УДК 621.315.592

Многочастотные кинки в многочастотных внешних полях

© М.Е. Поляков¶

Институт тепло- и массообемена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Республики Беларусь,
220072 Минск, Республика Беларусь

(Получена 25 марта 2002 г. Принята к печати 29 марта 2002 г.)

Для любых амплитуд многочастотных сил из общих принципов и без упрощений получены и решены в аналитической форме двумерные уравнения для многочастотных групп кинков. Представлен анализ движения кинков.

1. Введение

Интерес к топологическим дефектам растет [1]. Их свойства определяются межграничным состоянием вещества после нарушения симметрии. В данной работе в качестве топологического дефекта рассматривается кинк, классическим примером которого является перегиб на дислокации с пайерлсовским рельефом барьера [2]. Считается установленным, что перемещение дислокаций в полупроводниках с высоким барьером Пайерлса типа арсенида галлия определяется скоростями образования и перемещения кинка [3–5].

Для квадратичного синусоидального барьера в работах [3–8] выведено, решено и проанализировано двумерное статическое нелинейное уравнение кинка. В движущейся системе координат исследован профиль кинка в зависимости от внешнего воздействия. Показано, что при внешнем воздействии, превышающем линейное натяжение кинка в полюсе, происходит разрыв кинка (катастрофа). В записи граничных условий учитывалась трансляционная симметрия профилей барьеров: y-координаты концов кинка смещались на равные величины. Удалось обнаружить разрыв солитона в поле внешней силы и в случае модели одномерной дислокации [9]. Для любой амплитуды внешней силы из общих принципов и без упрощений выведено двумерное уравнение движения кинка [10,11]. Получено решение в аналитической форме. Определены выражения для продольной и поперечной составляющих скоростей кинка.

В работе [12] выведены, аналитически решены и проанализированы нелинейные двумерные уравнения движения группы многочастотных кинков в стационарном внешнем поле. Использовался однопериодный квадратичный синусоидальный барьер с разной амплитудой барьера для разных кинков и с изменяющейся амплитудой барьера от частоты. В аналитической форме определены выражения для продольных и поперечных составляющих скоростей (x, y)-сегментов $(p{-}\text{x})$-кинков, а также получены соотношения скоростей для двух любых кинков и условие равенства скоростей двух любых кинков. При отсутствии воздействия внешней силы значения поперечных и продольных скоростей (x, y)-сегментов $(p{-}\text{x})$-кинков не равны нулю, а имеют вполне конкретные величины, зависящие от минимальных энергий кинков, масс кинков и максимальных энергий барьеров. Типичные современные исследования кинков базируются на одномерных одноатомных цепочках [9,13,14].

В данной работе выведены, решены и проанализированы нелинейные двумерные уравнения движения группы многочастотных кинков во внешних многочастотных полях. Использовался однопериодный квадратичный синусоидальный барьер с разной амплитудой барьера для разных кинков и с изменяющейся амплитудой барьеров от частоты. В аналитической форме определены выражения для продольных и поперечных составляющих скоростей (x, y)-сегментов $(p{-}\text{x})$-кинков, имеющих частоты собственных колебаний амплитуд барьеров и частотные смещения концов кинков из долин рельефа.

2. Вывод базового уравнения

Пусть двумерный барьер $G(r)$ описывается квадратичной синусоидальной функцией с периодом, равным a,

$$G(r) = \left\{ G_0(r) + [G_{mp}(r) - G_0(r)] \cdot \sin^2 \frac{\pi y}{a} \right\} \times (1 + \sin^2 q), \qquad (1)$$

где $G_0(r)$ и $G_{mp}(r)$ — минимальные и максимальные энергии барьеров соответственно, $p = 1, 2, 3\ldots$ — номера барьеров, $\omega_p t_p + \varphi_p = q$ — фаза собственных колебаний амплитуды p-го барьера (индекс p опущен здесь и далее, в том числе для иных параметров), ω_p — частота собственных колебаний амплитуды p-го барьера, t_p — время собственных колебаний амплитуды p-го барьера, φ_p — начальная фаза собственных колебаний p-го барьера, $r = (x, y, p, q)$, x, y — ортогональные координаты. Вдоль оси x энергии барьеров не изменяются. Максимальные амплитуды $G_{mp}(r)$ изменяются лишь от y-координаты. Перед значением $\sin^2 q$ коэффициент $h_p > 0$ временно опущен. Дислокация, расположенная на дне долины, обладает энергией, и поэтому в общем случае значение $G_0(r)$ не равно нулю.

