

УДК 548 : 537.611

© 1990

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ВАНФЛЕКОВСКОМ ПАРАМАГНЕТИКЕ LiTmF_4 ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Л. К. Аминов, И. Н. Куркин, И. Х. Салихов, С. И. Сахаева

Показано, что заметное ускорение низкотемпературной спин-решеточной релаксации примесных ионов в ванфлековском парамагнетике LiTmF_4 по сравнению с аналогичными диамагнитными кристаллами обусловлено своеобразным валлеровским механизмом, являющимся результатом модуляции колебаниями решетки обменного взаимодействия примесного иона с окружающими ионами Tm^{3+} . Отличительной особенностью вклада указанного механизма в скорость релаксации является ее сильная зависимость от ориентации внешнего магнитного поля. Температурная и частотная зависимости определяются выражением $\nu^4 T$, т. е. частотная зависимость отличается от квадратичной, найденной Валлером.

1. ЭПР и спин-решеточная релаксация (СРР) примесных парамагнитных ионов в парамагнитных же кристаллах-матрицах являются важным источником сведений относительно взаимодействий между различными переходными или редкоземельными (РЗ) ионами в кристаллах [1-3]. Наиболее удобными для исследований матрицами являются ванфлековские парамагнетики (ВФП), в которых парамагнитные ионы основы кристалла (ванфлековские ионы) обладают синглетным основным электронным состоянием и сравнительно небольшими энергиями возбуждения ($\sim 10-100 \text{ см}^{-1}$) других состояний. Тогда при низких температурах ($< 1-2 \text{ К}$) все ванфлековские ионы обладают лишь наведенными внешним полем одинаковыми магнитными моментами и влияние их на ЭПР примесных ионов проявляется только в сдвиге резонансных линий относительно положений последних в аналогичных диамагнитных матрицах. По сдвигу g -фактора в принципе можно восстановить сведения об обменном взаимодействии примесных и ванфлековских ионов [1]. При повышении температуры вследствие случайного возбуждения возникают флуктуации магнитного момента ванфлековских ионов, что обеспечивает дополнительный по сравнению с диамагнетиками и часто доминирующий канал СРР примесных ионов [2, 3]. Исследование этой релаксации позволило сделать ряд заключений о степени дефектности кристалла вблизи примеси.

Однако и при низких температурах скорость релаксации в ВФП оказывается больше, чем при тех же условиях в диамагнитных аналогах, причем это превышение иногда достигает нескольких раз [3]. В настоящей работе мы показываем, что указанное различие может быть удовлетворительно объяснено валлеровским механизмом, являющимся результатом модуляции относительного положения взаимодействующих между собой примесного и ванфлековского ионов колебаниями решетки. Скорость релаксации, рассчитанная на основе этого механизма, линейно зависит от температуры и подобно парамагнитной восприимчивости очень сильно зависит от ориентации внешнего поля. Частотная зависимость также более сильная, чем для обычного валлеровского механизма, связанного с взаимодействием одинаковых парамагнитных ионов, поскольку в рас-

смаатриваемом нами случае магнитный момент ванфлековского иона сам пропорционален величине внешнего поля, а с ним и частоте резонанса. Наши экспериментальные результаты относятся в основном к примесным РЗ ионам в ВФП LiTmF_4 , в котором наряду с магнитными дипольными существуют обменные взаимодействия примесных ионов с окружающими ванфлековскими ионами. Поэтому наше изложение мы начнем с анализа g -факторов примесных ионов Ce^{3+} , Nd^{3+} , Dy^{3+} , Er^{3+} и Yb^{3+} в LiTmF_4 и оценки обменного взаимодействия этих ионов с ионами Tm^{3+} . Далее мы проводим сопоставление скоростей СРР ионов Nd^{3+} , Er^{3+} и Yb^{3+} в LiTmF_4 и в его диамагнитных аналогах LiYF_4 и LiLuF_4 при низких температурах. В заключение выводится расчетная формула для скорости релаксации основанная на магнитном диполь-дипольном взаимодействии, и делается вывод о необходимости учета обменных взаимодействий для количественной интерпретации экспериментов.

