

УДК 538.245

© 1991

## ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕЙ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Y_3Fe_5O_{12} : Si$

И. И. Давиденко, П. С. Куц, А. В. Тычко

Рассмотрены образование и рост зародыша новой магнитной фазы в объеме фотомagnetика с однородным распределением намагниченности. Показано, что значение константы фотоиндуцированной анизотропии (ФИА), при котором формируется зародыш, и объем зародыша определяются пространственным распределением плотности энергии ФИА и зависят от степени фокусировки и поглощения оптического излучения в фотомagnetике.

1. Фотоиндуцированный спин-переориентационный переход (ФИСПП), заключающийся в переориентации вектора намагниченности  $M$  в монокристалле при облучении поляризованным оптическим излучением [1], обусловлен изменением полей анизотропии фотомagnetика [2-4]. Он происходит при наличии зародышей новой магнитной фазы [2]. В настоящей работе рассмотрены условия образования зародыша в однородно-намагниченном объеме фотомagnetика.

2. При облучении [1, 2, 5-7] в (110)-пластинах  $Y_3Fe_5O_{12} : Si$  появляется локальный объем  $V_1$ , в котором  $M$  направлен вдоль одной из осей легкого намагничивания (ОЛН), а ось одноосной ФИА совпадает с другой ОЛН. Вблизи  $V_1$  может формироваться зародыш — область, в которой ориентация  $M$  и оси ФИА совпадают [7, 8]. Условие образования такого зародыша в однородно-намагниченном объеме фотомagnetика имеет вид

$$\Delta E = E_\omega + E_g + E_{упр}, \quad (1)$$

где  $\Delta E$  — разность значений энергии магнитной анизотропии  $E_a$  между состояниями до и после возникновения зародыша;  $E_\omega$  — энергия доменной границы ДГ зародыша;  $E_g$  — энергия размагничивания зародыша;  $E_{упр}$  — упругая энергия, связанная с зародышем, причем  $E_a = \iiint_V e_a dV$ , где  $e_a$  —

плотность энергии магнитной анизотропии,  $V$  — объем зародыша.

Если до образования зародыша  $M \parallel [1\bar{1}1]$ , а ось ФИА совпадает с  $[\bar{1}11]$  [7, 8] и полярные координаты  $\theta$  и  $\varphi$  отсчитываются соответственно от направлений  $[\bar{1}11]$  и  $[1\bar{1}2]$ , то плотность энергии ФИА может быть записана в следующем виде:

$$e_a = -Gf(x, y, z) \cos^2 \theta, \quad (2)$$

где  $G$  — константа ФИА [4];  $f(x, y, z)$  — функция, описывающая распределение  $G$  в освещаемом объеме монокристалла.

Величина ФИА определяется разбалансом населенностей ориентационно-неэквивалентных узлов ОНУ  $\Delta n$  [3, 4], причем  $\Delta n \sim It$  [7-9], где  $I$  — интенсивность оптического излучения,  $t$  — длительность облучения. Пространственное распределение  $G$  в объеме фотомagnetика [1, 2, 5, 7] можно описать функцией  $I_0 \exp[-az] \exp(-r^2/R^2)$ , где  $r$  — координата в поперечном сечении светового пучка,  $z$  — координата вдоль опти-

ческой оси светового пучка ( $Oz \parallel [110]$ );  $R_0$  — радиус светового пятна в поперечном сечении, на котором амплитуда падает в  $e$  раз по отношению к ее максимальному значению в центре пучка;  $\alpha$  — коэффициент поглощения оптического излучения в монокристалле. Тогда  $f(x, y, z)$  может быть задана следующим образом:

$$f(x, y, z) = \exp[r^2/R_0^2] \exp[-\alpha z], \quad (3)$$

а  $G = G_0 t \leq G_{\max}$ , где  $G_0$  — некоторое значение константы ФИА, формирующейся за единицу времени облучения;  $G_{\max}$  — максимальное значение  $G$  при заданной концентрации примесных центров [3, 4, 9] в монокристалле.

