В. Д. Лахно, Усиление электромагнитных волн черенковскими электронами в одноосном антиферромагнетике в сильном магнитном поле, *Физика твердого тела*, 1985, том 27, выпуск 10, 2920–2925

1985 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА том 27, в. 10

1985 SOLID STATE PHYSICS vol. 27, № 10

УДК 537.311.33+621.382.029.6

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕНКОВСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ОДНООСНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Д. Лахно

Вычислен коэффициент усиления спиновых волн черенковскими электронами в анизотропном антиферромагнетике, помещенном в сильное магнитное поле. Найдены условия усиления электромагнитных волн. В отличие от ферромагнетиков величина коэффициента усиления в антиферромагнетике оказывается на 4—5 порядков больше, облегчая тем самым экспериментальное изучение эффекта.

Наиболее перспективным подходом для создания усилителя электромагнитных волн в миллиметровом и в более коротком (до десятков микрон) диапазонах длин волн в настоящее время представляется использование усиления спиновых волн в магнитоупорядоченных кристаллах.

Одним из возможных механизмов такого усиления и генерации спиновых волн является черенковский механизм излучения магнонов быстрыми электронами. Применительно к ферромагнетику такой механизм рассматривался в [1, 2]. Существенно, что в силу сохранения полного спина системы вклад в усиление спиновых волн в этом случае дает только релятивистское взаимодействие частиц с намагниченностью кристалла. Это обстоятельство приводит к необходимости использования электронов со скоростями, близкими к световой [1].

Совершенно иной оказывается ситуация для носителей тока в антиферромагнетике (АФ). Как показано в [3], в антиферромагнетике снимается запрет на s—f-обменный механизм генерации магнонов, открывая тем самым путь для эффективной генерации спиновых волн, причем наиболее значительным этот эффект становится в магнитном поле. Преобразование усиленных спиновых волн в электромагнитные должно иметь место вблизи антиферромагнитного резонанса (АФР). В изотропном антиферромагнетике такое преобразование затруднено тем обстоятельством, что носители тока в этом случае возбуждают акустические магноны, в то время как при АФР электромагнитная волна взаимодействует с оптической ветвью колебаний АФ. Поэтому практический интерес представляет расчет коэффициента усиления спиновых волн носителями тока в анизотропных АФ, где имеет место АФР на обеих ветвях колебаний намагниченности антиферромагнетика. Ниже будет рассмотрен случай АФ с одноосной анизотропией.

1. Гамильтониан s—f-обмена в одноосном АФ

В общем виде гамильтониан, описывающий движение электрона проводимости в анизотропном АФ, помещенном в магнитное поле, имеет вид [4]

$$\left.\begin{aligned} &\mathscr{H}=\mathscr{H}_e+\mathscr{H}_{\mathrm{int}}+\mathscr{H}_M,\\ &\mathscr{H}_e=\frac{1}{2m^*}\left(\mathbf{p}+\frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2,\quad \mathscr{H}_{\mathrm{int}}=-\sum_{m,\,m'}A\,(R_m-R_{m'})\,(S_m,\ \sigma_{m'}),\\ &\mathscr{H}_M=-\frac{1}{2}\sum_{i,\,m_1\neq m'_1}I^i_{m_1m'_1}S^i_{m_1}S^i_{m'_1}-\frac{1}{2}\sum_{i,\,m_2\neq m'_2}I^i_{m_2m'_2}S^i_{m_2}S^i_{m'_2}-\\ &\qquad-\sum_{i,\,m_1,\,m_2}I^i_{m_1m_2}S^i_{m_1}S^i_{m_2}-\sum_{i,\,m_1}S^i_{m_1}H_i-\sum_{i,\,m_2}S^i_{m_2}H_i, \end{aligned}\right\}\qquad (1)$$