Таблица 1

Экспериментальные значения g -факторов примесных ионов в двойных фторидах, сдвиг g -фактора в LiTmF_4 по отношению к диамагнитным аналогам и расчетные значения (в ед. 10^{-2} см^{-1}) диполь-дипольного и обменного взаимодействия примесного иона с ближайшими ионами Tm^{3+}

		Ce^{3+}	Nd^{3+}	Dy^{3+}	Er^{3+}	Yb^{3+}
LiTmF_4 [3] $a=5.15 \text{ \AA}$ $c=10.64 \text{ \AA}$	g_{\parallel}	2.767	2.06	1.183	2.959	1.327
	g_{\perp}	1.373	2.611	9.476	7.586	3.974
LiYF_4 [5] $a=5.17 \text{ \AA}$ $c=10.74 \text{ \AA}$	g_{\parallel}	2.737	1.987	1.112	3.137	1.3308
	g_{\perp}	1.475	2.554	9.219	8.105	3.917
LiLuF_4 [6] $a=5.13 \text{ \AA}$ $c=10.55 \text{ \AA}$	g_{\parallel}	2.758	2.074	1.10	3.096	1.38
	g_{\perp}	1.477	2.548	9.174	8.138	3.922
Δg_{\parallel}		0.02	0.03	0.077	-0.157	-0.03
Δg_{\perp}		-0.1	0.06	+0.279	-0.535	0.05
$\frac{1}{2}(a_{xx}+a_{yy})_{\text{dip}}$		1.6	2.96	10.2	8.19	4.29
$\frac{1}{2}(a_{xx}+a_{yy})_{\text{ex}}$		1.65	-1.55	-6.75	8.75	-1.58
$a_{zz \text{ dip}}$		-2.98	-2.22	-1.28	-3.20	-1.43
$a_{zz \text{ ex}}$		-14.4	-18.9	-57.1	117	22.7

2. Результаты измерения g -факторов примесных РЗ ионов в ВФП LiTmF_4 (образцы сферической формы для исключения зависимости резонансного поля от формы образца [4], $T=4.2 \text{ K}$) и в его диамагнитных аналогах LiYF_4 и LiLuF_4 , а также параметры решетки этих кристаллов приведены в табл. 1. Заметим, что в гомологическом ряду диамагнитных кристаллов со структурой шеелита g -фактор примеси меняется монотонно и квазилинейно с изменением параметров решетки [7]. Из этой таблицы видно, что параметры решетки LiTmF_4 с большой точностью равны полусумме соответствующих параметров решеток LiLuF_4 и LiYF_4 . Поэтому следует ожидать, что и значения g -факторов в диамагнитной решетке с параметрами, как у LiTmF_4 , должны лежать как раз посередине между g -факторами в LiLuF_4 и LiYF_4 . Нарушение этого условия мы приписываем, следуя [1], вкладу в g -фактор спин-спиновых взаимодействий примесных ионов с окружающими ионами Tm^{3+} . Этот вклад в g_{α} мы рассчитали по формуле

$$\Delta g_{\alpha} = g_{\alpha}(\text{LiTmF}_4) - \frac{1}{2}[g_{\alpha}(\text{LiLuF}_4) + g_{\alpha}(\text{LiYF}_4)] \quad (1)$$

и привели полученные значения в табл. 1. Спин-спиновое взаимодействие примесных ионов с ионами тулия, находящимися в основном электронном состоянии $|0\rangle$, представляем в виде

$$\mathcal{H}_{ss} = \sum_j a_{\alpha\beta}^j S_\alpha \langle 0 | J_\beta^j | 0 \rangle, \quad (2)$$

где индексом « j » обозначены окружающие примесь ионы тулия и подразумевается суммирование по повторяющимся греческим индексам. Имея в виду, что при учете магнитно-полевых поправок к основному электронному состоянию

$$\langle 0 | J_\beta | 0 \rangle = g_J \mu_B \sum_l \frac{1}{\Delta_l^j} (\langle 0 | J_\beta | l \rangle \langle l | J_\gamma | 0 \rangle + \text{к. с.}) H_\gamma, \quad (3)$$