Зародыш — область с  $M \parallel [111]$  (рис. 1) [7] — как с точки зрения

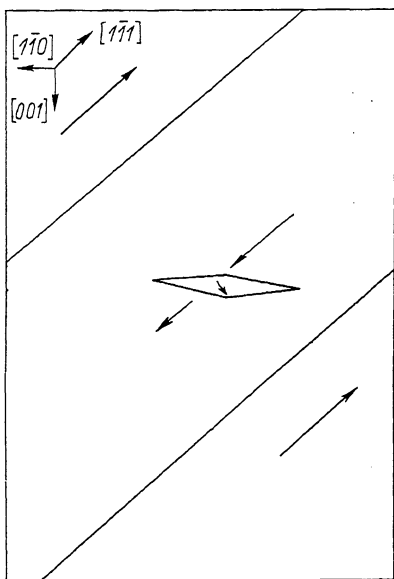


Рис. 1. Форма зародыша новой магнитной фазы в объеме фотомангнетика, не содержащего ДГ исходной ДС.

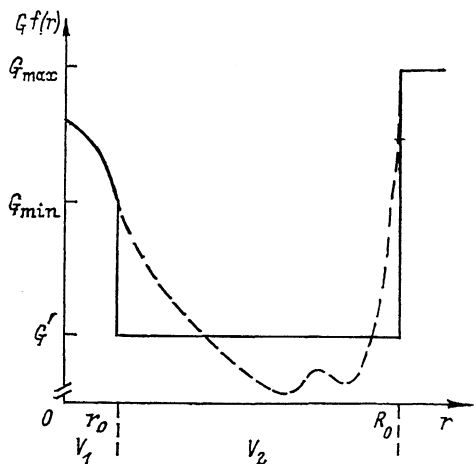


Рис. 2. Схематическое изображение распределения  $Gf(r)$  для плоскости (110) в объеме (110)-пластины фотомангнетика.

Штриховой линией показано распределение  $Gf(r)$  в объеме  $V_2$  с учетом [4].

его поверхности, так и с точки зрения среднего размагничивающего фактора можно заменить эллипсоидом вращения [10]. Тогда слагаемые в правой части (1) определяются следующим образом [11]:

$$E_{\omega} = \pi^2 R_{\text{кр}}^2 \sigma_{\omega} / 2\lambda, \quad (4)$$

$$E_g = 4\pi^2 \eta \lambda \{ \ln(2/\lambda) - 1 \} M_s^2 R_{\text{кр}}^2 / 3 \sqrt{2}, \quad (5)$$

$$E_{\text{впр}} = \pi R_{\text{кр}}^2 (c_{11} + c_{12}) \left( \frac{1}{4} \lambda_{100} + \frac{3}{2} \lambda_{111} \right)^2 / 3 \sqrt{2} \lambda, \quad (6)$$

где  $\sigma_{\omega}$  — удельная энергия ДГ зародыша;  $R_{\text{кр}}$  — критический радиус зародыша, равный радиусу зародыша в момент его образования;  $\eta$  — численный множитель, зависящий от проницаемости материала [12];  $M_s$  — намагниченность насыщения;  $c_{11}$  и  $c_{12}$  — модули упругости;  $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$  — константы магнитострикции;  $\lambda$  — отношение малой оси эллипсоида вращения к большой.

3. В качестве исходного (при  $t=0$ ) рассматривалось состояние образца с пространственно-однородным распределением  $e_{\text{н}}$  [1, 2].

Если  $e_{\text{н}}=0$  для  $t=0$ , то при  $t > 0$  объем  $V_1$  формируется в фотомангнетике с однородным распределением  $e_a = e_k$ , где  $e_k$  — плотность энергии кубической анизотропии. В  $V_1$ , совпадающем с объемом освещаемой области,  $e_a = e_k + e_{\text{н}}$ , причем  $e_{\text{н}}$  задается соотношениями (2)–(3).

Если  $G = G_{\max}$  в любой точке фотомангнетика для  $t=0$ , то  $V_1$  формируется в объеме с пространственно-неоднородным распределением  $e_a = e_k + e_n$  при  $t=t' > 0$ , где  $t'$  — длительность облучения, необходимого для выравнивания населенностей ОНУ [13]. При  $t > t'$  в фотомангнетике существуют три области с различным распределением  $e_n$  (рис. 2).

