

**МЕЖДУНАРОДНАЯ ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦИЯ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ МАТЕМАТИКА И ЕЕ
ПРИЛОЖЕНИЯ В ЕСТЕСТВОЗНАНИИ»**

**СБОРНИК ТРУДОВ
ТОМ 2. ФИЗИКА**

ЛЕКЦИИ И НАУЧНЫЕ СТАТЬИ

**Уфа
РИЦ БашГУ
2009**

Научное издание

**Международная школа-конференция для студентов, аспирантов и
молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в
естествознании»**

Сборник трудов

Том 2. Физика

Редактор А.Ф. Файзуллина

Корректор А.И. Николаева

*Лицензия на издательскую деятельность
ЛР № 021319 от 05.01.99 г.*

Подписано в печать
Бумага офсетная. Формат 60x84/16. Гарнитура Times.
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. . Уч.-изд. л.
Тираж . Изд. № . Заказ .
Цена договорная.

*Редакционно-издательский центр
Башкирского государственного университета
450074, РБ, г.Уфа, ул.З.Валиди, 32.*

*Отпечатано на множительном участке
Башкирского государственного университета
450074, РБ, г.Уфа, ул.З.Валиди, 32.*

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ГОУ ВПО БАШКИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГОУ ВПО БАШКИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. М. АКМУЛЛЫ

**МЕЖДУНАРОДНАЯ
ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦИЯ
ДЛЯ СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ МАТЕМАТИКА И ЕЕ
ПРИЛОЖЕНИЯ В ЕСТЕСТВОЗНАНИИ»**

**Сборник трудов
Том 2. Физика**

Лекции и научные статьи

Уфа
РИЦ БашГУ
2009

УДК 51, 53
ББК 22.1+22.3
Т29

Сборник издан при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (гос. контракт №02.741.12.2037), РФФИ (проект №09-01-06820-моб-г), а также при финансовой поддержке БашГУ.

Редакционная коллегия:

д-р хим. наук, проф. **Р.Ф. Талипов** (проректор по науке БашГУ);
д-р хим. наук, проф. **Р.М. Ахметханов** (*отв. редактор*);
д-р физ.-мат. наук, проф. **Е.Г. Екомасов** (*отв. редактор*);
д-р физ.-мат. наук, проф. **Р.М. Вахитов** (*отв. редактор*);
канд. хим. наук **И.Р. Латыпова** (*отв. редактор*);
инж. **А.С. Хамаев**; инж. **Е.Р. Гареева**

**Международная школа-конференция для студентов,
Т29 аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и
ее приложения в естествознании»:**

Сборник трудов. Том 2. Физика.– Уфа: РИЦ БашГУ, 2009.- с.

ISBN

В сборнике трудов помещены лекции и научные статьи участников международной школы-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании».

Научные статьи воспроизводятся с представленных авторами оригиналов.

УДК 51, 53
ББК 22.1+22.3

ISBN

© Коллектив авторов, 2009 г.
© БашГУ, 2009 г.

УДК 523.11

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ ПАРАФИНОВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В ТРУБЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Абдуллина В.А., Фатыхов М.А.

Башкирский государственный педагогический университет им. М.
Акмуллы, г. Уфа, Россия

Исследован новый способ ликвидации асфальто-парафиновых и газогидратных пробок в нефтепроводах с помощью передвижного источника электромагнитного излучения. Передвижной источник электромагнитного излучения устраняет пробку путем ее расплавления вследствие выделения тепла при поглощении электромагнитной волны. Для эффективного проплавления диэлектрической пробки источник электромагнитного излучения передвигается вдоль трубы по мере перемещения поверхности раздела твердой и жидкой фаз. Теоретически исследованы особенности изменения источников тепла в зависимости от частоты и типа волн в трубе.

Введение

В последнее время все большее количество природных углеводородов транспортируется по трубопроводам в условиях, приводящих к образованию мощных пробок, состоящих из асфальто-парафинов или кристаллогидратов. Надежная и коммерчески выгодная эксплуатация таких трубопроводов в условиях, благоприятных для образования кристаллогидратных и асфальто-парафиновых пробок, требует разработки новых методов разрушения таких пробок, а также создания способов профилактики их образования.

Используемые в настоящее время способы разрушения пробок зависят, прежде всего, от их вида, структуры, физико-химических характеристик и тому подобное. Для разрушения асфальто-парафиновых пробок, образующихся в нефтепроводах, в основном используются методы разогрева (паром или горячей водой), химические методы и методы механической очистки трубопроводов. Все методы очистки от пробок нефте- и газопроводов, используемые в настоящее время, требуют больших финансовых затрат, технологически очень сложны, а иногда (например, химические методы) приводят к негативным побочным явлениям. В связи со сказанным представляет интерес использование мощного электромагнитного излучения для теплового воздействия на асфальто-парафиновые отложения,

образующиеся в нефтяных скважинах на участках насосно-компрессорных станций и магистральных нефтепроводов.

Этот процесс сопровождается одновременным проявлением в отложениях электродинамических, термодинамических и гидродинамических явлений. Изучение их позволяет, во-первых, вести контроль за плавлением отложения высокочастотным электромагнитным полем, во-вторых, управлять данным процессом, и, в-третьих, оценить эффективность этого метода. Поэтому необходимо рассмотреть электро-, термо- и гидродинамические процессы, происходящие в отложениях, заполняющего трубы.

В этой работе для устранения парафиновых пробок в реальных нефтепроводах предлагается использовать передвижной источник электромагнитного излучения. Скорость его передвижения будет определяться скоростью движения границы раздела жидкой и твердой фаз в процессе плавления асфальто-парафинового отложения.

Постановка задачи. Основные уравнения.

Процесс нагревания и плавления парафиновой пробки будем описывать на основе уравнений теплопроводности с заданным внешним тепловым источником. В электродинамическом смысле трубу можно рассматривать как цилиндрический металлический волновод, заполненный диэлектриком. Предполагаем, что диэлектрик полностью заполняет металлический волновод. Уравнение теплопроводности запишем в общем виде без явного выделения фаз:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q(r, z, t) \quad (1)$$

где ρ – плотность парафинистой нефти, c – ее теплоемкость, λ – теплопроводность.

Плотность и теплопроводность считаем не зависящими от температуры, а теплоемкость при температуре фазового перехода T_5 имеет δ -образную особенность

$$C_T = C_0 + L\delta(T - T_5), \quad (2)$$

L – скрытая теплота фазового перехода, $\delta(T - T_5)$ - дельта-функция.

Плотность мощности объемного тепловыделения запишем в виде

$$Q = q\Theta(z - z_0(t)) \times \exp(-\alpha(z - z_0(t))), \quad (3)$$

Формула учитывает перемещение источника электромагнитного излучения по закону $z=z_0(t)$. В выражении (3):

$$\Theta(z - z_0) = \begin{cases} 1, & z \geq z_0; \\ 0, & z \leq z_0. \end{cases}$$

α – коэффициент затухания мощности ВЧ электромагнитной волны.

Распределение температуры в трубе определяется в основном плотностью объемных тепловых источников. В связи с этим изучим особенности их в трубе, заполненных парафиновым отложением.

Вычисление объемных источников тепла.

Парафино- и газогидраты представляют собой диэлектрики, которые характеризуются комплексной относительной диэлектрической проницаемостью[4]:

$$\tilde{\varepsilon}_d(\omega, T, p) = [\varepsilon'_d(\omega, T, p) - j\varepsilon''_d(\omega, T, p)], \quad (4)$$

$j = \sqrt{-1}$, где $\varepsilon'_d, \varepsilon''_d$ - действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды; $\omega = 2\pi f$ - циклическая частота; f - линейная частота электромагнитной волны; T и p - температура и давление.

Мнимая часть диэлектрической проницаемости, как известно, определяет плотность источников тепла, возникающих в материале при его взаимодействии с высокочастотным электромагнитным полем вида:

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \exp(j\omega t), \quad \dot{H} = \dot{H}_0 \exp(j\omega t). \quad (5)$$

Плотность источников тепла при этом вычисляется по следующей формуле:

$$q = \frac{\omega \varepsilon'_0 \varepsilon_0 \operatorname{tg} \delta}{2} |\dot{E}|^2, \quad \operatorname{tg} \delta \approx \frac{\varepsilon''_d}{\varepsilon'_d}, \quad (6)$$

ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс угла диэлектрических потерь среды; \dot{E} - комплексная амплитуда напряженности электрического поля. Возникновение внутренних источников тепла в таком диэлектрике при его взаимодействии с высокочастотным электромагнитным полем и, как следствие, изменение температуры и давления в нем представляет физическую основу метода разложения парафино- газогидратных пробок, образующихся в различных узлах нефтегазопромыслового оборудования.

Рассмотрим различные типы волн, образующиеся в круглом волноводе.

Составляющие векторов поля волны типа E_{mn} , в круглом волноводе имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{E}_r &= j \frac{h}{g} E_0 J'_m(g r) \cos m\varphi e^{-jh z}, & \dot{H}_r &= j \frac{\omega \varepsilon_0}{g^2 r} m E_0 J'_m(g r) \sin m\varphi e^{-jh z}, \\ \dot{E}_\varphi &= j \frac{hm}{g^2 r} E_0 J_m(g r) \sin m\varphi e^{-jh z}, & \dot{H}_\varphi &= -j \frac{\omega \varepsilon_0}{g} E_0 J_m(g r) \cos m\varphi e^{-jh z}, \\ \dot{E}_z &= E_0 J_m(g r) \cos m\varphi e^{-jh z}, & \dot{H}_z &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Волна E_{01} является низшим типом среди E - волн. Она содержит компоненты \dot{E}_z, \dot{E}_r и \dot{E}_φ . Для рассматриваемого нами

случая волны типа E_{01} отличными от нуля являются компоненты электрического поля \dot{E}_z и \dot{E}_r , где $|\dot{E}_r|$ - абсолютная величина вектора \dot{E}_r , $|\dot{E}_z|$ - абсолютная величина вектора \dot{E}_z . В данном случае $m=0$ и $n=1$, и пусть $z=0$, тогда получим:

$$\dot{E}_r = \frac{\hbar}{g} E_0 J_0'(gr), \quad \dot{E}_\varphi = 0, \quad \dot{E}_z = E_0 J_0(gr),$$

т.к. непрерывными являются компоненты \dot{E}_r и \dot{E}_z , тогда получим:

$$|\dot{E}|^2 = |\dot{E}_r|^2 + |\dot{E}_z|^2; \text{ где}$$

$$|\dot{E}_r|^2 = \left(\frac{\hbar}{g} E_0 J_0'(gr) \right)^2, \quad |\dot{E}_z|^2 = (E_0 J_0(gr))^2;$$

$$|\dot{E}|^2 = |\dot{E}_r|^2 + |\dot{E}_z|^2 = \left(\frac{\hbar}{g} E_0 J_0'(gr) \right)^2 + (E_0 J_0(gr))^2 = E_0^2 \left(\frac{\hbar^2}{g^2} J_0'^2(gr) + J_0^2(gr) \right)$$

где $\hbar = \sqrt{\beta^2 \varepsilon_0 - g^2}$ - продольное волновое число, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $g = \frac{2\pi}{\lambda_{cp}}$ -

поперечное волновое число, $\lambda_{cp} = \frac{2\pi R}{\mu_{mn}}$, μ_{mn} - n -й корень уравнения $J_m(x) = 0$, λ_{cp} - критическая длина волны.

Источник электромагнитного излучения расположен в плоскости $z=0$ при $t=0$. Затухание электромагнитной волны обусловлено объемными потерями в диэлектрической пробке и поверхностными - в металлических стенках цилиндрического волновода вследствие не идеальности проводимости его поверхности. Учитывая аксиальную симметрию задачи, для волны E_{01} , можно получить уравнение для определения постоянной затухания $\alpha \equiv \alpha_V + \alpha_S = 2k_Z''$ (α_V - коэффициент затухания, обусловленный объемными потерями; k_Z'' - мнимая часть продольного волнового числа $k_Z = k_Z' + k_Z''$)

$$k_{\perp} \frac{J_0(k_{\perp} R)}{J_1(k_{\perp} R)} = \frac{1+i}{2} k \varepsilon_0 \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma}}. \quad (8)$$

В уравнение (8) введены обозначения: $k_{\perp}^2 = k^2 \varepsilon_0 - k_Z^2$; $k = \frac{\omega}{c}$, ω - круговая частота; c - скорость света; J_0, J_1 - функции Бесселя нулевого и первого порядка; ε_0 - комплексная диэлектрическая проницаемость парафина; R - радиус волновода; σ - проводимость металла, из которого сделаны стенки трубопровода. Считая мнимую часть диэлектрической проницаемости ε_0'' малой по сравнению с ее действительной частью ε_0' , получим приближенное решение

$$\alpha_V = \frac{\omega^2 \varepsilon_0''}{c^2 k_Z'}, \quad \alpha_S = \frac{\omega \varepsilon_0'}{c R k_Z'} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma}}, \quad k_Z' = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0' \varepsilon_0'' - \frac{\mu_{mn}^2}{R^2}}$$

μ_n - значение n -го корня функции Бесселя $J_0(\mu_n) = 0$

С учетом (7) для рассматриваемого нами случая волны типа E_{01} :

$$q = \frac{\varepsilon_0''}{\pi \operatorname{Re}(k_z \varepsilon_0)} \frac{\mu_{01}^2}{R^4} \times P \left[J_0^2 \left(\mu_{01} \frac{r}{R} \right)^2 + \frac{|k_z|^2 R^2}{\mu_{01}^2} J_0^2 \left(\mu_{01} \frac{r}{R} \right)^2 \right],$$

где P - ВЧ мощность источника электромагнитного излучения, определяемая по формуле: $P = \frac{1}{2} \int_S \operatorname{Re}[\mathbf{E} \mathbf{H}^*] dS =$

$$= \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{\omega \varepsilon_a \hbar}{g^2} E_0^2 [J_0'(gr)] r d\varphi dr = \frac{\pi \omega \varepsilon_a \hbar}{g^2} E_0^2 \int_0^{\mu_{01}} J_1^2(x) x dx.$$

Учитывая, что $\int_0^{\mu_{01}} J_1^2(x) x dx = \frac{\mu_{01}^2}{2} J_1^2(\mu_{01}) = 0.778$, получим

$$P = 0.778 \frac{\pi \omega \varepsilon_a \hbar}{g^2} E_0^2.$$

Особенности волны типа E_{01} достаточно подробно описаны в [1,2].

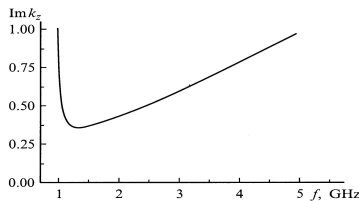


Рис.1. Мнимая часть продольного волнового числа как функция частоты для металлического цилиндрического волновода, заполненного парафином.

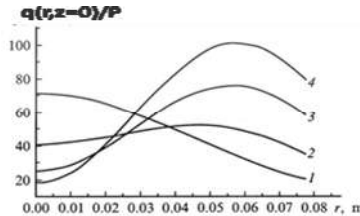


Рис.2. Поперечное распределение плотности тепловых потерь, нормированной на мощность в цилиндрическом волноводе, заполненном парафином.

$f, 10^9 \text{ Гц.}: 1-1,4; 2-2; 3-3,4-4.$

На рис. 1. приведена зависимость мнимой части продольного волнового числа k_z'' от частоты для приведенных выше параметров цилиндрического волновода с асфальто-парафиновой пробки. Частота отсечки E_{01} волны для рассматриваемого цилиндрического волновода равна $f_0 = 0.97 \cdot 10^9 \text{ Гц}$. Мнимая часть продольного волнового числа имеет минимум $k_z'' \approx 0.37 \text{ 1/м}$ на частоте $f \cong 1.38 \cdot 10^9 \text{ Гц}$. И растет при дальнейшем увеличении частоты.

Построили график зависимости $q(r, z=0)$, распределения, нормированные на мощность источника, в поперечном сечении волновода для различных частот (рис.2). В минимуме коэффициента затухания (и для низких частот) главную роль в распределении плотности мощности q играет продольная компонента электрического поля волны E_{01} с максимумом на оси цилиндрического волновода (кривая 1). С увеличением частоты растет поперечная компонента электрического поля. На частоте

$f = 2$ ГГц продольная и поперечная компоненты электрического поля сравнимы по величине (кривая 2). Для более высоких частот в распределении плотности мощности тепловыделения преобладающей становится поперечная компонента электрического поля E_{01} с максимумом ближе к стенкам волновода (кривые 3,4).

Рассмотрим волны типа E_{11} . Пусть $z=0$, тогда из (7) получим:

$$\begin{aligned} \dot{E}_r &= \frac{h}{g} E_0 J_1'(gr) \cos \varphi, & \dot{E}_\varphi &= \frac{hm}{g^2 r} E_0 J_1'(gr) \sin \varphi, & \dot{E}_z &= E_0 J_1'(gr) \cos \varphi. \\ |\dot{E}|^2 &= |\dot{E}_r|^2 + |\dot{E}_z|^2 + |\dot{E}_\varphi|^2 = \\ &= \left(\frac{h}{g} E_0 J_1'(gr) \cos \varphi \right)^2 + (E_0 J_1'(gr) \cos \varphi)^2 + \left(\frac{hm}{g^2 r} E_0 J_1'(gr) \sin \varphi \right)^2 = \\ &= E_0^2 \left(\frac{h^2}{g^2} J_1'^2(gr) \cos^2 \varphi + J_1'^2(gr) \cos^2 \varphi + \left(\frac{h}{g^2 r} \right) J_1'^2(gr) \sin^2 \varphi \right). \end{aligned}$$

Плотность распределения источников тепла, созданных в круглом волноводе, волной E_{11} , имеет вид:

$$q = \frac{\varepsilon_0 \beta_{11}}{2\pi \mu_{11}^2} R^2 P \times \left[\frac{\beta_{11}^2}{\mu_{11}^2} R^2 J_1'^2 \left(\mu_{01} \frac{r}{R} \right)^2 \cos^2 \varphi + J_1'^2 \left(\mu_{01} \frac{r}{R} \right)^2 \cos^2 \varphi + \left(\frac{\beta_{11}^2}{\mu_{11}^2} \right) R^2 J_1'^2 \left(\mu_{01} \frac{r}{R} \right)^2 \sin^2 \varphi \right],$$

где P - ВЧ мощность источника электромагнитного излучения, которая находится по следующей формуле:

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \int_S \operatorname{Re} [\dot{E} H^*] dS = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^\pi \frac{\omega \varepsilon_a h}{g^2} E_0^2 [J_1'(gr) r d\varphi dr] = \frac{\pi \omega \varepsilon_a h}{g^2} E_0^2 \int_0^{\mu_{11}} J_1^2(x) x dx. \end{aligned}$$

Учитывая, что $\int_0^{\mu_{11}} J_1^2(x) x dx = \frac{\mu_{11}^2}{2} J_1^2(\mu_{11}) = 0.440$, получим

$$P = 0.440 \frac{\pi \omega \varepsilon_a h}{g^2} E_0^2.$$

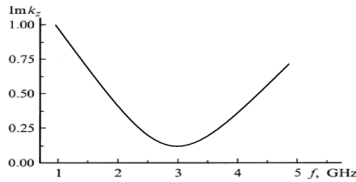


Рис.3. Мнимая часть продольного волнового числа как функция частоты для металлического цилиндрического волновода, заполненного парафином.

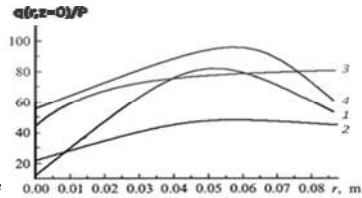


Рис.4. Поперечное распределение плотности тепловых потерь, нормированной на мощность в цилиндрическом волноводе, заполненном парафином.

$$f, 10^9 \text{ Гц.: } 1-1,4; 2-2; 3-3; 4-4.$$

Построили график зависимости $q(r, z=0)$, распределения, нормированные на мощность источника, в поперечном сечении волновода для различных частот.

На рис.3 приведена зависимость мнимой части продольного волнового числа k_z^- от частоты для приведенных выше параметров цилиндрического волновода с асфальто-парафиновой пробки. Мнимая часть продольного волнового числа имеет минимум $k_z^- \approx 0,121 \text{ 1/м}$ на частоте $f \approx 3 \cdot 10^9 \text{ Гц}$. И растет при дальнейшем увеличении частоты.

На рис.4. представлено поперечное распределение плотности мощности тепловых потерь, нормированной на мощность источника в цилиндрическом волноводе, заполненном парафином.

Выражения для составляющих векторов поля волн типа H_{mn} в круглом волноводе имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{E}_r &= j \frac{\omega \mu_a}{g^2 r} m H_0 J_m(g r) \sin m \varphi e^{-j h z}, \\ \dot{H}_r &= -j \frac{h}{g} H_0 J_m(g r) \cos m \varphi e^{-j h z}, \\ \dot{E}_\varphi &= j \frac{\omega \mu_a}{g} H_0 J_m(g r) \cos m \varphi e^{-j h z}, \quad \dot{H}_\varphi = -j \frac{h m}{g^2 r} H_0 J_m(g r) \sin m \varphi e^{-j h z}, \\ \dot{E}_z &= 0, \quad \dot{H}_z = H_0 J_m(g r) \cos m \varphi e^{-j h z}. \end{aligned}$$

Для волны типа H_{01} , $m=0$ и $n=1$, и пусть $z=0$, тогда получим следующее выражение:

$$\dot{E}_r = 0, \quad \dot{E}_\varphi = \frac{\omega \mu_a}{g} H_0 J_0(g r), \quad \dot{E}_z = 0.$$

т.к. непрерывным является компонента \dot{E}_φ , то получим: $|\dot{E}|^2 = |\dot{E}_\varphi|^2$.

$$|\dot{E}|^2 = |\dot{E}_\varphi|^2 = \left(\frac{\omega \mu_a}{g} H_0 J_0(g r) \cos \varphi \right)^2.$$

где μ_{mn} – n-й корень уравнения $J_m(x) = 0$, $\text{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь сред; продольное волновое число:

$$h = \sqrt{\beta^2 \varepsilon - g^2}, \quad \varepsilon \delta \varepsilon \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0}; \quad \text{поперечное волновое число: } g = \frac{\mu_{01}}{R}.$$

Плотность распределения источников тепла, созданных в круглом волноводе, волной H_{01} имеет вид:

$$q = \frac{\varepsilon_0 \mu_{01}^2}{2\pi R^2} \times P \left[\frac{\omega^2}{h} J_0^2 \left(\frac{r}{R} \mu_{01} \right)^2 \right],$$

Формула для расчета мощности, переносимой волной типа H_{01} в круглом волноводе, вычисляется по следующей формуле:

$$P = \frac{\pi \varepsilon_0 R^2}{2.76 \mu_{01}} E_0^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{xp}} \right)^2},$$

где $\lambda_{xp} = \frac{2\pi R}{\mu_{mn}}$ – критическая длина волны, μ_{mn} – n-й корень уравнения $J_m(x) = 0$.

На рис.5 приведена зависимость мнимой части продольного волнового числа k_z^- от частоты для приведенных выше параметров цилиндрического волновода с асфальто-парафиновой пробки. Мнимая часть продольного волнового числа имеет минимум $k_z^- \approx 0,121 \text{ 1/м}$ на частоте $f \approx 3 * 10^9$ Гц. И растет при дальнейшем увеличении частоты.

Построим график зависимости $q(r, z=0)$, распределения, нормированные на мощность источника, в поперечном сечении волновода для различных частот:

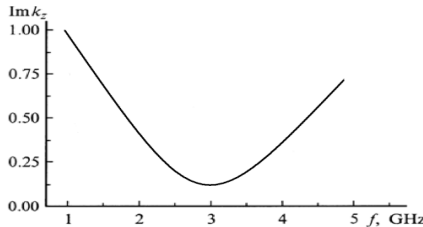


Рис.5. Мнимая часть продольного волнового числа как функция частоты для металлического цилиндрического волновода, заполненного парафином.

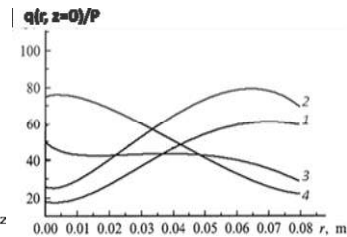


Рис.6. Поперечное распределение плотности тепловых потерь, нормированной на мощность в цилиндрическом волноводе, заполненном парафином.

$f, 10^9$ Гц.: 1- 1,4; 2- 2; 3- 3; 4- 4.

Для волны типа H_{11} , $m=1$ и $n=1$, и пусть $z=0$, тогда получим следующее выражение:

$$\vec{E}_r = \frac{\omega \mu_a}{g^2 r} H_0 J_1(g r) \sin \varphi, \quad \vec{E}_\varphi = \frac{\omega \mu_a}{g} H_0 J_1(g r) \cos \varphi,$$

т.к. непрерывным является компонента \vec{E}_r и \vec{E}_φ , то получим:

$$|\vec{E}|^2 = |\vec{E}_r|^2 + |\vec{E}_\varphi|^2, \quad |\vec{E}|^2 = \left(\frac{\omega \mu_a}{g^2 r} H_0 J_1(g r) \sin \varphi \right)^2 + \left(\frac{\omega \mu_a}{g} H_0 J_1(g r) \cos \varphi \right)^2,$$

$$q = \frac{\omega \varepsilon' \varepsilon_0 g \delta \beta_{11}^2}{2 v_{11}^2} \times P \left[J_1^2 \left(\mu_{11} \frac{r}{R} \right)^2 \cos^2 \varphi + J_1^2 \left(\mu_{11} \frac{r}{R} \right)^2 \sin^2 \varphi \right].$$

Формула для расчета мощности, переносимой волной типа H_{11} в круглом волноводе, вычисляется по следующей формуле:

$$P = 0.5 Re \int_0^{r_2} \int_0^{2\pi} \hat{E}_r \hat{H}_\varphi r dr d\varphi = \frac{\pi \varepsilon_0 R^2}{4,28 \mu_{01}} E_0^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}$$

$\lambda_{кр} = \frac{r_1}{2\pi R} - \text{критическая длина волны.}$

На рис.7. приведена зависимость мнимой части продольного волнового числа k_z^- от частоты для приведенных выше параметров цилиндрического волновода с асфальто-парафиновой пробки. Мнимая часть продольного волнового числа имеет минимум $k_z^- \approx 0,459 \text{ 1/м}$ на частоте $f \approx 2 * 10^9$ Гц. И растет при дальнейшем увеличении частоты.

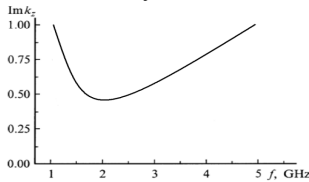


Рис.7. Мнимая часть продольного волнового числа как функция частоты для металлического цилиндрического волновода, заполненного парафином.

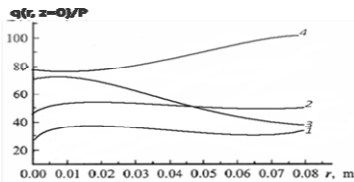


Рис.8. Поперечное распределение плотности тепловых потерь, нормированной на мощность в цилиндрическом волноводе, заполненном парафином.

$f, 10^9 \text{ Гц.}: 1- 1,4; 2- 2; 3- 3; 4- 4.$

Мы рассмотрели 4 типа волн. Исходя из рисунков 1, 3, 5, 7 где приведена зависимость мнимой части продольного волнового числа k_z^- от частоты для приведенных выше параметров цилиндрического волновода с асфальто-парафиновой пробки, можно сделать следующий вывод: при увеличении $\lambda_{кр}$ - увеличивается k_z^- . (Таблица 1)

Таблица 1

Типы волн	f, Гц	$k_z^-, \text{1/м}$
E_{01}	$1.38 * 10^9$	0.377
E_{11}	$3 * 10^9$	0.121
H_{01}	$3 * 10^9$	0.121
H_{11}	$2 * 10^9$	0.459

Наибольшую критическую длину волны имеют волны типа H_{11} и E_{01} . Следовательно, низшей магнитной волной является волна типа H_{11} , а электрической волна типа E_{01} при $\lambda_{кр} = 2,62R$, а ближайшим высшим типом волна E_{11} .

Процесс перехода твердой фазы в жидкую фазу парафина существенным образом определяется распределением плотности

мощности объемного тепловыделения $q(r,z)$. На рис.2. приведены распределения $q(r,z=0)$, нормированные на мощность источника, в поперечном сечении волновода для различных частот при неподвижном источнике. В минимуме коэффициента затухания (и для низких частот) главную роль в распределении плотности мощности q играет продольная компонента электрического поля волны E_{01} с максимумом на оси цилиндрического волновода (рис.2 кривая 1). С увеличением частоты растет поперечная компонента электрического поля. На частоте $f = 2$ ГГц продольная и поперечная компоненты электрического поля сравнимы по величине (рис. 2 кривая 2). Для более высоких частот в распределении плотности мощности тепловыделения преобладающей становится поперечная компонента электрического поля E_{01} с максимумом ближе к стенкам волновода (рис 2 кривые 3,4). Наиболее однородное в поперечном сечении распределение плотности мощности тепловыделения обеспечивает волна с частотой $f = 2$ ГГц. Хотя в максимуме плотность мощности $q(r,z = 0)$ для такого случая меньше остальных, приведенных на рис. 2 вариантов, E_{01} - волна с частотой 2 ГГц предпочтительна для ликвидации парафиновой пробки. Так же, для плавления отложения в трубе возможно применение волны типа H_{11} , рис.8. Разогрев будет более однородным и расплавление парафина, по-видимому, должно происходить практически одновременно по всему поперечному сечению диэлектрической пробки. Вследствие этого не будет сильного перегрева отдельных слоев нефти и снижения эффективности ликвидации парафиновой пробки.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Балакирев, Г.В. Сотников, Ю.В. Ткач, Т.Ю. Яценко Разрушение асфальто-парафиновых отложений в нефтяных трубопроводах движущимся источником высокочастотного электромагнитного излучения. - ЖТФ, 2001, т.71, вып.9.с.1-7.
2. В.А.Балакирев Г.В. Сотников, Ю.В. Ткач, Т.Ю. Яценко СВЧ метод устранения парафиновых пробок в нефтяных скважинах // 9-я Крымская выставка «СВЧ – техника и спутниковые телекоммуникационные технологии» 25-27 сентября 1999г. Севастополь, Украина. – с. 422-424
3. Ф.Л.Саяхов, М.А. Фатыхов, И.Л.Хабибуллин О применении сверхвысокочастотной энергии для разрушения газогидратной пробки в трубопроводах. // Проблемы освоения нефтегазовых ресурсов Западной Сибири
4. М.А. Фатыхов Теплофизические особенности взаимодействия высокочастотного электромагнитного поля с многофазными средами: Дис.докт.физ.-мат.наук. Тюмень: ТюмГУ, 1997.с. 379.
5. Межвуз. сб.науч.тр. – Тюмень, 1987. – с. 80-84.

© Абдуллина В.А., Фатыхов М.А., 2009 г.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПУЛЬСОННОГО ТИПА

Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р., Гумеров А.М.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

В разнообразных физических приложениях большой интерес представляет характер рассеяния подвижного возбуждения, в том числе солитонов и кинков, на локальных неоднородностях параметров материала, которые моделируют дефекты в изучаемой среде [1]. Для магнетиков в случае локальных неоднородностей параметров материала задача при определенных условиях сводится к изучению модифицированного уравнения синус-Гордона с переменными коэффициентами [2]. Хотя имеется хорошо разработанная теория возмущений для этого уравнения [1], для случая произвольных изменений параметров материала необходимо использовать численные методы [3]. В одномерном случае показана возможность зарождения локализованных примесных мод колебаний и различного вида солитонов [1,3] в области дефекта. Представляет интерес изучение динамики доменных границ (ДГ) в ферромагнетиках с произвольной по величине двумерной модуляцией магнитных параметров (например, неоднородности константы магнитной анизотропии (НКМА) с точки зрения возбуждения и излучения нелинейных волн.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассматривали бесконечный кристалл редкоземельного ортоферрита в высокотемпературной магнитной фазе $G_x F_z$ в дву подрешеточной модели, считаем что выполняется условие $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M_0$. Дву подрешеточная модель характеризуется двумя векторами ферро- и антиферромагнетизма $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$, $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$ для них должно выполняться следующие условия $\vec{m}^2 + \vec{l}^2 = 1$, $\vec{m}\vec{l} = 0$. Вектор антиферромагнетизма в угловых переменных запишется в виде: $l = l(\cos\theta, \sin\theta \sin\varphi, \sin\theta \cos\varphi)$, причем при отсутствии выхода намагниченности из плоскости разворота доменной границы (ДГ) $\varphi = 0$. Уравнение Ландау-Лифшица, описывающее динамику ДГ, с

учетом $|\tilde{m}| \ll |\tilde{l}|$, в нашем случае сводиться к уравнению типа синус-Гордона, имеет вид [4,5]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{y}^2} - \ddot{\theta} - \frac{\tilde{K}(\tilde{x}, \tilde{y})}{2} \sin 2\theta = h \sin \theta + \alpha \dot{\theta} \quad (1)$$

где θ – функция от координат \tilde{x} и \tilde{y} и времени \tilde{t} , $\tilde{K} = \tilde{K}(\tilde{x}, \tilde{y})$ – некоторая функция, характеризующая неоднородность константы магнитной анизотропии (НКМА), $h = 2(H_d H_z)/(H_k H_E)$ – параметр характеризующий величину внешней силы, $\alpha = 2\alpha_0 \sqrt{H_E/H_k}$ – параметр характеризующий диссипацию в системе, где H_E, H_d, H_k – эффективные поля, зависящие от параметров материала, H_z – компонента внешнего поля, α_0 – коэффициент затухания. НКМА для простоты задаем в форме параллелепипеда шириной \tilde{W}_x , \tilde{W}_y вдоль осей x и y и глубиной \tilde{K} . Для нахождения искомых зависимостей $\theta(x, y, t)$, для различных значений параметра h и параметров НКМА, используем численный метод – метод итераций для явной схемы [6]. В начальный момент времени имеется статическое решение в виде неелевской доменной границы $\theta_0(\tilde{x}) = 2 \arctg(\exp(\tilde{x}))$, граничные условия для которого имеют вид: $\theta(\pm \infty, y) = 0, \pi$, $\theta'(\pm \infty, y) = 0$.

Для примера вначале рассмотрим движение ДГ при $\tilde{\alpha} \neq 0, \tilde{h} \neq 0$ с постоянной начальной скоростью $\tilde{v} = 0.57$, через область НКМА с параметрами $\tilde{W}_x = 1$, $\tilde{W}_y = 3$, $\tilde{K} = -1$, центр которой расположен в точке $\tilde{x}^* = 13.9$, $\tilde{y}^* = 0$ (рис. 1). На первом этапе ($\tilde{t} = 26 \div 32$ в зависимости от рассмотренных случаев временной период может меняться), после прохождения центра ДГ, в области НКМА происходит формирование магнитной неоднородности в виде уединенной нелинейной волны с колоколообразным видом осциллирующей функции $\theta(x, y, t)$, симметричной по \tilde{x} и \tilde{y} (рис. 2) это справедливо для симметричных параметров. Но нами было обнаружено, что если взять случай с не симметричными параметрами дефекта, то вид осциллирующей функции $\theta(x, y, t)$, будут не симметричными по \tilde{x} и \tilde{y} (рис. 2-2) и 2-3)). При увеличений параметров области дефекта (рис. 2-2) и 2-3)) происходит увеличение несимметричности

магнитной неоднородности и распределения намагниченности в области дефекта.

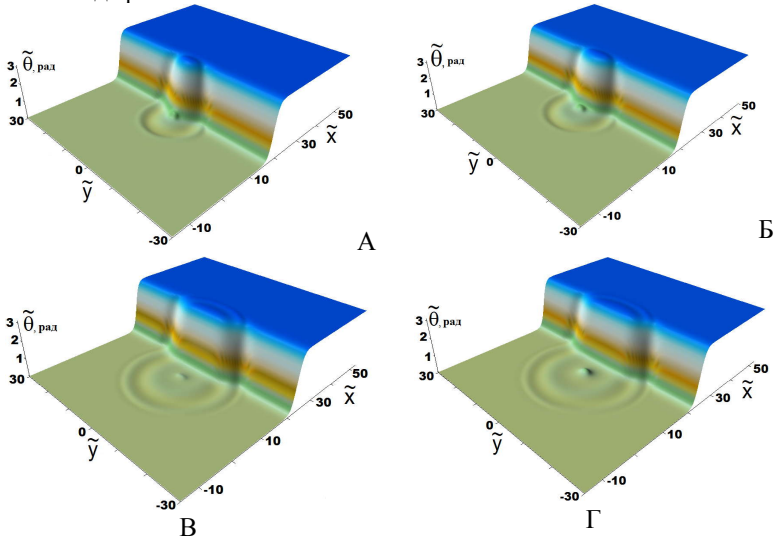


Рис. 1. Структура доменной границы в разные моменты времени для случая $\tilde{W}_x = 1$, $\tilde{W}_y = 3$, $\tilde{K} = -1$, ($A - t = 30,8$; $B - t = 32$; $V - t = 38,4$; $\Gamma - t = 39,8$).

На втором этапе ($\tilde{t} > 32$) прослеживается периодический характер поведения функции $\theta(x^*, y^*, t)$. Для симметричного случая с периодом $T^* = 6.4$ (рис. 3-1) кривая 2). Для несимметричных случаев с периодом $T^* = 7.7$ (рис. 3-2). кривая 2) и $T^* = 13.3$ (рис. 3-3) кривая 2). Т.е. можно сказать, что с увеличением параметров дефекта происходит увеличение периода колебания магнитной неоднородности и соответственно уменьшения их частот. При этом амплитуда колебаний уменьшается со временем, за счет излучения свободных волн. Отметим, что подобная картина наблюдается и при движении ДГ через область НКМА с $h = 0$, $\alpha = 0$ с некоторыми изменениями. Например, для симметричного случая с периодом $T^* = 6.4$ (рис. 3-1) кривая 1), несимметричных случаев с периодом $T^* = 7.65$ (рис. 3-2) кривая 1) и $T^* = 14.2$ (рис. 3-3) кривая 1).

