведены в [97]. На основе результатов измерений был сделан вывод об отсутствии дважды гамма-вибрационного состояния с энергией возбуждения ниже 2,06 МэВ. В [97] не исключают, что коллективное двухфононное состояние имеет энергию 2,206 МэВ.

Первые состояния с $K_n^\pi = 4_1^+$ в ^{156}Gd и ряде других ядер интерпретированы в [98,99] как дважды гамма-вибрационные. Эта интерпретация основана на $E2$ -переходах на гамма-вибрационное состояние. Согласно нашим расчетам первое и второе состояния с $K^\pi = 4^+$ в $^{156,158,160}\text{Gd}$ и в $^{160,162}\text{Dy}$ являются гексадекапольными состояниями. Небольшие примеси двухфононных компонент $\{(22)_1, (22)_1\}$ ответственны за достаточно быстрые $E2$ -переходы с $K_n^\pi = 4_1^+$ на $K_n^\pi = 2_1^+$ -состояния. Большие двухквазичастичные компоненты $\nu\nu 523 \downarrow +521 \uparrow$ и $\pi\pi 413 \downarrow +411 \uparrow$ в однофононных членах их волновых функций обнаружены в реакциях $(^3\text{He}, \alpha)$, $(\alpha, ^3\text{He})$, (t, α) и (d, p) и в β -распадах. Результаты вычислений и сравнение их с экспериментальными данными, приведенными в табл. 2-6, 8-11, показывает, что первые и вторые $K^\pi = 4^+$ -состояния нельзя интерпретировать как двухфононные состояния. Как показано в [100], все имеющиеся экспериментальные данные, такие как $E4$ -переходы в основные состояния, реакции однонуклонных передач и α и β -распады, указывают на то, что состояния с $K^\pi = 4^+$ в этих ядрах являются, в основном, гексадекапольными вибрационными состояниями.

5.9. Состояния с $\lambda > 5$. Имеется значительное число экспериментальных данных по состояниям с $K^\pi = 4^-$. Так, в ^{168}Er имеются три однофононных состояния с $K^\pi = 4^-$, причем первые два возбуждаются в реакциях (d, p) и (t, α) . Первое 4_1^- -состояние имеет большую двухквазинейтронную, а второе 4_2^- -состояние – большую двухквазипротонную компоненты. Почти все первые два состояния с $K^\pi = 4^-$ являются однофононными с двумя большими двухквазичастичными компонентами. Расчеты в КФМЯ достаточно хорошо описывают энергии и структуру состояний с $K^\pi = 4^-$.

Имеются экспериментальные данные о состояниях с $K^\pi = 5^+$, 5^- , 6^- и 7^- . Большинство этих состояний являются двухквазичастичными. В некоторых из них наряду с большой двухквазичастичной компонентой имеются несколько небольших. Как продемонстрировано в [80], при вычислении состояний высокой мультипольности следует учитывать соответствующие мультиполь-мультипольные взаимодействия.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании расчетов в рамках КФМЯ неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах, результаты которых просуммированы в данном обзоре, и их сравнения с соответствующими экспериментальными данными можно сделать следующие выводы.

1) Получено достаточно хорошее описание в КФМЯ имеющихся экспериментальных данных по энергиям и структуре неротационных состояний $^{156,158,160}\text{Gd}$, $^{160,162,164}\text{Dy}$ и $^{166,168}\text{Er}$ и сделаны предсказания. Рассчитаны все неротационные состояния с энергиями возбуждения ниже 2,3 МэВ.

2) Практически невозможно отделить коллективные вибрационные состояния, за исключением гамма-вибраций, от менее коллективных и двухквазичастичных состояний, на разделении которых основаны феноменологические модели. В КФМЯ используется единый базис для описания всех неротационных состояний.

3) Волновые функции всех возбужденных состояний с энергией ниже 2,3 МэВ, за исключением состояний с $K^\pi = 4^+$ в ^{164}Dy и $^{166,168}\text{Er}$, имеют доминирующий однофононный член. Вклад двухфононных конфигураций в нормировку их волновых функций не превышает 10%.

4) Значительные сечения реакций однонуклонных передач могут быть объяснены соответствующими большими двухквазичастичными конфигурациями однофононных членов волновых функций возбужденных состояний.

5) Первые возбужденные 0_1^+ -состояния в $^{162,164}\text{Dy}$ и $^{166,168}\text{Er}$ нельзя трактовать как бета-вибрационные состояния из-за очень малых вероятностей $E2$ -переходов на ротационную полосу основного состояния. В этих ядрах приведенные вероятности $E2$ -переходов на гамма-вибрационную полосу превалируют над $E2$ -переходами в основное состояние. Это превалирование обусловлено малой приведенной вероятностью $E2$ -перехода на полосу основного состояния и примесью 2–4% дважды гамма-вибрационной конфигурации в волновой функции 0_1^+ -состояния.

6) Ядра в ^{164}Dy и $^{166,168}\text{Er}$ наиболее благоприятны среди четно-четных ядер в редкоземельной области для наблюдения дважды гамма-вибрационных состояний с $K^\pi = 4^+$ в энергетическом интервале 2,0–2,3 МэВ.

7) Волновые функции первых и вторых состояний с $K^\pi = 4^+$ в $^{156,158,160}\text{Gd}$ и $^{160,162}\text{Dy}$ имеют доминирующий однофононный гексадекапольный член.

8) Приведенные вероятности $B(E1; 0^+0_{g.s} \rightarrow 1^-K_n)$ для переходов на состояния с $K^\pi = 0^-$ и 1^- определяются, в основном, изоскалярными октуполь-октупольными и изовекторными диполь-дипольными ph -взаимодействиями. Включение диполь-дипольного взаимодействия ведет к сдвигу большей части $E1$ -силы от низколежащих состояний в область изовекторного гигантского дипольного резонанса.

9) Рассчитанные приведенные вероятности $B(E1; 0^+0_{g.s} \rightarrow 1^-K_n)$ с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в 3–5 раз больше экспериментальных значений. Полная $E1$ -сила до 3 МэВ для возбуждения состояний с $K^\pi = 0^-$ в 3–4 раза больше, чем для возбуждения состояний с $K^\pi = 1^-$. Имеются сильные корреляции между величинами $B(E1)$ и $B(E3)$ для γ -переходов на одну и ту же ротационную полосу.

10) Согласно нашим расчетам должны быть быстрые $E1$ - и $M1$ -переходы между большими компонентами волновых функций возбужденных состояний, отличающихся на октупольный с $K^\pi = 0^-$ или 1^- или квадрупольный с $K^\pi = 1^+$ фонон.

11) Приведенные вероятности $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходов между однофононными членами волновых функций сильно зависят от малых компонент и поэтому их описание в ряде случаев нельзя считать удовлетворительным. Интенсивности $M1$ -переходов больше интенсивностей соответствующих $E2$ -переходов.

12) Кориолисово взаимодействие учитывается только в самых необходимых случаях. Наши волновые функции могут быть использованы для вычисления интенсивностей γ -переходов между ротационными полосами с учетом кориолисова взаимодействия.

13) Фрагментация и смешивание однофононных состояний усиливается с ростом энергии возбуждения. Они должны учитываться при описании уровней с энергиями, большими $2,0 \div 2,5$ МэВ.

14) Для понимания свойств деформированных ядер необходимо экспериментальное исследование неротационных состояний в энергетическом интервале $2 \div 4$ МэВ.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 94-02-05137а).

Таблица 2. Неротационные состояния в ^{156}Gd

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
0_1^+	1,049	0,63 1,38	$\tilde{S}(t, p) = 0,01$ $\tilde{S}(p, t) = 0,10$ $\rho^2 = 0,051$ (d, t)	1,2	0,8 $\tilde{S}(t, p) = 0,2$ $\tilde{S}(p, t) = 0,1$ $\rho^2 = 0,004$	$(20)_1:88$ $\{(22)_1, (22)_1\}:5$ $\{(33)_1, (33)_1\}:1$ $\{(20)_1, (20)_1\}:1$ $(20)_1: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	56 27 7 4
2_1^+	1,154	4,46 2,8	(d, p)	1,1	4,0	$(22)_1:96$ $\{(20)_1, (22)_1\}:1$ $\{(22)_2, (44)_1\}:1$ $(22)_1: \nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow + 660\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	20 13 12 12
0_2^+	1,168	0,31 0,32	$\tilde{S}(t, p) = 0,23$ $\rho^2 = 0,0037$ $(d, t) (d, p)$	1,8	0,1 $\tilde{S}(t, p) = 0,17$ $\tilde{S}(p, t) = 0,10$ $\rho^2 = 0,002$	$(20)_2:93$ $(20)_1:1; (20)_5:2$ $(20)_2: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$	25 18 17 6
1_1^-	1,242	16,9 3,4	(d, t)	1,1	13	$(31)_1:99$ $(31)_1: \pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	26 19
0_1^-	1,366	3,6	(d, t)	1,4	3,3	$(30)_1:99$ $(30)_1: \nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$	30 5
4_1^+	1,511	$ g_K - g_R = 0,5 \pm 0,1$ $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ велика		1,5	0,6	$(44)_1:94$ $\{(22)_1, (22)_1\}:5$ $(44)_1: \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	83 8 6
0_3^+	1,715	$\tilde{S}(t, p) = 0,01$		1,8	0,1 $\tilde{S}(t, p) = 0,02$	$(20)_3:90; (20)_1:3$ $\{(22)_1, (22)_1\}:3$ $(20)_3: \pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	28 23 17 10

Продолжение табл. 2

K_n^π	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед. Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
2_1^-	1,780	(d, t)	1,7	3,0	(32) ₁ :98 (32) ₁ : $\pi\pi 411\uparrow - 523\uparrow$ $\nu\nu 660\uparrow + 521\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 660\uparrow$	51 23 5
2_2^+	1,828		1,9	0,1	(22) ₂ :86; (22) ₃ :3 {(20) ₁ , (22) ₁ }:3 {(22) ₁ , (44) ₁ }:3 (22) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow + 660\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	74 15 5
0_4^+	1,851		2,2	0,01	(20) ₄ :91; (20) ₃ :5 {(22) ₁ , (22) ₁ }:1 (20) ₄ : $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	64 12 8
4_2^+	1,861	(d, t) (d, p)	1,9	0,02	(44) ₂ :90; (44) ₃ :3 {(22) ₁ , (22) ₁ }:4 (44) ₂ : $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	85 12
2_2^-	1,934	(d, t) (d, p)	2,0	0,2	(32) ₂ :96 {(22) ₁ , (54) ₁ }:2 (32) ₂ : $\nu\nu 521\uparrow + 660\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	77 19
0_2^-	1,946	(d, t)	2,0	0,8	(30) ₂ :96 (30) ₂ : $\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	28 17 13
1_1^+	1,966 0,16		1,9	0,04	(21) ₁ :99 (21) ₁ : $\pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	89 8
1_2^+	2,027 0,43		2,0	0,9	(21) ₂ :93 {(20) ₁ , (21) ₂ }:3 (21) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	63 18 10 3
4_1^-	2,045		2,0	0,7	(54) ₁ :98 (54) ₁ : $\nu\nu 651\uparrow + 523\downarrow$	60

Продолжение табл. 2

K_n^π	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1_2^-			2,0	0,4	$\pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$ (31) ₂ :96	20
					{(20) ₁ , (31) ₂ }:2	
					(31) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	76
7_1^-	2,138		2,8		$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	19
1_3^+	2,187		2,3	0,07	$\nu\nu 505\uparrow + 651\uparrow$ (21) ₃ :99	100
					(21) ₃ : $\nu\nu 651\uparrow - 660\uparrow$	85
					$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	10
3_1^-			2,1	0,2	(33) ₁ :89; (33) ₂ :6 (33) ₁ : $\nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	93
					$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	2
4_3^+			2,1	0,01	(44) ₃ :84; (44) ₂ :3 {(22) ₁ , (22) ₁ }:8 (44) ₃ : $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	94
					$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	4
0_3^-			2,4	0,8	(30) ₃ :93; (30) ₂ :1 {(20) ₁ , (30) ₃ }:2 (30) ₃ : $\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$	31
					$\nu\nu 523\downarrow - 624\uparrow$	18
3_1^+			2,3	4,0	(43) ₁ :97 (43) ₁ : $\nu\nu 642\uparrow + 660\uparrow$	16
					$\nu\nu 532\downarrow + 521\uparrow$	13
2_3^+			2,3	0,3	(22) ₃ :80; (22) ₂ :5 {(22) ₁ , (44) ₁ }:5 (22) ₃ : $\nu\nu 651\uparrow + 660\uparrow$	61
					$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	36
0_5^+			2,3	0,01	(20) ₅ :95; (20) ₄ :2 {(31) ₁ , (31) ₁ }:1 (20) ₅ : $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	41
					$\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	7

Таблица 3. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в ^{156}Gd

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		n_f	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет
1^-1_1	1,242	$E1$	1	$0^+0_{\text{g.s.}}$	0	$3 \cdot 10^{-3}$ [35]	$30 \cdot 10^{-3}$
		$E1$	2	0^+0_1	1,049	$1 \cdot 10^{-3}$ [29]	
1^-0_1	1,366	$E1$	1	$0^+0_{\text{g.s.}}$	0	$2 \cdot 10^{-4}$ [29]	$5 \cdot 10^{-6}$
						$5 \cdot 10^{-3}$ [35]	$40 \cdot 10^{-3}$
						$2,6 \cdot 10^{-3}$ [29]	
4^+0_1	1,298	$E1$	2	2^+0_1	1,129	$7 \cdot 10^{-4}$ [29]	$3 \cdot 10^{-5}$
		$E2$	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,089	61 [29]	55
						46 [30]	
		$E2$	2	2^+2_1	1,154		3
4^+4_1	1,511	$E2$	1	2^+2_1	1,154		64
0^+0_3	1,715	$E2$	1	2^+2_1	1,154		28
		$E1$	2	1^-1_1	1,242		$3 \cdot 10^{-4}$
		$E1$	3	1^-0_1	1,366		$2 \cdot 10^{-5}$
2^+0_3	1,771	$E2$	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,089	90 [29]	8
		$E1$	2	1^-1_1	1,242	$5 \cdot 10^{-5}$ [29]	$4 \cdot 10^{-5}$
		$E1$	3	1^-0_1	1,366	$1,6 \cdot 10^{-4}$ [29]	$7 \cdot 10^{-6}$
2^-2_1	1,780	$E1$	1	2^+2_1	1,154	$1,8 \cdot 10^{-3}$ [29]	$2 \cdot 10^{-3}$
		$M1$	2	2^-2_1	1,320	$8 \cdot 10^{-3}$ [29]	0,02
2^+2_2	1,828	$E2$	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,089		6
		$E2$	2	2^+0_1	1,129		15
		$M1$	3	2^+2_1	1,154		0,003
		$E2$	4	2^+0_2	1,258		2
0^+0_4	1,851	$E2$	1	2^+0_1	1,129		3
		$E2$	2	2^+2_1	1,154		6
		$E1$	3	1^-1_1	1,242		$4 \cdot 10^{-4}$
0^-0_2	1,946	$E1$		$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		$8 \cdot 10^{-3}$
1^+1_1	1,966	$M1$		$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		$1 \cdot 10^{-3}$
1^+1_2	2,027	$M1$		$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		0,26
4^+4_2	1,861	$E2$	1	2^+2_1	1,154	0,06 [35]	24
		$M1$	2	4^+4_1	1,511		0,04
		$E2$		4^+4_1	1,511		0,2
2^-2_2	1,934	$M1$	1	2^-1_1	1,320		$3 \cdot 10^{-3}$
		$E2$	2	3^-0_1	1,468		0,4
$3^-(1_2)$	1,9344	$E1$	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,089	$5 \cdot 10^{-5}$ [29]	$20 \cdot 10^{-5}$
		$E1$	2	2^+0_1	1,129	$6 \cdot 10^{-5}$ [29]	$4 \cdot 10^{-6}$
		$E2$	3	1^-1_1	1,242	290 [29]	0,3
		$E1$	4	3^+2_1	1,248	$1,2 \cdot 10^{-4}$ [29]	$2 \cdot 10^{-7}$

Продолжение табл. 3

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		n_f	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет
1^-0_2	1,946	$E1$	5	2^+0_2	1,258	$(5 \cdot 10^{-5})$ [29]	$4 \cdot 10^{-6}$
		$M1$	6	2^-2_1	1,780	$(27 \cdot 10^{-3})$ [29]	0,002
		$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$(8 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ [35] $4,7 \cdot 10^{-4}$ [29]	$60 \cdot 10^{-4}$
1^+1_1	1,966	$M1$	2	1^-1_1	1,242		0,01
		$E1$	3	2^+0_2	1,258	$9 \cdot 10^{-4}$ [29]	$3 \cdot 10^{-5}$
		$E2$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,089	20 [33]	13
		$M1$	2	2^+2_1	1,154		0,02
		$E1$	3	1^-1_1	1,242		$8 \cdot 10^{-5}$
1^+1_2	2,027	$E1$	4	1^-0_1	1,366		$2 \cdot 10^{-6}$
		$E2$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,089	55 [33] 120 [29]	100
		$M1$	2	2^+0_1	1,129	0,04 [29]	10^{-4}
		$M1$	3	0^+0_2	1,168	0,05 [29]	0,01
		$E1$	4	2^-1_1	1,320	0,038 [29]	$2 \cdot 10^{-4}$
4^-4_1	2,045	$E1$	1	4^+4_1	1,511		$3 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4. Неротационные состояния в ^{158}Gd

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	$E_n, \text{МэВ}$	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	$E_n, \text{МэВ}$	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1^-1_1	0,977	11,9	8 $(t, \alpha): \pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow 45$ $(d, p): \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow 40$	1,0	8,0	$(31)_1: 98$ $\{(20)_1, (31)_1\}: 1$	
						$(31)_1: \nu\nu 624\uparrow - 521\uparrow$	46
						$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	25
2^+_1	1,187	3,4		1,2	3,6	$(22)_1: 95$ $\{(22)_1, (44)_1\}: 1$	
						$(22)_1: \nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	21
						$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	13
						$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	12
						$\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	10
						$\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$	8
						$(20)_1: 94$ $\{(20)_1, (20)_1\}: 1,4$	
0^+_1	1,196	0,31	$(d, p): \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$ велика $\rho^2 = (7.2 \pm 2.1) \cdot 10^{-4}$	1,0	0,4	$\rho^2 = 3 \cdot 10^{-3} (20)_1: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	24
					$X(E0/E2) = 0,03$	$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	18

Продолжение табл. 4

K_n^π	Эксперимент				Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
0_1^-	1,263	2,2 2,7			1,3	3,0	$\tilde{S}(p, t) = 0,26$	$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ 16
								$\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$ 15
								$\nu\nu 402\downarrow - 402\downarrow$ 10
								$(30)_1: 97$
4_1^+	1,380	$(t, \alpha): \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ велика			1,4	0,6	$(30)_1: \nu\nu 642\uparrow - 523\downarrow$	30
							$(44)_1: 96$	
							$\{(22)_1, (22)_1\}: 2$	
							$(44)_1: \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	80
0_2^+	1,452	0,37	$\rho^2 = 0,032$ $X(E0/E2) = 0,97 \pm 0,12$		1,6	0,2	$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	13
							$\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	4
							$(20)_2: 93; (20)_1: 1$	
							$\{(33)_1, (33)_1\}: 2$	
4_1^-	1,636	$(d, p): \nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$ 72 $(t, \alpha): \pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$ значительна			1,7	0,3	$\rho^2 = 0,03$ $(20)_2: \pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	40
							$X(E0/E2) = 0,97$ $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	20
							$\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	15
							$\tilde{S}(p, t) = 10^{-4}$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	10
0_3^+	1,743	$(t, \alpha): \pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ значительна			1,8	0,02	$(54)_1: 98$	
							$(54)_1: \nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	73
							$\pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$	11
							$(20)_3: 97$	
2_1^-	1,794	5,2			1,8	3,5	$(20)_3: \pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	40
							$\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	40
							$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	15
							$(32)_1: 98$	
1_1^+	1,848	$(t, \alpha): \pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ велика			1,8	0,01	$(32)_1: \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	58
							$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	12
							$(21)_1: 99$	
							$(21)_1: \pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$	90
1_2^-	1,856				1,8	1,2	$(31)_2: 98$	
							$(31)_2: \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	48
							$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	42
							$(55)_1: 97$	
5_1^-					1,9	0,1	$\{(20)_1, (55)_1\}: 2$	
							$(55)_1: \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow$	98
							$(44)_2: 95$	
							$\{(22)_1, (22)_1\}: 2$	
4_2^+	1,920	$(d, p): \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow \sim 75$			1,9	0,002	$(44)_2: \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	83

Продолжение табл. 4

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	%	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1_2^+	1,930	$(t, \alpha): \pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ значительна		1,9	0,003	$\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ (21) ₂ : 98	16
						$\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	70
						$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	9
						$\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	8
						$\pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$	6
0_2^-				2,0	1,5	(30) ₂ : 97	
						$\nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	18
						$\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$	14
						$\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$	3
0_4^+	(1,952)			2,0	0,3	(20) ₄ : 94; (20) ₂ : 1	
						{(22) ₁ , (22) ₁ }: 3	
						(20) ₄ : $\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	55
						$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	12
						$\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	8
						$\pi\pi 532\uparrow - 532\uparrow$	5
1_3^+				2,3	0,2	(21) ₃ : 94	
						{(21) ₃ , (20) ₁ }: 3	
						(21) ₃ : $\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	30
						$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	22
						$\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	17
3_1^-				2,1	3,8	(33) ₁ : 90	
						{(20) ₁ , (33) ₁ }: 2	
						(33) ₁ : $\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	21
						$\nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	12
						$\pi\pi 523\uparrow - 420\uparrow$	12
4_2^-	2,176 $I = 5$	$(t, \alpha): \pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$ велика		2,1	0,2	(54) ₁ : 98	
						(54) ₁ : $\pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$	54
						$\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	24
						$\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	18
3_1^+				2,2	4,0	(43) ₁ : 97	
						{(30) ₁ , (33) ₁ }: 1	
						(43) ₁ : $\nu\nu 642\uparrow + 660\uparrow$	13
6_1^-				2,2		$\pi\pi 413\downarrow + 523\uparrow$	100
4_3^+				2,2	0,01	(44) ₃ : 89	
						{(22) ₁ , (22) ₁ }: 4	
						{(20) ₁ , (44) ₃ }: 3	

Продолжение табл. 4

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ		
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура
2_2^+						$(44)_3$: $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$ 90
						$(22)_2$: 83 ; $(22)_3$: 2
						$\{(22)_1, (20)_1\}$: 2
						$\{(20)_1, (22)_2\}$: 2
						$\{(22)_1, (44)_2\}$: 3
						$(22)_2$: $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ 40
						$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ 28
						$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ 18
						$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ 4

Таблица 5. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в ^{158}Gd

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow$, $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow$, $\mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		n_f	$I^\pi K_n$	E_n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
1^-1_1	0,977	$E1$	1	$0^+0_{\text{г.с.}}$	0		$15 \cdot 10^{-3}$
0^+0_1	1,196	$E2$	1	$2^+0_{\text{г.с.}}$	0,079	$80,1 \pm 5,6$ [30]	100
		$E1$	2	1^-1_1	0,977	$1,23 \cdot 10^{-4}$ [30]	$2 \cdot 10^{-4}$
4^+0_1	1,407	$E2$	1	$2^+0_{\text{г.с.}}$	0,079	$22,9$ [30]	30
		$E1$	2	3^-1_1	1,041		$4 \cdot 10^{-5}$
		$E2$	3	2^+2_1	1,187		0,34
1^-0_1	1,263	$E1$	1	$0^+0_{\text{г.с.}}$	0	$6,6 \cdot 10^{-3}$ [35]	$20 \cdot 10^{-3}$
4^+4_1	1,381	$E2$	1	2^+2_1	1,187		50
2^+0_2	1,517	$E2$	1	$0^+0_{\text{г.с.}}$	0	$18,7$ [30]	10
		$E1$	2	1^-1_1	0,977	$5 \cdot 10^{-4}$ [30]	$2 \cdot 10^{-5}$
		$E2$	3	2^+2_1	1,187		6
		$E1$	4	1^-0_1	1,263	$3 \cdot 10^{-4}$ [30]	$5 \cdot 10^{-5}$
4^-4_1	1,636	$M2$	1	3^+2_1	1,265		0,03
		$E1$	2	4^+4_1	1,380		10^{-5}
2^+0_3	1,792	$E2$	1	$4^+0_{\text{г.с.}}$	0,261		6
		$E1$	2	1^-1_1	0,977		$2 \cdot 10^{-6}$
		$E2$	3	2^+0_1	1,259		0,06
		$E1$	4	1^-0_1	1,263		$5 \cdot 10^{-5}$
2^-2_1	1,794	$M1$	1	2^-1_1	1,023		0,004
		$E1$	2	2^+2_1	1,187		$3 \cdot 10^{-3}$

Продолжение табл. 5

Начальное состояние		Еλ или Mλ	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_\pi$	E_π , МэВ		n_f	$I^\pi K_\pi$	E_π , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
1^+1_1	1,848	M1	1	$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		$3 \cdot 10^{-5}$
			2	2^-1_1	1,023		$8 \cdot 10^{-5}$
			3	1^-0_1	1,263		$2 \cdot 10^{-6}$
1^-1_2	1,856	E1	1	$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		$4 \cdot 10^{-4}$
			2	1^-1_1	0,977		0,06
			3	2^+2_1	1,187		$7 \cdot 10^{-5}$
			4	1^-0_1	1,263		0,03
4^+4_2	1,920	E2	1	2^+2_1	1,187		20
			2	4^+4_1	1,380		0,04
			3	4^-4_1	1,636		$2 \cdot 10^{-4}$
1^+1_2	1,930	M1	1	$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		$1 \cdot 10^{-3}$
			2	1^-1_1	0,977		$4 \cdot 10^{-4}$
			3	2^+2_1	1,187		0,07

Таблица 6. Неротационные состояния в ^{160}Gd

K_π^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_π , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_π , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
2_1^+	0,988	2,8	0,9	2,7	$(22)_1:97$ $\{(22)_1, (44)_1\}:1$ $(22)_1: \nu\nu521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu523\downarrow - 521\downarrow$ $\pi\pi411\uparrow + 411\downarrow$	25 42 6
4_1^+	1,070		1,17	0,6	$(44)_1:98$ $\{(22)_1, (22)_1\}:1$ $(44)_1: \nu\nu523\downarrow + 521\uparrow$ $\pi\pi413\downarrow + 411\uparrow$	51 45
0_1^-	1,224	11,8 3,1	1,3	5,0	$(30)_1:99$ $(30)_1: \nu\nu523\downarrow - 642\uparrow$ $\pi\pi532\uparrow - 413\downarrow$	30 4
(0^+)	(1,326)					
0_1^+	1,380	$\tilde{S}(t, p) = 0,14$	1,3	0,3	$(20)_1:84, (20)_2:3$ $(20)_3:6$ $\{(33)_1, (33)_1\}:2$ $\{(33)_1, (33)_2\}:2$ $(20)_1: \nu\nu523\downarrow - 523\downarrow$	75

Продолжение табл. 6

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1_1^-			1,5	2,1	$\tilde{S}(t, p) = 0,24$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	9
					$\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	6
					$(31)_1: 99$	
					$(31)_1: \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	71
3_1^-	(1,462)		1,5	2,7	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	12
					$(33)_1: 86$	
					$\{(20)_3, (33)_1\}: 2$	
					$(33)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	54
4_2^+	(1,531)		1,5	0,1	$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	10
					$(44)_2: 99$	
					$(44)_2: \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	52
					$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	47
2_2^+	(1,584)		1,8	0,2	$(22)_2: 95$	
					$\{(22)_1, (44)_1\}: 1$	
					$(22)_2: \nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	50
					$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	45
0_2^+			1,6	0,6	$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	2
					$(20)_2: 64; (20)_3: 20$	
					$(20)_1: 11$	
					$\{(33)_1, (33)_1\}: 2$	
2_1^-			1,6	2,8	$\tilde{S}(t, p) = 0,04$ $\{(33)_1, (33)_2\}: 2$	
					$(20)_2: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	61
					$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	23
					$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	8
5_1^-			1,6	0,01	$(32)_1: 98$	
					$(32)_1: \nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	41
					$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	33
					$\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	9
4_1^-			1,7	0,2	$(55)_1: 89$	
					$(55)_1: \nu\nu 642\uparrow + 523\downarrow$	99
					$(54)_1: 99$	
					$(54)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\uparrow$	93
3_2^-	(1,688)		1,9	2,7	$\pi\pi 411\uparrow + 532\uparrow$	2
					$(33)_2: 85$	
					$\{(20)_1, (30)_1\}: 2$	
					$(33)_2: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	46
0_3^+			1,8	0,01	$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	13
					$(20)_3: 65; (20)_2: 30$	

Продолжение табл. 6

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1_1^+	1,967	(1,997) $\log ft=5,2$ from $^{160}\text{Eu } 0^-$ $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$ велика	1,9	$\tilde{S}(t, p) = 10^{-3}$ 10^{-4}	$\{(33)_1, (33)_2\}:1$	
					(20) ₃ : $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	46
1_2^+			2,0	10^{-3}	$\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	33
					(21) ₁ :99	
0_2^-			1,9	1,7	(21) ₁ : $\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	99
					(21) ₂ :99	
1_2^-			1,9	1,7	(21) ₂ : $\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$	99
					(30) ₂ :99	
4_2^-			2,0	0,3	(30) ₂ : $\nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	18
					$\pi\pi 413\downarrow - 532\uparrow$	17
2_2^-			2,1	0,02	(31) ₂ :99	
					(31) ₂ : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	39
0_4^+	2,0	10^{-4} $\tilde{S}(t, p) = 0,19$	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	28		
			$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	23		
2_3^+	2,1	0,2	(54) ₂ :99			
			(54) ₂ : $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	83		
1_3^+	2,2	0,003	$\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	5		
			(32) ₂ :98			
1_4^+	2,4	0,2	(32) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	88		
			$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	10		
1_3^-	2,2	0,2	(20) ₄ : $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	29		
			$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	14		
1_4^-	2,4	0,2	$\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	11		
			(22) ₃ :14; (22) ₄ :2			
1_3^-	2,2	0,2	$\{(22)_1, (44)_1\}:78$			
			(22) ₃ : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	27		
1_4^-	2,4	0,2	$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	26		
			$\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	19		
1_3^-	2,2	0,2	(21) ₃ :98			
			(21) ₃ : $\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	97		
1_4^-	2,4	0,2	(21) ₄ :98			
			(21) ₄ : $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	73		
1_3^-	2,2	0,2	$\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	14		
			(31) ₃ :97			
1_4^-	2,4	0,2	$\{(21)_1, (32)_1\}:2$			
			(31) ₃ : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	91		

Продолжение табл. 6

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
5_2^-			2,2	0,01	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$ (55) ₂ :98	8
0_5^+			2,3	0,2 $\tilde{S}(t, \rho) = 10^{-3}$	$\nu\nu 633\uparrow + 521\uparrow$ (20) ₅ :95	99
3_1^+			2,15	3,0	$\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$ (43) ₁ :88; (43) ₂ :7	58
3_2^+			2,3	1,3	$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$ (43) ₁ : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	22
2_3^-			2,3	0,2	$\nu\nu 512\uparrow + 521\downarrow$ (43) ₂ :90; (43) ₁ :8	32
1_5^+	2,670		2,7	0,2	$\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$ (32) ₃ :97	11
					$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	68
					(21) ₅ :93	52
					(21) ₅ :93	45
					$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	81

Таблица 7. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние в ^{160}Gd

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	$B(E1; 1^-K_n \rightarrow 0^+0_{g.s.}), e^2\text{фм}^2$ или $B(M1; 1^+1_n \rightarrow 0^+0_{g.s.}), \mu_N^2$	
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		эксперимент [36]	расчет
1^-0_1	1,224	$E1$	$(6,4 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$	$25 \cdot 10^{-3}$
1^-1_1	1,5*	$E1$		$7 \cdot 10^{-3}$
1^+1_1	1,9*	$M1$		$1 \cdot 10^{-3}$
1^-0_2	1,967	$E1$	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$11 \cdot 10^{-3}$
1^-1_2	1,997	$E1$		$0,9 \cdot 10^{-3}$
1^+1_2	2,0*	$M1$		$3 \cdot 10^{-3}$
1^+1_3	2,4*	$M1$		0,02
1^+1_4	2,348	$M1$	$0,07 \pm 0,01$	0,2
1^-1_3	2,2*	$E1$		$0,3 \cdot 10^{-3}$
1^+1_5	2,670	$M1$	$0,06 \pm 0,01$	0,25
1^-1	3,415	$E1$	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
1^-1	3,460	$E1$	$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
1^-0_1	2,471	$E1$	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
1^-1				

*Рассчитанные энергии.