За пределами освещаемой области ориентация оси ФИА совпадает с  $[1\bar{1}1]$ , а константа ФИА равна  $G_{\max}$  и не зависит от пространственных координат, т. е.  $Gf(x, y, z)$  в (2) равно  $G_{\max}$ .

В объеме  $V_2$  освещаемой области монокристалла ориентация оси ФИА проходит все направления в плоскости (110) от  $[\bar{1}11]$  к  $[1\bar{1}1]$ , а константа ФИА изменяется от  $G_{\min}$  до  $G_{\max}$  [4] при изменении  $r$  и  $z$  от  $r_0$  до  $R_0$  и от  $z_0$

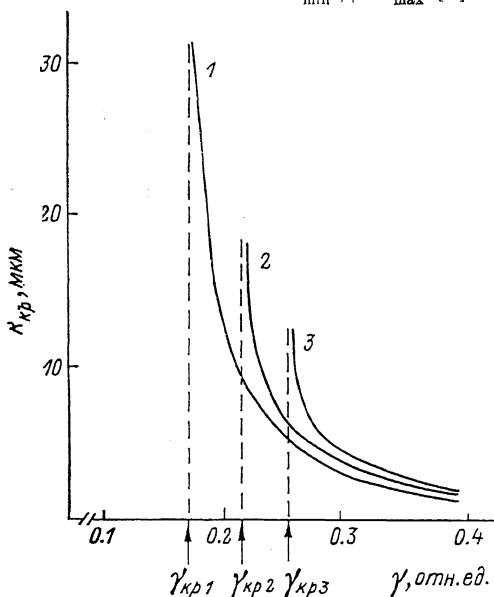


Рис. 3. Критический радиус зародыша  $R_{кр}$  в зависимости от константы наведенной анизотропии  $G$  ( $\gamma = |G/K_1|$ ) для различных значений  $R_0$  (см): 1 —  $10^{-1}$ , 2 —  $10^{-2}$ , 3 —  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Зависимости получены для исходного состояния монокристалла с  $e_n = 0$  при  $\alpha = 4.5 \text{ см}^{-1}$ .

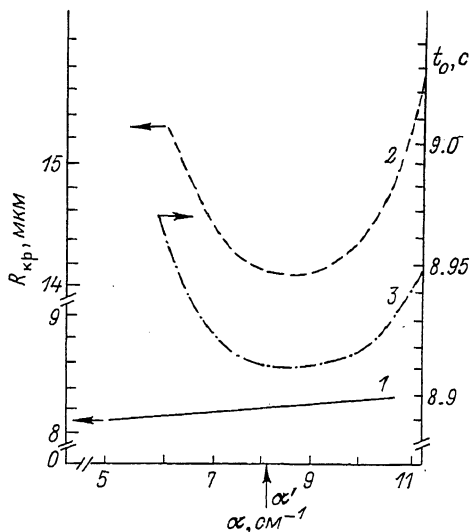


Рис. 4. Критический радиус зародыша  $R_{кр}$  (1, 2) и длительность облучения  $t_0$  (3) в зависимости от коэффициента оптического поглощения  $\alpha$  в фотомангнетике.

Кривая 1 получена для исходного состояния монокристалла с  $e_n = 0$  при  $R_0 = 6 \cdot 10^{-2}$  и  $\gamma = 0.22$ , а кривые 2, 3 — для исходного состояния с однородным распределением  $e_n \neq 0$  при  $R_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$  см.

до  $H$  соответственно, где  $G_{\min}$  — значение константы ФИА при направлении оси вдоль  $[\bar{1}11]$ .

В объеме  $V_1$  освещаемой области ориентация оси ФИА совпадает с  $[1\bar{1}1]$ ,  $G = G_0 \Delta t$ , где  $\Delta t = t - t'$ , а  $f(x, y, z)$  описывается соотношением (3), причем условие  $Gf(x, y, z) \geq G_{\min}$  ограничивает  $V_1$ .