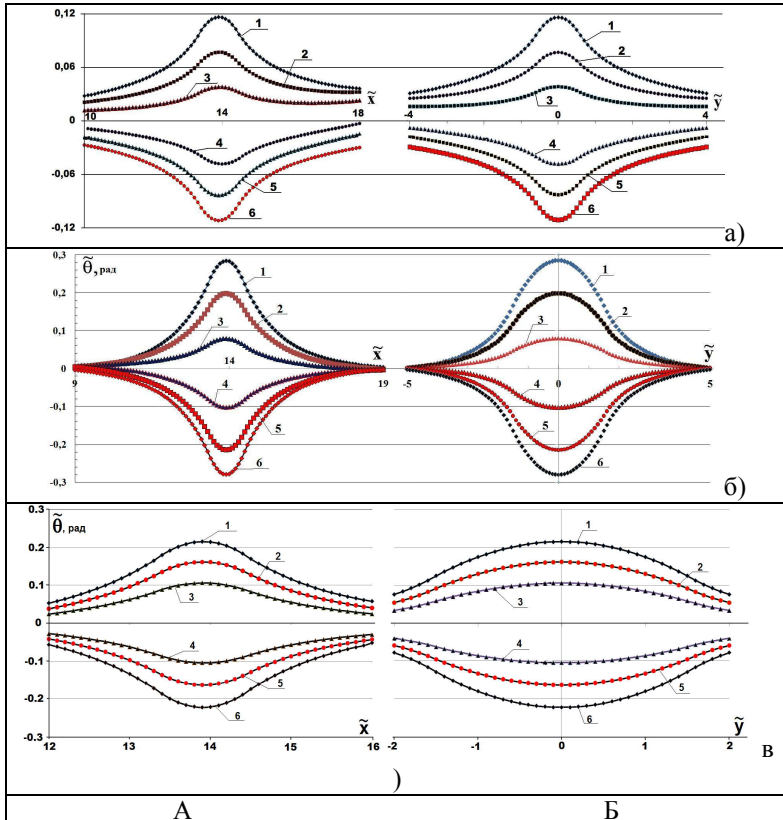
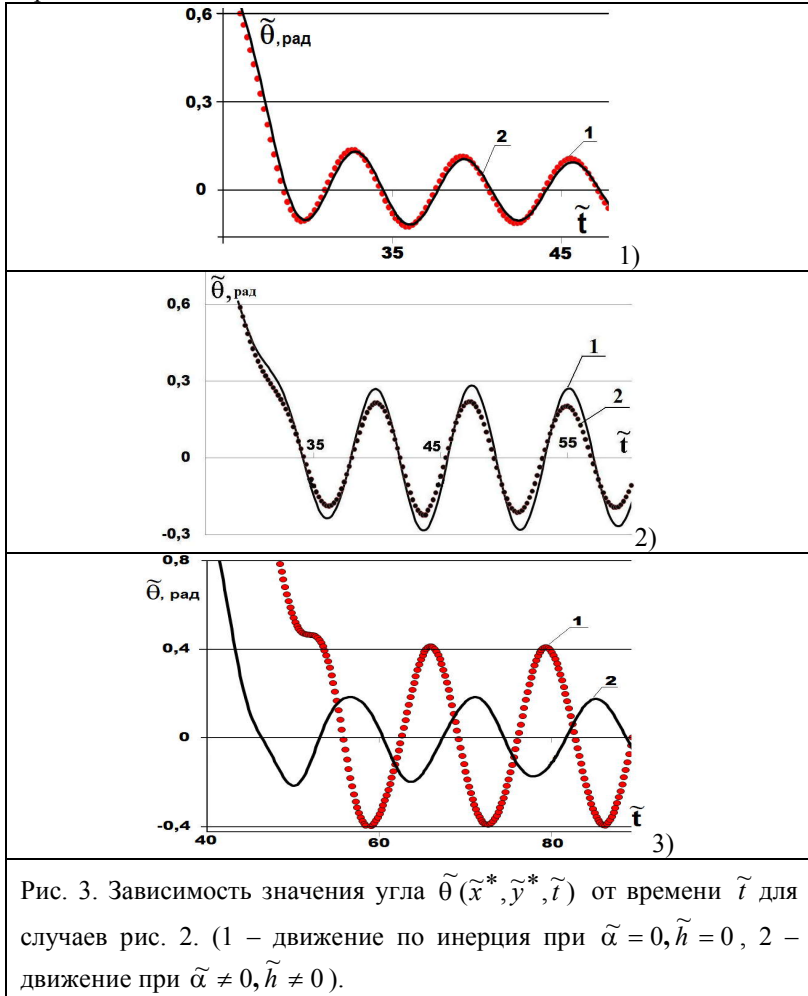


Рис. 2. Зависимость величины функции $\tilde{\theta}(\tilde{x}, \tilde{y}^*, \tilde{t})$ (А) и $\tilde{\theta}(\tilde{x}^*, \tilde{y}, \tilde{t})$ (Б) в области НКМА в разные моменты времени для случая $\tilde{K} = -1$, $\tilde{\nu} = 0.57$:

а)- $\tilde{W}_x = 1$, $\tilde{W}_y = 1$, ($1 - \tilde{t} = 47.4$, $2 - \tilde{t} = 48.4$, $3 - \tilde{t} = 49$, $4 - \tilde{t} = 49.8$, $5 - \tilde{t} = 50.4$, $6 - \tilde{t} = 51.2$). б) - $\tilde{W}_x = 1$, $\tilde{W}_y = 3$, ($1 - \tilde{t} = 47.4$, $2 - \tilde{t} = 48.4$, $3 - \tilde{t} = 49$, $4 - \tilde{t} = 49.8$, $5 - \tilde{t} = 50.4$, $6 - \tilde{t} = 51.2$). в)- $\tilde{W}_x = 2$, $\tilde{W}_y = 3$, ($1 - \tilde{t} = 39.8$, $2 - \tilde{t} = 40.6$, $3 - \tilde{t} = 41$, $4 - \tilde{t} = 42.2$, $5 - \tilde{t} = 42.6$, $6 - \tilde{t} = 43.4$).

Т.е., параметры пульсона слабо, в наших случаях, зависят от величины внешнего поля h . Правда для симметричного случая 3-1)

обе кривые практически совпадают. Отметим, что частота пульсона практически не зависит от величины



внешнего поля h и от скорости наезда ДГ соответственно, т.е. она зависит только от параметров НКМА.

На рисунке 4 приведены зависимости максимальной амплитуды колебания пульсона от времени. Видно, что амплитуда пульсона слабо уменьшается со временем. При этом амплитуда пульсона при движении во внешнем поле и без него характер кривых остается прежним.

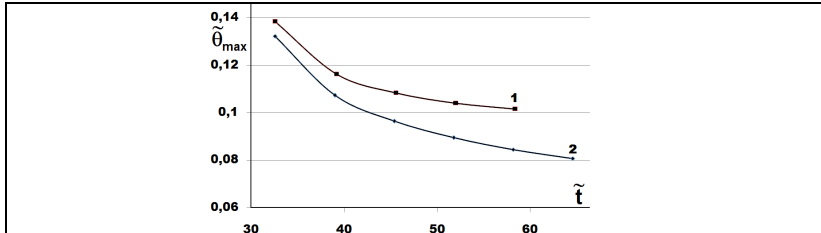


Рис. 4. Зависимость значения максимального угла $\tilde{\theta}(\tilde{x}^*, \tilde{y}^*, \tilde{t})$ от времени \tilde{t} для случая - $\tilde{W}_x = 1$, $\tilde{W}_y = 1$ (1 – движение по инерции при $\tilde{\alpha} = 0, \tilde{h} = 0$, 2 – движение при $\tilde{\alpha} \neq 0, \tilde{h} \neq 0$).

Заключение

С помощью численных методов подробно изучено изменение структуры ДГ при её прохождении через двумерную область НКМА. Наблюдалось излучение объемных волн и возбуждение уединенных изгибных волн на ДГ. Исследованы зарождение и эволюция, в области НКМА, магнитной неоднородности типа слабоизлучающего пульсона. Найдены зависимости максимальной величины амплитуды пульсона от времени, параметров неоднородности и скорости ДГ. Показано, что магнитная неоднородность типа слабоизлучающего пульсона, может быть как симметричного так и несимметричного вида.

Список литературы

- [1]. О.М. Браун, Ю.С. Кившарь, Модель Френкеля-Контровой. Концепции, методы, приложения Москва: Физматлит (2008) 519 с.
- [2] D.J. Paul J. Phys. Solid State Phys, 12, 585 (1979).
- [3] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин. ФММ 105, 341 (2008).
- [4] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. // УФН. 1985. Т. 146, С. 417-458.
- [5] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин, // Вестник Челябинского государственного университета Т. 24 (162) Физика вып. 5, С. 22 (2009).
- [6] Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. Численные методы. М.: Наука, 1987.

© Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р., Гумеров А.М., 2009 г.

УДК 53(070.3)

ПОСТАНОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ УРОВНЯ ФЕРМИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕРМО-ЭДС»

Арсланов Р.Р., Акманова Г.Р.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Термоэлектрические явления называются явления, связанные с переносом носителей заряда в полупроводниках при градиенте температур. К термоэлектрическим явлениям относятся эффекты Зеебека, Пельтье и Томсона.

Сущность явления Зеебека, открытого в 1822 г. состоит в том, что в электрической цепи, состоящей из двух последовательно соединенных проводников, возникает эдс, если на контактах проводников поддерживается разная температура, т.е. $T_1 \neq T_2$. Как показывает эксперимент, возникающая термо-эдс пропорциональна разности температур:

$$U = \alpha(T_1 - T_2) \quad (1)$$

где α - коэффициент пропорциональности, зависящий от природы контактирующих материалов, называется коэффициентом термо-эдс и является кинетическим коэффициентом, описывающим эффект Зеебека.

Происхождение термо-эдс объясняется тем, что поток диффузии заряженных частиц от нагретого конца к холодному больше, чем в обратном направлении. Поэтому на концах проводника и на его поверхности появляются электрические заряды, а внутри проводника – электрическое поле. В стационарном состоянии разомкнутого проводника это поле таково, что вызываемый им ток дрейфа как раз компенсирует результирующий поток диффузии.

В полупроводниках процессы переноса заряда и энергии взаимосвязаны, так как осуществляются посредством перемещения подвижных носителей тока – электронов проводимости и дырок. В дырочных полупроводниках на холодном контакте скапливаются дырки, а на горячем остается некомпенсированный отрицательный заряд. В термоэлементе, состоящем из дырочного электронного полупроводников, термо-эдс складываются. В полупроводнике со смешанной проводимостью к холодному контакту диффундируют и электроны и дырки, и их заряды взаимно компенсируются. Если концентрации и подвижности электронов равны, то термо-эдс равна нулю.

В обычном (невыврожденном) полупроводнике, где концентрации носителей невелики и они подчиняются статистике Больцмана,

уровень Ферми расположен в запрещенной зоне (энергия Ферми – максимальная энергия, которую имеют электроны в металле при $T = 0$ К. Уровень Ферми отделяет занятые энергетические состояния от свободных). В условиях сильной инжекции носителей возможно одновременное вырождение электронов и дырок. Уровень Ферми при этом расщепляется на два квазиуровня, один из которых может лежать в зоне проводимости, другой – в валентной зоне.

На основе термоэлектрического эффекта можно построить преобразователи тепловой энергии в электрическую, используемых в термогенераторах. Единичным элементом такого прибора - термоэлектрического модуля является термопара, состоящая из двух разнородных элементов с p- и n- типом проводимости. Элементы соединяются между собой при помощи коммутационной пластины из меди. В качестве материала элементов традиционно используются полупроводники на основе висмута, теллура, сурьмы и селена.

В термоэлектрическом модуле термопары, соединенные последовательно, помещаются между двух плоских керамических пластин на основе оксида или нитрида алюминия. Количество термопар может изменяться в широких пределах - от единиц до сотен пар, что позволяет создавать термоэлектрический модуль практически любой холодильной мощности - от десятых долей до сотен ватт. При прохождении через термоэлектрический модуль постоянного электрического тока между его сторонами образуется перепад температур -одна сторона (холодная) охлаждается, а другая (горячая) нагревается. Если с горячей стороны термоэлектрического модуля обеспечить эффективный отвод тепла, например, с помощью радиатора, то на холодной стороне можно получить температуру, которая будет на десятки градусов ниже температуры окружающей среды. Степень охлаждения будет пропорциональной величине тока. При смене полярности тока горячая и холодная стороны меняются местами. Охлаждающие устройства на основе термоэлектрических модулей выполняют те же функции, что и традиционные компрессионные или абсорбционные агрегаты холодильников, работающие на основе хладагентов.

Термоэлектрический эффект используется для изготовления термопар, применяемых для измерения температуры. Наряду с этим термопары применяются для измерения тех физических величин, которые могут быть сведены к измерению температуры. Например, в тепловых амперметрах ток, протекая через спай термопары, нагревает его, создавая термо-эдс. По величине термо-эдс можно судить о величине тока.

Эффект Зеебека применяется также для определения электрофизических параметров полупроводника. По знаку коэффициента термо-эдс определяют тип проводимости полупроводника. Используя выражение для концентрации носителей тока в полупроводнике и подставив его в формулу Писаренко, получим:

$$\alpha = \pm \frac{k}{e} \left(B + \frac{\Delta E_z}{2kT} \right), \quad (2)$$

где B – постоянная, не зависящая от температуры. Отсюда, коэффициент термо-эдс линейно зависит от обратной температуры. Исследуя эту зависимость, по углу наклона прямой можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника ΔE_z или энергию глубины уровня Ферми от края зоны.

Экспериментальная установка по измерению электронной термо-эдс в полупроводниках представлена на рис.1. Основной ее частью является печь, в которую помещается ячейка с исследуемым образцом. Основной ее частью является печь, в которую помещается ячейка с исследуемым образцом. Для создания градиента температуры была сконструирована специализированная ячейка. На одном конце ячейки располагается дополнительная градиентная печь, которая позволяла получать стабильную разность температур $\Delta T = 5 \div 10\text{K}$ между точками



Рис.1. Экспериментальная установка

нахождения термопар. Нагрев дополнительной градиентной печи производится с помощью источника питания. Разность потенциалов ΔU_e , установившаяся вследствие градиента температуры, а также значения эдс термопар T_1 и T_2 , измеряются с помощью вольтметра.

Данная экспериментальная установка предусмотрена для проведения измерений до 100 °С.

Составлены методические рекомендации по выполнению лабораторной работы, включающие в себя краткую теорию, описание экспериментальной установки, порядок выполнения работы, контрольные вопросы и список используемой литературы.

Для измерений были взяты полупроводниковые соединения Cu_2Se и Ag_2Te . Согласно методическим рекомендациям были проведены измерения, определены величины коэффициентов электронной термо-эдс, рассчитаны значения приведенного химического потенциала. Построены графики зависимости электронной термо-эдс от температуры (рис.2), по углу наклона прямой определены ширина запрещенной зоны и положение уровня Ферми полупроводника.

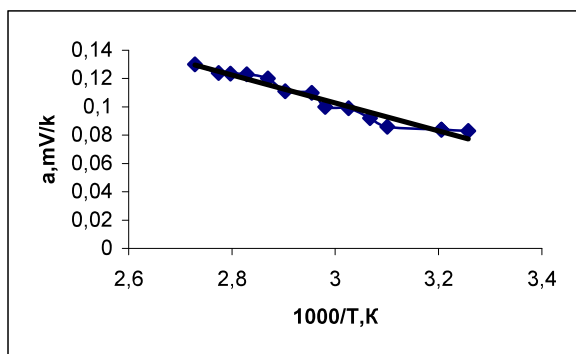


Рис.2. Зависимость коэффициент термо-эдс a_e соединения Ag_2Te от обратной температуры

Для соединения Ag_2Te ширина запрещенной зоны составила 0,79 эВ, для соединения Cu_2Se - 0,9 эВ. Полученные значения согласуется с литературными данными для полупроводников Ag_2Te и Cu_2Se в пределах погрешностей измерений.

©Арсланов Р.Р., 2009 г.

**ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ СОХРАНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ
ДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ
ГРАНИЦ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТАХ С
УЧЕТОМ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ**

Богомазова О.Б.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Изучение тонкой структуры доменных границ (ДГ) имеет принципиальное значение для понимания динамических процессов в магнетиках [1], также она интересна для микроэлектроники в связи с разработкой памяти со сверхвысокой информационной плотностью [2]. С топологической точки зрения, например, вертикальная линия в ДГ представляет собой линейный дефект векторного поля намагниченности — магнитный вихрь. Вихревые свойства линии определяют гиротропное взаимодействие ее с доменной границей, в которой она движется. Структура вертикальной линии является довольно сложной. Она имеет компактное ядро, в котором происходит быстрое изменение ориентации спинов, и протяженную "оболочку", которая представляет собой изгиб доменной границы в месте нахождения линии [3-5]. Ядро вертикальной линии является носителем ее топологического заряда, определяющего степень закрученности спинов в ДГ. Прогиб в ДГ возникает лишь при движении линии под действием гироскопической силы, действующей на ДГ по нормали к ее плоскости. В статике прогиб практически отсутствует и возможно лишь незначительное изменение толщины доменной границы в месте нахождения вертикальной линии.

Для случая двухподрешеточных магнетиков известно четыре вида возможных гироскопических сил [6]. Первая из них появляется во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости поворота вектора антиферромагнетизма в ДГ. Вторая, появляется при наличии во взаимодействии Дзялошинского инварианта чисто релятивистской природы. Третья связана с разницей величин магнитомеханических отношений подрешеток. Для появления четвертой (аналогичной случаю ферромагнетиков (ФМ)), пропорциональной эффективной намагниченности подрешеток необходимо наличие ненулевой продольной магнитной восприимчивости. В отличие от случая ФМ, только недавно появились экспериментальные работы [7] результаты которых можно интерпретировать, как наблюдение динамических линий (или вихрей) на, движущейся со сверхзвуковой скоростью одиночной

неелевской ДГ в редкоземельных ортоферритах (РЗО). Для случая ортоферрита YFeO_3 использованного в экспериментах, вторая и третья виды гироскопических сил отсутствуют, а для появления четвертой необходимо отказаться от использования в уравнениях движения для намагниченности интеграла $\vec{m}\vec{l} = 0$. Так же было высказано сомнение, что с помощью полевой гироскопической силы можно достаточно хорошо объяснить полученные экспериментальные результаты. Теоретическое рассмотрение этой проблемы остается не завершенным. Центральным вопросом в динамике магнитных вихрей в слабых ферромагнетиках (СФМ) является вопрос о величине и даже существовании в них гироскопической силы. В [10] получены общие выражения для гироскопической силы в ромбических СФМ методом не учитывающим внутренней структуры вихря в ДГ. Показано, что для большинства типов ДГ гироскопическая сила отлична от нуля и определяется средней намагниченностью подрешеток, константами взаимодействия Дзялошинского и обменного взаимодействия между подрешетками.

В данной работе сделана попытка использовать новый метод, уже применявшийся ранее для описания однородных ДГ [8], [9]. Рассмотрим бесконечную пластину редкоземельного ортоферрита (РЗО) в двухподрешеточной модели, состояние магнетика удобно описывать с помощью нормированных векторов ферро- и антиферромагнетизма \vec{m} , \vec{l} . Так как рассматривается случай малых полей, то можно считать $\vec{m} \ll \vec{l}$. Уравнения, описывающие динамику намагниченности в РЗО могут быть получены из следующих выражений для функции Лагранжа L и диссипативной функции Релея R [8]:

$$L = \frac{A}{2c^2} \dot{\vec{l}}^2 - \frac{\gamma A}{c^2} \vec{H}[\vec{l}\dot{\vec{l}}] - W', \quad (1)$$

$$W' = \frac{A}{2} (\nabla \vec{l})^2 - \frac{1}{2} (\beta_1 l_x^2 + \beta_3 l_z^2) + m_c \vec{l}[\vec{e}_y, \vec{H}], \quad (2)$$

$$R = \frac{\alpha M_0}{\gamma} \dot{\vec{l}}^2, \quad (3)$$

где $\vec{l} = \frac{1}{2M_0} (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$, \vec{M}_1, \vec{M}_2 - намагниченности подрешеток

магнетика, $m_c = -2M_0 d / a$, $c^2 = \gamma^2 a A / 4M_0^2$, d - постоянная Дзялошинского,

\vec{H} - постоянное внешнее магнитное поле ;

a - постоянная однородного обмена; γ – гироманнитное отношение; A – постоянная неоднородного обмена; M_0 -длина намагниченностей подрешеток; β_1, β_3 – эффективные константы анизотропии второго порядка в $(\vec{a}\vec{b})$ и $(\vec{c}\vec{b})$ плоскостях, α - диссипативная постоянная.

В данной работе рассмотрели простейшую ситуацию: 180° ДГ с одной вертикальной линией. Уравнение для скорости ДГ, аналогично [9], получаем как уравнение медленного изменения адиабатического инварианта нелинейного поля φ, θ , то есть действия. В угловых переменных $\theta = \theta(y, t)$ и $\varphi = \varphi(x, t)$:

$$l_x = \cos\theta, \quad l_y = \sin\theta \sin\varphi, \quad l_z = \sin\theta \cos\varphi$$

функции Лагранжа и Релея принимают вид:

$$\begin{aligned} L = & \frac{A}{2c^2} (\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta \dot{\varphi}^2) - \frac{\gamma A}{c^2} \{-H_x \sin^2\theta \dot{\varphi} + \\ & + H_y (-\cos\varphi \dot{\theta} + \sin\theta \cos\theta \sin\varphi \dot{\varphi}) + \\ & + H_z (\sin\varphi \dot{\theta} + \sin\theta \cos\theta \dot{\varphi})\} - \frac{A}{2} \{(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\varphi)^2\} + \\ & + \frac{1}{2} \beta_1 \cos^2\theta + \frac{1}{2} \beta_3 \sin^2\theta \cos^2\varphi - m_c (\cos\theta H_z - \sin\theta \cos\varphi H_x), \end{aligned} \quad (4)$$

$$R = \frac{\alpha M_0}{\gamma} (\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta \dot{\varphi}^2) \quad (5)$$

Уравнение сохранения плотности действия имеет вид [8,9]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{P} \rangle - \langle \text{div} \vec{\mathcal{F}} \rangle = \langle \frac{\partial R}{\partial \dot{\varphi}} \vec{\nabla} \varphi \rangle + \langle \frac{\partial R}{\partial \dot{\theta}} \vec{\nabla} \theta \rangle. \quad (6)$$

Адиабатический инвариант может быть определен следующим образом

$$\begin{aligned} \mathfrak{R} &= \int P \, d\theta \, d\varphi, \quad \text{где} \\ \vec{P} &= \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} \vec{\nabla} \varphi + \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \vec{\nabla} \theta, \end{aligned} \quad (7)$$

$\vec{\mathcal{F}}$ - тензор импульса – энергии:

$$T_{\alpha\beta} = \frac{\partial L}{\partial(\frac{\partial\varphi}{\partial x_\alpha})} \frac{\partial\varphi}{\partial x_\beta} + \frac{\partial L}{\partial(\frac{\partial\theta}{\partial x_\alpha})} \frac{\partial\theta}{\partial x_\beta} - \delta_{\alpha\beta} L, \quad (8)$$

где $x_\alpha, x_\beta = x, y, z$.

Среднее значение физической величины f определяется следующим образом:

$$\langle f \rangle = \int f dx dy dz = h \int f dx dy, \quad (9)$$

где h – высота образца.

Учтем, что в общем виде дивергенция тензора второго ранга является векторной величиной и определяется как $(div \mathcal{F})_i = \frac{\partial T_{ki}}{\partial x_k}$.

В случае ДГ ас -типа, с граничными условиями $\varphi(+\infty) = 0$, $\varphi(-\infty) = \pi$, $\varphi'_\eta(\pm\infty) = 0$, $\theta(+\infty) = 0$, $\theta(-\infty) = \pi$, $\theta'_\xi(\pm\infty) = 0$, используя (6), получим следующее уравнение движения:

$$\begin{aligned} & \frac{2\gamma A H_y \bar{e}_y v_x \pi h}{c^2 \Delta \Lambda} + \frac{2\gamma A H_y \bar{e}_x v_y \pi h}{c^2 \Delta \Lambda} - \frac{2m_c \bar{e}_x \Delta H_x \pi h}{\Lambda} + \\ & + \frac{2\lambda m_c \bar{e}_y \Lambda H_z h}{\Delta} = - \frac{\bar{e}_x v_x 8M_0 \alpha h \Delta}{\gamma \Lambda} - \frac{\bar{e}_y v_y 4\lambda M_0 \alpha h \Lambda}{\gamma \Delta}. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнение (10) в проекции на оси \bar{e}_x, \bar{e}_y имеет вид:

$$\begin{aligned} \bar{e}_x): & \quad \frac{2\gamma A H_y v_y \pi h}{c^2 \Delta \Lambda} - \frac{2m_c \Delta H_x \pi h}{\Lambda} = - \frac{8v_x M_0 \alpha h \Delta}{\gamma \Lambda}, \\ \bar{e}_y): & \quad \frac{2\gamma A H_y v_x \pi h}{c^2 \Delta \Lambda} + \frac{2\lambda m_c \Lambda H_z h}{\Delta} = - \frac{4v_y \lambda M_0 \alpha h \Lambda}{\gamma \Delta}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{Здесь } \Lambda = \Lambda_0 \left(1 - \frac{v_x^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \Delta = \Delta_0 \left(1 - \frac{v_y^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Таким образом, применение уравнения сохранения плотности действия для случая двух углов для изучения динамики ДГ с вертикальной линией позволило получить уравнения из которых выражается зависимость скорости вертикальной линии от скорости ДГ, в которой она локализована. Однако, для рассмотренной задачи в принятых приближениях в полученном уравнении движения не удалось получить гироскопического слагаемого, аналогичного полученному в работе [10].

Литература:

- [1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. — М.: Мир, 1982.
- [2] Konishi S., Matsuyama K., Shida I. et al.// IEEE Trans.Magn.. V. MAG920, 1141 (1984).
- [3] Звездин А.К., Попков А.Ф.//Письма ЖЭТФ, 41, 90 (1985.).

- [4] Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ, 91, 1789 (1986).
- [5] Четкин М.В., Смирнов В.Б., Парыгина И.В. и др. // Письма ЖЭТФ, 45, 59 (1987).
- [6] Екомасов Е.Г. // ФНТ, 8, 878 (2003)
- [7] Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Ахуткина А.И., Шапаева Т.Б. // ЖЭТФ, 6, 2260 (1999)
- [8] Четкин М.В., Звездин А.К., Гадецкий С.Н. и др. // ЖЭТФ, 1, 269 (1988)
- [9] Звездин А.К., // Краткие сообщения по физике ФИАН, 6,28 (1999)
- [10] Звездин А.К., Белотелов В.И., Звездин К.А. // Письма ЖЭТФ, 87, 7, 443 (2008).

© Богомазова О.Б., 2009 г.

**ВЕЙВЛЕТ—АНАЛИЗ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ
ДАННЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЮЖНОГО
УРАЛА**

Васильев Д.Ю., Гавра Н.К., Тропин А.В., Чувывров А.Н.,
Чибиряев С.В.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия
ГУ «Башкирское УГМС», г. Уфа, Россия.

Ниже показана эффективность вейвлет-анализа данных по температуре, осадкам и стоку и обоснована возможность для прогнозирования синоптических данных по времени. Выявлено наличие глобальных 22, 11 и 5,5-летних изменений температуры, осадков и стока, при наличии годовых, 2, 4, 8 и 16-летних периодов их изменений на примере Южного Урала. При анализе гидрометеорологических величин обычно используют методы разностных интегральных кривых, Фурье-анализа, скользящих средних [1-3]. Ниже показана эффективность применения для этих целей вейвлет-анализа [4,5] на основе вейвлета Добеши [6], поскольку именно он оказался наиболее приемлемым для решения поставленной задачи. Базой для изучения циклов послужили данные средних месячных расходов воды по 50 гидрологическим постам, средних месячных сумм атмосферных осадков и средних месячных температур приземного воздуха по 34 метеостанциям, охватывающим всю территорию Южного Урала со сроком наблюдений 40-90 лет, с периодичностью измерений температуры 8 раз, осадков 2 раза в сутки по данным Башкирского УГМС [7,8].

Впервые теория вейвлетов предложена Гроссманом и Морле [9] в середине 80-х годов для анализа сейсмических и акустических сигналов. Дальнейшее его развитие позволило создавать, в том числе, трехмерные карты наноструктур, где в качестве порождающей функции используется вейвлет типа Гауссиан [10]. Основу вейвлет-анализа представляет разложение по базису, сконструированному из солитонообразной функции (вейвлет) посредством масштабных изменений и переносов. Рассмотрим процесс применения вейвлет-преобразования Добеши к сигналу $\{s_j\}_{j \in Z}$ [6]. Обозначим $s(z) = \sum_{j \in Z} s_j z^{-j}$ (Z-преобразование), тогда рекурсивные формулы для вычисления элементов сигнала уровня разрешения $i_0 < i_1$ имеют вид:

$$v_{i_1}(z) = s(z); \quad v_i(z) = \downarrow_2 [\tilde{h}(z)v_{i+1}(z)],$$

$$w_i(z) = \downarrow_2 [\tilde{g}(z)v_{i+1}(z)], \quad i = i_1 - 1, i_1 - 2, \dots, i_0,$$

где $\downarrow_2 [\cdot]$ - оператор удаления каждого второго элемента,

$$\tilde{h}(z) = h_0 + h_1 z + h_2 z^2 + h_3 z^3,$$

$$\tilde{g}(z) = -h_3 z^{-2} + h_2 z^{-1} + h_1 + h_0 z^1,$$

$$h_0 = (1 + \sqrt{3})/(4\sqrt{2}), h_1 = (3 + \sqrt{3})/(4\sqrt{2}), h_2 = (3 - \sqrt{3})/(4\sqrt{2}), h_3 = (1 - \sqrt{3})/(4\sqrt{2}).$$

Если число элементов в сигнале равно $K = 2^{i_1}$, то $i_0 = 0$,

$i_1 = \log_2 K$. Вейвлет-образ такого сигнала есть совокупность

($v_0, w_0, w_1, \dots, w_{i_1-1}$) размера K . Исходный сигнал получается обратным вейвлет-преобразованием из его вейвлет-образа по рекурсивным формулам:

$$v_{i+1}(z) = h(z) \cdot \uparrow_2 [v_i(z)] + g(z) \cdot \uparrow [w_i(z)], \quad i = i_0, i_0 + 1, \dots, i_1 - 1,$$

где $\uparrow_2 [\cdot]$ - оператор вставки нулевых элементов (между каждыми двумя),

$$h(z) = h_0 + h_1 z^{-1} + h_2 z^{-2} + h_3 z^{-3},$$

$$g(z) = -h_3 z^2 + h_2 z + h_1 + h_0 z^{-1}.$$

Вейвлет-коэффициенты $w_{i_0}, \dots, w_{i_1-1}$ характеризуют мощность порождающего вейвлета в исходном массиве данных на масштабах $i = i_0, i_0 + 1, \dots, i_1 - 1$ (фактически, на определённых частотах) и локализацию его копий в массиве.

Рассмотрим результаты компьютерного анализа данных изменений температуры, осадков и стока рек по времени на Южном Урале, с помощью вейвлет-анализа по описанной выше методике дальнейшего обратного преобразования скорректированных образов и их Фурье фильтрации с целью выявления наличия периодов.

Прежде всего, рассмотрим анализ результатов исследований зависимостей температуры по различным станциям от времени, которые, кроме годичной, имеют скрытую 2 и 4-летнюю цикличность, а также 8-летний цикл, встречающийся практически на всей территории Южного Урала, за исключением станций центра и юга Башкирии. Имеются и циклы длиной в 16 лет, кроме Дувана, Бирска, Бакалов, Уфы, Демы, Белорецка и Мелеуза. Глобальный (солнечный) 11-летний цикл наблюдается на всей территории по рисунку 1, кроме горных, предгорных, северных и юго-западных районов Башкирии, а 22-летние периоды встречаются на севере и в центре региона, на Урале и в его предгорьях. Этот же цикл обнаружен на станциях Улу-Теляк и Мелеуз, но при этом не проявляется 11-летняя периодичность. Отметим существование

периода длительностью 5.5 лет (странных циклов), прослеживающегося в пунктах Аскино, Караидель, Архангельское, кратного 11 годам, происхождение которого не ясно.

Проанализируем соответствие изменений температуры и осадков. Как и при анализе температуры, здесь выявлены колебания продолжительностью 2 и 4 года, 8-летние циклы обнаруживаются на станции Уфа-Дема. Глобальные 11-летние периоды отмечаются на станциях Верхнеяркеево, Чишмы, Уфа, Дема, Улу-Теляк, Стерлибашево, Башгосзаповеднике, Мраково, Баймаке и Зилаире. 22-летние циклы проявляются на севере Башкирии, на станциях Аскино и Павловка. Совместное проявление 11 и 22-летней цикличности в Аскино, Учалах и Инзере. 16 и 22-летние циклы в Дуване и Архангельском. 11 и 16-летние периоды есть на станциях Белорецк и Тукан. 16-летние циклы отмечены в Аскино, Туймазах, Раевском, Аскароро и Стерлитамаке. 5,5-летние циклы встречаются в Кушнаренково и Зилаире.

Рассмотрим анализ цикличности стока, который показал повсеместное наличие 2 и 4-летних циклов. 8-летняя периодичность не зарегистрирована на реках Белая, Быстрый Танып и Чермасан. 16-летние периоды наблюдаются на постах, расположенных на реках Белая, Сарс Бирь, Танып, Дема, Чермасан. Глобальный 11-летний цикл выявлен повсеместно, кроме рек Ай и Дема, но удвоенный 22-летний цикл отмечен лишь на реках Белая, Ай, Юрюзань, Уфа, Сарс, Быстрый Танып, а уже отмеченный 5.5-летний цикл выявлен только на реках Белая, Чермасан и Сакмара.

Итак, при вейвлет-анализе временных изменений температуры воздуха, осадков и стока рек на Южном Урале выявлены неизвестные ранее однотипные циклы. Кроме однолетнего, это 2-летний цикл, который, возможно, связан с прохождением термоупругой волны вокруг Земли, вызванной промерзанием почвы, и 11-летний солнечный цикл. Периоды продолжительностью 4, 8, 16 лет являются удвоением 2-летнего цикла, а колебания длительностью 22 и 5.5 лет - это следствие солнечной активности и проявление двойного и половинного солнечных циклов. К географическим особенностям относятся появление 16-летних циклов в юго-западной и северной частях Южного Урала. 8-летняя периодичность характерна для центра, 22-летняя для севера Башкирии, в горно-лесной зоне Урала отмечается проявление 8, 11, 16 и 22-летней цикличности. В заключении отметим, что деление частот – достаточно хорошо изученное явление в теории нелинейных тепловых волн и возникает, например,

при локальном нагреве металлов лазером [11]. Авторы выражают благодарность ГУ “Башкирское УГМС” за предоставленные данные.

Список литературы

1. Андреева М.А., Рассказова Н.С. Многолетние колебания речного стока на Южном Урале// Многолетние колебания гидрометеорологического режима Южного Урала. Челябинск, 1986. с. 3-26.
2. Балков В.А. Водные ресурсы Башкирии. Уфа, Башк. кн. изд-во, 1978. 173 с.
3. Бубин М. Н. Ритмика внутригодового стока рек Челябинской области. // Материалы второй научно-практической конференции «Проблемы географии Урала и сопредельных территорий. Челябинск, 2006, с.53-56.
4. *Wavelets* (Eds J M Combes, A Grossmann, P Tchamitchian) (Berlin: Springer-Verlag, 1989).
5. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения.// Успехи физических наук, Т. 166, № 11, 1996, с. 1145-1170.
6. Daubechies I *Comm. Pure Appl. Math.* 41 906 (1988); *IEEE Trans.Inform. Theory* 36 961 (1990); *Ten Lectures on Wavelets* (CBMS Lecture Notes Series) (Philadelphia: SIAM, 1991).
7. Таблицы метеорологических сведений. 1912-2004. Фонд данных Башкирского УГМС,
8. Гидрологические ежегодники. 1936-1999. Фонд данных Башкирского УГМС.
9. Grossmann A, Morlet J *SI AM J. Math. Anal.* 15 723 (1984).
10. Чувьров А. Н. ,Гирфанова Ф. М., Мальцев И. С. Процессы самоорганизации и топологические дефекты в нанослоях нематического жидкого кристалла.// ЖЭТФ, т.133, Вып. 5, 2008, с. 1081-1090.
11. Булузов В.Ф., Васильева А.Б. Журнал вычислительной математики и математической физики, 1988, Т. 28, № 3, с. 1051-1060.

© Васильев Д.Ю., Гавра Н.К., Тропин А.В., Чувьров А.Н.,
Чибиряев С.В., 2009 г.

ВИДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАДАЧ И ИХ СТРУКТУРНО-ЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Гаврилова Е.В., Косарев Н.Ф.

Башкирский государственный педагогический университет им.
М.Акумлы, г. Уфа, Россия

Физика – наука экспериментальная, и изучать ее без самостоятельного проведения опытов и экспериментальных исследований просто нельзя.

В преподавании физики роль эксперимента чрезвычайно важна. Этот тезис неоднократно подчеркивался различными учеными и преподавателями физики.

В настоящее время в школьном преподавании физики резко возрастает доля теоретического материала и снижение роли физического эксперимента.

Но важно при этом не впасть и в крайность, вытравив из курса, особенно из лекций, эксперимент. Общий курс должен давать представление о физике, как о науке, имеющей экспериментальную основу.

Физический эксперимент:

1. Представляет собой иллюстрацию тех или иных явлений и закономерностей.
2. Служит источником знаний.
3. Доказывает справедливость различных теоретических положений.
4. Способствует выработке убежденности.
5. Развивает умения учащихся.

К экспериментальным задачам относятся те, которые не могут быть решены без постановки опытов или измерений.

Основное значение решения экспериментальных задач заключается в формировании и развитии с их помощью наблюдательности, измерительных умений, умений обращаться с приборами. Они способствуют более глубокому пониманию сущности явлений, выработке умения строить гипотезу и проверять ее на практике. В процессе решения экспериментальных задач учащиеся овладевают экспериментальным способом решения физических задач. В теории и методике обучения физике по роли эксперимента в решении выделяют следующие виды задач:

- I. Задачи, в которых без эксперимента нельзя получить ответ на вопрос.
- II. Эксперимент используется для создания задачной ситуации.
- III. Эксперимент используется для иллюстрации явления, о котором идет речь в задаче.
- IV. Эксперимент используется для проверки правильности решения.

Рассмотрим структурно логический анализ нескольких задач различного вида.

Для анализа структуры решения экспериментальных задач можно применять метод причинно-следственных связей

Задача

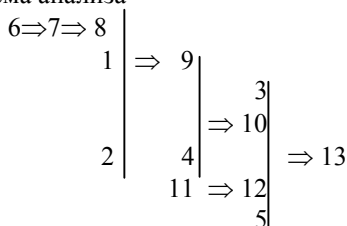
На весах уравновешены два одинаковых стакана с водой. Что произойдет, если в один из стаканов опустить стержень, не касаясь им стенок и дна стакана?

Оборудование: 2 стакана, весы, стержень, мензурка.

Анализ задачи:

1. Гидростатическое давление зависит прямо пропорционально от высоты столба жидкости;
2. Гидростатическое давление зависит прямо пропорционально от плотности жидкости;
3. В стакане налита одинаковая жидкость;
4. Сила давления зависит прямо пропорционально от давления;
5. Сила давления прямо пропорциональна площади поверхности жидкости;
6. Опускаем стержень в один из стаканов;
7. Вытесняется некоторый объем воды;
8. Высота столба воды в данном стакане увеличивается;
9. Увеличивается гидростатическое давление на дно стакана;
10. Увеличивается сила давления воды на дно стакана;
11. В другом стакане высота столба жидкости не меняется;
12. Сила давления воды на дно стакана остается неизменной;
13. Перевешивает стакан с водой, в который опущен стержень

Схема анализа

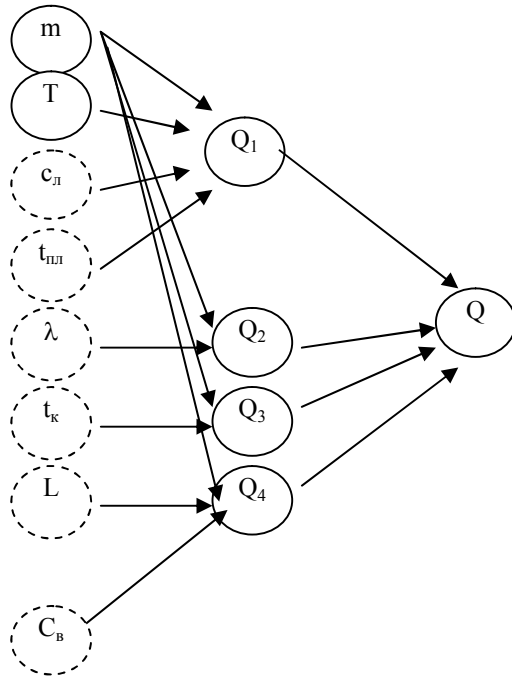


Также можно применять метод графов

Задача

Какое количество теплоты необходимо, чтобы из льда массой m , взятого при температуре t , получить пар?

Оборудование: кубик льда, нагревательный элемент.



Пооперационный анализ решения задач. Предложенный А.В. Усовой и реализованный в работах Н.Н. Тулькибаевой

1. Краткая запись условия задачи.
2. Краткая запись требования задачи.
3. Перевод в систему СИ и обратно.
4. Выполнение схематического чертежа рисунка.
5. Запись основного уравнения.
6. Соотнесение условия и требования задачи.
7. Запись дополнительных уравнений.
8. Нахождение дополнительных данных из таблиц.
9. Вычисление искомой величины.
10. Действие с наименованиями.
11. Запись ответа.

Проанализировав несколько задач, пришли к выводам:

1. Реальное представление о сложности решения экспериментальных задач дают метод причинно-следственных связей и метод графов.
2. Сложность структуры решения задачи не зависит от ее вида, а от количества связей, которые необходимо отразить при решении.
3. Опираясь на структуру решения, можно выстроить эвристическую беседу с учащимися, подводящую их к решению задач.
4. Анализируя структуры решения экспериментальных задач, можно выстроить их в систему, позволяющую реализовать дифференцированное обучение учащихся физике.

© Гаврилова Е.В., Косарев Н.Ф., 2009 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВИДЕОЗАДАЧ НА ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТАХ ПО ФИЗИКЕ

Косарев Н.Ф., Газизова Г.Д.

Башкирский государственный педагогический университет им. М.Акумуллы, г.Уфа, Россия

Мы живем во время научно-технической революции, под властью новых технологий. Нам приходится удерживать в голове большой объем информации, поэтому становится все трудней заинтересовать учеников материалом из обычных учебников. Этот давно прижившийся метод обучения быстро надоедает подросткам. Одной из причин неполноценных знаний является неинтересное преподнесение учащимся материала.

