Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. М. Камчатнов, А. Л. Крылов, Г. А. Эль, Об асимптотической эволюции локализованного возмущения в случае одномерного уравнения Ландау–Лифшица с одноосной анизотропией, *ТМФ*, 1996, том 109, номер 1, 128–136

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1217>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.174.149.18

26 апреля 2023 г., 12:05:08

А. М. Камчатнов*, А. Л. Крылов†, Г. А. Эль‡

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В СЛУЧАЕ ОДНОМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ ЛАНДАУ–ЛИФШИЦА С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

На основе метода Уизема проанализирована модуляционная неустойчивость плоских волн в одномерном ферромагнетике, описываемом уравнением Ландау–Лифшица с одноосной анизотропией. Показано, что эта неустойчивость приводит к образованию доменной структуры в системе.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что однородно намагниченное состояние ферромагнетика в отсутствие достаточно сильного внешнего магнитного поля является неустойчивым и распадается на домены — области, внутри каждой из которых намагниченность однородна, однако в соседних областях векторы намагниченности направлены в противоположные стороны. Такое состояние энергетически более выгодно благодаря уменьшению магнитной энергии магнетика и может быть найдено из условия минимальности его свободной энергии. Форма и размеры равновесных доменов зависят от геометрии образца.

В квазиодномерных ферромагнетиках [1–3] нет такого определяющего влияния границ. Тем не менее в них также возможно образование доменной структуры, обусловленной в этом случае модуляционной неустойчивостью системы. Простейшие нелинейные образования, возникающие в одномерных ферромагнетиках, могут быть изучены теоретически с помощью элементарных методов интегрирования соответствующего уравнения Ландау–Лифшица, описывающего динамику намагниченности (см., например, [4]). Однако полученных на этом пути частных решений становится недостаточно для теоретического описания более сложных ситуаций. Рассмотрим в качестве примера следую-

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142092, Троицк, Московская обл., Россия

†Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН, 123810, Москва, Россия

‡Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, 142092, Троицк, Московская обл., Россия

щую задачу. Пусть к начальному моменту времени был создан однородно намагниченный образец (например, выключением первоначально приложенного магнитного поля). Неустойчивость этого состояния приведет к тому, что любое возмущение однородности будет нарастать, превращаясь в распространяющуюся по магнетику область неоднородной намагниченности. Такой процесс аналогичен самомодуляции неустойчивой волны, уже давно известной в физике нелинейных волн (см., например, [5]). В работе [6] это явление было изучено на основе метода Уизема [7]. Аналогичный подход к описанию эволюции неоднородности, первоначально имеющей форму резкой границы между двумя однородно намагниченными областями изотропного магнетика Гейзенберга, был использован в [8]. В настоящей работе мы распространяем метод работ [6, 8] на более реалистичный, чем в [8], случай одномерного ферромагнетика с энергией анизотропии типа “легкая ось”. Отметим, что хотя в рамках метода Уизема все три упомянутые задачи приводят к одной и той же системе уравнений Уизема для так называемых инвариантов Римана, связь последних с “физическими” переменными в каждом случае своя.

Метод Уизема [7] основан на предположении, что область неоднородности может быть представлена в виде промодулированной периодической волны (зависящей от нужного числа параметров), причем характерный масштаб, на котором меняются параметры модуляции, много больше длины волны. Это условие позволяет усреднить уравнения движения по быстрым осцилляциям волны и получить модуляционные уравнения, описывающие эволюцию области неоднородности. Общий подход к нахождению периодических решений уравнения Ландау–Лифшица на основе метода “конечнозонного” интегрирования был предложен в работах [9, 10]. В нужной нам эффективной форме периодическое решение уравнения Ландау–Лифшица для случая одноосного ферромагнетика было получено в работе [11]. В настоящей работе мы выведем соответствующие уравнения Уизема (раздел 2) и получим их решение, описывающее эволюцию неоднородной области, распадающейся на домены (раздел 3).

2. ПЕРИОДИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ И УРАВНЕНИЯ УИЗЕМА

Одноосный одномерный ферромагнетик описывается уравнением Ландау–Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \left[\mathbf{M}, \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} \right] + J(\mathbf{M}, \mathbf{n})[\mathbf{M}, \mathbf{n}], \quad (1)$$

где $\mathbf{M}(z, t)$ – локальная намагниченность, $J > 0$ – константа анизотропии, $\mathbf{n}$ – единичный вектор вдоль оси легкого намагничивания z , совпадающей с координатой распространения волны. Вектор $\mathbf{M} = (M_1, M_2, M_3)$ нормирован условием единичной длины

$$\mathbf{M}^2 = 1. \quad (2)$$

Найденное в [11] периодическое решение определено на эллиптической кривой

$$y^2 = P(\lambda) = \prod_{i=1}^4 (\lambda - \lambda_i) = \lambda^4 - s_1 \lambda^3 + s_2 \lambda^2 - s_3 \lambda + s_4, \quad (3)$$

играющей основную роль в теории конечнозонного интегрирования. Здесь s_1, s_2, s_3, s_4 являются интегралами уравнений движения на периодическом решении. Нули λ_i полинома $P(\lambda)$ разбиваются на две комплексно сопряженные пары

$$\lambda_1 = \alpha + i\gamma, \quad \lambda_2 = \beta + i\delta, \quad \lambda_3 = \alpha - i\gamma, \quad \lambda_4 = \beta - i\delta. \quad (4)$$

Именно они оказываются теми инвариантами Римана, эволюция которых управляется уравнениями Уизема. Однако само решение удобно выразить через четыре действительных параметра ν_i , $i = 1, 2, 3, 4$, связанных с λ_i довольно сложными выражениями, из которых мы приведем лишь одно:

$$\begin{aligned} \nu_1 = & (4f_1 J)^{-1} [(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda'_2 - \lambda'_4) + (\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda'_1 - \lambda'_3)]^{-1} \times \\ & \times \left\{ (\lambda_1 - \lambda_3) [2(\lambda_1 + \lambda_3)(\lambda'_2 - \lambda'_4)J + (\lambda_2 \lambda'_4 - \lambda_4 \lambda'_2)((\lambda_1 + \lambda_3)^2 - (\lambda'_1 - \lambda'_3)^2)] + \right. \\ & \left. + (\lambda_2 - \lambda_4) [2(\lambda_2 + \lambda_4)(\lambda'_1 - \lambda'_3)J + (\lambda_1 \lambda'_3 - \lambda_3 \lambda'_1)((\lambda_2 + \lambda_4)^2 - (\lambda'_2 - \lambda'_4)^2)] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\lambda'_i = \sqrt{\lambda_i^2 + J}, \quad (6)$$

$$f_1 = \sqrt{\frac{1}{2J}(\lambda'_1 \lambda'_3 \lambda'_2 \lambda'_4 - J^2 + s_2 J - s_4)}, \quad (7)$$

ν_2 и ν_3 получаются из ν_1 заменами индексов $3 \leftrightarrow 4$ и $3 \leftrightarrow 2$, соответственно, а ν_4 находится по формуле

$$\nu_4 = \frac{s_1 J - s_4}{f_1 J} - (\nu_1 + \nu_2 + \nu_3). \quad (8)$$

Общее решение имеет вид

$$M_3 = \frac{(\nu_2 - \nu_4)\nu_3 - (\nu_2 - \nu_3)\nu_4 \operatorname{sn}^2[\sqrt{J(\nu_1 - \nu_3)(\nu_2 - \nu_4)}W/2, m]}{\nu_2 - \nu_4 - (\nu_2 - \nu_3) \operatorname{sn}^2[\sqrt{J(\nu_1 - \nu_3)(\nu_2 - \nu_4)}W/2, m]}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} M_- \equiv M_1 - iM_2 = & \sqrt{1 - \nu_3^2} \exp \left\{ it(s_1 J - s_3)/2f_1 + iW(s_1 \nu_3 - 2f_1)/2(1 - \nu_3^2) - \right. \\ & \left. - (\zeta(\kappa) + \zeta(\tilde{\kappa}))W \right\} \cdot \frac{\sigma^2(\rho)\sigma(W + \kappa)\sigma(W + \tilde{\kappa})}{\sigma(\kappa)\sigma(\tilde{\kappa})\sigma(W + \rho)\sigma(W - \rho)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$W = z - \frac{s_1}{2}t, \quad (11)$$