мы можем представить \mathcal{H}_{ss} в виде добавки к зеемановскому гамильтониану $\mathcal{H}_{ss} = \Delta g_{\alpha\beta} \mu_B S_\alpha H_\beta$. В частности, с учетом осевой симметрии позиции примесного иона

$$\Delta g_{\parallel} = - \sum_j a_{zz}^j g_J \sum_l \frac{|\langle 0 | J_x | l \rangle|^2}{\Delta_l^j}, \quad \Delta g_{\perp} = - \sum_j (a_{xx}^j + a_{yy}^j) g_J \sum_l \frac{|\langle 0 | J_x | l \rangle|^2}{\Delta_l^j}. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) индекс « l » нумерует возбужденные состояния ионов тулия; g_J — фактор Ланде ионов тулия; μ_B — магнетон Бора. Легко оценить вклад в Δg_α диполь-дипольных взаимодействий, поскольку

$$a_{zz}^j (\text{dip}) = - (a_{xx}^j + a_{yy}^j) (\text{dip}) = \frac{g_J g_L \mu_B^2}{r_j^3} (1 - 3 \cos^2 \vartheta_j), \quad (5)$$

где ϑ_j — угол между радиусом-вектором, связывающим примесный ион с ионом тулия, и осью с кристалла. При оценках мы учитывали только ближайший возбужденный дублет иона Tm^{3+} с $\Delta_l = 31 \text{ см}^{-1}$, причем для ионов первой координационной сферы принималось во внимание расщепление этого дублета, равное 17.6, 14 и 1.5 см^{-1} соответственно для ионов Ce^{3+} , Nd^{3+} и Yb^{3+} (ср. с [3]). Кроме того, считалось, что примесные ионы связаны обменными взаимодействиями только с ближайшими ионами тулия. Часть Δg_α , остающаяся после выделения дипольного вклада, приписывалась обмену. Полученные таким путем константы обменного взаимодействия также приведены в табл. 1.

3. Скорость СРР примесных РЗ ионов в ВФП определяется выражением

$$T_1^{-1} = AT + B \exp(-\Delta/kT), \quad (6)$$

где параметр Δ , как правило, близок к минимальной энергии электронного возбуждения ванфлековских ионов (Tm^{3+}). Второе слагаемое в T_1^{-1} преобладает при повышенных температурах ($T \geq 4 \text{ К}$), именно оно качественно отличает релаксацию в ВФП от релаксации в диамагнитных средах и явилось предметом детального обсуждения в работах [2, 3]. Низкотемпературный вклад в релаксацию AT одинаковым образом зависит от температуры и в диамагнетиках, и в парамагнетиках, но сама величина этого вклада во втором случае иногда оказывается заметно больше. В табл. 2 приведены значения параметра A для ряда примесных ионов в LiTmF_4 , LiLuF_4 и LiYF_4 при сходных условиях эксперимента.

Невозможно объяснить отмеченную разницу одним лишь различием скорости звука и плотностей кристаллов. Известно, что скорость прямого (однофононного) релаксационного процесса на основе механизма Кронига—Ван Флека пропорциональна $1/\rho v_m^5$, где v_m — усредненная скорость звука, ρ — плотность кристалла [9]. Оценка с использованием данных из работы [10]: $\rho(\text{LiYF}_4) = 3.99 \text{ г/см}^3$, $\rho(\text{LiTmF}_4) = 5.95 \text{ г/см}^3$, $v_t(\text{LiYF}_4) = 3.27 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $v_t(\text{LiTmF}_4) = 2.68 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ (для определенности приведены скорости поперечного звука, распространяющегося вдоль оси

Таблица 2

Коэффициенты A скорости низкотемпературной релаксации $T_1^{-1} = AT$ для частот ~ 36 ГГц

Ион	Ориентация	Кристалл		
		LiYF ₄	LiLuF ₄ [°]	LiTmF ₄
Nd ³⁺	H ⊥ c	22 [5]	30	~150*
Er ³⁺	H c	~300	450	1000 [8]
Yb ³⁺	H ⊥ c	37 [5]	58	240 [3]

* Результат пересчета данных для $\nu \sim 23$ ГГц [3] с учетом соотношения $A \sim \nu^4$.