Физический практикум является одной из основных компонент усвоения физических знаний. В традиционном виде лабораторный физический практикум наряду с неоценимыми преимуществами практической формы приобретения знаний обладает рядом недостатков. Проявление инициативы и самостоятельности школьников в рамках лабораторного практикума ограничено методическими указаниями. При этом необходимо разумное сочетание изучения реальных объектов лабораторного практикума и их моделей. Поэтому вопрос состоит в том, как наиболее эффективно применять видеoverсии лабораторных работ в учебном процессе. Поэтому физическая видеозадача является одним из основных звеньев в изучении и обучении физике.

Так видеoverсии лабораторных работ по физике с использованием мультимедиа проектора показывает общий вид и действие лабораторной установки и ее частей, существенных для выполнения лабораторной работы. Ведущий видеoverсии объясняет и показывает, как работает установка, как пользоваться измерительными приборами, как правильно произвести измерение и записать полученный результат. Затем ученику предлагается сделать это самому – сначала с подсказкой, а затем и полностью самостоятельно. По полученным результатам измерения ученику необходимо сделать пробный расчет, построить графики, оценить погрешность измерений и т.д. Такие видеoverсии или их фрагменты могут быть использованы, как:

- дополнительный способ предварительной подготовки к выполнению лабораторной работы, более эффективный и оперативный по сравнению со словесным описанием в методических указаниях;

- вводное занятие к лабораторному практикуму, на котором демонстрируются наиболее часто используемые методы измерения, технология обработки результатов, построение графиков, расчеты погрешностей измерения, т. е. не только как изложение и показ, а активное тренировочное занятие с непосредственной консультацией преподавателя.

Таким образом, видеoverсии лабораторных работ позволяют:

- расширить круг наблюдаемых и обсуждаемых учениками физических явлений;
- дают возможность более эффективного использования времени, отведенного на выполнение лабораторных работ;
- являются дополнительным методом активизации учебно-познавательной деятельности школьников.

Например, при проведении лабораторной работы по изучению явления электромагнитной индукции в 9 классе для демонстрации экспериментальной установки можно показать видеофрагмент с натуральными объектами. По ходу показана данного видеофрагмента можно задавать вопросы, сформулированные в лабораторной работе или придумать свои, что, по сути, является сопровождающей задачей.

При проведении лабораторной работы по исследованию равноускоренного движения можно показать видеофрагмент с использованием компьютерной анимации, которая демонстрирует суть физического явления.

Оптимальным вариантом следует считать сочетание лабораторного и модельного эксперимента. По возможности модельные данные сравниваются с данными лабораторных экспериментов. Например, модель электростатического поля сравнивается с экспериментальной моделью, полученной в электролитической ванне, модель дифракционной картины Фраунгофера сравнивается с картиной на экране, полученной от монохроматического источника (то же для колец Ньютона, кривых затухающих колебаний, резонансных кривых и т.д.) Причем, если в лабораторном практикуме ученики изучают дифракцию от одной щели и от решетки, то модельный эксперимент позволяет наглядно проследить за изменением дифракционной картины при переходе от щели к решетке, подсчитать число минимумов между главными максимумами, задавая любое количество щелей.

Таким образом, модельный эксперимент:

- дает возможность вводить с клавиатуры изменения параметров физической системы и наблюдать трансформацию соответствующих зависимостей;
- позволяет учащимся глубже разобраться в сущности физических явлений;
- дает осознание того факта, что работа выполнена самостоятельно;
- повышает веру в собственные силы и дает импульс к дальнейшей творческой деятельности.

Экспериментальные видеофрагменты:

- позволяют проводить демонстрационные опыты и эксперименты;
- может служить дидактическим материалом при подготовке к проведению лабораторных работ.

Например, при проведении лабораторной работы в 10 классе по исследованию изотермического процесса в качестве дидактического материала на повторение можно учащимся показать видео задачу на атмосферное давление, т.к. при расчете давления воздуха внутри трубки, запаянной с одного конца, используется условие равенства давлений.

Физика как естественнонаучная дисциплина базируется на наблюдении за природными явлениями и явлениями в специально поставленных экспериментах, поэтому при использовании видеозадач для выполнения лабораторных работ основной опасностью является подмена живого эксперимента компьютерной симуляцией, если она предлагается взамен выполнения экспериментальной работы. Тем не менее, видеозадачи могут эффективно применяться с целью предварительной отработки у учащихся ряда экспериментальных действий и операций, формирования у них общих подходов к планированию и проведению отдельных этапов экспериментального исследования, а также контроля уровня сформированности у школьников умений и навыков в выполнении физического эксперимента.

© Косарев Н.Ф., Газизова Г.Д., 2009 г.

**СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
АЛЮМИНИДОВ ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ**

Гайсин Р.А.¹, Имаев В.М.¹, Мударисова Э.Р.²

¹Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа,
Россия

²Уфимский государственный авиационный технический
университет, г. Уфа, Россия

Известно, что в титановых сплавах, легированных β -стабилизаторами, можно, в зависимости от концентрации, зафиксировать при закалке любое количество β -фазы вплоть до 100%. В закаленных сплавах β -фаза является нестабильной и при последующем низкотемпературном старении распадается с образованием дисперсных выделений вторичной α -фазы, что дает эффект упрочнения. Представляет интерес перенести эту идею на алюминиды титана. Получение микроструктуры, дисперсионно-упрочненной частицами интерметаллидных фаз, может существенно повысить твердость и износостойкость таких сплавов, что в сочетании с низким удельным весом и относительной дешевизной сделает перспективным применение алюминидов титана, например, в качестве материала подшипников или других деталей газотурбинного двигателя, работающих в условиях трения, повышенных температур и агрессивных сред.

Однако температурная область существования β -фазы у алюминидов титана лежит существенно выше, чем у титановых сплавов. Очевидно, необходимо существенно понизить температуру перехода $\alpha+\beta\Rightarrow\beta$, чего можно достичь уменьшением содержания алюминия и легированием β -стабилизирующими добавками. В этом отношении перспективны легкие интерметаллидные сплавы системы Ti-Al-Fe. Присутствие железа расширяет β -область и может обеспечить формирование мелкодисперсных интерметаллидов [1,2], необходимых для достижения высокой твердости. Для замедления диффузионных процессов целесообразным представляется легирование ниобием, широко используемым в γ -алюминидях титана для улучшения жаропрочности и жаростойкости [1]. Наконец, плодотворной представляется идея микролегирования бором, который в случае γ -TiAl сплавов известен как эффективный модификатор, способствующий измельчению структуры слитка.

В настоящей работе исследовалось влияние термической обработки в виде закалки и старения на микроструктуру и механические свойства литых сплавов Ti-38.5Al-xFe и Ti-38.5Al-

у(Fe, Nb, В) (здесь и далее в ат. %). Целью работы явилось получение в сплавах микроструктуры, дисперсионно-упрочненной наночастицами интерметаллидных фаз, путем термической обработки. В случае достижения благоприятной структуры предполагалось исследование механических свойств сплавов в широком интервале температур и измерение твердости.

Материал и методика эксперимента

Слитки сплавов Ti-38.5Al-xFe и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, В) весом 30 грамм были получены методом дуговой плавки в атмосфере аргона на лабораторной установке фирмы «Bühler». Термическая обработка образцов сплавов включала в себя нагрев в β -фазовую область и выдержку в течение 10 минут (при $T=1200^{\circ}\text{C}$), последующую закалку в масло или на воздухе и старение при $T=800^{\circ}\text{C}$ в течение 2 часов с охлаждением в печи. Структура сплавов изучалась с помощью оптического (Olympus GX51) и сканирующего электронного (Leo-1550 Zeiss SMT) микроскопов. Для определения фазового состава применялись рентгеноструктурный и энергодисперсионный анализы. Механические испытания на сжатие проводились на воздухе при температурах $T=20, 600$ и 800°C с начальной скоростью деформации $\dot{\epsilon}'=5\times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ на испытательной машине Schenck RMS-100.

Результаты и обсуждение

Изучаемые сплавы в литом состоянии сильно различались по микроструктуре. В сплаве Ti-38.5Al-xFe микроструктура образована крупными равноосными колониями размером $d=150\text{...}800$ мкм с хаотичной ориентировкой мелкодисперсных пластин $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$, в то время как в микроструктуре второго сплава размер колоний существенно меньше ($d=30\text{...}180$ мкм) и они содержат более крупные пластины $\gamma\text{-TiAl}$ (рис. 1). Матричная фаза в изучаемых сплавах образована β_2 -фазой - низкотемпературной упорядоченной модификацией фазы на основе $\beta\text{-Ti}$. Сплавы обладают высокой твердостью 51-54 HRC даже в литом состоянии (табл. 1).

Меньший размер колоний пластин в структуре сплава Ti-38.5Al-x(Fe, Nb, В) объясняется влиянием добавок бора, который может измельчать структуру интерметаллидных титановых сплавов при литье вследствие гетерогенного зарождения β -кристаллитов на боридах (преимущественно TiB_2) и благодаря снижению линейной скорости роста β -зерен в присутствии боридов [1]. Согласно тройной диаграмме состояния системы Ti-Al-Fe, сплавы изучаемого состава при комнатной температуре в равновесном состоянии содержат интерметаллидные фазы $\alpha_2\text{-Ti}_3\text{Al}$, $\gamma\text{-TiAl}$ и $\tau_2\text{-Al}_2\text{TiFe}$ [1]. Фиксирование метастабильной $\beta(\beta_2)$ -фазы в обоих сплавах

происходит, по-видимому, вследствие быстрого охлаждения 30-граммовых слитков сплавов после затвердевания из-за их малых размеров.

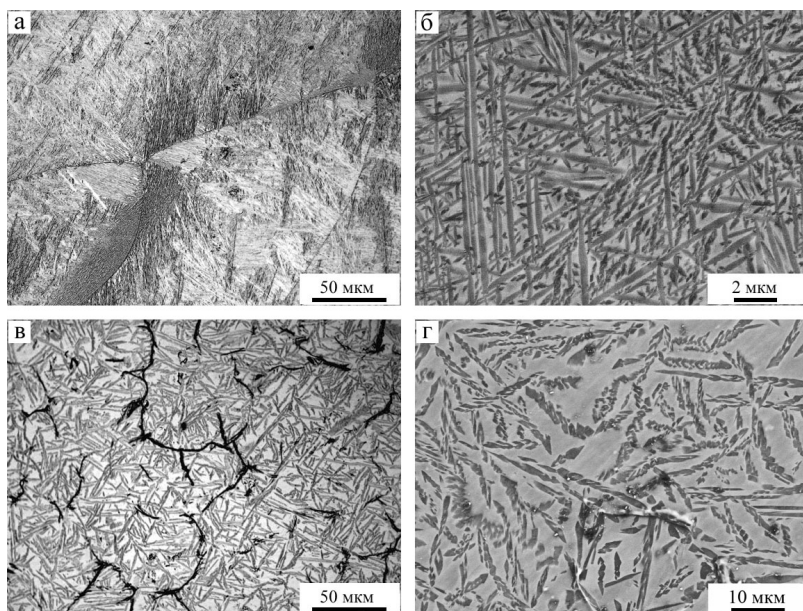


Рис. 1. Микроструктура литых сплавов Ti-38.5Al-xFe (а, б) и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V) (в, г): а, в – металлография, б, г – сканирующая электронная микроскопия.

Табл. 1. Твердость по Роквеллу сплавов Ti-38.5Al-xFe и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V) в литом состоянии и после различных режимов термической обработки.

Режим термической обработки	Твердость, HRC	
	Ti-38.5Al-xFe	Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V)
Литое состояние	53...54	51...52
Закалка в масле	60...61	55...57
Закалка в масле + старение	58...59	62...63
Закалка на воздухе	52...54	54...56
Закалка на воздухе + старение	53...54	60...61

Закалка сплавов в масло привела к растворению пластин и фиксации $\beta(B2)$ -фазы. При этом в микроструктуре сплава Ti-38.5Al-xFe наблюдаются также мелкодисперсные выделения α_2 -фазы (рис. 2 а), вероятно, образовавшейся из-за недостаточно быстрого охлаждения при закалке в масло. Эти частицы могут являться эффективными препятствиями для движения дислокаций, что, возможно, и приводит к существенному увеличению твердости сплава (табл. 1). Дополнительное легирование ниобием повышает эффективность закалки и позволяет получить в сплаве Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V) однофазную $\beta(B2)$ -структуру при закалке сплава в масло или двухфазную $\beta(B2)+\gamma$ при закалке на воздухе (рис. 2 б, в). При этом твердость несколько увеличивается, что можно объяснить уменьшением объемной доли пластин более пластичной γ -фазы по сравнению с исходным состоянием.

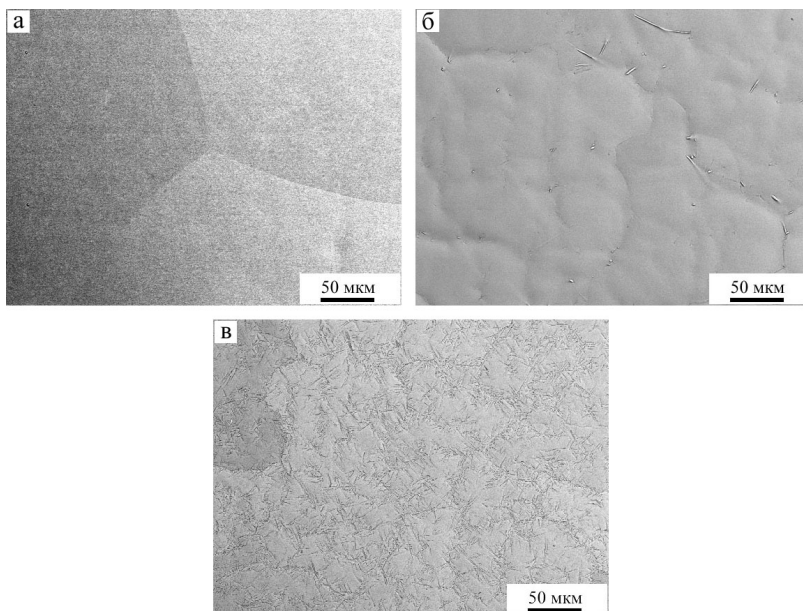


Рис. 2. Микроструктура сплавов Ti-38.5Al-xFe (а) и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V) (б,в) после закалки с $T=1200^{\circ}\text{C}$ в масло (а,б) и на воздухе (в). Сканирующая электронная микроскопия.

Для старения были выбраны состояния, закаленные в масло. В результате термической обработки в обоих сплавах была достигнута нанокристаллическая микроструктура со средним размером зерен менее $d=150$ нм (рис. 3). Рентгеноструктурный дифракционный

анализ показал, что изучаемые сплавы после старения образованы смесью фаз α_2 -Ti₃Al, γ -TiAl и τ_2 -Al₂TiFe, что согласуется с литературными данными. Кроме того, сплав, дополнительно легированный бором и ниобием, содержит значительное количество фазы В2. Состаренные после закалки в масло сплавы обладают высокой твердостью 58...62 HRC (табл. 1). При этом если твердость сплава Ti-38.5Al-xFe несколько уменьшилась, то в сплаве Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, B) старение привело к дальнейшему ее росту.

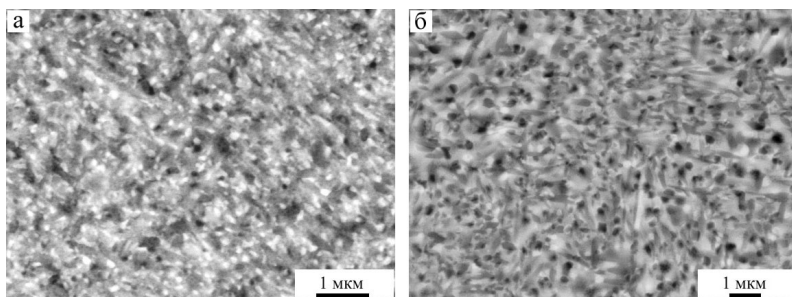


Рис. 3. Микроструктура сплавов Ti-38.5Al-xFe (а) и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, B) (б) после закалки с $T=1200^{\circ}\text{C}$ в масло и старения при $T=800^{\circ}\text{C}$ (2 ч). Сканирующая электронная микроскопия.

Старение сплава Ti-38.5Al-xFe способствовало полному распаду фазы В2, зафиксированной при закалке, но в сплаве, дополнительно легированном ниобием и бором, выдержка при $T=800^{\circ}\text{C}$ уменьшает количество В2-фазы, но не приводит к ее исчезновению. По-видимому, совместное легирование сплава ниобием и железом стабилизирует β (В2)-фазу при низких температурах. Следует отметить, что в металлическом материале с удельным весом $\rho=4.42 \text{ г/см}^3$ после термической обработки достигается твердость инструментальных сталей. Однако твердость других ($\gamma+\alpha_2$)-сплавов обычно не превышает 40...45 HRC. Сравнительно высокая твердость изучаемых сплавов как в литом, так и в термообработанном состоянии, по-видимому, обуславливается легированием сплавов железом. Результаты микроструктурных исследований и измерения твердости показывают, что использование сравнительно простой схемы термической обработки обеспечивает формирование в изучаемых сплавах микроструктуры, образованной наночастицами интерметаллидных фаз. Таким образом, принципиальная схема термической обработки, применяемая для дисперсионного упрочнения титановых сплавов, работает и в случае интерметаллидных сплавов системы Ti-Al-Fe.

Механических испытания на сжатие изучаемых сплавов в литом и термообработанном состояниях проводились при комнатной и повышенных температурах $T=600, 800^{\circ}\text{C}$ (табл. 2). Сплавы Ti-38.5Al-xFe и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V) в литом состоянии при комнатной температуре обладают высокой прочностью на сжатие ($\sigma_{\text{B}} > 1700$ МПа), сохраняющейся и при $T=600^{\circ}\text{C}$. Испытания на сжатие при $T=800^{\circ}\text{C}$ не приводят к разрушению образцов, эксперимент завершался при вторичном росте напряжения вследствие увеличения поперечного сечения образцов.

Табл. 2. Результаты испытания на сжатие литых и термообработанных сплавов Ti-38.5Al-xFe и Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V) при $T=20, 600$ и 800°C с начальной скоростью деформации $\dot{\epsilon}'=5 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

$T, ^{\circ}\text{C}$	Сплав	Состояние	$\sigma_{1,25}$, МПа	σ_{B} , МПа	ϵ , %
20	Ti-38.5Al-xFe	литое	1600	1750	5
		закалка в масло и старение	-	2400	0.1
		закалка на воздухе и старение	1600	1720	4
	Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V)	литое	1760	2050	10
		закалка в масло и старение	-	1800	0.1
		закалка на воздухе и старение	2130	2250	3
600	Ti-38.5Al-xFe	литое	1480	1600	11
		закалка в масло и старение	1520	1650	10
	Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V)	литое	1500	2000	29
		закалка в масло и старение	1500	1950	38
800	Ti-38.5Al-xFe	литое	460	-	>40
		закалка в масло и старение	500	-	>40
	Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, V)	литое	430	-	>40
		закалка в масло и старение	540	-	>40

После термической обработки прочность сплавов на сжатие достигает $\sigma_{\text{B}}=2000-2400$ МПа. Однако закалка в масло с последующим старением приводит к хрупкому разрушению

образцов при комнатной температуре, возможно, вследствие образования закалочных трещин из-за высокой скорости охлаждения. Поэтому были проведены также механические испытания на сжатие при комнатной температуре образцов изучаемых сплавов после закалки на воздухе и последующего старения. Прочностные свойства сплава Ti-38.5Al-xFe в исходном состоянии и после такой термообработки оказались схожими, сплав Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, B) после закалки на воздухе и старения имеет значительно большую прочность ($\sigma_B=2250$ МПа) при сохранении определенной пластичности ($\varepsilon=3\%$) по сравнению с литым состоянием.

Заключение

Легирование алюминидов титана железом позволяет зафиксировать при закалке $\beta(B2)$ -структуру. Эффективность закалки повышается при дополнительном легировании сплавов ниобием, снижающим диффузию. В период старения, полученная при закалке $\beta(B2)$ -фаза полностью (в сплаве Ti-38.5Al-xFe) или частично (в сплаве Ti-38.5Al-y(Fe, Nb, B)) распадается на мелкодисперсную смесь интерметаллидных частиц α_2 -Ti₃Al, γ -TiAl и τ_2 -Al₂TiFe со средним размером частиц $d<150$ нм. Термическая обработка приводит к существенному упрочнению изучаемых сплавов как при комнатной, так и при повышенных температурах: твердость достигает 58...62 HRC, предел прочности на сжатие - $\sigma_B=2000$ -2400 МПа. Высокая прочность сплавов сохраняется и при $T=600^\circ\text{C}$.

Литература:

¹ Palm M., Gorzel A., Letzig D. et al. Structure and mechanical properties of Ti-Al-Fe alloys at ambient and high temperatures // Nathal M.V., Darolia R., Liu C.T., Martin P.L., Miracle D.B., Wagner R., Yamaguchi M., Proceedings of Structural Intermetallics, TMS, Warrendale, PA, 1997. P. 885-893.

¹ Levin L., Tokar A., Katsman A. et al. Phase formation in iron-containing titanium aluminide during two-step heat treatment // Materials Science and Engineering. 2003. V. A351. P. 56-59.

¹ Appel F., Oehring M., Wagner R. Novel design concepts for gamma-base titanium aluminide alloys // Intermetallics. 2000. V. 8. P. 1283-1312.

¹ Cheng T.T. The mechanism of grain refinement in TiAl alloys by boron addition - an alternative hypothesis // Intermetallics. 2000. V. 8. P. 29-37.

¹ Raghavan V. Al-Fe-Ti (Aluminum-Iron-Titanium) // Journal of Phase Equilibrium and Diffusion. 2002. V. 26. P. 629-634.

© Гайсин Р.А., Имаев В.М., Мударисова Э.Р., 2009 г.

ИЗУЧЕНИЕ «ТЕПЛООВОГО СЛЕДА» ПОТОКА ЖИДКОСТИ

Гимаев Р.И., Куватов З.Х.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия.

Одной из актуальных задач на сегодняшний день является мониторинг водопроводных, нефтепроводных, газопроводных и других видов сетей. В частности, выделяется проблема определения направления и величины потока жидкости или газа в непрозрачных проводниках неразрушающими методами.

В настоящее время существует множество методов реализующих измерение потока жидкости или газа, которые можно разделить на несколько групп: тепловые, механические, гидродинамические (аэродинамические), электромагнитные, ультразвуковые и другие. Метод измерения, основанный на стационарной инъекции тепла в поток, позволяет получить информацию о среднем массовом расходе жидкости или газа. Гидродинамические (аэродинамические) методы и механический турбинный метод обеспечивают измерение среднего объёмного расхода. Электромагнитные и ультразвуковые датчики предназначены для измерения средней скорости потока.

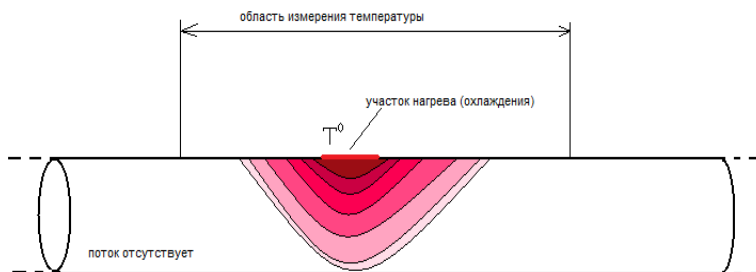


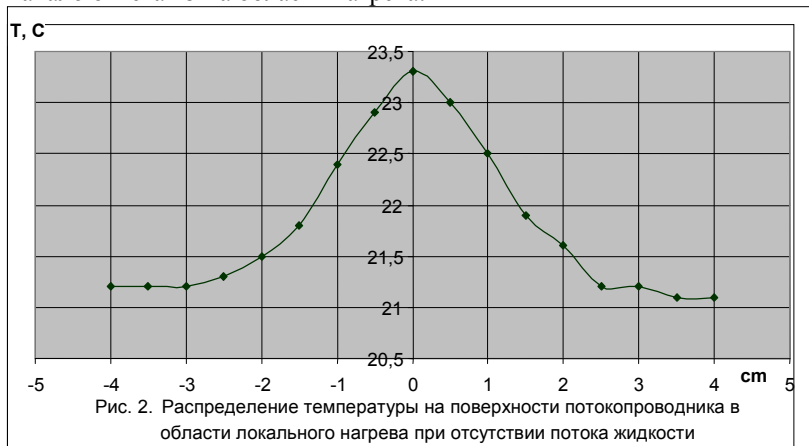
Рис. 1. Участок потокопроводника при отсутствии потока жидкости.

В данной работе приводятся результаты изучения «теплового следа» потока жидкости, возникающего на поверхности потокопроводника и предлагается метод определения направления потока в случае непрозрачных стенок проводника.

В эксперименте на участок внешней границы потокопроводника действует тепловой поток (можно применять и охлаждение). В результате участок нагревается, происходит

поглощение тепла и жидкостью, которая находится в теплопроводнике (рис.1).

Распределение температуры на поверхности теплопроводника в отсутствие движения жидкости представлено на рисунке 2. Здесь за начало отчета взята область нагрева.



Когда в теплопроводнике протекает жидкость, то тепловая картина меняется (рис. 3).

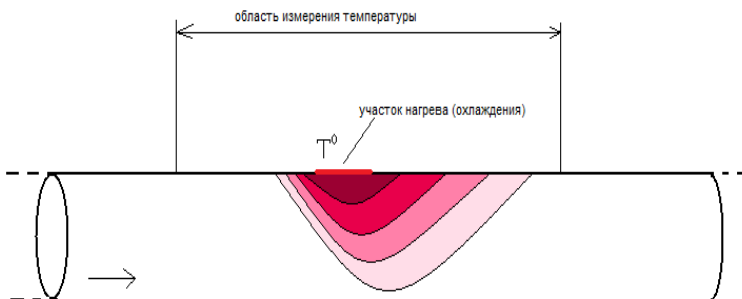
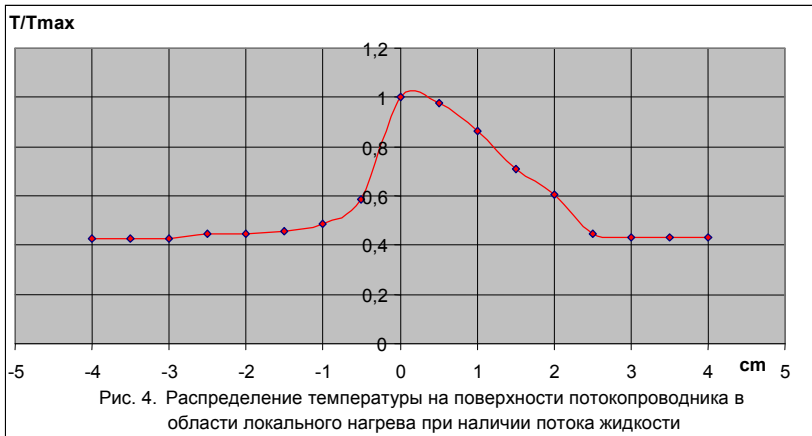


Рис. 3. Участок теплопроводника при наличии потока жидкости.

В результате изменяется и распределение температуры на поверхности теплопроводника (рис. 4).



Как видно из графика (рис. 4), имеет место несимметричное распределение температуры. Такая картина возникает вследствие того, что часть тепла «увлекается» движущейся жидкостью. Аналогичная ассиметрия в распределении температуры возникает и в случае локального охлаждения теплопроводника. Распределение температуры в этом случае показано на рисунке 5.



Результаты показывают наличие четкого эффекта «теплового следа» потока жидкости. Этот след можно зафиксировать при помощи тепловизоров, пирометров или других приборов, воспринимающих ИК излучение. Используемую экспериментальную методику можно предложить как простой и в

тоже время эффективный способ определения направления потока жидкости в непрозрачных потокопроводниках.

Литература

1. Кузнецов В.Г., Ситников А.Е., Численное моделирование тепломассопереноса в низкотемпературной тепловой трубе. - ТГУ, 2001.
2. Виглеб Г. Датчики. Устройство и применение: Пер. с нем. - Мир, 1989.
3. Харитонов А.М. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Ч.2. - Издательство НГТУ, 2007.

© Гимаев Р.И., Куватов З.Х., 2009 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МУЛЬТИСОЛИТОННОГО ТИПА В МАГНЕТИКАХ С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ АНИЗОТРОПИИ

Гумеров А.М., Азаматов Ш.А., Рахматуллин И.И.
Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Изучение солитонов нелинейных точно интегрируемых эволюционных уравнений является популярной тематикой в исследованиях большого числа современных математиков и физиков, как в нашей стране, так и за рубежом. Подобный интерес обусловлен тем, что нелинейные точно интегрируемые системы и производные от них неинтегрируемые имеют множество физических приложений и описывают широкий круг явлений. Так, например, динамика солитонов уравнения синус-Гордона (УСГ) в физике твердого тела описывает динамику доменных границ (ДГ) в магнетиках.

Известно, что в реальных магнетиках к появлению локальных изменений магнитных параметров, например, константы магнитной анизотропии (НКМА), приводят различного типа структурные и химические неоднородности. Временная эволюция магнитных неоднородностей, возникающих в областях таких НКМА (или дефектов), при определенных условиях сводится к изучению модифицированного уравнения синус-Гордона (приведено в безразмерном виде) [1]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2} - \ddot{\theta} - \frac{V(\tilde{x})}{2} \sin 2\theta = h \sin \theta + \alpha \dot{\theta} \quad (1)$$

где $\theta(\tilde{x}, \tilde{t})$ – функция от координаты \tilde{x} и времени \tilde{t} , $V = V(\tilde{x})$ – некоторая функция, характеризующая НКМА, h – параметр характеризующий величину внешней силы, α – параметр характеризующий диссипацию в системе.

Для решения уравнения (1) имеется [2] хорошо разработанная теория возмущений, однако для случая произвольных изменений параметра $V(\tilde{x})$ необходимо использовать численные методы. В качестве начального условия используется известное точное решение УСГ типа « π – кинк».

Известно, что при прохождении ДГ через область НКМА, могут возбуждаться локализованные магнитные неоднородности типа «бризер». Зарождение и эволюция таких неоднородностей для НКМА в виде одиночной прямоугольной ямы подробно изучены в

[1]. В данной работе функция, моделирующая область НКМА, берется в виде двойного дефекта [3]:

$$V(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & \tilde{x} < 0, \quad W < \tilde{x} < W + \tilde{d}, \quad \tilde{x} > 2W + \tilde{d} \\ 1 - \Delta K, & 0 \leq \tilde{x} \leq W, \quad W + \tilde{d} \leq \tilde{x} \leq 2W + \tilde{d} \end{cases} \quad (2)$$

Динамика ДГ на дефектах подобного типа допускает несколько вариантов эволюции системы: отражение ДГ, захват областью НКМА, прохождение. Ограничимся рассмотрением лишь случаев прохождения кинка через область НКМА (рис.1). В этом случае в области НКМА (в зависимости от ее параметров) возможно возникновение магнитных неоднородностей трех типов: одиночный бризер (рис.2а), связанное состояние двух бризеров (рис.2б), два бризера, осциллирующие независимо друг от друга. Критерии существования этих типов решений для заданных значений параметров W и K определяются предельными значениями параметра \tilde{d} : \tilde{d}_{\min} и \tilde{d}_{\max} . В предельном случае, когда амплитуда осцилляции бризеров мала, путем линеаризации уравнения (1) его можно свести к уравнению Шредингера с потенциалом вида (2), из решений которого можно получить указанные состояния бризеров и качественную оценку \tilde{d}_{\min} и \tilde{d}_{\max} .

Если расстояние между дефектами лежит в определенном интервале $\tilde{d}_{\min} < \tilde{d} < \tilde{d}_{\max}$, то возбуждаемые бризеры представляют собой связанное четырехкинковое состояние. Примечательно, что при фиксированных параметрах области НКМА наблюдается два режима колебаний: изохронный (частота бризеров одинакова и постоянна) (рис.3а) и неизохронный (частоты плавно изменяются с определенным периодом) (рис.3б). Установление того или иного типа колебаний определяется скоростью наезда ДГ v_0 , т.е. зависит от способа возбуждения.

В случае изохронных колебаний бризеры осциллируют синфазно или антифазно (рис.2б). Важно отметить, что эти состояния встречаются периодически. На рис.4 минимум функции $\Delta A(v_0)$ соответствует изохронному режиму колебаний, а максимум – предельному случаю неизохронности осцилляции. Неизохронный режим характеризуется периодическим изменением амплитуды (рис.5) и частоты (рис.3б).

Вид колебаний магнитной неоднородности типа связанных бризеров связан с тем, что они возбуждаются не одновременно, а

через определенный интервал времени, зависящий от начальной скорости ДГ, посредством которой можно косвенно задавать начальную разность фаз колебаний бризеров.

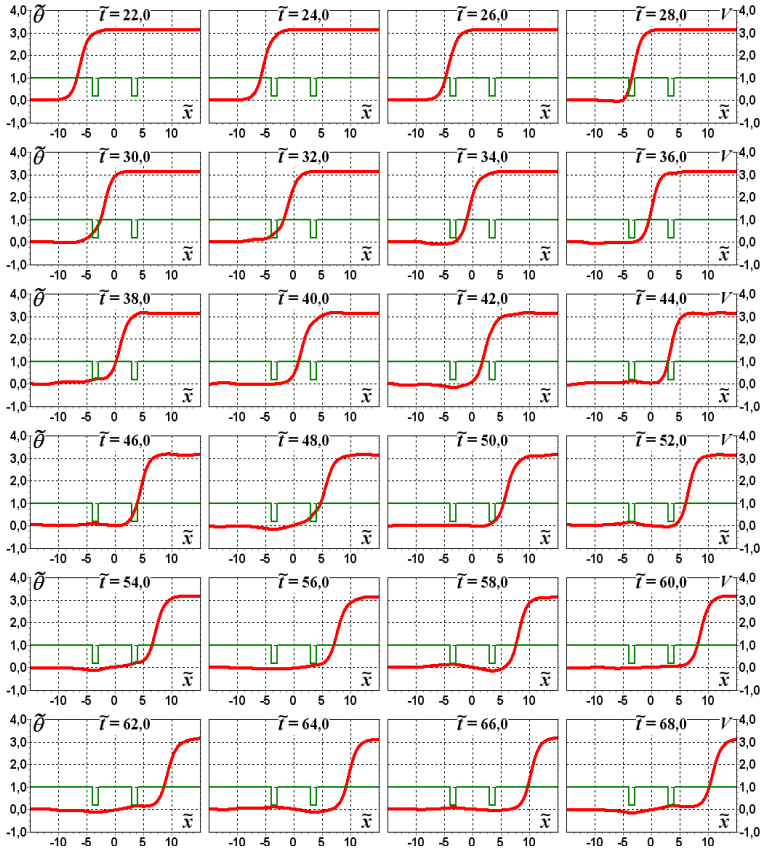


Рис. 1. Зависимости $\theta(\tilde{x})$ и $V(\tilde{x})$ в различные моменты времени \tilde{t} при начальной скорости кинка $v_0 = 0,4$ и параметрах НКМА $W=1$, $K=0,8$, $d=6$

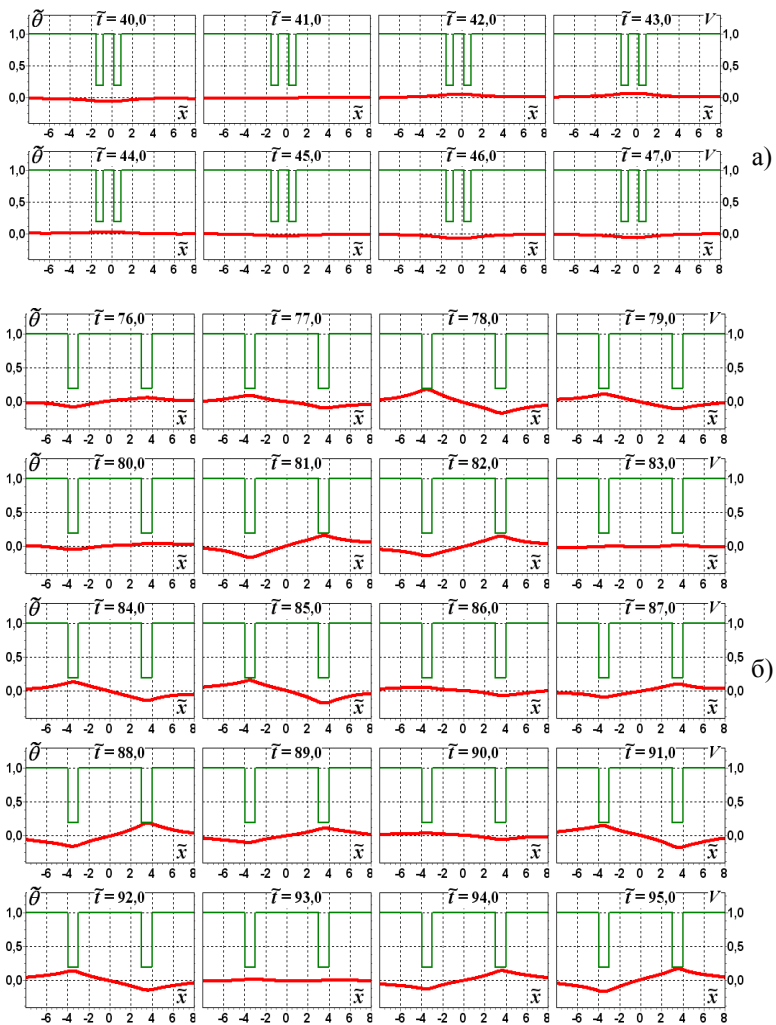


Рис.2. Зависимости $\theta(\tilde{x})$ и $V(\tilde{x})$ в различные моменты времени

\tilde{t} при параметрах НКМА: а) $\Delta K = 0,8, \tilde{W} = 0,5, \tilde{d} = 1$, б)

$\Delta K = 0,8, \tilde{W} = 1, \tilde{d} = 6$

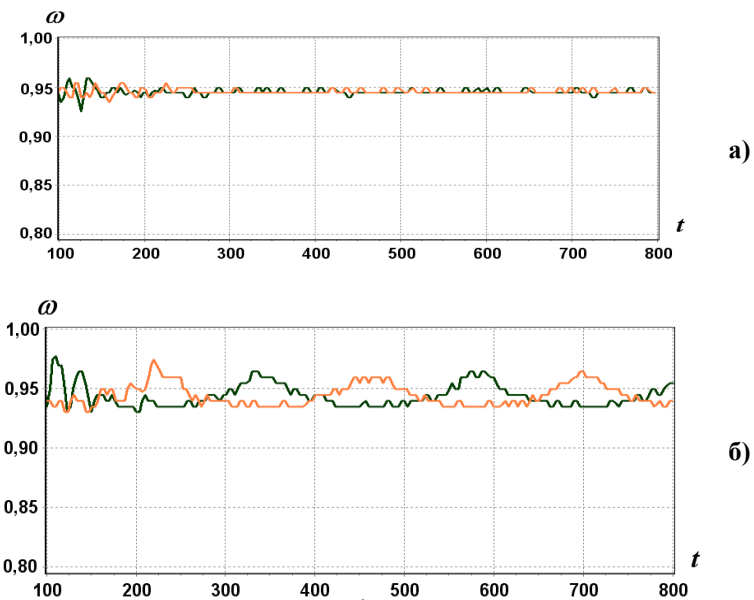


Рис.3. Зависимости частоты первого и второго бризеров ω_I и ω_{II} от времени. Параметры НКМА $\Delta K = 0,8$, $\tilde{W} = 1$, $\tilde{d} = 6$. Нач. скорости ДГ: а) $v_0 = 0.40$, б) $v_0 = 0.42$

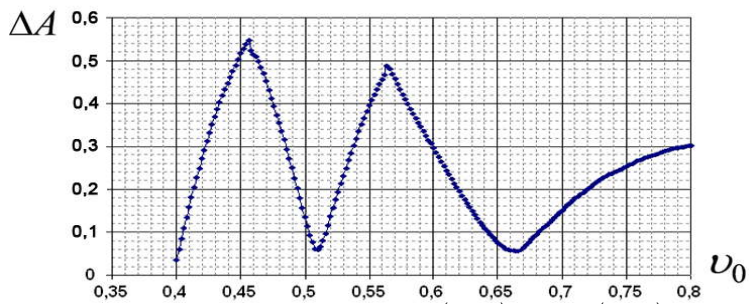


Рис.4. Зависимость $\Delta A = \max|\theta(x_{br}^I, t) - \min|\theta(x_{br}^I, t)$ от скорости наезда кинка v_0 на область НКМА.