Таблица 8. Неротационные состояния в ^{160}Dy

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
2_1^+	0,966	4,7	1,0	5,0	$(22)_1:98$ $(22)_1: \pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	24 14 9 9
2_1^-	1,265		1,3	7,0	$(32)_1:99$ $(32)_1: \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	62 10
0_1^+	1,280	0,71 $\tilde{S}(p, t) = 0,16$ $\tilde{S}(t, p) \leq 0,01$	1,2	0,6 $\tilde{S}(p, t) = 0,18$ $\tilde{S}(t, p) = 0,32$	$(20)_1:97$ $\{(20)_1, (20)_1\}:1$ $(20)_1: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\pi\pi 402\downarrow - 402\downarrow$	31 23 13 12 10
1_1^-	1,285	5,9 $(d, t): \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$ велика	1,3	5,0	$(31)_1:98$ $(31)_1: \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 651\uparrow$	69 5
0_2^+	1,444	$\tilde{S}(t, p) = 0,02$	1,6	0,001 $\tilde{S}(t, p) = 0,01$ $\tilde{S}(p, t) = 0,01$	$(20)_2:98$ $(20)_2: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	58 41
0_1^-	1,489	6,0	1,5	6,0	$(30)_1:99$ $(30)_1: \nu\nu 642\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 521\uparrow$	19 8
4_1^+	1,694	$\log ft = 4,69$ из ^{160}Ho : $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ велика	1,7	0,2	$(44)_1:97$ $\{(22)_1, (22)_1\}:2,3$ $(44)_1: \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	90 4
0_3^+	1,709	$\tilde{S}(t, p) = 0,05$	1,8	0,2 $\tilde{S}(t, p) = 0,01$ $\tilde{S}(p, t) = 0,01$	$(20)_3:84, (20)_4:4$ $\{(22)_1, (22)_1\}:9$ $(20)_3: \pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$ $\nu\nu 402\uparrow - 402\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	52 12 7 6
4_1^-	1,786	$(^3\text{He}, \alpha):$ $\nu\nu 642\uparrow + 521\uparrow$ велика	1,7	0,5	$(54)_1:98$ $(54)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	80 12

Продолжение табл. 8

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1_1^+	1,805		1,8	0,001	(21) ₁ :99	
0_4^+	1,953		2,0	0,001	(21) ₁ : vv523↓ – 521↑	99
				$\tilde{S}(t, p) = 0,04$	(20) ₄ : (20) ₄ :88; (20) ₃ :6	
				$\tilde{S}(p, t) = 0,05$	vv642↑ – 642↑	61
					vv523↓ – 523↓	11
					vv521↑ – 521↑	9
					ππ411↑ – 411↑	4
1_2^-			1,9	2,5	(31) ₂ :93	
					(31) ₂ : vv523↓ – 651↑	43
					vv521↑ – 642↑	26
					ππ523↑ – 413↓	4
4_2^+	2,097		2,04	0,1	(44) ₂ :89	
					{(22) ₁ , (22) ₁ }:6,2	
					{(20) ₁ , (44) ₂ }:3	
					(44) ₂ : vv642↑ + 651↑	90
					vv523↓ + 521↑	8
		log ft = 6,78 из ¹⁶⁰ Ho: vv523↓ + 521↑ мала (d, t)				
0_2^-			2,0	0,6	(30) ₂ :98	
					(30) ₂ : vv521↑ – 651↑	24
					vv523↓ – 642↑	22
4_2^-			2,0	1,1	(54) ₂ :98	
					(54) ₂ : ππ523↑ + 411↓	47
					vv523↓ + 651↑	25
					vv521↑ + 642↑	18
5_1^-			2,0	0,03	(55) ₁ :99	
					(55) ₁ : vv523↓ + 642↑	94
					ππ523↑ + 411↑	5
5_2^-			2,1	0,05	(55) ₂ :93	
					(55) ₂ : ππ523↑ + 411↑	93
					vv523↓ + 642↑	5
0_5^+			2,2	0,02	(20) ₅ :89; (20) ₄ :4	
					{(32) ₁ , (32) ₁ }:4	
				$\tilde{S}(t, p) = 0,001$	(20) ₅ : vv642↑ – 642↑	90
				$\tilde{S}(p, t) = 0,007$	ππ411↓ – 411↓	6
2_2^+			2,2	0,1	(22) ₂ :72; (22) ₃ :18	
					{(20) ₁ , (22) ₁ }:3	
					{(22) ₁ , (44) ₂ }:2	

Продолжение табл. 8

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, Структура одн. ед.	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн. ед.	Структура	%
1_3^-	2,524		2,2	0,5	(22) ₂ : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	66
					$\nu\nu 660\uparrow - 642\uparrow$	15
					$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	7
					(31) ₃ :95; (31) ₄ :3	
3_1^-			2,2	0,2	(31) ₃ : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	55
					$\nu\nu 523\downarrow - 651\uparrow$	33
					(33) ₁ :98	
					(33) ₁ : $\nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	97
4_3^-			2,3	0,2	(54) ₃ :93	
					{(22) ₁ , (32) ₁ }:5	
					(54) ₃ : $\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	71
					$\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	28
1_2^+			2,3	0,15	(21) ₂ :94	
					{(20) ₁ , (21) ₂ }:4	
					(21) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	88
					$\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	5
2_2^-	2,3	0,3	(32) ₂ :94			
			(32) ₂ : $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	63		
			$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	26		
			(43) ₃ :93			
3_3^+		2,7	0,01	(43) ₃ : $\nu\nu 642\uparrow + 400\uparrow$	96	
				(d, t) велика		

Таблица 9. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в ^{160}Dy

Начальное состояние		$E\lambda$ или M λ	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow$, $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow$, $\mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$		Вероятность γ -перехода, с^{-1}
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		$I^\pi K_n$	E_n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
2_2^-	1,265	E1	2_2^+	0,966	$\geq 9 \cdot 10^{-4}$ [48]	$14 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{10}$
0_1^0	1,280	E2	2_2^+	0,966		5,1	
1_1^-	1,285	E1	0_1^0 _{g.s.}	0	$7,2 \cdot 10^{-3}$ [49]	$9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{13}$
0_2^0	1,444	E2	2_2^+	0,966		12,8	
1_0^-	1,489	E1	0_1^0 _{g.s.}	0		$52 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{14}$
4_4^+	1,694	E2	2_2^+	0,966		22	
0_3^0	1,709	E2	2_2^+	0,966	8,8 [48]	212	$6 \cdot 10^9$
1_1^+	1,805	M1	0_1^0 _{g.s.}	0		0,003	
0_4^0	1,953	E2	2_2^+	0,966		1,0	

Продолжение табл. 9

Начальное состояние		Еλ или Mλ	Конечное состояние		B(Eλ)↓, e ² фм ^{2λ} или B(Mλ)↓, μ _N ² фм ^{2λ-2}		Вероятность γ-перехода, с ⁻¹
I ^π K _n	E _n , МэВ		I ^π K _n	E _n , МэВ			
					эксп. [ссылка]	расчет	
4 ₊ 4 ₂	2,097	E2	2 ⁺ 2 ₁	0,966		51	10 ¹¹
1 ⁺ 1 ₂	2,3*	M1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		0,30	6·10 ¹³
1 ⁺ 1 ₃	2,4*	M1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		0,03	2·10 ¹³
1 ⁻ 0 ₃	2,4*	E1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		20·10 ⁻³	6·10 ¹⁵
1 ⁻ 1 ₅	2,6*	E1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		1·10 ⁻³	3·10 ¹³
1 ⁻ 1 ₇	2,8*	E1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		2·10 ⁻³	6·10 ¹³
1 ⁻ 0 ₄	2,9*	E1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		8·10 ⁻³	3·10 ¹⁵
1 ⁻ 1 ₈	2,9*	E1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		3,6·10 ⁻³	10 ¹⁴
2 ⁺ 2 ₆	3,0*	E2	4 ⁺ 4 ₁	1,694		530	2·10 ¹²
1 ⁻ 1 ₁₁	3,1*	E1	2 ⁺ 2 ₁	0,966		21·10 ⁻³	3·10 ¹⁴
1 ⁻ 1 ₁₂	3,2*	M1	2 ⁻ 2 ₁	1,265		4·10 ⁻³	5·10 ¹¹
1 ⁺ 1 ₂₄	3,7*	M1	2 ⁺ 2 ₁	0,966		0,072	3·10 ¹³

*Рассчитанные энергии.

Таблица 10. Неротационные состояния в ¹⁶²Dy

K _n ^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E _n , МэВ	B(Eλ)↑, одн.ед.	Структура	E _n , МэВ	B(Eλ)↑, одн.ед.	Структура	%
2 ₁ ⁺	0,888	4,5	(d, p)	0,9	5,0	(22) ₁ :98	
						(22) ₁ : νν521↑ + 521↓	24
						ππ411↑ + 411↓	17
						νν523↓ - 521↓	14
						νν642↑ - 660↑	6
						ππ413↓ - 411↓	5
2 ₁ ⁻	1,148	9,6	log ft = 4,95 из ¹⁶² Tb: ππ523↑ - 411↑ велика	1,2	7,0	(32) ₁ :98	
			(d,p)(d,t)			(32) ₁ : ππ523↑ - 411↑	52
						νν633↑ - 521↑	17
						νν642↑ - 521↓	5
0 ₁ ⁻	1,275	4,7	(³ He, α)	1,3	5,5	(30) ₁ :99	
			(α, ³ He)			(30) ₁ : νν523↓ - 642↑	34
			(d,p),(d,t)			νν521↑ - 651↑	2
0 ₁ ⁺	1,398	$\tilde{S}(t, p) = 0,03$	νν523↓ - 642↑ велика	1,4	0,2	(20) ₁ :97	

Продолжение табл. 10

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
5_1^-	1,486		$\log ft = 5,1$ из ^{162}Ho : $\nu\nu 523\uparrow - 523\uparrow$ велика	1,5	$\tilde{S}(t, p) = 0,04$ 0,01	$\{(22)_1, (22)_1\}:2$ $(20)_1: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	50
			$(\alpha, {}^3\text{He}) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 5,1 \\ \nu\nu 523\uparrow - 523\uparrow \end{matrix}} \right\} \nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$			$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	23
			$(d, p), (d, t) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 5,1 \\ \nu\nu 523\uparrow - 523\uparrow \end{matrix}} \right\} \text{велика}$			$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	7
			$\log ft = 4,5$ из ^{162}Ho : $\nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow$ велика			$\tilde{S}(p, t) = 0,01$ $(55)_1: 99$	
4_1^+	1,536		$({}^3\text{He}, \alpha) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow \end{matrix}} \right\} \nu\nu 523\uparrow - 642\uparrow$	1,5	1,2	$(55)_1: \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow$	98
			$(\alpha, {}^3\text{He}) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow \end{matrix}} \right\} \text{велика}$				
			$(d, t) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow \end{matrix}} \right\}$				
			$(d, p) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow \end{matrix}} \right\}$				
3_1^-	1,571		$({}^3\text{He}, \alpha) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow \end{matrix}} \right\} \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	1,5	4,3	$(44)_1: 97$ $\{(22)_1, (22)_1\}: 2,3$	
			$(d, t) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow \end{matrix}} \right\}$			$(44)_1: \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	70
			(d, p)			$\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	10
						$\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	7
1_1^-	1,637		(d, p)	1,6	2,8	$(33)_1: 97$	
						$(33)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	48
						$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	17
						$\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$	2
0_2^+	1,666		$\tilde{S}(t, p) \leq 0,004$	1,7	0,07	$(31)_1: 99$	
						$(31)_1: \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	68
						$\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$	8
						$(20)_2: 89; (20)_3: 9$	
1_1^+	1,746		$\tilde{S}(p, t) = 0,13$	1,8	$\tilde{S}(t, p) = 0,03$ $7 \cdot 10^{-4}$	$(20)_2: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	80
						$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	4
						$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	3
						$\tilde{S}(p, t) = 0,05$ $(21)_1: 99$	
3_2^-	1,767		$\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$ велика	1,8	3,2	$(21)_1: \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	99
			для $I^\pi K_v = 3^+ 1_1$ $({}^3\text{He}, \alpha) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow \end{matrix}} \right\} \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$				
			$(d, t) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow \end{matrix}} \right\} \text{велика}$				
3_2^-	1,767		$(\alpha, {}^3\text{He}) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow \end{matrix}} \right\} \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	1,8	3,2	$(33)_2: 96$	
			$(d, p) \left. \vphantom{\begin{matrix} \log ft = 4,5 \\ \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow \end{matrix}} \right\} \text{велика}$			$\{(22)_1, (55)_1\}: 1$	

Продолжение табл. 10

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
6_1^- 4_1^-	(1,807) (d, p)		$\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$	1,9	1,6	$\{(20)_1, (33)_1\}:1$	
						$(33)_2: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	52
						$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	17
						$\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$	3
						$\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$	100
0_3^+	2,127 (d, p)		$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$ $\tilde{S}(t, p) = 0,08$	1,9	0,01	$(54)_1: 96$	
						$\{(22)_1, (32)_1\}:3$	
						$(54)_1: \pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	45
						$\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	18
						$\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	15
2_2^-	1,864 (d, p)		$\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$ велика	2,0	0,02	$(20)_3: 88; (20)_2: 9$	
						$(20)_3: \nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	34
						$\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	30
						$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	24
						$\tilde{S}(t, p) = 0,2$ $\tilde{S}(p, t) = 0,01$	
0_2^-				2,0	3,0	$(32)_2: 99$	
						$(32)_2: \nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	94
						$\nu\nu 523\uparrow - 411\uparrow$	5
						$(30)_2: 98$	
						$(30)_2: \nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	18
2_2^+	(1,999) (d, p)		$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	2,1	0,2	$\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$	12
						$(22)_2: 88; (22)_4: 4$	
						$\{(20)_1, (22)_1\}:2$	
						$\{(22)_1, (44)_1\}:6$	
						$(22)_2: \nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	69
1_2^-				2,0	0,2	$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	19
						$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	8
						$(31)_2: 99$	
						$(31)_2: \nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$	82
						$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	12
3_1^+	2,283 для $I^\pi K_V = 5^+ 3_1$ ($^3\text{He}, \alpha$)		$\nu\nu 505\uparrow - 523\downarrow$ велика	2,1	1,3	$(43)_1: 98$	
						$(43)_1: \nu\nu 505\uparrow - 523\downarrow$	78
5_2^-				2,1	0,1	$(55)_2: 98$	
						$(55)_2: \pi\pi 523\uparrow + 411\uparrow$	99

Продолжение табл. 10

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
0_4^+				2,1	0,06	$(20)_4$:95 {(32)}_1, {(32)}_1	:1
						$(20)_4$: $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	59
						$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	21
						$\pi\pi 411\downarrow - 411\downarrow$	6
						$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	5
					$\tilde{S}(t, p) = 0,001$	$\tilde{S}(p, t) = 0,003$	
1_2^+	2,623			2,3	0,3	$(21)_2$:95	
		для $I^\pi K_v = 6^+ 1_2$				$(21)_2$: $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	55
		$(\alpha, {}^3\text{He})$	$\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$			$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	18
			велика			$\pi\pi 532\uparrow - 523\uparrow$	17
4_2^+				2,2	0,3	$(44)_2$:78; $(44)_3$:4 {(22)}_1, {(22)}_1	:16
						$(44)_2$: $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	59
						$\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	23
						$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	16
1_3^-				2,2	1,9	$(31)_3$:98	
						$(31)_3$: $\nu\nu 651\uparrow - 523\downarrow$	30
						$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	18
						$\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	14
4_2^-				2,2	0,2	$(54)_2$:93 {(22)}_1, {(32)}_1	:3
						$(54)_2$: $\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	84
						$\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	9
						$\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	6
0_5^+				2,2	0,02	$(20)_5$:95; $(20)_6$:3	
						$(20)_5$: $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	46
						$\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	33
						$\nu\nu 523\downarrow - 512\uparrow$	10
2_3^+				2,2	0,2	$(22)_3$:93; $(22)_1$:1 {(20)}_1, {(22)}_1	:3
						$(22)_3$: $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	56
						$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	42
3_2^+				2,3	0,1	$(43)_2$:98	
						$(43)_2$: $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	96

Продолжение табл. 10

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
4_3^-				2,3	0,1	$(54)_3:89; (54)_2:4$ $\{(22)_1, (32)_1\}:6$ $(54)_3: \nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	67 20
8_1^+	2,203	$(^3\text{He}, \alpha)$	$\nu\nu 505\uparrow + 523\downarrow$ велика	2,5		$\nu\nu 505\uparrow + 523\downarrow$	100
2_3^-	2,371		$\log ft = 5,3$ из ^{162}Tb : $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ заметна	2,3	0,1	$(32)_3:98$ $(32)_3: \nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	70 28
6_1^+	2,505	для $1^\pi K_n = 7^+ 6_1$ $(\alpha, ^3\text{He})$	$\nu\nu 642\uparrow + 633\uparrow$ велика	2,3		$\nu\nu 642\uparrow + 633\uparrow$	100
2_4^+				2,3	0,004	$(22)_4:83$ $\{(30)_1, (32)_1\}:3$ $\{(22)_1, (44)_1\}:2$ $(22)_4: \nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	73 12 6
5_3^-				2,3	0,01	$(55)_3:98$ $(55)_3: \nu\nu 521\uparrow + 633\uparrow$	99
1_4^-				2,4	0,02	$(31)_4:98$ $(31)_4: \pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 523\downarrow$	77 22
3_3^+				2,4	2,5	$(43)_3:94$ $\{(30)_1, (33)_1\}:1$ $(43)_3: \nu\nu 505\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 512\uparrow + 521\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 660\uparrow$	19 16 12
4_3^+				2,4	0,2	$(44)_3:35; (44)_2:17$ $\{(22)_1, (22)_1\}:40$ $(44)_3: \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	62 24
3_3^-				2,4	0,01	$(33)_3:99$ $(33)_3: \nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	99
1_3^+				2,4	0,12	$(21)_3:97$	

Продолжение табл. 10

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ		
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура %
0_3^-	2,520			2,4	0,6	$\{(22)_1, (43)_4\}:2$
						$(21)_3: vv642\uparrow - 651\uparrow$ 70
						$vv633\uparrow - 642\uparrow$ 16
						$(30)_3:96$
						$\{(30)_1, (20)_2\}:1$
						$(30)_3: vv521\uparrow - 651\uparrow$ 33
						$vv512\uparrow - 642\uparrow$ 15

Таблица 11. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в ^{162}Dy

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		n_f	$I^\pi K_n$	E_n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
2^-2_1	1,148	$E1$	1	2^+2_1	0,888	$9,5 \cdot 10^{-5}$ [50]	0,003
		$E1$	2	3^+2_1	0,963	$4,8 \cdot 10^{-5}$ [50]	0,002
1^-0_1	1,276	$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$4,9 \cdot 10^{-3}$ [49]	$12 \cdot 10^{-3}$
2^+0_1	1,453	$E2$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,081		10
		$E2$	2	2^+2_1	0,888		16
		$E1$	3	1^-0_1	1,276		$6 \cdot 10^{-5}$
4^+4_1	1,536	$E4$	1	$0^+0_{g.s.}$	0		$4 \cdot 10^{-5}$
		$E2$	2	2^+2_1	0,888	17 [51]	23
		$M2$	3	4^-2_1	1,297		$8 \cdot 10^{-5}$
		$E1$	1	2^+2_1	0,888		10^{-4}
3^-3_1	1,571	$M1$	2	2^-2_1	1,148		0,04
		$E1$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,081		$5 \cdot 10^{-3}$
1^-1_1	1,637	$M1$	2	2^-2_1	1,148		10^{-3}
		$E2$	2	2^-2_1	1,148		0,2
		$M1$	3	1^-0_1	1,276		10^{-4}
		$E1$	1	$2^+0_{g.s.}$	0		$6 \cdot 10^{-3}$
3^-1_1	1,739	$E1$	2	2^+2_1	0,888		$4 \cdot 10^{-6}$
		$M1$	3	2^-2_1	1,148		$5 \cdot 10^{-4}$
		$E2$	1	$0^+0_{g.s.}$	0		1,0
		$E2$	2	2^+2_1	0,888		2,0
2^+0_2	1,728	$E1$	3	1^-0_1	1,276		10^{-5}

Продолжение табл. 11

Начальное состояние		E λ или M λ	Конечное состояние			B(E λ) $\downarrow$, e ² фм ^{2λ} или B(M λ) $\downarrow$, μ_N^2 фм ^{2λ-2}	
I ^{π} K _n	E _n , МэВ		n _f	I ^{π} K _n	E _n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
1 ⁺ ₁	1,746	M1	1	2 ⁺ ₂	0,888	4·10 ⁻³ [49]	6·10 ⁻³
		M1	2	2 ⁺ ₀	1,453		10 ⁻³
		M1	3	0 ⁺ _{0 g.s.}	0		3·10 ⁻⁴
3 ⁻ ₂	1,767	E1	1	2 ⁺ ₂	0,888		10 ⁻³
		M1	2	2 ⁻ ₁	1,148		0,03
		E2	3	5 ⁻ ₁	1,486		20
		E1	4	4 ⁺ ₁	1,536		2·10 ⁻⁴
3 ⁻ ₂	1,910	E1	1	2 ⁺ ₂	0,888		10 ⁻⁵
		E2	2	3 ⁺ ₀	1,358		3,0
(4 ⁻ ₂)	1,973	E1	1	3 ⁺ ₂	0,963		10 ⁻⁵
		M1	2	4 ⁻ ₁	1,297		7·10 ⁻³
		E2	3	5 ⁺ ₀	1,518		2,5
		M2	4	4 ⁺ ₀	1,574		0,1
1 ⁻ ₀	1,986	E1	1	0 ⁺ _{0 g.s.}	0		18·10 ⁻³
(2 ⁺ ₂)	1,999	E2	1	0 ⁺ _{0 g.s.}	0		10
		M1	2	2 ⁺ ₂	0,888		2·10 ⁻³
		E1	3	3 ⁻ ₁	1,210		2·10 ⁻⁵
2 ⁻ ₃	2,371	E1	1	2 ⁺ ₂	0,888		3·10 ⁻⁴
		M1	2	2 ⁻ ₁	1,148		0,19
1 ⁻ ₀	2,520	E1	1	0 ⁺ _{0 g.s.}	0	2·10 ⁻³ [52]	5·10 ⁻³

Таблица 12. Неротационные состояния в ¹⁶⁴Dy

K _n ^{π}	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	E _n , МэВ	B(E λ) $\uparrow$, Структура одн.ед.	E _n , МэВ	B(E λ) $\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
2 ⁺ ₁	0,762	3,6 (d, p): vv523 $\downarrow$ – 521 $\downarrow$ велика	0,8	4,1	(22) ₁ : 98 (22) ₁ : vv523 $\downarrow$ – 521 $\downarrow$ ππ411 $\uparrow$ + 411 $\downarrow$ vv521 $\uparrow$ + 521 $\downarrow$ ππ413 $\downarrow$ – 411 $\downarrow$	35 18 16 6
2 ⁻ ₁	0,997	7,9 (t, α): ππ523 $\uparrow$ – 411 $\uparrow$ 47%	1,0	5,4	(32) ₁ : 99 (32) ₁ : ππ523 $\uparrow$ – 411 $\uparrow$ vv633 $\uparrow$ – 521 $\uparrow$	70 10
4 ⁻ ₁	1,588	(t, α): ππ523 $\uparrow$ + 411 $\downarrow$ 20%	1,6	2,4	(54) ₁ : 95 {(22) ₁ , (32) ₁ }: 3 (54) ₁ : vv633 $\uparrow$ + 521 $\downarrow$	45

Продолжение табл. 12

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
0_1^+	1,655		$\tilde{S}(t, p) = 0.1$	1,6	0,1 $\tilde{S}(t, p) = 0.1$	$\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$ (20) ₁ :85; (20) ₂ :1 {(22) ₁ , (22) ₁ }:4 {(32) ₁ , (32) ₁ }:3 (20) ₁ : $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	30 44 13 10 9 8 3
0_1^-	1,675	3,0		1,8	2,0	(30) ₁ : $\nu\nu 512\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 523\uparrow - 642\downarrow$ (76) ₁ : $\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	36 4 92 3
6_1^-	1,680		(d, p): $\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$ велика	1,7	0,1	(76) ₁ : $\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	92 3
0_2^+	1,774		$\tilde{S}(t, p) = 0.2$	1,8	0,04 $\tilde{S}(t, p) = 0.01$	(20) ₂ :82; (20) ₃ :9 {(22) ₁ , (22) ₁ }:2 (20) ₂ : $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	63 30 7
2_2^+	(1,796)			1,7	0,4	(22) ₂ :99 (22) ₂ : $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	45 20 20
3_1^-				1,8	0,1	(33) ₁ :99 (33) ₁ : $\nu\nu 633\uparrow - 521\downarrow$	98
1_1^-	1,809			1,8	2,9	(31) ₁ :98 (31) ₁ : $\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	37 22 8
0_3^+				1,9	0,07	(20) ₂ :10; (20) ₃ :82 {(22) ₁ , (22) ₁ }:3 {(32) ₁ , (32) ₁ }:3 (20) ₃ : $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 523\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	51 24 8

Продолжение табл. 12

K_n^π	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$, одн.ед. Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
1_1^+	1,841	($n \gamma$)	2,0	0,002	(21) ₁ :98	
					(21) ₁ : $\pi\pi 411^\uparrow - 411^\downarrow$	94
					$\nu\nu 521^\uparrow - 521^\downarrow$	5
2_3^+	(1,921)		2,0	0,1	(22) ₃ :96	
					{(32) ₁ , (54) ₁ }:2	
					(22) ₃ : $\pi\pi 411^\uparrow + 411^\downarrow$	45
					$\nu\nu 521^\uparrow + 521^\downarrow$	27
					$\nu\nu 523^\uparrow - 521^\downarrow$	25
1_2^+	1,948 (≈ 2)	($n \gamma$)(e, e')	2,0	0,7	(21) ₂ :97	
					(21) ₂ : $\nu\nu 633^\uparrow - 642^\uparrow$	60
					$\nu\nu 521^\uparrow - 521^\downarrow$	18
					$\pi\pi 523^\uparrow - 532^\uparrow$	9
2_2^-	1,949		1,9	0,1	(32) ₂ :99	
					(32) ₂ : $\nu\nu 642^\uparrow - 521^\downarrow$	80
					$\nu\nu 633^\uparrow - 521^\uparrow$	10
					$\nu\nu 523^\uparrow - 411^\uparrow$	6
3_1^+	1,979	(d, p): $\nu\nu 523^\downarrow + 521^\downarrow$ велика	1,9	0,3	(43) ₁ :90; (43) ₂ :8	
					(43) ₁ : $\nu\nu 523^\downarrow + 521^\downarrow$	62
					$\nu\nu 512^\downarrow + 521^\downarrow$	30
0_4^+			2,0	0,1	(20) ₁ :6; (20) ₂ :7	
					(20) ₄ :33; (20) ₅ :2	
					(20) ₆ :10	
					{(22) ₁ , (22) ₁ }:6	
					{(32) ₁ , (32) ₁ }:35	
					(20) ₄ : $\nu\nu 512^\uparrow - 512^\uparrow$	25
					$\nu\nu 523^\downarrow - 523^\downarrow$	20
					$\nu\nu 642^\uparrow - 642^\uparrow$	11
					$\pi\pi 523^\uparrow - 523^\uparrow$	10
					$\nu\nu 521^\uparrow - 521^\uparrow$	6
3_2^-			2,0	0,2	(33) ₂ :97	
					(33) ₂ : $\nu\nu 642^\uparrow + 521^\downarrow$	95
5_1^-	1,988	(t, α): $\pi\pi 523^\uparrow + 411^\downarrow$ 42%	2,0	0,05	(55) ₁ :99	
					(55) ₁ : $\nu\nu 633^\uparrow + 521^\uparrow$	70
					$\pi\pi 523^\uparrow + 411^\uparrow$	27
3_2^+	(2,113)		2,0	1,2	(43) ₁ :9; (43) ₂ :88	
					(43) ₂ : $\nu\nu 512^\uparrow + 521^\downarrow$	37
					$\nu\nu 523^\downarrow + 521^\downarrow$	35

Продолжение табл. 12

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
2_4^+	2,055		(d, p)	2,1	0,01	$\pi\pi 514\uparrow - 541\uparrow$	8
						$(22)_4:97$	
						$(22)_4: \nu\nu 512\uparrow - 521\downarrow$	68
						$\nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$	26
1_2^-				2,0	0,2	$(31)_2:97$	
						$(31)_2: \nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$	37
						$\nu\nu 633\uparrow - 512\uparrow$	25
4_2^-				2,0	0,01	$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	19
						$(54)_2:18$	
0_5^-				2,1	$2 \cdot 10^{-4}$	$\{(22)_1, (32)_1\}:77$	
						$(20)_4:36; (20)_5:10$	
						$(20)_6:4$	
						$\{(32)_1, (32)_1\}:33$	
1_3^+				2,1	0,1	$\{(22)_1, (22)_1\}:15$	
						$(21)_3:98$	
						$(21)_3: \nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	75
						$\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	14
2_3^-				2,2	0,5	$\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$	4
						$(32)_3:97$	
						$(32)_3: \nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	67
4_1^+	2,206			2,1	0,01	$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	16
						$(44)_1:2; (44)_4:1$	
4_2^+				2,2	0,5	$\{(22)_1, (22)_1\}:95$	
						$(44)_1:95$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}:3$	
				2,2	0,01	$(44)_1: \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	47
0_6^+						$\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	30
						$(20)_3:4; (20)_4:10$	
1_3^-				2,2	0,8	$(20)_6:50$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}:22$	
						$\{(32)_1, (32)_1\}:11$	
				2,2	0,1	$(31)_3:98$	
						$(31)_3: \nu\nu 633\uparrow - 512\downarrow$	49
6_2^-				2,2	0,1	$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	22
						$(76)_2:98$	
						$(76)_2: \nu\nu 633\uparrow + 512\uparrow$	90
						$\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	5

Продолжение табл. 12

K_n^π	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
4_3^-				2,2	0,03	$(54)_2; 80$ $\{(22)_1, (32)_1\}; 17$ $(54)_2: \nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	50 40
6_3^-	2,413	$(t, \alpha): \pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	32%	2,4	0,2	$(76)_3; 98$ $(76)_3: \pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow + 512\uparrow$	85 6

Таблица 13. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в ^{164}Dy

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M1$	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow (e^2\text{фм}^{2\lambda})$ или $B(M1)\downarrow (\mu_N^2)$		$W^\lambda(i-f) (c^{-1})$
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		$I^\pi K_n$	E_n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
2^-2_1	0,997	$E1$	2^+2_1	0,76		$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{11}$
4^-4_1	1,588	$E2$	2^-2_1	1,0		9,9	$1 \cdot 10^9$
0^+0_1	1,655	$E2$	2^+2_1	0,76		89	$6 \cdot 10^{10}$
1^-0_1	1,675	$E1$	$0^+0_{g.s.}$	0	$(7,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$ [49]	$19 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{14}$
0^+0_2	1,774	$E2$	2^+2_1	0,76		27	$4 \cdot 10^{10}$
1^-1_1	1,809	$E1$	$2^+0_{g.s.}$	0,073		$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{13}$
		$M1$	2^-2_1	0,98		0,15	$2 \cdot 10^{12}$
1^+1_1	1,841	$M1$	$0^+0_{g.s.}$	0		0,08	$1 \cdot 10^{13}$
1^+1_2	1,949	$M1$	$0^+0_{g.s.}$	0		0,17	$2,6 \cdot 10^{13}$
3^+3_1	1,979	$M1$	2^+2_1	0,76		$2 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^9$
		$E1$	2^-2_1	0,98		$6 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{11}$
		$E1$	4^-4_1	1,59		$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^8$
3^+3_2	2,113	$M1$	3^+2_1	0,83		$1,8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{10}$
		$E1$	2^-2_1	0,98		$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{11}$
4^+4_1	2,1*	$E2$	2^+2_1	0,76		440	$4 \cdot 10^{12}$
1^+1_3	2,1*	$M1$	$0^+0_{g.s.}$	0		0,26	$4,3 \cdot 10^{13}$
4^+4_2	2,2*	$E2$	2^+2_1	0,76		7,3	$6 \cdot 10^{10}$
1^+1_4	2,3*	$M1$	$0^+0_{g.s.}$	0		$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{10}$
1^-0_2	2,330	$E1$	$0^+0_{g.s.}$	0	$(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ [47]	$9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{14}$
1^-0_3	2,671	$E1$	$0^+0_{g.s.}$	0	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ [47]	$13 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{15}$
1^+1_{12}	3,05*	$M1$	$0^+0_{g.s.}$	0		$2 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{11}$
		$M1$	2^+2_1	0,76		0,06	$1 \cdot 10^{13}$

Продолжение табл. 13

Начальное состояние		E λ или M1	Конечное состояние		B(E λ) $\downarrow$ ($e^2\text{фм}^{2\lambda}$) или B(M1) $\downarrow$ (μ_N^2)		W $^{\lambda}(i-f)$ (с^{-1})
$I^{\pi}K_n$	E_n , МэВ		$I^{\pi}K_n$	E_n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
1^+_{14}	3,10*	E2	2^+_{21}	0,76		3,7	$3 \cdot 10^{12}$
		M1	$0^+_{0\text{g.s.}}$	0		0,003	$2 \cdot 10^{12}$
		M1	2^+_{21}	0,76		0,17	$4 \cdot 10^{13}$
1^-_{15}	3,24*	E2	2^+_{21}	0,76		18	$1,5 \cdot 10^{12}$
		E1	$0^+_{0\text{g.s.}}$	0		$0,2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{13}$
		E1	2^+_{21}	0,76		$6 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{14}$
1^-_{26}	3,84*	E1	$0^+_{0\text{g.s.}}$	0		$2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{11}$
		M1	1^-_{01}	1,675		0,016	$3 \cdot 10^{12}$
		E1	1^+_{11}	1,841		$1,7 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{13}$

*Рассчитанные энергии.