параметр эллиптических функций равен

$$m = \frac{(\nu_2 - \nu_3)(\nu_1 - \nu_4)}{(\nu_1 - \nu_3)(\nu_2 - \nu_4)}, \quad (12)$$

а параметры ρ , κ , $\tilde{\kappa}$ определяются по формулам

$$\begin{aligned} \wp(\rho) &= \frac{s_2 - 3J(\nu_1\nu_2 + \nu_3\nu_4)}{12} + \frac{J(\nu_1 - \nu_3)(\nu_2 - \nu_3)}{4}, \\ \wp(\kappa) &= \frac{s_2 - 3J(\nu_1\nu_2 + \nu_3\nu_4)}{12} + \frac{J(\nu_1 - \nu_3)(\nu_2 - \nu_3)(1 - \nu_4)}{4(1 - \nu_3)}, \\ \wp(\tilde{\kappa}) &= \frac{s_2 - 3J(\nu_1\nu_2 + \nu_3\nu_4)}{12} + \frac{J(\nu_1 - \nu_3)(\nu_2 - \nu_3)(1 + \nu_4)}{4(1 + \nu_3)}, \end{aligned} \quad (13)$$

$\wp$, σ , ζ – функции Вейерштрасса.

Рассмотрим важные предельные случаи этого решения. В солитонном пределе $m = 1$ две комплексно сопряженные пары (4) сливаются в одну:

$$\lambda = \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3^* = \lambda_4^* = \alpha + i\gamma, \quad \lambda' = \sqrt{\lambda^2 + J}, \quad (14)$$

параметры ν_i переходят в этом пределе в

$$\nu_1 = \nu_2 = 1, \quad \nu_3 = \frac{\lambda\lambda' + \lambda^*\lambda'^*}{\lambda'\lambda^* + \lambda\lambda'^*}, \quad \nu_4 = -\frac{1}{J}(\lambda\lambda^* + \lambda'\lambda'^*). \quad (15)$$

Формула (9) тогда дает

$$M_3 = \frac{\nu_4(1 - \nu_3) + (\nu_3 - \nu_4) \operatorname{ch}^2(\gamma W)}{1 - \nu_3 + (\nu_3 - \nu_4) \operatorname{ch}^2(\gamma W)}, \quad W = z - 2\alpha t. \quad (16)$$

Если ввести угол между векторами $\mathbf{M}$ и $\mathbf{n}$, так что

$$M_3 = \cos \theta, \quad (17)$$

то это солитонное решение можно представить в виде [4]

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) = \frac{\gamma^2/J}{\Omega \operatorname{ch}^2(\gamma W) - (\Omega - \Omega_1)/2}, \quad (18)$$

где

$$\Omega = \frac{1}{J} \sqrt{(\alpha^2 - \gamma^2 + J)^2 + 4\alpha^2\gamma^2}, \quad \Omega_1 = \frac{1}{J}(\alpha^2 - \gamma^2 + J). \quad (19)$$

Волне с исчезающе малой амплитудой модуляции на однородном фоне соответствует условие $\nu_2 = \nu_3$ ($m = 0$), что, как можно убедиться из выражений, аналогичных (5), происходит при $\delta = 0$. Выпишем нужные нам для дальнейшего стационарные решения уравнения Ландау–Лифшица для волн с постоянной амплитудой (несущей), которые в принципе можно получить из общих выражений (9), (10), полагая $\delta = 0$, $\alpha = 0$. В случае сильной анизотропии $J > \gamma^2$:

$$\nu_1 = \sqrt{\frac{J + \beta^2}{J}}, \quad \nu_2 = \nu_3 = \sqrt{\frac{J - \gamma^2}{J}}, \quad \nu_4 = -\sqrt{\frac{J + \beta^2}{J}}, \quad (20)$$

и решение (9), (10) приобретает вид

$$M_3 = \sqrt{\frac{J - \gamma^2}{J}}, \quad M_- = \frac{\gamma}{\sqrt{J}} \exp \left[it \sqrt{J(J - \gamma^2)} \right], \quad J > \gamma^2. \quad (21)$$