где $\mathscr{H}_e$ описывает движение электрона в магнитном поле с векторным потенциалом $\mathbf{A}$; $\mathscr{H}_{\rm int}$ отвечает взаимодействию электрона проводимости с магнитной подсистемой кристалла с константой S—f-обмена, которую в дальнейшем будем полагать равной $A_{mm'}=A\delta_{mm'}$; $\mathscr{H}_M$ — обменный гамильтониан анизотропного АФ, помещенного в магнитное поле H (H — в энергетических единицах). Для одноосного АФ с осью анизотропии вдоль оси y интегралы обмена имеют вид

$$I^x_{mm'}=I^z_{mm'}=I_{mm'},\quad I^y_{mm'}=I_{mm'}+\Delta I_{mm'}. \tag{2}$$

Ограничиваясь в дальнейшем случаем, когда имеется взаимодействие только между двумя эквивалентными подрешетками, введем обозначения:

$$\sum_{m_1,m_2} I_{m_1m_2}S^2=NJ_{12},\quad \sum_{m_1,m_2}\Delta I_{m_1m_2}S^2=N\Delta J_{12}, \tag{3}$$

где N — число магнитных атомов в подрешетке.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль оси z, т. е. перпендикулярно оси анизотропии. В этом случае во всём интервале изменения H вектор намагниченности АФ направлен вдоль поля ($\Delta J_{12}<0$). Считая поле достаточно сильным, так что спин электрона полностью поляризован в направлении поля, и переходя в $\mathscr{H}_M$, $\mathscr{H}_{\rm int}$ к представлению операторов рождения и уничтожения магнонов ξ^+, ξ и операторов рождения и уничтожения электронов a^+, a в $\mathscr{H}_e$, $\mathscr{H}_{\rm int}$ получим вместо (1)

$$\left.\begin{aligned}
&\tilde{\mathscr{H}}=\tilde{\mathscr{H}}_e+\tilde{\mathscr{H}}^{(1)}_{\rm int}+\tilde{\mathscr{H}}^{(2)}_{\rm int}+\tilde{\mathscr{H}}_M,\\
&\tilde{\mathscr{H}}_e=\sum_\alpha \varepsilon_\alpha a^+_\alpha a_\alpha,\quad \tilde{\mathscr{H}}_M=\sum_{j,q}\hbar\omega_{qj}\xi^+_{qj}\xi_{qj},\\
&\tilde{\mathscr{H}}^{(1)}_{\rm int}=\sum_{\alpha\alpha' q}A^{(j)}(\alpha\alpha' q)\,a^+_\alpha a_{\alpha'}(\xi^+_{-qj}+\xi_{qj}),\\
&\tilde{\mathscr{H}}^{(2)}_{\rm int}=\sum_{\alpha\alpha' qq' j}B^{(j)}(\alpha\alpha' qq')\,a^+_\alpha a_{\alpha'}\xi^+_{-qj}\xi_{q'j}+\sum_{\alpha\alpha' qq' j}C^{(j)}(\alpha\alpha' qq')\,a^+_\alpha a_{\alpha'}(\xi^+_{-qj}\xi^+_{-q'j}+\xi_{qj}\xi_{q'j}),
\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

$j\,(=1,\ 2)$ отвечает двум ветвям магнонов в анизотропном АФ. Матричные элементы A, B, C имеют вид

$$\left.\begin{aligned}
&A^{(j)}(\alpha,\alpha',q)=Q_q\langle\alpha\,|\,e^{iqr}\,|\,\alpha'\rangle\delta_{j,2},\\
&B^{(j)}(\alpha\alpha' qq')=\Gamma^{(j)}_{qq'}\langle\alpha\,|\,e^{i(q+q')r}\,|\,\alpha'\rangle,\\
&C^{(j)}(\alpha\alpha' qq')=Z^{(j)}_{qq'}\langle\alpha\,|\,e^{i(q+q')r}\,|\,\alpha'\rangle.
\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Индекс α в (4), (5) нумерует собственные функции оператора кинетической энергии электрона в магнитном поле $\tilde{\mathscr{H}}_e$ $\left(\text{с собственными значениями } \varepsilon_\alpha= = p_z^2/2m^*+\hbar\Omega\left(n+\frac{1}{2}\right)\right)$ и включает в себя квантовые числа n, p_z, p_y, где n — номер уровня Ландау; p_z, p_y — компоненты импульса электрона вдоль соответствующих осей (калибровка $A_x=0$, $A_y=Hx$, $A_z=0$). В частности, входящие в (5) коэффициенты C, Γ, Z для принятой здесь модели АФ в случае $j=2$ имеют вид