Таблица 14. Неротационные состояния в ^{166}Er

K_n^{π}	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E_n МэВ	B(E λ) $\uparrow$ одн.ед.	Структура	E_n МэВ	B(E λ) $\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
2^+_1	0,786	5,2	(d, t)	0,8	5,0	(22) $_1$:98	
						(22) $_1$: vv523 $\uparrow$ – 521 $\downarrow$	24
						$\pi\pi 411\uparrow$ + 411 $\downarrow$	23
						vv521 $\uparrow$ + 521 $\downarrow$	16
						$\pi\pi 413\downarrow$ – 411 $\downarrow$	6
						vv633 $\uparrow$ – 651 $\uparrow$	5
2^-_1	1,458	5,3	(d, t): vv633 $\uparrow$ – 521 $\uparrow \approx 58\%$ $\pi\pi 523\uparrow$ – 411 $\uparrow \approx 4\%$	1,4	5,3	(32) $_1$:97	
						{(20) $_1$, (32) $_1$ }:2	
						(32) $_1$: vv633 $\uparrow$ – 521 $\uparrow$	40
						$\pi\pi 523\uparrow$ – 411 $\uparrow$	10
						vv642 $\uparrow$ – 521 $\downarrow$	10
0^+_1	1,460	0,66		1,4	0,5	(20) $_1$:94	
						{(32) $_1$, (32) $_1$ }:4	
			$\tilde{S}(t, p) = 0,15$		$\tilde{S}(t, p) = 0,16$	(20) $_1$: $\pi\pi 411\downarrow$ – 411 $\downarrow$	48
			$\tilde{S}(p, t) \leq 0,0025$		$\tilde{S}(p, t) = 0,004$	vv512 $\uparrow$ – 512 $\uparrow$	11
						vv521 $\downarrow$ – 521 $\downarrow$	10
						$\pi\pi 523\uparrow$ – 523 $\uparrow$	9
4^-_1	1,572	($^3\text{He}, d$): $\pi\pi 523\uparrow$ + 411 $\downarrow$		1,5	1,0	(54) $_1$:97	
		велика				{(22) $_1$, (32) $_1$ }:2	

Продолжение табл. 14

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
0_1^-	1,662	2,8	$(d, t): vv633\uparrow + 521\downarrow \approx 4\%$	1,8	2,8	$(54)_1: \pi\pi523\uparrow + 411\downarrow$	88
						$vv633\uparrow + 521\downarrow$	8
						$(30)_1: 99$	
2_2^+	(1,703)			1,9	0,3	$(30)_1: vv642\uparrow - 523\downarrow$	26
						$vv642\uparrow - 512\uparrow$	8
						$\pi\pi411\downarrow - 541\downarrow$	2
0_2^+	1,713		$\tilde{S}(t, p) = 0,14$	1,8	0,4	$(22)_2: 97$	
						$\{(32)_1, (54)_1\}2$	
						$(22)_2: vv523\downarrow - 521\downarrow$	60
1_1^+	1,812		$\tilde{S}(p, t) = 0,14$	1,8	0,09	$\pi\pi411\uparrow + 411\downarrow$	37
						$(20)_2: 91; (20)_3: 2$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}: 5$	
$2^+ 1_1$	1,910	$(d, t): vv633\uparrow - 642\uparrow$ велика		1,8	1,9	$(20)_2: vv521\downarrow - 521\downarrow$	28
						$vv512\uparrow - 512\uparrow$	14
						$\pi\pi523\uparrow - 523\uparrow$	14
1_1^-	1,830	$\text{из } ^{166}\text{Ho } K^\pi = 0^-$ $\lg ft = 5,2$ $vv633\uparrow - 523\downarrow$ велика		1,8	3,0	$\pi\pi411\downarrow - 411\downarrow$	12
						$(21)_1: 98$	
						$(21)_1: vv633\uparrow - 642\uparrow$	70
6_1^-	1,910	$(d, t): vv633\uparrow + 523\downarrow$ $(^3\text{He}, \alpha):$ велика		1,9	0,1	$\pi\pi523\uparrow - 514\uparrow$	13
						$(31)_1: 97; (31)_2: 1$	
						$(31)_1: vv633\uparrow - 523\downarrow$	56
3_1^-	1,916	$(^3\text{He}, d): \pi\pi523\uparrow - 411\downarrow$ велика		1,8	3,0	$vv633\uparrow - 512\uparrow$	9
						$\pi\pi523\uparrow - 402\uparrow$	6
						$(76)_1: 100$	
3_1^+	(1,938)	$(d, t): vv633\uparrow + 523\downarrow$ $(^3\text{He}, \alpha):$ велика		1,9	0,4	$(76)_1: vv633\uparrow + 523\downarrow$	97
						$(33)_1: 97$	
						$(33)_1: \pi\pi523\uparrow - 411\downarrow$	86
0_3^+	1,935	$\tilde{S}(p, t) = 0,08$		1,96	0,6	$vv633\uparrow - 521\downarrow$	6
						$(43)_1: 79; (43)_2: 20$	
						$(43)_1: vv523\downarrow + 521\downarrow$	80
4_1^+	1,979	$(\alpha, t): \pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$ велика		2,0	0,006	$vv512\uparrow + 521\downarrow$	11
						$(20)_3: 86; (20)_4: 4$	
						$(20)_2: 3; (20)_5: 2$	
4_1^+	1,979	$(\alpha, t): \pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$ велика		1,96	1,1	$\{(22)_1, (22)_1\}: 4$	
						$\tilde{S}(p, t) = 0,0012$	
						$(20)_3: vv633\uparrow - 633\uparrow$	40
4_1^+	1,979	$(\alpha, t): \pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$ велика		1,96	1,1	$vv521\downarrow - 521\downarrow$	37
						$(44)_1: 76$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}: 21$	

Продолжение табл. 14

K_n^π	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед. Структура	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
5_1^+		$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 660\uparrow$ заметна	2,0	1,0	(44) ₁ : $\nu\nu523\downarrow + 521\uparrow$	37
					$\pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$	32
					$\nu\nu633\uparrow + 660\uparrow$	6
					(65) ₁ :99	
7_1^-	1,990	$(^3\text{He}, d): \pi\pi523\uparrow + 404\downarrow$ $(\alpha, t):$ велика	2,5	—	(65) ₁ : $\nu\nu523\downarrow + 512\uparrow$	71
					$\pi\pi404\downarrow + 411\uparrow$	18
2_2^-	(2,022)		2,0	0,1	(77) ₁ :100	
					(77) ₁ : $\pi\pi523\uparrow + 404\downarrow$	100
					(32) ₂ :99	
					(32) ₂ : $\nu\nu642\uparrow - 521\downarrow$	78
4_2^-	2,002	$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 521\downarrow$ велика	2,0	0,03	$\pi\pi523\uparrow - 411\uparrow$	12
					$\nu\nu633\uparrow - 521\uparrow$	7
					(54) ₂ :99	
					(54) ₂ : $\nu\nu633\uparrow + 521\downarrow$	90
3_2^+			2,0	1,3	$\pi\pi523\uparrow + 411\downarrow$	9
					(43) ₂ :78; (43) ₁ :21	
					(43) ₂ : $\nu\nu512\uparrow + 521\downarrow$	47
					$\nu\nu523\downarrow + 521\downarrow$	19
4_2^+			2,05	0,01	$\nu\nu633\uparrow - 660\uparrow$	10
					$\pi\pi404\downarrow - 411\downarrow$	8
					{(22) ₁ , (22) ₁ }:73	
					(44) ₂ :3; (44) ₁ :23	
2_3^+			2,08	0,01	(22) ₃ :97	
					{(32) ₁ , (54) ₁ }:2	
					(22) ₃ : $\nu\nu521\uparrow + 521\downarrow$	55
					$\pi\pi411\uparrow + 411\downarrow$	30
3_2^-	(2,080)	$(d, t): \nu\nu633\uparrow - 521\downarrow$ велика	2,1	0,1	$\nu\nu523\downarrow - 521\downarrow$	8
					$\nu\nu633\uparrow - 651\uparrow$	6
					(33) ₂ :99	
					(33) ₂ : $\nu\nu633\uparrow - 521\downarrow$	86
6_1^+			2,1	0,02	$\pi\pi523\uparrow - 411\downarrow$	9
					(66) ₁ :100	
					(66) ₁ : $\nu\nu633\uparrow + 642\uparrow$	99,5
					(31) ₂ :97	
1_2^-			2,1	2,3	(31) ₂ : $\nu\nu633\uparrow - 523\downarrow$	44
					$\nu\nu633\uparrow - 512\uparrow$	17
					$\pi\pi523\uparrow - 402\uparrow$	8
3_3^+	(2,132)		2,24	0,001	(43) ₃ :95	

Продолжение табл. 14

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
2_4^+	2,160		$(^3\text{He}, d): \pi\pi 523\uparrow - 541\downarrow$ (α, t): велика $\lg ft = 5.6$ из ^{166}Tm для $I^\pi K_n = 3^+ 2_4$ (d, t): $\nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$ велика	2,2	0,002	$\{(20)_1, (43)_3\}: 4$ (43) ₃ : $\pi\pi 523\uparrow - 541\downarrow$	95
						(22) ₄ : 97 $\{(22)_1, (44)_1\}: 1$ (22) ₄ : $\nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$	82
						$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	16
0_4^+	2,196			2,1	0,01	(20) ₄ : 89; (20) ₃ : 3 $\{(22)_1, (22)_1\}: 2$ (20) ₁ : 1; (20) ₂ : 1	
			$\tilde{S}(t, p) \leq 0,03$ $\tilde{S}(p, t) = 0,08$			(20) ₄ : $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	28
						$\pi\pi 404\downarrow - 404\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 523\uparrow$	17 10
4_3^+				2,2	0,01	(44) ₂ : 88 $\{(22)_1, (22)_1\}: 5$ (44) ₂ : $\pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$	
						$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	60
						(33) ₃ : 98 $\{(22)sb1, (31)_1\}: 1$	34
3_3^-				2,2	0,3	(33) ₃ : $\nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	
						(30) ₂ : 99 (30) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow - 512\uparrow$	87
						$\nu\nu 642\uparrow - 523\downarrow$	23
0_2^-	(2,2)			2,2	0,8	(32) ₃ : 91 $\{(20)_1, (32)_1\}: 3$ $\{(20)_2, (32)_1\}: 2$	
						(32) ₃ : $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	50
						$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	45
2_3^-	(2,055)		$(^3\text{He}, d): \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ (α, t): велика	2,2	0,3	(20) ₅ : 95 (20) ₄ : 2; (20) ₃ : 2	
						(20) ₅ : $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	40
						$\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\pi\pi 404\downarrow - 404\downarrow$	7 6 4
0_5^+	(2,378)			2,2	0,01	(21) ₂ : 99 (21) ₂ : $\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	
							98
						(55) ₁ : 99	
1_2^+	(2,378)			2,2	0,01		
5_1^-	2,244			2,2	0,1		

Продолжение табл. 14

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ		
	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура %
1_3^+			$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 521\uparrow$ велика	2,3	0,2	$(55)_1: \nu\nu633\uparrow + 521\uparrow$ 89
						$\nu\nu642\uparrow + 523\downarrow$ 5
						$\pi\pi514\uparrow + 411\downarrow$ 4
						$(21)_2:7; (21)_3:89$
						$\{(32)_1, (33)_1\}:3$
5_2^-				2,3	0,05	$(21)_3: \pi\pi411\uparrow - 411\downarrow$ 75
						$\pi\pi514\uparrow - 523\uparrow$ 12
						$\nu\nu521\uparrow - 521\downarrow$ 7
						$(55)_2:99$
						$\nu\nu523\uparrow + 642\uparrow$ 89
1_4^+	(2,464)			2,5	0,3	$\nu\nu633\uparrow + 521\uparrow$ 5
						$\pi\pi514\uparrow + 411\downarrow$ 4
						$(21)_4:73; (21)_5:22$
						$(21)_4: \pi\pi514\uparrow - 523\uparrow$ 50
						$\pi\pi411\uparrow - 411\downarrow$ 20
6_2^-				2,4	0,02	$\nu\nu512\uparrow - 521\uparrow$ 20
						$(76)_2:100$
						$(76)_2: \nu\nu633\uparrow + 512\uparrow$ 96
						$(43)_4:96$
						$\{(22)_1, (21)_1\}:1$
3_4^+	(2,293)		$(d, t): \nu\nu633\uparrow - 660\uparrow$ велика	2,5	0,5	$(43)_4: \nu\nu633\uparrow - 660\uparrow$ 41
						$\nu\nu512\uparrow + 521\downarrow$ 35
						$\pi\pi404\downarrow - 411\downarrow$ 15
						$(44)_3:92$
						$\{(20)_1, (44)_1\}:2$
4_4^+	(2,318) (2,633)			2,6	0,3	$(44)_3: \nu\nu633\uparrow + 660\uparrow$ 53
						$\nu\nu523\downarrow + 521\uparrow$ 20
						$\nu\nu642\uparrow + 651\uparrow$ 11
						$(76)_3:100$
						$(76)_3: \pi\pi523\uparrow + 402\uparrow$ 94
6_3^-	(2,608)		-	2,6		
0_3^-	$(\approx 2,7)$		$(^3\text{He}, d): \pi\pi523\uparrow + 402\uparrow$ $(\alpha, t):$ велика	2,6	1,1	$(30)_3:96$
						$\{(22)_1, (32)_1\}:2$
						$(30)_3: \nu\nu642\uparrow - 512\uparrow$ 18
						$\nu\nu633\uparrow - 514\downarrow$ 16
						$\pi\pi523\uparrow - 404\downarrow$ 4
0_4^-				2,8	0,2	$(30)_4:95$
						$(30)_4: \nu\nu633\uparrow - 514\downarrow$ 25

Продолжение табл. 14

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	E_n МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
0_5^-	($\approx 2,8$)			2,9	1,0	$\pi\pi 523\uparrow - 404\downarrow$ (30) ₅ :89 {(22) ₁ , (32) ₁ }:8 (30) ₅ : $\pi\pi 523\uparrow - 404\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 514\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 521\uparrow$	22 16 7 7
8_1^+	(3,075)			2,8		(88) ₁ :100 $\pi\pi 523\uparrow + 514\uparrow$	100
		($^3\text{He}, d$): $\pi\pi 523\uparrow + 514\uparrow$ (α, t): велика					
9_1^-	(2,494)			3,4		(99) ₁ :100 $\nu\nu 633\uparrow + 505\uparrow$	100
		(d, t): $\nu\nu 633\uparrow + 505\uparrow$ ($^3\text{He}, \alpha$): велика					

Таблица 15. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в ^{166}Er

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M1$	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M1)\downarrow, \mu_N^2$	
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		n_f	$I^\pi K_n$	E_n , МэВ	
						эксп. [ссылка]
0^+0_1	1,460	$E2$		2^+2_1	0,786	1,1
1^-0_1	1,662	$E1$		$0^+0_{g.s.}$	0	$(8,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$
0^+0_2	1,713	$E2$		2^+2_1	0,786	95
1^+1_1	1,812	$M1$		$0^+0_{g.s.}$	0	0,9
1^-1_1	1,830	$E1$		$0^+0_{g.s.}$	0	$\approx 1 \cdot 10^{-3}$
3^-3_1	1,918	$E1$	1	2^+2_1	0,786	$7 \cdot 10^{-6}$
		$M1$	2	2^-2_1	1,458	0,03
0^+0_3	1,935	$E2$		2^+2_1	0,786	60
4^+4_1	1,978	$E2$		2^+2_1	0,786	115
4^+4_2	2,05*	$E2$		2^+2_1	0,786	500
3^+3_2	2,133	$M1$	1	2^+2_1	0,786	0,001
		$E2$				0,75
		$E1$	2	2^-2_1	1,458	10^{-4}
		$E1$	3	4^-4_1	1,572	$3 \cdot 10^{-6}$
		$M1$	4	2^+2_1	1,703	$4 \cdot 10^{-4}$
		$E1$	5	3^-3_1	1,916	$2 \cdot 10^{-5}$
		$E1$	6	4^-4_2	2,002	$3 \cdot 10^{-6}$
3^+2_4	2,160	$E2$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,081	0,08

Продолжение табл. 15

Начальное состояние		E λ или M1	Конечное состояние		B(E λ) $\downarrow$, e ² фм ^{2λ} или B(M1) $\downarrow$, μ_N^2			
I ^{π} K _n	E _n , МэВ		n _f	I ^{π} K _n	E _n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
1 ⁻ 0 ₂ 4 ⁺ 4 ₃ 3 ⁻ 3 ₂	$\approx 2,2$ 2,2* 2,216	M1	2	2 ⁺ 2 ₁	0,786	$\approx 3 \cdot 10^{-3}$	9·10 ⁻⁴	
		E2						0,05
		E2	3	2 ⁺ 0 ₁	1,528		0,11	
		E1		0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		7·10 ⁻³	
		E2		2 ⁺ 2 ₁	0,786		70	
		E1	1	2 ⁺ 2 ₁	0,786		10 ⁻⁴	
		M1	2	2 ⁻ 2 ₁	1,458		0.01	
		M1	3	4 ⁻ 4 ₁	1,572		5·10 ⁻⁵	
		E2	4	1 ⁻ 1 ₁	1,830		0,12	
		M1	5	3 ⁻ 3 ₁	1,916		6·10 ⁻³	
3 ⁻ 3 ₃ 4 ⁺ 4 ₄ 1 ⁻ 0 ₃ 1 ⁻ 0 ₄	2,243 2,6* $\approx 2,7$ $\approx 2,8$	M1	6	4 ⁻ 4 ₂	2,002	1·10 ⁻³ 4·10 ⁻³	3·10 ⁻⁴	
		E1	1	2 ⁺ 2 ₁	0,786		10 ⁻⁵	
		M1	2	3 ⁻ 2 ₁	1,514		2·10 ⁻⁴	
		E2		2 ⁺ 2 ₁	0,786		0,42	
		E1		0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		12·10 ⁻³	
		E1		0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		8·10 ⁻³	

Таблица 16. Неротационные состояния в ¹⁶⁸Er

K _n ^{π}	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E _n , МэВ	B(E λ) $\uparrow$, Структура одн.ед.	%	E _n , МэВ	B(E λ) $\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
2 ₁ ⁺	0,821	4,7	(t, α): $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$ 50 $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ 37 log ft = 5,2: $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ заметна	0,8	4,4	(22) ₁ :94 {(22) ₁ , (20) ₁ }:1 (22) ₁ : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	30 26 23 16
4 ₁ ⁻	1,094		(d, p): $\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ 70 (t, α): $\pi\pi 411\downarrow + 523\uparrow$ 25	1,0	2,5	(54) ₁ :99 (54) ₁ : $\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	66 20
0 ₁ ⁺	1,217	$\leq 0,1$	(t, d): $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ 60	1,3	0,07	(20) ₁ :64; (20) ₂ :23 {(22) ₁ , (22) ₁ }:4 {(32) ₁ , (32) ₁ }:2 (20) ₁ : $\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	36 34 14

Продолжение табл. 16

K_n^π	Эксперимент				Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$, одн.ед.	Структура	%	E_n , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
1_1^-	1,358	3,92	(d, t): $\nu\nu 512^\uparrow - 633^\downarrow$ 80 (d, p): $\nu\nu 512^\uparrow - 633^\downarrow$ 80		1,3	4,3	$\pi\pi 411^\downarrow - 411^\downarrow$ (31) ₁ : 94	2
0_2^+	1,422		(t, d): $\nu\nu 633^\uparrow - 633^\uparrow \leq 20$		1,4	0,03	(31) ₁ : $\nu\nu 512^\uparrow - 633^\uparrow$ (20) ₂ : 64; (20) ₁ : 27 {(22) ₁ , (33) ₃ }: 3	76
							(20) ₂ : $\nu\nu 521^\uparrow - 521^\uparrow$ $\nu\nu 633^\uparrow - 633^\uparrow$ $\nu\nu 512^\downarrow - 512^\downarrow$	55 22 21
3_1^-	1,542	0,25	(d, p): $\nu\nu 633^\uparrow - 521^\downarrow$ 90 (t, α): $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\downarrow$ 4		1,6	0,3	(33) ₁ : $\nu\nu 633^\uparrow - 521^\downarrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\downarrow$	92 2
2_1^-	1,569	4,94			1,6	4,7	(32) ₁ : 94 {(20) ₁ , (32) ₁ }: 2	
							(32) ₁ : $\nu\nu 633^\uparrow - 521^\uparrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\uparrow$ $\nu\nu 624^\uparrow - 512^\uparrow$	29 20 11
3_1^+	1,653		(d, d') велика для 4^+3_1		1,6	0,8	(43) ₁ : 98 (43) ₁ : $\nu\nu 512^\uparrow + 521^\downarrow$	91
0_1^-	1,786	1,96			1,8	3,0	(30) ₁ : 98 (30) ₁ : $\nu\nu 642^\uparrow - 512^\uparrow$ $\nu\nu 514^\downarrow - 633^\uparrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 404^\downarrow$	25 7 3
3_2^-	1,828	0,60			1,9	0,5	(33) ₂ : 92 (33) ₂ : $\nu\nu 633^\uparrow - 510^\uparrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\downarrow$ $\pi\pi 514^\uparrow - 411^\uparrow$	80 6 3
0_3^+	1,833		(t, α): $\pi\pi 411^\downarrow - 411^\downarrow$ 25		1,8	0,02	(20) ₃ : 94 {(32) ₁ , (32) ₁ }: 3 (20) ₃ : $\pi\pi 411^\downarrow - 411^\downarrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 523^\uparrow$ $\pi\pi 411^\uparrow - 411^\uparrow$ $\nu\nu 512^\uparrow - 512^\uparrow$ $\nu\nu 633^\uparrow - 633^\uparrow$	44 28 9 3 2
2_2^+	1,848				1,8	0,02	(22) ₂ : 96 (22) ₂ : $\nu\nu 512^\uparrow - 521^\downarrow$	97
4_2^-	1,905		(t, α): $\pi\pi 411^\downarrow + 523^\uparrow$ 60 (d, p): $\nu\nu 633^\uparrow + 521^\downarrow$ 30		1,8	0,9	(54) ₂ : 99 (54) ₂ : $\pi\pi 411^\downarrow + 523^\uparrow$	60

Продолжение табл. 16

K_n^π	Эксперимент				Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
2_3^+	1,930		$\log ft = 6,2$: $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ мала		2,0	0,2	$\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ (22) ₃ :68; (22) ₅ :8 {(22) ₁ , (20) ₁ }:9 {(22) ₁ , (44) ₁ }:3 (22) ₃ : $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	31 63 16
1_2^-	1,937		(t, α) мала		1,9	0,4	(31) ₂ :96 (31) ₂ : $\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 512\uparrow$	85 9
3_3^-	1,999	0,42	(t, α): $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ 75 (d, p): $\nu\nu 633\uparrow - 510\uparrow$ 10		2,0	0,6	(33) ₃ :96 (33) ₃ : $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 510\uparrow$ $\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	76 13 6
4_1^+	2,056	0,6			2,0	0,9	(44) ₁ :60 {(22) ₁ , (22) ₁ }:30 {(20) ₁ , (44) ₁ }:2 (44) ₁ : $\pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$ $\nu\nu 512\uparrow + 512\downarrow$ $\nu\nu 514\uparrow + 521\uparrow$	50 9 8
4_3^-	2,060		(d, p): $\nu\nu 633\uparrow + 510\uparrow$ 33 (t, d): $\nu\nu 633\uparrow + 510\uparrow$ 33		2,3	0,002	(54) ₃ :92 {(22) ₂ , (32) ₁ }:5 (54) ₃ : $\nu\nu 624\uparrow - 521\downarrow$	98
7_1^-	2,122				2,2	0,02	(77) ₁ :100 (77) ₁ : $\pi\pi 523\uparrow + 404\downarrow$ $\nu\nu 514\downarrow + 633\uparrow$	95 4
1_1^+	2,134				2,1	0,2	(21) ₁ :82; (21) ₃ :7 {(31) ₁ , (32) ₁ }:5 {(33) ₂ , (54) ₁ }:3 (21) ₁ : $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 624\uparrow - 633\uparrow$ $\pi\pi 514\uparrow - 523\uparrow$	80 13 3
3_2^+	2,187				2,3	0,007	(43) ₂ :99 (43) ₂ : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	91
2_4^+	2,193		(t, α): $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ 20+30 $\log ft = 4,8$: $\nu\nu 523\uparrow - 521\uparrow$ велика		2,1	0,1	(22) ₄ :52 (22) ₃ :18; (22) ₅ :11 {(22) ₁ , (20) ₁ }:12 {(22) ₁ , (44) ₁ }:6 (22) ₄ : $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	60

Продолжение табл. 16

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура	%
2_2^-	2,230			2,2	0,07	$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ (32) ₂ :94	29
4_2^+	2,238			2,4	0,2	$\{(20)_1, (32)_1\}$:2 (32) ₂ : $\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$ (44) ₂ :47; (44) ₁ :23 $\{(22)_1, (22)_1\}$:31	83
3_4^-	2,263	4,68		2,3	2,4	(44) ₂ : $\pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$ $\nu\nu 514\downarrow + 521\downarrow$ (33) ₄ :65 (33) ₈ :3; (33) ₉ :4 $\{(22)_1, (31)_1\}$:21	35 33
5_1^+	2,268			2,0	1,2	(33) ₄ : $\nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ (65) ₁ :100	39 23 16
5_2^+	(2,298)			2,3	0,04	(65) ₁ : $\pi\pi 404\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 512\uparrow$ $\nu\nu 514\downarrow + 521\uparrow$ (65) ₂ :100	55 29 4
3_5^-	2,323	1,53		2,4	1,1	(65) ₂ : $\nu\nu 523\downarrow + 512\uparrow$ $\pi\pi 404\downarrow + 411\uparrow$ (33) ₄ :25; (33) ₈ :7 (33) ₉ :7 $\{(22)_1, (31)_1\}$:60	68 30
1_2^+	2,365		(t, α): $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ велика	2,3	$4 \cdot 10^{-4}$	(21) ₂ :93 $\{(32)_1, (33)_3\}$:2 (21) ₂ : $\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$ (55) ₁ :100	
5_1^-	2,366			2,2	0,3	(55) ₁ : $\nu\nu 521\uparrow + 624\uparrow$ $\pi\pi 514\uparrow + 411\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\uparrow$	93 60 31
2_5^+	2,425		(t, α): $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ заметна $\log ft = 4,6$: $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ велика	2,4	0,01	(22) ₅ :51 (22) ₄ :30; (22) ₆ :12 (22) ₅ : $\nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	80 8 5
4_3^+	2,663			2,6	0,2	(44) ₃ :42; (44) ₄ :20 (44) ₂ :18	

Продолжение табл. 16

K_n^π	Эксперимент			Расчет в КФМЯ		
	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	%	E_n , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$, одн.ед.	Структура %
						$\{(22)_1, (22)_1\}:10$ $\{(20)_1, (44)_1\}:2$ $(44)_3: \nu\nu 514\downarrow + 521\downarrow$ 47 $\nu\nu 512\uparrow + 521\uparrow$ 33 $\nu\nu 523\uparrow + 541\downarrow$ 6

Таблица 17. $E1$ - и $M1$ -переходы на основное состояние и $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в ^{168}Er

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	E_n , МэВ		n_f	$I^\pi K_n$	E_n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
4^-4_1	1,094	$M2$	1	2^+2_1	0,821	0,42 [71]	0,6
2^+0_1	1,276	$E2$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	≤ 4 [69]	4
		$E2$	2	$2^+0_{g.s.}$	0,079		5,7
		$E2$	3	2^+2_1	0,821		32
1^-1_1	1,358	$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$1,5 \cdot 10^{-3}$ [71]	$5 \cdot 10^{-3}$
3^-1_1	1,431	$E1$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,079	$2,2 \cdot 10^{-6}$ [71]	$7 \cdot 10^{-3}$
		$E1$	2	3^+2_1	0,895	$1,2 \cdot 10^{-7}$ [71]	$5 \cdot 10^{-5}$
2^+0_2	1,496	$E2$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,079		2,0
		$E2$	2	2^+2_1	0,821		18
		$E2$	3	2^+0_1	1,276		$4 \cdot 10^{-4}$
3^-3_1	1,542	$E1$	1	2^+2_1	0,821	$4,1 \cdot 10^{-5}$ [71]	$6 \cdot 10^{-5}$
		$M1$	2	4^-4_1	1,094	$3,0 \cdot 10^{-2}$ [71]	10^{-3}
2^-2_1	1,569	$E1$	1	2^+2_1	0,821		$4 \cdot 10^{-3}$
3^+3_1	1,653	$M1$	1	2^+2_1	0,821		$8 \cdot 10^{-4}$
		$E1$	2	4^-4_1	1,094		$6 \cdot 10^{-6}$
		$E1$	3	3^-3_1	1,542		10^{-6}
		$E1$	4	2^-2_1	1,569		10^{-5}
1^+0_1	1,786	$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$9 \cdot 10^{-3}$ [49]	$3 \cdot 10^{-2}$
3^-3_2	1,828	$E1$	1	2^+2_1	0,821		$3 \cdot 10^{-6}$
		$E2$	2	1^-1_1	1,358		8
		$M1$	3	3^-3_1	1,542		0,002
		$M1$	4	4^-3_1	1,615		$7 \cdot 10^{-4}$
2^+2_2	1,848	$E2$	1	$0^+0_{g.s.}$	0		1,5
		$M1$	2	2^+2_1	0,821		0,004
		$E2$	3	2^+0_1	1,276		0,06