В случае же слабой анизотропии $J < \gamma^2$ имеем

$$\nu_1 = \frac{\beta \sqrt{\gamma^2 - J} + \gamma \sqrt{J + \beta^2}}{J}, \quad \nu_2 = \nu_3 = 0, \quad \nu_4 = \frac{\beta \sqrt{\gamma^2 - J} - \gamma \sqrt{J + \beta^2}}{J}, \quad (22)$$

и (9), (10) переходят в

$$M_3 = 0, \quad M_- = \exp \left[-iz \sqrt{\gamma^2 - J} \right]. \quad (23)$$

В слабонеоднородных периодических волнах параметры λ_i (см. (4)) становятся функциями “медленных” переменных $Z = \varepsilon z$, $T = \varepsilon t$, где ε – отношение характерных “быстрого” и “медленного” параметров задачи. Усредняя уравнение Ландау–Лифшица (после подстановки в него периодического решения (9), (10) с зависящими от координаты и времени параметрами λ_i) по быстрой фазовой переменной W , можно в принципе получить уравнения Уизема для $\lambda_i(Z, T)$. Наиболее естественно процедура такого усреднения для интегрируемых уравнений формулируется в рамках метода обратной задачи рассеяния. В [12, 13] было показано, что именно точки ветвления (гипер)эллиптической кривой (3) являются инвариантами Римана модуляционной системы:

$$\frac{\partial \lambda_i}{\partial T} + V_i(\lambda) \frac{\partial \lambda_i}{\partial Z} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (24)$$

Простое доказательство этого факта для случая схемы Абловица–Каупа–Ньюэлла–Сигура приведено в [14]. Выражения для групповых скоростей V_i могут быть представлены в универсальной форме [15–17]

$$V_i = \left(1 - \frac{L}{\partial_i L} \partial_i \right) U, \quad \partial_i \equiv \partial / \partial \lambda_i, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (25)$$

где L — длина волны, U — ее фазовая скорость. Формула (25) является следствием закона сохранения числа волн [7] в случае, когда длина волны и фазовая скорость выражены через инварианты Римана. В рассматриваемом случае длина волны равна (см. [14])

$$L = \oint \frac{d\lambda}{\sqrt{-P(\lambda)}} = \frac{4K(m)}{\sqrt{(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_2)}}, \quad (26)$$

где контур интегрирования охватывает точки ветвления λ_1, λ_3 кривой (3), так что

$$m = \frac{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_4)}{(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_3)}, \quad (27)$$

что, как можно показать, совпадает с (12), а фазовая скорость выражается через инварианты Римана λ_i следующим образом (см. [11]):

$$U = \frac{1}{2}s_1 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 \lambda_i. \quad (28)$$

Явные формулы для $V_i(\lambda)$ получаются подстановкой (26) и (28) в (25) и содержат полные эллиптические интегралы $K(m)$ и $E(m)$ первого и второго родов. Замечательно, что они совпадают с полученными ранее формулами для нелинейного уравнения Шредингера [18], нелинейного уравнения Шредингера с производной [15], магнетика Гейзенберга [8]. При этом напомним еще раз, что связь инвариантов Римана с “физическими” переменными в каждом случае своя.

3. РАЗВИТИЕ НЕОДНОРОДНОЙ ОБЛАСТИ ПРИ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

Пусть в начальный момент $t = 0$ вблизи точки $x = 0$ образовалось малое возмущение волны с постоянной амплитудой (21) или (23). Стандартный анализ эволюции возмущения показывает, что линейные волны модуляции имеют в общем случае закон дисперсии

$$\omega - \alpha k = k\sqrt{k^2 - \gamma^2}, \quad (29)$$

полностью аналогичный теории нелинейного уравнения Шредингера [6]. Заметим, что стационарным состояниям (21), (23) соответствует $\alpha = 0$, $|k| = \gamma$. Достаточно длинноволновые возмущения с $|k| < \gamma$ оказываются неустойчивыми, благодаря чему возмущение будет нарастать, превращаясь в распространяющуюся по образцу область неоднородности. Как и в [6], мы предполагаем, что эта область может быть представлена в виде симметричной относительно начала координат промодулированной периодической волны, в центре которой формируются солитоны (16) ($m \simeq 1$), а на краях амплитуда модуляции обращается в нуль (это происходит при $m \rightarrow 0$) и решение сшивается с волнами (21) или (23). При достаточно больших временах, когда размеры неоднородной

