ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

*Том XXVII, № 5* *РАДИОФИЗИКА* *1984*

УДК 537.31.33:538.221

# НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

*Ф. Г. Басс, Н. Н. Насонов*

Рассмотрены одномерные электромагнитные волны, распространяющиеся в проводящем ферромагнетике вдоль постоянного магнитного поля. Анализ проведен в рамках гидродинамического описания плазмы носителей тока В качестве материального уравнения для намагниченности использовано уравнение Ландау—Лифшица. Получено общее аналитическое решение задачи о распространении нелинейной монохроматической волны в проводящем ферромагнетике. Исследованы стационарные волны огибающих при наличии направленного дрейфа носителей тока. Установлено существование уединенных электромагнитных волн в проводящих ферромагнитных средах.

Интенсивные исследования нелинейных эффектов в акустике [1, 2], оптике [3, 4], твердотельной плазме [5], ферромагнетиках [6] в последние годы обусловлены, с одной стороны, достигнутым к настоящему времени значительным прогрессом в теории нелинейных волн (см., например, [7–9]), а с другой стороны, — постоянно растущими потребностями практики.

Особый интерес представляют активно изучаемые в последнее время новые перспективные материалы, такие, как ферромагнитные полупроводники (ФП) [10] или сегнетомагнетики [11], в которых соединяются дисперсионные и нелинейные свойства различных коллективизированных подсистем твердого тела. Растущее внимание к ФП связано еще и с возможностью единым образом описать как распространение электромагнитных возбуждений в собственно ФП, так и процессы взаимодействия потоков заряженных частиц с ферромагнетиками, представляющие значительный интерес для целей генерации СВЧ излучения и коллективных методов ускорения [12, 13].

Впервые взаимодействие колебаний магнитного момента ферромагнетика с волнами плотности заряда рассматривалось в работах [14, 15], причем в [14] исследовалось возбуждение спиновых волн внешним электронным потоком, а в [15] — связанные спин-спиральные волны в проводящем ферромагнетике. В последующих работах (см., например, [16–18]) была развита детальная линейная теория распространения электромагнитных возбуждений в неограниченных анизотропных ФП и металлах, а также в слоистых структурах ферромагнетик — полупроводник. Ряд выводов теории получил экспериментальное подтверждение [19, 20].

Теория нелинейных электромагнитных волн в ФП развита значительно слабее, хотя существенно нелинейные волновые процессы в ферромагнетиках рассматривались в [21, 22], а нелинейную электродинамику полупроводников можно считать в основном завершенной [5].

Целью настоящей работы является изучение сильнонелинейных электромагнитных волн в ФП. Рассматриваются одномерные периодические и уединенные волны циркулярной поляризации, распространяющиеся вдоль постоянного магнитного поля в изотропной среде.

Анализ проводится в рамках гидродинамического описания плазмы проводимости [18, 23] (рассматривается случай носителей тока одного знака). Динамика намагниченности описывается уравнением Ландау—Лифшица без учета неоднородного обмена, что справедливо в случае длинноволновых возмущений [24]. Исследуются волны в ФП без дрейфа и с дрейфом носителей тока.

Нелинейность рассматриваемых волновых процессов связана с нелинейным характером движения намагниченности ФП. Это обстоятельство существенно отличает данную задачу от рассматриваемых в электродинамике обычных полупроводников, где нелинейность обусловлена эффектом разогрева носителей тока [5] или неквадратичной зависимостью энергии носителей от импульса [25] и т. д. Изучаемые в данной работе электромагнитные волны не имеют прямых аналогов в современной теории нелинейных волн в непроводящих ферромагнетиках, поскольку нелинейная динамика намагниченности [6] исследуется в магнитостатическом приближении, а проводимые до сих пор исследования нелинейных электромагнитных волн в ферромагнетиках сводятся к анализу ударных волн и волн стационарного профиля (см. обзор [26] и приведенную там литературу). Отметим также, что в работе исследуются спин-спиральные волны, дисперсия которых в значительной степени определяется проводимостью ФП и резко отличается от дисперсии волн в непроводящих ферромагнетиках.

Основное внимание в работе уделяется влиянию нелинейности материального уравнения для намагниченности на волновые процессы в ФП (специфика ФП как среды, проявляющаяся в линейном приближении, подробно описана в [14–20]). Там, где это возможно, проводится сравнение с результатами теории волн в обычных полупроводниках и ферромагнетиках.

## НЕЛИНЕЙНАЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКАЯ ВОЛНА В ФП БЕЗ ДРЕЙФА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Рассмотрим процесс распространения электромагнитной волны в ФП вдоль постоянного магнитного поля $H_0$. Будем исходить из системы уравнений

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{H} = -\frac{4\pi e n \boldsymbol{v}}{c} + \frac{\varepsilon_0}{c}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}, \quad \operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B},$$
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}\nabla + \nu\right)\boldsymbol{v} = -\frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]\right),$$
$$\frac{\partial}{\partial t}n + \nabla(n\boldsymbol{v}) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{M} = -\gamma[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}]. \tag{1}$$

Обозначения в (1) общепринятые.

Вследствие аксиальной симметрии задачи удобно перейти к циркулярной поляризации для поперечных составляющих входящих в уравнения (1) величин. Используя интеграл уравнения Ландау—Лифшица $|\boldsymbol{M}| = M_0$, введем также угловые переменные для вектора намагниченности

$$M_x = M_0\cos\theta, \quad M_y = M_0\sin\theta\cos\varphi, \quad M_z = M_0\sin\theta\sin\varphi.$$

В результате получаем из (1) в безразмерных переменных следующую систему уравнений:

$$i\frac{\partial}{\partial\xi}(b_\perp - \sin\theta e^{i\varphi}) = \frac{\partial}{\partial\tau}\varepsilon_\perp - f u_\perp, \quad i\frac{\partial}{\partial\xi}\varepsilon_\perp = -\frac{\partial}{\partial\tau}b_\perp, \quad \frac{\partial}{\partial\xi}\varepsilon_\parallel = -\tilde{f},$$

$$\left(\frac{m_0}{m}b_0 + i\alpha + i\frac{\partial}{\partial\tau} + iu_\parallel\frac{\partial}{\partial\xi}\right)u_\perp = -i\frac{m_0}{m}\varepsilon_\perp + u_\parallel\frac{m_0}{m}b_\perp,$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\tilde{f} + \frac{\partial}{\partial\xi}(u_\parallel f) = 0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial\tau} + u_\parallel\frac{\partial}{\partial\xi} + \alpha\right)u_\parallel = -\frac{m_0}{m}\varepsilon_\parallel - \frac{i}{2}\frac{m_0}{m}(u_\perp b_\perp^* - u_\perp^* b_\perp), \tag{2}$$

$$\left(b_0 + i\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\sin\theta e^{i\varphi} = \cos\theta b_\perp,$$