Продолжение табл. 17

Начальное состояние		Eλ или Mλ	Конечное состояние		B(Eλ)↓, e ² фм ^{2λ} или B(Mλ)↓, μ _N ² фм ^{2λ-2}		
I ^π K _n	E _n , МэВ		n _f	I ^π K _n	E _n , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
2 ⁺ 0 ₃	1,893	E2	4	2 ⁺ 0 ₂	1,493	2,2·10 ⁻⁴ [71]	1,2
		E1	5	2 ⁻ 2 ₁	1,569		2·10 ⁻⁴
		M1	6	3 ⁺ 3 ₁	1,653		8·10 ⁻⁶
		E2	1	2 ⁺ 0 _{g.s.}	0,079		3,2
		E2	2	3 ⁺ 2 ₁	0,895		9
4 ⁻ 4 ₂	1,905	M1	1	4 ⁻ 4 ₁	1,094		0,05
		M1	2	3 ⁻ 3 ₁	1,542		10 ⁻⁴
2 ⁺ 2 ₃	1,930	E2	1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		14
		M1	2	2 ⁺ 2 ₁	0,821		3·10 ⁻³
		E2					0,1
1 ⁻ 1 ₂	1,937	M1	3	3 ⁺ 3 ₁	1,653		8·10 ⁻⁴
		E2	1	0 ⁺ 0 _{g.s.}	0		6·10 ⁻⁴
		M1	2	1 ⁻ 1 ₁	1,358		6·10 ⁻⁵
		M1	2	1 ⁻ 0 ₁	1,786		10 ⁻³
2 ⁻ 1 ₂	1,972	E2	1	2 ⁺ 2 ₁	0,821		8·10 ⁻⁷
		E2	2	3 ⁻ 3 ₁	1,542		4,7
3 ⁻ 3 ₃	1,999	M1	1	3 ⁻ 3 ₁	1,542	5,8·10 ⁻⁴ [71]	8·10 ⁻³
		M1	2	2 ⁻ 2 ₁	1,569	2,5·10 ⁻⁴ [71]	0,02
		E1	3	3 ⁺ 3 ₁	1,653	4·10 ⁻⁷	
		M1	4	3 ⁻ 3 ₂	1,828	0,01	
4 ⁺ 4 ₁	2,056	E2	1	2 ⁺ 2 ₁	0,821	280 ± 140 [72]	175
						315[73]	
4 ⁻ 4 ₃	2,060	E1	2	4 ⁻ 4 ₁	1,094	5,5·10 ⁻⁴ [74]	8·10 ⁻⁴
		M1	1	4 ⁻ 4 ₁	1,094	2·10 ⁻³	
		M1	2	5 ⁻ 3 ₁	1,707	5·10 ⁻³	
		M1	3	4 ⁻ 3 ₂	1,892	2·10 ⁻³	
		M1	4	4 ⁻ 4 ₂	1,905	6·10 ⁻³	
		E2				0,05	
		E1	1	3 ⁻ 3 ₁	1,542	6·10 ⁻⁵	
3 ⁻ 3 ₂	2,187	M1	2	3 ⁺ 3 ₁	1,653	5·10 ⁻³	
		M1	1	2 ⁺ 2 ₁	0,821	7·10 ⁻⁸	
2 ⁺ 2 ₄	2,193	E2				2·10 ⁻³	
		E1	1	2 ⁺ 2 ₁	0,821	4·10 ⁻⁴	
2 ⁻ 2 ₂	2,230	M1	2	3 ⁻ 3 ₁	1,542	8·10 ⁻³	
		M1	3	2 ⁻ 2 ₁	1,569	5·10 ⁻³	
4 ⁺ 4 ₂	2,238	E1	1	4 ⁻ 4 ₁	1,094	10 ⁻³	
		M1	2	4 ⁺ 3 ₁	1,736	10 ⁻³	
		E2	3	2 ⁺ 2 ₁	1,848	0,4	

Продолжение табл. 17

Начальное состояние		Eλ или Mλ	Конечное состояние		B(Eλ)↓, e ² фм ^{2λ} или B(Mλ)↓, μ _N ² фм ^{2λ-2}	
I ^π K _n	E _n , МэВ		n _f	I ^π K _n	E _n , МэВ	
						эксп. [ссылка] расчет
3 ⁻ 3 ₄	2,263	E1	4	4 ⁻ 3 ₂	1,892	10 ⁻⁵
		E1	5	4 ⁻ 4 ₂	1,905	10 ⁻³
		E1	1	2 ⁺ 2 ₁	0,821	4·10 ⁻⁶
		M1	2	4 ⁻ 3 ₁	1,615	5·10 ⁻⁴
		E2				0,11
2 ⁺ 2 ₅	2,425	M1	3	3 ⁻ 2 ₁	1,633	4·10 ⁻³
		E1	4	3 ⁺ 3 ₁	1,653	3·10 ⁻⁵
		M1	5	3 ⁻ 3 ₃	1,999	10 ⁻³
		E2	1	0 ⁻ 0 _{g.s.}	0	5,6
		M1	2	2 ⁺ 2 ₁	0,821	8·10 ⁻³
4 ⁺ 4 ₃	2,663	E2	3	0 ⁺ 0 ₁	1,217	31,5
		E1	1	4 ⁺ 4 ₁	1,094	3·10 ⁻⁵
		M1	2	3 ⁺ 3 ₁	1,653	0,01

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gallagher C.J., Soloviev V.G. – Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk., 1962, vol.2, No.2.
2. Бор О., Моттельсон Б. – Структура атомного ядра. М.: Мир, 1985, т.2.
3. Соловьев В.Г. – Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971 (English translation: Oxford: Pergamon Press, 1976).
4. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. – Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
5. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. – Z. Phys., 1981, vol.A301, p.263.
6. Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю. – ЯФ, 1982, т.36, с.1376.
7. Bohle D., Richter A., Steffen W. et al. – Phys. Lett., 1984, vol.B137, p.27.
8. Lo Iudice N., Palumbo F. – Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.1532.
9. Hamamoto I., Magnusson C. – Phys. Lett., 1992, vol.B312, p.267.
10. Nojarov R., Fassler A. – Nucl. Phys., 1988, vol.A484, p.1.
11. Fassler A., Nojarov R., Taigel T. – Nucl. Phys., 1989, vol.A492, p.105.
12. Zawischa D., Speth J. – Z. Phys., 1992, vol.A542, p.375.
13. Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. – ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.377 (Part.Nucl., 1994, vol.25, p.157).
14. Соловьев В.Г. – ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580.
15. Соловьев В.Г. – Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989 (English translation: Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1992).
16. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – Nucl. Phys., 1994, vol.A568, p.244.
17. Karadjov D., Voronov V.V., Catara F. – J. Phys., 1994, vol.G20, p.1431.
18. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.551.
19. Berzins J., Prokofjevs P., Georgii R. et al. – Nucl. Phys., 1995, vol.A548, p.413.
20. Базнат М.И., Пятков Н.И. – ЯФ, 1975, т.21, с.365.
21. Струтинский В.М. – ЯФ, 1966, т.3, с.614.
22. Gallagher C.J., Moszkowski S.A. – Phys. Rev., 1958, vol.111, p.1282.
23. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – J. Phys., 1994, vol.G20, p.113.
24. Soloviev V.G., Sushkov A.V. – Z. Phys., 1993, vol.A345, p.155.
25. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – IJMP, 1994, vol.E3, p.1227.
26. Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. – ЯФ, 1996, т.59, с.57.
27. Greenwood R.C., Reich C.W., Baader H.A. et al. – Nucl. Phys., 1978, vol.A304, p.327.
28. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. – Nucl. Phys., 1982, vol.A380, p.189.
29. Klora J., Borner H.G., von Egidy T. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A561, p.1.
30. McGowan M.K., Milner W.T. – Phys. Rev., 1981, vol.C23, p.1926.
31. Burke D.G., Hammaren E., Swift C.L. et al. – Nucl. Phys., 1981, vol.A366, p.202.
32. Konijn J., de Boer F.W.N., van Poelgeest A. et al. – Nucl. Phys., 1981, vol.A352, p.191.
33. Bohle D., Richter A., Heyde K. et al. – Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.1661.
34. Lovhoiden G., Thorsteinsen T.F., Andersen A. et al. – Nucl. Phys., 1989, vol.A494, p.157.

35. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. – Nucl. Phys., 1989, vol.A492, p.411.
36. Friedrichs H., Hager D., von Brentano P. et al. – Nucl. Phys., 1994, vol.A567, p.266.
37. Reich C.W. – Nucl. Data Sheets, 1993, vol.68, p.405.
38. Lovhoiden G., Thorsteinsen T.F., Burke D.G. – Physica Scripta, 1986, vol.34, p.691.
39. Sugawara M., Kusakari H., Morikawa T. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A557, p.653c.
40. Александров А.А., Бутцев В.С., Вьюлов Ц. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т.38, с.77.
41. McAdam R.E., Otterson O.H. – Z.Phys., 1972, vol.250, p.2096.
42. Grottdal T., Nybo K., Thorsteinsen T., Elbek B. – Nucl. Phys., 1968, vol.A110, p.385.
43. Gen-ming J., Garrett J.D., Lovhoiden G. et al. – Phys. Rev. Lett., 1981, vol.46, p.222.
44. Ramsay T., Rekstad J., Guttorsen M. et al. – Nucl. Phys., 1985, vol.A438, p.301.
45. Burke D.G., Lovhoiden G., Thorsteinsen T. – Nucl.Phys., 1988, vol.A483, p.221.
46. Riezebos H.J., De Voigt M.J.A., Fields C.A. et al. – Nucl. Phys., 1987, vol.A465, p.1.
47. Wesselborg C., von Brentano P., Zell K.O. et al. – Phys. Lett., 1988, vol.B207, p.22.
48. Cresswell A.J., Butler P.A., Cline D. et al. – Phys. Rev., 1995, vol.C52, p.1934.
49. Zilges A., von Brentano P., Friedrichs H. et al. – Z. Phys., 1991, vol.A340, p.155.
50. Helmer R.G. – Nucl. Data Sheets, 1994, vol.64, p.79.
51. Warner D.D., Casten R.F., Kane W.R., Gelletly W. – Phys. Rev., 1989, vol.C27, p.2292.
52. Friedrichs H., Schlitt B., Margraf J. et al. – Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.R892.
53. Kern J., Mikoshiba O., Sheline R.K. et al. – Nucl. Phys., 1967, vol.A104, p.642.
54. Freeman S.J., Chapman R., Durell J.L. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A554, p.333.
55. Oshima M., Morikawa T., Hatsukawa Y. et al. – In: Proc. IV Intern. Conference "Selected Topics in Nuclear Structure", (ed. V.G. Soloviev), JINR,E4-94-370, Dubna, 1995, p.154.
56. Shurshikow E.N. – Nucl. Data Sheets, 1986, vol.47, p.433.
57. Shurshikow E.N., Timofeeva N.V. – Nucl. Data Sheets, 1992, vol.65, p.365.
58. Hoyler F. – Private comm.
59. Shurshikow E.N., Timofeeva N.V. – Nucl. Data Sheets, 1992, vol.67, p.45.
60. Григорьев Е.П. – ЯФ, 1994, т.57, с.590.
61. Ardisson C., Berci V., Dolmasso J. et al. – Nouvo Cim., 1992, vol.105A, p.215.
62. McGowan F.K., Milner W.T., Robinson A.R., Stelson P.H. – Nucl. Phys., 1978, vol.A297, p.51.
63. Panar J.D., Burke D.G. – Can. J. Phys., 1979, vol.57, p.1999.
64. Burke D.G., Garret P.E. – Nucl. Phys., 1992, vol.A550, p.21.
65. Davidson W.F., Warner D.D., Casten R.F. et al. – J. Phys., 1981, vol.G7, p.455.
66. Burke D.G., Maddock B.L., Davidson W.F. – Nucl. Phys., 1985, vol.A442, p.424.
67. Burke D.G., Davidson W.F., Cizewski J.A. et al. – Nucl. Phys., 1985, vol.A445, p.70.
68. Burke D.G., Davidson W.F., Cizewski J.A. et al. – Can. J. Phys., 1985, vol.63, p.1309.
69. Govil I.M., Filbright H.W., Cline D. et al. – Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.793.
70. Davidson W.F., Dixon W.R. – J. Phys., 1991, vol.G17, p.1683.

71. Petkov P., Andrejtscheff W., Copnell J., Robinson S.J. – Nucl. Phys., 1991, vol.A533, p.49.
72. Borner H.G., Jolie J., Robinson S.J. et al. – Phys. Rev. Lett., 1991, vol.66, p.691.
73. Neu R., Hoyler F. – Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.208.
74. Aprahamian A. – Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.2093.
75. Jungclaus A., Casten R.F., Gill R.L. et al. – Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.88.
76. Железнова К.М., Корнейчук А.А., Соловьев В.Г. и др. – Сообщение ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
77. Soloviev V.G. – Atomic Energy Review, 1965, vol.3, No.2, p.117.
78. Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. – ЯФ, 1986, т.44, с.1443.
79. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – IJMP (in press).
80. Soloviev V.G., Sushkov A.V. – J. Phys., 1990, vol.G16, p.L57.
81. Soloviev V.G. – Z.Phys., 1989, vol.A334, p.143.
82. Shihab-Eldin A.A., Rasmussen J.O., Stoyer M.A., Burke D.G., Garrett P.E. – IJMP, 1995, vol.E4, p.411.
83. Casten R.F., von Brentano P. – Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.R1280.
84. Casten R.F., von Brentano P. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.3528.
85. Burke D.G., Sood P.C. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.3525.
86. Chou W.T., Casten R.F., von Brentano P. – Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.R9.
87. Casten R.F., von Brentano P., Zamp r N.V. – Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.1940.
88. Sood P.C., Headly D.M., Sheline R.K. – Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1991, vol.47, p.89.
89. Burke D.G. – In: Frontiers in Nuclear Physics, JINR, D4-95-308, Dubna, 1995, p.41.
90. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu., Lo Iudice N. – Nucl. Phys., 1996, vol.A600, p.155.
91. Soloviev V.G. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.R2885.
92. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – J. Phys., 1995, vol.G21, p.1217.
93. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. – Z. Phys., 1989, vol.A334, p.149.
94. Bar eld A.F., Barrett B.R., Wood J.L., Scholten O. – Ann. Phys., 1988, vol.182, p.344.
95. Oshima M., Morikawa T., Kusakari H. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A557, p.635c.
96. Fahlander C., Axelsson A., Heinebrodt M., Hartlein T., Schwalm D. – Phys. Lett., 1996, vol.B (in press).
97. Winchell D.F., Lee I.Y., Baktash C. et al. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.2952.
98. Wu X., Aprahamian A., Castro-Ceron J., Baktash C. – Phys. Lett., 1993, vol.B316, p.235.
99. Wu X., Aprahamian A., Fischer S.M. et al. – Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.1837.
100. Burke D.G. – Phys. Rev. Lett., 1994, vol.73, p.1899.

СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЙ И БОЗЕ-КОНДЕНСАТ В ЖИДКОМ ^4He

Ж.А.Козлов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор работ по исследованию жидкого ^4He методом неупругого рассеяния нейтронов на основе результатов, полученных на реакторах ИБР-30 и ИБР-2. Основное внимание уделено изучению структуры спектров возбуждений как в нормальной, так и в сверхтекучей фазах, поиску и исследованию бозе-конденсата.

The review of investigations of liquid ^4He by inelastic scattering of neutrons on the basis of results obtained at reactors IBR-30 and IBR-2 is presented. The main attention is given to the study of the structure of excitation spectra both in normal and in superfluid phases and to the search for and investigation of the Bose condensate.

ВВЕДЕНИЕ

Жидкость, образованная из атомов ^4He , обладает рядом исключительных свойств. П.Л.Капица [1] открыл, что жидкий ^4He при температуре ниже $T_\lambda = 2,17$ К становится сверхтекучим. Свойство сверхтекучести, как показал Л.Д.Ландау [2], следует из формы спектра элементарных возбуждений бозе-жидкости и может осуществляться при условии, если скорость течения жидкости меньше критической, определяемой из спектра возбуждений. Рассмотрение жидкого ^4He как идеального бозе-газа позволило Ф.Лондону [3] предположить, что сверхтекучесть ^4He связана с явлением бозе-эйнштейновской - конденсации, т.е. с наличием макроскопического числа атомов ^4He в основном состоянии с импульсом $p = 0$. На явление конденсации в импульсном пространстве впервые обратил внимание в 1925 г. А.Эйнштейн. Н.Н.Боголюбов [4] показал, что для слабонеидеального бозе-газа бозе-конденсация сохраняется, а найденная структура энергетических уровней удовлетворяет условиям сверхтекучести Ландау. Влияние бозе-конденсата на форму спектра рассмотрено во многих теоретических работах, начало которым было положено Н.Н.Боголюбовым и С.Т.Беляевым [5]. Развитие этих идей привело к заключению о сложной структуре спектра возбуждений сверхтекучего ^4He .

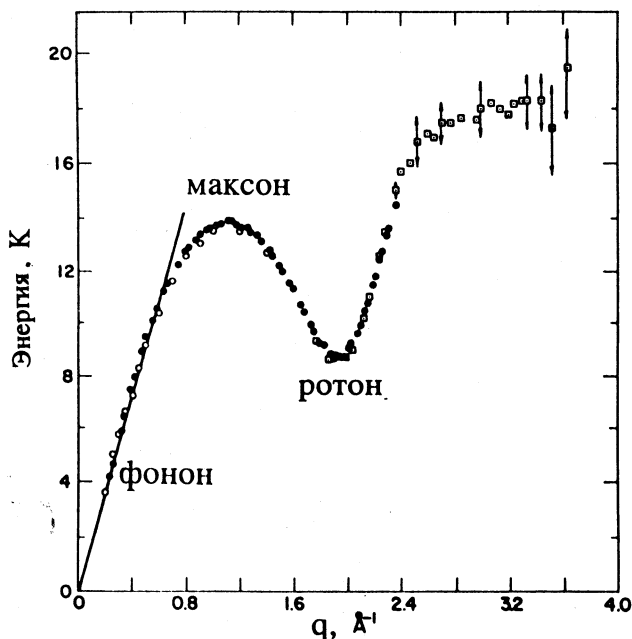


Рис.1. Кривая дисперсии сверхтекучего ^4He при температуре 1,1 К [7]

Нейтронные исследования жидкого ^4He связаны с возможностями изучения как коллективных, так и индивидуальных движений атомов. Поэтому представляет интерес исследование с помощью нейтронов спектра возбуждений в сверхтекучей и нормальной фазах жидкого ^4He , а также изучение явления бозе-конденсации. Связывая результаты нейтронных исследований с богатым материалом по изучению сверхтекучести ^4He , можно установить корреляции между явлениями сверхтекучести и бозе-конденсации. Особое место в этих корреляциях занимает спектр возбуждений, форма которого, с одной стороны, определяет условие сверхтекучести Ландау, а с другой — связана с наличием бозе-конденсата.

В 1961 г. Хеншоу и Вудс [6] методом неупругого рассеяния нейтронов измерили дисперсионную кривую возбуждений в сверхтекучем ^4He , которая совпала по форме с предсказанием Ландау. В дальнейшем в нейтронных исследованиях ^4He уточнялись параметры кривой дисперсии в зависимости от температуры и давления при различных значениях волнового вектора q [7—10]. На рис.1 показана кривая дисперсии из работы [7], на которой обозначены фононная, максонная и ротонная области. На двухкомпонент-

ный характер спектра неупруго рассеянных нейтронов в сверхтекучем ${}^4\text{He}$ в области максонов и ротонов было обращено внимание в 1978 г. Вудсом и Свенссоном [11]. В сущности, они предполагали, что нейтроны рассеиваются на нормальной и сверхтекучей компонентах независимо и по-разному. Естественно, были предприняты попытки найти теоретическое обоснование результатам этого эксперимента, однако найти его не удалось.

Параллельно с изучением спектра возбуждений велись поиски и исследования бозе-конденсата в жидком ${}^4\text{He}$ при больших передачах энергии $\epsilon \gg \Delta$ и волнового вектора $q \gg q_r$, где Δ и q_r — энергия и волновой вектор ротона. Предполагалось, что высокоэнергетические нейтроны рассеиваются на атомах ${}^4\text{He}$ как на квазисвободных частицах, и в этом случае удастся отделить спектр рассеянных нейтронов на атомах бозе-конденсата от остального спектра в силу того, что атомы бозе-конденсата не дают доплеровского уширения. Однако визуального разделения спектров получить не удалось, поэтому были использованы различные методы обработки спектров одноатомного рассеяния нейтронов, которые позволили оценить относительную плотность бозе-конденсата. Для увеличения надежности результатов такой анализ обычно проводился при разных температурах или давлениях.

Основные данные о динамике жидкости можно получить путем измерений дважды дифференциальных сечений рассеяния нейтронов, которые используются для описания жидкости с помощью динамического структурного фактора или, как часто называют, закона рассеяния $S(q, \omega)$, предложенного Ван Хове [12]. Динамический структурный фактор $S(q, \omega)$ связан с дважды дифференциальным сечением рассеяния нейтронов соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{b^2}{2\pi\hbar} \frac{k}{k_0} S(q, \omega),$$

где k_0 и k — волновые векторы падающих и рассеянных нейтронов, b — длина когерентного рассеяния. Передачи волнового вектора q и энергии ϵ при рассеянии нейтронов равны

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}, \\ \epsilon &= \hbar\omega = E_0 - E, \end{aligned}$$

где E_0 и E — начальная и конечная энергии нейтронов.

Данный обзор посвящен исследованию жидкого ${}^4\text{He}$ методом неупругого рассеяния нейтронов на основе результатов, полученных на реакторах ИБР-30 и ИБР-2. Основное внимание обращено на изучение структуры

спектров возбуждений как в нормальной, так и в сверхтекучей фазах, на поиск и исследование бозе-конденсата и установление корреляций между явлениями сверхтекучести и бозе-конденсации.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

1.1. Установка. Эксперименты по изучению неупругого рассеяния нейтронов в жидком ^4He в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) были выполнены на двух спектрометрах: сначала на ДИН-1М [13,14] (реактор ИБР-30), и затем на ДИН-2ПИ [15] (реактор ИБР-2). Часть измерений при волновых векторах $q > 7 \text{ \AA}^{-1}$ была проведена в бустерном режиме работы ИБР-30, что позволило в 1,5—2 раза улучшить разрешающую способность по энергии из-за сокращения длительности импульса

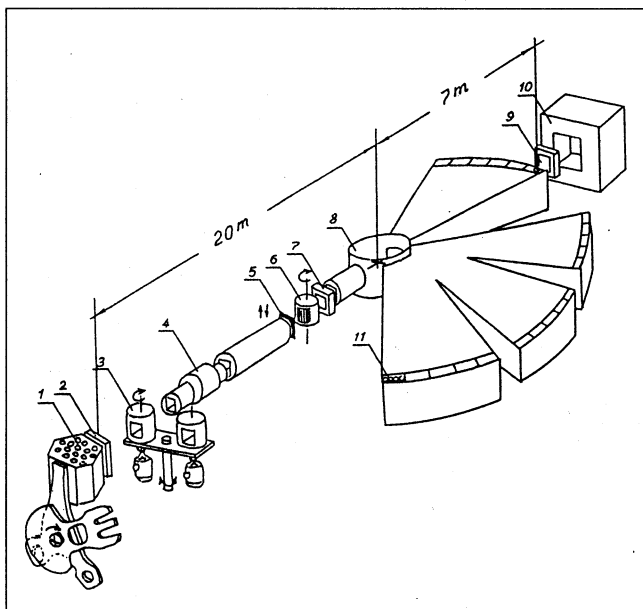


Рис.2. Схема спектрометра ДИН-2ПИ: 1 — активная зона ИБР-2, 2 — замедлитель, 3 — прерыватель для подавления фона, 4 — коллиматор, 5 — кадмиевая заслонка, 6 — селектор-монокроматор, 7 — монитор 1, 8 — камера образца, 9 — монитор 2, 10 — ловушка, 11 — ^3He -счетчики

мощности реактора и уменьшения времени жизни нейтронов в замедлителе. Оба спектрометра идентичны по сути и являются спектрометрами так называемой «прямой геометрии», хотя, конечно, имеются различия в конструкциях и основных характеристиках. Особенности этих спектрометров описаны в работе [15]. На рис.2 схематично показано размещение основных узлов спектрометра ДИН-2ПИ. Детекторные системы спектрометров позволяли одновременно проводить измерения интенсивностей рассеянных нейтронов в широком интервале углов рассеяния, например, на ДИН-2ПИ $\theta \approx 3+135^\circ$. Для измерений использовались криостаты [16], позволившие работать с образцом жидкого ^4He при температурах от 4,2 до 0,42 К. Точность поддержания температуры составляла $\pm 0,01$ К.

1.2. Времяпролетная методика. На обоих спектрометрах используется времяпролетная методика измерения спектров неупругого рассеяния нейтронов. Монохроматический пучок нейтронов, падающий на образец, формируется из вспышки импульсного реактора механическим прерывателем по методу времени пролета нейтронов первой базы. Энергия нейтронов, рассеянных на образце на угол θ , определяется по времени пролета второй базы между образцом и детектором.

Анализ экспериментальных спектров рассеянных нейтронов в области одночастичных возбуждений проводился в энергетической шкале, для чего измеряемая в эксперименте интенсивность, как функция угла рассеяния θ и времени пролета t нейтронов, преобразовывалась в динамический структурный фактор $S(q, \epsilon)$:

$$S(q, \epsilon) = (2\pi\hbar/b^2)(E_0^2/E^2) d^2J(\theta, t)/d\Omega dt, \quad (1.1)$$

где J — счет в канале временного спектра.

Экспериментальные спектры измерялись в условиях $\theta = \text{const}$, поэтому передачи волнового вектора q и энергии ϵ определяются из кинематического соотношения

$$q = 0,695 \left[2E_0 \mp \epsilon - 2 \cos \theta \sqrt{E_0(E_0 \mp \epsilon)} \right]^{1/2}, \quad (1.2)$$

где верхние знаки относятся к охлаждению нейтронов при рассеянии, а нижние — к нагреву. Так как кривые кинематических соотношений имеют различный характер пересечения с дисперсионной кривой при разных E_0 , ϵ и θ , то для приведения результатов по ширинам пиков и интенсивностям к условию $q = \text{const}$ удобно ввести переводной коэффициент j . В случае, когда в пределах ширины пиков кривая дисперсии и кинематическое соотношение имеют линейную зависимость, переводной коэффициент равен

$$j = \cos \alpha \left[1 - \left(\frac{dq}{d\epsilon} \right) \text{grad}_q \epsilon(q) \right], \quad (1.3)$$

где $\epsilon(q)$ — дисперсионная кривая, α — угол отклонения кривой кинематического соотношения от вертикальной оси ϵ , и $dq/d\epsilon$ определяется из (1.2). Для получения данных о ширинах (W_q) и интенсивностях (I_q) пиков при $q = \text{const}$ следует умножить результаты, полученные при $\theta = \text{const}$, на j : $W_q = W_\theta j$; $I_q = I_\theta j$.

Практически такой перевод возможен только для относительно узких пиков, для более широких пиков требуются другие подходы. Отметим, что используемая ранее формула Веллера — Фромана [17] для перевода данных в шкалу $q = \text{const}$ отличается от (1.3) множителем $\cos \alpha$, который при больших энергиях E_0 из-за $\alpha \sim 0$ несуществен.

1.3. Кадмиевая методика. Измерение фона, в основном, проводилось по так называемой кадмиевой методике [18]. С помощью кадмиевой заслонки, установленной перед механическим прерывателем, имеется возможность полностью перекрывать пучок тепловых нейтронов. Технически использование кадмиевой методики сводится к тому, что измерения как с жидким ^4He , так и с пустым криостатом проводятся путем чередования двух режимов: с кадмиевой заслонкой вне пучка и в пучке нейтронов. На других важных методических особенностях измерений и характеристиках спектрометров будем останавливаться при описании конкретных экспериментов.

Следует отметить, что на реакторе ИБР-2 имеется нетривиальная возможность для исследований жидкого ^4He методом неупругого рассеяния нейтронов в области передач энергии $\epsilon \approx 1 + 10^3$ мкэВ и волнового вектора $q \approx 10^{-2} + 1 \text{ \AA}^{-1}$ с энергетическим разрешением $\Delta E < 10$ мкэВ [19]. Предполагается, что такая установка будет работать на «очень холодных нейтронах» ($E_0 \leq 1$ мэВ) с использованием метода «обратной геометрии» с многослойными монохроматорами в качестве фильтров. Предварительно проведенные испытания основных узлов установки показали ее работоспособность.

2. СТРУКТУРА СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ ЖИДКОГО ^4He

Представления о форме спектра возбуждений бозе-жидкости впервые были высказаны Ландау [2]. Исходя из экспериментального факта, что удельная теплоемкость He II при температуре $T \rightarrow 0$ убывает пропорционально T^3 , он постулировал, что жидкий ^4He вблизи основного состояния может рассматриваться как совокупность отдельных элементарных возбуждений или квазичастиц. В области малых волновых векторов, соответствующих квантам звука — фононам, энергия возбуждений линейно зависит от

волнового вектора q , причем коэффициент пропорциональности совпадает со скоростью звука c :

$$\varepsilon(q) = c\hbar q. \quad (2.1)$$

Выражение для статического структурного фактора $S(q)$ для жидкого ${}^4\text{He}$ при малых q и $T \rightarrow 0$ получено Бийлем [20], Фейнманом [21] и Питаевским [22]:

$$S(q) = \hbar q / 2Mc, \quad (2.2)$$

в предположении, что в $S(q)$ вносят вклад только однофононные процессы. При $T \neq 0$ $S(0) = \rho k_B T K_T$, где ρ — плотность атомов ${}^4\text{He}$, k_B — постоянная Больцмана и K_T — изотермическая сжимаемость.

В области малых частот колебаний ω , вследствие частых столкновений квазичастиц, распространение звуковых волн происходит в условиях локального термодинамического равновесия. В пределе $\omega \ll \nu$, где ν — частота столкновений, имеет место гидродинамический или *столкновительный* режим и возможно распространение хорошо определенной моды первого звука. При $\omega \gg \nu$ столкновения происходят редко (*бесстолкновительный* режим), и флуктуации плотности представляют высокочастотный аналог обычного звука, названный Ландау *нулевым* звуком. Затухание нулевого звука, связанное со столкновениями квазичастиц, мало, поэтому он является хорошо определенной модой, распространяющейся в неравновесной среде. В области перехода от первого звука к нулевому ($\omega \sim \nu$) столкновения происходят достаточно часто, чтобы подавить нуль-звуковую моду, но не настолько часто, чтобы могла распространяться незатухающая волна первого звука. Таким образом, этому переходу должен соответствовать максимум поглощения звуковой волны.

В бесстолкновительной области кривая спектра возбуждений сначала отклоняется вверх, так что спектр описывается выражением

$$\varepsilon(q) = c\hbar q + \gamma q^3 + \dots, \quad \gamma > 0. \quad (2.3)$$

Затем групповая скорость возбуждений снова уменьшается, и при некотором $q = q^*$ спектр пересекает линию первого звука и уходит под нее. Такой вид спектра при температуре $T \rightarrow 0$, т.е. в отсутствие столкновений квазичастиц, приводит к своеобразному поведению затухания возбуждений, которое рассмотрено С.В.Иорданским и Л.П.Питаевским [23]. При отклонении спектра от линейной зависимости становится возможным распад на два, три и большее число возбуждений до бесконечности. С ростом q сначала становится невозможным распад на два возбуждения, затем на три, затем последовательно на большее число возбуждений. Имеется, таким образом,

последовательность порогов, которые сгущаются по направлению к точке q^* . При приближении к точке $q \rightarrow q^*$ возможен распад только на бесконечное число фононов $n \rightarrow \infty$. При $q > q^*$ распад возбуждения невозможен ни на какое число фононов. Таким образом, точка q^* является «особой» точкой, в которой затухание возбуждения обращается в нуль. Вероятность распада возбуждения вблизи q^* определяется выражением [23]:

$$W_{IP} \propto \left(\frac{\epsilon^6 \gamma}{\hbar^6 \rho c^8} \right)^n \exp(-5n \cdot \ln n), \quad n = \frac{q^{3/2} \gamma^{1/2}}{(\epsilon - c \hbar q)^{1/2}}. \quad (2.4)$$

Экспоненциальный характер обращения в нуль затухания возбуждения при наличии логарифма делает это обращение еще более быстрым.

Ландау предсказал, что в области $q \sim 1/a$, где a — значение межатомного расстояния, спектр возбуждений сверхтекучего ^4He имеет минимум

$$\epsilon(q) = \Delta + \hbar^2 \cdot (q - q_r)^2 / 2\mu,$$

где μ — эффективная масса ротона. Затухание возбуждений вблизи ротонного минимума в зависимости от температуры рассмотрено Ландау и Халатниковым [24], которые нашли, что ширина ротонных пиков равна

$$W(T) = 94 \sqrt{T} \exp(-\Delta/k_B T), \quad (2.5)$$

где W — полная ширина на половине максимума пика.

Поведение спектра возбуждений в сверхтекучем ^4He в заротонной области волновых векторов рассмотрено Питаевским [25]. С ростом q энергия возбуждений достигает некоторого порогового значения (точка окончания спектра), выше которого возбуждение неустойчиво относительно распада на два и большее число возбуждений с меньшей энергией.