$$\left.\begin{aligned}
&Q_q=A\,(SH^*_\parallel)^{1/2}(1-H^2/H_E^2)^{3/4}/4N\,(H_E(1-H^2/H_E^2)+2H_a)^{1/2},\\
&\Gamma_{qq'}=AH\,(H_E(1-H^2/H_E^2)-H_a)/8NH_EH_\parallel(1-H^2/H_E^2)^{1/2},\\
&Z_{qq'}=-AH\,(H_E(1-H^2/H_E^2)+H_a)/16NH_EH_\parallel(1-H^2/H_E^2)^{1/2},\\
&H_\parallel=(H_EH_a)^{1/2},
\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где H_a — поле анизотропии, H_E — обменное поле схлопывания подрешеток. В длинноволновом приближении в (6) выписаны только главные члены разложения по волновому вектору колебаний намагниченности. В этом же приближении в принятой здесь геометрии магнонные частоты имеют вид

$$\omega_{q1} = \mu (H^2 + H_{EA}^2)^{1/2}, \tag{7}$$

$$\omega_{q2} = \mu H_{EA} (1 - H^2/H_E^2)^{1/2}, \tag{8}$$

где μ — атомный магнитный момент, $H_{EA} \sim H_{\parallel}$. Фигурирующие в (6), (8) поля H_a, H_E выражаются через обменные интегралы (2), (3) и в случае $|\Delta J_{12}| \ll |J_{12}|$ имеют вид

$$H_E \approx 4 |J_{12}|, \quad H_a \approx 2 |\Delta J_{12}|.$$

2. Коэффициент усиления спиновых волн в магнитном поле

Кинетическое уравнение для магнонной функции распределения, описывающее одно- и двухмагнонные процессы излучения и поглощения, соответствующие гамильтониану (4), имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial m_q^{(j)}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha\alpha'} | A^{(j)} (\alpha\alpha' q) |^2 \left\{ (m_q^{(j)} + 1) f_{\alpha'} (1 - f_\alpha) - m_q^{(j)} f_\alpha (1 - f_{\alpha'}) \right\} \delta (\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_\alpha - \omega_{qj}) - \\ - \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha\alpha' q'} | B^{(j)} (\alpha'\alpha, -q', q) |^2 \left\{ f_\alpha m_q^{(j)} - m_{q'}^{(j)} f_{\alpha'} - f_{\alpha'} f_\alpha (m_q^{(j)} - m_{q'}^{(j)}) + \right. \\ \left. + (f_\alpha - f_{\alpha'}) m_{q'}^{(j)} m_q^{(j)} \right\} \delta (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'} + \omega_{qj} - \omega_{q'j}) + \frac{8\pi}{\hbar} \sum_{\alpha\alpha' q'} | C^{(j)} (\alpha\alpha', -q, -q') |^2 \times \\ \times \left\{ (m_q^{(j)} + m_{q'}^{(j)} + 1) f_\alpha (1 - f_{\alpha'}) + (f_\alpha - f_{\alpha'}) m_q^{(j)} m_{q'}^{(j)} \right\} \delta (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'} - \omega_{qj} - \omega_{q'j}) + \\ + I_d \{ m_q^{(j)} \},\end{aligned} \tag{9}$$

где $m_q^{(j)}$ и f_α — магнонная и электронная функции распределения; $I_d \{m_q^{(j)}\}$ — интеграл столкновений, включающий все оставшиеся (помимо электрон-магнонного) механизмы рассеяния.