где

$$c\xi = \omega_M\varepsilon_0^{1/2}x,\quad \tau = \omega_M t,\quad \omega_M = 4\pi\gamma M_0,\quad cu = \varepsilon_0^{1/2}v,\quad H = 4\pi M_0 h,$$

$$E = 4\pi M_0\varepsilon_0^{-1/2}\varepsilon,\quad \nu = \omega_M\alpha,\quad b_0 = 1 + h_0,\quad f = f_0 + \tilde{f},$$

$$f_0 = 4\pi e^2 n_0/(m_0\varepsilon_0\omega_M^2),\quad \tilde{f} = 4\pi e^2\tilde{n}/(m_0\varepsilon_0\omega_M^2),$$

$n_0$ и $\tilde{n}$ — постоянная и переменная составляющие плотности носителей тока, $m_0$ — масса свободного электрона, $m$ — эффективная масса, для величин любого вида $a_\perp = a_y + ia_t$, $b_\perp = h_\perp + \sin\theta\exp(i\varphi)$.

Из уравнений (2) в линейном приближении следуют хорошо известные (см., например, [18]) дисперсионные соотношения

$$\omega^2 - i\omega\alpha = f_0',\quad k^2 = \omega^2\left(1 + \frac{f_0'}{\omega(b_0' - \omega + i\alpha)}\right)\frac{b_0 - \omega}{h_0 - \omega} = \omega^2\varepsilon(\omega)\mu_L(\omega), \tag{3}$$

описывающие продольные плазменные колебания носителей тока в ФП и связанные спин-спиральные волны малой амплитуды. Здесь $f_0' = (m_0/m)f_0$, $b_0' = (m_0/m)b_0$.

Рассмотрим нелинейные решения системы (2) вида

$$\theta = \theta(\xi),\quad \varphi = \omega\tau - \psi(\xi),\quad f = f(\xi),\quad u_\parallel = u_\parallel(\xi),\quad a_\perp = a(\xi)e^{i\varphi}. \tag{4}$$

При этом, согласно уравнению непрерывности, $fu_\parallel = \mathrm{const}$, а в рассматриваемом случае ФП без дрейфа $u_\parallel = 0$.

Система (2) с учетом (4) принимает вид

$$(b_0 - \omega)\left(\frac{d^2}{d\xi^2} + \omega^2\right)\mathrm{tg}\,\theta e^{i\varphi} - \frac{d^2}{d\xi^2}\sin\theta e^{i\varphi} = i\frac{d}{d\xi}(f_0 u_\perp + \tilde{f}u_\perp),$$

$$\frac{d}{d\xi}u_\perp = \frac{i\omega(b_0 - \omega)}{b_0' - \omega + i\alpha}\frac{m_0}{m}\mathrm{tg}\,\theta e^{i\varphi},\quad \tilde{f} = \frac{i}{2}(b_0 - \omega)\frac{d}{d\xi}\left[(u_\perp e^{-i\varphi} - u_\perp^* e^{i\varphi})\mathrm{tg}\,\theta\right]. \tag{5}$$

В дальнейшем будем предполагать возмущенную плотность носителей тока малой по сравнению с равновесной; условия применимости этого приближения будут обсуждены ниже. Пренебрегая в системе (5) величиной $\tilde{f}$ по сравнению с $f_0$, получаем замкнутое уравнение для комплексной функции $z(\theta, \psi)$:

$$\ddot{z} + \omega^2\varepsilon(\omega)\mu(\omega, |z|)z = 0, \tag{6}$$

$$\mu(\omega, |z|) = \mu(\omega, \theta) = (b_0 - \omega)/(1 - \cos\theta + h_0 - \omega), \quad z = \mu^{-1} \operatorname{tg} \theta e^{-i\psi},$$

где $\varepsilon(\omega)$ определено формулой (3).

Уравнение (6) аналогично исследованному в [5, 25]. Полагая $R(\omega, \theta) = \mu^{-1}(\omega, \theta) \operatorname{tg} \theta$ и разделяя вещественную и мнимую части уравнения, приходим к следующей системе уравнений:

$$\ddot{R} - \dot{\psi}^2 R + \omega^2 \varepsilon'(\omega) \mu(\omega, R) R = 0, \quad 2\dot{\psi}\dot{R} + \ddot{\psi} R = -\omega^2 \varepsilon''(\omega) \mu(\omega, R) R, \tag{7}$$

где $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$.

В случае, когда можно пренебречь затуханием волны (при этом $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega)$, $\varepsilon''(\omega) = 0$), система (7) имеет точное аналитическое решение [27]:

$$\xi = \pm \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{\sqrt{\Phi(R)}}, \quad \psi = \psi_0 \pm M \int_{R_0}^{R} \frac{dR}{R^2 \sqrt{\Phi(R)}},$$

$$\Phi(R) = \dot{R}_0^2 + F(R_0) - F(R), \tag{8}$$

$$F(R) = \omega^2 \varepsilon(\omega) \left[ \mu^2 R^2 + \frac{2}{(b_0 - \omega)\sqrt{1 + \mu^2 R^2}} \right] + \frac{M^2}{R^2},$$

где $M = \dot{\psi}_0 R_0^2$, $R_0$, $\dot{R}_0$, $\psi_0$, $\dot{\psi}_0$ — значения соответствующих величин при $\xi = 0$.

Влияние проводимости ФП на характер полученного решения заключается только в наличии линейной функции $\varepsilon(\omega)$ в (8), т. е. при $\varepsilon(\omega) = 1$ формулы (8) описывают нелинейные монохроматические волны в обычном ферромагнетике.