Кинки располагаются так, что их концы, размещенные на бесконечности при $x = \pm\infty$, в которых $dy/dx = 0$ при значениях $x = +\infty$, смещены из долин $y = 0$, a, $2a$, ..., $(p-1)a$, где $p = 1, 2, 3\ldots$, на величины $y_0 \sin^2 g_1$, $y_1 \sin^2 g_2$, $y_2 \sin^2 g_3 \ldots$, $y_{p-1} \sin^2 g_p$ соответственно для 1, 2, 3-го ..., p-го кинков, а вторые концы

¶ Fax: 375 17 2840879

кинков, находящиеся при $x = -\infty$, смещены из долин $y = a,\ 2a,\ 3a, \ldots,\ pa$ на величины $(y_0 + a)\sin^2 g_1$, $(y_1 + a)\sin^2 g_2$, $(y_2 + a)\sin^2 g_3 \ldots$, $(y_{p-1} + a)\sin^2 g_p$ соответственно для 1, 2, 3-го $\ldots$, p-го кинков $(0 \le y_{p-1}\sin^2 g_p \le a/2)$ в случае одинаковых максимальных амплитуд барьеров; $(\theta_p t_{pg} + \phi_p) = g_p$ — фаза вынужденных колебаний концов $(p-\text{x})$-кинков, θ_p — вынужденная частота колебаний концов p-го кинка, t_{pg} — времена вынужденных колебаний концов p-го кинка, ϕ_p — начальная фаза вынужденных колебаний концов p-го кинка.

В принципе в неподвижной системе координат задание вынужденной фазы колебаний второго конца кинка g_p излишне, поскольку в момент скачка в области разрыва (x, y)-сегменты p-го кинка перескакивают с p-го кинка на соседний $(p+1)$-барьер в полюсную точку с y-координатой, обладая энергией, равной энергии (x, y)-сегмента в полюсной точке на p-м барьере, и последующим смещением на дно p-й долины с выделением энергии (динамическая катастрофа) [3–5]. Процесс скачка сегмента кинка аналогичен процессу переноса сыпучей массы песка от движущегося лемеха плуга в борозде пашни или удару пастушьего хлыста, сопровождающегося хлопком.

Линейные натяжения $(p-\text{x})$-кинков определяют потенциальные энергии сегментов кинков с частотами собственных колебаний ω_p, временами собственных колебаний t_p и начальными фазами φ_p в каждой точке профилей $(p-\text{x})$-кинков, равные энергиям $(p-\text{x})$-барьеров, имеющих аналогичные частоты собственных колебаний ω_p, аналогичные времена собственных колебаний t_p и аналогичные начальные фазы собственных колебаний φ_p в тех же точках (модель одевания). Для анализа процессов на разных временны́х интервалах обозначения времен собственных и вынужденных колебаний разные.

Профили кинков определяются минимальными энергиями кинков, а силы внешних воздействий на концы кинков равны реакциям барьеров в точках воздействия, причем частота внешнего воздействия, естественно, не может превышать частоту следования профиля кинка за внешним возмущением. Реальный кинк отличается от модельного тем, что почти вся ширина активной части кинка размещена в узком интервале длины, и лишь оставшаяся незначительная часть ширины приходится на почти пассивную бесконечность. Для фаз собственных колебаний энергий $(p-\text{x})$-кинков q в точках смещения концов $(p-\text{x})$-кинков $y_{p-1}\sin^2 g_p$ при $x = +\infty$ из долин $y = 0,\ a,\ 2a, \ldots,\ (p-1)a$ энергии колебаний $(p-\text{x})$-кинков, определяемые фазами собственных колебаний энергий барьеров q в тех же точках, равны

$$G(x, p, q, g) = \Big\{G_0(r, g) + [G_{mp}(r, g) - G_0(r, g)] \times \sin^2\frac{\pi y_{p-1}\sin^2 g_p}{a}\Big\}(1 + \sin^2 q). \quad (2)$$