с) дает следующее отношение коэффициентов A решеток двух кристаллов за счет структурных факторов:

$$A(\text{LiTmF}_4)/A(\text{LiYF}_4) \approx 1.8.$$

Таким образом, в рамках механизма Кронига—Ван Флека скорость релаксации в относительно более тяжелом кристалле LiTmF₄ может превышать скорость релаксации в LiYF₄ \sim в два раза, что далеко не полностью объясняет наблюдаемое различие этих скоростей. Поэтому для более полного описания экспериментов мы вынуждены обратиться к дополнительным механизмам релаксации, имеющим место в парамагнитных средах.

4. При низких температурах маловероятно возбуждение ионов тулия в дублетное состояние (мал экспоненциальный фактор $\exp(-\Delta/kT)$, а следовательно, и второе слагаемое в (6)), и мы рассмотрим валлеровский механизм релаксации, связанный с модуляцией колебаниями решетки спин-спиновых взаимодействий примесного иона с ванфлековскими ионами Tm³⁺ (ср. с [11]). Для определенности мы подробно рассмотрим магнитное диполь-дипольное взаимодействие, поскольку нам неизвестна зависимость обменного взаимодействия от радиус-вектора, связывающего ионы. Линейный член разложения взаимодействия двух ионов по малым деформациям запишем в виде

$$\mathcal{H}_1 = \sum_i V_i e_i, \quad V_i = g_J g_{\alpha\alpha} \mu_B^2 r^{-3} S_\alpha \langle 0 | J_\beta | 0 \rangle G_i^{\alpha\beta}, \quad (7)$$

где e_i — комбинации компонент несимметризованного тензора деформаций $e_{\alpha\beta}$, преобразующиеся подобно одинаковым образом нормированным вещественным сферическим гармоникам нулевого, первого и второго порядков, $e_1 = 1/\sqrt{3} \cdot (e_{xx} + e_{yy} + e_{zz})$ и т. п. [12]. Структурные факторы $G_i^{\alpha\beta}$, являющиеся функциями компонент единичного вектора направления \mathbf{n} от примесного иона к иону тулия, выглядят так:

$$\begin{aligned} G_1^{\alpha\beta} &= -\sqrt{3} (\delta_{\alpha\beta} - 3n_\alpha n_\beta), \\ G_2^{\alpha\beta} &= -\sqrt{3/2} [(3n_x^2 - 1) (\delta_{\alpha\beta} - 3n_\alpha n_\beta) + 3n_\alpha n_\beta (\delta_{\alpha x} + \delta_{\beta x} - 2n_x^2)], \\ G_3^{\alpha\beta} &= -\sqrt{9/2} [(n_x^2 - n_y^2) (\delta_{\alpha\beta} - 5n_\alpha n_\beta) + n_\alpha n_\beta (\delta_{\alpha x} + \delta_{\beta x} - \delta_{y\alpha} - \delta_{y\beta})], \\ G_4^{\alpha\beta} &= -\sqrt{9/2} [2n_x n_y (\delta_{\alpha\beta} - 5n_\alpha n_\beta) + n_\alpha n_y \delta_{x\beta} + n_\alpha n_x \delta_{y\beta} + n_\beta n_y \delta_{x\alpha} + n_\beta n_x \delta_{y\alpha}], \\ G_7^{\alpha\beta} &= -\sqrt{9/2} [n_\alpha (n_x \delta_{y\beta} - n_y \delta_{x\beta}) + n_\beta (n_x \delta_{y\alpha} - n_y \delta_{x\alpha})]. \end{aligned} \quad (8)$$

G_5, G_6 из G_4 и G_8, G_9 из G_7 получаются циклической перестановкой индексов x, y, z . Обозначая спиновые состояния примесного иона посредством $|+\rangle, |-\rangle$, имеем для скорости релаксации в дебаевском приближении стандартную формулу [12]

$$T_1^{-1} = w_{-+} + w_{+-} = \frac{\omega_0^3}{8\pi \hbar \rho v_m^5} \text{cth} \frac{\hbar \omega_0}{2kT} \sum_{i, \alpha, \beta} q_i | \langle + | V_i | - \rangle |^2. \quad (9)$$