Отметим существенно различный характер зависимостей $R(\theta)$ и $\mu(R)$ в интервалах частот $\omega < h_0$, $h_0 < \omega < b_0$ и $\omega > b_0$. В области частот $\omega < h_0$ и $\omega > b_0$ функции $R(\theta)$ и $\mu(R)$ являются взаимно однозначными. Из вида $\Phi(R)$ непосредственно следует, что при $M \neq 0$ и $\varepsilon(\omega) > 0$ (область частот, в которой выполняется условие $\varepsilon(\omega) > 0$, существенно зависит от соотношения параметров $m_0$ и $m$) уравнение $\Phi(R) = 0$ имеет по крайней мере два корня, между которыми $\Phi(R) > 0$. В этом случае возникают решения (8), описывающие распространяющиеся в ФП волны с осциллирующей амплитудой. В зависимости от граничных условий при $\xi = 0$ могут реализоваться и другие типы решений (8); в частности, при $M = 0$ существуют решения, соответствующие полному отражению волны от ФП.

В области частот $h_0 < \omega < b_0$, соответствующей области непрозрачности для линейных волн в непроводящих ферромагнетиках, появляются участки кривых $R(\theta)$ и $\mu(R)$, на которых нарушается взаимно однозначное соответствие связываемых этими кривыми величин. Указанное обстоятельство может привести к неоднозначной зависимости амплитуды волны от расстояния. Например, периодическое решение (8) при $M = 0$ и $\omega - h_0 = \delta \ll 1$ имеет вид

$$\frac{\sqrt{3}}{2} \omega \sqrt{\varepsilon(\omega)}\, \xi = \frac{\delta}{\theta_m} F(\varkappa, q) - \frac{3\theta_m}{2} E(\varkappa, q) + \frac{3\sqrt{(\theta^2 - \theta_0^2)(\theta_m^2 - \theta^2)}}{2\theta}, \tag{9}$$

где $\theta_m^2 = (4/3)\delta - \theta_0^2 > \theta_0^2 \to \theta_0^2 < 2\delta/3$, $\varkappa = \arcsin\left[(\theta_m/\theta)\sqrt{(\theta^2 - \theta_0^2)/(\theta_m^2 - \theta_0^2)}\right]$, $q = \sqrt{1 - \theta_0^2/\theta_m^2}$. Угол прецессии намагниченности $\theta(\xi)$ изменяется, согласно (9), в пределах $\theta_0 \leqslant \theta \leqslant \theta_m$.

Следующая из (9) зависимость $\theta(\xi)$ приведена на рис. 1 при $\theta_0^2 = 8/3$. Видно, что некоторым $\xi$ соответствуют два значения амплитуды волны $\theta$. В действительности реализуется, по-видимому, структура поля, показанная на рис. 1 сплошной линией.

Появление неоднозначных решений (9) обусловлено исключительно нелинейными магнитными свойствами ФП. Отметим, что в теории обычных полупроводников также возникают неоднозначные решения, имеющие, однако, другую природу (см., например, [5]).

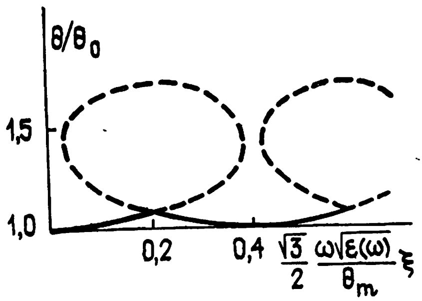


Рис. 1.

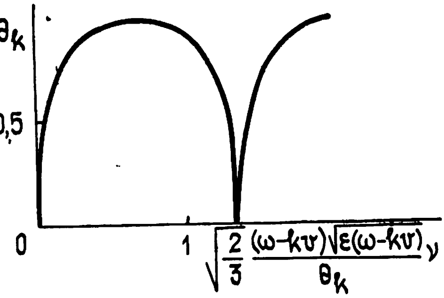


Рис. 2.

Одно из наиболее интересных решений реализуется при $\dot{R}_0 = 0$ и $\dot{\psi}_0 = \omega\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega, \theta_0)}$. Легко видеть, что в этом случае уравнение $\Phi(R) = 0$ имеет кратный корень $R = R_0 = \mu^{-1}(\omega, \theta_0)\,\mathrm{tg}\,\theta_0$; при этом, согласно [5], решением (8) является плоская волна с амплитудой $\theta = \theta_0$ и волновым числом $k = \dot{\psi} = \dot{\psi}_0$, определяемым из нелинейного дисперсионного соотношения

$$k^2(\omega, \theta_0) = \omega^2\varepsilon(\omega)\mu(\omega, \theta_0) = \omega(\omega + \Delta)(b_0' + \Delta - \omega) \times$$
$$\times (b_0 - \omega)\left[(b_0' - \omega)(1 - \cos\theta_0 + h_0 - \omega)\right]^{-1}, \tag{10}$$
$$\Delta = (b_0'/2)\left[\sqrt{1 + (4f_0'/b_0'^2)} - 1\right].$$

Исследуем полученное решение. Прежде всего замечаем, что формула (10) в пределе $\theta_0 \to 0$ переходит в линейное дисперсионное соотношение (3) для связанных спин-спиральных волн малой амплитуды. Таким образом, соотношение (10) является естественным обобщением (3) на случай произвольной амплитуды спин-спиральной волны в ФП.

Как и в линейной теории, соотношение (10) определяет три ветви распространяющихся плоских волн. Плоские волны электромагнитной ветви реализуются в области высоких частот $\omega > b_0' + \Delta \approx \sqrt{f_0'}$, поскольку для ФП обычно $\sqrt{f_0'} \gg b_0'$; $b_0$. Интересующие нас решения, соответствующие двум ветвям связанных спин-спиральных волн, существуют в области более низких частот. Например, в случае $b_0' > b_0$ область прозрачности определяется соотношениями

$$0 < \omega < b_0 - \cos\theta, \quad b_0 < \omega < b_0'. \tag{11}$$

Неравенства (11) справедливы только для достаточно длинноволновых возмущений, когда можно пренебречь неоднородным обменным взаимодействием [24].