Спектр возбуждений сверхтекучего ^4He Ландау, Питаевский и Фейнман получили без рассмотрения бозе-конденсата. В теоретических работах, начало которым положил Боголюбов, бозе-конденсат вводится изначально. Согласно микроскопической теории Боголюбова наличие бозе-конденсата приводит к дисперсионной кривой $\epsilon(q)$ фононного типа при малых волновых векторах в том смысле, что кривая имеет конечный наклон в начале координат, т.е. $d\epsilon/dq \neq 0$ при $q \rightarrow 0$. При этом следует иметь в виду, что предсказание линейности спектра получено в предположении об отсутствии каких-либо возбуждений атомов ^4He при нуле температуры.

Микроскопическая теория бозе-жидкости получила свое развитие с применением техники квантовой теории поля к системе многих бозе-частиц. Беляев [5] для системы взаимодействующих бозе-частиц при малой плотности определил энергетический спектр квазичастиц вблизи основного

состояния. При малых q квазичастицы являются фононами, при переходе в область высоких возбуждений или больших импульсов на кривой дисперсии возникает волнообразный изгиб (при рассмотрении газа из упругих шаров). По мере увеличения плотности бозе-конденсата этот изгиб увеличивается, и при достаточно большой плотности возникает сначала перегиб, а затем максимум и минимум, так что спектр качественно совпадает со спектром Ландау.

Теория жидкого ${}^4\text{He}$ затем развивалась Гугенгольцем и Пайнсом [26], Гаворе и Нозьером [27], Хоэнбергом и Мартином [28], Шепфалузи и Кондором [29], Гриффином и Ченгом [30] и другими. В этих работах рассматриваются два типа возбуждений: плотностные возбуждения типа «частица — дырка» (две частицы), описываемые функцией динамической восприимчивости χ , и квазичастичные (одна частица) возбуждения, описываемые одночастичной функцией Грина G . И квазичастичные возбуждения, и возбуждения частица — дырка относятся к флуктуациям плотности. Так, для сильно взаимодействующих жидкостей Гаворе и Нозьер показали, что оба типа возбуждений χ и G при малых q и $T=0$ имеют общую кривую дисперсии вида $\varepsilon(q) = c\hbar q$. Шепфалузи и Кондор, Гриффин и Ченг установили, что при $T > 0$ происходит гибридизация этих возбуждений через бозе-конденсат.

Гриффин, Глайд и Стирлинг [31—36] предложили несколько иную интерпретацию фонон-ротонных возбуждений, наблюдаемых в нейтронных экспериментах. В сверхтекучем ${}^4\text{He}$ общая динамическая восприимчивость χ имеет две компоненты: одночастичную функцию Грина G с весом в χ , зависящую от плотности бозе-конденсата $n_0(T)$, и динамическую восприимчивость χ' надконденсатных атомов. Авторы полагают, что χ и G также гибридизируются через бозе-конденсат. При малых q жидкость характеризуется коллективной модой типа нулевого звука, которая была предложена Пайнсом [37] для жидкостей с сильным взаимодействием между атомами. Эта мода существует в нормальной и сверхтекучей фазах ${}^4\text{He}$. С ростом q нуль-звуковая мода уширится, и в области ротона в нормальной фазе она очень широкая. Квазичастичные возбуждения в сверхтекучей фазе являются хорошо определенными, проявляются в виде острого пика при всех q и исчезают в нормальной фазе, где количество бозе-конденсата $n_0(T) = 0$.

Вудс и Свенссон [11] нашли, что их результаты для динамического структурного фактора $S(q, \varepsilon)$ в сверхтекучем ${}^4\text{He}$ в области максонов и ротонов хорошо описываются выражением

$$S(q, \varepsilon) = n_s S_s(q, \varepsilon) + n_n S_n(q, \varepsilon) \frac{1 - \exp(-\varepsilon/k_B T_1)}{1 - \exp(-\varepsilon/k_B T)}; \quad (2.6)$$

$$n_s = \rho_s / \rho, \quad n_n = 1 - n_s,$$

где ρ_s — плотность сверхтекучей компоненты. Причем $S_n(q, \epsilon)$ представляет собой интенсивность пика нормального He I при $T_1 > T_\lambda$. Тепловой фактор заселенности близок к единице и существен только при $\epsilon < k_B T$. Свидетельством естественности такого предположения авторы считают тот факт, что получаемая ими из эксперимента величина $S(q, \epsilon) - \rho_n S_n(q, \epsilon)$ при волновых векторах $q = (1,5 + 2) \text{ \AA}^{-1}$ вела себя при изменении температуры как $A\rho_s$ (где $A = \text{const}$). Выражение (2.6), по существу, предполагает, что нейтроны как бы чувствуют нормальную и сверхтекучую компоненты раздельно. Естественно, были предприняты попытки найти теоретическое обоснование такой картины рассеяния [38,39]. Однако до настоящего времени таких обоснований найти не удалось. Более того, именно эти работы послужили основой формулировки концепции Гриффина — Глайда, о которой шла речь выше. С другой стороны, справедливость так называемой декомпозиции Вудса — Свенссона (2.6) была сильно поколеблена в последних экспериментальных работах [40,41]. Оказалось, что более правильный учет многофононных вкладов в одночастичную интенсивность рассеяния нейтронов приводит к нарушению эмпирического правила декомпозиции. Особенно заметно это проявилось при анализе экспериментов под давлением. Этот факт вообще поставил под сомнение идею Вудса — Свенссона о разложении интенсивности рассеяния на две составляющие.

Результаты наших работ [42—45] свидетельствуют о том, что в сверхтекучей фазе в фононной и максон-ротонной областях спектра, по-видимому, правильным является представление острого пика рассеяния нейтронов в виде суперпозиции двух компонент при исключении вклада многофононной части рассеяния. При этом компоненты имеют близкие значения по положению пиков и разные по ширине, поэтому их выделение зависит от наиболее адекватного математического описания экспериментальных пиков.

2.1. Технические возможности эксперимента. Мы использовали новые технические возможности спектрометра ДИН-2ПИ, учитывая особые свойства самого ^4He . Отметим методические особенности проведенных нами экспериментов по исследованию спектра возбуждений жидкого ^4He .

Разрешение. Важным параметром спектрометра является ширина функции энергетического разрешения. Для времяпролетной методики эта величина зависит от энергий падающих на образец (E_0) и рассеянных (E) нейтронов

$$\Delta E \propto \sqrt{aE_0^3 + bE^3 + \dots}, \quad (2.7)$$

где a и b — константы. Согласно (2.7) для получения лучшего разрешения энергия падающих нейтронов выбиралась по возможности низкой. Результаты измерений при самой низкой температуре $T = 0,42$ К и начальной энергии нейтронов ~ 2 мэВ показали, что полная ширина на половине высоты (ΔE) функции разрешения в области максона была не более 50 мкэВ, а в области ротонов и фотонов — не более 100 мкэВ. Нужно отметить, что расчетные оценки ширины функции разрешения, выполненные по методу Монте-Карло сотрудниками ФЭИ (Обнинск), дали значения ширин, близкие к экспериментальным ширинам пиков при $T = 0,42$ К.

Многофононное рассеяние. При энергиях выше кривой дисперсии однофононных возбуждений начинается широкая полоса, связанная с возбуждением двух и более квазичастиц. Это так называемые многофононные и многочастичные процессы. Зависимость максимума этой части рассеяния от q обозначена кривой 2 на рис.3. Это рассеяние имеет довольно сложную структуру и само является интересным объектом исследования [46,47]. Здесь же для нас важно то, что низкоэнергетические крылья многочастичных процессов могут повлиять на величину и форму той части рассеяния, которую принято называть однофононной или одночастичной. Особенно заметно это может сказаться в области максонов. Как видно из рис.3, начальная энергия 2 мэВ лежит ниже полосы многочастичных возбуждений в ^4He , и, таким образом, процессы их рождения в значительной степени ослаблены, а их низкоэнергетические крылья дают малый вклад в область одночастичной

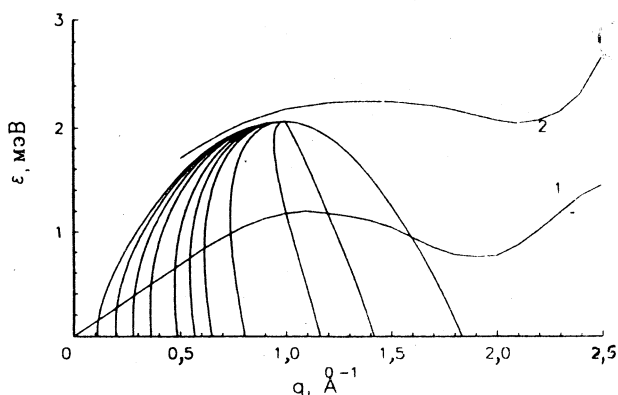


Рис.3. Дисперсионная кривая одночастичных возбуждений (1) и кривая максимума пика многофононного рассеяния нейтронов (2). Кинематические соотношения для нейтронов, рассеянных под различными углами при $E_0 = 2,08$ мэВ

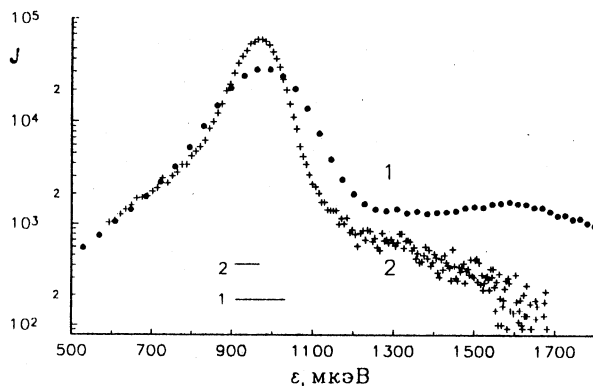


Рис.4. Экспериментальные спектры рассеяния нейтронов в ^4He при $q = 1,57 \text{ \AA}^{-1}$: 1) $T = 1,5 \text{ K}$ и $E_0 = 3,5 \text{ мэВ}$; 2) $T = 1,45 \text{ K}$ и $E_0 = 2,08 \text{ мэВ}$. Горизонтальные черточки показывают разрешение для данных пиков. Кривые нормированы на площадь одночастичных пиков

интенсивности рассеяния нейтронов. Наглядной иллюстрацией этого является рис.4, на котором для сравнения приведены экспериментальные спектры при $T \sim 1,5 \text{ K}$ и $q \sim 1,6 \text{ \AA}^{-1}$ для двух начальных энергий нейтронов: кривая 1 — $E_0 = 3,5 \text{ мэВ}$ и кривая 2 — $E_0 = 2,08 \text{ мэВ}$. Кривые нормированы на площадь одночастичного пика.

Из рис.4 хорошо видно, что при снижении начальной энергии нейтронов существенно уменьшилась ширина одночастичного пика и произошло значительное ослабление вклада многофононного рассеяния. Полностью избавиться от многофононного рассеяния, вероятно, не удастся, так как низкоэнергетический хвост многофононного рассеяния заходит под пик одночастичных возбуждений. Конечно, дальнейшее снижение энергии падающих нейтронов еще более уменьшило бы вклад многофононного рассеяния, но при этом, во-первых, быстро уменьшается интенсивность падающих и, соответственно, рассеянных нейтронов и, во-вторых, что особенно важно, энергия E_0 приближается или, лучше сказать, становится сравнимой с дебаевской температурой жидкого ^4He ($T_D \approx 15 \text{ K}$), что может привести к искажению формы одночастичных пиков со стороны высоких частот.

Здесь нужно снова вернуться к экспериментам Вудса — Свенссона [11]. Приведем для наглядности рис.5 из работы [41]. Узкий пик Вудс и Свенссон связывают со сверхтекучей компонентой. Нормальную же компоненту они

получают из широкого пика, вычитая из него ту часть рассеяния, которая остается при снижении температуры ^4He до $T \sim 1,2$ К. Предполагается, что та часть широкого пика, которая зависит от температуры, относится к рассеянию на нормальной компоненте. А та часть, которая осталась после снижения температуры до $\sim 1,2$ К, относится к многофононному рассеянию, и при дальнейшем уменьшении температуры ниже 1,2 К это рассеяние изменится несущественно. Наши эксперименты показывают, что, скорее всего, весь широкий пик относится к многофононному рассеянию. И здесь нет противоречия. Широкий пик, отнесенный к рассеянию на нормальной компоненте, также является многофононным рассеянием с тем лишь отличием, что нейтроны рассеиваются на уже имеющихся в жидкости возбуждениях.

Многokrатное рассеяние. Мы работали с довольно большим объемом образца жидкого ^4He ($\sim 3600 \text{ см}^3$) по сравнению с размерами образца других авторов ($\sim 60 \text{ см}^3$). С одной стороны, это дает выигрыш в интенсивности примерно в 60 раз, но, с другой стороны, в принципе это может привести к возрастанию роли процессов многократного рассеяния нейтронов и искажению истинной формы пика. Для проверки влияния таких эффектов, *во-первых*, были проведены специальные эксперименты с кадмиевой вставкой в контейнер образца, разбивающей весь объем на систему тонких слоев (толщиной 2 см). Сравнение результатов измерений при наличии такой вставки и без нее не выявили сколько-нибудь заметных различий в форме пиков рассеяния. Интенсивность же рассеяния уменьшилась примерно на 7% за счет перекрытия пучка нейтронов из-за толщины кадмиевых слоев. *Во-вторых*, необходимо заметить, что при снижении начальной энергии нейтронов уменьшается полное сечение рассеяния нейтронов [48]. Так, при $E_0 = 2,08 \text{ мэВ}$ $\sigma_{\text{tot}} \approx 0,2 \text{ б}$, и пропускание образца равно 0,94. Энергия нейтронов подбиралась так, чтобы вероятность повторного рассеяния в ^4He продолжала падать из-за дальнейшего падения полного сечения с уменьшением энергии. Кроме того, заметим, что если после первого рассея-

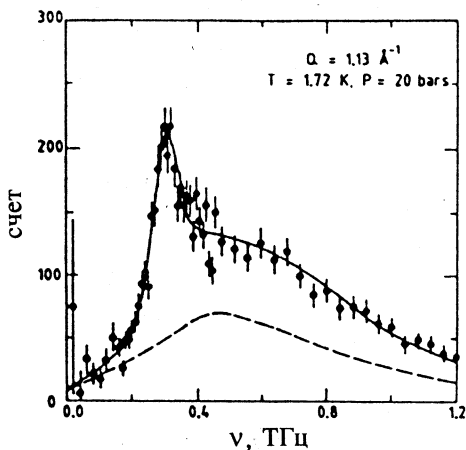


Рис.5. Сравнение спектра рассеянных нейтронов в сверхтекучем ^4He (●) с модельным описанием Вудса — Свенссона (сплошная линия). Штриховая линия — нормальная компонента $n_n S_n(q, \omega, T)$ [41]

ния энергия нейтронов становится несколько меньше энергии возбуждений в максоне, то повторное рассеяние становится возможным только в ограниченный телесный угол. К этим уменьшающим многократное рассеяние факторам нужно добавить следующее. При исследовании неупругих процессов многократное рассеяние становится важным, если нейтроны могут рассеиваться в образце упруго, т.е. без изменения энергии. В этом случае из-за относительно большого сечения упругого рассеяния приходится учитывать такие возможности рассеяния, как упругое + неупругое или неупругое + упругое рассеяние. В этом смысле сверхтекучий ^4He имеет исключительную особенность по сравнению с другими жидкостями — к настоящему времени не удалось экспериментально наблюдать упругое рассеяние. Поэтому в сверхтекучем ^4He многократное рассеяние может быть связано только с неупругими процессами. Таким образом, если вероятность первого рассеяния $n\sigma_{\text{tot}}x \approx 0,06$, то повторное рассеяние не превышает 3% от первого [$n\sigma_{\text{tot}}(x/2) \leq 0,03$], и можно считать, что эффекты многократного рассеяния нейтронов в данных экспериментах не играют заметной роли.

Сделаем небольшое замечание. В конденсированных средах полное сечение рассеяния нейтронов при энергиях порядка нескольких мэВ скачкообразно падает. Такой спад обычно связан с уменьшением упругого когерентного рассеяния нейтронов при длинах волн $\lambda > 2d$, где d — максимальное расстояние между плоскостями. В сверхтекучем ^4He упругое рассеяние не наблюдается, а резкое уменьшение полного сечения при энергиях порядка 2 мэВ в основном связано с неупругими процессами или с уменьшением вклада многофононного рассеяния нейтронов.

Отметим, что использование низких начальных энергий нейтронов приводит к дополнительному улучшению фоновых условий эксперимента из-за большого времени пролета нейтронов, т.е. проведению измерений вдали от вспышки мощности реактора.

Неопределенность значения q , связанная с конечными размерами образца и детектора, при малых q составляет $\Delta q \sim 0,06 \text{ \AA}^{-1}$, при больших q эта величина меньше. Часть экспериментов была выполнена с $\Delta q \sim 0,02 \text{ \AA}^{-1}$.

Итак, использование низкой начальной энергии нейтронов привело к улучшению функции разрешения и фоновых условий, позволило подавить многочастичные процессы при рассеянии нейтронов, значительно повысить точность измерений и реально наблюдать и анализировать особенности в спектрах нейтронов в $(1 + 5) \cdot 10^2$ раз меньшие, чем интенсивность в основном одночастичном пике рассеяния. Иллюстрацией возможностей эксперимента является тот факт, что в проведенных экспериментах наблюдались

пики, связанные с рассеянием нейтронов в жидком ${}^4\text{He}$ с приобретением энергии, т.е. с нагревом нейтронов в жидкости.

2.2. Экспериментальные результаты. Описание формы пиков неупругого рассеяния нейтронов. Динамический структурный фактор $S(q, \epsilon)$, определенный (1.1), рассчитывался из экспериментальных данных по формуле

$$S(q, \epsilon) \propto (E_0^2 / E^2) d^2 J(\theta, t) / d\Omega dt.$$

Анализ спектров рассеяния удобно провести отдельно для сверхтекучей и нормальной фаз жидкого ${}^4\text{He}$. Кроме того, можно выделить три характерные области значений волнового вектора q , для которых формы пиков также различаются. Это начальный фоновый участок кривой дисперсии при $q < 0,4 \text{ \AA}^{-1}$, затем максон-ротонная область возбуждений $q > 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ и, наконец, переходная область при $0,4 < q < 0,65 \text{ \AA}^{-1}$, названная нами областью Y.

Анализ формы пика велся с помощью либо гауссианов (GG), либо лоренцианов (LG). Обозначения GG и LG предполагают, что собственные гауссовская и лоренцевская формы сворачиваются с гауссианом, описывающим функцию разрешения спектрометра. Выбор между этими двумя моделями при анализе некоторых пиков в пределах точности в настоящее время затруднителен, хотя если измеренный пик достаточно хорошо выделен, то лоренцевская форма предпочтительнее из-за лучшего описания крыльев пика.

Что касается описания формы пиков с помощью функции «гармонического осциллятора» (НО) [34], то при энергиях $\epsilon > k_B T$ это описание существенно отличается от описания лоренцианом LG. Причем при уменьшении температуры жидкого ${}^4\text{He}$ эта условная граница сдвигается в сторону меньших ϵ . Отличие в описаниях с помощью LG или НО становится более заметным при самых малых энергиях. Функция НО, одновременно описывающая и спектр охлаждения нейтронов и спектр нагрева (если, конечно, спектр нагрева наблюдается), удобна при описании экспериментальных данных, полученных в условиях $q = \text{const}$. В нашем случае, когда $\theta = \text{const}$, а $q \neq \text{const}$, описание формы пиков функцией НО усложняется тем, что кривые кинематических соотношений для охлаждения и нагрева нейтронов не совпадают.

Сверхтекучая фаза. В максон-ротонной области спектра одночастичный острый пик рассеяния нейтронов плохо описывается одним гауссианом GG или одним лоренцианом LG. Лучшее описание с точки зрения статистических критериев аппроксимации (величины χ^2 , коэффициентов корреляции параметров модели и др.) соответствует модели двух гауссианов (GG + GG) или двух лоренцианов (LG + LG). Две компоненты пика рассеяния значительно различаются по ширине, поэтому в дальнейшем мы будем

именовать одну из них «узкой» (n), а другую — «широкой» (w). Типичные примеры разложения приведены на рис.6.

В фоновой области спектра также наблюдаются узкая и широкая компоненты рассеяния нейтронов. По причинам, которые станут ясными из дальнейшего, узкая компонента здесь имеет, по-видимому, иную природу, чем компонента (n), и мы будем обозначать ее далее символом (os). Широкая компонента (w) хорошо видна в этой области только вблизи T_λ , а при более низких температурах ее интенсивность падает и выделить ее становится трудно.

В переходной области γ картина рассеяния нейтронов наиболее сложная. Интерполируя описание пиков с помощью (n), (os) и (w) компонент в переходную область γ , получаем, что здесь, по-видимому, наблюдаются сразу три компоненты рассеяния: (n), (os) и (w). При этом компонента (os) с ростом q начинает сильно затухать, и вблизи верхней границы области при $q \sim 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ ее становится трудно выделить. Компонента (n) при уменьшении q и приближении к нижней границе области сближается по своим

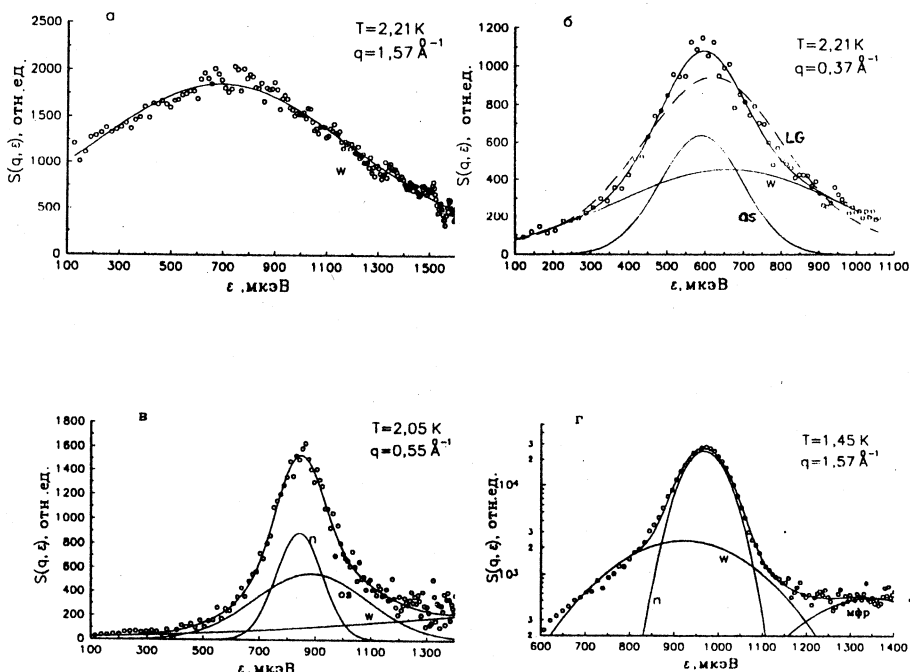


Рис.6. Кривые $S(q, \epsilon)$ при разных температурах и составляющие их разложения при различных q . Для сравнения (б) показано описание с помощью одного LG

параметрам с компонентой (os) и при $q < 0,4 \text{ \AA}^{-1}$ их трудно разделить. Широкая компонента (w) присутствует в этой области, но определяется хуже, чем в фоновной или максон-ротонной областях, и, вероятнее всего, она также затухает.

Нормальная фаза. Выше T_λ в максон-ротонной области спектра наблюдаются только широкие пики рассеяния (w), хорошо описываемые одним GG или одним LG. В фоновной области помимо широкой компоненты (w) хорошо видна узкая компонента (os). В переходной области Y эта компонента (os) начинает быстро затухать, и выше $q \sim 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ она уже не наблюдается. Широкая компонента (w) в переходной области определяется плохо. Узкая компонента (n), характерная для He II, выше T_λ не наблюдается вообще.

Ошибки. На рисунках приводятся статистические ошибки. Положения пиков определяются с высокой точностью, и ошибки находятся в пределах графических символов. Относительно труднее они определяются при самых малых $q \sim 0,1 \text{ \AA}^{-1}$ при проведении экспериментов с величиной $\Delta q = 0,06 \text{ \AA}^{-1}$. Менее точно определяются параметры широких пиков (w) в области Y, особенно при высоких температурах, из-за того, что значения ширин этих пиков становятся сравнимыми с энергией падающих нейтронов. Основная систематическая ошибка связана с учетом вклада многофононного рассеяния, несмотря на его малую величину. Это сказывается главным образом в области максона, так как эта область находится ближе всего к максимуму многофононного пика, а также при определении параметров широкой компоненты (w) при низких температурах из-за ее малой интенсивности. Систематическая ошибка возможна также и из-за используемой модели при обработке экспериментальных результатов.

Дисперсионные кривые. Рассмотрим вначале максон-ротонную область спектра при $q > 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. В сверхтекучей фазе дисперсионные кривые узкой (n) и широкой (w) компонент близки друг к другу. Различие между $\epsilon_n(q)$ и $\epsilon_w(q)$ менее 10%. Однако при всех температурах $T < T_\lambda$ наблюдается тенденция сдвига всей зависимости $\epsilon_w(q)$ в сторону меньших значений q по отношению к $\epsilon_n(q)$. Это приводит к тому, что максимумы в максоне и, вероятно, ротонные минимумы дисперсионных кривых (n) и (w) не совпадают (см. рис.7). Температурные зависимости для обеих компонент являются достаточно слабыми. Однако заметим, что если при низких температурах в максоне компонента (n) расположена выше компоненты (w), то вблизи λ -точки они меняются местами. При переходе через T_λ узкая компонента (n) исчезает, а дисперсионная кривая $\epsilon_w(q)$ существенно не меняется (см. рис.8,б).

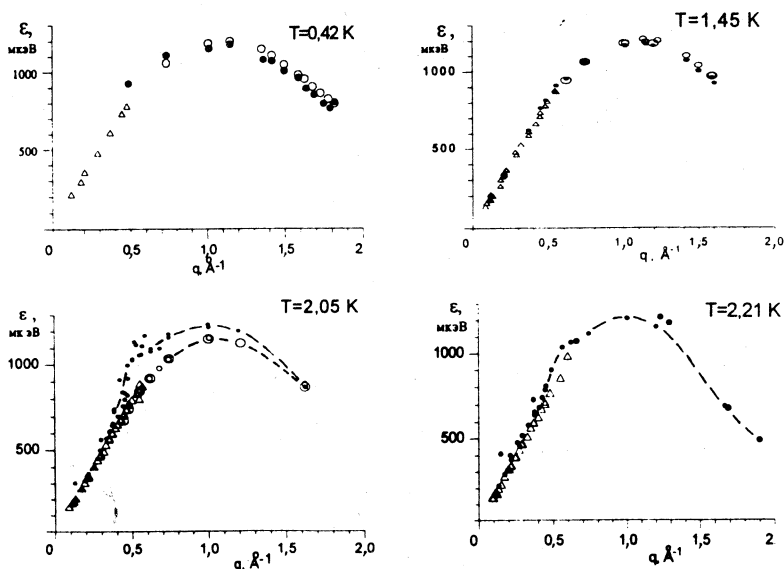


Рис.7. Кривые дисперсии при разных T для компонент: (n) — (○) и (w) — (●), (os) — (Δ)

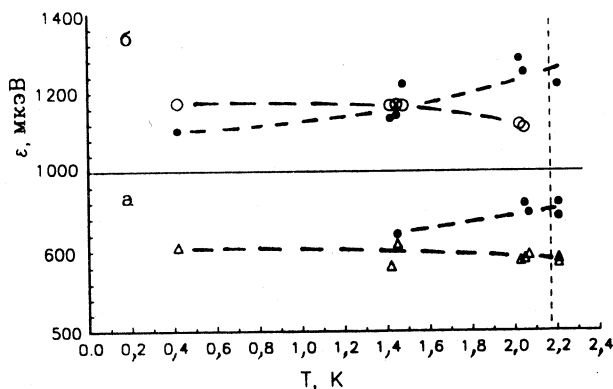


Рис.8. Изменение энергии возбуждений с температурой:
а) $q = 0,37 \text{ Å}^{-1}$; б) $q \sim 1 \text{ Å}^{-1}$. Компонента (n) — (○),
(w) — (●), (os) — (Δ)

В фоновной и переходной γ областях спектра законы дисперсии для компонент (n) и (os) не различаются (рис.7). Кривая дисперсии для широ-

кой компоненты $\varepsilon_w(q)$ лежит выше, чем $\varepsilon_{os}(q)$. Температурные зависимости $\varepsilon_{os}(q)$ и $\varepsilon_w(q)$ в этой части спектра также являются очень слабыми и практически не чувствуют перехода в нормальную фазу (см. рис.8,а).

Интегральные интенсивности. В сверхтекучей фазе характер зависимостей интегральных интенсивностей от волнового вектора для узкой и широкой компонент $Z_n(q)$ и $Z_w(q)$ в максон-ротонной области является сходным. В качестве иллюстрации эти зависимости при $T=0,42; 1,45$ и

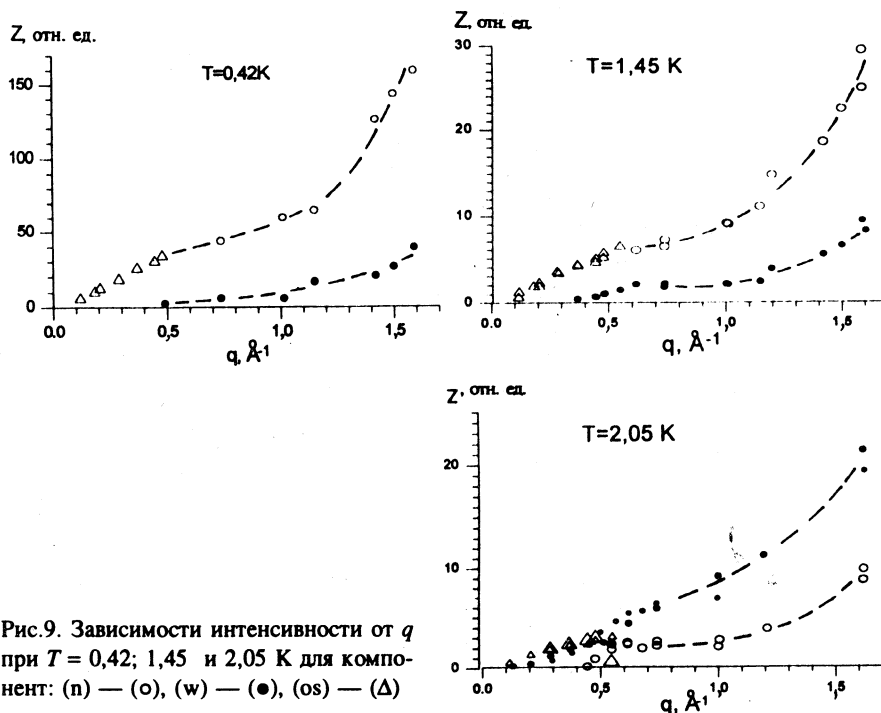


Рис.9. Зависимости интенсивности от q при $T = 0,42; 1,45$ и $2,05$ К для компонент: (n) — (o), (w) — (•), (os) — (Δ)

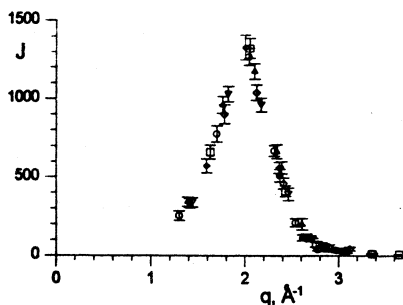


Рис.10. Зависимость интенсивности от q при $T = 1,2$ К в области ротонного минимума [49]

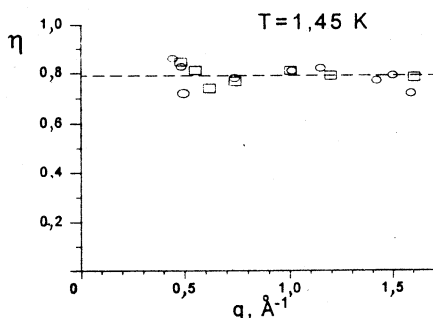


Рис.11. Кривая $\eta(q)$ при $T = 1,45$ К. Пунктирная линия — среднее значение

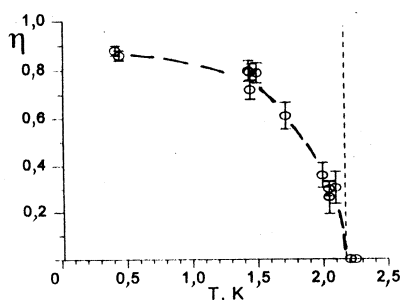


Рис.12. Зависимость $\eta(T)$

2,05 К приведены на рис.9. Обе кривые, очевидно, имеют известный максимум [7,49] в области ротонного минимума кривой дисперсии, который показан на рис.10 при однокомпонентном описании острого пика.