области много больше размера начального возмущения, задача приобретает автомодельный характер и параметры волны λ_i , $i = 1, 2, 3, 4$, зависят лишь от переменной $\tau = Z/T$. Уравнения Уизема (24) приобретают при этом форму (ср. [19])

$$\frac{d\lambda_1}{d\tau}(V_1 - \tau) = 0, \quad \frac{d\lambda_2}{d\tau}(V_2 - \tau) = 0. \quad (30)$$

Уравнения для λ_3 и λ_4 комплексно сопряжены к (30). Ясно, что системе (30) можно удовлетворить, положив один из параметров λ_1 , λ_2 постоянным, а другой при этом должен изменяться так, чтобы соответствующая скорость равнялась τ . Как было показано в предыдущем разделе, условие сшивки на границах области неоднородности требует, чтобы в этих точках $\delta \rightarrow 0$. Таким образом, переменным параметром является λ_2 , и мы приходим к решению

$$\lambda_1 = \text{const}, \quad V_2 = \tau = Z/T, \quad (31)$$

или после подстановки (26) и (28) в (25),

$$\alpha + i\gamma = \text{const},$$

$$\alpha + \beta + \frac{2\delta[\gamma - \delta + i(\beta - \alpha)]K(m)}{(\beta - \alpha)[K(m) - E(m)] + i[(\delta - \gamma)K(m) + (\delta + \gamma)E(m)]} = \frac{Z}{T}. \quad (32)$$

Разделяя в последнем уравнении действительную и мнимую части, получаем

$$\mu(m) \equiv \frac{E(m)}{K(m)} = \frac{(\alpha - \beta)^2 + (\gamma - \delta)^2}{(\alpha - \beta)^2 + \gamma^2 - \delta^2}, \quad (33)$$

$$2\beta + \frac{\gamma^2 - \delta^2}{\beta - \alpha} = \frac{Z}{T}, \quad (34)$$

что вместе с (27) определяет неявным образом зависимость модуляционных параметров β и δ от переменной $\tau = Z/T$. Поскольку в “начальных данных” (21) и (23) соответственно $\alpha = 0$ и α постоянна всюду (см. (32)), то найденное нами решение принимает вид

$$\mu(m) = \frac{\beta^2 + (\gamma - \delta)^2}{\beta^2 + \gamma^2 - \delta^2}, \quad (35)$$

$$m = \frac{4\gamma\delta}{\beta^2 + (\gamma + \delta)^2}, \quad (36)$$

$$2\beta + \frac{\gamma^2 - \delta^2}{\beta} = \frac{Z}{T}, \quad (37)$$

где γ определена (заданным) однородным состоянием (21) или (23) в зависимости от характера анизотропии. Здесь удобно выразить β и δ как функции m (см. [6]):

$$\beta = \frac{2\gamma}{m\mu(m)} \{ (1-m)[\mu^2(m) + m - 1] \}^2, \quad (38)$$

$$\delta = \frac{\gamma}{m\mu(m)} \{ (2-m)\mu(m) - 2(1-m) \}. \quad (39)$$

На краях области неоднородности $Z_{\pm}$, когда модуляция волны исчезает и $m \rightarrow 0$, имеем $\beta = \gamma/\sqrt{2}$, $\delta = 0$, так что (38) дает скорость движения ее границ:

$$\left| \frac{Z_{\pm}}{T} \right| = 2\sqrt{2}\gamma. \quad (40)$$

Как было указано в [6], это значение соответствует минимуму групповой скорости волн модуляции $(d\omega/dk)_{\min}$, поскольку именно в этом случае внутренняя промодулированная волна может быть спита с единственной волной внешнего бесконечно малого возмущения, распространяющегося с групповой скоростью $|d\omega/dk| = |Z/T|$ ($Z \geq Z_+$, $Z \leq Z_-$).