Согласно (11), с увеличением амплитуды волны происходит сужение области непрозрачности $h_0 + 1 - \cos\theta_0 < \omega < b_0$, разделяющей две ветви рассматриваемой волны. При заданной частоте волны $\omega$, лежащей вне области прозрачности для линейных волн, среда может стать прозрачной с увеличением амплитуды волны, т. е. в ФП имеет место эффект нелинейного просветления, особенно значительный при малых $h_0$.

Отметим, что при $b_0' < b_0 - \cos\theta$ увеличение амплитуды волны приводит к расширению области непрозрачности. В этом случае имеет место эффект самопомутнения ФП.

Анализ показывает, что с увеличением амплитуды волны растет модуль поперечной скорости носителей тока $|u_\perp|$. Постановка задачи, отвечающая исходной системе уравнений (1), предполагает нерелятивистские скорости носителей тока, поэтому условие $c \gg v_\perp$ приводит к следующему ограничению сверху на амплитуду волны:

$$|u_\perp|^2 = \frac{m_0^2}{m^2}\left(\frac{b_0-\omega}{b_0'-\omega}\right)^2 \frac{\dot{R}^2+R^2+\dot{\psi}^2}{\varepsilon^2(\omega)} = \frac{m_0^2}{m^2}\left(\frac{b_0-\omega}{b_0'-\omega}\right)^2 \frac{\operatorname{tg}^2\theta}{\varepsilon(\omega)\,\mu(\omega,\theta)} \ll 1. \quad (12)$$

Ограничение (12) может оказаться весьма существенным вблизи циклотронного резонанса $\omega \approx b_0'$ (в случае взаимодействия электронного пучка с ферромагнетиком, когда $m_0 = m$, особенность при $\omega = b_0'$ не имеет места).

Вычисление переменной составляющей плотности носителей тока показывает, что $\tilde{f} = 0$ для обсуждаемого случая плоской волны. Таким образом, дисперсионное соотношение (10) описывает точное решение системы уравнений (5). Оценим отношение $\tilde{f}/f_0$ для случая неплоских волн. Из формул (5)—(8) следует

$$\frac{\tilde{f}}{f_0} = \frac{m_0^2}{m^2}\left(\frac{b_0-\omega}{b_0'-\omega}\right)^2 \frac{\omega(b_0'-\omega)}{f_0'}\left\{\left(\frac{\dot{\psi}^2}{\omega^2\varepsilon(\omega)\,\mu(\omega,\theta)}-1\right)\operatorname{tg}^2\theta + \frac{\Phi(R)}{\omega^2\varepsilon(\omega)\,[1-\cos^3\theta/(b_0-\omega)]}\right\}. \quad (13)$$

Согласно результатам общего исследования, проведенного в [5], ограниченными на бесконечности решениями (8), отличными от плоской волны или от волн, асимптотически стремящихся к плоской, являются решения с периодически изменяющейся амплитудой $\theta(\xi)$. Существование таких решений в рассматриваемой задаче отмечалось выше. Выбираем начало отсчета $\xi = 0$ в точке, в которой $\dot{R}_0 = 0$, и полагаем $\dot{\psi}_0^2 = \omega^2\varepsilon(\omega)\mu(\omega_2\theta_0)P^2$ ($P \sim 1$, при $P = 1$ имеем плоскую волну и $\tilde{f} = 0$). При этом, согласно (8), $\Phi(R) \sim \omega^2\varepsilon(\omega)$ и выражение в квадратных скобках (13) есть ограниченная функция порядка единицы вследствие условия $u_\perp \ll 1$, если не мала величина $1 - \cos^3\theta(b_0-\omega)^{-1}$. В точке $\xi$, в которой $\theta = \arccos\sqrt[3]{b_0-\omega}$, производная амплитуды волны $\dot{\theta}(\xi)$ обращается в бесконечность. В случае, когда $\dot{\theta} \neq \infty$ (согласно примеру (9), это условие может быть выполнено даже для неоднозначных решений $\theta(\xi)$), отношение $\tilde{f}/f_0 \sim (m_0^2/m^2)\,[(b_0-\omega)/(b_0'-\omega)]^2\,\varepsilon^{-1}(\omega) \ll \ll 1$ в области частот $\omega \ll \sqrt{f_0'}$ в соответствии с условием (12).

Проведенный анализ относился к средам без затухания. Учет затухания производился в ряде работ (см. [5] и приведенную там литературу). Для случая малого затухания ($\varepsilon''(\omega) \ll \varepsilon'(\omega)$) и решений с осциллирующей амплитудой в работе [28] развит метод усреднения. Если без учета затухания в среде распространяется плоская волна, то учет малого затухания может быть произведен с помощью метода, предложенного в [27]. Следуя [27], воспользуемся медленностью изменения амплитуды плоской волны в случае малого затухания и пренебрежем величиной $R$ по сравнению с $\dot{\psi}^2 R$ в первом из уравнений (7). Подставляя величину $\dot{\psi}^2=\omega^2\varepsilon'(\omega)\mu(\omega, R)$ (величина $\varepsilon'(\omega)$ предполагается положительной) во второе уравнение (7), получаем в рассматриваемом случае следующую зависимость угла прецессии намагниченности $\theta$ от расстояния $\xi$:

$$-\frac{\omega\varepsilon''(\omega)}{\sqrt{\varepsilon'(\omega)}}\xi = 3\left[\sqrt{\frac{h_0-\omega+1-\cos\theta}{b_0-\omega}}-\sqrt{\frac{h_0-\omega+1-\cos\theta}{b_0-\omega}}\right]+ \tag{14}$$
$$+2\int_{\theta_0}^{\theta}\sqrt{\frac{h_0-\omega+1-\cos\theta}{b_0-\omega}}\frac{d\theta}{\sin\theta\cos\theta}.$$