Для вывода базовых уравнений записываются условия сохранения энергий, когда сумма потенциальной и кинетической энергий сегмента кинка равна удвоенной потенциальной энергии в каждой точке кинка. В неконсервативной системе подводимая потенциальная энергия к кинку превращается в кинетическую энергию кинка и рассеивается. В каждой точке (x, y)-профилей $(p-\text{x})$-кинков с определенными фазами собственных колебаний q, фазами вынужденных колебаний концов кинков g_p условия равенства кинетических и потенциальных энергий единиц длин (x, y)-сегменов $(p-\text{x})$-кинков, с началом размещения концов $(p-\text{x})$-кинков на p-м барьере в точках x, $y_{p-1}\sin^2 g_p$, представляются в виде

$$G_{g(p)}(r)\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right]^{1/2} = M\left[\left(\frac{dy}{dt}\right)^2_{g(p)}(p, q) + \left(\frac{dx}{dt}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right], \quad (3)$$

где M — полумасса покоя единиц длин (x, y)-сегментов кинков; $(dy/dt)_{g(p)}(p, q)$, $(dx/dt)_{g(p)}(p, q)$ — соответственно поперечные и продольные скорости (x, y)-сегментов p-го кинка с определенной собственной фазой колебаний q и вынужденной фазой колебания концов кинков g_p. При выводе уравнения синус-Гордон для исследования поведения дислокаций в одномерном приближении в работе [15] также использовалось условие равенства нулю суммы потенциальной и кинетической энергий.

3. Решение уравнения и обсуждение результатов

Поскольку потенциальная энергия (x, y)-сегмента p-го кинка в соседней точке рядом с любой точкой (x, y), при определенной собственной фазе колебания q и вынужденной фазе колебаний концов кинков g_p, обычно представляется в виде [3–5]

$$G_{g(p)}(r)\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right]^{1/2},$$

члены $G_{g(p)}(r)$, выражающие энергию (x, y)-сегмента p-го кинка с той же фазой собственных колебаний q и фазой вынужденных колебаний концов кинков g_p в соседних точках рядом с точками $y_{p-1}\sin^2 g_p$, аналогично можно представить в виде

$$G_{g(p)}(r) = G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q) \times \left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right]^{1/2}. \quad (4)$$

После подстановки выражений (4) в уравнения (3) получаем

$$G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q) = M\left(\frac{dx}{dt}\right)^2_{g(p)}(p, q).$$

Выражение для продольных скоростей (x, y)-сегментов p-го кинка $(dx/dt)_{g(p)}(p, q)$, имеющего фазу собственных колебаний q и фазу вынужденных колебаний концов кинка g_p, приобретает вид

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{g(p)}(p, q) = \left[G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q)M^{-1}\right]^{1/2}$$

или

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{g(p)}(p, q) = \left\{\left[G_0(r) + [G_{mp}(r) - G_0(r)] \times \sin^2 \frac{\pi(y_{p-1}\sin^2 g_p)}{a}\right](1 + \sin^2 q)M^{-1}\right\}^{1/2}.$$

Рассмотрим частный случай профиля энергий барьеров $G(r)$ вида

$$G(r) = \left\{G_0(r) + \left[(pG_{m1})(r) - G_0(r)\right]\sin^2\frac{\pi y}{a}\right\} \times (1 + \sin^2 q).$$

В этом случае значения энергий концов кинков $G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q)$ в точках $(x, y_{p-1}\sin^2 g_p)$ с определенными фазами собственных колебаний (x, y)-сегментов $(p-$х)-кинков q имеют вид

$$G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q) = \left\{G_0(r) + \left[(pG_{m1})(r) - G_0(r)\right] \times \left[\sin^2\frac{\pi(y_{p-1}\sin^2 g_p)}{a}\right]\right\}(1 + \sin^2 q),$$

а величины продольных скоростей (x, y)-сегментов $(p-$х)-кинков для фаз собственных колебаний q и фаз вынужденных колебаний концов кинков g_p выражаются в виде