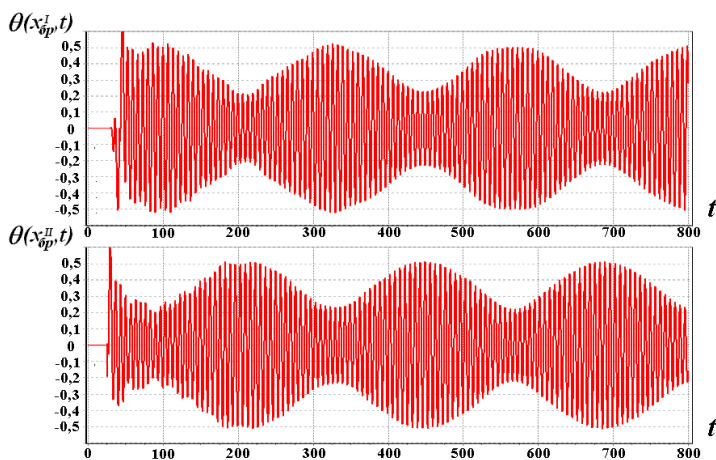


Рис.5. Динамика центра первого $\theta(x_{sp}^I, t)$ и второго брызгов $\theta(x_{sp}^{II}, t)$

Литература

1. Екомасов Е. Г., Азаматов Ш. А., Муртазин Р. Р. //ФММ, т.105, вып.4, с.341, 2008.
2. Paul D.I., J.Phys.C: Solid state Phys.-1979.-V.12.-№3.-p.585-593.
3. Paul D.I. // Phys.Let. . – 1978. - Vol.64A. - №5. - P. 485-488.

© Гумеров А.М., Азаматов Ш.А., Рахматуллин И.И., 2009 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТИПА КИНКА И БРИЗЕРА В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

Гумеров А.М., Богомазова О.Б.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия.

Магнетики макроскопических размеров с бездефектной кристаллической решеткой в природе практически не встречаются. Поэтому изучение реальных магнетиков является на сегодняшний день одной из важных задач. Наличие в них структурных и химических неоднородностей может приводить к появлению локальных изменений магнитных параметров, например, константы магнитной анизотропии. В динамическом случае задача описания динамики магнитных неоднородностей при определенных условиях сводится к изучению модифицированного уравнения синус-Гордона. В динамике, когда действует неоднородное по времени и пространству возмущение в области таких неоднородностей (или дефектов), при определенных условиях, могут возбуждаться сильно нелинейные волны магнитной природы [1], которые слабо изучены.

Рассмотрен бесконечный кристалл редкоземельного ортоферрита в высокотемпературной магнитной фазе $G_x F_z$ в двуподрешеточной модели. Данная модель характеризуется двумя векторами ферро- и антиферромагнетизма $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$, $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$ для них должно выполняться следующие условия $\vec{m}^2 + \vec{l}^2 = 1$, $\vec{m}\vec{l} = 0$. Вектор антиферромагнетизма в угловых переменных запишется в виде: $l = l(\cos\theta, \sin\theta \sin\varphi, \sin\theta \cos\varphi)$, причем при отсутствии выхода намагниченности из плоскости разворота доменной границы (ДГ) $\varphi = 0$. Уравнение Ландау-Лифшица, описывающее динамику ДГ, с учетом $|\vec{m}| \ll |\vec{l}|$, в нашем случае сводится к уравнению типа синус-Гордона и имеет вид [1,2]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2} - \ddot{\theta} - \frac{V(\tilde{x})}{2} \sin 2\theta = 0 \quad (1)$$

где θ – функция от координаты \tilde{x} и времени \tilde{t} , $V = V(\tilde{x})$ – некоторая функция, характеризующая неоднородность константы магнитной анизотропии (НКМА). Рассмотрим случай одиночной (2а) и двойной (2б) области НКМА.

$$V(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & \tilde{x} < 0, \tilde{x} > W \\ 1 - \Delta K, & 0 \leq \tilde{x} \leq W \end{cases} \quad (2a)$$

$$V(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & \tilde{x} < 0, W < \tilde{x} < W + \tilde{d}, \tilde{x} > 2W + \tilde{d} \\ 1 - \Delta K, & 0 \leq \tilde{x} \leq W, W + \tilde{d} \leq \tilde{x} \leq 2W + \tilde{d} \end{cases} \quad (26)$$

Поскольку уравнение (1) в общем случае аналитического решения не имеет, то для нахождения искомых зависимостей $\theta(x, t)$, для различных значений параметров НКМА, используем численный метод – метод конечных разностей с использованием явной схемы. В качестве начального условия используется известное точное решение уравнения (1) – решение типа «кинк» $\theta_0(\tilde{x}) = 2 \arctg(\exp(\tilde{x}))$, граничные условия для которого имеют вид: $\theta(\pm \infty, t) = 0, \pi$, $\theta'(\pm \infty, t) = 0$.

Из литературы [3,4] известно, что уравнение (1) может описывать резонансное взаимодействие солитонов, чего не удавалось обнаружить в более ранних работах [2,5]. По сравнению с ними, в данной работе использовался другой подход к решению уравнения, что позволило значительно повысить точность численной схемы и уменьшить вычислительную погрешность на порядок. Этот фактор является решающим для возможности наблюдения резонансных эффектов.

Различные варианты эволюции системы, возникающие при наезде на область НКМА движущейся равномерно ДГ, можно увидеть из рис.1а. Существует пороговое значение начальной скорости v_{\min} для данного дефекта, минимально необходимое для прохождения ДГ через область дефекта.

При скоростях выше порогового значения ДГ, проходя через дефект, возбуждает локализованную в пространстве магнитную неоднородность типа «бризер» [1]. Интересно отметить, что его частота колебаний ω практически не зависит от скорости наезда ДГ v_0 [1]. Таким образом, бризер является некой собственной характеристикой области НКМА и определяется ее параметрами.

При скоростях меньших порогового значения, вообще говоря, происходит захват кинка дефектом (или «пиннинг») [2], т.к. область НКМА рассматриваемых типов является областью энергетически более выгодного нахождения кинка, т.е. обладает притягивающим потенциалом. Однако повышенная точность численной схемы при определенных условиях позволяет определить наличие эффекта полного отражения ДГ от области НКМА.

Отражение кинков наблюдается как для дефектов вида (2а), так и вида (2б), причем лишь в узких областях (или «рефракционных окнах») начальных скоростей, что свидетельствует о резонансном характере наблюдаемого явления. Стоит подчеркнуть, что ширина этих щелей уменьшается по мере приближения v_0 к пороговому значению v_{\min} (рис.1а).

Набор рефракционных окон хорошо предсказывается формулой:

$$v_n^2 \approx v_{\min}^2 - \frac{C_1}{\left(\frac{2\pi n}{\omega} - C_2\right)^2}, \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (3)$$

Так, для области НКМА типа (2а) с параметрами $\Delta K = 1$, $W = 1$ константы равны $C_1 = 10,284$, $C_2 = 57,43298$, $\omega = 0,88384$.

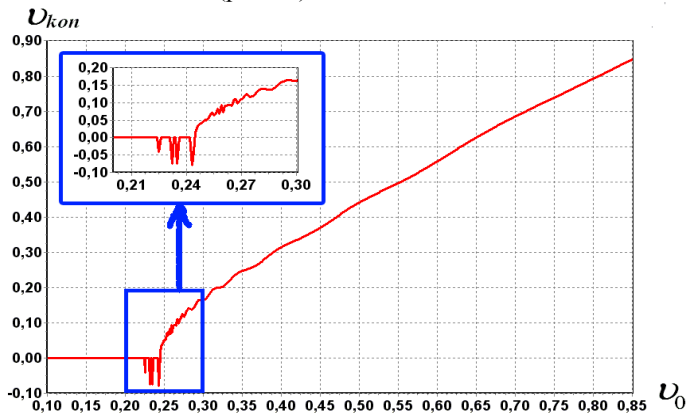
Механизм явления заключается в следующем: при прямом прохождении кинка в области НКМА возбуждается бризер и пульсационная мода ДГ, частоты колебаний которых совпадают. Через определенный промежуток времени под действием притягивающего потенциала дефекта кинк полностью останавливается и начинает двигаться в обратном направлении. Если интервал времени с момента возбуждения бризера до взаимодействия его с пульсирующей ДГ кратен периоду колебаний примесной моды (с точностью до некоторой постоянной), то происходит резонансная передача энергии колебаний бризера кинку.

В случае НКМА вида (2б) возможно возникновение другого резонансного явления – квазитуннелирования ДГ через область НКМА (рис.1б), при котором ДГ проходит через двойной дефект со скоростью меньшей порогового значения даже для одного дефекта. Причем явление удалось наблюдать только на двойных дефектах (рис.3).

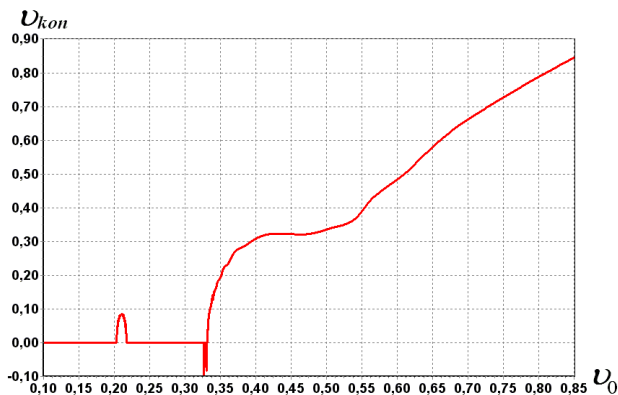
Излучение, вызванное прохождением ДГ через первый дефект, проходя через второй дефект возбуждает в нем бризер. Квазитуннелирование можно объяснить резонансным взаимодействием ДГ и этого бризера.

Также важно отметить, что появление второго дефекта в целом меняет характер прохождения ДГ через область НКМА. Для дефектов вида (2а) зависимость скорости ДГ после прохождения области дефекта v_{kon} от скорости наезда на дефект v_0 в области $v_0 > v_{\min}$ хорошо описывается формулой: $v_{kon} = \alpha \left(v_0^2 - v_{\min}^2 \right)$, где

константа $\alpha \approx 0,887$ [3] (рис.1а). В случае (2б) данное соотношение уже не выполняется (рис.1б).



а)



б)

Рис. 1. Зависимость скорости ДГ после прохождения области дефекта v_{kon} от скорости наезда на дефект v_0 : а) при параметрах НКМА $\tilde{W} = 1$; $\Delta K = 0,8$ (одиночный дефект); б) параметрах НКМА $\tilde{W} = 1$; $\Delta K = 0,8$; $\tilde{d} = 4$ (двойной дефект).

Случаи $v_{kon} = 0$ соответствуют пиннингу ДГ, $v_{kon} > 0$ - прохождению ДГ, $v_{kon} < 0$ - отражению ДГ.

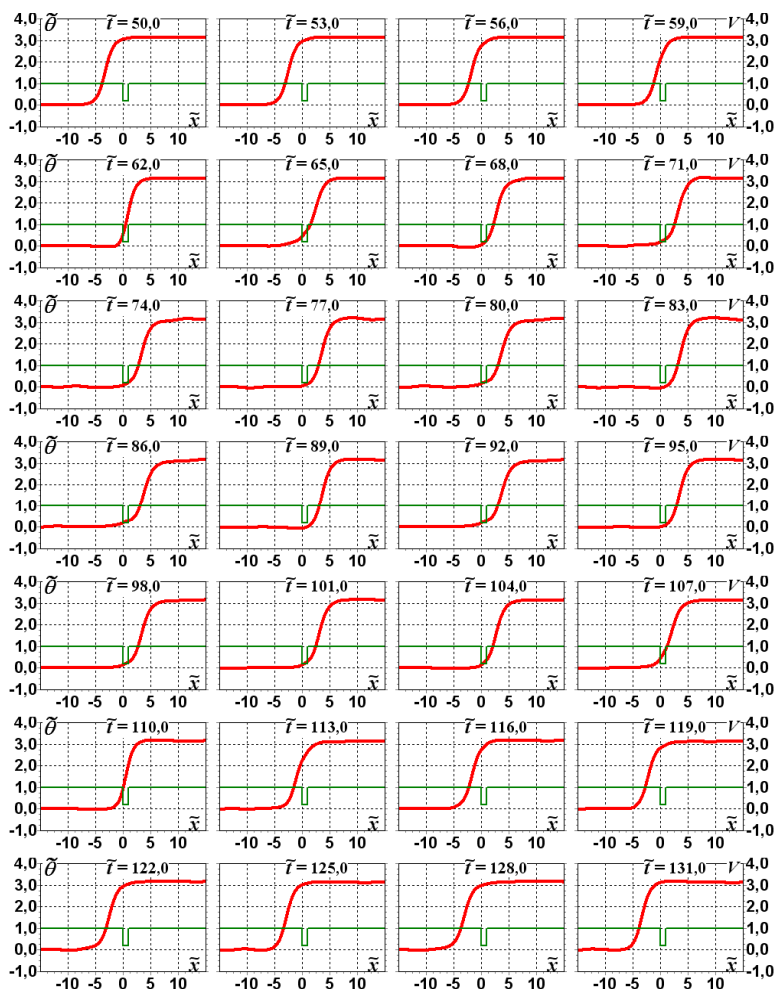


Рис.2. Зависимости $\tilde{\theta}(\tilde{x})$ и $V(\tilde{x})$ в различные моменты времени \tilde{t}

при начальной скорости кинка $v_0 = 0,235$ и параметрах НКМА

$\tilde{W} = 1, \Delta K = 0,8$. Отражение ДГ от области НКМА.

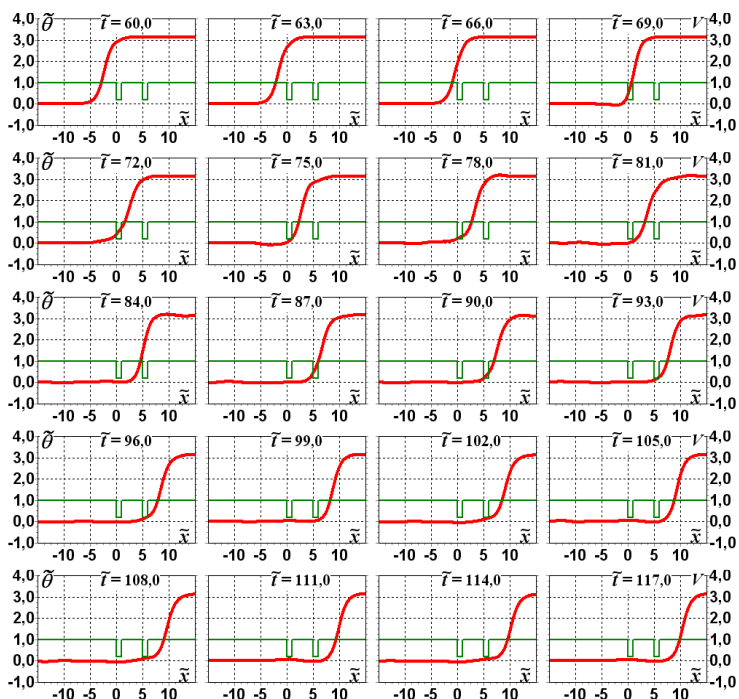


Рис.3. Зависимости $\theta(\tilde{x})$ и $V(\tilde{x})$ в различные моменты времени \tilde{t} при начальной скорости кинка $v_0 = 0,2107$ и параметрах НКМА $\tilde{W} = 1$, $\Delta K = 0,8$, $\tilde{d} = 4$. Кванзитуннелирование ДГ через область НКМА.

Литература

1. Екомасов Е.Г., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р. // ФММ. 105 4, 341, 2008.
2. E.G. Ekomasov, M.A. Shabalin // FMM 101, Suppl. 1, p. S48, 2006.
3. О.М. Браун, Ю.С. Кившарь, Модель Френкеля-Контровой. Концепции, методы, приложения // М.: Физматлит, 2008.
4. Piette B., Zakrzewski W.J., Scattering of sine-Gordon kinks on potential wells // Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 5995-6010, 2007.
5. Белова Т.И., Кудрявцев А.Е. Солитоны и их взаимодействия в классической теории поля // УФН, т.167, №4, с. 377, 1997.

© Гумеров А.М., Богомазова О.Б., 2009 г.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ОРТОФЕРРИТАХ С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПАРАМЕТРОВ ОБМЕНА И АНИЗОТРОПИИ

Давлетшина А.Д., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р.
Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Существуют современные многочисленные эксперименты по изучению нелинейной динамики доменной границы (ДГ) в редкоземельных ортоферритах (РЗО), в том числе и с локальными дефектами [1]. В данных материалах также реализуется режим движения ДГ описываемый решением в виде кинка нелинейного уравнения синус-Гордона, вызывающего в последние годы повышенный интерес у исследователей в области физики нелинейных явлений [2,3]. Влияние малых изменений значений магнитных параметров материала на динамику ДГ уже изучены с помощью теории возмущения [4]. Ранее с помощью численных методов изучено влияние произвольной по величине неоднородности константы магнитной анизотропии (НКМА) на динамику ДГ [5, 6]. Обычно в магнитных материалах одновременно с НКМА существует и неоднородность параметра обменного взаимодействия (НПОВ). Поэтому представляет интерес исследовать влияние НКМА и НПОВ на структуру и динамику ДГ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривали бесконечный кристалл редкоземельного ортоферрита в высокотемпературной магнитной фазе $G_x F_z$ в двухподрешеточной модели, считаем что выполняется условие $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M_0$. Двухподрешеточная модель характеризуется двумя векторами ферро- и антиферромагнетизма $\vec{m} = (\vec{M}_1 + \vec{M}_2)/2M_0$, $\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$, для них должно выполняться следующие условия $\vec{m}^2 + \vec{l}^2 = 1$, $\vec{m}\vec{l} = 0$. Вектор антиферромагнетизма в угловых переменных запишется в виде: $l = l(\cos\theta, \sin\theta \sin\varphi, \sin\theta \cos\varphi)$, причем при отсутствии выхода намагниченности из плоскости разворота доменной границы (ДГ) $\varphi = 0$. Уравнение Ландау-Лифшица, описывающее динамику ДГ, с учетом $|\vec{m}| \ll |\vec{l}|$, в нашем случае сводиться к уравнению типа синус-Гордона и его можно представить в обезразмеренном виде [3]:

$$\tilde{A}(x) \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tilde{x}^2} - \ddot{\theta} - \frac{\tilde{K}(x)}{2} \sin 2\theta + \tilde{A}'(x) \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{x}} = h \sin \theta + \alpha \dot{\theta} \quad (1)$$

где $\tilde{A}(x)$ – функция, определяющая распределение НПОВ, $\tilde{K}(x)$ – некоторая функция, определяющая распределение НКМА в магнетике, h – нормированное внешнее эффективное поле, α – нормированная константа затухания, $\tilde{t} = t / \left(\frac{\delta_0}{c} \right)$, $\tilde{x} = x / \delta_0$, δ_0 – ширина блоховской ДГ, c – предельная скорость спиновых волн. Заметим, что уравнение типа (1) можно получить и для случая ферромагнетиков и ферритов [6].

Функцию \tilde{K} и \tilde{A} будем моделировать тремя случаями (Рис. 1):

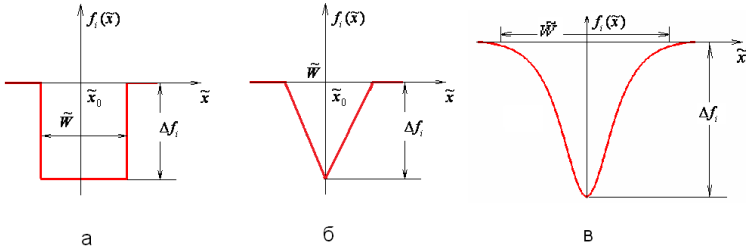


Рис. 1. Вид функции, описывающие неоднородности параметра материала в виде прямоугольника (а), треугольника (б), функции типа Гаусса (в).

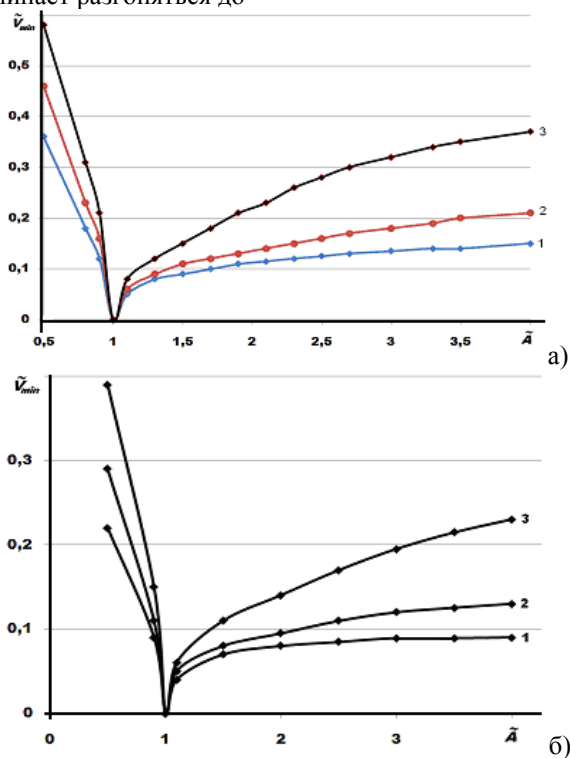
Соответствующие рис.1 функции будем представить в следующем виде: прямоугольника (а), треугольника (б), функции типа Гаусса (в) (Δf - глубина (высота) неоднородности).

$$f(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| > \tilde{W} \\ \Delta f, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| \leq \tilde{W} \end{cases} \quad \text{а} \quad f(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| > \tilde{W} \\ 1 + \frac{\Delta f}{ch(\tilde{x} / \tilde{W})}, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| \leq \tilde{W} \end{cases} \quad \text{б}$$

$$f(\tilde{x}) = \begin{cases} 1, & |\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1| > \tilde{W} \\ 1 - \frac{2\Delta f}{\tilde{W}} \tilde{x}, & \tilde{x}_1 \leq \tilde{x} \leq \tilde{x}_1 + \tilde{W} / 2 \\ 1 - \Delta f + \frac{2\Delta f}{\tilde{W}} \tilde{x}, & \tilde{x}_1 + \tilde{W} / 2 \leq \tilde{x} \leq \tilde{x}_2 \end{cases} \quad \text{в}$$

Для исследования нелинейной динамики ДГ уравнение (1) решалось численно с использованием явной схемы интегрирования [7]. Дискретизация уравнения приводилась по стандартной пятиточечной схеме типа “крест” [7]. Распределение намагниченности в начальный момент времени задавалось в виде в виде неелевской ДГ $\theta_0(x) = 2\text{arctg}(e^{\tilde{x}})$ в параллельной плоскости yOz , граничные условия для которой имеют вид: $\theta(\pm\infty) = 0, \pi$; $\theta'(\pm\infty) = 0$.

Схема проведенного численного эксперимента такова. В начальный момент времени включаем внешнее поле, под действием которого ДГ начинает разгоняться до



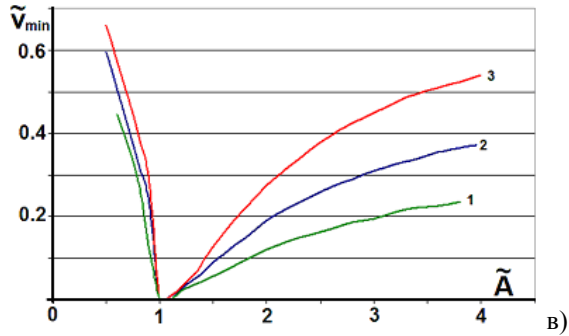


Рис. 2 Зависимость минимальной скорости ДГ от глубины неоднородности \tilde{A} для случая $\tilde{K} = 1$ (1 - $\tilde{W} = 0.3$, 2 - $\tilde{W} = 0.5$, 3 - $\tilde{W} = 1$) а) прямоугольного вида, б) треугольного, в) вида функции Гаусса.

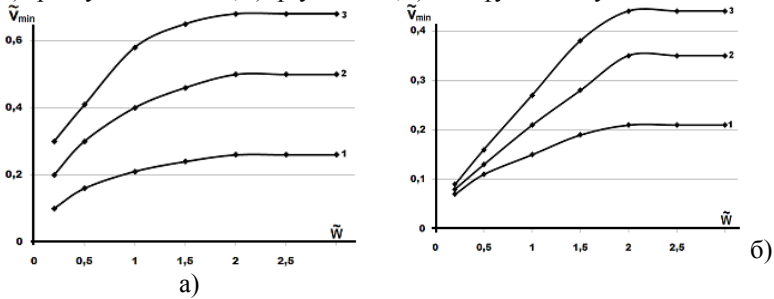


Рис. 3. Зависимость минимальной скорости ДГ от ширины дефекта прямоугольного вида от \tilde{W} для случая $\tilde{K} = 1$

а) 3 - $\tilde{A} = 0.5$; 2 - $\tilde{A} = 0.7$; 1 - $\tilde{A} = 0.9$;

б) 1 - $\tilde{A} = 1.5$; 2 - $\tilde{A} = 2$; 3 - $\tilde{A} = 2.5$.

стационарного значения скорости. После чего ДГ наезжает на область дефекта и реализуются два случая: 1) ДГ не проходит через область неоднородности параметров материала; 2) ДГ проходит через эту область. Вначале рассмотрим минимальную скорость, необходимую для прохождения ДГ \tilde{v}_{\min} через область дефекта. На рис. 2, 3 приведены зависимости минимальной скорости ДГ, необходимой для преодоления дефекта от параметров дефекта при отсутствии НКМА. Из рис. 2 видно, что в области $0 < \tilde{A} < 1$ минимальная скорость ДГ уменьшается с увеличением параметра \tilde{A} , а в области $\tilde{A} > 1$ с увеличением параметра \tilde{W} - \tilde{v}_{\min} увеличивается (рис. 3). Для областей $\tilde{A} > 1$ и $0 < \tilde{A} < 1$ мы

наблюдаем несимметричный характер кривых, также как и для случая $\tilde{A} = 1$ [5].

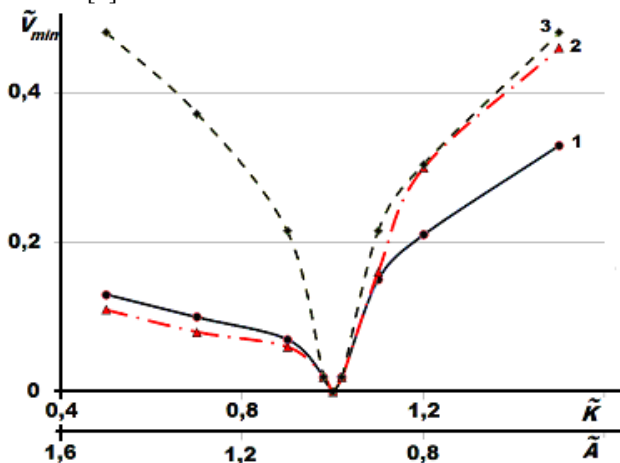
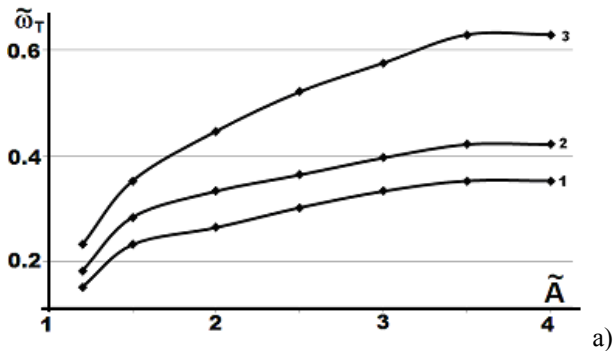


Рис. 4. Зависимость минимальной скорости ДГ от глубины неоднородности для случая $\tilde{W} = 0.5$ (1 - $\tilde{A} = 1$; 2 - $\tilde{K} = 1$; 3 - аналитические значения (2) [4]).



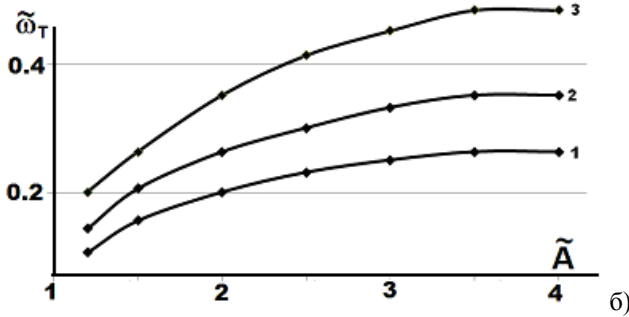


Рис. 5. Зависимость трансляционной частоты колебаний ДГ от глубины неоднородности \tilde{A} для случая $\tilde{K} = 1$; $\tilde{\nu} = 0.05$ (1 - $\tilde{W} = 0.3$; 2 - $\tilde{W} = 0.5$; 3 - $\tilde{W} = 1$ а) прямоугольного, б) треугольного вида.

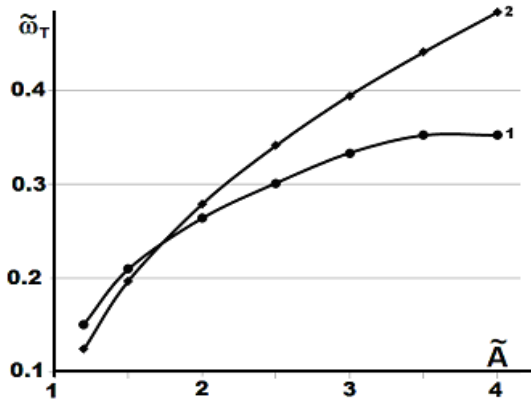


Рис. 6. Зависимость трансляционной частоты колебаний ДГ от глубины дефекта для случая $\tilde{K} = 1$; $\tilde{W} = 0.3$; $\tilde{\nu} = 0.05$ (1 - численные значения, 2 - аналитические (3)).

С помощью теории возмущений было получено аналитическое выражение минимальной скорости, необходимой для преодоления области дефекта [4]:

$$v_{\min}^2 = [(\tilde{A} - 1) + (\tilde{K} - 1)] \tanh\left(\frac{W}{\delta_0}\right) \quad (2)$$

На рис.4 приведено сравнение величины $\tilde{\nu}_{\min}$, полученных численно и из аналитического выражения (2). Видно, что в области малых параметров имеем хорошее совпадение значений скоростей.

Для случая $\tilde{K} = 1$ в области $\tilde{A} > 1$ численные результаты достаточно хорошо описываются аналитическим выражением и для области больших параметров. Для случая $\tilde{A} > 1$ влияние как НПОВ, так и НКМА носит практически одинаковый характер и сильно отличается от случая $0 < \tilde{A} < 1$.

Далее рассмотрим «пиннинг» ДГ в области НКМА и НПОВ. Из зависимости координаты центра ДГ от времени получаем трансляционную частоту колебаний ДГ. На рис. 5. приведена зависимость трансляционной частоты колебаний ДГ от параметра \tilde{A} для случаев рис.1 а, б. Из рисунка видно, что частота колебаний увеличивается с увеличением параметров \tilde{W} и \tilde{A} . Частота колебаний ДГ при одинаковых значениях параметров \tilde{W} и \tilde{A} в случае дефекта прямоугольного вида больше, чем в случае треугольного. В работе для случая малых дефектов [4] получено аналитическое выражение для трансляционных частот:

$$\omega^2 = -[\tilde{A} - 1] \sec^2 h^2 \left[\frac{\tilde{W}}{\delta_0} \right] \tanh^2 \left[\frac{\tilde{W}}{\delta_0} \right] \quad (3)$$

Из рис.6 видно, что численные результаты в области малых параметров совпадают с аналитическими результатами.

Заключение

В работе с помощью численных методов найдены зависимости от НПОВ значений минимальной скорости ДГ, необходимой для преодоления области дефекта, трансляционной частоты колебаний ДГ. Проведено сравнение полученных численных результатов с результатами, найденными с помощью теории возмущений.

Литература

- [1] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, // ФТТ **43**, 1503 (2001).
- [2] О.М. Браун, Ю.С. Кившарь, Модель Френкеля-Контровой. Концепции, методы, приложения Москва: Физматлит (2008) 519 с.
- [3] Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н. Харисов А.Т., Шамсутдинов Д.М. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. Уфа: Гилем, 2007, 368 с.
- [4] D.I. Paul // J.Phys. C: Solid State Phys., V. **12**, № 3, P. 585 (1979).
- [5] E.G. Ekomasov, M.A. Shabalin // PMM **101**, Suppl. 1, p. S48 (2006).
- [6] Екомасов Е. Г., Азаматов Ш. А., Муртазин Р. Р., // ФММ **105**, № 4, с. 341(2008).
- [7] Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М. Наука. 1987.-600с.

© Давлетшина А.Д., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р., 2009 г.

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДИРЕКТОРА НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Мигранов Н.Г., Еникеев Ю.А.

Башкирский государственные педагогический университет
им.М. Акмуллы, г.Уфа, Россия

I ВВЕДЕНИЕ

В физических системах большое внимание уделяют изучению поведения тел во внешних полях. Существуют ситуации, когда реакция системы на внешнее воздействие наступает только при значениях поля, превышающих некоторую предельную величину f_0 . О таких явлениях говорят как о пороговых. Как правило, величина пороговых полей очень велика. Их энергия может быть сравнима с энергией ионизации, теплотой плавления и т.д.

Совершенно иная картина наблюдается в жидких кристаллах. Здесь наиболее интересные эффекты связаны с изменением ориентации системы, что, как правило, требует небольших затрат энергии, в отличие от твердых тел. Поэтому изучению пороговых эффектов в жидких кристаллах уделяется большое внимание. Этот интерес обусловлен также тем, что пороговые эффекты здесь широко используются как один из методов исследования вещества [1].

Было установлено, что в определенных условиях при пороговой переориентации директора возникают его пространственно-периодическая структура в плоскости НЖК-ячейки. Это явление было рассмотрено в планарно ориентированной ячейке флексоэлектрического кристалла с бесконечно жесткими граничными условиями и с учетом конечности энергии сцепления [2]. В работе [3] изучалось влияние поверхности на пороговую пространственно-периодическую переориентацию директора электрическим полем, в гомеотропно ориентированной ячейке НЖК.

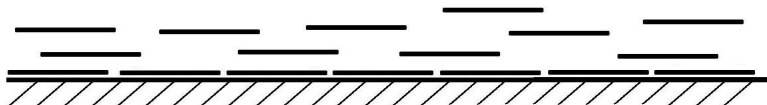


Рис 1. Нематик в отсутствие поля.



Рис 2. Периодическая структура директора при действии внешнего поля

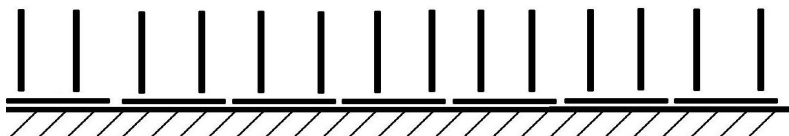


Рис. 3. Переход Фредерикса с однородной структурой директора.

Здесь схематично представлены расположения молекул в ячейке НЖК: 1 – в отсутствие поля; 2 – С периодической структурой, вызванной внешним ориентирующим полем; 3 – С однородной структурой (однородный переход Фредерикса).

Внешнее магнитное поле, как и электрическое, оказывает ориентирующее действие на молекулы жидкого кристалла, поэтому при некоторых условиях можно ожидать возникновение периодической структуры директора в тонкой ячейке НЖК при наложении внешнего магнитного поля аналогично тому, как это происходит при наложении внешнего электрического поля.

Механизм выравнивающего действия. Большинство органических молекул диамагнитно, причем диамагнетизм особенно силен, если молекулы ароматическое. У молекул типичных нематиков имеются два ароматических кольца, и наименьшей энергией будет обладать конфигурация, в которой оптическая ось параллельна полю.

Энергия взаимодействия нематика с магнитным полем:

$$F_m = \frac{1}{2} \chi_a (n \cdot H)^2 \quad (1)$$

где $\chi_a = \chi_{||} - \chi_{\perp} > 0$, - анизотропия диамагнитной проницаемости. У обычных нематиков $\chi_a \approx 10^{-7}$ [4].

II МОДЕЛЬ

Таким образом, свободная энергия нематического жидкого кристалла складывается из упругой энергии Франка, энергии

взаимодействия с магнитным полем и энергии сцепления с поверхностью подложки:

$$F = F_{el} + F_m + F_S, \quad (2)$$

где

$$F_{el} = \frac{1}{2} \int_V \{K_1 (\text{div}(n))^2 + K_2 (n \cdot \text{rot}(n))^2 + K_3 [n \times \text{rot}(n)]^2\} dV \quad [4]$$

$$F_m = -\frac{\chi_a}{2} \int_V (n \cdot H)^2 dV, \quad [4] \quad (3)$$

$$F_S = -\frac{W_\varphi}{2} \int_{S_{1,2}} \cos^2 \varphi \cdot dS - \frac{W_\theta}{2} \int_{S_{1,2}} \cos^2 \theta \cdot dS,$$

$$W_\varphi > 0, W_\theta > 0. \quad [5]$$

где n – директор, F_{el} – упругая энергия Франка, F_m – магнитный вклад в энергию взаимодействия НЖК с магнитным полем, F_S – поверхностная свободная энергия НЖК, $\chi_a = \chi_{||} - \chi_{\perp} > 0$, – анизотропия диамагнитной проницаемости, W_φ , W_θ – соответственно полярная и азимутальная энергии сцепления директора с поверхностью ячейки, θ , φ – углы отклонения директора, соответственно в плоскостях xz и xy .

Поскольку при планарной геометрии пороговая переориентация директора приводит к возникновению пространственно-периодической структуры вдоль оси y [2], директор ищется в виде

$$\vec{n} = \vec{i} \cdot \cos\theta(y, z) \cos\varphi(y, z) + \vec{j} \cdot \cos\theta(y, z) \sin\varphi(y, z) + \vec{k} \cdot \sin\theta(y, z) \quad (3)$$

где i, j, k – орты декартовой системы координат.

В случае малых деформаций директора ($|\varphi|, |\theta| \ll 1$), минимизируя свободную энергию (1) по φ и θ , получим следующие стационарные уравнения:

$$r \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + (1-r) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial z} - mH^2 \theta = 0, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + r \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + (1-r) \frac{\partial^2 \theta}{\partial y \partial z} = 0. \quad (4)$$

и граничные условия к ним:

$$\left[\frac{W_\theta}{K_1} \theta \pm \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} + (1-r) \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) \right]_{z=\pm \frac{L}{2}} = 0, \quad \left[\frac{W_\varphi}{K_1} \varphi \pm r \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right]_{z=\pm \frac{L}{2}} = 0. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения: $\gamma = K_2/K_1$, $m = \chi_a/4\pi K_1$. Учитывая симметрию системы уравнений (3), ищем ее решение в виде $\theta(y, z) = \cos(qy)\theta_1(z)$, $\varphi(y, z) = \sin(qy)\varphi_1(z)$. (6)

III РАСЧЕТЫ

Так как периодическая структура директора образуется под действием внешнего магнитного поля скачком, то функция $q = q(H)$ должна иметь разрыв в момент образования периодической структуры, иными словами производная dq/dH не существует (равна $\pm\infty$). Тогда должно выполняться условие $dH/dq = 0$. Поэтому решение уравнений (4) ищем в виде $H = H(q)$. При исследовании решения полученных уравнений были получены следующие результаты:

$$H(q) = \frac{2(q^2 L^2 + \pi^2)\sqrt{r}}{\sqrt{m(3q^2 r L^2 + q^2 L^2 + 4r\pi^2)L}} \quad (7)$$

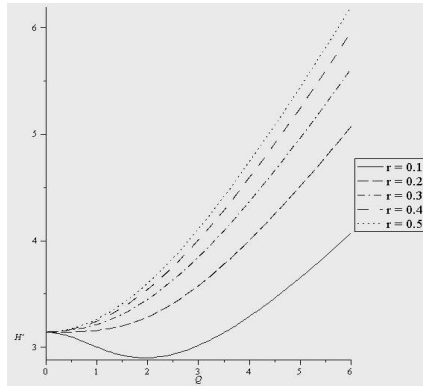


Рис. 4 Зависимость безразмерного магнитного поля

$H' = \sqrt{mHL}$ от безразмерного волнового числа $Q = qL$ при $r = 0.1 - 0.5$

Из графиков видно, что при $r \geq r_0 \approx 0.2$ образования периодической структуры не происходит. В дальнейшем из расчетов получаем точное значение $r_0 = 0.2$.