Согласно (14) возможны два существенно различных характера эволюции волны. В случае, когда частота волны лежит в области прозрачности для линейных волн $\omega<h_0$, малое затухание приводит к медленному уменьшению амплитуды волны, причем волна остается приближенно плоской. Асимптотика $\theta(\xi)$ при $\xi\to\infty$ имеет вид

$$\theta=\theta_0 S\exp\left[-\omega\sqrt{\varepsilon'(\omega)\mu_L(\omega)}\,\varepsilon''(\omega)\,\xi/2\varepsilon'(\omega)\right],$$
$$S=\frac{\sqrt{2}}{\theta_0}\exp\left[\frac{3}{2}\left(\sqrt{1+\frac{1-\cos\theta_0}{h_0-\omega}}\right)+\right. \tag{15}$$
$$\left.+\int_0^{\theta_0}\left(\sqrt{1+\frac{1-\cos\theta}{h_0-\omega}}-\cos\theta\right)\frac{d\theta}{\sin\theta\cos\theta}-\operatorname{arcth}\cos\theta_0\right],$$

где $S$ — множитель самовоздействия, сохраняющий информацию о прохождении волны через существенно нелинейную область. Величина множителя самовоздействия определяется только магнитными характеристиками среды, что является специфической особенностью рассматриваемой модели ФП. В другом случае, когда $h_0<\omega<b_0$, т. е. частота волны попадает в область непрозрачности для линейных волн, малое затухание приводит к изменению типа решения. Из (14) следует, что в этом случае амплитуда волны уменьшается вплоть до значения $\theta=\theta_c=\arccos(b_0-\omega)$. При этом решение в виде плоской волны становится невозможным, поскольку при $\theta<\theta_c$ — $\omega^2\varepsilon'(\omega)\mu(\omega,\theta)<0$. Однако появляется решение, соответствующее волне с осциллирующей амплитудой, что вытекает из требования сохранения потока энергии, переносимой волной (имеется в виду локальное сохранение потока на расстояниях, малых по сравнению с длиной полного затухания волны).

Если затухание не является малым, то аналитическое решение уравнения (6) в общем случае становится невозможным. Однако в случае ферромагнитного резонанса $\omega=h_0$ и малой амплитуды волны, когда $z=(1-\cos\theta)\operatorname{tg}\theta\exp(-i\psi)\approx\theta^3\exp(-i\psi)/2$, (6) приводится к виду

$$\ddot{z}+2^{1/3}h_0^2\left[\varepsilon'(h_0)-i\varepsilon''(h_0)\right]|z|^{-2/3}z=0, \tag{16}$$

допускающему точное аналитическое решение [29]. Следуя [29, 5], решение (16) ищем в виде

$$z = z_0 (1 + g\xi)^{\lambda' + i\lambda''}. \tag{17}$$

Подставляя (17) в (16), определяем неизвестные коэффициенты $g$, $\lambda'$ и $\lambda''$. Имеем

$$\lambda' = 3, \quad \lambda'' = \frac{5}{2} \frac{\varepsilon'(h_0)}{\varepsilon''(h_0)} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{24}{25} \left( \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \right)^2} \right],$$
$$g^2 = \frac{2\varepsilon''}{5\lambda''} \frac{h_0^2}{\theta_0^2}. \tag{18}$$

Из (17) и (18) вытекает следующий закон изменения амплитуды электромагнитной волны в поглощающем ФП:

$$\theta_0^{-1} \theta (\xi) = 1 - L^{-1} \xi, \quad L = \frac{5}{2} \frac{\theta_0}{h_0} \frac{\sqrt{\varepsilon'}}{\varepsilon''} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{24}{25} \left( \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \right)^2} \right]^{1/2}. \tag{19}$$

Формула (19) справедлива при $\xi \leqslant L$. Согласно (19) с ростом затухания происходит насыщение зависимости $L(\varepsilon'')$; так, в области малого затухания ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$) $L \sim (\varepsilon'')^{-1}$, а при $\varepsilon'' \gg \varepsilon'$ зависимость глубины проникновения поля в ФП от $\varepsilon''$ более слабая: $L \sim (\varepsilon'')^{-1/2}$. Заметим, что в случае $\theta_0 \ll 1$, $\omega = h_0$ и $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ формула (19) непосредственно следует из выражения (14).

## СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ ОГИБАЮЩИХ В ФП С ДРЕЙФОМ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Рассмотрим теперь процесс распространения электромагнитных волн в ФП, носители которого испытывают направленный дрейф вдоль постоянного магнитного поля под действием приложенного электрического поля. Будем искать решение системы уравнений (2) вида [30]

$$\theta = \theta(\xi - v\tau), \quad \varphi = \omega\tau - k\xi + \eta(\xi - v\tau), \quad a_\perp(\xi, \tau) = a(\xi - v\tau) e^{i\varphi}. \tag{20}$$

Замечаем прежде всего, что система (2) имеет решение $\theta$, $\eta$, $a$, $u_\parallel$, $f = \mathrm{const}$, которое совместно с (20) описывает плоскую волну конечной амплитуды

$$m_\perp = \sin\theta \exp(i\omega\tau - ik\xi),$$

частота $\omega$ и волновое число $k$ которой определяются из нелинейного дисперсионного соотношения

$$k^2 = \omega^2 \left( 1 + \frac{f_0'(\omega - ku_\parallel)}{\omega^2 (b_0' - \omega + ku_\parallel)} \right) \frac{b_0 - \omega}{b_0 - \cos\theta - \omega} = \omega^2 \varepsilon(\omega, k) \mu(\omega, \theta). \tag{21}$$

В пределе $u_\parallel = 0$ выражение (21) переходит в дисперсионное соотношение (10) для нелинейных монохроматических волн в ФП без дрейфа. Как и прежде, нелинейные свойства волн обусловлены магнитной подсистемой ФП. В области существования спин-спиральных волн $\omega \sim b_0 - \cos\theta \sim 1 \ll \sqrt{f_0'}$ (при плотности носителей тока в ФП $n_0 \approx 10^{16}$ *см*$^{-1}$ и $m \approx m_0$ величина $f_0' \approx 10^4$) функция $\varepsilon(\omega, k) \gg 1$ (если $\omega \neq ku_\parallel$) и влияние проводимости ФП на дисперсию рассматриваемых волн становится определяющим.