Зародыш формируется вблизи  $V_1$  при  $t = t_0$ , где  $t_0$  — минимальная длительность облучения, для которой выполняется условие (1). Результаты расчетов для зародыша вблизи  $V_1$ , находящегося в монокристалле с однородным распределением  $e_k$ , приведены на рис. 3, 4 (кривая 1), а для зародыша вблизи  $V_1$ , находящегося в монокристалле с неоднородным распределением  $e_n$  (рис. 2), — на рис. 4 (кривые 2, 3), 5 и 6. Значения  $G$  на рис. 3 представлены в единицах  $K_1$  ( $\gamma = |G/K_1|$ ), где  $K_1$  — первая константа кубической анизотропии. При расчетах использовались следующие значения констант:  $K_1 = -26.3 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3$  [14],  $c_{11} = 2.69 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ,  $c_{12} = 1.077 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$  [15],  $M_s = 200 \text{ Гс}$  [16],  $\lambda_{100} = 20.7 \cdot 10^{-6}$ ,  $\lambda_{111} = 5.3 \times 10^{-6}$  [17]. Постоянная  $\lambda$  определялась по экспериментальным результатам [7, 8] и составляла 0.2. Коэффициент поглощения  $\alpha$  выбирался

из экспериментальных значений для  $Y_3Fe_5O_{12}$  и  $Y_3Fe_5O_{12} : Si$  [18]. При расчете в объеме  $V_2$  (рис. 2) ориентация оси ФИА совпадала с ОЛН [111], а  $Gf(x, y, z)$  в (2) полагалась равной  $G'$  — некоторому значению константы ФИА, которое не зависит от  $t$  и пространственных координат. Постоянные  $G_0/G_{\min}$  и  $G'/G_{\min}$ , а также  $\eta$  подбирались по экспериментальным результатам [7].

4. Как видно из рис. 3, зародыш возникает вблизи  $V_1$ , сформированного в монокристалле с однородным распределением  $e_k$ , лишь когда  $G > G_{кр}$  ( $\gamma_{кр} = |G_{кр}/K_1|$ ). При  $G < G_{кр}$  энергия  $E_{зар} = E_\omega + E_g + E_{упр}$  превышает  $\Delta E$  при любых  $R_{кр}$ . Значение  $G_{кр}$  уменьшается с ростом  $V_1$  при уве-

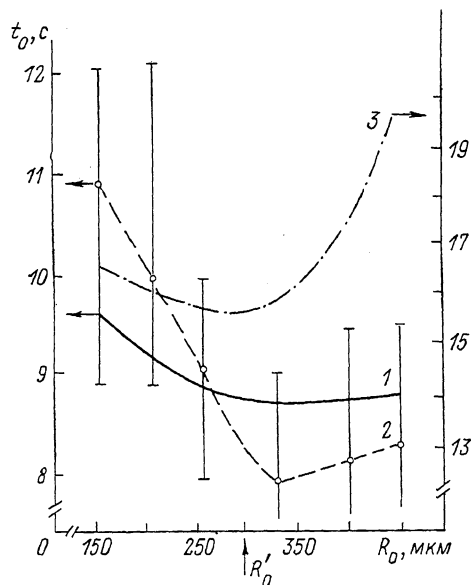


Рис. 5. Длительность облучения  $t_0$  (1, 2) и критический радиус зародыша  $R_{кр}$  (3) в зависимости от радиуса светового пятна  $R_0$  на поверхности образца.

1, 3 — расчет; 2 — экспериментальные данные, полученные при облучении монокристалла  $Y_3Fe_{4.98}Si_{0.04}O_{12}$  [7]. Зависимости получены для исходного состояния монокристалла с однородным распределением  $e_{ii} \neq 0$ .