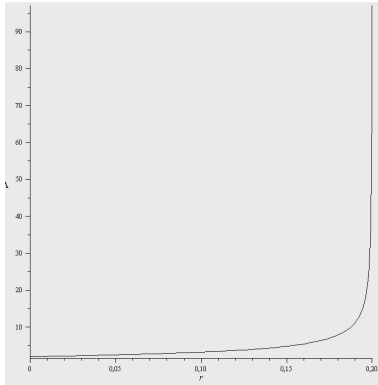


Рис. 5. Зависимость безразмерного периода $\lambda = \lambda/L$ возникающей структуры директора от параметра r

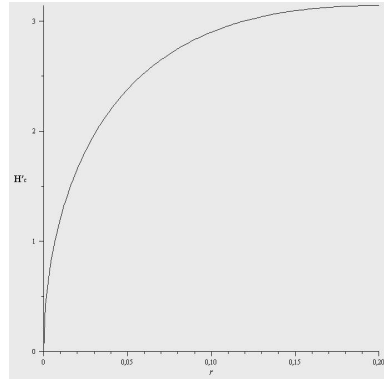


Рис. 6. Зависимость безразмерного порогового магнитного поля $H'_c = \sqrt{tHL}$ от параметра r

Из этого графика ясно, что при $r = r_0 = 0.2$ период λ становится бесконечным, а значит, структура директора становится однородной (однородный переход Фредерикса).

Магнитный параметр t , характеризующий магнитную анизотропию не входит в выражение для периода возникающей структуры, а, следовательно, не влияет на него.

Зависимость безразмерного порогового поля H'_t (t – «threshold» - порог) от параметра r

$$H'_t = \frac{2\sqrt{r\left(-\frac{\pi^2(5r-1)}{3r+1} + \pi^2\right)}}{\sqrt{-\frac{\pi^2(3r-1)(5r-1)}{3r+1} + 4r\pi^2}} \quad (8)$$

Максимальное значение безразмерного порогового магнитного поля $H'_{c \max} = \pi$.

IV ВЫВОДЫ

Исследовался тонкий слой нематического жидкого кристалла между двумя твердыми подложками во внешнем магнитном поле. Была составлена формула для свободной энергии такого кристалла. Эта формула анализировалась методами

вариационного исчисления, затем исследовалось полученное решение. В итоге были сделаны следующие выводы:

1. Пространственная структура директора во внешнем магнитном поле возникает при значении параметра r не превышающим $r_0 = 0.2$.
2. Период возникающей структуры растет с увеличением толщины ячейки L .
3. Значение порогового поля, при котором возникает структура монотонно, но нелинейно растет с увеличением параметра r , достигая максимума при $r = r_0 = 0.2$. Значение максимального безразмерного критического поля $H'_{c \max} = \sqrt{\varepsilon} H_{c \max} L = \pi$.
4. Значение порогового поля уменьшается с ростом параметра m , характеризующего диамагнитную анизотропию вещества.
5. Значение порогового поля уменьшается с увеличением толщины ячейки L , при этом выполняется соотношение, показанное Фредериксом: $H_c L = const$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pergamenschik V. M. Spontaneous deformations of the uniform director ground state induced by the surfacelike elastic terms in a thin planar nematic layer // *Physical Review E* 61, 3936 (2000).
2. Ледней М. Ф., Пинкевич И. П. Пороговая неоднородная переориентация директора в планарной нематической флексоэлектрической ячейке с конечной энергией сцепления // *ЖЭТФ*. – 2005. – т. 127. – вып. 4.
3. Романов В.П., Скляренко Г.К. Пороговые эффекты в гомеотропно ориентированных нематических жидких кристаллах во внешнем электрическом поле. *ЖЭТФ* 116, 543 (1999).
4. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, Мир, Москва (1977)
5. A. Rapini and M. Papolar, *Phys, Collod.* 30, 54 (1969).23
6. Романов В. П. Пороговые эффекты в жидких кристаллах // *Соросовский образовательный журнал*. – 2001. – т. 7. – № 1.
7. Alexe-Ionescu A. L., Barbero G., Lelidis I. Periodic deformations in nematic liquid crystals // *Physical Review E* 61 061705 (2002).

© Мигранов Н.Г., Еникеев Ю.А., 2009 г.

КОЛЕБАНИЯ ЭЛАСТИЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Захаров А.В.

Башкирский государственные педагогический университет
им.М. Акмуллы, г.Уфа, Россия

Уфимский государственный авиационный технический университет,
г.Уфа, Россия

С тех пор, как стала очевидной несостоятельность решения Фридмана в качестве модели вселенной, как на ранней стадии её эволюции, так и на современном этапе, о чем с самого начала предупреждал А. Эйнштейн [1], предприняты многочисленные исследования широкого класса моделей вселенных, отличных от изотропных и однородных.

Действительно, как показал Н.Р. Сибгатуллин в монографии "Колебания и волны в сильных гравитационных и электромагнитных полях", [2] модель Фридмана - Леметра - это единственная и уникальная возможность эволюции после Большого взрыва, среди множества других сценариев. Кажущаяся приближительная однородность и изотропность относится лишь к малой наблюдаемой части вселенной и только к нашему времени.

В работе предпринято исследование космологических решений уравнений Эйнштейна с лямбда членом

$$G_{ij} + \Lambda g_{ij} = \chi (T_{gij} + T_{emij}) \quad (1)$$

при наличии релятивистского газа T_{gij} и электромагнитного поля T_{emij} в классе метрик, максимально приближенных к условиям однородности и изотропности

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \left(dr^2 + \frac{\sin(\sqrt{k} r)^2 d\phi^2}{k} \right) - b(t)^2 dz^2 \quad (2).$$

Здесь параметр k позволяет охватить три случая: 1. $k = 0$ - плоская модель, 2. $k = 1$ - закрытая модель, 3. $k = -1$ - открытая модель.

Первая задача направлена на поиски и исследование пульсирующих решений уравнения (1), не выводящих из класса метрик (2).

Более общая вторая задача заключается в отыскании решений волновой природы на фоне решений первой задачи в классе метрик

$$ds^2 = dt^2 - a(t, r)^2 \left(dr^2 + \frac{\sin(\sqrt{k} r)^2 d\phi^2}{k} \right) - b(t, r)^2 dz^2$$

(3)

и электромагнитных полей $F_{ik} = F_{ik}(t, r)$.

Случай А. Закрытая модель.

В этом случае в координатах $[r, \phi, z, t]$ метрика принимает вид $ds^2 = dt^2 - a(t)^2 dr^2 - a(t)^2 \sin(r)^2 d\phi^2 - b(t)^2 dz^2$, а электромагнитное поле может иметь только одну компоненту $F_{1,2} = B \sin(r)$. Других решений уравнений Максвелла не допускает уравнение (1) в классе метрик (2).

В этом случае система уравнений (1) запишется в виде

$$\left\{ \frac{b(t)^2 \left(1 + 2 a(t) \left(\frac{d^2}{dt^2} a(t) \right) + \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 \right)}{a(t)^2} + \Lambda b(t)^2 = - \frac{\chi \left(- \frac{b(t)^2 B^2}{a(t)^4 8 \pi} + \varepsilon b(t)^2 \right)}{3}, \right.$$

$$\frac{a(t) \left(\left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) + \left(\frac{d^2}{dt^2} a(t) \right) b(t) + \left(\frac{d^2}{dt^2} b(t) \right) a(t) \right)}{b(t)} + \Lambda a(t)^2 =$$

$$\left. - \chi \left(- \frac{3 B^2}{8 \pi a(t)^2} + \frac{\varepsilon a(t)^2}{3} \right), \right. \quad (3)$$

$$\left. - \frac{b(t) + 2 a(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) + b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2}{a(t)^2 b(t)} - \Lambda = - \chi \left(\frac{B^2}{a(t)^4 8 \pi} + \varepsilon \right) \right\}$$

Система (3) алгебраически разрешается в систему

$$\left\{ \frac{d^2}{dt^2} a(t) = \left(-8 a(t)^2 \pi b(t) - 4 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) - 8 a(t)^2 \pi b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 \right. \right.$$

$$\left. - 8 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi + \chi b(t) B^2 \right) / (a(t)^3 \pi b(t) 12), \frac{d^2}{dt^2} b(t) = \left(a(t)^2 \pi b(t) \right.$$

$$\begin{aligned}
& -4 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) + a(t)^2 \pi b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 - 2 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi \\
& + \chi b(t) B^2 \Big) / (a(t)^4 \pi^3), \varepsilon = - \left(-8 a(t)^2 \pi b(t) - 16 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) \right. \\
& \left. - 8 a(t)^2 \pi b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 - 8 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi + \chi b(t) B^2 \right) / (8 \chi b(t) a(t)^4 \pi) \}
\end{aligned} \tag{4}.$$

Физически это означает, что релятивистский газ не влияет на параметры пульсаций вселенной $a(t)$ и $b(t)$. Изменение этих параметров происходит под действием трех факторов: 1) собственное движение физического вакуума как некоторой эластичной среды; 2) действие лямбда члена; 3) действие магнитного (электромагнитного) поля. Тогда как наличие определенных пульсаций и магнитного (электромагнитного) поля могут приводить к изменению плотности энергии релятивистского газа, порождая его или поглощая. Такая ситуация называется инфляционной.

Действительно, для описания взаимопревращений частиц и полей требуются дополнительно к уравнениям (1) квантовые законы.

Последнее уравнение системы (4) позволяет разделить решения на чисто электровакуумные и на решения с ненулевой плотностью энергии релятивистского газа: а) $\varepsilon = 0$ и б) $\varepsilon \neq 0$. Причем система (4) в случае В становится несовместной, если положить, что плотность энергии релятивистского газа отлична от нуля и постоянна во времени. Это подчеркивает нестационарный характер решений в случае В.

В случае а) получаем решение: 1)

$$a(t) = \frac{1 \left(- \frac{2 \pi - (4 \pi^2 + 2 \Lambda \pi \chi B^2) \left(\frac{1}{2} \right)}{\Lambda \pi} \right)^{\left(\frac{1}{2} \right)}}{2} \quad \text{либо 2)}$$

$$a(t) = \frac{1}{2} \left(-\frac{2\pi + (4\pi^2 + 2\Lambda\pi\chi B^2)^{\left(\frac{1}{2}\right)}}{\Lambda\pi} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)}. \quad \text{Радиальные}$$

параметры постоянные.

При положительном значении космологической постоянной $0 < \Lambda$ решение a1) существует при любом значении индукции магнитного поля B . При $\Lambda < 0$ решение существует при $\chi B^2 \leq \frac{2\pi}{|\Lambda|}$.

Решение a2) существует только при отрицательном значении $\Lambda < 0$. Магнитное поле так же удовлетворяет условию $\chi B^2 \leq \frac{2\pi}{|\Lambda|}$.

Осевой параметр $b(t)$ находится в каждом случае a1) или a2) из уравнения

$$\frac{d^2}{dt^2} b(t) = \frac{(-2\chi B^2 \Lambda - 8a(t)^2 \pi \Lambda) b(t)}{8a(t)^2 \pi - \chi B^2} \quad (5)$$

В обоих случаях a1) и a2) получаем решение

$$b(t) = C1 e^{(\omega t)} + C2 e^{(-\omega t)}, \quad (6)$$

где

$$\omega = \frac{\sqrt{2} \sqrt{3} \sqrt{2\pi} \sqrt{2\pi + \chi B^2 \Lambda} \sqrt{6\pi + \chi B^2 \Lambda}}{B \sqrt{\chi}}. \quad (7)$$

Темпы динамики ω стремятся к бесконечности при стремлении магнитного поля к нулю. Это указывает на то, что решения подобного типа не существуют при отсутствии космологической постоянной, так и при отсутствии магнитного поля. При неограниченном увеличении магнитного поля B , параметр ω стремится к пределу $\sqrt{2\Lambda}$.

В случае б) мы исключаем из системы третье условие: оно просто определяет изменение во времени плотности энергии релятивистского газа в следствии изменения параметров пульсации $a(t)$ и $b(t)$. Оставшиеся два уравнения имеют автомодельный характер: скорость изменения параметра $a(t)$, а именно

$p = \frac{d}{dt} a(t)$, является функцией величины $a(t)$. То есть $p = f(a)$. Действительно, второе решение системы (4), принимая единицы измерения энергии, в которых гравитационная постоянная Эйнштейна $\chi = \pi$, имеет вид:

$$\left(\frac{d^2}{da^2} p(a) \right) p(a)^2 - \left(144 \left(\frac{d}{da} p(a) \right)^2 p(a)^2 a^6 - 16 a^2 B^2 + 64 a^4 + 112 a^4 p(a)^2 + 48 a^4 p(a)^4 + 64 a^6 p(a)^2 \Lambda + 96 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a)^3 a^5 - 28 a^2 p(a)^2 B^2 \right. \quad (8)$$

$$\left. - 28 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a) a^3 B^2 + 224 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a) a^7 \Lambda - 16 \Lambda a^4 B^2 + B^4 + 224 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a) a^5 + 128 a^6 \Lambda + 64 \Lambda^2 a^8 \right) / (a^6 48 p(a)) = 0$$

$$p(a) = \frac{d}{dt} a(t) \quad (9)$$

$$b(t) = {}_C e^{\left(\int - \frac{1 \left(12 \left(\frac{d^2}{dt^2} a(t) \right) a(t)^3 + 8 a(t)^2 + 8 a(t)^2 \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 + 8 w^2 a(t)^4 - B^2 \right)}{4 a(t)^3 \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)} dt \right)} \quad (10).$$

Формула (10) преобразуется к виду

$$b(a) = {}_C \left(\frac{1}{p(a)^3} + \frac{1}{a^2} \right) e^{\left(\int_{a_0}^a \frac{\frac{B^2}{4 a^3} - 2 \Lambda a - \frac{2}{a}}{p(a)^2} da \right)} \quad (11),$$

а инфляция ε выражения (4) преобразуется к виду

$$\pi \varepsilon + \frac{B^2}{a^4} = 2 p(a) \left(\frac{1}{a} + \left(\frac{d}{da} \ln(b(a)) \right) \right) + \frac{1 + p(a)}{a^2} + \Lambda$$

(12),

Фазовые диаграммы в осях $\{a, p(a)\}$ в зависимости от начальных значений $p(.1)$ и $D(p(a))(.1)$ при отрицательном значении космологической постоянной $\Lambda = -1$ и значении $B = 1$

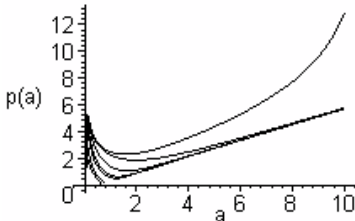


Рис.1

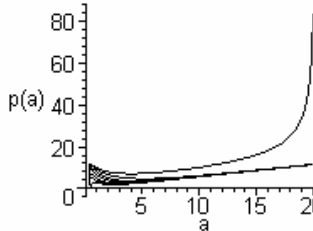


Рис.2.

Фазовая диаграмма параметра a . Фазовая диаграмма параметра a .
Умеренное магнитное поле . Сильное магнитное поле.

Присутствуют второе и третье семейство фазовых диаграмм

На рисунке 1 представлена фазовая диаграмма параметра a . Мы видим , что решение имеет сингулярное состояние, которое при наличии отрицательного лямбда члена и космологического магнитного поля отличается от сингулярного состояния решения Фридмана. оно начинается с конечного размера параметра a . Характеризуется быстрым увеличением скорости расширения $p(a)$ (увеличения параметра a) при предельных малых значениях a до некоторых максимальных значений. Начальные темпы расширения практически не зависят от значения начального ускорения $D(p(a))$. Общее решение включает три семейства кривых. Первое семейство отвечает малой начальной скорости $p(a) < 4$ в выбранных нами единицах. Конечная стадия этих решений - стационарное состояние параметра $a(t)$. ем ближе начальная скорость к предельному значению начальной скорости расширения, тем больше стационарное значение a .

Второе семейство кривых после первоначального замедления скорости расширения переходят в асимптотический режим увеличения скорости расширения примерно пропорционально

значению a . Что отвечает экспоненциальному закону расширения

$$a(t) = a_0 e^{(Ht)}$$

Решения третьего типа имеют два сингулярных состояния: одно при малом значении, другое при предельно наибольшем значении, к которому параметр a приближается со стремительно возрастающей скоростью. Причем, чем более начальная скорость превышает критическое значение $a = 5.24$, тем меньше максимальное предельное значение a .

При увеличении магнитного поля в десять раз исчезает первое семейство решений. Конечные стационарные состояния $a(t)$ отсутствуют. Асимптотические экспоненциальные решения существуют вплоть до значения начальной скорости $p(a) = 11.56$. Начальный минимальный радиус увеличивается с 0,01 до 0.4. Постоянная асимптотического ускорения почти не изменилась $H=0.5$. Что мы можем обнаружить, анализируя рисунок 2..

При положительном значении космологической постоянной и значении магнитного поля $B = 1$ в выбранных единицах измерения присутствуют только фазовые диаграммы третьего типа. Начиная с некоторого минимального значения параметра $a(t)$ величина скорости расширения параметра a увеличивается, а затем уменьшается, затем остается некоторое время почти постоянной и в завершающей стадии скорость расширения начинает возрастать. Но затем наступает стремительный переход в стационарное состояние. Об этом нас информирует рисунок 3. Интересно отметить, что ряд авторов игнорируют влияние космологического лямбда члена на увеличение темпов расширения поздней вселенной, ошибочно полагая, что он только уменьшает скорость расширения. Полученный феномен не знаком обычной логике физических явлений. Хотя мы часто можем наблюдать, как изгиб стальной пластинки на завершающей стадии распрямления так же уменьшается стремительно.

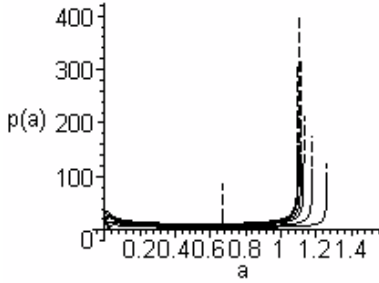


Рис.3.

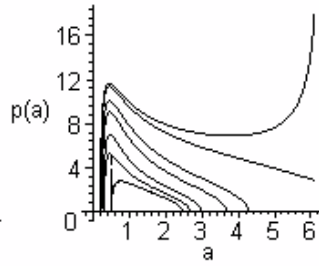


Рис.4.

Фазовая диаграмма параметра a . Умеренное магнитное поле.

Фазовая диаграмма параметра a . Сильное магнитное поле.

Положительная космологическая постоянная.

Положительная космологическая постоянная.

Присутствует первое и третье семейство фазовых диаграмм.

Присутствуют первое и третье семейство фазовых диаграмм.

При нулевом магнитном поле фазовая диаграмма практически такая. При сильном магнитном поле и положительной космологической постоянной фазовые траектории второго типа отсутствуют. Что представлено на рисунке 4. Для семейств фазовых диаграмм первого и третьего типа формула (11) показывает, что и параметр $b(t)$ стремится к своему асимптотическому пределу b_m . Вселенная становится стационарной.

Но если для первой картины эволюции формула (12) дает нам

инфляцию $\pi \varepsilon = \frac{1}{a_m^2} + \Lambda - \frac{B^2}{a_m^4}$, то для третьего варианта

физический вакуум порождает гигантскую по массе и плотности весомую материю - релятивистский газ.

Для кривых второго типа мы можем в асимптотической области записать $p(a) = H a$ и найти решение этого уравнения

$$a(t)_m = a_0 e^{(Ht)}$$

Тогда по формулам (4) и (12) находим

$$b(t) := C e^{\left(-5Ht + \frac{2\Lambda t}{H}\right)} \quad \text{и}$$

$$\varepsilon := - \frac{1 \left(-8 a_0^2 \pi e^{(-2Ht)} + 72 a_0^4 \pi H^2 - 40 \Lambda a_0^4 \pi + \chi e^{(-4tHB^2)} \right)}{8 \chi a_0^4 \pi}$$

В пределе больших времен инфляция стремится к предельному значению

$$\varepsilon := \frac{-9 H^2 + 5 \Lambda}{\chi} \quad (13)$$

Из формулы (13) можно установить связь между темпами расширения H , космологической постоянной Λ и средней плотностью весомой материи во вселенной.

Случай Б. Открытая модель.

Метрика открытой модели имеет вид

$$ds^2 = d t^2 - a(t)^2 dr^2 - a(t)^2 \sinh(r)^2 d \phi^2 - b(t)^2 dz^2 \quad (14)$$

Уравнения Гильберта - Эйнштейна соответственно

$$\begin{aligned} \{ \varepsilon = 1 \left(8 \pi a(t)^2 b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 - 8 b(t) \pi a(t)^2 + 16 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) \right. \\ \left. + 8 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi - \chi b(t) B^2 \right) / (8 \chi b(t) \pi a(t)^4), \frac{d^2}{dt^2} b(t) = 1 \left(\right. \\ \left. \pi a(t)^2 b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 - b(t) \pi a(t)^2 - 4 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) \right. \\ \left. - 2 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi + \chi b(t) B^2 \right) / (3 \pi a(t)^4), \frac{d^2}{dt^2} a(t) = -1 \left(\right. \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} 8 \pi a(t)^2 b(t) \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 - 8 b(t) \pi a(t)^2 + 4 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) \\ \left. + 8 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi - \chi b(t) B^2 \right) / (12 a(t)^3 \pi b(t)) \} \end{aligned}$$

Уравнения (15) имеют точно такой же инфляционный член, как и уравнения (4) в случае закрытой модели, но содержат по одному члену, отличающиеся по знаку в двух других уравнениях.

Система (15) имеет решения так же первого с нулевой инфляцией и второго типа с ненулевой инфляцией.

При отсутствии магнитного поля $B = 0$ мы получаем вакуумные решения первого типа

$$a(t) = \frac{1}{\Lambda^{\left(\frac{1}{2}\right)}}, \quad b(t) = -C1 \sin\left(\Lambda^{\left(\frac{1}{2}\right)} t\right) + -C2 \cos\left(\Lambda^{\left(\frac{1}{2}\right)} t\right),$$

$$0 < \Lambda. \quad (16),$$

и второго типа $a(t) = \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \sin\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} (t - t_0)\right),$

$$b(t) = C1 \cos\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} (t - t_0)\right). \quad (17)$$

с нулевой инфляцией $\varepsilon = 0$.

При наличии магнитного поля решение первого типа с нулевой инфляцией $\varepsilon = 0$, удовлетворяющее сигнатуре Минковского только одно:

$$a(t) = \frac{\sqrt{\frac{2\pi + \sqrt{4\pi^2 + 2\Lambda\pi\chi B^2}}{\Lambda\pi}}}{2}$$

$$\text{и } b(t) = C1 \sin\left(\frac{\sqrt{2}\sqrt{-6\pi + 3\sqrt{2}\sqrt{\pi}\sqrt{2\pi + \Lambda\chi B^2} - \Lambda\chi B^2} (t - t_0)}{B\sqrt{\chi}}\right), \quad (18),$$

при $|\Lambda|\chi B^2 \leq 6\pi$

Заметим, что решения (18) при B стремящемся к нулю переходит

$$\text{в решение } a(t) = \left(\frac{1}{\Lambda}\right)^{\left(\frac{1}{2}\right)}, \quad b(t) := C \sin(\sqrt{\Lambda} (t - t_0)).$$

Магнитное поле увеличивает значение $a(t)$ и уменьшает до нуля частоту пульсаций $b(t)$.

$$\begin{aligned}
\frac{d^2}{da^2} p(a) = & -1 \left(-144 \left(\frac{d}{da} p(a) \right)^2 p(a)^2 a^6 \pi^2 - 64 \pi^2 a^6 p(a)^2 \Lambda + 28 \pi a^2 p(a)^2 \chi B^2 \right. \\
& - 64 \Lambda^2 a^8 \pi^2 - 96 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a)^3 a^5 \pi^2 - 224 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a) a^7 \pi^2 \Lambda \\
& + 28 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a) a^3 \pi \chi B^2 - 64 \pi^2 a^4 - 16 \pi a^2 \chi B^2 + 16 \Lambda a^4 \pi \chi B^2 - \chi^2 B^4 \\
& \left. - 48 \pi^2 a^4 p(a)^4 + 112 \pi^2 a^4 p(a)^2 + 224 \left(\frac{d}{da} p(a) \right) p(a) a^5 \pi^2 + 128 \pi^2 a^6 \Lambda \right) / (\\
& 48 p(a)^3 \pi^2 a^6) \quad (19),
\end{aligned}$$

которое знаками некоторых членов отличается от соответствующего уравнения закрытой модели (8). А именно,

$$\frac{\partial}{\partial t} a = p(a),$$

$$b(t) = {}_C I \mathbf{e} \left(\int - \frac{1 \left(12 \left(\frac{d^2}{dt^2} a(t) \right) a(t)^3 \pi + 8 \pi a(t)^2 \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 - 8 \pi a(t)^2 + 8 \Lambda a(t)^4 \pi - \chi B^2 \right)}{4 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)} dt \right)$$

$$, \text{ или } b(a) = C \left(\frac{1}{p(a)^3} + \frac{1}{a^2} \right) \mathbf{e} \left(\int \frac{2 \left(\frac{1}{a} - \Lambda a + \frac{\chi B^2}{8 \pi} \right)}{p(a)^2} da \right) \quad (20)$$

Несмотря на отличие решений (20) от аналогичных решений в закрытой модели, фазовые диаграммы Уравнения (19) так же имеют три семейства кривых ударно -стационарные, асимптотически -стационарные и асимптотически расширяющиеся по экспоненциальному закону.

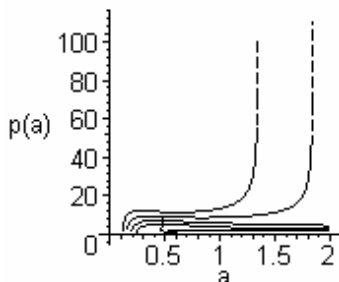


Рис.5.

Фазовая диаграмма параметра $a(t)$.
 параметра $a(t)$.

Отрицательная космологическая постоянная.
 Умеренное магнитное поле.

При положительной космологической

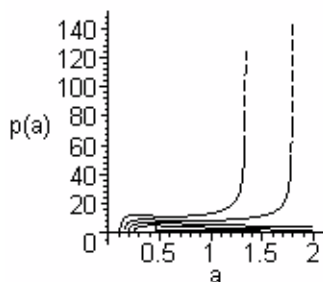


Рис.6.

Фазовая диаграмма

Положительная космологическая постоянная.
 Умеренное магнитное поле.

постоянной фазовые

диаграммы практически такие же.

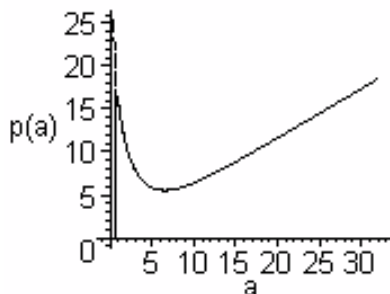


Рис.7.

Фазовая диаграмма параметра $a(t)$.
 диаграмма параметра $a(t)$.

Отрицательная космологическая постоянная.
 Сильное магнитное поле.

Семейство фазовых диаграмм с различными начальными данными, представленных на рисунке 7, асимптотически сливаются в прямую экспоненциального роста.

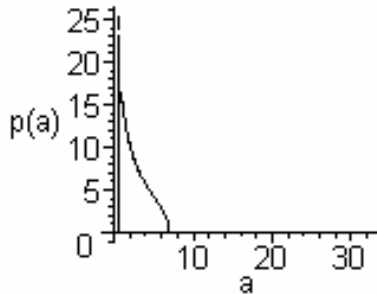


Рис.8

Фазовая

Положительная космологическая постоянная.
 Сильное магнитное поле.

Семейство фазовых диаграмм с различными начальными данными, представленных на рисунке 8, асимптотически сливаются в линию, заканчивающуюся в стационарной точке $a = 7$.

Случай В. Плоская модель.

Метрика плоской модели имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 dr^2 - a(t)^2 r^2 d\phi^2 - b(t)^2 dz^2 \quad (21)$$

И система уравнений Гильберта - Эйнштейна записывается в виде

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} a(t) &= 1 \left(-8 \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 a(t)^2 \pi b(t) - 4 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) \right. \\ &\quad \left. - 8 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi + \chi b(t) B^2 \right) / (12 a(t)^3 \pi b(t)), \frac{d^2}{dt^2} b(t) = \frac{1 \left(\left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 a(t)^2 \pi b(t) \right.}{ \\ &\quad \left. , \varepsilon = -1 \left(1 \left(-8 \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 a(t)^2 \pi b(t) - 16 a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right) \left(\frac{d}{dt} b(t) \right) \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 8 \Lambda a(t)^4 b(t) \pi + \chi b(t) B^2 \right) / (8 \chi b(t) a(t)^4 \pi) \right\} \end{aligned} \right.$$

(22)

Решения первого безинфляционного типа возможны только при $0 < \Lambda$ и при наличии магнитного поля.

$$a(t) = \frac{(2 \chi B^2 \Lambda^3 \pi^3)^{\left(\frac{1}{4}\right)}}{2 \Lambda \pi},$$

$$b(t) = _C2 e^{(\sqrt{2} \sqrt{\Lambda} t)} + _C3 e^{(-\sqrt{2} \sqrt{\Lambda} t)} \quad (23)$$

Решения второго инфляционного типа находятся из уравнения

$$\frac{d}{da} q(a) = (144 q(a)^2 p(a)^2 a^6 - 28 p(a)^2 a^2 B^2 + 48 p(a)^4 a^4 + 224 q(a) p(a) a^7 \Lambda \quad (24)$$

$$+ 64 p(a)^2 a^6 \Lambda + 96 q(a) p(a)^3 a^5 + B^4 - 28 q(a) p(a) a^3 B^2 + 64 \Lambda^2 a^8$$

$$- 16 \Lambda a^4 B^2) / (48 a^6 p(a)^3)$$

$$b(t) = -C2 e^{\left(\int \frac{-12 \left(\frac{d^2}{dt^2} a(t) \right) a(t)^3 \pi - 8 \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^2 a(t)^2 \pi - 8 \Lambda a(t)^4 \pi + \chi B^2}{a(t)^3 \pi \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)^4} dt \right)} \quad (25),$$

или

$$b(a) = C2 \left(\frac{1}{p(a)^3} + \frac{1}{a^2} \right) e^{\left(\int \frac{2 \left(\frac{\chi B^2}{8 \pi a^3} - \Lambda a \right)}{p(a)^2} da \right)}$$

В вакууме без магнитного поля уравнения (22) имеют решения

$$a(t) = \cos \left(\frac{\sqrt{3 \Lambda} t}{2} \right)^{\left(\frac{2}{3} \right)},$$

$$b(t) := \frac{-C2 \sin \left(\frac{\sqrt{3} \sqrt{\Lambda} t}{2} \right)}{\cos \left(\frac{\sqrt{3} \sqrt{\Lambda} t}{2} \right)^{(1/3)}}. \quad (26)$$

заметим, что

$$b(t) = -C2 \sqrt{\frac{1 - a^3}{a}} \quad \text{и} \quad p(a) = \sqrt{\frac{\Lambda (1 - a^3)}{3 a}} \quad (27).$$

Формула (27) позволяет построить точную фазовую диаграмму параметра $a(t)$, которые представлены на рисунках 9 в случае положительной космологической постоянной и на рисунке 10 в случае отрицательной космологической постоянной.

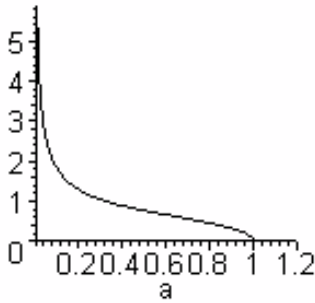


Рис.9.

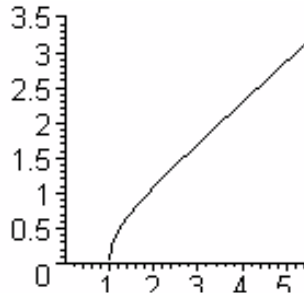


Рис.10

Фазовая диаграмма параметра $a(t)$ при $0 < \Lambda$. Фазовая диаграмма параметра $a(t)$ при $\Lambda < 0$

Фазовые диаграммы параметра $a(t)$ плоского пространства в инфляционном случае изображены на рисунках 11 и 12 при умеренных магнитных полях и на рисунках 13 и 14 при сильных магнитных полях.

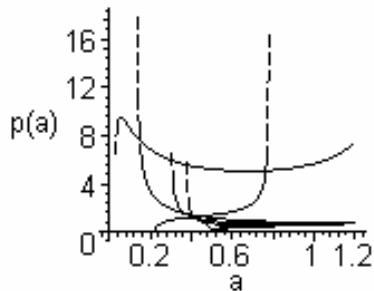
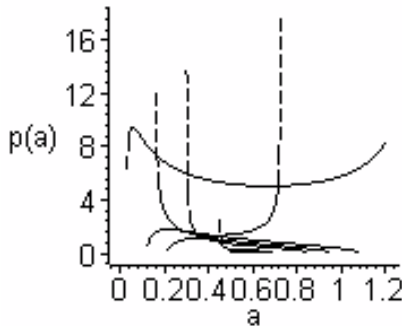


Рис.11. Умеренное магнитное поле, положительная космологическая постоянная. Рис. 12. Умеренное магнитное поле, отрицательная космологическая постоянная.

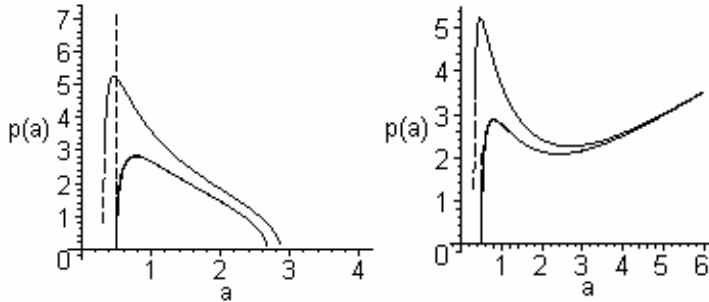


Рис.13. Сильное магнитное поле, положительная космологическая постоянная
 Рис.14. Сильное магнитное поле, отрицательная космологическая постоянная.

В плоском пространстве при умеренном магнитном поле возможны следующие сценарии асимптотической эволюции параметра $a(t)$ космологической модели.

При умеренном магнитном поле возможны как увеличение скорости расширения при больших первоначальных скоростях разлета, так и переход в стационарное состояние при положительной космологической постоянной. При отрицательной космологической постоянной стационарные состояния отсутствуют. Они заменяются вселенными с постоянной скоростью расширения.

При сильном магнитном поле асимптотическое поведение становится однозначным для различных начальных значений скоростей разлета. При положительной космологической постоянной параметра $a(t)$ переходит к стационарному предельному состоянию. При отрицательной космологической постоянной вселенная переходит в режим экспоненциального расширения, когда скорость разлета увеличивается пропорционально значению радиуса $a(t)$.

Заключение.

Последовательное рассмотрение влияния космологической постоянной и космологического магнитного поля позволяет по иному оценить принципиальные положения и оценки космологической эволюции. Наличие магнитного поля исключает сингулярные состояния в обычном понимании сверхплотного состояния. В замен такого представления возникает понимание сингулярного состояния как состояния с конечным объемом, но с большой скоростью динамики.

Среди различных сценариев, прослеженных в работе, отмечаются сценарии эволюции, имеющие как постоянную скорость расширения на определенном этапе, сменяющиеся постепенным увеличением скорости расширения. Это позволяет надеяться на то, что возможно удастся соединить астрономические наблюдательные данные с одним из представленных сценариев в рамках рассматриваемой модели.

Литература.

[1] А. Эйнштейн. Собрание научных трудов, т. III, «Наука», М., 1965, стр.601-612.

[2] Н.Р. Сибгатуллин. Колебания и волны в сильных гравитационных и электромагнитных полях, «Наука», М., 1984, стр. 345-357.

© Захаров А.В., 2009 г.

УДК 373.5.016:53

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕДИАПРОЕКТОРА НА УРОКАХ ФИЗИКИ

Зинатуллина И.Р., Изергин Э.Т.

Башкирский государственный педагогический университет им.

М.Акмиллы, г. Уфа, Россия

Медиапроектор можно рассматривать как техническое средство обучения. Технические средства непрерывно совершенствуются. Об этом можно судить по представленной таблице.

Годы	Технические средства	Методическое сопровождение
60-е прошлого века	Эпидиаскоп, кинопроектор «Школьник», средства контроля выборочных ответов	Диапозитивы, учебные фильмы, изображения на бумажном и др. носителе
70-е годы	Кинопроектор «Украина», диапроекторы «ЛЭТИ», «Протон», «Свитязь» и др.	Учебные фильмы, кинокольцовки, диапозитивы, диафильмы
80-е годы	Кинопроектор «Радуга», кодоскоп.	Учебные фильмы, слайды
90-е годы	Компьютер	Виртуальные лабораторные работы
Начало XXI века	Медиапроектор, интерактивная доска	Презентации, анимации, фрагменты фильмов

Методика использования медиапроектора в процессе преподавания физики пока не разработана. Изучив опыт работы ряда г.Уфы, мы попытались частично восполнить этот пробел. Использование медиапроектора возможно:

- при проверке знаний учащихся;
- при подготовке к восприятию новых физических понятий;
- при изучении новой темы;

- в процессе закрепления и конкретизации изученных понятий;
- при задании на дом;
- при подготовке учащихся к выполнению лабораторной работы и т.д.

Приведём пример проведения с учащимися эвристической беседы. На экран выводится вопрос: теперь вопрос воспринимается не только на слух, но и прочитывается. После получения ответа от учащихся на этот вопрос на экран выводится чётко сформулированный ответ. При необходимости ответ может сопровождаться рисунком.

Пусть имеется цилиндрический сосуд, с площадью основания S , в него налита жидкость с плотностью ρ , высота столба жидкости h . Первый вопрос, который задаем ученикам: как рассчитать занимаемый жидкостью объём? После получения правильного ответа: объём равен произведению площади основания на высоту, выводим правильный ответ. Следующий вопрос: Как рассчитать массу жидкости в стакане? Получаем правильный ответ: надо плотность жидкости умножить на объём. Выводим правильный ответ на экран. Далее, задаем следующий вопрос: как рассчитать вес жидкости в стакане? Ответ: надо массу умножить на постоянную g . Как рассчитать давление жидкости на дно сосуда? Надо вес разделить на площадь дна. Окончательный вывод: гидростатическое давление пропорционально плотности жидкости и высоты налитой жидкости, и не зависит от формы сосуда, в который она налита: $p = \rho gh$

Преимущества такого методического приема беседы состоит в том, что учащийся видит правильный четко сформулированный ответ; тем самым у учащихся формируется правильная физическая речь.

При подготовке к восприятию новой темы:

- Анимации;
- Фрагменты учебных фильмов;
- Изображение прибора или технического устройства, которое невозможно продемонстрировать в кабинете. Например, литейный цех металлургического завода или электровоз (на экран выводится изображение электровоза). Такой кадр мы используем при решении следующей задачи.

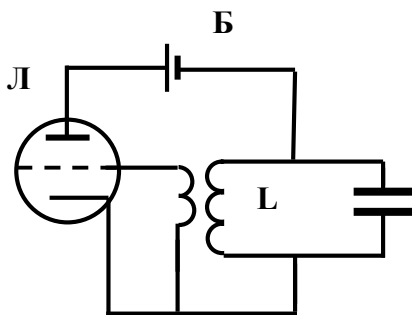
Даны длина поезда l_1 , длина моста l_2 , скорость поезда v . Надо рассчитать время, за которое поезд пройдет через мост.

При подготовке к восприятию новой темы.

-Демонстрация физического явления на сложных приборах, которых нет в кабинете, Например, опыт Любимова. Маятник совершает колебания в рамке, находящейся на большой высоте. В некоторый момент времени демонстратор выпускает рамку с маятником из рук. Если в этот момент маятник занимал крайнее левое или крайнее правое положение, то при падении рамки положение маятника сохраняется. Если в момент выпуска из рук маятник проходил положение равновесия, он будет продолжать двигаться по окружности, с постоянной скоростью.

Эффективным является также демонстрация портрета учёного, открывшего изучаемый закон или изучаемое явление.

При изучении новой темы.



-Последовательное развитие рисунка. Ученикам предлагается сделать рисунок в тетради, как это они видят на экране. Рассмотрим методику использования медиапроектора при изучении традиционно трудной темы: «генератор незатухающих колебаний». Основная часть генератора незатухающих колебаний - **колебательный контур LC**. Ученики делают

рисунок контура. Предупреждаем, рисунок будет развиваться вверх, вниз и влево. **Батарея Б** восполняет потери энергии в колебательном контуре. **Трёхэлектродная лампа Л** или **транзистор** в нужные моменты времени открывает доступ энергии от батареи к контуру. Четвертый элемент, **катушка обратной связи** управляет работой лампы.

После этого можно провести беседу в качестве закрепления:

-Из каких элементов состоит генератор незатухающих колебаний?