Из (21) можно получить явную зависимость $\omega=\omega(k, \theta, u_\parallel)$ для двух ветвей спин-спиральных волн в ФП в области значений волнового числа $k$, в которой $\varepsilon(\omega, k)\gg 1$. Тогда

$$\omega^\pm = ku_\parallel + \frac{1}{2}\left[b_0 - ku_\parallel + \frac{(b_0' - \cos\theta)k^2}{k^2+f_0'} \pm \right.$$
$$\left. \pm\sqrt{\left(b_0 - ku_\parallel - \frac{(b_0'-\cos\theta)k^2}{k^2+f_0'}\right)^2 + \frac{4k^2\cos\theta}{k^2+f_0'}(b_0' - b_0 + ku_\parallel)}\,\right]. \quad (22)$$

Легко показать, что выражение под знаком корня в (22) всегда положительно, т. е. рассматриваемые волны оказываются устойчивыми.

Анализируя (22), рассмотрим для определенности случай $b_0' > b_0 > u_\parallel\sqrt{f_0'}$. Наиболее резко зависимости $\omega^\pm(k)$ меняются в области значений $k\approx\sqrt{f_0'}$. При $k^2 \ll f_0'$ из (22) следуют простые формулы

$$\omega^+ = b_0 + \left(\frac{m_0}{m} - 1\right)\cos\theta\,\frac{k^2}{f_0'}, \quad \omega^- = ku_\parallel + \frac{m_0}{m}(b_0 - \cos\theta)\frac{k^2}{f_0'}. \quad (23)$$

Зависимость $\omega^-(k)$ характерна для спиральных волн (геликонов) в проводящих средах [18], однако коэффициент при $k^2/f_0'$ определяется нелинейными свойствами намагниченности ФП (для обычных полупроводников $\omega^-(k)=ku_\parallel + b_0'k^2/f_0'$). Ветвь $\omega^+(k)$ специфична для ФП.

В области $k^2 \gg f_0'$ получаем

$$\omega^+ = ku_\parallel + b_0'\left(1 - \frac{b_0' - b_0 + ku_\parallel}{b_0' - b_0 + ku_\parallel + \cos\theta}\,\frac{f_0'}{k^2}\right),$$
$$\omega^- = b_0 - \cos\theta + \frac{ku_\parallel - b_0 + \cos\theta}{ku_\parallel - b_0 + \cos\theta + b_0'}\,\frac{f_0'\cos\theta}{k^2}. \quad (24)$$

В рассматриваемой области значений $k$ асимптотика функции $\omega^+(k)$ совпадает с дисперсионной зависимостью $\omega=ku_\parallel + b_0'(1 - f_0'k^{-2})$ для спиральной волны. Поведение ветви $\omega^-(k)$ характерно для магнитостатической ветви колебаний намагниченности (коэффициент при $1/k^2$ зависит, однако, от характеристик проводимости ФП). Таким образом, спин-спиральные волны (22) являются результатом взаимодействия спиральной волны в дрейфующей плазме проводимости с нелинейной магнитостатической волной в магнитной системе ФП.

Рассмотрим теперь другие решения системы (2). Ограничимся анализом чисто поперечных волн, для которых скорость распространения огибающих $v$ равна скорости дрейфа носителей $u_\parallel$. Пренебрегая поглощением, предполагая выполненным условие $\alpha \ll b_0$ или рассматривая задачу о взаимодействии внешнего электронного потока с ферромагнетиком, будем, как и прежде, рассматривать малые возмущения плазмы носителей тока ($\tilde{f} \ll f_0$). Подставляя (20) в (2), получаем уравнение

$$\frac{d^2}{d\nu^2}\left(1 - \frac{\cos\theta}{b_0-\omega} - v^2\right)\operatorname{tg}\theta e^{i\eta} - 2ik\frac{d}{d\nu}\left(1 - \frac{\cos\theta}{b_0-\omega} - v\frac{\omega}{k}\right)\operatorname{tg}\theta e^{i\eta} =$$
$$= k^2\left(1 - \frac{\cos\theta}{b_0-\omega} - \frac{\omega^2}{k^2} - \frac{f_0'(\omega - kv)}{k^2(b_0' - \omega + kv)}\right)\operatorname{tg}\theta e^{i\eta}, \quad (25)$$

допускающее точное аналитическое решение, которое можно записать в квадратурах. Здесь $\nu \equiv \xi - v\tau$.

При выводе (25) было использовано условие медленности изменения огибающей

$$v\dot{a}_{\perp} \ll (b_0 - \omega)\, a_{\perp}. \tag{26}$$

Будем рассматривать решения уравнения (25), соответствующие однозначной зависимости $\theta(\nu)$, поскольку при возникновении разрывов функции $\dot{\theta}(\nu)$ не выполняется условие медленности изменения огибающей (26). Такие решения заведомо реализуются в области частот

$$\omega < \omega_k = b_0 (\mu_0^{-1} - v^2)(1 - v^2)^{-1}, \tag{27}$$

где $\mu_0 = \mu_L(0)$. Неравенству (27) всегда можно удовлетворить подбором частоты волны, если скорость дрейфа носителей $v$ меньше величины $\mu_0^{-1/2}$. Заметим, что при $v=0$ условие (27) совпадает с аналогичным условием однозначности решений волновых уравнений для случая ФП без дрейфа.

Решение уравнения (25), выбранное таким образом, чтобы интегральная кривая $\theta(\nu)$ проходила через нулевое значение, имеет вид

$$\nu = \int_0^{\theta} \frac{[(1 - v^2)\cos^{-2}(\theta) - (b_0 - \omega)^{-1}\cos\theta]\, d\theta}{\sqrt{a^2 - (\omega - kv)^2 \varepsilon(\omega - kv)\,[(1 - v^2)\mathrm{tg}^2\theta - 2(1 - \cos\theta)/(b_0 - \omega)]}},$$

$$\dot{\eta} = \frac{2v(\omega - kv)}{[1 - \cos\theta/(b_0 - \omega) - v^2]\,\mathrm{tg}^2\theta} \left[\frac{1}{b_0 - \omega}\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) - \frac{1 - v^2}{2}\,\mathrm{tg}^2\theta\right] + k, \tag{28}$$

где $a$ — постоянная интегрирования, $\varepsilon(\omega - kv) = 1 + f_0'/(\omega - kv)\,(b_0' - \omega + kv)$.