где ω_{+-} — вероятности перехода в единицу времени из состояния $|+\rangle$ в состояние $|-\rangle$ под действием возмущения \mathcal{H}_1 ; ω_0 — резонансная частота; $v_m^{-5} = 2/5 (v_i^{-5} + 3/2 v_i^{-5})$; v_l — скорость продольного звука, v_t — поперечного; $q_1 = (v_m/v_l)^5$; $q_{7-9} = (v_m/v_t)^5$; $q_{2-6} = 1$; суммирование проводится как по индексу « i », так и по всем ионам тулия, окружающим примесь. Величина $\langle 0 | J_z | 0 \rangle$, содержащаяся в качестве множителя в (9), пропорциональна внешнему магнитному полю (а через него и частоте ω_0), а также не зависящей от температуры ванфлековской восприимчивости $\bar{\chi}^{(0)}$ (см. (3)). В силу того что продольное поле примешивает к основному синглету $|0\rangle$ только высоколежащее состояние ($\Delta' = 282 \text{ см}^{-1}$), тогда как поперечное поле связывает $|0\rangle$ с ближайшим возбужденным дублетом ($\Delta = 31 \text{ см}^{-1}$), $\chi_{\perp}^{(0)}$ оказывается меньше $\chi_{\parallel}^{(0)}$ в 25 раз. Поэтому рассматриваемый механизм оказывается резко зависящим от ориентации внешнего поля; его эффективность при параллельной ориентации примерно на три порядка ниже, чем при перпендикулярной, так что при $\mathbf{H}_0 \parallel z$ вряд ли новый механизм может составить конкуренцию механизму Кронига—Ван Флека. Рассмотрим сейчас случай $\mathbf{H}_0 \parallel x$. Тогда выражение (9) может быть приведено к виду

$$T_1^{-1} = \frac{16}{3} \frac{kT \omega_0^4 g_{\perp}^4 \mu_B^4 b^4}{\pi \rho v_m^5 \sigma_{\perp}^2 \Delta^2} \sum_{i, \text{Tm}} \frac{q_i}{r^5} \left| \sum_{\alpha} g_{\alpha i} \langle - | S_{\alpha} | - \rangle G_{\alpha i}^2 \right|^2. \quad (10)$$

Здесь $b = \langle 0 | J_x | d \rangle$, $|d\rangle$ — одно из возбужденных дублетных состояний иона Tm^{3+} , кроме того, использовано разложение котангенса в ряд по малому аргументу ($\hbar\omega_0 < kT$). Видно, что температурная и частотная зависимости скорости релаксации такие же, как и в механизме Кронига—Ван Флека для крамерсовых ионов с эффективным спином $S = 1/2$, и этот факт не связан с тем, что рассматривалось только диполь-дипольное взаимодействие. Не исключается и ориентационная зависимость в плоскости, перпендикулярной оси c ; детали этой зависимости определяются структурными факторами $G_i^{\alpha\beta}$. Кроме того, скорость сравнительно слабо зависит от индивидуальности примесного иона (через слагаемое, содержащее отношение g_{\perp}/g_{\parallel}), как и само диполь-дипольное взаимодействие.

Оценка T_1^{-1} по формуле (10) при $\nu_0 = 36 \text{ ГГц}$ приводит к значению $T_1^{-1} \approx 10^{-2} T$, т. е. коэффициент A в (6) оказывается примерно на три порядка меньше наблюдаемых значений. Механизм оказывается совершенно неэффективным без учета обменных взаимодействий (поэтому здесь и не рассматриваются этилсульфаты, где РЗ ионы разделены сравнительно большими расстояниями $\geq 7 \text{ \AA}$ и можно пренебречь обменными взаимодействиями). В тетрафторидах, как мы выяснили, недипольные взаимодействия примесных ионов с ионами тулия весьма заметны; кроме того, обменные взаимодействия сильнее зависят от расстояния. По данным [13], имеются основания представить параметр взаимодействия в виде $a_{\text{ex}} = a' \exp(- (r - r_0)/d_0)$, где $r_0 = 3.7 \text{ \AA}$ — равновесное расстояние до ближайшего иона тулия, $d_0 = 0.106 \text{ \AA}$. Линейный член разложения взаимодействия в ряд по малым деформациям можно оценить как $a_{\text{ex}} (r_0/d_0) e_i$, что при расчете T_1^{-1} для обменных взаимодействий приведет к появлению в (10) дополнительного множителя порядка $(a_{\text{ex}} r_0 / 3 a_{\text{dd}} d_0)^2$, где $a_{\text{dd}} = g_{\perp} g_{\alpha} \mu_B^2 / r^3$. В результате мы получаем для T_1^{-1} величины, сопоставимые с экспериментальными.