-Каковы функции каждого из элементов?

Подобный пример может успешно использоваться при изучении электрического звонка, телефона, микрофона, двигателя внутреннего сгорания и других технических устройств.

Возможны и другие варианты использования медиапроектора. В этом учебном году мы планируем продолжить изучение опыта работы учителей физики в тех школах, в которых имеется это современное мощное техническое средство обучения.

© Зинатуллина И.Р., Изергин Э.Т., 2009 г.

РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПРИ СОВМЕСТНОМ ВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ

Измайлова Г.Р.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Практика разработки нефтяных месторождений в России и за рубежом убедительно показывает, что поддержание высоких темпов добычи и обеспечение высоких коэффициентов нефтеотдачи невозможно без привлечения широкого комплекса физических и физико-химических методов воздействия на нефтяные пласты в целом и призабойные зоны скважин.

Традиционные технологии, в которых упор ставится на внедрение в пласты физико-химических агентов, в современных реальных условиях малоэффективны и низко рентабельны. При существующей технологии, даже при благоприятных физико-геологических условиях залегания нефтяных залежей, конечная нефтеотдача пластов обычно не превышает 60 – 65 %. А если условия неблагоприятные (трещиноватый пласт и высокая вязкость, неудачное расположение скважин и др.), она не достигает даже 35 – 40 %. Следовательно, более 35 – 60 % первоначальных природных запасов нефти при современных методах разработки месторождений остаются неизвлекаемыми [1].

Применение ВЧ электромагнитно-акустического воздействия позволяет решить следующие практические задачи:

1. Увеличить коэффициент нефтеотдачи и интенсификацию темпов разработки месторождений, содержащих высоковязкие и высокопарафинистые нефти, повысить производительность скважин;
2. Повысить эффективность тепловых методов воздействия на призабойную зону и пласт в целом;
3. В нагнетательных скважинах для увеличения приемистости призабойной зоны и коэффициента охвата пластов по мощности.

Физической основой теплового эффекта воздействия ВЧ электромагнитно-акустического поля на нефтегазовые коллекторы является то, что при этом происходит создание в пласте распределенных источников тепла, плотность мощности которых определяются таким образом:

$$q = q_a + q_s = \alpha_a N_{a0} \frac{\exp(-\alpha_a (r - r_0))}{2\pi r h} + \alpha_s N_{s0} \frac{\exp(-2\alpha_s (r - r_0))}{\pi r h} \quad (1)$$

где N_{a0} , $N_{э0}$ – мощность излучателя соответственно акустических и электромагнитных волн; $\alpha_э$, α_a – коэффициенты затухания соответственно электромагнитных и акустических волн в пласте; h – толщина пласта.

Зависимость коэффициента теплопроводности от интенсивности акустического поля принята линейной [1]:

$$\lambda_a = \begin{cases} \lambda_0 + AI(r), I(r) \geq 840 \text{ Вм} / \text{м}^2 \\ \lambda_0, I(r) < 840 \text{ Вм} / \text{м}^2 \end{cases} \quad (2)$$

где λ_0 – коэффициент теплопроводности в отсутствие акустического поля; A – малый параметр, определяется экспериментально; $I(r)$ – интенсивность акустического поля.

Интенсивность акустического поля представим в виде:

$$I(r) = I_0 \frac{\exp(-\alpha_a (r - r_0))}{\sqrt{r/r_0}} \quad (3)$$

где I_0 – интенсивность излучателя на стенке скважины; r_0 – радиус скважины; α_a – коэффициент затухания акустических колебаний.

Акустическое поле существенно влияет на термогидродинамическое состояние среды, перераспределяет температуру. Диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь являются функциями температуры, аппроксимируя экспериментальные данные [2], можно получить зависимости

$$\begin{aligned} 100tg\delta(T) &= 0,0588(t + 273) + 8,6 \\ \varepsilon'(T) &= 0,0199(t + 273) + 8,2 \end{aligned} \quad (4)$$

В таком случае коэффициент затухания ЭМ волн переменная величина и определяется по известному выражению [3] для свободного пространства:

$$\alpha_э = \omega_э \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon'(T) \mu(T)}{2} (\sqrt{1 + tg^2 \delta(T)} - 1)} \quad (5)$$

Где $\omega_э = 2\pi f$ - циклическая ЭМП.

Для оценки реальных величин коэффициентов поглощения упругих волн в коллекторах нефти и газа целесообразно использовать суммарный коэффициент поглощения упругих волн, записанный в виде:

$$\alpha = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i \quad (6)$$

где α_i – коэффициент поглощения, вызванный теми или иными причинами.

В общем случае диссипация энергии может быть обусловлена: а) релаксацией объемной или сдвиговой вязкости; б) кнезеровскими эффектами (обменом энергией внутри и межмолекулярных степеней свободы, обычно, в многоатомных газах); в) релаксационными процессами в электролитах, г) структурной релаксацией (обмен энергии между различными структурными образованиями в жидкости) и др.; в твердой фазе – а) неидеальными упругостью и инерционностью зерен, б) трением между зернами и др.; затуханием, связанным с взаимодействием фаз: 1) термическим поглощением за счет теплообмена между фазами вследствие различия температур при сжатии и растяжении; 2) вязко-инерционным (из-за различия вязких и инерционных свойств фаз); 3) из-за перемешивания жидкости, связанной с шероховатостью пор и случайностью микростроения и др.

Приведенные в [4] расчеты и эксперименты показали, что с высокой степенью точности для водо-, нефте- или газонасыщенных коллекторов суммарный коэффициент затухания упругих волн можно определить по формуле:

$$\alpha = \alpha_{терм} + \alpha_{ви} + \alpha_{кв} \quad (7)$$

Система уравнений, описывающих электромагнитно-акустическое воздействие на пласт, представляет собой уравнение теплопроводности с объемными тепловыми источниками, возникающими в среде при совместном воздействии обоих полей.

В пласте процесс распространения тепла полагается плоскорадиальным (температура зависит только от цилиндрической координаты r), ось координат направлена вдоль оси скважины.

В этом случае уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{C_p r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_a \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{v_f \cdot \rho_f \cdot c_f}{C_p} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{q_{ав}}{C_p}, \quad (8)$$

$$T(r_k, t) = T_0, \quad T(r, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T(r_0, t)}{\partial r} \right|_{r_0 \rightarrow 0} = 0 \quad (9)$$

где v_f – скорость фильтрации; ρ_f , c_f – плотность и удельная теплоемкость пластового флюида; $q_{ав}$ – тепловые источники; λ_a – коэффициент теплопроводности пласта; C_p – объемная теплоемкость.

Уравнение (8) с краевыми условиями (9) решается методом конечных разностей по неявной схеме.

В итоге, получаем распределение температурного поля в нефтенасыщенной среде при совместном воздействии ВЧ электромагнитного и акустического полей.

При вычислениях приняты следующие параметры среды: $T_0=15\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\lambda_a=1,77\text{ Вт/(м*К)}$; $f_s=13,56\text{ МГц}$; $f_a=22,00\text{ кГц}$; $C_p=2105559\text{ Дж/(м}^3\cdot\text{К)}$; $\rho_f=849\text{ кг/м}^3$; $c_f=2100\text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$; $\mu_0=1,318\text{ Па}\cdot\text{с}$; $\gamma_1=0,064\text{ К}^{-1}$; $h=5\text{ м}$; $A=0,003894\text{ м/К}$; $r_0=0,05\text{ м}$; $N_{s0}=25$; 40 кВт ; $Q_0=0,5\text{ м}^3/\text{сут}$.

На рис.1 показано распределение температурного поля в пласте через 10 суток после включения обоих генераторов. Мощность генератора ВЧ ЭМ волн $N_{s0}=40\text{ кВт}$, мощность генератора акустических волн $N_{a0}=4, 5, 6\text{ кВт}$. Соответственно интенсивность акустического поля на стенке скважины принимает значения $J_0=2,5; 3,2; 3,8\text{ кВт/м}^2$. С увеличением интенсивности акустического поля распределение температуры принимает более равномерный характер, тепло быстрее уносится вглубь пласта. Тем самым температура вблизи скважины уменьшается.

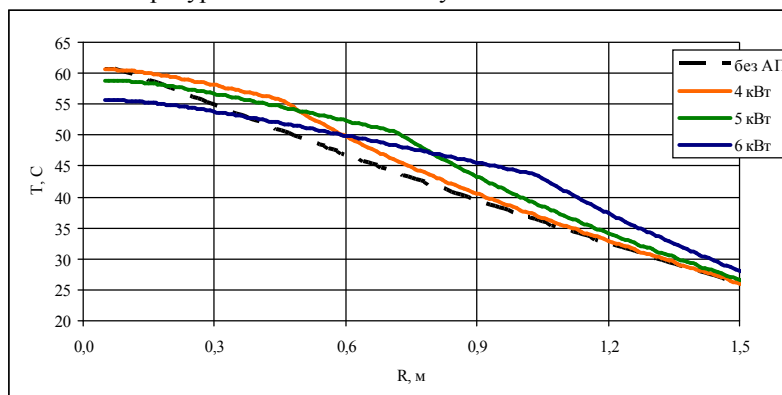


Рис.1. Распределение температуры в пласте при ВЧ электромагнитно-акустическом воздействии в момент времени $t=10$ суток. $N_{s0}=40\text{ кВт}$.

Рис.2. объясняет распределение температуры на рис.1. Видно, что коэффициент теплопроводности увеличивается более чем в 5 раз в зависимости от интенсивности акустического поля. Резкий скачок в области определения коэффициента связан с граничным значением интенсивности $J_a=840\text{ Вт/м}^2$ [1] для песчаника, ниже которого изменением теплопроводности можно пренебречь.

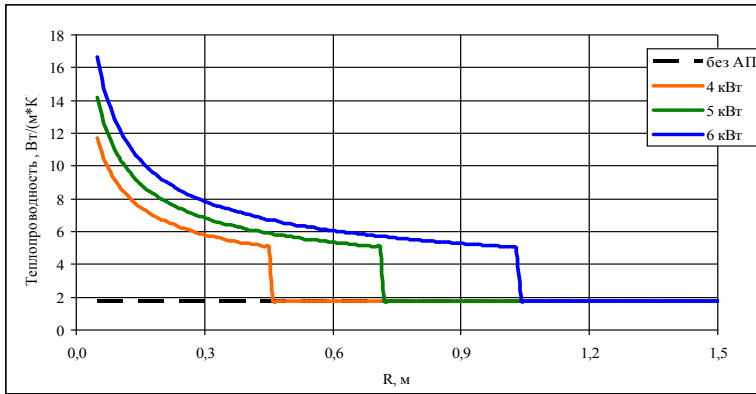


Рис.2. Область изменения значений коэффициента теплопроводности при различных мощностях излучателя акустических волн. $N_{90}=40$ кВт.

На рис.3 изображено распределение температуры в пласте в различные моменты времени. Как видно из рисунка, после 15 суток воздействия в пласте наступает стационарный температурный режим.

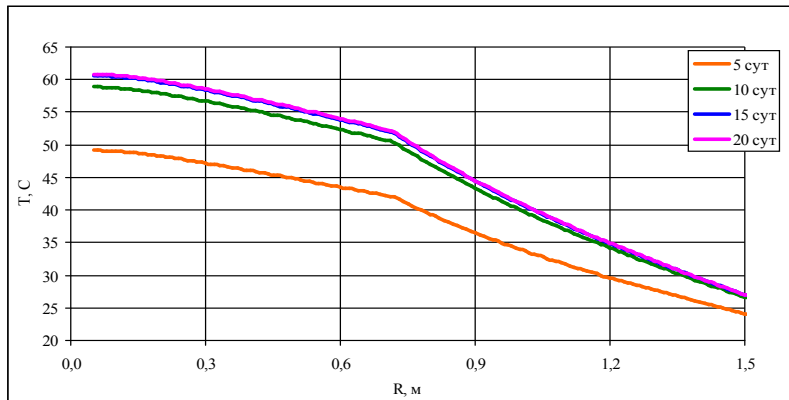


Рис.3 Распределение температуры в пласте в различные моменты времени при ВЧ электромагнитно-акустическом воздействии $N_{90}=40$ кВт, $N_{a0}=5$ кВт.

На рис.4 показано сопоставление экспериментальных и расчетных кривых распределения температуры при ВЧ электромагнитно-акустическом воздействии в момент времени $t=8$

часов. Видно, что расчетные кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

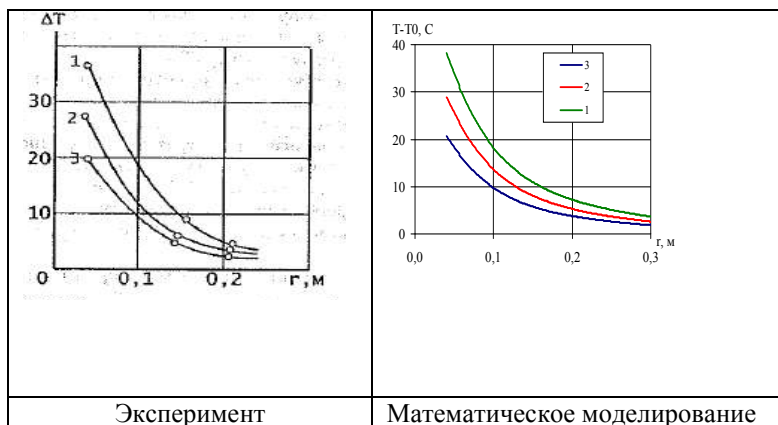


Рис.4 Пространственное распределение температуры при ВЧ ЭМА воздействии в момент времени $t=8$ часов.

1 – ВЧ нагрев в акустическом поле $f=16$ кГц;

2 - ВЧ нагрев в акустическом поле $f=6$ кГц;

3 - ВЧ нагрев.

Таким образом, из результата сопоставления экспериментов и расчетных кривых, следует, что разработанная математическая модель достаточно хорошо отображает совместное воздействие ВЧ электромагнитных и акустических полей на битумный пласт.

Литература

- [1] Вахитов Г.Г. и др. Термодинамика призабойной зоны - М.: Недра, 1978. – 215 с.
- [2] Саяхов Ф.Л. Исследование термо- и гидродинамических процессов в многофазных средах в высокочастотном электромагнитном поле применительно к нефтедобыче: Диссертация доктора физ.-мат. наук: 01.02.05, 05.15.06. – М., 1985. – 449 с.
- [3] Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1971. – 487 с.
- [4] Сургучев М.Л. и др. Гидродинамическое, акустическое, тепловое циклическое воздействия на нефтяные пласты - М.: Недра, 1975. – 184 с.

© Измайлова Г.Р., 2009 г.

**ДИНАМИКА ЗАРОДЫША НОВОЙ ФАЗЫ С ПЕРЕХОДАМИ
ТИПА МОРИНА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДЗЯЛОШИНСКОГО**Каюмов И.Р.¹, Шамсутдинов М.А.¹, Танкеев А.П.²¹Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия²Институт физики металлов Уро РАН, г. Екатеринбург, Россия

Введение. В редкоземельных орторомбических антиферромагнетиках (РЗО) было впервые предпринято систематическое и детальное исследование спин-переориентационных переходов (СПО). Магнитные измерения, подтвержденные опытами по дифракции нейтронов показали, что в ортоферритах могут реализоваться три типа спиновых конфигураций [1]: $G_x F_z$, $G_z F_x$ и G_y . Первые две – слабоферромагнитные фазы, а последняя чисто антиферромагнитная. При высоких температурах в РЗО реализуется фаза $G_x F_z$. С понижением температуры возможны фазы $G_z F_x$ и G_y . При этом фазовые переходы, обусловленные СПО из одной магнитной фазы в другую могут быть фазовыми переходами, как первого, так и второго рода [2]. Тип фазового перехода зависит от знаков и величин констант магнитной анизотропии, то есть, в конечном счете, от типа симметрии данной системы.

Наиболее изученным переходом является переходы $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$. Значительно менее изученными являются переходы из слабоферромагнитного в антиферромагнитную фазу (переходы типа Морина). Переходы $G_x F_z \rightarrow G_y$ относятся к фазовым переходам первого рода. Они могут быть как спонтанными, так и индуцированными внешним магнитным полем и наблюдаются, например, в ортоферрите диспрозия $DyFeO_3$ [3]. При данной температуре существует пороговое поле, ниже которого начинается СПО $G_x F_z \rightarrow G_y$. Это пороговое поле уменьшается при приближении к температуре Морина (температуре, при которой происходит переход типа Морина в отсутствие внешнего магнитного поля).

Целью настоящей работы является теоретическое изучение структуры и динамических свойств зародыша слабоферромагнитной фазы $G_x F_z$ в недрах антиферромагнитной G_y , вблизи точки фазового перехода первого рода в РЗО. В качестве модели зародыша рассматривается область неоднородности, ограниченная

взаимодействующими 90-градусными межфазными границами, которые моделируются как двухсолитонные образования, существующие в недрах метастабильной антиферромагнитной фазы. Исследуются особенности распространения нелинейных колебаний, векторов ферро- и антиферромагнетизма (\mathbf{m} и \mathbf{l} соответственно), которые локализованы на таком зародыше. В этом случае нелинейные колебания намагниченности выступают в роли зонда, определяющего статическое и динамическое состояние зародыша.

1. Постановка задачи. Уравнение движения. Рассмотрим слабоферромагнитную пластину с поверхностью перпендикулярной z -оси (см. рис. 1). В дальнейшем полагаем, что оси декартовой системы координат (x, y, z) совпадают с направлениями кристаллографических осей (a, b, c) .

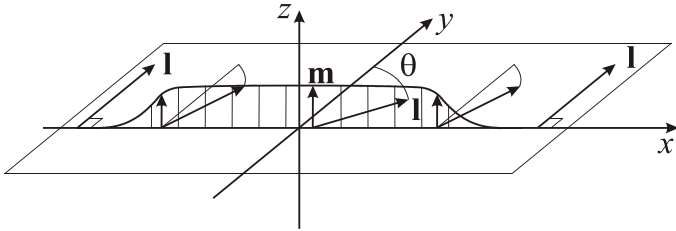


Рис. 1. Модель зародыша фазы $G_x F_z$ (схематически).

Для описания динамики магнитных неоднородностей в слабых ферромагнетиках в двухподрешеточной модели удобно перейти к векторам ферро- и антиферромагнетизма: $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/(2M_0)$ и $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/(2M_0)$ соответственно. Функция Лагранжа слабого ферромагнетика ромбической симметрии, записанная только через вектор \mathbf{l} в случае, когда внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$, имеет вид [1,4,5]

$$L = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} \mathbf{H}[\mathbf{l}\dot{\mathbf{l}}] - F, \quad (1)$$

где

$$F = \frac{1}{2} A_1 \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} A_2 \left[\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \tilde{K}_{ab} l_x^2 - \frac{1}{2} \tilde{K}_{bc} l_z^2 + \frac{1}{4} (K_2^{(11)} l_x^4 + K_2^{(13)} l_x^2 l_z^2 + K_2^{(33)} l_z^4). \quad (2)$$

Для случая $\mathbf{m} \ll \mathbf{l}$ вектор слабого ферромагнетизма \mathbf{m} удается выразить через вектор антиферромагнетизма \mathbf{l}

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2H_E} \left\{ \frac{1}{\gamma} [\mathbf{l}\mathbf{l}] - \mathbf{l}(\mathbf{l}\mathbf{H}) + \mathbf{H} \right\} - \frac{M_a}{2M_0} l_z \mathbf{n}_x + \frac{M_c}{2M_0} l_x \mathbf{n}_z. \quad (3)$$

Здесь $\chi_{\perp} = M_0 / H_E$ - антиферромагнитная восприимчивость, H_E - обменное поле, γ - гиромангнитное отношение, A_1, A_2 - константы неоднородного обменного взаимодействия, $\tilde{K}_{ab} = K_{ab} - \chi_{\perp} H_y^2 / 2 = -K_1$, $\tilde{K}_{bc} = K_{bc}$, $K_2^{(ij)}$ - эффективные константы магнитной анизотропии; $M_c, M_a = M_0 H_D / H_E$ - величины слабоферромагнитных моментов вдоль \mathbf{c} - и \mathbf{a} -осей соответственно, H_D - поле Дзялошинского, $\mathbf{n}_x, \mathbf{n}_z$ - единичные вектора вдоль соответствующих осей декартовой системы координат; точка обозначает дифференцирование по времени.

Переходя к угловым переменным $\mathbf{l} = l_0 (\sin \theta, \cos \theta, 0)$ (см. рис. 1), где $\theta = \theta(x, y, t)$ и, подставляя функцию Лагранжа (1)-(2) в уравнение Эйлера-Лагранжа, можно получить следующее уравнение движения [4, 6]

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{1}{4} \sin(4\theta) = -\frac{1}{2} g \sin(2\theta). \quad (4)$$

Здесь произведена замена $ct / \delta_0 \rightarrow t$, где $c = \gamma \sqrt{A_1 / \chi_{\perp}}$, $\delta_0 = \sqrt{A_1 / |K_2|}$, $K_2 = K_2^{(11)} / 2$; $x / \delta_0 \rightarrow x$, $(y / \delta_0) \sqrt{A_1 / A_2} \rightarrow y$. Параметр g определяется выражением

$$g = \frac{K_1 + K_2}{|K_2|} = \frac{|K_{ab}| + \chi_{\perp} H_y^2 / 2 - |K_2|}{|K_2|} \quad (5)$$

и характеризует близость системы к точке фазового перехода первого рода. В дальнейшем рассматривается случай, когда $-1 \ll g < 0$. Тогда фаза G_y является метастабильной, а фаза $G_x F_z$ - стабильной.

2. Стационарная динамика зародыша фазы $G_x F_z$ вблизи точки фазового перехода. Переходим к рассмотрению динамики зародыша новой фазы $G_x F_z$, которая описывается уравнением (4)

вблизи точки фазового перехода. Следуя методике, подробное изложение которой читатель найдет в [7], можно показать, что вблизи точки фазового перехода ($|g| \ll 1$) решение уравнения (4) имеет вид

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{1 - \Omega}{\Omega - B^2} \cdot \frac{1}{\operatorname{ch}^2(x\sqrt{1 - \Omega})}, \quad (B^2 < \Omega < 1), \quad (6)$$

где параметры $B = B(\xi, g)$ и $\Omega = \Omega(\xi, g)$ определяются из системы

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_\xi = \frac{2gB(1 - \Omega)}{1 - B^2} \left\{ 1 + \frac{\Omega - B^2}{2\sqrt{(1 - \Omega)(1 - B^2)}} \ln \left[\frac{(\sqrt{1 - \Omega} + \sqrt{1 - B^2})^2}{|\Omega - B^2|} \right] \right\}, \\ B_\xi = \Omega - B^2 + g. \end{array} \right. \quad (7)$$

В (7) $\xi = (y - Vt) / \sqrt{1 - V^2}$.

Вблизи особой точки $\Omega_0 = -g$, $B_0 = 0$ системы (7) её решение может быть найдено аналитически

$$\Omega = -g + \Omega_{10} \sin(\sqrt{2|g|} \frac{y - Vt}{\sqrt{1 - V^2}} + \alpha), \quad B = -\frac{\Omega_{10}}{\sqrt{2|g|}} \cos(\sqrt{2|g|} \frac{y - Vt}{\sqrt{1 - V^2}} + \alpha) \quad (8)$$

где $\Omega_{10} = \text{const}$, $\Omega_{10} \ll |g|$; α - начальная фаза волны. Выражения (6) и (8) описывают распространение вдоль \mathbf{b} -оси гармонических осцилляций ширины и амплитуды зародыша слабоферромагнитной фазы $G_x F_z$, находящегося в недрах родительской антиферромагнитной фазы G_y . Длина и частота распространяющейся волны при этом равны соответственно

$$\lambda = \frac{2\pi\sqrt{1 - V^2}}{\sqrt{2|g|}}, \quad \omega = \frac{V\sqrt{2|g|}}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad (9)$$

Вдали от особой точки $\Omega_0 = -g$, $B_0 = 0$ систему (7) можно решить только численными методами, причем гармоническая зависимость параметров Ω и B от ξ , определяемая (8), в этом случае нарушается. На рис. 2 представлена волна колебаний вектора \mathbf{l} в проекции на (ab) -плоскость кристалла, распространяющаяся вдоль зародыша фазы $G_x F_z$.

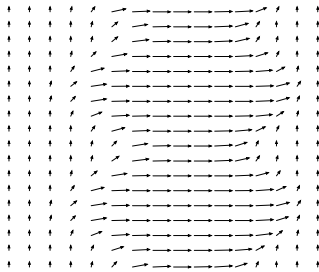


Рис. 2. Периодические пульсации зародыша фазы $G_x F_z$ в недрах родительской фазы G_y , при $g = -0,005$, $\Omega(0) = -4g$, $B(0) = 0$.

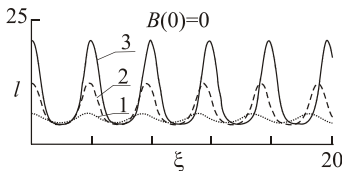


Рис. 3. Толщина зародыша l в зависимости от переменной ξ вдоль периодической волны пульсаций зародыша при $g = -0,06$ для: 1 - $\Omega(0) = 0.5$, 2 - $\Omega(0) = 0.7$, 3 - $\Omega(0) = 0.8$.

Как показывает численный анализ, период λ такой волны пульсаций зародыша новой фазы увеличивается с приближением к точке фазового перехода ($g \rightarrow 0$). При этом толщина зародыша l (рис. 3), и амплитуда зародыша новой фазы в его центре $\theta(x=0)$ (рис. 4) периодически меняются с изменением переменной ξ вдоль периодической волны пульсаций. Сравнение энергии двумерного зародыша новой фазы (W_{2D}) с соответствующим значением энергии соответствующего одномерного зародыша (W_{1D}) показывает, что $W_{2D} > W_{1D}$.

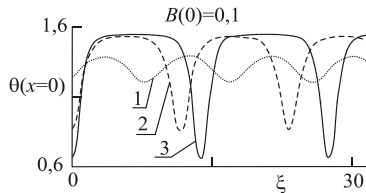


Рис. 4. Зависимость амплитуды зародыша в его центре от переменной ξ вдоль периодической волны пульсаций зародыша при $g = -0,06$ для: 1 - $\Omega(0) = 0.1$, 2 - $\Omega(0) = 0.4$, 3 - $\Omega(0) = 0.6$.

Прирост энергии в двумерном случае, по-видимому, объясняется дополнительной энергией накачки, генерирующей магнитную неоднородность данного типа.

Закключение. Таким образом, в настоящей работе в модели двухподрешеточного антиферромагнетика для РЗО построена нелинейная динамика двумерного зародыша устойчивой слабоферромагнитной фазы $G_x F_z$ внутри родительской метастабильной антиферромагнитной фазы G_y .

Аналитические и численные расчеты системы предложенных нелинейных уравнений магнитодинамики позволили установить, что динамика зародыша новой фазы, определяется начальной амплитудой и близостью системы к точке фазового перехода. Показано, что имеют место распространение периодических пульсаций амплитуды и ширины зародыша новой фазы. При удалении от точки фазового перехода частота этих пульсаций увеличивается.

Полученные результаты могут быть полезными для анализа экспериментальных данных при изучении как спонтанных, так и индуцированных внешним магнитным полем спин-перереориентационных фазовых переходов.

Литература

1. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. – М.: Физматлит, 2001. – 560 с.
2. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. // УФН. – 1976. – Т. 119. – вып. 3. – С. 447-486.
3. Харченко Н.Ф., Гнатченко С.Л. // ФНТ. – 1981. – Т. 7. - №4. – С. 475-493.
4. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 78. – вып. 4. – С. 1509-1522.
5. Звездин А.К. // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – вып. 10. – С. 605-610.
6. Гнатченко С.Л., Чижик А.Б., Харченко Н.Ф. // ФНТ. – 1989. – Т. 15. – № 3. – С 303-310.
7. Шамсутдинов М.А., Ломакина И.Ю., Назаров В.Н., Харисов А.Т., Шамсутдинов Д.М. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. - Уфа: Гилем, 2007. - 368с.

© Каюмов И.Р., Шамсутдинов М.А., Танкеев А.П., 2009 г.

ПРИЁМЫ ЦЕЛЕНАПРАВЛЕННОГО ФОРМИРОВАНИЯ ПОНЯТИЙ НА УРОКАХ ФИЗИКИ

Кильдибаева Г.Х., Изергин Э.Т.

Башкирский государственный педагогический университет им.

М.Акмиллы, г. Уфа, Россия

«Понятие – это мысль, отражающая общие и существенные признаки объекта»[1]. Это знание существенных свойств (сторон) окружающей действительности, знание связей и отношений между ними.

Процесс формирования физического понятия состоит в последовательном раскрытии качественных и количественных свойств предметов и явлений, доведённом до их словесного определения и практического использования. Формирование у школьников системы научных понятий – один из важнейших элементов овладения ими системой научных знаний. Каждый учебный предмет включает систему взаимосвязанных основных научных понятий, от усвоения которых учащимися зависит качество их знаний по предмету в целом.

Различают **три типа** первоначального зарождения понятия у учащихся.

1. **Стихийное**: никто учащихся не учит, а они знают в результате неорганизованного воздействия (личный опыт, общение со взрослыми, кино, телевидение и т.д.). Стихийно зарождаются понятия силы, работы, мощности, напряжения и т.д.
2. **Попутное** формирование физического понятия – его формирование при изучении других учебных предметов: географии (атмосферное давление); математики (скорость, масса, вес и др.); химии (электролитическая диссоциация).
3. **Целенаправленное** формирование физического понятия – его формирование учителем физики. Исследования показали, что стихийное и попутное формирование понятия продолжается параллельно с целенаправленным, часто оно искажает и разбивает целенаправленное формирование. Например, для ответа на вопрос: «Монтажник на большой высоте случайно выронил одновременно гайку и шайбу. Какое из этих тел

раньше коснётся земли?» доцент математик с большим стажем работы задал встречный вопрос: «А какое тело легче?»

Процесс формирования понятий у учащихся подчиняется своим закономерностям. Знание этих закономерностей необходимо для учителя, чтобы успешно осуществлять процесс формирования у школьников понятий, сознательно и целенаправленно им управлять.

Изучение опыта работы учителей физики г. Уфы позволило выделить следующие приёмы первоначального введения физических понятий:

1. Учитель пишет на доске тему урока, диктует определение, далее на примерах, посредством эксперимента или решения задач показывает связи введённого понятия с понятиями, усвоенными ранее. Опыт показывает, что эффективность такого подхода не высока. Отсутствует предварительная подготовка к введению понятия, при которой учащиеся должны осознать необходимость нового понятия.

2. Пособием **демонстрационного эксперимента** создаётся проблемная ситуация, которая разрешается в дальнейшем при введении нового понятия. Например, для введения понятия поверхностного натяжения жидкости учитель осторожно опускает стальное лезвие в чашку с водой (рис.1). Известно, что плотность стали в 7,8 раз больше плотности воды, однако лезвие можно положить так, что оно будет плавать. Почему? Ответ на этот вопрос учащиеся дадут после изучения новой темы.

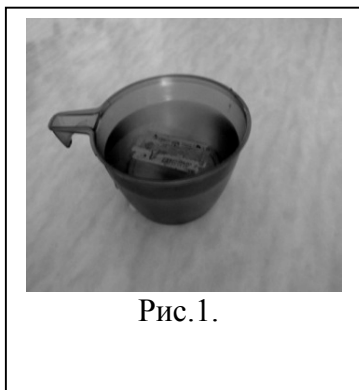


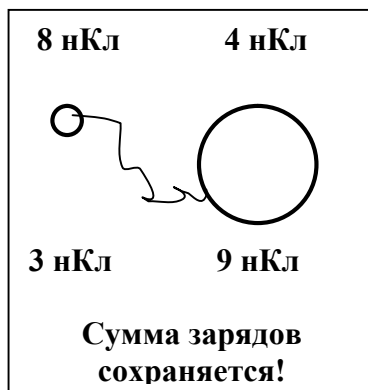
Рис.1.

3. Использование **качественных задач** по физике. По преданию, древнегреческий учёный Архимед поджёг неприятельский флот с помощью большого вогнутого зеркала. Сейчас, в г. Сиракузы стоит бронзовый памятник Архимеду: учёный держит в руках вогнутое зеркало, радиус кривизны которого 1

м. Мог ли Архимед, используя такое зеркало, пожесть римский флот? Ответ на этот вопрос ученики могут дать только после изучения темы «Вогнутое сферическое зеркало». Фокусное расстояние такого зеркала равно половине радиуса кривизны. Зеркалом, которое в руках у учёного, можно поджечь какое-либо тело только на расстоянии 50 см.

4. Использование **анимаций**. Этот приём хорошо работает в сочетании с демонстрацией опыта и при наличии медиапроектора. К сожалению, таких школ в Уфе пока не очень много.

5. Решение количественной задачи. «Шарик радиусом 1 см имеет заряд 8 нКл. Шарик радиусом 3 см имеет заряд 4 нКл. Какими будут заряды шариков, если их соединить длинной тонкой проволокой?». Решение этой задачи приведёт к результату: новый заряд первого шарика 3 нКл, а второго – 9 нКл. В сумме тоже получается 12 нКл. Такая задача подводит к введению закона сохранения электрического заряда.



6. Ряд примеров их художественной литературы. Такой пример можно взять из учебника физики для 7 класса Шахмаева Н.М. и др. [2] при введении понятия «давление».

- *Давление резко падает. Возможны осадки.*
- *Защитники команды «Динамо» не выдержали давления нападающих «Спартака».*
- *У большого внезапно повысилось давление.*
- *Это женщина, - сказал комиссар Мэгре и добавил: - Только каблук женщины мог произвести такое большое давление.*

Далее рассматривается, какое значение придаётся слову «давление» в физике.

Литература:

1. Энциклопедия профессионального образования. Т.2. М., «Профессиональное образование», «»)», с. 29.
2. Шахмаев Н.М., Дик Ю.И., Шахмаев С.Н., Шодиев Д.Ш. Физика. 7 класс. Учебник для общеобразовательных учреждений. М., «Мнемозина», 2003. с.75.

© Кильдибаева Г.Х., Изергин Э.Т., 2009 г.

МАКРОНЕОДНОРОДНОСТИ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ: КОНТИНУАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г.

Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия

Проблемы, связанные с разработкой новых и усовершенствованием имеющихся жидкокристаллических дисплеев, требуют детального изучения физических процессов и явлений в пристеночных областях ячеек. Поэтому представляется весьма актуальным изучение влияния структурированной подложки (в виде полосчатых структур) на распределение молекул в образце [1, 2].

Нами рассматривалась задача определения распределения молекул внутри объема плоского слоя нематического жидкого кристалла в зависимости от структур наносимых на подложки, ограничивающие образец нематика. Ранее нами предлагалась модель возникновения периодических структур в анизотропной жидкости вблизи жесткой подложки без влияния каких-либо дополнительных факторов [3], в этой работе исследование проводилось с целью параметрического анализа условий возникновения субструктур внутри образца при вариации видов подложек.

Рассмотрены подложки с нанесенными на них полосчатыми структурами. Подложки между собой отличаются количеством полос и начальным распределением молекул на поверхностях. Особое внимание уделяется двум случаям: синусоидальному распределению поля директора и в виде меандра.

Ограничимся для простоты модели случаем, когда азимутальная направленность так называемого «директора» нематической мезофазы либо параллельна, либо перпендикулярна полосам, нанесенным на подложку, ограничивающую нематический жидкий кристалл.

Окончательная конфигурация нематика определяется минимумом полной энергии, включающей объемную и поверхностную составляющие. Плотность свободной энергии в объеме нематика задается энергией Франка

$$f_b = \frac{1}{2} \left(K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right),$$

где K_1 , K_2 и K_3 – коэффициенты упругости. Коэффициент K_{24} не учитывается в виду того, что расположение директора ограничивается одной плоскостью.

Взаимодействие нематика с подложкой характеризуется энергией сцепления, которая определяет силу необходимую для отклонения директора от легкого направления. Обычно используется потенциал Рапини-Папьюлера [1]

$$f_s = \frac{1}{2} \left(W_\theta \sin^2(\theta - \theta_e) + W_\varphi \cos^2 \theta \cdot \sin^2(\varphi - \varphi_e) \right),$$

где W_θ – полярная энергия сцепления, W_φ – азимутальная энергия сцепления и углы θ_e , φ_e определяют легкое направление. Экспериментально определенные значения энергии W_θ имеют порядок $1 \cdot 10^{-4}$ Дж · м⁻² [2]. Как правило, значение W_φ на порядок меньше чем W_θ .

Для оценки свободной энергии вводится декартова система координат следующим образом: ось x направлена вдоль поверхности подложки, перпендикулярно полосам, ось z перпендикулярна подложке. Если предположить, что директор изменяет свое направление в пределах только одной плоскости, то он будет иметь следующие компоненты

$$\mathbf{n} = \{ \cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, \sin \theta \}.$$

Для большинства нематиков $K_2 < K_1 \leq K_3$, поэтому можно рассматривать случай, когда $K_1 = K_3$. Тогда плотность свободной энергии выражается соотношением

$$f/K_1 = \frac{1}{2} \left(\kappa \theta_x^2 + \theta_z^2 \right),$$

где $\kappa = 1 - (1 - \tau) \sin^2 \varphi$ и $\tau = K_2/K_1$. Уравнение Эйлера-Лагранжа для функционала Франка энергий искажений НЖК принимает следующий вид

$$\kappa \theta_{xx} + \theta_{zz} = 0.$$

Предполагаем, что полярный угол θ фиксирован вдоль поверхности подложек

$$\theta_{down} = \theta_{00} \text{He}(\sin(q_1 x)), \theta_{up} = \theta_{01} \text{He}(\sin(q_2 x)).$$

где $\text{He}(x)$ – функция Хевисайда, определенная следующим образом

$$\text{He}(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Исследование распределения молекул в нематике осуществлялось с использованием интерактивной среды для моделирования и расчетов научных и инженерных задач

основанных на дифференциальных уравнениях в частных производных методом конечных элементов COMSOL Multiphysics.

Проведенные расчеты в модели с синусоидальным распределением молекул на подложках и в виде меандр позволили заключить, что возникающие субструктуры существенно не отличаются друг от друга.

Как видно из расчетов для коэффициентов при функции Хевисайда в граничных условиях $\theta_{00} = \pi/2$, $\theta_{01} = \pi/10$ и $q_1 = 43$, $q_2 = 37$ в объеме образца происходит переориентация молекул, сопровождающаяся возникновением новых периодических структур. Зададимся целью исследовать полученные структуры.

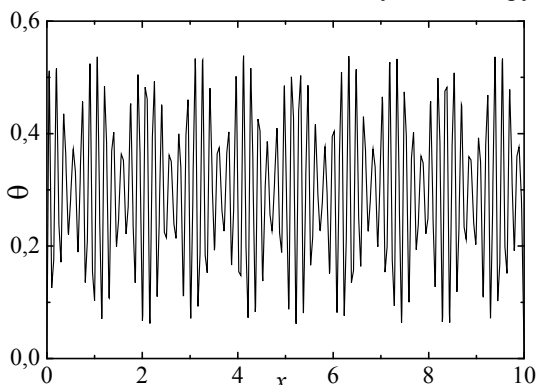


Рис.1. Периодические субструктуры для $z = 0.037$ мкм при толщине образца нематика в 0.05 мкм

Анализ влияния толщины слоя нематика на возможность появления новых подструктур подтверждает предположение о том, что при толщине большей некоторого критического значения распределение молекул происходит без образования новых структур. Это явление вызвано ослаблением влияния граничных условий внутри объема образца большей толщины. В этом случае не происходит наложения зон влияния микроструктур, нанесенных на подложки.

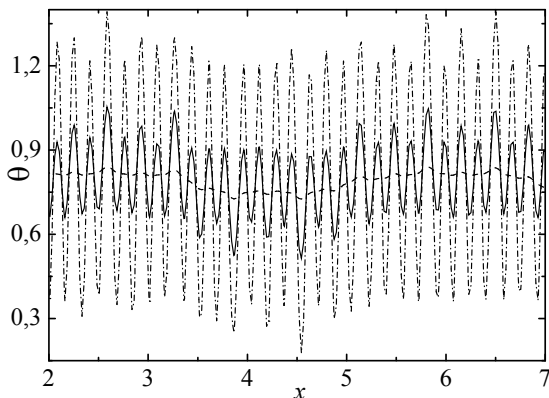


Рис.2. Зависимость величины угла θ от x (мкм) для фиксированных z : 0.02 мкм (штрихпунктирная линия), 0.05 мкм (сплошная линия), 0.15 мкм (пунктирная линия).

На рис.2. приведены графики функций $\theta(x,0.02)$, $\theta(x,0.05)$, $\theta(x,0.15)$, из которых видно, что при уменьшении влияния граничных условий, распределение молекул стремится стать однородным.