Анализ показывает, что при любой температуре отношение интенсивностей $\eta(q) = Z_n(q) / [Z_n(q) + Z_w(q)]$ в пределах разброса точек, можно сказать, не зависит от q (рис.11). Однако это отношение сильно зависит от температуры (см. рис.12)

На рис.13 зависимости $Z_n(T)$ и $Z_w(T)$ приведены для $q \sim 1,6 \text{ \AA}^{-1}$. Из рисунка видно, что узкая компонента рассеяния доминирует при низких температурах и фактически исчезает при приближении к T_λ . Наоборот, интенсивность широкой компоненты резко падает при понижении T .

В нормальной фазе жидкого ^4He остаются только широкие пики рассеяния (w), для которых характер зависимостей $Z_w(q)$ (рис.14) подобен аналогичной зависимости для широкой компоненты в сверхтекучей фазе.

Теперь обратимся к фоновой части кривой дисперсии при $q < 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. Температурные зависимости $Z_{os}(T)$ для разных значений q (см. рис.15) отличаются от аналогичных зависимостей $Z_n(T)$ (рис.13) тем, что при $T > T_\lambda$ значения $Z_{os}(T)$ не обращаются в нуль. Исходя из этого, можно предположить, что в сверхтекучей фазе узкая компонента (os) в фоновой части сама состоит из двух близких по положениям и ширинам компонент: узкого пика рассеяния собственно (os), интенсивность которого, вероятно, слабо зависит от температуры, и узкого пика (n), интенсивность которого с температурой меняется в фоновой области так же, как в максон-ротонной области.

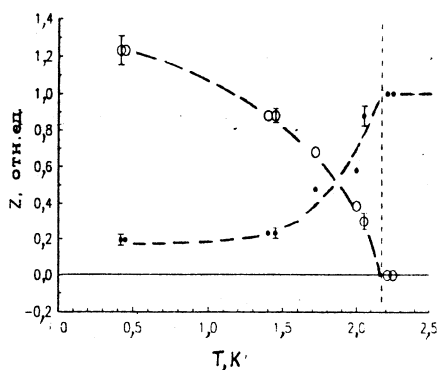


Рис.13. Зависимости интенсивности от температуры для компонент: (n) — (o), (w) — (•). Кривые нормированы на единицу для (w)-компоненты при $T > T_\lambda$

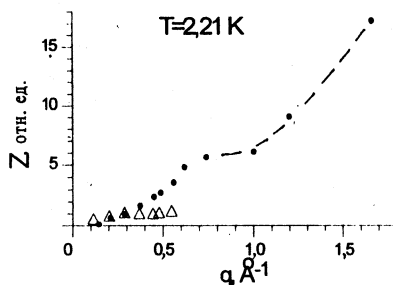


Рис.14. Зависимость интенсивности от q при $T = 2,21$ К для компонент: (w) — (•), (os) — (Δ)

Ранее упоминалось, что Бийлем [20] и Фейнманом [21] была установлена связь структурного фактора жидкого ^4He со спектром коллективных возбуждений (2.2), этот же результат на основе гидродинамики квантовой жидкости получен Питаевским [22]. Чтобы проверить выполнение этого соотношения, было сделано следующее. Суммированием всех компонент были получены данные об интегральных интенсивностях при температурах $T = 0,42; 1,45; 2,05$ и $2,21$ К с учетом как охлаждения, так и нагрева нейтронов при рассеянии. Фононная часть этих данных при $q \approx (0,1 \div 0,6) \text{ \AA}^{-1}$ описывалась двумя функциями:

$$Z_1(q) = a_1 + a_2 q,$$

$$Z_2(q) = b_1 + b_2 q + b_3 q^2,$$

где a_i и b_i — постоянные. Для обеих кривых были получены статистические критерии качества аппроксимации χ_i^2 . Затем строилась зависимость от температуры так называемого дисперсионного отношения [99] $v^2 = \chi_1^2 / \chi_2^2$, которое характеризует степень отклонения экспериментальных данных от прямой линии. На рис.16,а,б показаны зависимости интегральных интенсивностей от волнового вектора и описание фононных областей прямой линией для данных при температуре $0,42$ К и кривой —

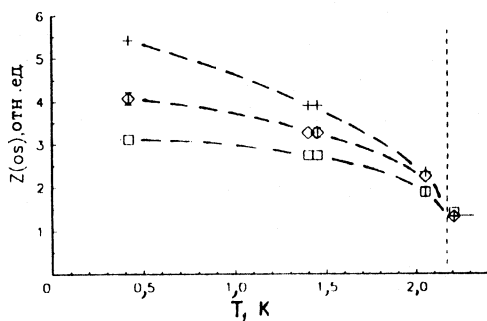


Рис.15. Изменение интенсивности компоненты (os) с температурой: $q = 0,28 \text{ \AA}^{-1}$ — ($\square$), $q = 0,37 \text{ \AA}^{-1}$ — ($\diamond$), $q = 0,45 \text{ \AA}^{-1}$ — (+)

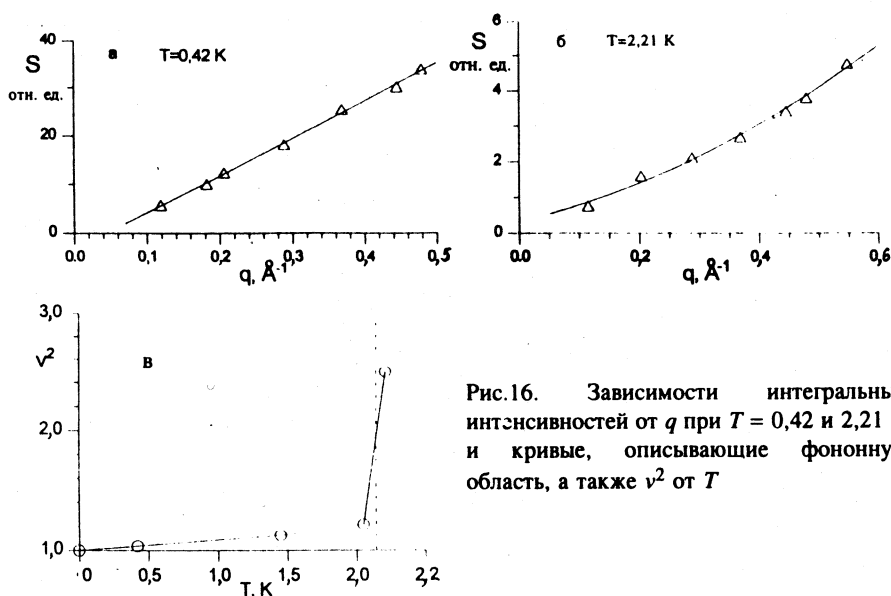


Рис.16. Зависимости интегральных интенсивностей от q при $T = 0,42$ и $2,21 \text{ K}$ и кривые, описывающие фоновую область, а также ν^2 от T

для данных при $2,21 \text{ K}$. На рис.16,в показана зависимость ν^2 от T . Из рисунка видно, что достаточно плавное искривление при повышении температуры ниже λ -точки сменяется резким скачком вблизи T_λ . Кружочек при $T = 0 \text{ K}$ поставлен исходя из теории [20—22]. Можно утверждать, что зависимость статического структурного фактора от волнового вектора жидкого ^4He в фоновой области при понижении температуры стремится к прямой линии, а в точке фазового перехода претерпевает резкое изменение.

Ширины. Ширины пиков для компонент (n), (os) (w), полученные с помощью разложения спектров рассеянных нейтронов, приведены на рис.17 при $T=0,42; 1,45; 2,05$ и $2,21$ К. Ширина W определяется как полная ширина на половине максимума. Собственные значения ширин пиков $W_{in}(q, T)$ были получены вычитанием из экспериментальных ширин $W(q, T)$ ширины пика при самой низкой температуре $T=0,42$ К. При этом заметим, что $W(q, T)$ получены из измерений при $\theta = \text{const}$. Ширина компоненты (n) имеет в области максона минимум, связанный с наилучшим энергетическим разрешением благодаря самой низкой конечной энергии нейтронов. Ширина узкой компоненты (os) резко возрастает в переходной области Υ , что свидетельствует о быстром затухании в относительно узком интервале волновых векторов. Ширина широкой компоненты (w) имеет сильную зависимость от q в фоновой области спектра. В переходной области, как уже

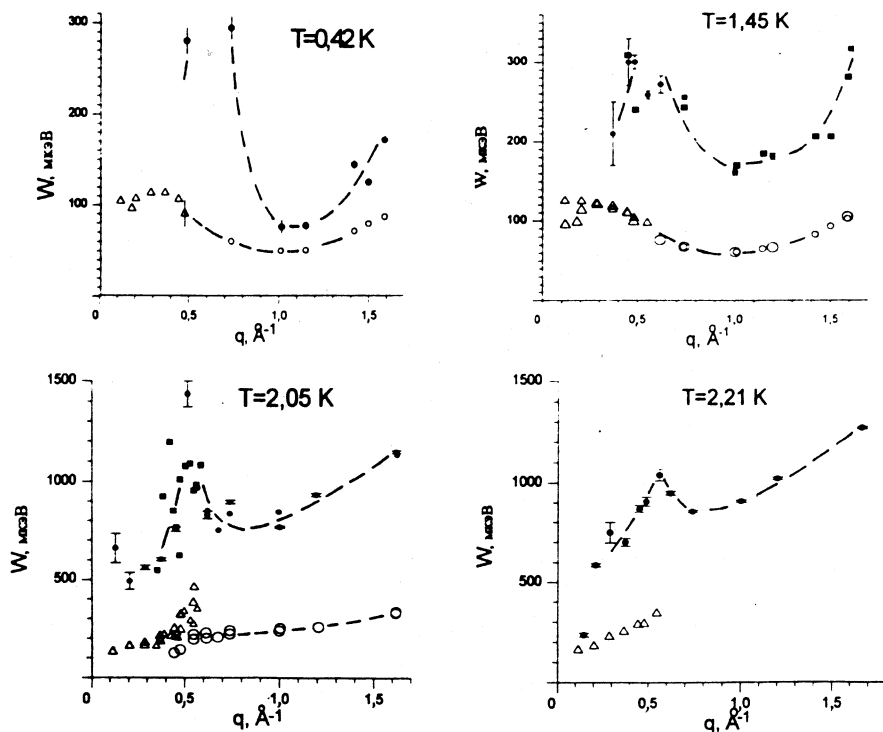


Рис.17. Зависимость ширины пиков от q при $T = 0,42; 1,45; 2,05; 2,21$ К для компонент: (n) — (○), (w) — (●), (os) — (Δ), (□) — компонента (w), измеренная с $\Delta q \sim 0,02 \text{ \AA}^{-1}$

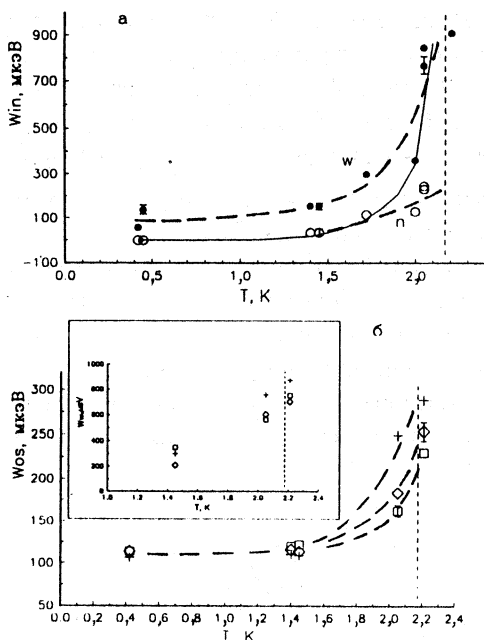


Рис.18. Зависимость ширины пиков от температуры: а) $q \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$. Компонента (n) — (○), (w) — (●). Разрешение вычтено. Сплошная кривая рассчитана для ширины ротонов по формуле (2.5). б) Компонента (os) и во вставке компонента (w); $q = 0,28 \text{ \AA}^{-1}$ — (□), $q = 0,37 \text{ \AA}^{-1}$ — (○), $q = 0,45 \text{ \AA}^{-1}$ — (+). Разрешение не вычтено

говорилось, эта компонента имеет, по-видимому, большие значения ширины и выделяется плохо.

Поправка на переход в шкалу $q = \text{const}$ не вводилась из-за больших величин $W(q, T)$, а значит, большой нелинейности кинематического соотношения в пределах ширины пика, что могло приводить к искажениям. Не учитывалась также поправка, связанная с неопределенностью Δq . Напомним, что из-за различного характера пересечения кинематического соотношения и дисперсионной кривой на разных углах рассеяния нейтронов получается деформированная картина зависимости $W(q)$. Если бы удалось корректно ввести поправку на исключение этой деформации, т.е. перейти в шкалу $q = \text{const}$, то в максон-ротонной области спектра, вероятно, имели бы зависимости $W_n(q)$ и $W_w(q)$, слабо зависящие от q при всех температурах. Все компоненты рассеяния нейтронов в ^4He не имеют достаточно сильную зависимость ширины от температуры (см. рис.18).

Спектр нагрева нейтронов. Исследования жидкого ^4He с помощью неупругого рассеяния нейтронов в настоящее время стало возможным не только при охлаждении нейтронов в жидкости, но и при их нагреве. При нагреве нейтрон получает информацию об имеющихся в жидкости возбуждениях, в то время как при охлаждении нейтрон сам создает такие возбуждения. Здесь обсуждаются результаты, относящиеся только к низкоэнергетической части фононной кривой. Это связано с тем, что интенсивность рассеянных нейтронов пропорциональна заселенности уровней, а из-за низкой температуры жидкости такие измерения возможно вести только при самых малых энергиях возбуждений. Измерения спектров неупругого рассеяния при нагреве и при охлаждении нейтронов позволяют использовать соотношение детального равновесия для исследования этих процессов. При

Рис.19. Экспериментальный спектр неупругого рассеяния нейтронов жидким ^4He при $T = 2,05$ К; $\theta = 7,6^\circ$ и $E_0 = 1,83$ мэВ — (○), и фон без ^4He — (●). Стрелкой показан центр упругого пика. N — номер канала временного спектра

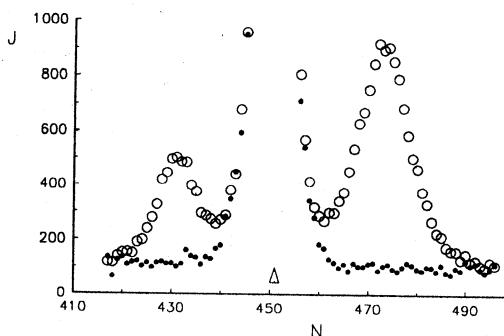
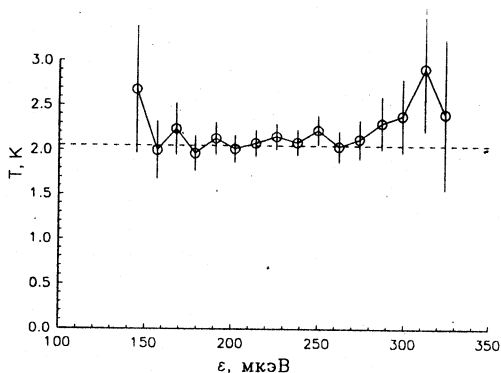


Рис.20. Зависимость расчетных значений T от ϵ , полученных из экспериментальных данных $S(q, \epsilon)$. Температура образца $T = 2,05$ К



этом, конечно, нужно помнить, что из-за измерений при $\theta = \text{const}$ кинематические соотношения для охлаждения и нагрева нейтронов, в принципе, не совпадают.

Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов при их нагреве и охлаждении проводились при низких энергиях падающих нейтронов $E_0 = 1,83$ и $2,08$ мэВ. Пренебрежимо малая интенсивность многофононного и многократного процессов, а также низкий уровень фона установки позволили вести измерения при волновых векторах $q > 0,08 \text{ \AA}^{-1}$ с неопределенностью $\Delta q \sim 0,02 \text{ \AA}^{-1}$. На рис.19 представлен экспериментальный спектр неупругого рассеяния нейтронов жидким ^4He при угле рассеяния $\theta = 7,6^\circ$ и температуре образца $T = 2,05$ К, а также фон без ^4He . Правый пик относится к охлаждению нейтронов, а левый — к нагреву. Центральный пик обязан фону.

Динамический структурный фактор при нагреве нейтронов $S(q, -\epsilon)$ относится к $S(q, \epsilon)$ при их охлаждении как фактор заселенности

$$S(q, -\epsilon) = S(q, \epsilon) \exp(-\epsilon/k_B T). \quad (2.8)$$

Знание $S(q, -\epsilon)$ и $S(q, \epsilon)$ позволяет вычислить из соотношения (2.8) значение температуры и сравнить ее с измеряемой термопарой в эксперименте. Как видно из рис.20, расчетная температура совпала с измеренной температурой $T = 2,05$ К. Увеличение ошибок при малых и больших ϵ связано с относительно меньшей статистикой на крыльях пика.

2.3. Обсуждение результатов. Подводя итоги анализа экспериментальных данных, можно обратить внимание на то, что, по-видимому, в жидком ${}^4\text{He}$ имеются две характерные области значительной перестройки энергетических спектров возбуждений и три различных типа возбуждений: (n), (os) и (w), которые проявляются по-разному в зависимости от температуры и волнового вектора. Во-первых, сильные качественные и количественные изменения в характере рассеяния нейтронов в гелии происходят в очень узком интервале температур или фактически в точке сверхтекучего перехода T_λ . Во-вторых, явные изменения в характере возбуждений как в сверхтекучем, так и в нормальном ${}^4\text{He}$ происходят в узкой области волновых векторов $(0,5 + 0,65) \text{ \AA}^{-1}$ при переходе от фононов к максонам.

Разложение острого пика рассеяния нейтронов на несколько компонент с совершенно различными зависимостями $\epsilon(T)$, $Z(T)$ и $W(T)$, предложенное в работах [42—44], является новым результатом. Такое математическое разложение потребовалось потому, что положения этих компонент в координатах $\epsilon - q$ оказались близкими друг к другу. В то же время такое разложение стало возможным, так как интенсивности и ширины этих компонент имеют разные зависимости от температуры и чаще всего значительно отличаются

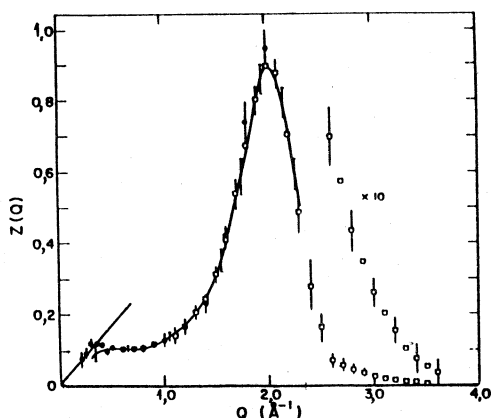


Рис.21. Вклад интенсивности однофононных возбуждений в $S(q)$ при $T = 1,1$ К [7]

по величине. Вероятно, без использования процедуры разложения прямо в эксперименте двухкомпонентную структуру спектра рассеянных нейтронов в жидком ${}^4\text{He}$ можно было бы наблюдать при измерении максонротонного пика на спин-эхо спектрометре [50].

Прямое сопоставление наших экспериментальных результатов с данными других авторов вызывает определенные затруднения. В предыдущих работах острые пики рассеяния нейтронов в ${}^4\text{He}$, как правило, описы-

вались как однокомпонентные структуры. Полезно сравнить наши результаты для $Z(q)$ с данными, полученными Каули и Вудсом [7]. Зависимость $Z(q)$ при $T = 1,1$ К из работы [7] приведена на рис.21. Если суммировать интенсивности всех компонент из наших данных при температуре $T = 1,45$ К, то получим очень похожую q -зависимость. Наиболее прецизионные измерения других авторов в последние годы выполнялись только для некоторых выбранных значений волнового вектора. Так, при давлении насыщенных паров это $q = 0,4 \text{ \AA}^{-1}$ (фононы) и $q = 1,92 \text{ \AA}^{-1}$ (ротоны) [40]. Наши данные по параметрам $\epsilon(q)$, например, для $q = 0,37 \text{ \AA}^{-1}$ (см. рис.7), находятся в хорошем согласии с работой [40]. В экспериментах Мезеи и Стирлинга [51] были получены наиболее точные результаты для собственных ширин пиков, которые прекрасно совпали с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (2.5) Ландау, Халатникова [24] при однокомпонентном описании пика. Наши результаты совпадают с расчетными для ширин (n)-компоненты при $T \leq 1,7$ К и близки к ширинам (w)-компоненты при $T \geq 2$ К (см. рис.18,a).

Изменения при переходе λ -точки. При $T < T_\lambda$ к сложной структуре дисперсионных кривых в He I добавляется новая компонента (n), которая не наблюдается выше точки фазового перехода. Интенсивность этой ветви при $q > 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ с понижением температуры резко увеличивается и становится определяющей при низких температурах. Однако заметим, что даже при самых низких температурах $T = 0,42$ К интенсивность (w)-компоненты не зануляется и $\eta \approx 0,88$ (см. рис.12,13). В фононной же области интенсивность (w)-компоненты при низких температурах в пределах ошибок не наблюдается.

Переходная область Y. Наблюдаемые нами в переходной Y-области волновых векторов $(0,4 + 0,65) \text{ \AA}^{-1}$ компоненты рассеяния нейтронов имеют особенности. Компонента (os) здесь быстро затухает. Широкая компонента (w) имеет особенности в зависимостях $\epsilon_w(q)$, $W_w(q)$ и $Z_w(q)$ (см. рис.10, 12, 17, 21). Узкая компонента (n) как бы сливается или переходит в компоненту (os). В этой же области q исчезает аномалия кривой дисперсии, т.е. кривая дисперсии пересекает линию скорости первого звука [52].

Мы уже касались работы Иорданского и Питаевского [23], в которой рассмотрено поведение параметров дисперсионной кривой при положительной аномальной дисперсии. Этот вопрос в свое время активно обсуждался также в работе [53]. В работах [54,55] было обнаружено, что прецизионные измерения $\epsilon(q)$ в фононной области свидетельствуют, что эта зависимость на некотором участке лежит выше прямой $\epsilon = \hbar q$. Эти измерения относились к температурам $1,1 + 2,3$ К. Такое явление, когда фазовая скорость возбуждений превышает величину скорости первого звука, получило назва-

ние аномальной дисперсии. Согласно данным нашей работы, показанным на рис.22 для разных температур и узкой компоненты (os + n), видно, что аномальная дисперсия наблюдается при $T \leq 1,45$ К при всех измеренных волновых векторах $0,08 < q < 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. При $T = 2,05$ и $2,21$ К и $q < 0,3 \text{ \AA}^{-1}$ дисперсионная кривая приближается к прямой скорости первого звука, т.е. видна, вероятно, область перехода от нулевого звука к первому. Здесь важно также отметить, что дисперсионная кривая пересекает прямую скорости первого звука в области $q \sim 0,6 \pm 0,7 \text{ \AA}^{-1}$. С уменьшением температуры точка пересечения движется вниз по q . Вообще говоря, настоящие результаты вполне согласуются с данными наиболее точных предыдущих измерений [55], если рассматривать однокомпонентную структуру острого пика. Что касается компоненты (w), то картина аномальной дисперсии для нее наиболее богата. Кривая дисперсии для (w) лежит выше кривых для (os) и (n) и, кроме того, наблюдается резкое изменение ее наклона в области Υ .

Полученные в работе [23] формулы носят универсальный характер; они могут быть использованы как в случае жидкого ^4He , так и для других жидкостей. Используем их для компонент (n), (os) и (w) по отдельности. Для примера рассмотрим (w)-компоненту при $T = 2,05$ К. Из кривой дисперсии находим $q_w^* = (0,80 \pm 0,02) \text{ \AA}^{-1}$. Вычислим значение $\gamma_w = (\epsilon - c\hbar q)/q^3 =$

$= 2,26 \text{ мэВ} \cdot \text{\AA}^3$, где c — скорость первого звука. Соответственно, для (os + n)-компоненты: $q_{os+n} = 0,68 \text{ \AA}^{-1}$ и $\gamma_{os+n} = 0,50 \text{ мэВ} \cdot \text{\AA}^3$. Зависимости расчетных значений $n(q)$ и $W_{IP}(q)$ по формулам (2.4) показаны для (w)- и (os + n)-компонент на рис.23. Из рисунка видно, что минимальное число фононов n , на которое распадаются возбуждения при $q < 0,5 \text{ \AA}^{-1}$, мало отличается от единицы, но затем резко увеличивается и при приближении к q^* уходит на бесконечность. Вероятности распада возбуждений на фононы $W_{IP}(q)$ имеют вид пиков с максимумом при $q \approx 0,5 \text{ \AA}^{-1}$. На рис.17 при $q \approx 0,5 \text{ \AA}^{-1}$ для (w)-компоненты виден пик, который может быть принят как пик распада возбуждений на фононы. Для (os + n)-компоненты такой пик в эксперименте не наблюдается, и это объясняется тем, что его величина в

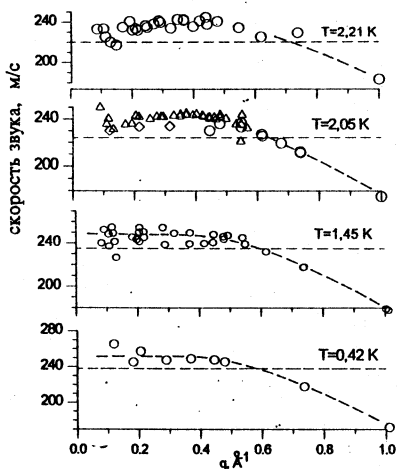


Рис.22. Скорости звука при четырех температурах для компоненты (os + n). Горизонтальные линии показывают величины скорости первого звука [52]

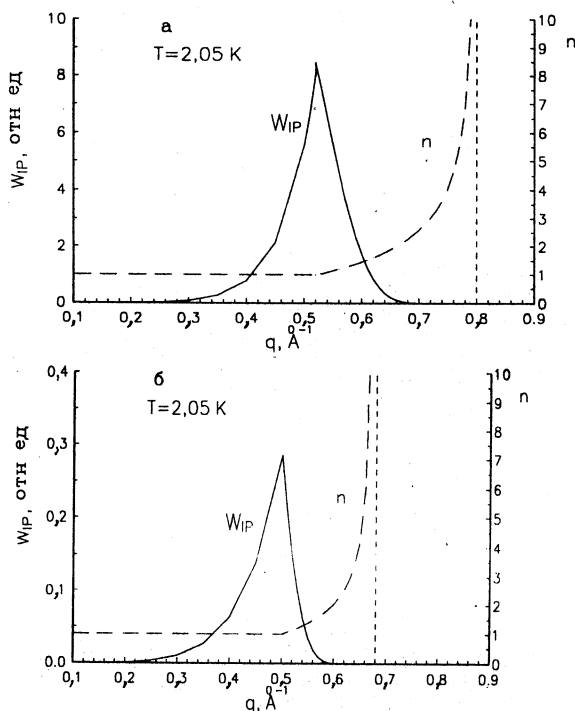


Рис.23. Зависимости расчетных W_{IP} и n от волнового вектора: а) (w)-компонента и б) (os + n)-компонента. Рисунки взаимно нормированы. Вертикальными линиями отмечены значения q^*

максимуме примерно в 30 раз меньше, чем для (w)-компоненты (см. рис.23,б), и, вероятно, для его наблюдения потребуются другие условия эксперимента. Кроме того, надо отметить, что ширина пика для (os + n)-компоненты значительно меньше ширины для (w)-компоненты. Понятно, что вероятность распада на фононы накладывается на вероятность другого процесса, связанного с взаимодействием возбуждений друг с другом, и на рис.17 наблюдается суммарная картина.

Структура спектра возбуждений жидкого ^4He . Если проанализировать результаты наших работ [42—45], работ Вудса — Свенссона [11] и Гриффина — Глайда [31—35], то можно предположить, что спектр нейтронов, рассеянных жидким ^4He , состоит из острого и широкого пиков, ко-

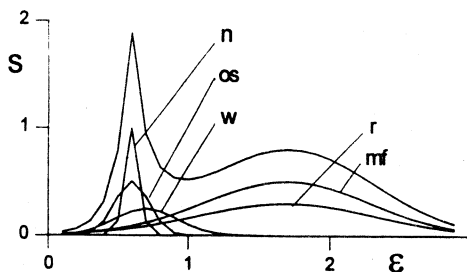


Рис.24. Схематичный спектр рассеянных жидким ^4He нейтронов и его компоненты

торые, в свою очередь, состоят из (n), (os), (w) и (r), (mf) компонент. На рис.24 схематично показаны все названные пики возбуждений. В нормальной фазе жидкого ^4He в области острого пика видны две ветви возбуждений. Одна из них (w) наблюдается во всей изученной области волновых векторов q и характеризуется большой шириной пиков. Вторая ветвь (os) хорошо видна при малых значениях q и

быстро затухает при $q \sim 0,5 + 0,6 \text{ \AA}^{-1}$. Обе указанные ветви характерны и для сверхтекучего ^4He . Их законы дисперсии, поведение интенсивностей и ширин как функций q находятся в едином русле соответствующих зависимостей для нормальной фазы. На фоне указанных выше двух компонент рассеяния нейтронов в сверхтекучей фазе появляется дополнительная ветвь, соответствующая узкой компоненте (n). В обеих фазах жидкого ^4He наблюдаются также компоненты (r) и (mf), которые в обсуждавшихся экспериментах сильно подавлены.

Какой же физический смысл имеют все описанные ветви возбуждений? Здесь можно высказать следующие соображения.

Узкая компонента (n), наблюдаемая только в сверхтекучей фазе ^4He , однозначно может быть отнесена к канонизированной кривой дисперсии Ландау для элементарных возбуждений. Интенсивность этой компоненты, как видно из рис.12,13, сильно зависит от температуры и при низких температурах является фактически определяющей во всей картине рассеяния нейтронов в гелии. Узкая компонента (n) хорошо видна в максон-ротонной области спектра вплоть до $q \sim 0,4 \text{ \AA}^{-1}$, где она сближается с компонентой (os) и при более низких q наблюдается вместе с компонентой (os).

Узкая компонента (os), характерная для области малых q как в нормальной, так и в сверхтекучей фазах жидкого ^4He , скорее всего, является ветвью коллективных возбуждений типа нулевого звука. Этот вопрос подробно обсуждался в ряде работ, например [32]. Подобная ветвь характерна для всех без исключения жидкостей, включая ^3He [56] и жидкие металлы. Результаты наших работ показывают, что эта коллективная ветвь возбуждений (os) при достижении определенной величины волнового вектора $q \sim 0,4 + 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ заметно уширяется и затухает. Отметим, что такое затухание нулевого звука характерно для всех ван-дер-ваальсовых жидкостей, в

которых он не наблюдается при волновых векторах выше $0,8\text{--}1,0 \text{ \AA}^{-1}$, как хорошо определенная мода.

Широкая компонента (w) характерна для обеих фаз жидкого ^4He . В настоящее время имеются различные трактовки физического смысла широкой компоненты. Прежде всего приведем интерпретацию В.Б.Приезжева, основанную на сравнении дисперсионных кривых возбуждений в квантовых и классических жидкостях. Эксперименты по рассеянию нейтронов в металлах, жидком водороде и других жидкостях в некотором интервале обратных импульсов дают дисперсионные кривые, подобные кривой Ландау в жидком ^4He , но с гораздо большей шириной. Наличие таких ветвей может быть связано с квазикристаллической природой жидкостей относительно коротковолновых возбуждений с длинами волн порядка от межатомного расстояния до нескольких координационных сфер. Жидкий ^4He , являясь преимущественно квантовой жидкостью, сохраняет некоторые свойства классической жидкости. В простейшем подходе, основанном на вариационном принципе, фонон-ротонная дисперсионная кривая $\epsilon(q)$ связана со структурным фактором $S(q)$ соотношением

$$\epsilon(q) = \hbar^2 q^2 / 2MS(q).$$

Известное рассуждение Фейнмана относительно тождественности частиц показывает, что при малых q и $T = 0$ фононные возбуждения с волновой функцией

$$\Psi = \left[\sum_s \exp(iqr_s) \right] \Phi \quad (2.9)$$

являются единственно возможными возбуждениями жидкости. При конечных температурах и возрастании q до величины порядка обратного расстояния между частицами картина меняется. Малые колебательные движения атомов в гармонической волне и диффузионное движение отдельных атомов становятся одного порядка. Волновая функция вида (2.9) по-прежнему удовлетворяет вариационному принципу, но теперь ее единственность не может быть выведена из тех же соображений, что и при малых q . Поэтому можно допустить существование волновых функций другого типа, отвечающих «нормальному» состоянию жидкости. Эти волновые функции должны отражать квазикристаллический характер движения атомов гелия и быть локализованными около медленно диффундирующих центров, движение которых описывается классическими переменными. Коллективные возбуждения этой «нормальной» компоненты соответствуют квазикристаллическим фононам в классических жидкостях. Большая ширина этих возбуждений связана с малостью числа квазикристаллических координационных сфер или малостью длины когерентности.