Ограничимся случаем небольших амплитуд колебаний угла прецессии намагниченности $\theta \leqslant \theta_k \ll 1$. При этом из (28) следует результат

$$\frac{2(\omega - kv)}{\sqrt{3}\sqrt{2\theta_k^2 + \beta}}\,\nu = 2E(\gamma, r) - F(\gamma, r) - \frac{2\theta}{\sqrt{2\theta_k^2 + \beta}}\sqrt{\frac{\theta_k^2 - \theta^2}{\theta_k^2 + \beta + \theta^2}}, \tag{29}$$

где

$$\beta = \frac{4}{3}(\mu_L^{-1} - v^2), \quad \gamma = \arcsin\left(\frac{\theta}{\theta_k}\sqrt{\frac{2\theta_k^2 + \beta}{\theta_k^2 + \beta + \theta^2}}\right), \quad r = \frac{\theta_k}{\sqrt{\theta_k^2 + \beta}}.$$

С учетом условия $\varepsilon(\omega - kv) \gg 1$, необходимого для малости отношения $\tilde{f}/f_0$, решение (29) существует в области частот

$$kv < \omega < b_0' + kv. \tag{30}$$

Согласно (30) фазовая скорость несущей волны (20) превышает скорость дрейфа носителей тока в ФП, т. е. рассматриваемые волны имеют положительную энергию и являются устойчивыми.

Из (29) следует, что форма огибающей волны (20) полностью определяется дисперсией и нелинейностью магнитной системы ФП. В случае малой нелинейности, когда $\theta_k^2 \ll \beta$, зависимость $\theta(\nu)$ из (29) близка к гармонической. При этом формулы (20) и (29) описывают линейную волну, дисперсионное соотношение для которой при $v=0$ совпадает с выражением (3). В другом предельном случае $\theta_2^k \gg \beta$, который реализуется в области частот $\omega \approx \omega_k$ из (27), функция $\theta(\nu)$ существенно отличается от гармонической. Кривая зависимости $\theta(\nu)$ в этом случае приведена на рис. 2.

Дисперсия плазмы носителей тока ФП, не оказывая влияния на форму огибающей, в значительной степени определяет период ее колебаний $T$, обратно пропорциональный плазменной частоте носителей. При возрастании частоты несущей $\omega$ в пределах неравенства (30) величина $T$ уменьшается.

Полученные решения должны удовлетворять условию медленности изменения огибающей (26). Нетрудно показать, что решение (29) справедливо в области изменения параметров $\omega$ и $k$, определяемой соотношениями

$$|b_0 - \omega| \gg kv \left|\frac{\mu_L^{-1} - v\omega k^{-1}}{\mu_L^{-1} - v^2}\right|, \quad \sqrt{\frac{v^2 f_0'(\omega - kv)}{(2\theta_k^2 + \beta)(b_0' - \omega + kv)}}. \tag{31}$$

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ БИОНЫ В ФП

В предыдущих разделах статьи исследовались периодические электромагнитные волны в ФП. Рассмотрим теперь возможность распространения уединенных волн в ФП без дрейфа носителей тока. При этом ограничимся случаем малых возмущений плазмы носителей, когда применимо приближение линейной гидродинамики.

Будем искать решения уравнений (2) вида

$$\theta = \theta(\xi - u\tau), \quad \varphi = \omega\tau + \chi(\xi - u\tau), \tag{32}$$

предполагая, что $\theta \to 0$ при $|\xi| \to \infty$. Такие решения (получившие название бионов), описывающие уединенные волны, в системе отсчета которых намагниченность прецессирует с частотой $\omega$, широко исследуются в настоящее время в теории ферромагнетизма [6,31].

Подставим (32) в систему (2). Пренебрегая поглощением и предполагая выполненным условие (26), получаем следующие уравнения:

$$\begin{gathered} \ddot{P} - \dot{\chi}^2 P - u\omega(1 + \varepsilon(\omega))\dot{\chi}\,\mathrm{tg}\,\theta + \omega^2\varepsilon(\omega)\,\mathrm{tg}\,\theta = 0, \\ 2\dot{\chi}\dot{P} + \ddot{\chi}P + u\omega(1 + \varepsilon(\omega))\cos^{-2}|\theta|\,\dot{\theta} = 0. \end{gathered} \tag{33}$$

Здесь $P = [1 - v^2 - \cos\theta/(b_0 - \omega)]\,\mathrm{tg}\,\theta$. Из уравнений (33) следуют соотношения

$$\begin{gathered} \dot{\chi} = \frac{u\omega(1 + \varepsilon(\omega))}{P^2}\left[\frac{1}{b_0 - \omega}\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) - \frac{1 - u^2}{2}\,\mathrm{tg}^2\theta\right], \\ \dot{P}^2 = 2\omega^2\left\{\left[\frac{1 - \cos\theta}{b_0 - \omega} - \frac{1 - u^2}{2}\,\mathrm{tg}^2\theta\right]\varepsilon(\omega) - u^2(1 + \right. \\ + \varepsilon(\omega))^2\int_0^\theta\left[\frac{1 - \cos\theta}{b_0 - \omega} - \frac{1 - u^2}{2}\,\mathrm{tg}^2\theta\right]\left[\frac{1}{b_0 - \omega}\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) - \right. \\ \left.\left. - \frac{1 - u^2}{2}\,\mathrm{tg}^2\theta\right]\frac{dP}{P^3}\right\}, \end{gathered} \tag{34}$$

позволяющие записать решение рассматриваемой задачи в квадратурах. В асимптотической области $|\xi| \to \infty$ второе из уравнений (34) принимает вид

$$\dot{P}^2 = \omega^2 [(1/(b_0 - \omega) - 1 + u^2) \varepsilon(\omega) - u^2 (1 + \varepsilon(\omega))^2/4] \theta^2. \quad (35)$$

Выражение в квадратурных скобках (35) должно быть положительным. При этом область допустимых значений свободных параметров биона $\omega$ и $u$ определяется неравенством

$$u^2 < (4\omega/f_0') [(\omega - h_0)(b_0' - \omega)/(b_0 - \omega)] = u_k^2(\omega). \quad (36)$$

Легко видеть, что уединенные волны существуют в области частот $\omega$, соответствующей области непрозрачности для линейных спин-спиральных волн, описываемых дисперсионным соотношением (3).