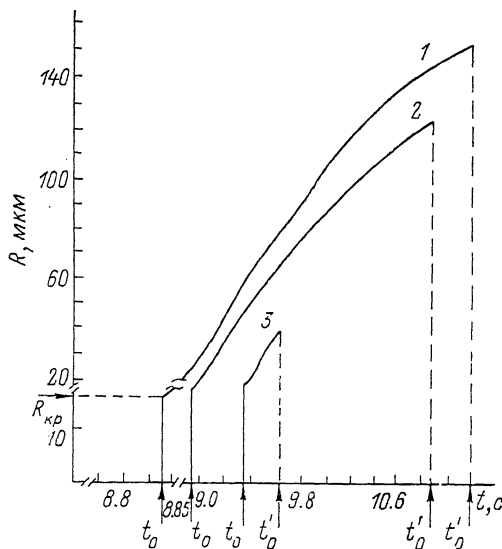


Рис. 6. Зависимость радиуса зародыша  $R$  от длительности облучения  $t$  при различных значениях радиуса светового пятна на поверхности монокристалла: 1 —  $3 \cdot 10^{-2}$ , 2 —  $2.5 \cdot 10^{-2}$ , 3 —  $1.7 \times 10^{-2}$  см.

Зависимости получены для исходного состояния монокристалла с однородным распределением  $e_{ii} \neq 0$ .

личении  $R_0$ . При  $G > G_{кр}$  рост  $R_0$ ,  $G$  или уменьшение  $\alpha$  приводит к уменьшению объема  $V_1$  монокристалла, совпадающего с максимумом интенсивности оптического излучения, для которого выполняется условие (1). Результатом является полученный рост  $R_{кр}$  при уменьшении  $R_0$  и  $G$  (рис. 3), а также при увеличении  $\alpha$  (зависимость 1 на рис. 4).

При выбранном  $R_0$  объем  $V_1$  остается постоянным. С ростом  $t$  увеличивается лишь значение  $G$  в этом объеме. Зародыш формируется при  $t_0 = t_{кр}$ , для которого  $G = G_{кр}$ . Такой зародыш имеет конечное значение  $R_{кр}$ , равное максимальному для данного  $R_0$ . Зародыш с  $R_{кр}$ , соответствующим  $G > G_{кр}$  (рис. 3), не может быть получен в процессе облучения однородного монокристалла без изменения  $R_0$ .

В монокристалле с неоднородным распределением  $e_a$  за пределами  $V_1$  (рис. 2) с ростом  $t$  ( $t > t'$ ) увеличивается не только  $G$  в объеме  $V_1$ , но и  $V_2$  при неизменном объеме освещаемой области ( $V_1 + V_2$ ). Последнее приводит к снижению  $G_{кр}$  (рис. 3) с ростом  $\Delta t$ . В момент времени  $t = t_{кр}$  ( $t_{кр} > t'$ ), при котором  $G = G_{кр}$  для объема  $V_1$ , вблизи  $V_1$  может сформироваться зародыш. Однако такой зародыш будет выходить за пределы объема  $V_1$ .

Тогда в освещаемой области монокристалла должен появиться объем, в котором  $M \parallel [111]$ , а ось ФИА направлена вдоль  $[1\bar{1}1]$ . При этом  $\Delta E < E_{\text{зар}}$  и для образования зародыша необходимо дальнейшее облучение в течение некоторого интервала времени  $\Delta t_0$ , обеспечивающее рост  $G$  и  $V_1$ . Такой рост приводит к уменьшению  $R_{\text{кр}}$  до значения, удовлетворяющего условию (1) с учетом распределения  $e_a$  за пределами объема  $V_1$  (рис. 2). Область с  $M \parallel [111]$  всегда выходит за пределы объема  $V_1$ , но значение  $R_{\text{кр}}$  ограничено и может быть различным в зависимости от степени фокусировки (кривая 3 на рис. 5) и поглощения (кривая 2 на рис. 4) оптического излучения.