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{g(p)}(p, q) = \left\{\left[G_0(r) + [pG_{m1}(r) - G_0(r)] \times \sin^2\frac{\pi(y_{p-1}\sin^2 g_p)}{a}\right](1 + \sin^2 q)M^{-1}\right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Из выражений (5) следует, что для фаз собственных колебаний амплитуд барьеров q продольные скорости (x, y)-сегментов $(p-$х)-кинков растут как с ростом внешнего воздействия до значения $y_p \to y_{p-1}\sin^2 g_p$ (точки $y_p = y_{p-1}\sin^2 g_p$ — точки сингулярностей) при определенных pG_{m1}, G_0, M, так и с ростом pG_{m1}, G_0/M при неизменных y_p. С ростом амплитуд барьеров pG_{m1} или с ростом энергий барьеров, обусловленных изменениями фаз собственных колебаний амплитуд барьеров q, и при постоянных значениях $y_{p-1}\sin^2 g_p$ продольные скорости (x, y)-сегменов $(p-$х)-кинков растут. При этом продольные скорости (x, y)-сегментов $(p-$х)-кинков изменяются пропорционально корню квадратному из изменения максимальных высот барьеров pG_{m1} и пропорционально синусоидальному изменению фаз q. Этот вывод коррелирует с экспериментальными результатами о линейной зависимости скорости 60°- и винтовых дислокаций от напряжения в высокочистых кристаллах во всем диапазоне исследуемых напряжений [16]. В отсутствие внешнего смещения, для случая отсутствия от нуля минимального линейного натяжения, продольные скорости (x, y)-сегментов $(p-$х)-кинков одинаковы, не равны нулю, зависят от синусоидального изменения фаз собственных колебаний амплитуд барьеров q, поэтому движутся попеременно, то ускоренно, то замедленно, не зависят от максимальных величин барьеров (новый способ стабилизации скоростей кинков), зависят от соотношения G_0/M:

$$\frac{dx}{dt}(p, q)\Big|_{g_p=0} = \left(\frac{G_0}{M}\left[1 + h_p\sin^2(\omega_p t_p + \varphi_p)\right]\right)^{1/2}.$$

Если во времена нарастания энергий $(p-$х)-барьеров, вызванных изменением фаз собственных колебаний амплитуд барьеров q, отмечается увеличение мгновенных скоростей (x, y)-сегментов $(p-$х)-кинков, то во времена снижения энергий $(p-$х)-барьеров, обусловленных тем же изменением фаз собственных колебаний q, ожидается снижение мгновенных скоростей $(p-$х)-кинков. Однако в случае изменения в выражениях для фаз собственных колебаний энергий барьеров знака на противоположный, $(1-\sin^2 q)$, характер зависимости „фаза–скорость“ изменяется также на противоположный.

Выражения для соотношения продольных скоростей движения (x, y)-сегментов $(p+1)$-го и p-го кинков, обладающих скоростями $(dx/dt)_{p+1}$, $(dx/dt)_p$, максимальными энергиями барьеров $(p+1)G_{m1}$, pG_{m1}, фазами собственных колебаний $q_{(p+1)}$, q_p и фазами вынужденных колебаний концов кинков $g_{(p+1)}$, g_p соответственно, представляются в виде

$$\frac{(dx/dt)_{p+1,q(p+1),g(p+1)}}{(dx/dt)_{p,q,g}} = \left\{\left(G_0[r(p+1)] + \left[(p+1)G_{m1}\left[r(p+1)\right] - G_0\left[r(p+1)\right]\right] \times \sin^2\frac{\pi(y_p\sin^2 g_{p+1})}{a}\right)(1 + \sin^2 q_{(p+1)}) \Big/ \left(G_0[r(p)] + \left[pG_{m1}\left[r(p)\right] - G_0\left[r(p)\right]\right] \times \sin^2\frac{\pi(y_{p-1}\sin^2 g_p)}{a}\right)(1 + \sin^2 q)\right\}^{1/2}.$$

Из этих выражений следует, что мгновенные скорости того кинка больше, у которого больше или максимальный барьер, или внешнее воздействие, обусловленное частотным полем, или энергия барьера, определяемая фазой собственных колебаний амплитуды барьера.