Здесь уместно отметить, что относительный вклад интенсивностей узкого (n) и широкого (w) пиков может являться еще одним экспериментально измеряемым параметром дальнего порядка, температурная зависимость которого качественно подобна традиционным параметрам порядка: плотности бозе-конденсата и плотности сверхтекучей компоненты.

Иная трактовка двухветвевой структуры жидкого ^4He дается в работе В.С.Ярунина [57]. Так же, как компонента (n) связана с наличием бозе-конденсата, так и компонента (w) связывается с наличием атомов с импульсом $p=0$, которые имеются в сверхтекучей и нормальной фазах жидкого ^4He . Различие между ними заключается в том, что в первом случае атомы бозе-конденсата находятся в положении равновесия в минимуме потенциальной кривой, а во втором — атомы с импульсом $p=0$ возбуждаются из состояния вне минимума.

Попытка объяснить природу компоненты (w) с помощью рассеяния нейтронов на термически возбужденных квазичастицах наталкивается на трудность. При таком подходе при уменьшении температуры интенсивность компоненты (w) должна стремиться к нулю из-за уменьшения числа квазичастиц в жидкости. В нашем случае (см. рис.12,13) компонента (w) наблюдается даже при самых низких температурах.

Широкая компонента (g), максимум которой находится при энергиях выше спектра одночастичных возбуждений $\epsilon > 1,2$ мэВ, наблюдается в обеих фазах жидкого ^4He . Она имеет сильную зависимость от температуры, с уменьшением T интенсивность компоненты (g) по определению падает до нуля. Эту моду рассеяния связывают с рассеянием нейтронов на термически возбужденных квазичастицах. Для жидких ферми-систем теория таких возбуждений хорошо разработана [37] и использована для интерпретации данных [56] по рассеянию нейтронов в жидком ^3He . Некоторое обобщение для бозе-системы сделано в работах [38,39]. Физический смысл таких процессов заключается в передаче энергии рассеивающихся нейтронов уже имеющимся в системе термически возбужденным квазичастицам (фононам, максонам, ротонам). Энергетический спектр таких возбуждений принципиально отличается тем, что вместо линии кривой дисперсии в координатах $\epsilon - q$ имеет место широкая полоса или континуум, где каждому значению q соответствует определенный интервал ϵ . Таким образом, пики рассеяния нейтронов, связанные с этими возбуждениями, должны иметь большую ширину. Указанный механизм рассеяния нейтронов всегда связан с флуктуациями плотности среды и должен наблюдаться в обеих фазах ^4He . Интенсивность возбуждений такого рода должна быстро уменьшаться при понижении температуры, поскольку значительно уменьшается число термически возбужденных квазичастиц в жидкости. Вообще говоря, этот процесс может быть отнесен к многофононному рассеянию нейтронов или, по крайней

мере, к двухфононному, т.к. нейтрон рассеивается на имеющемся в жидкости возбуждении и при рассеянии рождает хотя бы одно новое возбуждение. Следует, однако, уточнить, что в максонной области волновых векторов максимум этого широкого пика находится при энергиях порядка 2—3 мэВ, и это можно объяснить тем, что при рассеянии на термически возбужденных квазичастицах, кроме рассмотренного выше процесса, может происходить испускание одновременно двух, трех и большего числа возбуждений.

Широкая компонента (mf), слабо зависящая от температуры, также наблюдается в обеих фазах жидкого ${}^4\text{He}$. При уменьшении температуры жидкого ${}^4\text{He}$, когда интенсивность компоненты (г) падает, картина этой компоненты рассеяния становится более рельефной. На спектре (mf) проявляются пики, которые, согласно работе [34], связаны с испусканием двух, трех и более квазичастиц при рассеянии нейтронов. Компонента (mf) относится к многофононному рассеянию нейтронов.

3. ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА В ЖИДКОМ ${}^4\text{He}$

Хотя связь между сверхтекучестью He II и наличием бозе-конденсата не является непосредственной [58], уже давно высказывается предположение, что ниже температуры λ -точки в жидком ${}^4\text{He}$ имеется бозе-конденсат из атомов с нулевым импульсом [59,60]. Это предположение основывается в первую очередь на аналогии с неидеальным бозе-газом, однако пока нет вполне строгого доказательства приведенного утверждения [58]. За последние полвека было проведено большое число экспериментов по поиску в сверхтекучем ${}^4\text{He}$ бозе-конденсата, которые могли бы, кроме того, подтвердить или опровергнуть непосредственную связь между сверхтекучестью и наличием бозе-конденсата.

Рассмотрим наиболее важные предложения по поиску в сверхтекучем ${}^4\text{He}$ бозе-конденсата и их осуществление. Условно некоторые из них объединим вместе.

В 1950 г. Гольдштейн и др. [61] предположили, что эффект бозе-эйнштейновской статистики может быть увиден при рассеянии нейтронов жидким ${}^4\text{He}$. Это была одна из первых попыток построить теорию рассеяния медленных нейтронов жидким гелием. Рассматривая неупругое рассеяние нейтронов с энергиями много больше $k_B T$ жидкости, они получили, что при переходе через λ -точку сечения рассеяния в области малых углов уменьшится за счет бозе-конденсации части атомов. Кроме того, и в спектре нагрева нейтронов должно наблюдаться уменьшение сечения, связанное

с невозможностью нагрева нейтронов на атомах бозе-конденсата. Однако эксперименты, выполненные в Лос-Аламосе [62] и Харуэлле [63], не показали ожидаемого изменения в интенсивности рассеяния нейтронов при прохождении через λ -точку.

Наибольшее число экспериментов было проведено в условиях, в которых высокоэнергетическое рассеяние нейтронов характеризуется как одноатомное [64—66]. Предполагалось, что измеренный динамический структурный фактор разделится на два слагаемых, одно из которых относится к рассеянию на атомах бозе-конденсата, а другое — на надконденсатных атомах. Проведенные измерения при больших волновых векторах вплоть до $q = 23 \text{ \AA}^{-1}$ [71—74] показали, что отдельно наблюдать пик бозе-конденсата не удастся, так как он уширяется благодаря взаимодействию в конечном состоянии [71,75,76]. Поэтому были использованы различные математические модели для описания спектров рассеяния нейтронов, которые позволили оценить плотность бозе-конденсата в жидком ^4He . Для получения более надежных результатов эксперименты проводились при разных температурах. Оценки для плотности бозе-конденсата при $T=0$ находятся в интервале $n_0/n \sim 0+14\%$.

Отметим работы по определению плотности бозе-конденсата из парной коррелятивной функции $g(r)$, полученной из измерений статического структурного фактора $S(q)$ в жидкости [67—70]. Парная коррелятивная функция $g(r)$ для жидкого ^4He является функцией температуры в силу того, что часть атомов при температуре $T < T_0$ переходит в бозе-конденсатное состояние. Пространственная неопределенность для атомов с импульсом $\hbar p = 0$ приводит к уменьшению амплитуды осцилляций функции $g(r)$ относительно $g(r) = 1$. Измерения температурной зависимости плотности бозе-конденсата дали для $T=0$ величину $n_0/n \sim 14\%$.

В теоретических работах Гаворе и Нозьера [27], Реатто и Честера [77,78] были получены точные формулы для импульсного распределения атомов $n(p)$ при $p \rightarrow 0$ и температурах $T \rightarrow 0$ и $T > 0$. С помощью экспериментальной проверки этих зависимостей имеется возможность определить плотность бозе-конденсата. Но уровень современной техники пока не позволил провести такие измерения.

В работе [79] для оценки плотности бозе-конденсата предлагается использовать небольшие концентрации примеси ^3He , которая, наряду с разрушением сверхтекучего состояния, разрушает и бозе-конденсат. Если функция распределения по импульсам в жидком ^4He $n(p)$ для атомов с $p \neq 0$ слабо зависит от малых концентраций примеси ^3He , то при $T < T_\lambda$ все отличие в форме спектров нейтронов, рассеянных в чистом ^4He и на смеси

${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$, будет обуславливаться наличием бозе-конденсата. Ценность такой оценки n_0/n в том, что данный метод не зависит от предположений о виде функции закона рассеяния $S(q, \epsilon)$. Сложность же использования метода связана с тем, что в этих экспериментах из-за большого сечения захвата нейтронов на атомах ${}^3\text{He}$ необходим очень интенсивный пучок нейтронов.

Из других предложений можно отметить работу [80], в которой обсуждается метод определения плотности бозе-конденсата из данных о средней кинетической энергии на атом в жидкости.

Исследования температурной зависимости относительной плотности бозе-конденсата в жидком ${}^4\text{He}$, выполненные в Объединенном институте ядерных исследований, проводились в области одноатомных возбуждений методом неупругого рассеяния нейтронов при температурах $T = 0,42 + 4,2 \text{ K}$. При анализе спектров нейтронов, рассеянных жидким ${}^4\text{He}$, в качестве математической модели использовалась форма с одним и с двумя гауссианами. Обработка экспериментальных данных велась на основе регуляризованного итерационного процесса Гаусса — Ньютона [81]. Рассмотрим эти эксперименты подробнее.

3.1. Экспериментальные условия. Эксперименты по исследованию плотности бозе-конденсата в жидком ${}^4\text{He}$ проводились по методу времени пролета нейтронов на спектрометре ДИН-1М в бустерном режиме работы реактора ИБР-30. Начальная энергия нейтронов, падающих на образец, выбиралась вблизи $E_0 \sim 190 \text{ мэВ}$. Спектры нейтронов, рассеянных жидким ${}^4\text{He}$, измерялись на трех углах рассеяния $\theta = 96,5; 109,5; 122,6^\circ$. Энергии ядер отдачи для указанных углов составляют $\epsilon_0 \approx 82; 93; 102 \text{ мэВ}$, и передачи волнового вектора $q_0 \approx 12,6; 13,4; 14,1 \text{ \AA}^{-1}$. Выбор начальной энергии нейтронов и углов рассеяния связан с тем, что в исследуемой области передач энергии и волнового вектора рассеивающая система ведет себя как квазисвободная, т.к. удовлетворяет, с одной стороны, требованию малости энергии коллективных возбуждений по сравнению с переданной нейтроном энергии, и, с другой стороны, отношение переданной нейтроном энергии к энергии возбуждения свободного атома гелия близко к единице. В данных экспериментах это отношение составляло величину $0,98 \pm 0,02$.

С увеличением начальной энергии нейтронов влияние взаимодействия в конечном состоянии уменьшается и улучшается применимость теории [64,65]. При этом приходится учитывать то, что ширина аппаратурной линии, которая пропорциональна $E_0^{3/2}$, растет быстрее, чем доплеровская ширина, которая растет как $E_0^{1/2}$. В рассматриваемых экспериментах отношение квадратов ширин функции разрешения спектрометра и доплеров-

ского уширения на атомах ^4He составляет величину порядка 0,2. Поэтому при увеличении начальной энергии свыше 190 мэВ ширина одноатомного пика будет в значительной мере определяться функцией разрешения установки, и анализ формы пика станет нереальным. Для получения более точной формы спектра нейтронов, рассеянных жидким ^4He , измерения велись с максимально возможной статистической точностью. Интегральный счет в пике одноатомных возбуждений при разных температурах жидкости составляет величину $(2+5) \cdot 10^5$ импульсов.

3.2. Описание моделей для анализа. Первые эксперименты по изучению спектра одноатомных возбуждений ^4He в жидкости с помощью неупругого рассеяния нейтронов [49,82—84] показали, что при достигнутых экспериментальных условиях ($q \approx 14 \text{ \AA}^{-1}$) предложение Хоэнберга и Плацмана [64] осуществить не удастся. Отметим, что и в более поздних экспериментах [73] при $q = 23 \text{ \AA}^{-1}$ также не удалось прямым образом выделить бозе-конденсатный пик. Оценки показывают, что нужного эффекта, вероятно, можно достичь при $q > 100 \text{ \AA}^{-1}$. Поэтому при анализе экспериментальных данных был использован метод математического разложения спектра рассеянных нейтронов на конденсатную и надконденсатную части [65]. Для получения более надежных результатов для плотности бозе-конденсата в жидком ^4He , а также для установления возможной связи явлений бозе-конденсации и сверхтекучести исследовались температурные зависимости параметров математического разложения, в том числе и относительной плотности бозе-конденсата [49, 85—92].

При анализе экспериментальный спектр нейтронов, рассеянных жидким ^4He , описывался с помощью двух гауссовских кривых в соответствии с теорией Паффа и Тенна [65] с поправкой негауссовского вида, предложенной в работах [85,86]:

$$\varphi(t) = E^2 A_1 \exp(P_1) + E^2 A_4 \exp(P_2) + (A_7 + A_8 t),$$

$$P_1 = -(\epsilon - \epsilon_0 + A_3)^2 / A_2 \cdot q^2; \quad P_2 = -(\epsilon - \epsilon_0 + A_6)^2 / A_5 \cdot q^2, \quad (3.1)$$

где $A_1 + A_8$ — свободные параметры, t — номер канала временного спектра или время пролета нейтронов. Первый гауссиан описывает рассеяние нейтронов на надконденсатных атомах, второй — на бозе-конденсате. Введение третьего члена связано с тем, что двухгауссовская модель не полностью описывает экспериментально наблюдаемый спектр в области больших передач энергии. Эта асимметрия одноатомного пика наблюдалась и в других экспериментах. Первоначально увеличение интенсивности на высокоэнергетическом крыле пытались объяснить присутствием в $n(p)$ в области боль-

ших импульсов либо максимума, либо монотонно убывающей части спектра [93—95]. В настоящее время асимметрия одноатомного пика связывается с эффектом взаимодействия в конечном состоянии, которое приводит к появлению аддитивного члена в $S(q, \epsilon)$. Так, в работах [36, 71, 94] обсуждается разделение динамического структурного фактора на симметричную и асимметричную части $S(q, \epsilon) = S_s(q, \epsilon) + S_a(q, \epsilon)$, причем при увеличении волнового вектора $S_a(q, \epsilon) \rightarrow 0$, а симметричная часть все более удовлетворяет импульсному приближению (IA) $S_s(q, \epsilon) \rightarrow S_{IA}(q, \epsilon)$. В нашем случае третий член частично связан с многократным рассеянием нейтронов.

С ростом волнового вектора ширина гауссовской кривой для надконденсатных атомов ($A_2^{1/2}$) увеличивается пропорционально q , так же, как и доплеровское уширение, поэтому для параметра A_2 вводится множитель q^2 . Введение зависимости q^2 для конденсатной части может быть объяснено тем, что взаимодействие в конечном состоянии также пропорционально q^2 [65], если считать полное сечение рассеяния ^4He — ^4He слабо меняющейся функцией в этой области q . Множитель E^2 возникает при переходе от закона рассеяния $S(q, \epsilon)$ к временному спектру рассеяния нейтронов. Сдвиги искоемых гауссианов относительно энергии возбуждений свободного атома гелия A_3 и A_6 отражают тот факт, что атомы гелия находятся в жидкости и являются квазисвободными.

Анализ всех экспериментальных данных проводился также и без включения бозе-конденсатного члена ($A_4 = 0$), т.е. с использованием одногауссовской модели:

$$\varphi(t) = E^2 A_1 \exp(P_1 t) + (A_7 + A_8 t). \quad (3.2)$$

За свободные параметры в (3.1) и (3.2) принимались амплитуды гауссовских кривых A_1 и A_4 , квадраты ширин A_2 и A_5 , сдвиги A_3 и A_6 (в расчетах, в основном, приравняли $A_3 = A_6$) и параметры A_7 и A_8 . Статистические ошибки параметров вычислялись с применением теории ошибок метода наименьших квадратов [96]. Относительная плотность бозе-конденсата определялась как отношение

$$\xi = n_0/n = \varphi(n_0)/[\varphi(n_0) + \varphi(n_1)],$$

где $\varphi(n_0)$ и $\varphi(n_1)$ — площади спектров для конденсатной и надконденсатной частей соответственно. При анализе экспериментальных данных использовалась программа COMPIL, ОИЯИ С-401, Дубна [81].

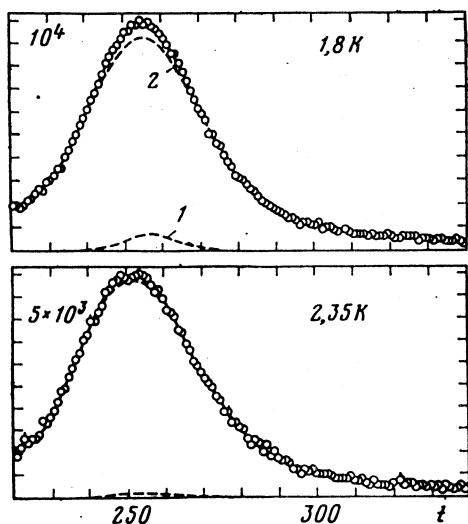


Рис.25. Экспериментальные спектры нейтронов, рассеянные жидким ${}^4\text{He}$ при $q = 13,4 \text{ \AA}^{-1}$, $T = 1,8; 2,35 \text{ K}$. Расчетные кривые, относящиеся к бозе-конденсатной (кривая 1) и надконденсатной (кривая 2) частям, показаны пунктиром

3.3. Анализ экспериментальных данных. Численный анализ экспериментальных данных на основе зависимостей (3.1), (3.2) сводится к решению нелинейной системы уравнений для различных значений t относительно неизвестных $A_1 + A_8$, при этом считали $A_3 = A_6$. Число неизвестных принималось равным $m_1 = 5$ и $m_2 = 7$ для одногауссовской и двухгауссовской моделей соответственно. При решении использовались статистические веса вида $1/\sigma_i^2$, где σ_i — стандартное отклонение измеряемых величин и $i = 1, 2, \dots, 121$. Это дает возможность воспользоваться близостью к единице величины χ_i^2/s_i , как статистическим критерием качества аппроксимации [96], где $i = 1, 2$; $s_i = 121 - m_i$ — число степеней свободы.

На рис.25 представлены экспериментальные спектры нейтронов, рассеянных жидким ${}^4\text{He}$ при температурах $T = 1,8; 2,35 \text{ K}$ для угла рассеяния $\theta = 109,5^\circ$. Пунктирными линиями показаны расчетные кривые, относящиеся к конденсатной (кривая 1) и надконденсатной (кривая 2) частям.

Ширина гауссовской кривой для конденсатной части определяется энергетическим разрешением спектрометра и величиной взаимодействия в конечном состоянии. В данном случае расчетное значение квадрата ширины для бозе-конденсатного гауссиана A_5 в основном определяется энергетическим разрешением спектрометра, которое в пределах нескольких процентов не зависит от угла рассеяния и температуры и в пределах ошибок, совпадает с соответствующей величиной разрешения.

Значения параметров A_3 и A_6 для разных измерений колеблются в интервале $0 + 4 \text{ мэВ}$. Исходя из расчетов, можно сказать, что переданная атому ${}^4\text{He}$ в жидкости энергия при рассеянии нейтронов меньше передачи энергии свободному атому примерно на 2%.

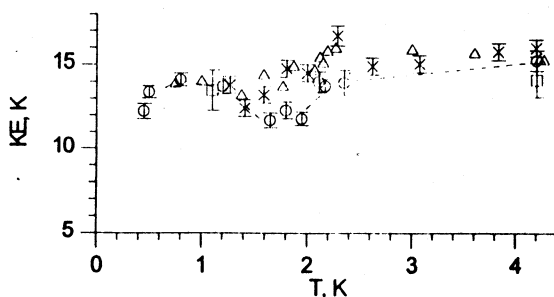


Рис.26. Зависимость средней кинетической энергии на атом ^4He от температуры: (o) и (---) — данные наших работ [88,90], (Δ) — термодинамические данные [80], (X) — данные [97], ($\square$) — данные [98]

Ширина надконденсатной части спектра определяется тепловым движением атомов ^4He или средней кинетической энергией на атом в жидкости KE. Значения KE рассчитывались из спектра нейтронов, описываемого конденсатным и надконденсатным гауссианами. На рис.26 показаны вычисленные значения KE с помощью двухгауссовской модели. При $T > T_\lambda$ значения KE, в пределах ошибок, совпадают для обеих моделей, а при $T < T_\lambda$ значения KE, полученные из одногауссовской модели, примерно на 1 К ниже. Это объясняется тем, что при $T > T_\lambda$ обе модели равнозначны для описания экспериментального спектра, а при $T < T_\lambda$ спектр нейтронов лучше описывается двухгауссовской моделью. Для сравнения на рис.26 показаны результаты для KE из [80,97,98], которые по характеру кривой схожи с нашими, но по величине дают несколько большее значение.

Проведенный анализ экспериментальных данных с помощью одногауссовской и двухгауссовской моделей показывает удовлетворительное описание спектров нейтронов, рассеянных жидким ^4He . Усложнение двухгауссовской модели путем добавления новых гауссианов не улучшает описания измеренных спектров. Сравнение величин χ_1^2/s_1 для одногауссовской модели и χ_2^2/s_2 для двухгауссовской показывает, что с точки зрения статистического критерия экспериментальные данные, полученные при температурах $T > T_\lambda$, лучше описываются одногауссовской моделью, а при $T < T_\lambda$ — двухгауссовской. Рассмотрим так называемое дисперсионное отношение [99] $v^2 = (\chi_1^2/s_1)/(\chi_2^2/s_2)$, которое характеризует, с какой вероятностью могут

быть приняты или отвергнуты при сравнении используемые модели. При $T > T_\lambda$ дисперсионное отношение равно $v^2 = 0,99 + 1,01$. При $T < T_\lambda$ с уменьшением температуры дисперсионное отношение v^2 быстро увеличивается и при $T \leq 1,8$ К становится больше 1,2. Используя табулированные значения для v^2 из работы [99], для $s_1 = 116$ и $s_2 = 114$ находим, что критерий значимости для принятия двухгауссовской модели при $T < T_\lambda$ составляет величину $f > 80\%$, а для принятия одногауссовской модели $f < 20\%$. В то же время при температурах $T > T_\lambda$ критерии значимости для принятия одногауссовской или двухгауссовской модели примерно равны и составляют величину $f \approx 50\%$.

3.4. Температурная зависимость относительной плотности бозе-конденсата в жидком ^4He . Результаты анализа экспериментальных данных по определению относительной плотности бозе-конденсата в жидком ^4He в области температур $T = 0,42 \div 4,2$ К представлены на рис.27. Температурная зависимость n_0/n имеет особенность при температуре $T \approx T_\lambda$. При $T < T_\lambda$ с уменьшением T наблюдается увеличение количества бозе-конденсата. При $T > T_\lambda$ полученная величина плотности конденсата в пределах статистических ошибок остается постоянной, т.е. не изменяется, поэтому можно предположить, что эта величина является систематической ошибкой, связанной с используемой экспериментальной методикой и с методом двухгауссовского разложения спектров нейтронов. Уровень систематической ошибки может быть оценен усреднением результатов расчета относительной плотности конденсата при $T > T_\lambda$ ($\sim 0,5\%$).

Вычисленные значения относительной плотности бозе-конденсата при температурах $T < T_\lambda$ описывались эмпирической формулой

$$\xi = \xi_0 [1 - (T/T_0)^m],$$

где ξ_0 — относительная плотность бозе-конденсата при $T = 0$, T_0 — температура бозе-конденсации. Значения свободных параметров ξ_0 , T_0 , m определялись методом наименьших квадратов:

$$\xi_0 = (7 \pm 0,5) \% ; \quad T_0 = (2,22 \pm 0,05) \text{ К}; \quad m = 3 \pm 0,7.$$

Проведенный анализ показывает температурную зависимость плотности бозе-конденсата. При $T < T_0$ наблюдается бозе-конденсат, а при $T > T_0$ в пределах точности эксперимента и математической обработки спектров бозе-конденсат не обнаружен. Температура бозе-конденсации в пределах ошибок совпадает с температурой перехода жидкого ^4He в сверхтекучее состояние

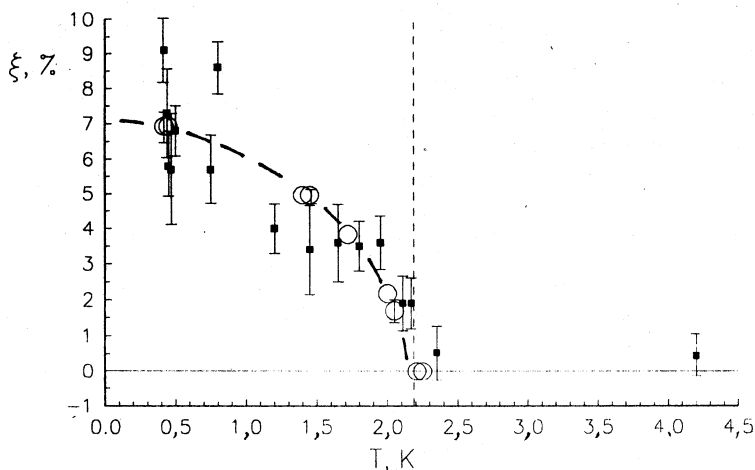


Рис.27. Температурная зависимость относительной плотности бозе-конденсата в жидком ^4He : (■) относятся к результатам анализа одноатомного рассеяния нейтронов, (○) — компонента (n) спектра одночастичных возбуждений, нормированная к ξ в области температур $0,4 \div 0,5$ К

$T_0 \simeq T_\lambda$. Характер зависимости плотности бозе-конденсата совпадает с температурной зависимостью измеренной плотности сверхтекучей компоненты в жидком ^4He [100]. Выше λ -точки бозе-конденсата нет, он появляется в λ -точке и быстро растет с понижением температуры.

Интересно привести результаты оценки максимальной плотности бозе-конденсата при $T = 1,2$ К, полученные в конце 60-х годов. Предположим, что при температуре $T = 4,2$ К плотность бозе-конденсата равна нулю, и все изменения в форме спектра нейтронов, рассеянных жидким ^4He , при снижении температуры с 4,2 до 1,2 К связаны только с конденсацией атомов ^4He . Используя экспериментальные спектры, измеренные нами при волновых векторах $q = 12 + 14 \text{ \AA}^{-1}$, получим, что максимальное количество бозе-конденсата в жидком ^4He при $T = 1,2$ К равно $\xi_{\text{max}} = (5,9 \pm 0,4)\%$. Этот результат вполне согласуется с данными, показанными на рис.27.

Для сравнения приведем измеренные в последнее время значения плотности бозе-конденсата из работ [71—74]. Полученная в этих работах температурная зависимость относительной плотности бозе-конденсата по характеру близка с ранее нами измеренной. Для плотности бозе-конденсата при $T = 0$ К они получили $n_0/n \simeq 9\%$, что хотя и достаточно близко, но все же различается по значению плотности бозе-конденсата.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подчеркнем основные результаты исследований жидкого ^4He методом неупругого рассеяния нейтронов на реакторах ИБР-30 и ИБР-2 с использованием спектрометров ДИН-1М и ДИН-2ПИ, которые были проведены в широкой области передач энергии $\epsilon \approx 0,1 + 200$ мэВ, волнового вектора $q \approx 0,08 + 14 \text{ \AA}^{-1}$ и температур $T = 0,42 + 4,2$ К.

1. Измерена структура спектра возбуждения в жидком ^4He .

— Спектр возбуждений в фонон-максон-ротонной области имеет сложную структуру, зависящую от волнового вектора и температуры. Разложение острого пика рассеяния нейтронов на несколько компонент с совершенно различными зависимостями $\epsilon(T)$, $Z(T)$ и $W(T)$ является новым результатом. В нормальной фазе жидкого ^4He видны две ветви возбуждений. Одна из них (w) наблюдается во всей изученной области волновых векторов q и характеризуется большой шириной пиков. Вторая ветвь (os) хорошо видна только при малых q . Обе указанные ветви характерны и для сверхтекучего ^4He . При $T < T_\lambda$ к структуре дисперсионных кривых в He I добавляется новая компонента (n), которая не наблюдается выше точки фазового перехода. Интенсивность этой ветви при $q > 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ с понижением температуры резко увеличивается и становится определяющей при низких T .

— Для всех трех компонент возбуждений (n), (os), (w) в фононной области спектра наблюдается положительная аномальная дисперсия, причем для компоненты (w) при увеличении температуры она становится особенно заметной. С уменьшением q кривые дисперсии всех трех компонент сближаются.

— Дисперсионная кривая для (w)-компоненты как бы несколько сдвинута, сдавлена в область меньших волновых векторов относительно дисперсионной кривой для компоненты (n). Таким образом, максонный максимум и, вероятно, ротонный минимум для компоненты (w) наблюдаются при меньших q , чем для компоненты (n).

— Измерена зависимость статистического структурного фактора от волнового вектора в фононной области при температурах $T = 0,42 + 2,21$ К. Показано, что при повышении температуры ниже λ -точки достаточно плавный уход от прямой линии, полученной Фейнманом и Питаевским, сменяется резким скачком вблизи T_λ .

— В жидком ^4He при переходе из области фононов к максонам при $q \sim 0,5 + 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ обнаружена особенность на дисперсионной кривой. Компонента (os) здесь быстро затухает. Широкая компонента (w) имеет особенности в зависимостях $\epsilon_w(q)$, $W_w(q)$ и $Z_w(q)$. Узкая компонента (n) как бы сливается или переходит в компоненту (os). В этой же области q исчезает

аномалия кривой дисперсии, т.е. кривая дисперсии пересекает линию скорости первого звука. Особенность на дисперсионной кривой при $q \sim 0,5 + 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ может быть объяснена согласно теории Иорданского и Питаевского распадом возбуждений на фононы. Это, вероятно, тот случай, когда распад возбуждений на фононы наблюдается отдельно от процессов, связанных с взаимодействием возбуждений друг с другом.

— Измерена температурная зависимость времени жизни возбуждений (n) и (w) в максонной области. Сравнение ее с расчетной согласно теории Ландау и Халатникова для ротонов показало, что при $T < 1,7 \text{ K}$ расчетная кривая совпадает с экспериментальной для компоненты (n), а при приближении к λ -точке — с экспериментальной для компоненты (w).

— Анализ спектров нагрева и охлаждения нейтронов в жидком ${}^4\text{He}$ показал, что значения температур, полученные с использованием соотношения детального равновесия и измеренные термопарой, совпали.

— Экспериментально измеренный относительный вклад интенсивностей узкой (n) и широкой (w) компонент может быть принят как еще один параметр дальнего порядка, температурная зависимость которого качественно подобна традиционным параметрам порядка: плотности бозе-конденсата и плотности сверхтекучей компоненты.

2. При исследовании структуры спектра возбуждений в жидком ${}^4\text{He}$ применялась новая методика. Основным пунктом ее является использование нейтронов с очень низкой начальной энергией, которая выбиралась ниже энергии многофононных возбуждений. Это привело к улучшению функции разрешения и подавлению процессов многофононного рассеяния. Так была подготовлена почва для анализа формы острого пика рассеяния нейтронов.

3. Измерена зависимость относительной плотности бозе-конденсата в области температур $T = 0,42 + 4,2 \text{ K}$ двумя независимыми и разными методами.

— Плотность бозе-конденсата получена с помощью анализа спектров одноатомного рассеяния нейтронов при передачах энергии $\epsilon \approx 100 \text{ мэВ}$ и волнового вектора $q \approx 14 \text{ \AA}^{-1}$.

— Измерена зависимость интегральной интенсивности компоненты (n) от температуры, которая, согласно теории, пропорциональна плотности бозе-конденсата.

— Анализ экспериментальных данных показал, что относительная плотность бозе-конденсата в жидком ${}^4\text{He}$ при $T = 0 \text{ K}$ равна $n_0/n = (7 \pm 0,5) \%$.

— Температура бозе-конденсации в пределах ошибок совпадает с температурой перехода жидкого ${}^4\text{He}$ в сверхтекучее состояние $T_0 = T_\lambda$.