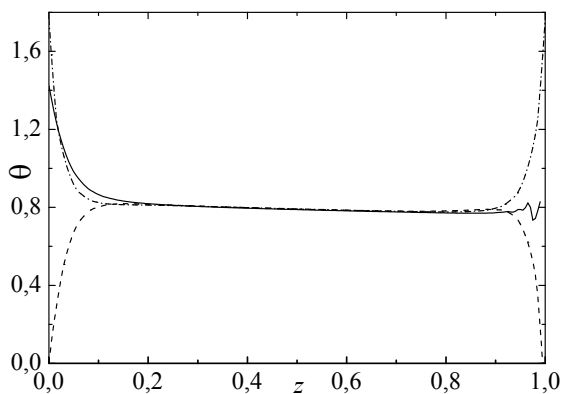


Рис.3. Зависимость величины угла θ от z (мкм) для фиксированных x : 1.9 мкм (сплошная линия), 2.0 мкм (пунктирная линия), 2.1 мкм (штрихпунктирная линия).

Переориентация происходит в основном в пристеночных слоях. На рис.3. этот слой примерно составляет 0.1 мкм при толщине образца в 1 мкм. В остальном же объеме нематика наблюдается относительно однородное распределение поля директора. Это

свидетельствует о том, что при увеличении толщины образца, деформации, вызванные микроструктурами нанесенными на подложки, происходят лишь в слоях близких к поверхности, в то время как в средних слоях преобладает однородное распределение.

Область возникновения субструктур в объеме образца зависит от распределения молекул на подложках. Новые структуры возникают ближе к той подложке, на которой распределение поля директора по полосам близко к планарному.

Модельный эксперимент в анизотропной жидкости показал, что появление субструктур зависит от распределения директора в объеме образца, число возникающих макронеоднородностей зависит от числа страйп-структур на подложках. Причина возникновения субструктур связана с эффектом соизмеримости однородных объектов.

Выявлен также характер зависимости расположения этих структур от граничных условий и толщины образца. Чем более малые деформации вносятся подложкой на поверхности нематика, тем ближе к этой поверхности возникают субструктуры. В данной работе появление субструктур наблюдалось для образца толщиной 0.05 мкм, а для образца толщиной в 1 мкм этот эффект уже не проявлялся.

Рассмотрена также зависимость характеристик возникающих субструктур от соотношения количества полос на подложках, от начального распределения на поверхностях. Зависимость между количеством возникающих подструктур и количеством полос близка к линейной.

Литература

[1] Atherton T.J. Orientational transition in a nematic liquid crystal at a patterned surface / T.J. Atherton, J.R. Sambles // Phys. Rev. E – 2006. – Vol. 74. – Id. 022701.

[2] Д.В. Кондратьев. Распределение молекул нематического жидкого кристалла в полупространстве, ограниченном структурированной подложкой / Д.В. Кондратьев, Н.Г. Мигранов // Вестник Поморского университета. Серия «Естественные науки». – 2009. – №3. – С.91-95.

[3] Д.В. Кондратьев, Н.Г. Мигранов. Модель возникновения периодической деформации анизотропной жидкости на границе с жесткой подложкой: Информационно-вычислительные технологии и их приложения: сборник статей VIII Международной научно-технической конференции. – Пенза: РИО ПГСХА, 2008. -- С.224-227.

© Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г., 2009 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АНИМАЦИЙ ДЛЯ ВВЕДЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПОНЯТИЙ

Кашапова Л.В., Латыпова И.Н., Изергин Э.Т.

Башкирский государственный педагогический университет им.

М.Акмиллы, г. Уфа, Россия

Понятие – это отражение в нашем сознании основных свойств предметов и явлений. Процесс обучения физике сводится, в значительной мере, к введению и дальнейшему формированию основных физических понятий. Следует различать первоначальное введение физических понятий и их последующее развитие. Наша статья относится к рассмотрению одного из приёмов введения понятий, первичного знакомства учащихся с вводимым вновь понятием.

Существуют различные методические приёмы первоначального ознакомления учащихся с новым физическим понятием:

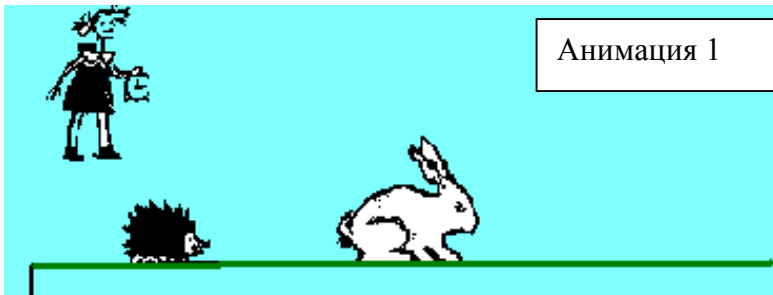
- посредством демонстрационного эксперимента. Например, для введения понятия капиллярности можно продемонстрировать два домика, один из которых установлен на фундаменте из обычных кусочков рафинада, а другой – на таких же кусочках, но пропитанных парафином. Если эти домики поместить в ванночку с водой, то первый домик очень быстро обрушится, а второй будет стоять как угодно долго.

- посредством решения качественной задачи. Например: «Почему сельскохозяйственные машины (сеялки, комбайны и др.) снабжены колёсами с широкими ободами? С подобной задачи можно начать формирование понятия давления.

- с помощью примеров из жизни, техники, художественной литературы. Такой приём используется в учебнике Н.Н.Шахмаева и др. для 7 класса [1] для введения ряда сложных физических понятий.

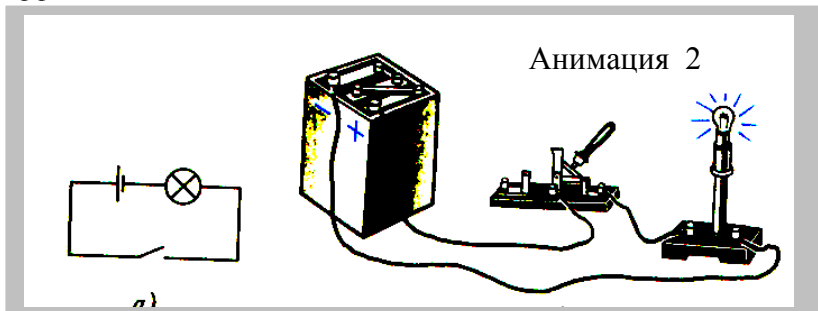
- возможен исторический и другие подходы к введению понятий. Мы предлагаем с этой целью использовать компьютерные анимации, сделанные с помощью программы Macromedia Flash 8.

Скорость. За одинаковое время заяц и ёж проходят разные пути. Чем отличается движение зайца от движения ежа?



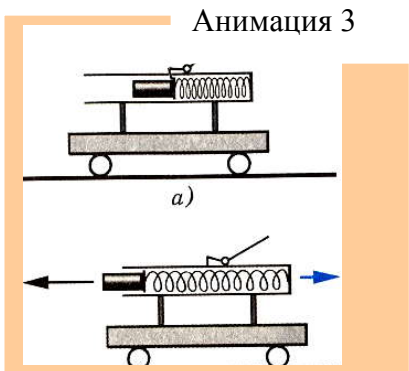
Анимация 1

Электрическая цепь. Одновременно замыкается ключ на электрической схеме и на рисунке. При этом лампочка очень эффектно вспыхивает.



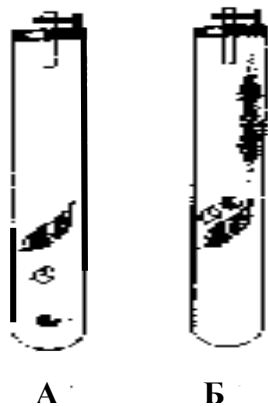
Анимация 2

Взаимодействие тел. Рассматривается взаимодействие снаряда и тележки посредством пружины. При освобождении пружины тележка действует на «снаряд», а «снаряд» действует на тележку. При этом изменяются скорости обоих взаимодействующих тел. Такая анимация эффектна в сочетании с натурным экспериментом.



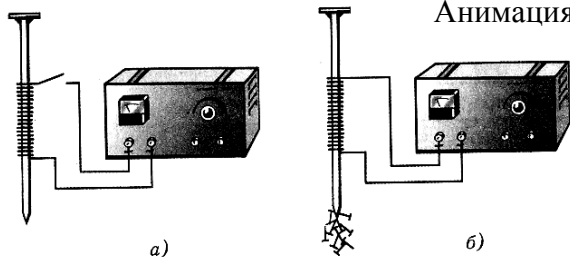
Анимация 3

Анимация 4



Свободное падение. Внутри трубки помещаются свинцовый шарик, пёрышко и кусочек пробки. Если кран открыт и в трубке имеется воздух, то при переворачивании трубки на 180^0 сначала касается дна шарик, потом пробка и, наконец, пёрышко. Если же воздух откачан и кран закрыт, все три тела движутся рядом друг с другом и касаются дна одновременно.

Магнитное действие электрического тока. Когда цепь разомкнута, гвоздь не является



Анимация 5

магнитом. А когда цепь замыкается, большой гвоздь становится магнитом и притягивает к себе маленькие гвоздики.

Закон всемирного тяготения. Яблоко на анимации отрывается и падает. Существует легенда о том, что когда Ньютон сидел в саду под яблоней, яблоко упало ему на голову. Глубокомысленные размышления Ньютона об этом явлении привели к открытию закона всемирного тяготения. С такой анимации и такого рассказа можно начать разговор об этом законе.



Анимация 6

Кроме того, мы подготовили анимации для введения понятий: «инерция», «механическое движение», «отражение света»,

«преломление света», «взаимодействие зарядов», «плавание тел», «адиабатический процесс», «электромагнитная индукция». Планируется создание ряда других анимаций.

Преимущества предлагаемого способа введения понятий:

- красочность анимаций воздействует на чувства ученика;
- повторяемость даёт возможность показать явление или процесс столько раз, сколько необходимо для усвоения;
- отсутствие посторонних отвлекающих деталей;
- экономия времени для подготовки к уроку. Однако, использование анимаций не исключает эксперимент, а дополняет его.

Литература:

1. Изергин Э.Т. Физика. Учебник для 7 класса. М., «Просвещение», 2003 г.
2. Шахмаев Н.М., Дик Ю.И., Шахмаев С.Н., Шодиев Д.Ш.. Учебник для 7 класса. М., «Мнемозина», 2003 г.

© Кашапова Л.В., Латыпова И.Н., Изергин Э.Т., 2009 г.

УДК 532.546

**ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООБМЕНА ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА
ТРАНСЦИЛЛЯТОРНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА**

Леонтьев А.И., Карагулов Р.Р., Хисматуллин А.С.

Стерлитамакская педагогическая академия имени Зайнаб Бишевой,
г. Стерлитамак, Россия

Экспериментальное определение коэффициента трансцилляторного переноса осуществляется путем измерения температуры в газожидкостной среде в сосуде прямоугольной формы, вертикальные размеры которого намного превышают горизонтальные. Поскольку сосуд имеет тепловой контакт с окружающей средой, то важна оценка вклада теплообмена в различные моменты времени, на которой основано введение соответствующих поправок.

Рассмотрим тепловой поток в прямоугольном параллелепипеде. Внутри резервуара в начальный момент находится вода при температуре

$T_0 = 15^{\circ}\text{C}$, которая постепенно со временем приобретает температуру $T_n = 70^{\circ}\text{C}$ – температуру нагревателя. Рассмотрим прямоугольный параллелепипед, ограниченный по x , y и z соответственно $0 < x < \frac{d}{2}$, $0 < y < \frac{b}{2}$, $0 < z < l$, $t > 0$.



Рис. Геометрия задачи

Температура находится путем решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad 0 < x < \frac{d}{2}, 0 < y < \frac{b}{2}, 0 < z < l, t > 0, \quad (1)$$

со следующим начальным условием:

$$T|_{t=0} = T_0, \quad (2)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, $a = \lambda / \rho c$ – коэффициент температуропроводности и T_0 – температура окружающей среды.

Теплообмен с окружающей средой описывается по закону Ньютона

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha (T - T_0). \quad (3)$$

Обозначим $h = \alpha / \lambda$ – коэффициент теплоотдачи оргстекла. Тогда граничные условия можно записать как:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, & \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=d} + h(T \Big|_{x=d} - T_0) &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0, & \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} + h(T \Big|_{y=b} - T_0) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$T \Big|_{z=l} = T_0, \quad T \Big|_{z=0} = T_n.$$

В эксперименте температура над нагревателем в течение 10 минут достигает своего, установленного программой значения. Поэтому при продолжительности эксперимента более 30 минут можно считать, что $T_n = \text{const}$. Температура окружающей среды тоже постоянна, т.к. мы предполагаем, что среднесуточное изменение температуры в течение года примерно 10^0C . А эксперименты проводились за время, меньше двух часов, кроме экспериментов, которые проводились без всплывающих пузырьков, поэтому считаем, что температура окружающей среды не изменяется $T_0 = \text{const}$.

Перейдем к безразмерной температуре

$$v = \frac{T - T_0}{T_n - T_0}; \Rightarrow T = v(T_n - T_0) + T_0,$$

тогда получим математическую постановку задачи в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= a \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \\ 0 < x < \frac{d}{2}, 0 < y < \frac{b}{2}, 0 < z < l, t > 0 \end{aligned} \quad (5)$$

со следующим начальным и граничными условиями:

$$v|_{t=0} = 0 \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_{x=\frac{d}{2}} + hv \Big|_{x=\frac{d}{2}} &= 0, & \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{y=\frac{b}{2}} + hv \Big|_{y=\frac{b}{2}} &= 0, & \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0, \\ v \Big|_{z=0} &= 1, & v \Big|_{z=l} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

Представим решение задачи в виде суммы стационарного $v_s(x, y, z, t)$ и нестационарного w .

Пусть стационарное решение удовлетворяет следующей задаче:

$$\frac{\partial^2 v_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_s}{\partial z^2} = 0, \quad 0 < x < \frac{d}{2}, 0 < y < \frac{b}{2}, 0 < z < l, t > 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_s}{\partial x} \Big|_{x=\frac{d}{2}} + hv_s \Big|_{x=\frac{d}{2}} &= 0, & \frac{\partial v_s}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, \\ \frac{\partial v_s}{\partial y} \Big|_{y=\frac{b}{2}} + hv_s \Big|_{y=\frac{b}{2}} &= 0, & \frac{\partial v_s}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0, \\ v_s \Big|_{z=0} &= 1, & v_s \Big|_{z=l} &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где нестационарное решение должно удовлетворять задаче

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{\partial w}{\partial t} &= \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}, \\ 0 < x < \frac{d}{2}, 0 < y < \frac{b}{2}, 0 < z < l, t > 0 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} w \Big|_{t=0} &= -v_s, \\ w \Big|_{x=0} &= 0, & \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{x=\frac{d}{2}} + hw \Big|_{x=\frac{d}{2}} &= 0, \\ w \Big|_{y=0} &= 0, & \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{y=\frac{b}{2}} + hw \Big|_{y=\frac{b}{2}} &= 0, \\ w \Big|_{z=0} &= 0, & w \Big|_{z=l} &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Нетрудно убедиться, что решение стационарной задачи имеет вид

$$v_s = 1 - \frac{z}{l}. \quad (12)$$

Представим решение нестационарной задачи (9)-(10) в виде произведения

$$w(x, y, z, t) = X(x)Y(y)Z(z)T(t), \quad (13)$$

тогда разделив переменные, получим

$$\frac{1}{a} \frac{T'}{T} = \frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \frac{Z''}{Z} = -\lambda^2, \quad (14)$$

Знак минус означает, что изменение температуры в орг. стекле находящейся между внутренней водой и окружающем воздухом уменьшается со временем.

Решение уравнения

$$T' / T = -\lambda^2 a. \quad (15)$$

имеет вид $T = C \cdot \exp(-\lambda^2 a)$

Обозначим

$$X'' / X = -\chi^2 \quad (16)$$

$$Y'' / Y = -\mu^2 \quad (17)$$

$$Z'' / Z = -\eta^2, \quad (18)$$

тогда из (13) получим $\chi^2 + \mu^2 + \eta^2 = \lambda^2$

Решение уравнения

$$d^2 X / x^2 = -\chi^2 X \quad (19)$$

имеет вид:

$$x = A_1 \cos(\chi x) + A_2 \sin(\chi x) \quad (20)$$

Его производная представляется как

$$X' = -A_1 \chi \sin(\chi x) + A_2 \chi \cos(\chi x) \quad (21)$$

Подставив (20) в граничные условия при $x=0$, получим

$$A_2 = 0$$

Значит получим следующее:

$$X_n(x) = A_n \cos(\chi_n x). \quad (22)$$

Подставив в решение $X(x) = A_1 \cos \chi x$ в граничные условия при

$x = \frac{d}{2}$ получим уравнение для определения χ

$$-\chi_n \sin(\chi_\xi \frac{d}{2}) + h \cos(\chi_\xi \frac{d}{2}) = 0 \quad (23)$$

Уравнение (2) позволяет определить собственное значение χ_n и множество решений. Аналогично для уравнения (17) находим

$$Y_m(y) = B_m \cos(\mu_m y), \quad (24)$$

где μ_m находится из трансцендентного уравнения

$$h \cos\left(\mu_m \frac{b}{2}\right) - \mu_m \sin\left(\mu_m \frac{b}{2}\right) = 0. \quad (25)$$

Для уравнения(18) имеем

$$Z = D_1 \cos(\chi z) + D_2 \sin(\chi z) \quad (26)$$

Подставим уравнение (26) в граничные условия при $z = 0$, получим

$$D_1 = 0 \quad (27)$$

Из условия при $z=l$ уравнение

$$D_2 \sin(\eta l) = 0, \quad (28)$$

Откуда определяется собственные значения

$$\eta_k = \frac{\pi k}{l}. \quad (29)$$

Соответствующее частное решение имеет вид

$$Z_k(z) = D_k \cos\left(\frac{\pi k}{l} z\right), \quad (30)$$

Таким образом, общее решение нестационарной задачи (10),(11) представляется в виде суммы, где значения χ_n и μ_n определяются из решения трансцендентных уравнений (23) и (25).

$$w = \sum_n \sum_m \sum_k C_{nmk} \cos(\chi_n x) \cos(\mu_m y) \sin\left(\frac{\pi k}{l} z\right) \cdot \exp\left[-a \left(\chi_n^2 + \mu_m^2 + \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2\right) t\right], \quad (31)$$

Подставив (31) в начальное условие, получим уравнение

$$w|_{t=0} = \sum_n \sum_m \sum_k C_{nmk} \cos(\chi_n x) \cos(\mu_m y) \sin(\eta_k z) \cdot \exp\left[-a \left(\chi_n^2 + \mu_m^2 + \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2\right) t\right] = \left(\frac{z}{l} - 1\right) \quad (32)$$

для определения коэффициентов C_{nmk} .

Отсюда получим

$$C_{nmk} = - \frac{8 \sin\left(\chi_n \frac{d}{2}\right) \sin\left(\mu_m \frac{b}{2}\right)}{\pi k (\chi_n d + \sin(\chi_n d)) (\mu_m b + \sin(\mu_m b))} \quad (33)$$

Таким образом, решение нестационарной задачи представляется как

$$w = -\frac{8}{\pi} \sum_n \sum_m \sum_k \frac{\sin(\chi_n \frac{d}{2}) \sin(\mu_m \frac{b}{2}) \cos(\chi_n x) \cos(\mu_m y) \sin\left(\frac{\pi k}{l} z\right)}{k(\chi_n d + \sin(\chi_n d))(\mu_m b + \sin(\mu_m b))} \cdot \exp\left[-a\left(\chi_n^2 + \mu_m^2 + \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2\right)t\right], \quad (34)$$

где χ_n и μ_m определяются из уравнений (23) и (25).

Окончательное решение безразмерной задачи представляется в виде сумм стационарного и нестационарного уравнения.

$$v = \left(1 - \frac{z}{l}\right) - \frac{8}{\pi} \sum_n \sum_m \sum_k \frac{\sin(\chi_n \frac{d}{2}) \sin(\mu_m \frac{b}{2}) \cos(\chi_n x) \cos(\mu_m y) \sin\left(\frac{\pi k}{l} z\right)}{k(\chi_n d + \sin(\chi_n d))(\mu_m b + \sin(\mu_m b))} \cdot \exp\left[-a\left(\chi_n^2 + \mu_m^2 + \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2\right)t\right]. \quad (35)$$

Окончательное выражение для расчетов температур имеет вид:

$$T = \left[\left(1 - \frac{z}{l}\right) - \frac{8}{\pi} \sum_n \sum_m \sum_k \frac{\sin(\chi_n \frac{d}{2}) \sin(\mu_m \frac{b}{2}) \cos(\chi_n x) \cos(\mu_m y) \sin\left(\frac{\pi k}{l} z\right)}{k(\chi_n d + \sin(\chi_n d))(\mu_m b + \sin(\mu_m b))} \cdot \exp\left[-a\left(\chi_n^2 + \mu_m^2 + \left(\frac{\pi k}{l}\right)^2\right)t\right] \right] \cdot (T_n - T_0) + T_0. \quad (36)$$

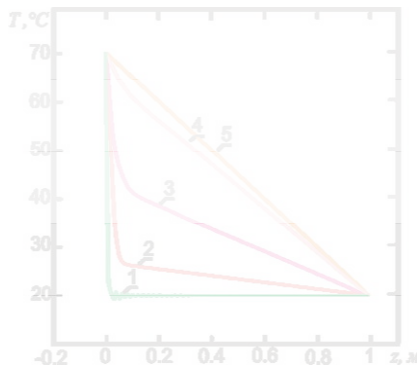


Рис. 1. Распространение температуры в зависимости от глубины в различные моменты времени:
 1) 10 с,
 2) 1000 с,
 3) 4000 с,
 4) 10000 с,
 5) 20000 с

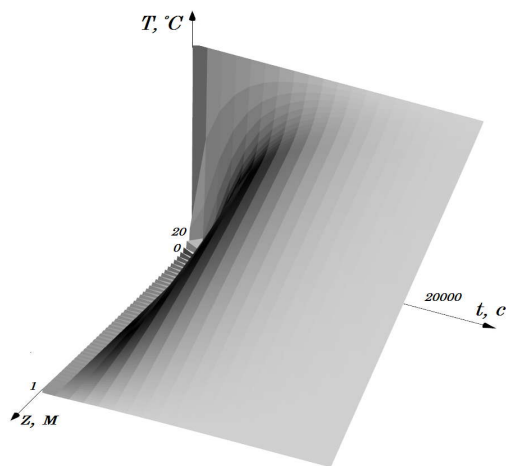


Рис. 2. Трехмерное распространение температуры в зависимости от глубины и времени.

Таким образом создана модель для определения температуры в резервуаре и вычисления коэффициента трансцилляторного переноса. Проведен анализ графиков зависимостей температуры в резервуаре в зависимости от координат и времени.

© Леонтъев А.И., Карагулов Р.Р., Хисматуллин А.С., 2009 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛЬНО - ОПТИЧЕСКОГО РАЗВЕТВИТЕЛЯ

Лопатюк А.В.

Башкирский государственный университет, г.Уфа, Россия

В настоящее время актуальной задачей является минимизация компонентов ВОЛС с целью их размещения в оптических интегральных схемах, что позволяет расширить функциональные возможности оборудования.

В данной работе рассматривается многоканальный интегрально-оптический разветвитель 1x8 каналов размером 3x3 мкм. Показатель преломления подложки – 3,385, пленки – 3,59, покрытия – 1. Толщина пленки – 1,5 мкм.

Принцип работы данного разветвителя основан на том, что между двумя параллельными волноводами имеет место взаимный обмен световой энергией, если между ними существует слабая связь, возникающая тогда, когда профили волноводных мод в соседних каналах перекрываются.

Для полного обмена энергией требуется, чтобы свет в каждом канале распространялся с примерно одинаковой скоростью. Если волновые векторы в двух каналах отличаются на малую величину Δk и весь свет первоначально введен в один канал, то поток мощности вдоль двух каналов изменяется согласно следующим уравнениям:

$$P_0(z) = \cos^2 sz + \left(\frac{\Delta k}{2}\right) \frac{\sin^2 sz}{s^2},$$

$$P_1(z) = \frac{K^2}{s^2} \sin^2 sz,$$

$$s^2 = K^2 + \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2.$$

Где s - период осцилляции энергии между каналами, K - константа связи, z - координата по оси Z . Константа K определяет перекачку энергии, ее величина зависит от перекрытия профилей мод, т.е. от расстояния между каналами, ширины волновода и скачка диэлектрической постоянной. [1]

Если не два, а большее число каналов связаны между собой, то свет не перекачивается из одного канала в другой и обратно, а растекается по всем имеющимся каналам. При неограниченном числе связанных каналов распределение амплитуды светового поля

имеет вид функции Бесселя. Если весь свет введен в центральный канал, то амплитуда поля в n -м канале определяется выражением:

$$E_n(z) = (-i)^n J_n(2Kz) \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha z\right),$$

где α - коэффициент потерь, J_n - функции Бесселя первого рода.

На рис. 1 показано распространение излучения в разветвителе на длинах волн 1310 и 1550 нм и распределение мощности между его выходными каналами.

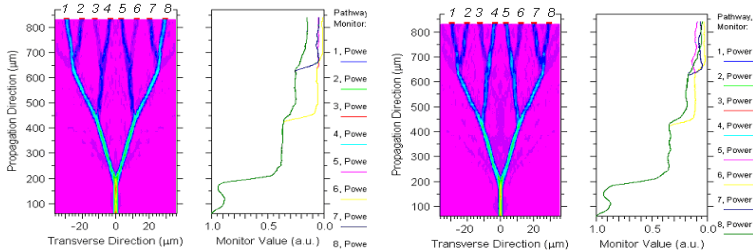


Рис. 1 Распространение излучения в разветвителе 1x8 каналов и распределение мощности по каналам

Как видно из рисунка, происходит образование пар каналов: 1-й и 8-й, 2-й и 7-й, 3-й и 6-й, 4-й и 5-й, мощность излучения в каждой паре каналов распределяется равномерно. Это позволяет применять данный разветвитель как делитель оптической мощности.

Представляет интерес изменение мощности излучения в выходных каналах разветвителя в зависимости от относительной разницы показателей преломления пленки и подложки (рис. 2).

При изменении относительной разницы показателей преломления пленки и подложки (Δ) от 0,005 до 0,2 происходит переключение между 4-м, 5-м и 3-м, 6-м парами каналов. Следовательно, ответвитель может работать как переключатель каналов в диапазоне изменений Δ 0,005...0,1, что может быть достигнуто при использовании электрооптического эффекта.

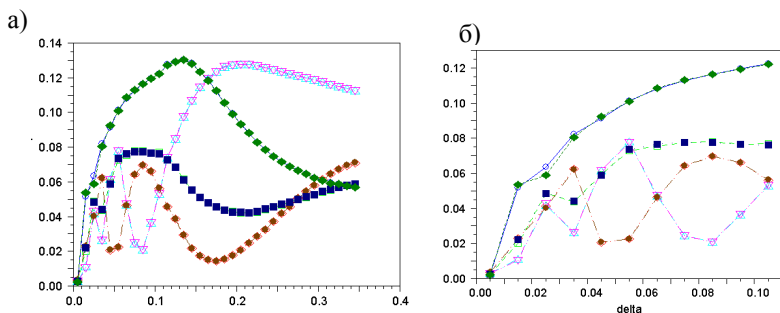


Рис. 2 График зависимости мощности в выходных каналах ответвителя от относительной разницы показателей преломления пленки и подложки (длина волны 1550 нм)

- - выходная мощность излучения в 4 и 5 каналах
- ◆ - выходная мощность излучения в 1 и 8 каналах
- - выходная мощность излучения во 2 и 7 каналах
- - выходная мощность излучения в 3 и 6 каналах

На рис. 3 показано изменение мощности в выходных каналах разветвителя в зависимости от выбранного диапазона длин волн.

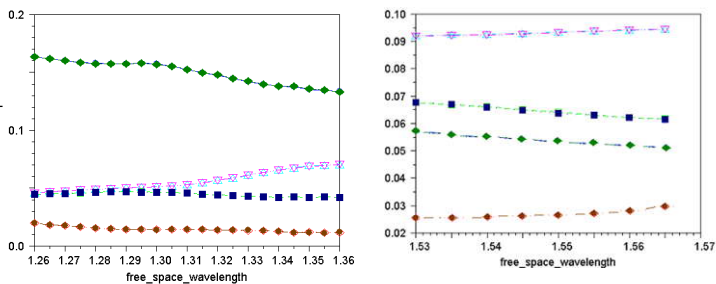


Рис. 3 График зависимости мощности в выходных каналах ответвителя от длины волны (O-диапазон 1260-1360 нм и С-диапазон 1530-1565 нм)

В O- и С-диапазонах мощность излучения меняется незначительно, что говорит о стабильности выходных параметров.

Рассмотрим зависимость мощности в выходных каналах разветвителя от показателя преломления покрытия (рис. 4).

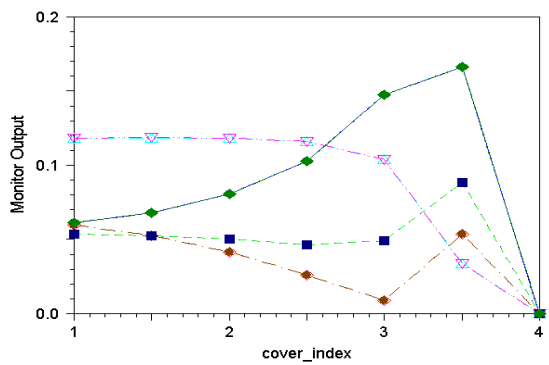


Рис. 4 График зависимости мощности в выходных каналах ответвителя от показателя преломления покрытия (длина волны 1550 нм)

При изменении показателя преломления покрытия от 1 до 2,5 мощность изменяется незначительно, при увеличении показателя преломления от 2,5 до 3 происходит увеличение мощности в 1-м и 8-м каналах, спад мощности в 4-м, 5-м, 3-м и 6-м каналах, незначительное увеличение мощности во 2-м и 7-м каналах. Происходит переключение между 4-м, 5-м и 1-м, 8-м парами каналов. Дальнейшее увеличение показателя преломления до значения 3,5 вызывает увеличение мощности в 1-м, 8-м, 2-м, 7-м, 3-м и 6-м каналах, и уменьшение мощности в 4-м и 5-м каналах. Происходит переключение между 2-м, 7-м и 4-м, 5-м парами каналов, а также между 3-м, 6-м и 4-м, 5-м парами каналов. При последующем увеличении показателя преломления свыше 3,5 система перестает работать. Таким образом, при изменении показателя преломления покрытия от 2,5 до 3,5 данный разветвитель может работать как переключатель каналов. А показатель преломления покрытия не должен превышать значения 3,5.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что интегрально-оптический разветвитель 1x8 каналов можно применять в качестве обычного делителя мощности, переключателя каналов и как элемент систем волнового уплотнения.

Применение оптических интегральных схем позволяет создавать полностью оптические сети (AON), в которых коммутация информационных потоков производится путем переключения каналов без фотоэлектрического преобразования.

Список литературы:

- 1) Интегральная оптика, под ред. Т. Тамира, - М.:Мир, 1978.
- 2) А.С. Семенов, В.Л. Смирнов, А.В. Шмалько, Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. – М.:Радио и связь, 1990.

© Лопатюк А.В., 2009 г.

ДЕМОНСТРАЦИЯ ЭФФЕКТА МАГНУСА НА САМОДЕЛЬНОМ ПРИБОРЕ

Михайлов С.Н., Шагиев Н.Р., Даутова Б.В.

Башкирский государственный педагогический университет

им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия

В современных условиях школа находится в достаточно тяжелых условиях в плане обеспечения соответствующим оборудованием для учебного процесса. Это связано с целым рядом причин, в частности, с недостаточным финансированием школ, с высокой рыночной стоимостью предлагаемого оборудования. В этой ситуации учителю физики приходится прикладывать все силы для поддержания в рабочем состоянии имеющегося оборудования. Отметим, вместе с тем, что часть этого оборудования физически и морально устарело. Особенно это относится к оборудованию для демонстрационного эксперимента. Демонстрационный эксперимент, как известно, играет большую роль в преподавании школьного и вузовского курса физики. За годы развития физики как учебной дисциплины накоплен обширный арсенал демонстрационных опытов по всем её направлениям, который нашел свое отражение в целом ряде классических методических пособий. Одной из задач подготовки будущих учителей физики является ознакомление студентов с этим арсеналом, особенностями постановки, техникой проведения демонстраций. Сегодня становится актуальной задача подготовки студентов к работе по разработке и изготовлению самодельного оборудования. Решение этой задачи позволяет решать несколько задач. Имеются в виду не только технические и конструкторско-технологические, они тоже, несомненно, важны. На наш взгляд, особую ценность в этой работе представляет освоение студентами прикладного характера усвоенных теоретических знаний по общей физике, теории и методике обучения физике. Уже на этапе разработки какой-либо конструкции будущий учитель ставится в условия, когда он должен спрогнозировать конечные результаты своей работы: когда, в какой форме, каким образом использовать свою разработку в обучении. В свою очередь, понимание указанных моментов нередко оказывает сильное влияние на внешний вид конструкции, на закладываемые в прибор функции, потенциал дальнейшего развития или расширения области использования самого прибора или его компонентов.

В концентрическую учебную программу базовых классов не входят вопросы гидродинамики. В период обучения физике по

ступенчатой программе закон Бернулли изучался на качественном уровне, рассматривалось его приложение к различному роду технических устройств. Мы считаем, что исключение теории движения идеальной жидкости из школьного курса очень обедняет его. Многие явления, например, образование подъемной силы крыла самолета, всасывание жидкости в узкую часть трубы и другие, остаются для школьников малопонятными, а то и вовсе необъяснимыми. Ниже описывается прибор по демонстрации проявления уравнения Бернулли, который был сделан нами. Это уравнение является проявлением закона сохранения энергии при установившемся движении несжимаемой идеальной жидкости: Закон Бернулли является следствием закона сохранения энергии для стационарного потока идеальной (то есть без внутреннего трения) несжимаемой жидкости:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = const$$

Константа в правой части обычно называется напором, или полным давлением, а также интегралом Бернулли. Размерность всех слагаемых — энергия, приходящаяся на единицу объёма жидкости. Согласно закону Бернулли полное давление в установившемся потоке жидкости остается постоянным вдоль этого потока.

Полное давление состоит из весового ρgh , статического p и динамического $\frac{\rho v^2}{2}$ давлений.

Для горизонтальной трубы $h = 0$ и уравнение Бернулли принимает вид: $\frac{\rho v^2}{2} + p = const$.

Эта форма уравнения Бернулли может быть получена путём интегрирования уравнения Эйлера для стационарного одномерного потока жидкости, при постоянной плотности ρ :

$$v \frac{dv}{dx} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dp}{dx}$$

Из закона Бернулли следует, что при уменьшении сечения потока, из-за возрастания скорости, то есть динамического давления, статическое давление падает. Это является основной причиной

эффекта Магнуса. Эффект Магнуса — физическое явление, возникающее при обтекании вращающегося тела потоком жидкости или газа.

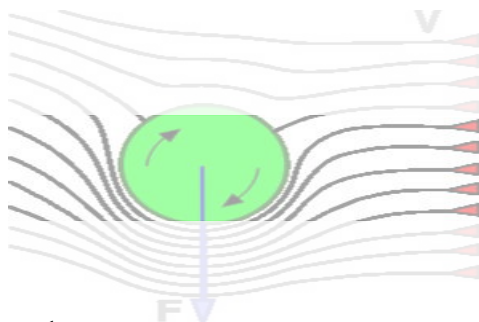


Рисунок 1

Образуется сила, воздействующая на тело и направленная перпендикулярно направлению потока. Это является результатом совместного воздействия различных физических явлений, таких как эффект Бернулли и образование пограничного слоя в среде вокруг обтекаемого объекта. Вращающийся объект создаёт в среде вокруг себя вихревое движение. С одной стороны объекта направление вихря совпадает с направлением обтекающего потока и, соответственно, скорость движения среды с этой стороны увеличивается. С другой стороны объекта направление вихря противоположно направлению движения потока и скорость движения среды уменьшается. Таким образом, возникает разность давлений, порождающая поперечную силу от той стороны вращающегося тела, на которой направление вращения и направление потока противоположны, к той стороне, на которой эти направления совпадают. Эффект впервые описан немецким физиком Генрихом Магнусом в 1853 году.

Демонстрация эффекта Магнуса может проводиться на ряде самодельных приборов. Они эффекты по постановке, неизменно вызывают интерес у учащихся. Наш прибор (Рисунок 2) несложен по конструированию, надежен в работе и показывает возможности использования эффекта Магнуса на практике.



Рисунок 2

Он состоит из вращающегося от электродвигателя цилиндра, который обдувается потоком воздуха от вентилятора. Вся конструкция установлена на тележку с колесиками, на которую закреплены батарейки, источники питания. Важно чтоб цилиндр имел достаточную высоту для возникновения эффекта, высота эта зависит от мощности вентилятора и от массы всей конструкции. Вентилятор должен создавать поток шириной равной высоте цилиндра. Необходимо так же чтобы электродвигатель имел достаточную мощность для вращения цилиндра. Тележка должна иметь хорошее сцепление с поверхностью стола иначе ее будет сдувать потоком воздуха. При вращении цилиндра обдуваемый поперечный поток воздуха создает горизонтальную тягу. Тележка катится с постоянной скоростью. Этот прибор демонстрирует и изобретение в 1922 году инженера А.Флетнера – роторного корабля с вращающимися цилиндрами (ветросиловыми башнями) вместо парусов. Прибор имеет возможность видоизменяться. Например, вентилятор можно поставить на саму тележку. В таком случае изменяются и все технические его параметры.

Литература

1. Г. А. Зисман, О. М. Тодес Курс общей физики: Учебное пособие. Т. 1. Механика. Молекулярная физика. ?-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2007.

© Даутова К.В., Михайлов Е.Н., 2009 г.

ДОМАШНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ФИЗИКЕ В ОСНОВНОЙ ШКОЛЕ

Даутова К.В., Михайлов С.Н.

Башкирский государственный педагогический университет

им. М. Акмуллы, г.Уфа, Россия

Возрастающий уровень развития науки и техники повышает требования к образовательным учебным заведениям, которые призваны подготовить учащихся к овладению достижениями научно-технического прогресса и, конечно, к активному творческому труду. Это эффективно реализуется в обучении физике через экспериментальные и практические работы. Важным дополнением к ним являются опыты и наблюдения учащихся в домашних условиях. Особое значение домашние опыты и наблюдения имеют для развития познавательного интереса и творческих способностей школьников, для формирования у них экспериментальных умений и навыков. С целью анализа мотивации учащихся при изучении физики, нами был проведен опрос учащихся 7 – 9 классов МОУ СОШ №19 им. Б. И. Северинова методом анкетирования, результаты которого представлены в таблицах 1, 2, 3 и наглядно отражены на графиках (Рис.1,2,3).

Таблица 1

Что вам нравится при изучении физики?

решение задач	11 %
демонстрация опытов	33 %
чтение учебника дома	12 %
рассказ учителем нового материала	22 %
самостоятельное выполнение опытов	16 %
ответ у доски	6 %

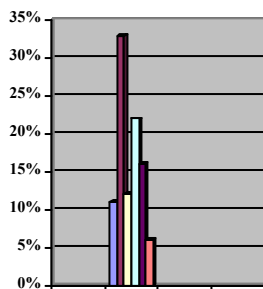


Рис. 1. Что вам нравится при изучении физики

Из таблицы 1 видно, что первое место среди показателей заинтересованности в изучении физики занимает демонстрация опытов, второе – рассказ учителем нового материала, третье – самостоятельное выполнение опытов.

Таблица 2.
Какое домашнее задание вы предпочитаете выполнять?

чтение учебника	33%
решение задач из учебника	5%
наблюдение физических явлений	55%
составление задач	0%
изготовление простых устройств, моделей	5%
решение трудных задач	2%

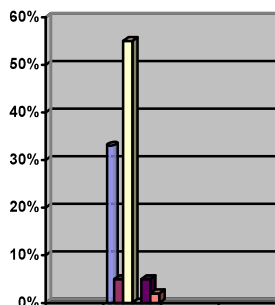


Рис.2.Какое домашнее задание вы предпочитаете выполнять

Таблица 3
На каком уроке вам интересно?