Расстояние между солитонами в центральной части неоднородной области растёт, как это следует из (37)–(39), логарифмически:

$$L \approx \frac{2}{\gamma} \ln \frac{1}{|\tau|}, \quad |\tau| \ll 1. \quad (41)$$

При этом скорость их разбегания 2β стремится в этой области к нулю:

$$2\beta \simeq 16\gamma\tau, \quad |\tau| \ll 1, \quad (42)$$

а солитоны (16) (или (18)) приобретают форму двух доменных стенок с толщиной $\sim 1/\sqrt{J}$, разнесенных на расстояние порядка L (см. [4]). Перемагниченная область, окружающая точку $z = 0$, характеризуется тем, что при $z = 0$ параметр β (как и фазовая скорость) меняет знак (см. (42)), проходя через нуль. Поэтому доменные стенки по разные стороны от этой центральной перемагниченной области движутся в разные стороны с убывающей со временем скоростью. Очевидно, что возникающий достаточно протяженный участок однородной намагниченности сам становится неустойчивым относительно малых возмущений и внутри него также может образоваться область неоднородности, аналогичная рассмотренной выше. Однако изложенная здесь теория будет применима к этой новой области лишь до тех пор, пока ее размеры много меньше L . Когда же она расширится до размеров порядка L , то будет необходимо учитывать взаимодействие двух нелинейных волн, так что мы выходим за пределы рассматриваемого нами промодулированного однофазного решения. Возникшие же с помощью рассмотренного нами механизма домены могут закрепиться на неоднородностях квазиодномерного ферромагнетика и образовать стационарную доменную структуру.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-01-01453). Один из авторов (Г.А.Э.) благодарит также Международный центр фундаментальной физики в Москве за частичную финансовую поддержку в рамках программы INTAS.

Список литературы

- [1] *J. Bernasconi, T. Schneider.* Physics in One Dimension. Berlin: Springer, 1981.
- [2] *S. E. Trullinger, V. E. Zakharov, V. L. Pokrovsky.* Solitons. Amsterdam: North-Holland, 1986.
- [3] *A. R. Bishop, D. K. Campbell, P. Kumar, S. E. Trullinger.* Nonlinearity in Condensed Matter. Berlin: Springer, 1987.
- [4] *А. М. Косевич, Б. А. Иванов, С. А. Ковалев.* Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983.
- [5] *В. И. Карпман.* Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.
- [6] *G. A. El', A. V. Gurevich, V. V. Khodorovskii, A. L. Krylov.* Phys. Lett. 1993. V. A177. P. 357.
- [7] *Дж. Уизем.* Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
- [8] *А. М. Камчатнов.* Phys. Lett. 1992. V. A162. P. 389.
- [9] *Р. Ф. Бижбаев, А. И. Бобенко, А. Р. Итс.* ДАН СССР. 1983. Т. 272. С. 1293.
- [10] *А. И. Бобенко.* Функциональный анализ и его приложения. 1985. Т. 19. С. 6.
- [11] *А. М. Камчатнов.* ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 1606.
- [12] *H. Flaschka, G. Forest, D. W. McLaughlin.* Comm. Pure Appl. Math. 1979. V. 33. P. 739.
- [13] *И. М. Кричевер.* Функциональный анализ и его приложения. 1988. Т. 22. № 3. С. 37.
- [14] *А. М. Камчатнов.* Phys. Lett. 1994. V. A186. P. 389.
- [15] *А. М. Камчатнов.* ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С. 144.
- [16] *А. В. Гуревич, А. Л. Крылов, Г. А. Эль.* Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. С. 104.
- [17] *В. Р. Кудашев.* Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. С. 179.
- [18] *М. В. Павлов.* ТМФ. 1987. Т. 71. С. 351.
- [19] *А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский.* ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 590.

Поступила в редакцию 24.XI.1995 г.

A. M. Kamchatnov, A. L. Krylov, G. A. El'

**ON ASYMPTOTIC EVOLUTION OF A LOCALIZED
PERTURBATION IN THE CASE OF ONE DIMENSIONAL
LANDAU-LIFSHITZ EQUATION WITH ONE-AXIS ANISOTROPY**

Modulational instability of the plane waves in one-dimensional ferromagnetic described by the Landau-Lifshitz equation is analysed on the basis of the Whitham method. It is shown that this instability leads to formation of the domain structure in the system.