Рассмотрим отклонение $m_{q_z j}^1$ от стационарного распределения магнонов $\tilde{m}_q^j$, которое устанавливается в результате дрейфа электронов с функцией распределения

$$\tilde{f}_\alpha = \left\{ \exp \beta \left[\varepsilon_n + \frac{1}{2m^*} (p_z - m^* v_D)^2 \right] + 1 \right\}^{-1}, \tag{10}$$

где v_D — скорость дрейфа электронов вдоль оси z. Полагая $m_q^{(j)} = \tilde{m}_q^{(j)} + m_{qj}^1$ и $f_\alpha = \tilde{f}_\alpha$, получим из (10) следующее уравнение для $m_{q_z j}^1$

$$\frac{\partial m_{q_z j}^1}{\partial t} = R_1^{(j)} (q_z) m_{q_z j}^1 + R_2^{(j)} (q_z) m_{q_z j}^1 + I_d \{ m_q^{(j)} \}, \tag{11}$$

$$R_1^{(j)} (q) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha\alpha'} | A^{(j)} (\alpha\alpha' q) |^2 (\tilde{f}_{\alpha'} - \tilde{f}_\alpha) \delta (\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_\alpha - \omega_{qj}), \tag{11a}$$

$$\begin{aligned}R_2^{(j)} (q) = - \frac{8\pi}{\hbar} \sum_{\alpha\alpha' q'} | C^{(j)} (\alpha'\alpha, -q, -q') |^2 \left\{ \tilde{f}_\alpha (1 - \tilde{f}_{\alpha'}) + \tilde{m}_{q'}^{(j)} (\tilde{f}_\alpha - \tilde{f}_{\alpha'}) \right\} \times \\ \times \delta (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'} - \omega_{qj} - \omega_{q'j}).\end{aligned} \tag{11б}$$

При выводе (11), (11а) было учтено, что в принятом здесь длинноволновом приближении $\omega_{qj} = \omega_{0j}$ вклад члена $\sim |B|^2$ в правой части (9) в интеграл столкновений обращается в нуль, так как процессы одновременного рождения и уничтожения магнона с энергией ω_{0j} не изменяют стационарного распределения. Введенная в (11) величина $R^{(j)}(q) = R_1^{(j)} + R_2^{(j)}$ определяет коэффициент усиления спиновых волн j-й ветви. При произвольной величине внешнего магнитного поля матричные элементы $\langle\alpha|e^{iqr}|\alpha'\rangle$, входящие в (5), (11а) имеют вид

$$\langle\alpha|e^{iqr}|\alpha'\rangle=\delta_{p_y\alpha',\,p_y\alpha+q}\delta_{p_z\alpha',\,p_z\alpha+q_z}(n!\,n'!)^{-1/2}\times$$
$$\times\exp(-q_\perp^2\rho_0^2/4)\,(q_\perp^2\rho_0^2/2)^{\frac{|n'-n|}{2}}L_n^{|n'-n|}(q_\perp^2\rho_0^2/2), \tag{12}$$

где $q_\perp^2=q_x^2+q_y^2$, $L_n^{|n'-n|}$ — обобщенные полиномы Лагерра, $\rho_0=\sqrt{2\mu_Б c\hbar/eH}$ — магнитная длина.

3. Коэффициент усиления спиновых волн в ультраквантовом пределе

Рассмотрим условия усиления низкочастотной ветви ($j=2$). В квантовом пределе, когда циклотронная частота $\hbar\Omega\gg\hbar\omega_0$, T, в выражениях (11), (12) можно ограничиться приближением первого уровня Ландау. Полагая в этом случае $n=n'=0$, из (5), (12) получим

$$|A^{(2)}(\alpha\alpha'q_z)|^2=Q^2\delta_{q_z,\,p_z'-p_z}\delta_{p_x',\,p_x}, \tag{13}$$

$$|C^{(2)}(\alpha\alpha',\,-q',\,-q_z)|^2=Z^2e^{-q_\perp'^2\rho_0^2/2}\delta_{p_z'-p_z,\,-q_z-q_z'}\delta_{p_x'-p_x,\,-q_x'}, \tag{14}$$