Использованное условие медленности изменения огибающей накладывает дополнительные ограничения на величину скорости распространения бионов. Из (26) и (34) следуют неравенства

$$u^2/u_k^2 \ll (b_0 - \omega)/2\omega, \quad u^2/u_k^2 \ll |b_0' - \omega|/2\omega. \quad (37)$$

Область существования бионов существенно зависит от соотношения между массой свободного электрона $m_0$ и эффективной массой $m$. Рассмотрим, например, случай $m < m_0$. При этом $b_0' > b_0$ и бионы реализуются в области частот $h_0 < \omega < b_0$ и $\omega > b_0'$. Выразить решения (34) через элементарные функции удается только в случае $u_k - u \ll u_k$. Условия (37) приводят к требованию $h_0 < \omega \ll b_0$, согласно которому для реализации рассматриваемых решений необходимо, чтобы внешнее поле $H_0$ было мало по сравнению с индукцией насыщения ($h_0 \ll 1$). Как показано выше, в области частот $h_0 < \omega < b_0$ возможно появление неоднозначных решений системы (2). Область изменения функции $\theta(\xi - u\tau)$, являющейся решением уравнений (34), включает в себя значение $\theta = 0$, поэтому зависимость $\theta(\xi - u\tau)$ будет однозначной функцией, если максимальный угол отклонения намагниченности ФП не превышает величины $\theta_u = \arccos \sqrt[3]{(1 - u^2)(b_0 - \omega)}$ (при $\theta = \theta_u$ зависимость $\dot\theta(\xi) - u\tau)$ терпит разрыв). С учетом (37) угол $\theta_u$ оказывается малым.

Разлагая входящие в (34) тригонометрические функции, получаем

$$\theta(\xi - u\tau) = 2\sqrt{(\omega - h_0)\left(1 - \frac{u^2}{u_k^2}\right)} \operatorname{ch}^{-1}\left[\frac{2\omega}{u_k}\sqrt{1 - \frac{u^2}{u_k^2}}(\xi - u\tau)\right],$$

$$\chi(\xi - u\tau) = \chi_0 + \frac{2u\omega}{u_k^2}(\xi - u\tau) + 3\frac{u}{u_k}\sqrt{1 - \frac{u^2}{u_k^2}} \operatorname{th}(\xi - u\tau). \quad (38)$$

Характерной особенностью решения (38) является рост амплитуды биона с уменьшением его скорости. Согласно (38) область локализации биона резко возрастает одновременно с уменьшением амплитуды при $u \to u_k$. Отметим также, что уединенные волны типа (38) существуют в ФП только при $\omega > h_0 \neq 0$, в отличие от бионов в ферромагнетиках, которые при $\omega \to 0$ переходят в обычные солитоны (см. [6]).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Такер Д., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. — М.: Мир, 1975.
2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.— М.: Наука, 1966.
3. Полуэктов И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. О. — УФН, 1974, 114, № 1, с. 97.

4. Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. В. — УФН, 1980, 131, № 4, с. 653.
5. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. — М.: Наука, 1975.
6. Косевич А. М. — Физика металлов и металловедение, 1982, 53, № 3, с. 420.
7. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков О. П., Питаевский А. П. Теория солитонов. Метод обратной задачи. — М.: Наука, 1980.
8. Уизем Д. Линейные и нелинейные волны. — М.: Мир, 1977.
9. Нелинейные волны. /Под ред. А. В. Гапонова — М.: Наука, 1977, 1981.
10. Нагаев Э. Л. — УФН, 1975, 117, № 3, с. 437.
11. Смоленский Г. А., Чупис И. Е. — УФН, 137, № 3, с. 415.
12. Насонов Н. Н., Шендерович А М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 6, с. 909.
13. Закутин В. В., Насонов Н. Н., Ракитянский А. А., Шендерович А. М. — ЖТФ, 1979, 49, № 1, с. 83.
14. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. — ЖЭТФ, 1963, 45, № 2, с. 337.
15. Stern E., Callen E.— Phys. Rev., 1963, 131, № 2, p. 512.
16. Бланк А. Я., Каганов М. И. — УФН, 1967, 92, № 4, с. 583.
17. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. — ФТТ, 1978, 20, № 2, с. 1129.
18. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. — М.: Атомиздат, 1973.
19. Vural B., Thomas E.— Appl. Phys. Lett., 1968, 12, № 1, p. 14.
20. Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 2, с. 897.
21. Косевич А. М., Воронов В. П., Манжос И. В. — ЖЭТФ, 1983, 84, № 1, с. 148.
22. Елеонский В. М., Кулагин Н. Е. — ЖЭТФ, 1983, 84, № 2, с. 616.
23. Канер Э. А., Яковенко В. М. — УФН, 1975, 115, № 1, с. 41.
24. Гуревич А. Г. Ферромагнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках.— М., Наука, 1973.
25. Басс Ф. Г., Ватова Л. Б. Препринт ИРЭ АН УССР, № 143, Харьков, 1980.
26. Гапонов А. В., Островский Л. А., Фрейдман Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1376.
27. Басс Ф. Г., Вербицкий И. Л., Гуревич Ю. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 10, с. 1480.
28. Силин В. П. — ЖЭТФ, 1967, 53, № 4, с. 1662.
29. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. — ЖЭТФ, 1966, 51, № 2, с. 536.
30. Горшков К. А., Козлов В. А., Островский Л. А. — ЖЭТФ, 1973, 65, № 1, с. 189.
31. Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. — ЖЭТФ, 1983, 84, № 1, с. 370.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
31 мая 1983 г.

## NONLINEAR ELECTROMAGNETIC WAVES IN FERROMAGNETIC CONDUCTED MEDIA

*F. G. Bass, N. N. Nasonov*

There are discussed onedimentional electromagnetic waves, moving in the conducting ferromagnetic along the constant magnetic field. The analysis have been done for plasma current bearers in the frame of hydrodynamic approach. As the material equation, the Landau-Lifshitz's equation was used. The general analytical solution for the problem of moving nonlinear monochromatic wave in a conducting ferromagnetic was given. Stationary wave envelopes are investigated in the case of bearer's drift. The existence of electromagnetic solitons in conducting ferromagnetic media was determined.