Следует заметить, что хотя профили $(p-$х)-кинков размещены на двух соседних барьерах, с началом на p-м и концом на $(p+1)$-м, реально профиль каждого p-го кинка размещен на p-м барьере, а на $(p+1)$-й барьер перескакивает лишь с последующим смещением на дно p-й долины. В этой связи при получении профилей кинков из условий минимизации их энергий допустимо исходить из одинаковой трансляционной симметрии профилей энергий $(p\text{—x})$-барьеров для определенного p-го кинка с максимальными амплитудами барьеров pG_{m1} для p-го кинка [3–5]. В действительности лишь релаксационные сегменты профилей $(p\text{—x})$-кинков, которые определяются из условий минимизаций энергий кинков на $(p+1)$-м барьере и выявляются при закреплении профилей на полюсах в отсутствие воздействия внешней силы, размещены на $((p+1)\text{—x})$-барьерах с максимальными амплитудами $(p+1)G_{m1}$, отличными от максимальных амплитуд $(p\text{—x})$-барьеров pG_{m1} [3–5].

Выражения для поперечных скоростей (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков $(dy/dt)_{g(p)}(p, q)$ при определенных фазах собственных колебаний линейных натяжений q, смещениях концов кинков $y_{p-1}\sin^2 g_p$ записываются в виде

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)_{g(p)}(p, q) = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{g(p)}(p, q)\left(\frac{dx}{dt}\right)_{g(p)}(p, q),$$

где $(dx/dt)_{g(p)}(p, q)$ — продольные скорости (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков, имеющих фазы собственных колебаний линейных натяжений q и фазы вынужденных колебаний концов кинков g_p. Наклоны (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков $(dy/dx)_{g(p)}(p, q)$ для фаз собственных колебаний q и фаз вынужденных колебаний концов кинков g_p определяются из выражений минимальных энергий кинков. В случаях изменений профилей энергий барьеров $G(r)$ лишь по оси y, определяемых формулами (1) и значениями энергий кинков $G(x, p, q, g_p)$ в точках (x, p, q, g_p), согласно (2), энергии (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков $U_{g(p)}(p, q)$, имеющих фазы собственных колебаний q и фазы вынужденных колебаний концов кинков g_p, выражаются в виде

$$U_{g(p)}(p, q) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} G_{g(p)}(r)\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right]^{1/2} dx.$$

Их можно минимизировать с помощью уравнений Эйлера

$$\frac{d}{dx}\left(f_{g(p)}(p, q) - \frac{\partial y}{\partial x}\frac{\partial f_{g(p)}(p, g)}{\partial(dy/dx)}\right) = 0,$$

из которых при

$$f_{g(p)}(p, q) = G_{g(p)}(r)\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right]^{1/2}$$

следуют соотношения

$$G_{g(p)}(r) = C_{0\,g(p)}(p, q)\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2_{g(p)}(p, q)\right]^{1/2}. \qquad (6)$$

Значения постоянных $G_{0\,g(p)}(p, q)$ находятся из условий $(dy/dx)_{g(p)}(p, q) = 0$ при $y = y_{p-1}\sin^2 g_p$, $x = +\infty$ и равны

$$G_{0\,g(p)}(p, q) = G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p,\ p,\ q).$$

Из (6) следуют выражения для наклонов (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков с определенными фазами собственных колебаний линейных натяжений q и фазами вынужденных колебаний концов кинков g_p

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{g(p)}(p, q) = \frac{[G^2_{g(p)}(r) - G^2(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q)]^{1/2}}{G(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q)}.$$

Формулы для поперечных скоростей (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков приобретают вид

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)_{g(p)}(p, q) = \left[\frac{G^2_{g(p)}(r) - G^2(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q)}{MG(x, y_{p-1}\sin^2 g_p, p, q)}\right]^{1/2} \times \left(\frac{dx}{dt}\right)_{g(p)}(p, g).$$

Для частного случая отсутствия смещения при $g_p = 0$, $G_{mp} = pG_{m1}$ поперечные скорости (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков, имеющих фазы собственных колебаний q и фазы вынужденных колебаний g_p, определяются выражениями

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)(p, q)\,\Big|_{g_p=0} = \left\{\left(\frac{\left[[pG_{m1}(r) - G_0(r)]\sin^2(\pi y/a)\right]^2}{MG_0(r)} + \frac{2G_0(r)\left[pG_{m1}(1) - G_0(r)\right]\sin^2(\pi y/a)}{MG_0(r)}\right) \times (1+\sin^2 q)\right\}^{1/2}\frac{dx}{dt}(p, q, g_p = 0),$$

отличными от нуля.