где $Q_q=Q$, $Z_{qq'}^{(2)}=Z$ не зависят от q, q'. Подставляя (13) в (11а) и учитывая, что суммирование по p_x приводит к появлению фактора $L_xL_ym^*\Omega/2\pi\hbar$, получим для $R_1(q_z)$ следующее выражение

$$R_1(q_z)=\frac{Q^2Vm^{*2}\Omega}{\hbar^4 2\pi|q_z|}\Delta, \tag{15}$$

$$\Delta=f^0\left(p_z=\frac{m^*\omega_{02}}{q_z}-p_D+\frac{\hbar q_z}{2}\right)-f^0\left(p_z=\frac{m^*\omega_{02}}{q_z}-p_D-\frac{\hbar q_z}{2}\right), \tag{16}$$

где f^0 — равновесная функция распределения электронов, V — объем системы. В случае, когда волновой вектор волны удовлетворяет условию $\hbar^2q_z^2/8m^*T\ll 1$, для невырожденного электронного газа вместо (16) получим

$$\Delta\approx e^{(\mu-\hbar\Omega/2)/T}\frac{\hbar\omega_{02}}{T}\left(1-\frac{q_zv_D}{\omega_{02}}\right)\exp\left[-\frac{\omega_{02}^2m^*}{2q_z^2T}\left(1-\frac{q_zv_D}{\omega_{02}}\right)^2\right], \tag{17}$$

где μ — химический потенциал.

Относительно величины R_2 отметим, что поскольку входящая в выражение для R_2 (11б) стационарная функция распределения магнонов из-за наличия члена $I_d\{m_q\}$ в общем случае неизвестна, ее можно оценить лишь приближенно. Считая, что $\tilde{m}_q$ в условиях дрейфа электронов мало отличается от равновесной, т. е. полагая $\tilde{m}_q\approx m_q^0$ и $m^*v_D^2/2\ll T$ с использованием (14) для R_2 из (11б), получим

$$\left.\begin{aligned}R_2(q_z)&=-\frac{\Omega}{\pi^3}\frac{m^{*2}V^2Z^2}{\rho_0^2\hbar^4}e^{(\mu-\hbar\Omega/2)}K_0(\hbar\omega_{02}/T),\\ K_0(x)&\sim\begin{cases}\sqrt{\pi/2x}\,e^{-x}, & x\gg 1,\\ -\ln 2x, & x\ll 1.\end{cases}\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Из (15)—(18) следует, что $R_1(q_z)<0$ при $\omega_{02}-q_zv_D>0$ и $R_1(q_z)>0$ при $\omega_{02}-q_zv_D<0$, в то время как $R_2(q_z)$ в рассматриваемом случае всегда отрицательна. Отсюда, в частности, следует, что высокочастотная ветвь оказывается при сделанных предположениях всегда затухающей. Таким образом, для усиления спиновых волн необходимо, чтобы при $\omega_{02}-q_zv_D<0$ выполнялось условие

$$\Lambda=|R_1(q_z)|/|R_2(q_z)|\gg 1. \tag{19}$$

В практически интересном случае, когда $H^2/H_E^2\ll 1$ (типичные значения H_E в АФ составляют $\sim 10^6\div 10^7$ Э) при выполнении условия $q_zv_D\gg\omega_{02}$ с использованием (15)—(18) и формул (6) для Q и Z получим для Λ следующее выражение

$$\Lambda \approx \frac{4\pi^2 S}{K_0(\omega_{02}/T)} \frac{\hbar v_D}{aT} \left(\frac{\rho_0}{a}\right)^2 \frac{H_\parallel^3}{H^3}, \tag{20}$$

a — постоянная решетки. Величина магнитного поля в (19) ограничена снизу требованием $H \gg H_\parallel$ ($\Omega \gg \omega_0$). Так, например, при $T=20$ K $H_\parallel=5\cdot 10^4$ Э, $H=5\cdot 10^5$ Э, $v\approx 10^6$ см/сек, $a=3\cdot 10^{-8}$ см, $\omega_0=10^{-3}$ эВ, $m^*=m_0$, $S=2$ величина $\Lambda\sim 20$, т. е. критерий усиления (19) выполняется с большим запасом. На практике более жесткое условие для усиления спиновых волн представляет требование