Таким образом, при переходе от диамагнитной матрицы LiYF_4 к более тяжелым матрицам LiLuF_4 и LiTmF_4 скорость СРР примесных РЗ ионов при низких температурах должна немного (до двух раз) возрасти за счет изменения плотности и скорости звука. Это и просматривается при сопоставлении третьего и четвертого столбцов табл. 2. Дальнейшее значительное увеличение скорости релаксации в LiTmF_4 можно объяснить появлением в этой матрице обменных взаимодействий примесного иона с ионами тулия и модуляцией их колебаниями решетки. На первый взгляд кажется, что данные для ионов Er^{3+} несколько выпадают из принятой нами теоретической схемы: слишком сильно (хотя и в нужную сторону) отличается

A (LiTmF_4) от A (LiLuF_4), тогда как при $\mathbf{H} \parallel c$ дополнительный механизм очень слаб. Дело, по-видимому, в том, что при использованных для получения табличных данных концентрациях иона Er^{3+} еще проявляются эффекты фононной горловины [6]. Для ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} эти эффекты практически не проявляются, поскольку скорость релаксации их в рамках механизма Кронига—Ван-Флека сравнительно невелика.

В заключение отметим, что в рамках тех же представлений, с помощью которых удалось описать экспоненциально зависящую от температуры скорость релаксации ионов Ce^{3+} и Nd^{3+} в LiTmF_4 , удается объяснить и сильное возрастание скорости низкотемпературной релаксации примесных РЗ ионов в этой матрице по сравнению с диамагнитными матрицами.

Список литературы

- [1] Mehran F., Stevens K. W. H. // Phys. Rep. 1982. V. 85. N 3. P. 123—160.
- [2] Аминов Л. К., Богатова Т. Б., Куркин И. Н., Салихов И. Х., Сахаева С. И., Теплов М. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 1 (7). С. 262—273.
- [3] Aminov L. K., Vinokurov A. V., Kurkin I. N., Kostetskii Yu. Yu., Korableva S. L., Salikhov I. Kh., Sakhaeva S. I., Teplov M. A. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 152. B N 1. P. 191—201.
- [4] Кораблева С. Л., Куркин И. Н., Лукин С. В., Чернов К. П. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 4. С. 1235—1237.
- [5] Антипин А. А., Казаков Б. Н., Кораблева С. Л., Рахматуллин Р. М., Чиркин Ю. К., Федий А. А. // Изв. вузов, физика. 1978. № 9. С. 93—99.
- [6] Абдулсабиров Р. Ю., Антипин А. А., Кораблева С. Л., Рахматуллин Р. М., Розенцвайг Ю. К. // Изв. вузов, физика. 1988. № 2. С. 24—27.
- [7] Куркин И. Н. // Парамагнитный резонанс. Казань, 1969. В. 5. С. 31—73.
- [8] Антипин А. А., Конов И. С., Кораблева С. Л., Рахматуллин Р. М., Тагиров М. С., Теплов М. А., Федий А. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 1. С. 111—116.
- [9] Альтшулер С. А., Козырев Б. М. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. М., 1972. 672 с.
- [10] Аухадеев Ф. Л., Жданов Р. Ш., Теплов М. А., Терпиловский Д. Н. // Парамагнитный резонанс. Казань, 1983. В. 19. С. 3—63.
- [11] Вайсфельд М. П. // Деп. ВИНТИ. 1973. № 5999-73.
- [12] Аминов Л. К. // Спектроскопия кристаллов. Л., 1978. С. 116—130.
- [13] Кротов В. И., Малкин Б. З., Миттельман А. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 542—549.

Казанский государственный университет
им. В. И. Ульянова-Ленина

Поступило в Редакцию
9 апреля 1990 г.