С ростом  $R_0$  и  $\alpha$  для  $t \geq t'$  увеличиваются объемы  $(V_1 + V_2)$  и  $V_1$ , что приводит к уменьшению  $t_{\text{кр}}$ . При этом также увеличивается разность объемов  $\Delta V = (V - V_1)$  при  $t = t_{\text{кр}}$ , что приводит к росту  $\Delta t_0$ . Уменьшение  $t_{\text{кр}}$  является преобладающим для  $R < R'_0$  или  $\alpha < \alpha'$ , а рост  $\Delta t_0$  — для  $R \geq R'_0$  или  $\alpha \geq \alpha'$ , обеспечивая результирующее уменьшение или рост  $t_0 = t_{\text{кр}} + \Delta t_0$  при увеличении  $R_0$  (кривая 1 на рис. 5) или  $\alpha$  (кривая 3 на рис. 4) для  $R_0 < R'_0$  или  $\alpha < \alpha'$  и  $R_0 \geq R'_0$  или  $\alpha \geq \alpha'$  соответственно. Немонотонный характер зависимости  $t_0$  от  $R_0$  получен экспериментально (кривая 2 на рис. 5) [7, 8]. При  $R_0 < R'_0$  или  $\alpha < \alpha'$  для зародыша  $5R_{\text{кр}}/\sqrt{2} < r_0$  и  $R_{\text{кр}}/\sqrt{2} \leq z_0$ , а значение  $R_{\text{кр}}$  уменьшается с ростом  $R_0$  или  $\alpha$ . Для  $R_0 \geq R'_0$  или  $\alpha \geq \alpha'$  выполняется условие  $5R_{\text{кр}}/\sqrt{2} \approx r_0$  и значение  $R_{\text{кр}}$  увеличивается благодаря росту  $r_0$  для  $t = t_0$  при увеличении  $R_0$  или  $\alpha$ .

Рост  $t_0$  при  $t > t_0$  приводит к дальнейшему увеличению объема  $V_1$  и значения  $G$  в этом объеме. Результатом этого является рост  $R$  (рис. 6). Такой рост  $V$  получен экспериментально [7, 8]. Значения  $R$  удовлетворяют следующим условиям:  $5R/\sqrt{2} < r_0$  для  $t_0 < t < t'$  и  $5R/\sqrt{2} \approx r_0$  при  $t \geq t'_0$  и растут при увеличении  $R_0$ . С ростом  $R_0$  увеличивается также интервал  $\Delta t' = t'_0 - t_0$ , в котором скорость изменения объема зародыша максимальна.

#### Список литературы

- [1] Коваленко В. Ф., Колежук Е. С., Куц П. С. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4. С. 1399—1405.
- [2] Жуковский А. В., Куц П. С. // Укр. физ. журн. 1985. Т. 30. № 11. С. 1733—1737.
- [3] Гуменюк-Сычевская Ж. В., Коваленко В. Ф., Ляхимец С. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 3. С. 675—683.
- [4] Гуменюк-Сычевская Ж. В., Коваленко В. Ф., Чеховой А. Ю. // Укр. физ. журн. 1988. Т. 33. № 4. С. 609—615.
- [5] Жуковский А. В., Куц П. С. // Фундаментальные основы оптической памяти и среды. 1984. Т. 15. С. 67—69.
- [6] Веселого В. Г., Дорошенко Р. А., Сетченков М. С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 16. С. 1075—1080.
- [7] Куц П. С., Тычко А. В. // Деп. в УкрНИИТИ. Киев, 1988. № 2020-Ук.88.
- [8] Давиденко И. И., Куц П. С., Тычко А. В. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 185—186.
- [9] Коваленко В. Ф., Куц П. С., Ляхимец С. Н. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 8. С. 2428—2433.
- [10] Neel L. // *Canoiers de Phys.* 1941. N 4. P. 57—65.
- [11] Goodenough J. // *Phys. Rev.* 1954. V. 95. N 4. P. 917—923.
- [12] Williams H. I., Bozoroht R. M., Shockley J. // *Phys. Rev.* 1949. V. 75. N 2. P. 155—160.
- [13] Жуковский А. В., Куц П. С. // Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 5. С. 764—768.
- [14] Broese von Groenou A., Page J. L., Pearson R. F. // *J. Phys. Chem.* 1967. V. 28. N 10. P. 1017—1030.
- [15] Nielsen W. G., Comstock R. L., Walker L. R. // *Phys. Rev.* 1965. V. 139. N 2. P. 472—481.
- [16] Pauthent R. // *Ann. Phys.* 1958. V. 3. P. 424—462.
- [17] Callen E. R. // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. N 5. P. 1735—1740.
- [18] Wood D. L., Remeika J. P. // *J. Appl. Phys.* 1966. V. 37. N 4. P. 1232—1240.

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию  
7 марта 1990 г.  
В окончательной редакции  
4 марта 1991 г.