Задаваясь конкретными точками на поверхностях барьеров (x, y), фазами вынужденных колебаний концов кинков g_p и фазами собственных колебаний кинков q, получим значения скоростей (x, y)-сегментов $(p\text{—x})$-кинков для данных точек кинков, поскольку формы $(p\text{—x})$-барьеров, обладающие фазами собственных колебаний q при смещенных частотными колебаниями концах кинков g_p, автоматически определяют профили кинков в соответствии с минимальными энергиями кинков.

4. Заключение

Итак, в случае частотных внешних воздействий g_p на концы $(p\text{—x})$-кинков, обладающих фазами собственных колебаний линейных натяжений, получены нелинейные уравнения движения группы кинков для однопериодических квадратичных синусоидальных барьеров с различающимися амплитудами барьеров в поперечном направлении движения кинков. В аналитической форме определены выражения для продольных и поперечных составляющих скоростей (x, y)-сегментов $(p{-}\mathrm{x})$-кинков, имеющих фазы собственных колебаний q и частотные смещения концов кинков, а также получены соотношения скоростей для двух любых кинков. При отсутствии воздействия внешней силы значения поперечных и продольных скоростей (x, y)-сегментов $(p{-}\mathrm{x})$-кинков не равны нулю, а имеют вполне конкретные величины, зависящие от минимальных энергий кинков (если их значения не равны нулю), масс кинков M и высот барьеров, обусловленных фазами собственных колебаний амплитуд барьеров.

Автор весьма признателен А.Г. Хаткевичу и А.Б. Гавриловичу за обсуждения.

Список литературы

[1] Б.Э. Мейерович. УФН, **171**, 1033 (2001).
[2] Д. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций* (М., Атомиздат, 1972) с. 175 [J.P. Hirth, J. Lothe. *Theory of Dislocations* (N.Y.–San Francisco–London)].
[3] М.Е. Поляков. Препринт № 387 (Минск, Ин-т физики им. Б.И. Степанова, 1985).
[4] М.Е. Поляков. Препринт № 414 (Минск, Ин-т физики им. Б.И. Степанова, 1986).
[5] M.E. Polyakov. Phys. St. Sol. (b), **153**, 479 (1989).
[6] М.Е. Поляков. Препринт № 611 (Минск, Ин-т физики им. Б.И. Степанова, 1990).
[7] M.E.Polyakov. Acta Cryst. A, **49**, 202 (1993).
[8] M.E. Polyakov. Microsc. Semicond. Mater. Conf. (Oxford) [Inst. Phys. Conf. Ser., N 157, 91 (1997)].
[9] A. Milchev, G.M. Mazzuchelli. Phys. Rev. B, **38**, 2808 (1988).
[10] М.Е. Поляков. *Матер. Межд. научн.-техн. сем. „Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах“* (М., МЭИ, 1999) с. 163.
[11] М.Е. Поляков. *Матер. Межд. научн.-техн. сем. „Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах“* (М., МЭИ, 2000) с. 94.
[12] М.Е. Поляков. *Матер. XXXI Межд. научн. метод. сем. „Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах“* (М., МЭИ, 2001) с. 280.
[13] О.В. Усатенко, А.В. Горбач, А.С. Ковалев. ФТТ, **43**, 1202 (2001).
[14] А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин. ФТТ, **43**, 3 (2001).
[15] А.С. Давыдов. *Солитоны в молекулярных системах* (Киев, Наук. думка, 1988) с. 229.
[16] M. Imai, K. Sumino. Phil. Mag. A, **47**, 599 (1983).

Редактор Л.В. Шаронова

Multiple-frequency kinks in external multiple-frequency fields

M.E. Polyakov

Heat and Mass Transfer Institute,
National Academy of Sciences,
220072 Minsk, Belarus

Abstract For any amplitude of the frequency forces from the general principles and without simplifications have been obtained and solved the two-dimensional equations of many-frequency-group kinks motion. Kinks motion analysis is presented.