— Характер температурной зависимости относительной плотности бозе-конденсата, можно сказать, совпадает с температурной зависимостью

плотности сверхтекучей компоненты. Выше T_λ бозе-конденсата, в пределах ошибок, нет, он появляется в λ -точке и быстро растет с понижением температуры.

Автор выражает благодарность В.Л.Аксенову, А.М.Балагурову, В.В.Голикову, Л.П.Питаевскому за внимание и полезные обсуждения результатов работы, а также Л.Александрову, И.В.Богоявленскому, В.А.Загребнову, Л.В.Карнацевичу, В.Г.Колобродову, В.Б.Приезжеву, А.В.Пучкову и В.С.Ярунину за сотрудничество. Автор хранит благодарную память о работе и внимании Ф.Л.Шапира и В.А.Парфенова к работам по исследованию жидкого ^4He .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kapitsa P.L. — Nature, 1938, vol.141, p.74.
2. Ландау Л.Д. — ЖЭТФ, 1941, т.11, с.592; J.Phys. USSR, 1947, vol.11, p.91.
3. London F. — Nature, 1938, vol.141, p.643.
4. Боголюбов Н.Н. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1947, т.11, с.77.
5. Беляев С.Т. — ЖЭТФ, 1958, т.34, с.417; ЖЭТФ, 1958, т.34, с.433.
6. Henshaw D., Woods A.D.B. — Phys. Rev., 1961, vol.121, p.1266.
7. Cowley R.A., Woods A.D.B. — Can. J. of Physics, 1971, vol.49, p.177.
8. Svensson E.C., Sears V.F., Woods A.D.B., Martel P. — Phys. Rev. B, 1979, vol.21, p.3638.
9. Dietrich O.W., Graf E.H., Huang C.H., Passell L. — Phys. Rev., 1972, vol.5A, p.1377.
10. Mezei F. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.44, No.24, p.1601.
11. Woods A.D.B., Svensson E.C. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, No.14, p.974.
12. Van Hove L. — Phys. Rev., 1954, vol.95, p.249.
13. Liforov V.G., Nikolaev M.N., Novikov A.G. et al. — Research Appl. of Nucl. Pulsed Systems, Vienna, 1966.
14. Лифоров В.Г., Нозик В.З., Парфенов В.А., Семенов В.А. — Препринт ФЭИ-140, Обнинск, 1968.
15. Абрамов А.В. и др. — Атомная энергия, 1989, т.66, с.316.
16. Bogoyavlenskii I.V., Milenko Yu.Yu., Karnatsevich L.V., Kozlov Zh.A. et al. — Cryogenics, 1983, vol.3, p.498.
17. Waller I., Froman P.Q., — Ark. Fys., 1952, vol.4, p.183.
18. Глазков Ю.А., Лисичкин Ю.В., Парфенов В.А. — III Всес. конф. по нейтронной физике, Киев, 1975. Нейтронная физика, 1976 ч.26 с.76.
19. Ермаков В.А., Козлов Ж.А., Челноков М.Л. — Сообщение ОИЯИ 3-89-479, Дубна, 1989.
20. Bijl A. — Physica, 1940, vol.7, p.869.
21. Feynman R.P. — Phys. Rev., 1954, vol.94, p.262.
22. Питаевский Л.П. — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.536.
23. Иорданский С.В., Питаевский Л.П. — ЖЭТФ, 1979, т.76, с.769.

24. Ландау Л.Д., Халатников И.М. — ЖЭТФ, 1949, т.19, с.637;
Халатников И.М. — Теория сверхтекучести. М.: Физматгиз, 1971.
25. Питаевский Л.П. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.1168.
26. Hogenholtz N., Pines D. — Phys. Rev., 1959, vol.116, p.489.
27. Gavoret J., Nozieres P. — Ann. Phys. (N.Y.), 1964, vol.28, 349.
28. Hohenberg P.C., Martin P.C. — Ann. Phys. (N.Y.), 1965, vol.34, p.291.
29. Szepfaluzy P., Kondor I. — Ann. Phys. (N.Y.), 1974, vol.62, p.1.
30. Griffin A., Cheung T.H. — Phys. Rev., 1973, vol.A7, No.6, p.2086.
31. Griffin A. — Can. J. of Phys., 1987, vol.65, No.11, p.1357.
32. Stirling W.G., Glyde H.R. — Phys. Rev. B, 1990, vol.41, p.4224.
33. Glyde H.R., Griffin A. — Phys. Rev. Lett, 1990, vol.65, p.1454.
34. Glyde H.R. — Phys. Rev. B, 1992, vol.45, p.7321.
35. Glyde H.R. — J. of Low Temp. Phys., 1993, vol.93, p.861.
36. Glyde H.R. — Excitations in Liquid and Solid Helium, 1994, Clarendon Press, Oxford.
37. Пайнс Д., Нозьер Ф. — Теория квантовых жидкостей: Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
38. Griffin A., Talbot E.F. — Phys. Rev. B, 1981, vol.24, p.5075.
39. Talbot E.F., Griffin A. — Phys. Rev. B, 1984, vol.29, p.2531.
40. Stirling W.G., Glyde H.R. — Phys. Rev. B, 1990, vol.41, p.4224.
41. Talbot E.F., Glyde H.R., Stirling W.G., Svensson E.C. — Phys. Rev. B, 1988, vol.38, p.11229.
42. Благовещенский Н.М., Богоявленский И.В., Карнацевич Л.В., Козлов Ж.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, с.414; JETP Lett., 1993, vol.57, p.428; Препринт ОИЯИ Р3-92-578, Дубна, 1992.
43. Богоявленский И.В., Карнацевич Л.В., Козлов Ж.А. и др. — ФНТ (Украина), 1994, т.20, с.626; Low Temp. Phys. (Ukraine), 1994, vol.20, p.489.
44. Blagoveschenskii N.M., Bogoyavlenskii I.V., Karnatsevich L.V., Kozlov Zh.A. et al. — Phys. Rev., 1994, vol.50, p.16550; Препринт ОИЯИ Р3-94-125, Дубна, 1994.
45. Kozlov Zh.A., Siurakshina L.A., Yarunin V.S. — Third ESF Workshop: Network on Quantum Fluids and Solids. 20-26 April 1995, p.179.
46. Monousakis E., Pandharipande V.R. — Phys. Rev. B, 1986, vol.33, p.150.
47. Andersen K.H., Stirling W.G., Scherm R. et al. — Physica B, 1992, vol.180/181, p.851.
48. Hughes D.J., Schwartz R.B. — Neutron Cross Section. BNL, N.Y., 1958.
49. Козлов Ж.А., Парфенов В.А., Сиджимов Б. — Сообщение ОИЯИ Р3-7519, Дубна, 1973.
50. Mezei F. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.44, No.24, p.1601.
51. Mezei F., Stirling W.G. — 75-th Jubilee Conf. on Helium-4. J.G.M. Armitage ed. World Scientific, Singapore 1983, p.111.
52. Есельсон Б.Н., Григорьев В.Н., Иванцов В.Г., Рудаковский Э.Я. — Свойства жидкого и твердого гелия. М.: Изд. стандартов, 1978.
53. Svensson E.C., Sears V.F. — Physica, 1986, vol.137, B, p.126.
54. Svensson E.C., Martel P., Woods A.D.B. — Phys. Rev. Lett., 1976, vol.57A, No.54, p.439.

55. Stirling W.G. — 75-th Jubilee Conf. on Helium-4. J.G.M. Armitage ed. World Scientific, Singapore 1983, p.109.
56. Scherm R., Guckelsberger K., Fak B. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, No54, p.217.
57. Ярунин В.С. — Теор. и мат. физ., 1993, т.96, с.37; JINR Preprint E17-94-152, Dubna, 1994; Yarusin V.S., Siurakshina L.A. — Physica A, 1995, vol.215, p.261—269.
58. Гинзбург В.Л. — УФН, 1969, т.97, с.601.
59. London F. — Superfluids, N.Y., 1954, vol.1, p.2.
60. Боголюбов Н.Н. — Избранные труды, т.2,3, Киев: Наукова думка, 1970.
61. Goldstein L., Sweeney D., Goldstein M. — Phys. Rev., 1950, vol.77, p.319.
62. Sommers H.S.Jr., Dash J.G., Goldstein L. — Phys. Rev., 1955, vol.97, p.855.
63. Egelstaff P.A., London H. — Proc. Roy. Soc. (London), 1957, vol.A242, p.374.
64. Hohenberg P.C., Platzman P.M. — Phys. Rev., 1966, vol.152, p.198.
65. Puff R., Tenn J. — Phys. Rev., 1970, vol.A1, p.125.
66. Puff R. — Phys. Rev., 1965, vol.137, p.A406.
67. Hyland G.J., Rowlands G., Gummings F.W. — Phys. Lett., 1970, vol.31A, p.465; Phys. Kondens. Materie, 1970, vol.12, p.90.
68. Hyland G.J., Rowlands G. — J. of Low Temp. Phys., 1972, vol.7, p.271; Phys. Lett., 1977, vol.62A, p.154.
69. Robkoff H.N., Ewen D.A., Hallock R.B. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, p.2006.
70. Sears V.F., Svensson E.C. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, p.2009.
71. Silver R.N. — Phys. Rev., 1988, vol.37, p.3794.
72. Sosnick T.R., Snow W.M., Sokol P.E., Silver R.N. — Europhys. Lett., 1989, vol.9, p.707.
73. Sosnick T.R., Snow W.M., Sokol P.E. — Phys. Rev. B, 1994, vol.41, p.11185.
74. Sokol P.E. — Neutron News, 1993, vol.4, p.22.
75. Whitlock P.A., Panoff R. — Can. J. Phys., 1987, vol.65, p.1409.
76. Ceperley D.M., Pollock E.F. — Phys. Rev. Lett., 1986, vol.56, p.351.
77. Francis W.P., Chester G.V., Reatto L. — Phys. Rev., 1970, vol.A1, p.86.
78. Reatto L., Chester G.V. — Phys. Rev., 1966, vol.155, p.88.
79. Загребнов В.А., Приезжев В.Б. — Препринт ОИЯИ Р17-9634, Дубна, 1969.
80. Sears V.F. — Phys. Rev. B, 1983, vol.28, p.5109.
81. Александров Л. — Препринты ОИЯИ 5-6821, Дубна, 1972; P5-7258, Дубна, 1973; P5-7259, Дубна, 1973.
82. Cowley R.A., Woods A.D.B. — Can. J. Phys., 1971, vol.49, p.177.
83. Harling O. — Phys. Rev. Lett., 1970, vol.24, p.1046.
84. Mook H.A., Scherm R., Vilkinson M.K. — Phys. Rev., 1972, vol.A6, p.2268.
85. Козлов Ж.А., Александров Л., Загребнов В.А. и др. — Препринт ОИЯИ Р4-7895, Дубна, 1974.
86. Александров Л., Загребнов В.А., Козлов Ж.А. и др. — ЖЭТФ, 1975, т.68, с.1825.
87. Докукин Е.Б., Козлов Ж.А., Парфенов В.А., Пучков А.В. — Письма в ЖЭТФ, 1976, т.23, с.497.
88. Докукин Е.Б., Козлов Ж.А., Парфенов В.А., Пучков А.В. — ЖЭТФ, 1978, т.75, с.2273.

89. Благовещенский Н.М., Докукин Е.Б., Козлов Ж.А. и др. — НТ-21, 1980, с.131.
90. Благовещенский Н.М., Богоявленский И.В., Карнацевич Л.В., Козлов Ж.А. и др.
— Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.152.
91. Богоявленский И.В., Карнацевич Л.В., Козлов Ж.А., Пучков А.В. — ФНТ
(Украина), 1990, т.16, с.139.
92. Bogoyavlenskii I.V., Karnatsevich L.V., Kozlov Zh.A., Puchkov A.V. — Physica B
(North-Holland), 1992, vol.176, p.152.
93. McMillan W. — Phys. Rev., 1965, vol.138, p.A442.
94. Martel P., Svensson E.C., Woods A.D.B. et al. — J. Low. Temp. Phys., 1976,
vol.23, p.285.
95. Kalos M.H., Levesque D., Verlet L. — Phys. Rev., 1974, vol.A9, p.2178.
96. Линник Ю.В. — Метод наименьших квадратов и основы теории обработки на-
блюдений. М.: Физматгиз, 1962.
97. Gibbs A.G., Harling O.K. — Phys. Rev., 1973, vol.A7, p.1748.
98. Woods A.D.B., Sears V.F. — J. Phys., 1977, vol.C10, p.L341.
99. Клепиков Н.П., Соколов С.Н. — Анализ и планирование экспериментов мето-
дом максимума правдоподобия. М.: Наука, 1964.
100. Andronikashvili E. — J. Phys. (USSR), 1946, vol.10, p.201.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ПОМЕЩЕННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 539.12.01; 539.14.141

Нейтральные токи в низкоэнергетических ядерных процессах. *Думитреску О.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1996, том 27, вып.6, с.1543.

Исследуется возможность извлечения из эксперимента информации о вкладе нейтральных токов в слабые взаимодействия, приводящем к нарушению закона сохранения четности. Анализируется нарушение четности (НЧ), индуцированное слабым адрон-адронным взаимодействием и исследуемое в низкоэнергетических ядерных процессах. Рассматриваются такие процессы, как резонансное ядерное рассеяние, реакции, индуцированные поляризованными частицами, гамма-излучение ориентированных и неориентированных ядер, запрещенный по четности альфа-распад. Обсуждается нарушающее четность нуклон-нуклонное взаимодействие (НЧНН). Рассматриваются приложения к специфическим типам рассеяния, реакций и распадов, связанных со смешанными по четности дублетами (НЧД). Эффекты, связанные с НЧД, должны помочь в определении относительной силы различных компонент НЧНН. Так как в целом большинство компонент дает малые вклады в НЧНН матричные элементы, НЧНН связано в основном с низкоэнергетической областью ядерных возбуждений и в значительной степени — с силой слабого нуклон-ядерного взаимодействия. Поскольку слабое взаимодействие не сохраняет изоспин, его сила может характеризоваться двумя числами, связанными, соответственно, с нейтронными и протонными силами, или, что то же самое, с их изовекторными и изоскалярными компонентами. Отдельные случаи удовлетворяют критериям пар НЧД и должны рассматриваться в рамках соответствующей ядерной модели. Из рассматриваемых в литературе случаев мы выбрали резонансное протонное рассеяние $^{13}\text{C}(p, p)^{13}\text{C}$, заселяющее НЧД с энергиями 8,7 и 9,3 МэВ в ^{14}N , резонансное ядерное рассеяние $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$, заселяющее НЧД при 13 и 16,2 МэВ в ^{16}O , гамма-асимметрии для НЧД при 1,0 МэВ в ^{18}F , 0,11 МэВ в ^{19}F и 2,79 МэВ в ^{21}Ne , и, наконец, два НЧД в ядрах с $A = 36$: 1,95 МэВ в ^{36}Cl и 4,95 МэВ в ^{36}Ar . Грубые оценки даются также для других НЧД, однако без детального обсуждения. Предлагаются новые эксперименты.

Табл.9. Ил.2. Библиогр.: 146.

УДК 539.172.4

Экспериментальные подходы к исследованию инвариантности к обращению времени во взаимодействии нейтронов с ядрами. *Шарапов Э.И., Шимицу Х.М.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1996, том 27, вып.6, с.1607.

Эксперименты последнего десятилетия по изучению нарушения пространственной четности в нейтронных p -волновых резонансах и теоретические предсказания усиления возможных эффектов нарушения временной четности в них стимулируют интерес к проверке симметрии к обращению времени во взаимодействии нейтрона с ядрами. Чувствительность нейтронных экспериментов к нарушающей T -четность составляющей ядерного гамильтониана может быть на порядок выше, чем результат, следующий из экспериментального верхнего предела на электрический дипольный момент нейтрона. Рассмотрены возможные эксперименты по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованные или выстроенные мишени, а также эксперименты по захвату неполяризованных резонансных нейтронов. Сделан обзор современных достижений в создании эффективных поляризаторов и анализаторов,

поляризованных мишеней, нейтронных детекторов, подготовленных для этих экспериментов, и планируемых методик исследования. Обсуждаются предварительные результаты измерений, выполненных к настоящему времени в ведущих ядерных центрах США, России и Японии.

Табл.3 Ил.13. Библиогр.: 102.

УДК 539.1

Низколежащие неротационные состояния в сильнодеформированных четно-четных ядрах редкоземельной области. Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1996, том 27, вып.6, с.1643.

В обзоре дано описание усовершенствования квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) для деформированных ядер, выполненного в последнее время, которое состоит, во-первых, в приближенном исключении духового состояния при вычислении уровней с $K^\pi = 1^+$ и, во-вторых, в совместном использовании спин-спиновых и квадрупольных взаимодействий для расчета 1^+ -состояний, октупольных и дипольных взаимодействий для 0^- и 1^- -состояний. В обзоре приведены результаты расчетов энергий и волновых функций всех неротационных состояний до 2,3 МэВ в $^{156,158,160}\text{Gd}$, $^{160,162,164}\text{Dy}$ и $^{166,168}\text{Er}$. Приведены вероятности $E1$ -, $E2$ -, $E3$ -, $E4$ - и $M1$ -переходов из основных в возбужденные состояния и приведенные вероятности $E1$ -, $E2$ -, $M1$ - и $M2$ -переходов между возбужденными состояниями. Систематизированы соответствующие экспериментальные данные и выполнено сравнение с полученными результатами. Получено достаточно хорошее описание в квазичастично-фононной модели ядра энергий, приведенных вероятностей $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходов и наибольших двухквазичастичных конфигураций однофононных членов волновых функций неротационных состояний. На основании расчетов в КФМЯ и их сравнения с экспериментальными данными сделаны определенные предсказания, в том числе о структуре некоторых нижайших 0^+ -, 2^+ -, 4^+ -состояний и о природе быстрых $E1$ - и $M1$ -переходов между возбужденными состояниями.

Табл.17. Ил.1. Библиогр.: 100.

УДК 538.941

Спектр возбуждений и бозе-конденсат в жидком ^4He . Козлов Ж.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1996, том 27, вып.6, с.1705.

Представлен обзор работ по исследованию жидкого ^4He методом неупругого рассеяния нейтронов на основе результатов, полученных на реакторах ИБР-30 и ИБР-2. Основное внимание уделено изучению структуры спектров возбуждений как в нормальной, так и в сверхтекучей фазах, поиску и исследованию бозе-конденсата и установлению корреляций между явлениями сверхтекучести и бозе-конденсации.

Анализ спектра возбуждений при волновых векторах $q < 1,6 \text{ \AA}^{-1}$ показал, что в нормальной фазе наблюдаются две ветви возбуждений: ветвь возбуждений типа нулевого звука (os) в области фононов и ветвь возбуждений (w) в фонон-максон-ротонной области, которая связывается с квазикристаллической структурой жидкости. В сверхтекучей фазе кроме вышеназванных возбуждений наблюдается ветвь возбуждений (n), которая при низких температурах становится определяющей. Эта ветвь однозначно может быть отнесена к кривой Ландау для элементарных возбуждений. Показано, что значительные перестройки спектров возбуждений происходят при переходе через λ -точку, а также в узкой области волновых векторов $q \approx 0,5 + 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. Для (n)-, (os)- и (w)-возбуждений наблюдается положительная аномальная дисперсия.

Сделан обзор работ по поиску и исследованию бозе-конденсата, выполненных в области одноатомных возбуждений. Обсуждаются результаты о температурной зависимости относительной плотности бозе-конденсата. По характеру зависимости от температуры эти результаты, с одной стороны, логично совпадают с зависимостью интенсивности (п)-компоненты от температуры, а с другой — с температурной зависимостью плотности сверхтекучей компоненты в He II. Температура бозе-конденсации, в пределах ошибок, совпадает с температурой перехода жидкого ^4He в сверхтекучее состояние. Даются оценки величины плотности бозе-конденсата при $T = 0$ К, полученные из экспериментальных данных.

Ил.27. Библиогр.: 100.

ТЕМАТИЧЕСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, т.27, 1996

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В скобках указаны страницы английского перевода данного журнала.

- Анисович В.В., Саранцев А.В.** Кварк-адронная дуальность в физике мезонов и конфайнмент кварков. 1, 5 (1)
- Арбузов А.Б., Кураев Э.А.** Баба-рассеяние на малые углы. 5, 1247 (510)
- Асанов Р.А., Афанасьев Г.Н.** Гравитационная и электромагнитная задачи двух тел в специально релятивистском подходе Пуанкаре. 3, 713 (296)
- Афанасьев Г.Н., см. Асанов Р.А. и др.**
- Бештоев Х.М.** Смешивание нейтрино и проблема солнечных нейтрино. 1, 53 (23)
- Гареев Ф.А., Казача Г.С., Ратис Ю.Л.** Резонансы в субатомной физике и принципы подобия и размерности. 1, 97 (40)
- Гроше К., Погосян Г.С., Сисакян А.Н.** Метод континуального интегрирования для задач с суперинтегрируемыми потенциалами на двумерном гиперboloиде. 3, 593 (244)
- Емельянов В., Хаглин К.** Рождение дилептонов и фотонов в высокоэнергетических столкновениях тяжелых ионов. 5, 1321 (539)
- Жидков Е.П., Лобанов Ю.Ю.** Метод приближенного континуального интегрирования в задачах математической физики. 1, 173 (72)
- Зинченко А.И., см. Цыганов Э.Н. и др.**
- Казача Г.С., см. Гареев Ф.А. и др.**
- Кураев Э.А., см. Арбузов А.Б. и др.**
- Лезнов А.Н.** Интегрируемые системы. 5, 1161 (476)
- Лобанов Ю.Ю., см. Жидков Е.П. и др.**
- Мальцев А.А.** Инфракрасная синхротронная диагностика как новое направление в физике и технике ускорительного эксперимента. 3, 797 (330)
- Мурзахметов Б.К., Чижев А.В.** Проблема фазы электромагнитного поля в квантовой оптике. 3, 747 (309)
- Погосян Г.С., см. Гроше К. и др.**
- Прохоров Л.В.** Калибровочные условия и калибровочные преобразования. 5, 1399 (569)
- Ратис Ю.Л., см. Гареев Ф.А. и др.**
- Саранцев А.В., см. Анисович В.В. и др.**
- Семенюшкин И.Н.** Дубненский синхрофазотрон. Состояние и перспективы развития ускорительного комплекса ЛВЭ. 3, 571 (235)
- Сисакян А.Н., см. Гроше К. и др.**
- Смирнова О.А.** Математическое моделирование влияния ионизирующей радиации на иммунную систему млекопитающих. 1, 243 (100)
- Таратин А.М., см. Цыганов Э.Н. и др.**
- Хаглин К., см. Емельянов В. и др.**
- Цыганов Э.Н., Таратин А.М., Зинченко А.И.** Некоторые новые предложения для ускорителей. 3, 675 (279)
- Чижев А.В., см. Мурзахметов Б.К. и др.**
- Шавахина Н.С.** Квантовая теория спинорного поля в четырехмерном римановом мире. 5, 1469 (598)

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

- Балабанов Н.П., см. Гангский Ю.П. и др.**
- Боумэн Дж., Лоуви Л., Шарапов Э.И.** Анализ методом максимального правдоподобия нарушающих пространственную

четность асимметрий нейтронного сечения, измеряемых для компаунд-состояний ядер. 4, 965 (398)

Брандт Р., см. Годшалк П.А. и др.

- Бриансон Ш., см. Михайлов И.Н. и др.
 Величева Е.П., см. Сузько А.А. и др.
 Гангрский Ю.П., Балабанов Н.П., Тончев А.П. Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях. 4, 1043 (428)
 Годдшалк П.А., Фатер А., Брандт Р., Куреши И.Е., Кхан Х.А., Фидлер Г. Кинематический анализ ядерных реакций с тяжелыми ионами с использованием твердотельных трековых детекторов. 2, 377 (154)
 Дмитриев С.Н., Зайцева Н.Г. Радионуклиды для биомедицинских исследований. Ядерные данные и методы получения на ускорителях заряженных частиц. 4, 977 (403)
 Доценко И.С., Филиппов Г.Ф. Построение базисных функций ядерной модели двух ротаторов в пространстве Фока — Баргмана. 2, 335 (135)
 Думитреску О. Нейтральные токи в ядерных процессах низкой энергии. 6, 1543 (625)
 Зайцева Н.Г., см. Дмитриев С.Н. и др.
 Исаев А.А., Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В. Гамильтонов подход в теории конденсированных сред со спонтанно нарушенной симметрией. 2, 431 (179)
 Кантэн Ф., см. Михайлов И.Н. и др.
 Ковалевский М.Ю., см. Исаев А.А. и др.
 Козлов Ж.А. Спектр возбуждений и бозе-конденсат в жидком ${}^4\text{He}$. 6, 1705 (699)
 Куреши И.Е., см. Годдшалк П.А. и др.
 Кхан Х.А., см. Годдшалк П.А. и др.
 Лоуви Л., см. Боумэн Дж.Д. и др.
 Маркичев И.В., см. Шека Е.Ф. и др.
 Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Кантэн Ф. Изучение коллективных токов в ядрах. 2, 303 (121)
 Натканец И., см. Шека Е.Ф. и др.
 Пелетминский С.В., см. Исаев А.А. и др.
 Поплавский И.В. Метод комплексных значений кулоновской константы связи в физике ядра. 4, 1099 (453)
 Пупышев В.В., Соловцова О.П. Дальнодействующие потенциалы в ядерной физике низких энергий. 4, 859 (353)
 Соловцова О.П., см. Пупышев В.В. и др.
 Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. Низколежащие неротационные состояния в сильнодеформированных ядрах редкоземельной области. 6, 1643 (667)
 Сузько А.А., Величева Е.П. Точно решаемые модели и исследование проблемы пересечения уровней. 4, 923 (379)
 Сушков А.В., см. Соловьев В.Г. и др.
 Тончев А.П., см. Гангрский Ю.П. и др.
 Фатер А., см. Годдшалк П.А. и др.
 Фидлер Г., см. Годдшалк П.А. и др.
 Филиппов Г.Ф., см. Доценко И.С. и др.
 Хаврюченко В.Д., см. Шека Е.Ф. и др.
 Шараров Э.И., Шимицу Х.М. Экспериментальные подходы к исследованию инвариантности к обращению времени во взаимодействии нейтронов с ядрами. 6, 1607 (651)
 Шараров Э.И., см. Боумэн Дж.Д. и др.
 Шимицу Х.М., см. Шараров Э.И. и др.
 Шека Е.Ф., Маркичев И.В., Натканец И., Хаврюченко В.Д. Технологический полиморфизм дисперсных аморфных кремнезёмов: неупругое рассеяние нейтронов на колеблющихся атомах и компьютерное моделирование. 2, 493, (204)
 Ширикова Н.Ю., см. Соловьев В.Г. и др.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, т.27, 1996

А

- Анисович В.В., 1, 5 (1)
 Арбузов А.Б., 5, 1247 (510)
 Асанов Р.А., 3, 713 (296)
 Афанасьев Г.Н., 3, 713 (296)

Б

- Балабанов Н.П., 4, 1043 (428)
 Бештоев Х.М., 1, 53 (23)
 Бриансон Ш., 2, 303 (121)
 Боумэн Дж.Д., 4, 965 (398)
 Брандт Р., 2, 377 (154)

В

Величева Е.П., 4, 923 (379)

Г

Гангрский Ю.П., 4, 1043 (428)

Гареев Ф.А., 1, 97 (40)

Годдшалк П.А., 2, 377 (154)

Гроше К., 3, 593 (244)

Д

Дмитриев С.Н., 4, 977 (403)

Доценко И.С., 2, 335 (135)

Думитреску О., 6, 1543 (625)

Е

Емельянов В.М., 5, 1321 (539)

Ж

Жидков Е.П., 1, 173 (72)

З

Зайцева Н.Г., 4, 977 (403)

Зинченко А.И., 3, 675 (279)

И

Исаев А.А., 2, 431 (179)

К

Казача Г.С., 1, 97 (40)

Кантэн Ф., 2, 303 (121)

Ковалевский М.Ю., 2, 431 (179)

Козлов Ж.А., 6, 1705 (699)

Кураев Э.А., 5, 1247 (510)

Куреша И.Е., 2, 377 (154)

Кхан Х.А., 2, 377 (154)

Л

Лезнов А.Н., 5, 1161 (476)

Лоуви Л., 4, 965 (398)

Лобанов Ю.Ю., 1, 173 (72)

М

Мальцев А.А., 3, 797 (330)

Маркичев И.В., 2, 493 (204)

Михайлов И.Н., 2, 303 (121)

Мурзахметов Б.К., 3, 747 (309)

Н

Натканец И., 2, 493 (204)

П

Пелетминский С.В., 2, 431 (179)

Погосян Г.С., 3, 593 (244)

Поплавский И.В., 4, 1099 (453)

Прохоров Л.В., 5, 1399 (569)

Пупышев В.В., 4, 859 (353)

Р

Ратис Ю.Л., 1, 97 (40)

С

Саранцев А.В., 1, 5 (1)

Семенюшкин И.Н., 3, 571 (235)

Сисакян А.Н., 3, 593 (244)

Смирнова О.А., 1, 243 (100)

Соловцова О.П., 4, 859 (353)

Соловьев В.Г., 6, 1643 (667)

Сузько А.А., 4, 923 (379)

Сушков А.В., 6, 1643 (667)

Т

Таратин А.М., 3, 675 (279)

Тончев А.П., 4, 1043 (428)

Ф

Фатер А., 2, 377 (154)

Фидлер Г., 2, 377 (154)

Филиппов Г.Ф., 2, 335 (135)

Х

Хаврюченко В.Д., 2, 493 (204)

Хаглин К., 5, 1321 (539)

Ш

Шарапов Э.И., 4, 965 (398)

6, 1607 (651)

Шимицу Х.М., 6, 1607 (651)

Шека Е.Ф., 2, 493 (204)

Ширикова Н.Ю., 6, 1643 (667)

Ц

Цыганов Э.Н., 3, 675 (279)

Ч

Чижов А.В., 3, 747 (309)

Ш

Шавохина Н.С., 5, 1469 (598)

СОДЕРЖАНИЕ

Думитреску О.

Нейтральные токи в низкоэнергетических ядерных процессах 1543

Шарапов Э.И., Шимицу Х.М.

**Экспериментальные подходы к исследованию инвариантности
к обращению времени во взаимодействии нейтронов с ядрами 1607**

Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю.

**Низколежащие неротационные состояния
в сильнодеформированных ядрах редкоземельной области 1643**

Козлов Ж.А.

Спектр возбуждений и бозе-конденсат в жидком ^4He 1705

Тематический указатель 1755

Авторский указатель 1756

CONTENTS

Dumitrescu O.

Neutral Currents in Low Energy Nuclear Physics Processes 1543

Sharapov E.I., Shimizu H.M.

**Experimental Study of the Time-Reversal Invariance
in Neutron-Nucleus Interactions 1607**

Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu.

**Low-Lying Nonrotational States in Well Deformed Even-Even Nuclei
in the Rare-Earth Region 1643**

Kozlov Zh.A.

**The Spectrum of Excitation and Bose Condensate Phenomena
in Liquid ^4He 1705**

Subject indexes 1755

Author's indexes 1756

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с левой стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применяя $\exp$, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v, U и u, W и w, O и o, K и k, S и s, C и c, P и p, Z и z), прописные подчеркивают двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху ($\underline{S}$ и $\underline{s}$, $\underline{C}$ и $\underline{c}$). Необходимо делать четкое различие между буквами e, l, O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы $\mathcal{O}$ и $\mathcal{O}$ отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\vec{}$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребляемых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например: ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., k — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами; не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки в тексте даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны: для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация),

год издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи. Если авторов более пяти, то указать только первые три фамилии.

Например:

1. Лезнов А.Н., Савельев М.В. — Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. Годен М. — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. Turbiner A.V. — Comm.Math.Phys., 1988, vol.118, p.467.
4. Ушверидзе А.Г. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.
5. Endo I., Kasai S., Harada M. et al. — Hiroshima Univ. Preprint, HUPD-8607, 1986.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы **Е.К.Аксенова, Э.В.Ивашкевич.**

Художественный редактор **А.Л.Вульфсон.**

Корректор **Т.Е.Попеко.**

Сдано в набор 10.07.96. Подписано в печать 31.10.96. Формат 60×90/16.

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 13,8. Уч.-изд.л. 16,58.

Тираж 500. Заказ 49481. Цена 4500 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1996. Том 27. Вып.6. 1539—1760.