$$\eta > \gamma, \tag{21}$$

где $\eta=(R_1+R_2)/\omega_{02}$ — инкремент усиления спиновых волн, γ — декремент затухания, определяемый интегралом столкновений $I_d\{m_q\}\sim\gamma m_q^{-1}$. Если при тех же значениях параметров, которые были взяты для оценки Λ выбрать $H_E=10^6$ Э, $A=0.5$ эВ, и концентрации носителей тока $n\sim 5\cdot 10^{17}$ величина η составит: $\eta\approx R_1/\omega_{02}\sim 10^{-1}$, т. е. на порядок превосходит декремент затухания γ, взятый из оценок затухания спиновых волн в иттриевых ферритах: $\gamma\sim 10^{-2}\div 10^{-3}$ [1].

4. Обсуждение результатов

Полученные результаты отвечают на вопрос об условиях усиления спиновых и электромагнитных волн в одноосном АФ. Вызванный сильным электрическим полем, параллельным оси анизотропии АФ, поток электронов приводит к генерации магнонов, принадлежащих второй резонансной ветви с частотой $\omega=\omega_2$, с которой взаимодействует электромагнитная волна с магнитной компонентой, направленной вдоль магнитного поля. Электромагнитная волна с перпендикулярной магнитной компонентой взаимодействует с первой резонансной ветвью, что приводит к обычному поглощению волны при АФР. Такой же вид имеют условия усиления и во всех других случаях, для которых вектор антиферромагнетизма перпендикулярен магнитному полю: усиление имеет место лишь для волн с продольной магнитной компонентой.

В настоящее время отсутствуют надежные экспериментальные данные, которые свидетельствовали бы об усилении спиновых волн в магнитоупорядоченных кристаллах. Это обстоятельство связано, по-видимому, с тем, что все эксперименты в этой области проводились исключительно для ФМ, в которых основным является релятивистский механизм усиления, неспособный обеспечить надежного выполнения критерия усиления (21). Имеющееся в ФМ сильное s—f-обменное взаимодействие носителей тока с намагниченностью в этом случае вносит лишь незначительный вклад в суммарное усиление по сравнению с релятивистским и экспоненциально стремится к нулю с увеличением взаимодействия при $AS \gg T$: $R_\Phi\sim\exp(-AS/T)$.

Сравнение коэффициента усиления в АФ (15), (18) с имеющимися оценками для R_Φ в ФМ (обусловленного релятивистским взаимодействием) при одинаковых скоростях дрейфа дает отношение: $R_{\text{АФ}}/R_{(\Phi)}\sim 10^4\div 19^5$.[1] Важную роль играет также то обстоятельство, что во многих АФ частотный итнервал, в котором возможен АФР, лежит в далекой инфракрасной области, в то время как в ФМ резонанс возможен лишь в микроволновом или уже освоенном радиоволновом диапазоне.

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Веселаго и К. М. Голанту, обратившихв его внимание на акутальность проблемы усиления спиновых волн в магнитоупорядоченных кристаллах.

---

[1] Отметим, что рассмотренный в работе бесстолкновительный предел ($ql \gg 1$, где l — длина пробега электрона) предполагает АФ с достаточно высокой подвижностью носителей (например, $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с $u\sim 10^5$ см^2/В·с). В АФ с малой подвижностью носителей тока ($u \lesssim 10\div 10^2$ см^2/В·с), как правило, реализуется обратный предел $ql \ll 1$. Этот случай, однако, выходит за рамки настоящей статьи и требует отдельного рассмотрения. Тем не менее и в этом случае усиления в АФ может на несколько порядков превосходить соответствующую величину в ФМ.

Литература

[1] *Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 386 с.
[2] *Стил М., Вюраль Б.* Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973. 248 с.
[3] *Лахно В. Д.* ФТТ, 1984, т. 26, № 8, с. 2547—2548.
[4] *Вонсовский С. В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.

Поступило в Редакцию
25 октября 1984 г.
В окончательной редакции
18 марта 1985 г.