на контрольной работе	0%
на лабораторной работе	67%
на уроке решения задач	0%
на уроке изучения нового материала	22%
не знаю	11%

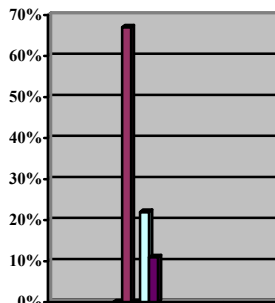


Рис.3. На каком уроке вам интересно

Анализируя таблицу 2, можно отметить, что заинтересованность детей в изучении физики во многом обусловлена наблюдением физических явлений и участием в самостоятельной (лабораторной) работе (таблица 3).

И это не удивительно, так как особенностью физики является ее экспериментальный характер. Поэтому наряду с обычными домашними заданиями – изучением текста учебника, выучиванием правил, законов, решением задач и упражнений - необходимо, чтобы учащиеся выполняли задания практического характера: наблюдение явлений в природе, выполнение качественных опытов, измерений.

Роль домашнего эксперимента особенно велика при формировании понятий, где необходима опора на конкретный материал, на чувственное восприятие предметов и явлений. При моделировании и конструировании физических приборов мы ставим следующие цели:

- развитие у ребят интереса к физике;
- формирование навыков думать (анализировать, сопоставлять, сравнивать и пр.);
- развитие творческих способностей каждого ученика;
- разработка набора опытов, пригодных для проведения школьниками в домашних условиях.

При этом решаются следующие педагогические задачи:

- формирование умения наблюдать физические явления в природе и в быту;
- формирование умения выполнять измерения с помощью измерительных средств, используемых в быту;
- формирование интереса к эксперименту и к изучению физики;
- формирование самостоятельности и активности.

Следует заметить, что однообразные по содержанию задания не способствуют поддержанию интереса учащихся к экспериментальной работе. Разнообразие видов заданий – важное условие успешного приобщения к ней школьников. Стараясь соблюсти это условие, надо иметь в виду, что направленность интересов учеников имеет широкий спектр: одним нравится конструировать, другие с удовольствием занимаются экспериментальными исследованиями, третьи охотно выполняют занимательные опыты и т.д. Теоретический анализ возможного содержания экспериментальных заданий и учет интересов учащихся привели нас к следующей классификации домашних и внеучебных занятий (кружок, клуб любителей физики, Центр детского творчества и др.), облегчающей учителю их подбор и составление:

1. **Конструкторские задания.** Такие задания достаточно широко используются и в качестве обязательных для всего класса, и индивидуальных. Они предусматривают создание новых приборов и моделей, усовершенствование имеющихся школьных и технических приборов, конструирование технических устройств, разработку физико-технических проектов без изготовления моделей.

2. **Экспериментально-исследовательские задания.**

Если выполнение конструкторского задания всегда начинается с теоретической разработки принципа действия того или иного устройства, то в случае экспериментально-исследовательских заданий дело обстоит иначе, хотя иногда на основе теоретического анализа ситуации возможно предсказание результатов исследования, но таких возможностей не так уж много. Значительно чаще явление вначале исследуется опытным путем, а затем дается его теоретическое объяснение. В ряде же случаев знаний учащихся оказывается недостаточно для объяснения обнаруженных явлений или установленных закономерностей, тем не менее, это не означает, что подобные исследования не имеют права на существование.

3. **Домашние экспериментальные задания.**

К таким заданиям относятся:

- наблюдение за физическими процессами, происходящими дома, постановка домашних опытов и т.д.;
- конструирование на основе подручных предметов, имеющихся дома, в хозяйстве;
- наблюдение за природными явлениями в лесу, в саду, огороде и т.п.

К домашним экспериментальным заданиям предъявляются следующие требования: безопасность при проведении; минимальные материальные затраты; простота по выполнению; иметь ценность в изучении и понимании физики; легкость последующего контроля учителем; наличие творческой окраски.

За период педагогической практики мы организовали проектную работу по моделированию и конструированию самодельных приборов с учащимися 7 – 9 классов МОУ СОШ №19 им. Б. И. Северинова, которые изготовили ряд самодельных приборов. Свои приборы учащиеся представляли и защищали на научно-практической конференции «Старт в науку». Опишем некоторые из них:

- **Прибор для демонстрации опыта «Компоненты силы»**, представляющий собой скейтборд, движущийся при помощи пропеллера; данный прибор показывает суммарный эффект воздействия на объект двух сил, направленных вперед и вбок.

- **Прибор «цветной волчок Максвелла»** - диск, состоящий из семи секторов, по цвету соответствующих компонентам белого света; при вращении диска цвета сливаются на сетчатке глаза и диск кажется почти белым.

- **Прибор «Непредвиденное возвращение»**, созданный из цилиндрической жестяной банки, внутри которой на круглой резинке подвешена гайка на шпагате; данный прибор показывает, что тела могут накапливать энергию для своего движения.

- **«Камера обскура»** - непрозрачная коробочка, дно которой заклеено калькой, которая служит экраном; в передней стенке коробки имеется небольшое отверстие диаметром 1,5 мм. Прибор демонстрирует принцип работы фотоаппарата.

- **прибор «СО₂ – версия двигателя («Эолопил») Герона»** - аналог двигателя Герона, рабочим телом которого вместо пара является углекислый газ, получаемый при растворении шипучих таблеток в воде.

- **автоколебательная система** – представляет собой две пластиковые бутылки, соединенные стеклянной трубкой, которая выполняет роль клапана с обратной связью; прибор демонстрирует колебание жидкости.

Домашние опыты и наблюдения, проводимые учащимися дают возможность расширить область связи теории с практикой; развивают интерес к физике и технике; рождают творческую мысль и развивают способность к изобретательству; приучают учащихся к самостоятельной исследовательской работе; вырабатывают у них наблюдательность, внимание, настойчивость и аккуратность; дополняют демонстрационный эксперимент учителя и классные лабораторные работы тем материалом, который не может быть получен в классе, приучают учащихся к сознательному труду. При выполнении опытов у учащихся формируются экспериментальные умения, которые включают в себя как интеллектуальные умения, так и практические.

Литература

1. Веккионе Г. Занимательные опыты.- М.:АСТ: Астрель,2007.- 287 с.
2. Даминов Р.В. Физический эксперимент – это просто. Занимательные опыты с пластиковыми бутылками. Казань.2002 - 178 с.
3. Иванова Л.А. Активизация познавательной деятельности учащихся при изучении физики.- Москва: Просвещение,1983 – 203 с.

4. Малафеев Р.И. Творческие экспериментальные задания по физике 9-11 класс.- М.: «Школьная пресса».2003 – 114 с.
5. Тайницкий В.А. Моделирование и конструирование в обучении физике: из опыта работы / В.А.Тайницкий, А.И.Капралов.- Челябинск,2008.-179 с.
6. Тит Том Научные забавы: Интересные опыты, самоделки, развлечения /Пер. с фр. – М.: Издательский Дом Мещерякова, 2009. – 288 с.: ил.

© Даутова К.В., Михайлов С.Н., 2009 г.

УДК 538.9

ПОСТРОЕНИЕ И РЕШЕНИЕ МОДЕЛИ КОНВЕКЦИИ И ПРОВОДИМОСТИ

Нагаев Ф.А.

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, г.Уфа, Россия

Математические модели многих реальных физических явлений представлены в форме уравнений. Важны также числовые методы, чтобы проанализировать и улучшить такие системы. Моделирование с вычислительной гидрогазодинамикой может привести к результатам при решении задач, связанных с, например, потоком жидкости, распределением температуры, теплопередачей, конвекцией, химическими реакциями.

Введение

В данной работе рассматривается модель теплообменника с использованием мощной интерактивной среды для моделирования физических объектов, явлений и процессов Comsol Multiphysics (рис. 1).

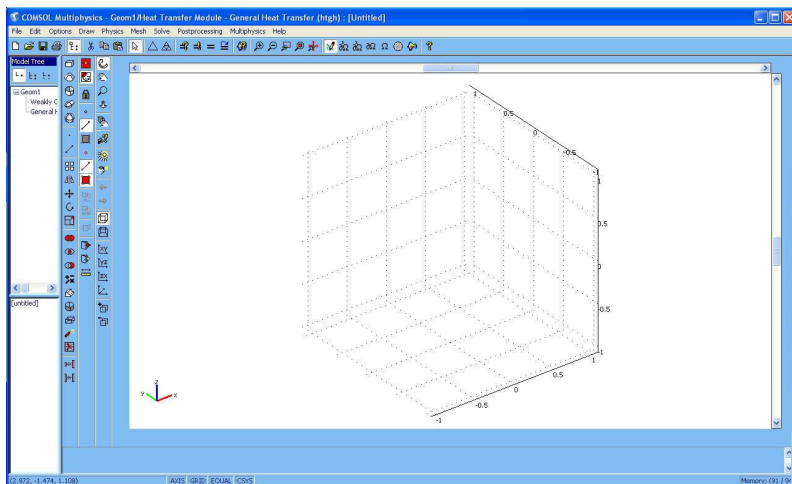


Рис. 1 Интерфейс программы Comsol Multiphysics

Постановка задачи

Построение и решение модели конвекции и проводимости, исследование теплообменника в трехмерном виде, где теплопередача происходит и через конвекцию и через проводимость.

Образцовый теплообменник

Рисунок 2 показывает геометрию теплообменника. Это необходимо, чтобы смоделировать только одну ячейку, потому что они все идентичны за исключением внешних ячеек, где могут проявиться краевые эффекты.

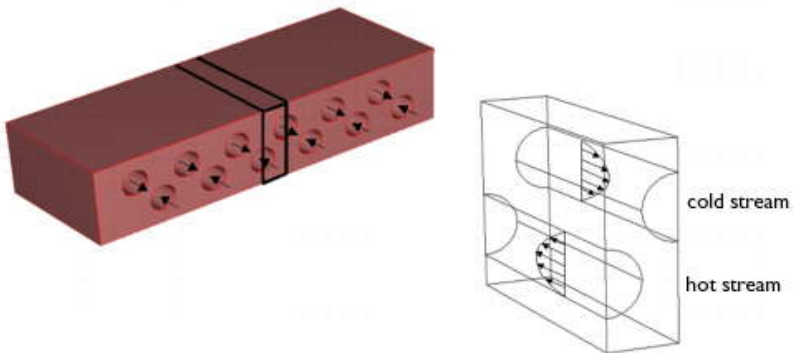


Рис 2. Описание смоделированной части теплообменника .

Управляющее уравнение для этой модели - уравнение высокой температуры для проводящей и конвективной теплопередачи

$$\nabla \cdot (-k \nabla T) = Q - \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T$$

где C_p – теплоемкость ($J / (kg \cdot K)$), T - температура (K), k - теплопроводность ($W / (m \cdot K)$), ρ - плотность ($кг/м^3$), \mathbf{u} – вектор скорости ($м/с$), и Q – количество тепла, выделяемое источниками тепла в единице объема в единицу времени.

В твердой части теплообменника скоростной вектор, $\mathbf{u} = (u, v, w)$ имеет нулевое значение во всех направлениях. В каналах скоростная область определена по аналитическому выражению, которое соответствует потоку для круглого поперечного сечения для горячих и холодных потоков, скоростные компоненты x и z устанавливаются равными нулю.

Для горячего потока, выражения

$$v = v_{\max} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)$$

дает y -компоненту скорости где, V_{\max} - максимальная скорость (м/с), который возникает в середине канала;

r - расстояние от центра канала (м);

R - радиус канала (м);

Скорость в холодном потоке описывается также, но в противоположном направлении

$$v = -v_{\max} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)$$

В расширенном подходе, вместо того, чтобы использовать аналитическое выражение для скоростной области, жидкость в каналах может быть смоделирована, используя прикладной способ Навье-Стокса, который учитывает изменение плотности жидкости в зависимости от температуры. Здесь плотность определена как

$$\rho = \rho_m \left(1 - \frac{T - T_m}{T_m} \right)$$

где ρ_m плотность (кг/м³), T - температура (К), и $T_m = (T_{\text{cold}} + T_{\text{hot}})/2$ является температурой жидкости.

Граничные условия изолируют для всех внешних поверхностей за исключением входного и выходного отверстий в каналах. Во

входных отверстиях определяются постоянные температуры для холодных и горячих потоков, T_{cold} и T_{hot} , соответственно. При выходах конвекция преобладает над теплопроводностью, таким образом применяется граничное условие потока:

$$-k\nabla T \cdot \mathbf{n} = 0$$

Результаты.

С помощью модели теплообменника были проведены эксперименты для следующих параметров:

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ
R_1	5e-5 м
R_2	5e-3 м
T_{hot2}	400 К
T_{hot3}	500 К

R -радиус канала, T_{hot} -температура горячего потока.

Рис. 3 Графики для $R_1=5e-5$ м, $T_{hot}=330$ К.

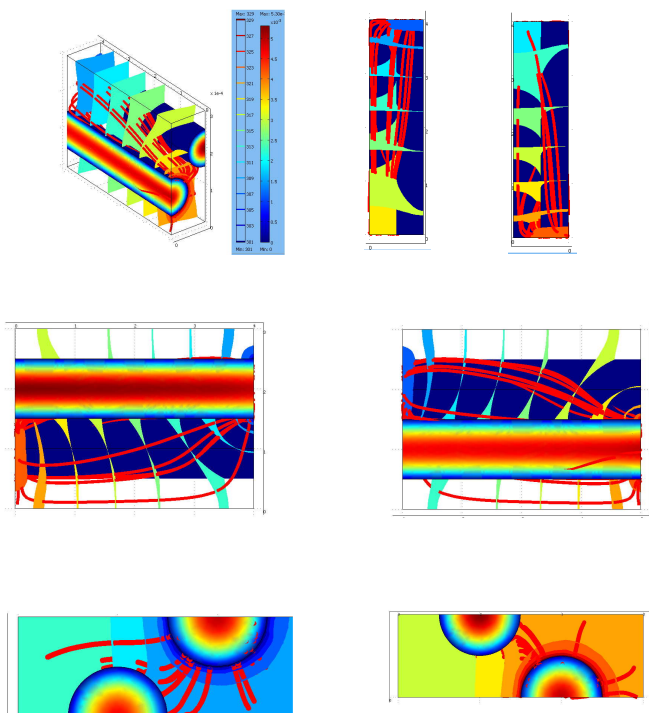


Рис. 4 Графики для $R_2=5e-3$ м, $T_{hot}=330$ К.

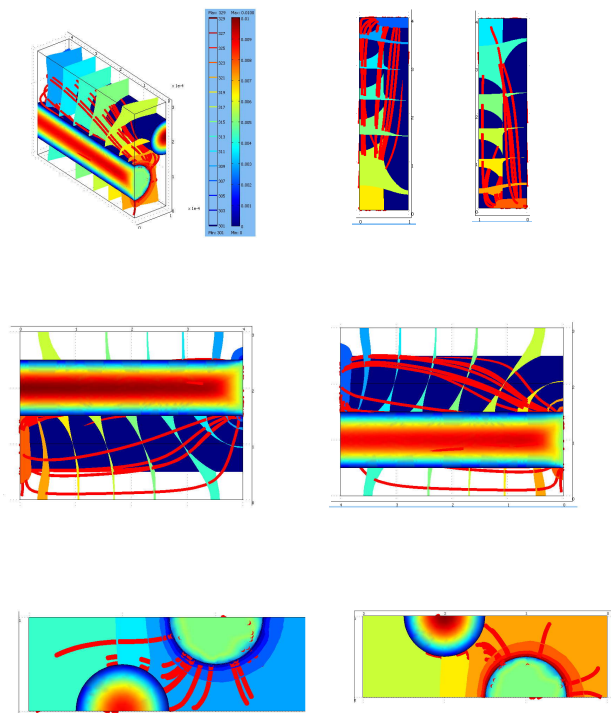


Рис. 5 Графики для $T_{\text{hot}}=400$ К, $R=5e-5$ м.

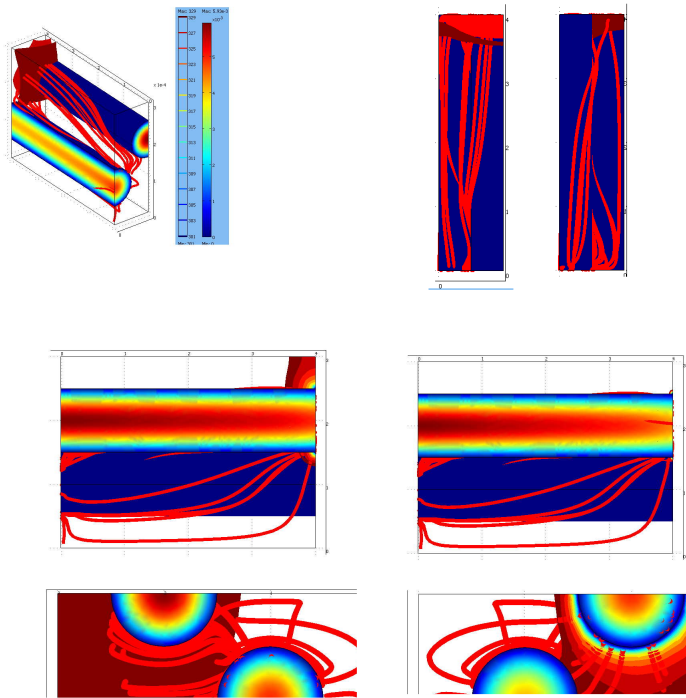
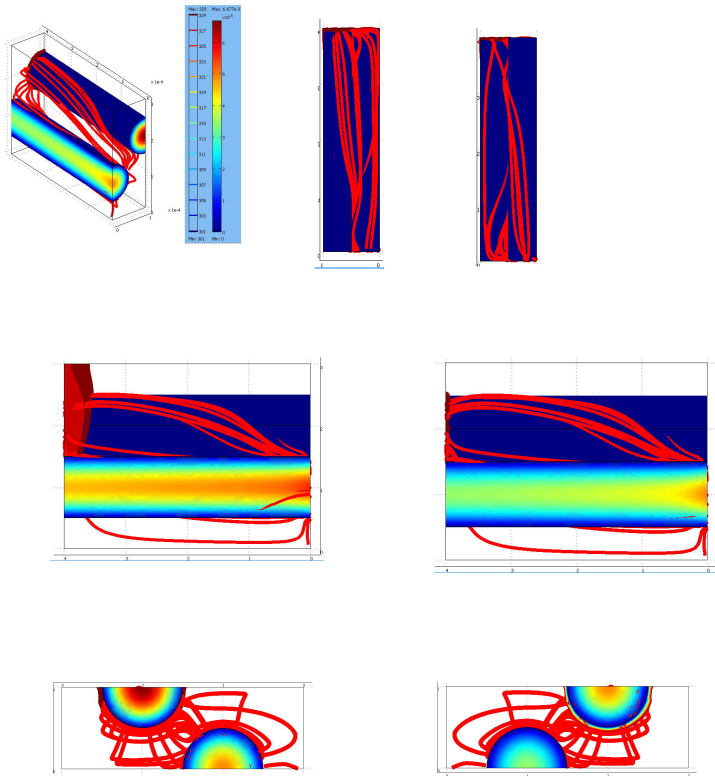


Рис. 6 Графики для $T_{\text{hot}}=500 \text{ K}$, $R=5e-5 \text{ м}$.



На рисунках показаны температуры (изотермы) и поле (красные стрелки) потока тепла для проводящей области в устройстве. Срезы температуры (изотермы) показывают влияние конвективного движения в каналах на распределение температуры в теле теплообменника. Стрелки указывают, что тепловые потоки идут от горячей области теплообменника к ее холодной области.

Чтобы визуализировать скоростную область в каналах (расширенный случай) задают скорость на границах труб. Сравнение начальных и расширенных моделей показывает, что скорости канала немного различны. Аналитический скоростной профиль является постоянным в осевом направлении, как определено, со скоростной величиной средней линии 5 mm/s (скорость в канале). В расширенной модели скорость средней линии изменяется из-за температурной зависимости. В горячем канале скорость средней линии уменьшается немного с входного отверстия. Это происходит из-за увеличения плотности жидкости из-за уменьшения температуры. Противоположная ситуация происходит в холодном канале.

Таким образом, рассматривается действие теплообменника не только с учетом проводящей теплопроводности, но и конвективной теплопроводности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика.-3-е изд., перераб.-М.: Наука.
2. Билимович Б. Ф. Тепловые явления в технике.-М.: Просвещение, 1981.
3. Кикоин А. К., Кикоин И. К. Молекулярная физика. –М., 1976.

© Нагаев Ф.А., 2009 г.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО НИКЕЛЯ

Назарова А.А.

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г.Уфа, Россия

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрамелкозернистые (УМЗ) и нанокристаллические (НК) материалы являются предметом активного исследования в последние несколько десятилетий из-за наличия у них уникального комплекса физико-химических и механических свойств [1-3]. Разработано множество методов получения таких материалов, среди которых можно выделить методы интенсивной пластической деформации ИПД [1,3,4]. Материалы, полученные этими методами, обладают высокими прочностными и усталостными характеристиками, однако в их структуре наблюдаются значительные искажения кристаллической решетки и высокий уровень внутренних напряжений. За счет этого материал обладает низкими значениями пластичности и термической стабильности.

В то же время в технике все большее применение находят методы ультразвуковой обработки материалов, подверженных пластической деформации [5-7]. Ультразвук может способствовать перераспределению дислокаций в деформированном материале, их перестройке в низкоэнергетические конфигурации и частичному снятию искажений решетки в областях границ зерен. Результатом этого может стать повышение пластичности, а также термической стабильности материала.

В настоящей работе проводилось исследование влияния ультразвука на микроструктуру и свойства УМЗ материалов на примере чистого никеля, полученного методом КГД.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы никеля чистотой 99,99% подвергались кручению под давлением 6 ГПа (5 оборотов). Затем часть образцов отжигали в воздушной печи при температурах в интервале 130-500 °С с продолжительностью выдержки 2 часа. Охлаждение образцов проводили на воздухе. Остальные образцы подвергались обработке ультразвуком с частотой 22 кГц в течение 30 секунд с амплитудами напряжений 40, 80 и 140 МПа. Эти образцы после ультразвуковой обработки подвергались отжигам по той же методике, что и образцы после кручения.

Основными методами исследования являлись просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), рентгеноструктурный анализ (РСА) и измерение микротвердости методом Виккерса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате ИПД кручением в никеле была сформирована равноосная ультрамелкозернистая структура со средним размером зерен 180 нм (рис.1, а). Большинство границ зерен искривлены и имеют нечеткий контраст, что свидетельствует о значительной степени их неравновесности и высоких внутренних напряжениях

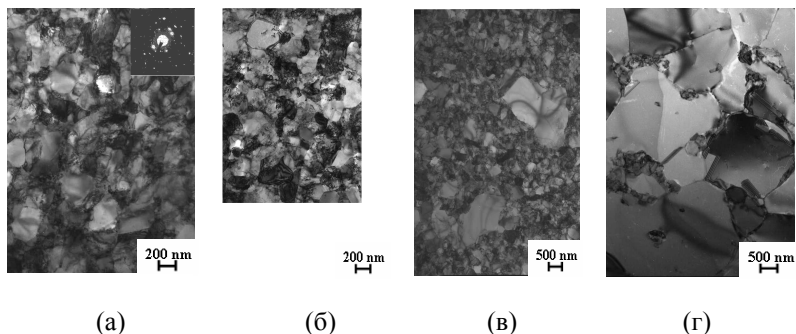


Рис.1. Микроструктура никеля после ИПД (а) и отжигов при температурах 130°C (б), 150°C (в), 175 °С (г)

После низкотемпературного отжига при 130°C начинается незначительный рост зерен, их средний размер составляет 240 нм (рис.1, б). Границы зерен становятся более четкими, что свидетельствует о снижении числа дефектов в приграничных областях и некоторой релаксации напряжений. Заметные изменения происходят в структуре после отжига при 150°C. При этой температуре наблюдается аномальный рост зерен, при котором в мелкозернистой матрице отдельные зерна достигают размеров более 1,5 мкм (рис.1, в). Средний размер зерен в матрице составляет 300 нм. При повышении температуры отжига до 175°C никель приобретает уже однородную структуру с крупными относительно деформированного состояния зернами (рис.1, г). Их средний размер равен примерно 2,2 мкм. Дальнейшее повышение температуры способствует росту зерен, характерному для процесса рекристаллизации.

Зависимость микротвердости деформированного никеля от температуры отжига показана на рис.2, а. Сначала значение микротвердости медленно снижается с ростом температуры, а затем скачком падает до определенного значения. Этот скачок происходит в интервале температур 150-200°C, а далее снова идет монотонное снижение. Таким образом, можно сказать, что никель, подвергнутый ИПД, является термически стабильным до температуры 150°C, а затем его свойства резко изменяются.

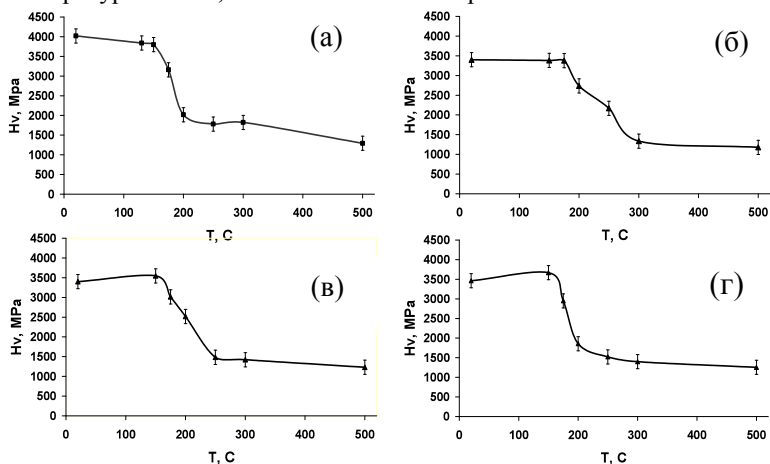


Рис. 2. Зависимость микротвердости никеля от температуры отжига: а-после ИПД, б,в,г-после ИПД и УЗО с амплитудами напряжения 40, 80 и 140 МПа соответственно.

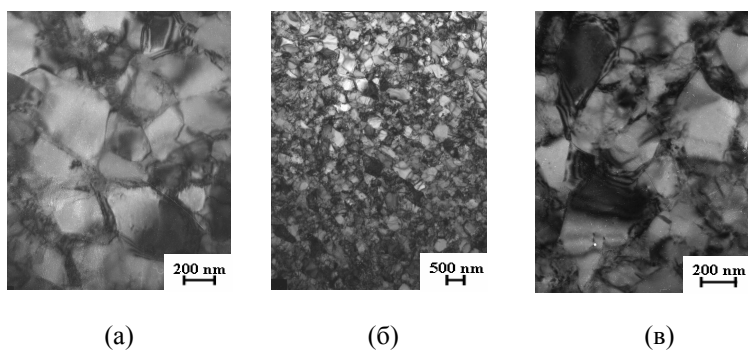


Рис.3. Микроструктура УМЗ никеля после ИПД и УЗО с амплитудами 40 МПа(а), 80 МПа(б) и 140 МПа (в).

После проведения ультразвуковой обработки с различными амплитудами напряжения микроструктура никеля представлена равноосными зернами, средний размер которых незначительно вырос по сравнению с деформированным состоянием (рис.3). Это, вероятно, связано с небольшим повышением температуры в результате рассеяния механической энергии в процессе распространения механических волн в поликристалле никеля. В связи с этим происходит некоторое снижение микротвердости. Однако по ПЭМ-изображениям видно, что УМЗ структура становится равновесной, внутренние объемы зерен свободны от дислокаций, а границы зерен становятся ровными и имеют полосовой контраст, характерный для равновесных границ зерен (рис.3, б, в).

Данные рентгеноструктурного анализа, приведенные в таблице 1, показывают, что ультразвук способствует снятию внутренних напряжений в никеле, причем, чем больше амплитуда воздействия, тем больше этот эффект.

Таблица 1. Данные рентгеноструктурного анализа

Состояние	a, Å	$\sqrt{\langle e^2 \rangle}$ %
Эталон	3,5244±0,0004	-
УМЗ Ni	3,5243±0,0009	0,0647±0,0014
УМЗ Ni + УЗО	40 МПа	0,0582±0,0016
	80 МПа	0,0521±0,0026
	140 МПа	0,0340±0,0010

Для состояния никеля, обработанного ультразвуком и отожженного при температуре 150°C характерно наличие равноосных зерен, свободных от дислокаций, имеющих средний размер около 320 нм. При этом микротвердость практически не изменяется по сравнению с неотожженным состоянием. То же самое наблюдается и после отжига при температуре 175 °С. Зависимость микротвердости от температуры отжига на начальном участке имеет практически пологий вид (рис.2, б). Аномальный рост зерен обнаруживается при температуре 200 °С. Структура после отжига при этой температуре является бимодальной, то есть в мелкозернистой матрице со средним размером зерен 350 нм наблюдаются отдельные крупные зерна, размеры которых достигают 3 мкм. Похожая структура наблюдается и после отжига при температуре 250°C. Средний размер зерен в матрице составляет 370 нм, а крупные зерна имеют размеры более 3,5 мкм. При этом микротвердость снижается, но не скачком, как для никеля, не подверженного УЗО, а постепенно (см. рис. 2, б).

Эволюция микроструктуры никеля, обработанного ультразвуком с амплитудой 80 МПа, при отжигах с различной температурой, отличается от того, что наблюдалось для амплитуды 40 МПа. Отжиг при температуре 150 °С в течение 2 часов способствует тому, что структура становится более равновесной, границы зерен становятся четкими и приобретают характерный полосовой контраст. Значительного роста зерен при этой температуре не происходит, их средний размер составляет 340 нм. Но уже после отжига при температуре 175°С в течение 2 часов структура становится бимодальной и в матрице с размером зерен 350 нм отдельные зерна вырастают до размера 2 мкм. После отжига при 200 °С средний размер зерен составляет 2,5 мкм, зерна практически равноосные. Можно сказать, что при этой температуре завершается первый этап рекристаллизации. Далее происходит собирательная рекристаллизация, после отжига при температуре 250°С средний размер зерен равен 3,5 мкм, а при температуре 300°С – 4 мкм.

График зависимости микротвердости никеля, обработанного ультразвуком с амплитудой 80 МПа, изображен на рис. 2, в. Он имеет такой же вид, что и для никеля, подвергнутого УЗО с амплитудой 40 МПа. Но второй участок начинается уже после отжига при температуре 175°С, а заканчивается на температуре 250°С. То есть ультразвуковая обработка с амплитудой 80 МПа не ведет к значительному повышению термостабильности свойств никеля, и ее преимущество состоит только в том, что эти свойства снижаются не скачком, а плавно с повышением температуры.

Эволюция микроструктуры никеля, подвергнутого УЗО с амплитудой 140 МПа, происходит по тому же механизму, что и для других амплитуд воздействия. Отжиг при температуре 150 °С способствует только дальнейшему перераспределению и аннигиляции дефектов и не ведет к росту зерен, в отличие от никеля, не подвергнутого УЗО. Средний размер зерен составляет 310 нм. Микротвердость остается практически на том же уровне (рис. 2, з). Рост зерен наблюдается при температуре отжига 175°С. Стадия аномального роста продолжается при температуре отжига 200°С, крупные зерна в этом случае достигают 3,4 мкм. При этом микротвердость снижается практически так же резко, как для никеля, не обработанного ультразвуком. Стадия пологой зависимости микротвердости от температуры отжига, и последний этап рекристаллизации начинаются при температуре отжига 250°С (см. рис.2, з).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование показало эффективность проведения ультразвуковой обработки для релаксации структуры никеля, полученного интенсивной пластической деформацией кручением. Ультразвук способствует снятию внутренних напряжений в наклепанном материале, и величина этого эффекта зависит от амплитуды воздействия.

Показано также, что ультразвук влияет на термическую стабильность УМЗ никеля. Она максимальна при малой амплитуде ультразвука, и снижается с увеличением амплитуды.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Nazarov A.A., Mulyukov R.R. Nanostructured Materials. // Nanoscience, Engineering and Technology Handbook / Eds. Lyshevski S., Brenner D., Iafraite J. Goddard W. Boca Raton: CRC Press. 2002. P. 22-1-22-41.
- [2] Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы. - М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. 398с.
- [3] Валиев Р.З., Исламгалиев Р.К. Структура и механическое поведение ультрамелкозернистых металлов и сплавов, подвергнутых интенсивной пластической деформации. // ФММ. 1998. Т.85. Вып.3. С.161-177.
- [4] Ch.Xu, Z.Horita, T.G.Langdon. Evaluating the influence of pressure and torsional strain on processing by high-pressure torsion. // J. Mater. Sci. 2008. V43. P. 7286-7292.
- [5] Панин А.В., Казаченок М.С., Почивалов Ю.И., Иванов Ю.Ф., Панина А.А. Влияние исходного структурного состояния армо-железа на эффект ультразвуковой обработки. // Известия вузов. Физика. 2009. №1. С. 74-82.
- [6] Панин А.В. Особенности пластической деформации и разрушения технического титана малоуглеродистой стали, подвергнутых ультразвуковой обработке. // ФММ. 2004. Т.98. №1. С.109-118.
- [7] R.Vasudevan, K.Speekumar, K.Suryanarayana. Effect of ultrasonic vibrations in some heat treatments. // Def. Sci. J., Vol.31, July 1981. P. 199-210.

© Назарова А.А., 2009 г.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ РАСТВОРОВ ПОЛИДИФЕНИЛЕНФТАЛИДА

Лачинов А.Н., Цеплин Е.Е., Накаряков А.С.

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, г.Уфа,
Россия

В настоящее время широкое применение находят органические свето - излучающие устройства (OLED). Как известно, спектр электролюминесценции по своей форме похож на спектр фотолюминесценции. Поэтому необходимо изучать фотолюминесценцию полимерных пленок. В то же время большой интерес представляют растворы полимеров, т.к. в них полимерную молекулу можно рассматривать как изолированную.

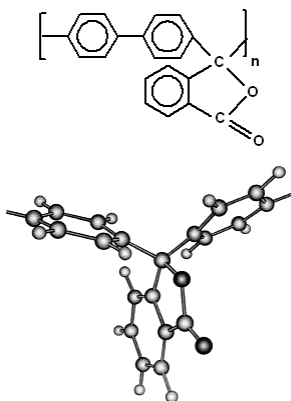


Рис 1. Структурная формула полидифенилфталата и его модельное трехмерное изображение

Целью данной работы являлось изучение оптических свойств растворов полидифенилфталата (ПДФ) (рис 1). ПДФ является электроактивным полимером и обладает интересными электрофизическими и оптическими свойствами. Однако интерпретация оптических свойств пока не полная.

Для получения спектров поглощения был использован спектрофотометр Shimadzu UV-2401, для получения спектров испускания –

спектрофлюорофотометр Shimadzu RF-5301 PC.

В экспериментах использовались растворы ПДФ в хлористом метиле и циклогексаноне с концентрациями 5%, 2,5%, 1,2%, 0,8%, 0,6%, 0,3%, 0,0002%.

Спектр поглощения ПДФ (рис 2) был получен в 0,0002% растворе в хлористом метиле, поскольку получить его в циклогексаноне не представляется возможным из-за широкой полосы поглощения циклогексанона. Как видно из рисунка, пик поглощения ПДФ находится при 270 нм.

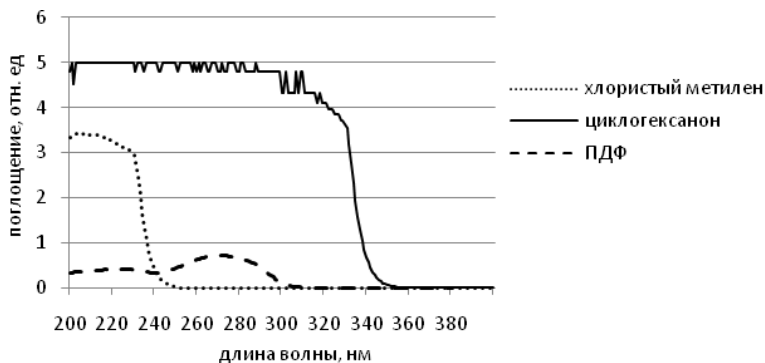


Рис 2. Спектры поглощения хлористого метилена, ПДФ и циклогексана

При возбуждении светом длиной волны 331 нм интенсивность флюоресценции ПДФ в различных растворителях различна (рис 3). Такое поведение можно объяснить тем, что циклогексанон поглощает свет на этой длине волны, в то время как полоса поглощения хлористого метилена простирается лишь до 240 нм (рис 2). С этой точки зрения для исследований в УФ хлористый метилен предпочтительней.

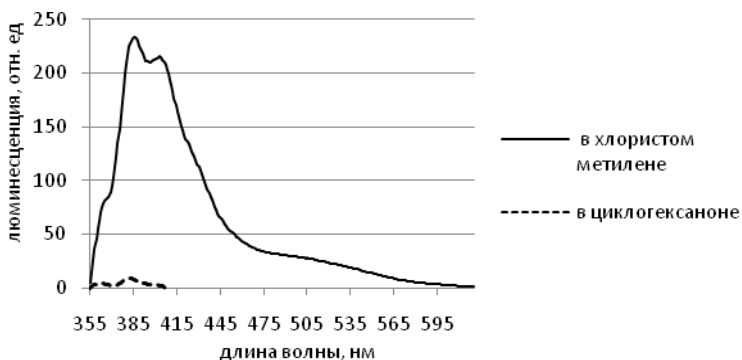


Рис 3. Флюоресценция ПДФ в 1% растворе в хлористом метиле и циклогексаноне при возбуждении 331 нм

На рисунке 4 представлена флюоресценция ПДФ в хлористом метиле различных концентраций при возбуждении длиной волны 331 нм. Как видно из рисунка при увеличении концентрации полимера в растворе интенсивность флюоресценции уменьшается.

В этом случае происходит концентрационное тушение. Флюоресценция ПДФ в 2,5% и 5% растворе не наблюдается, поскольку при этих значениях концентраций растворитель начинает флюоресцировать лучше, чем раствор.

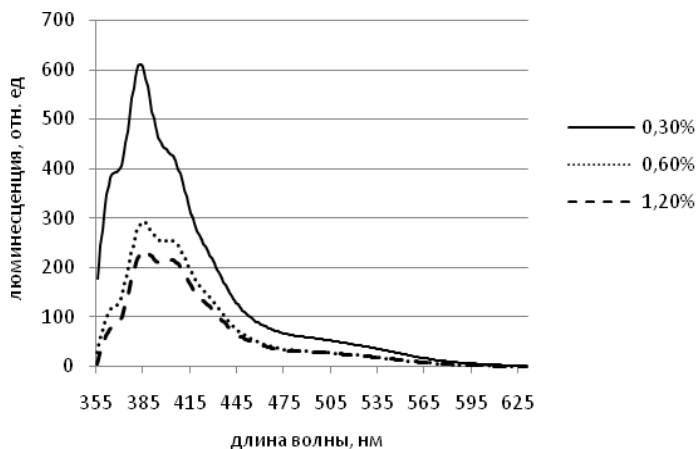


Рис 4. Флюоресценция ПДФ в хлористом метиле при возбуждении 331 нм.

При возбуждении в видимой области (рис 5) наблюдаются другие концентрационные явления. С увеличением концентрации интенсивность флюоресценции растет пропорционально концентрации в обоих растворителях. Исходя из этого, можно предположить что существуют два механизма испускания света при возбуждении в ультрафиолете (УФ) и видимой области.

С целью выяснения природы этих механизмов был проведен следующий эксперимент: 0,8% раствор ПДФ в хлористом метиле некоторое время облучали УФ, после этого сравнивали флюоресценцию до и после облучения. Результаты представлены на рисунках 6 и 7.

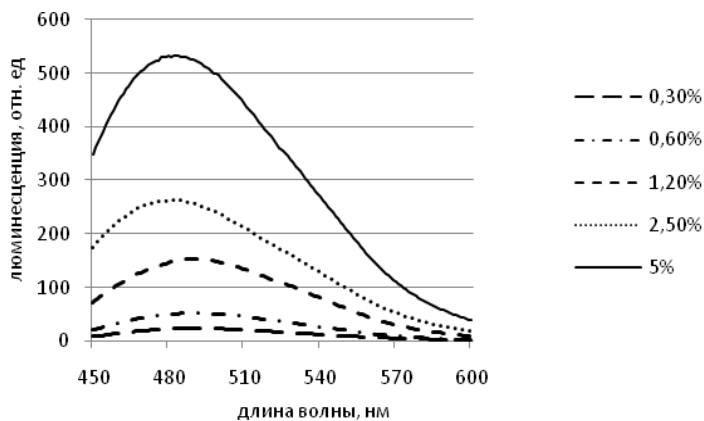


Рис 5. Флюоресценция ПДФ в циклогексаноне при возбуждении 420 нм.

Было обнаружено, что после облучения УФ, в спектре флюоресценции, при возбуждении длиной волны 342 нм, резко увеличился длинноволновый пик (рис 6).

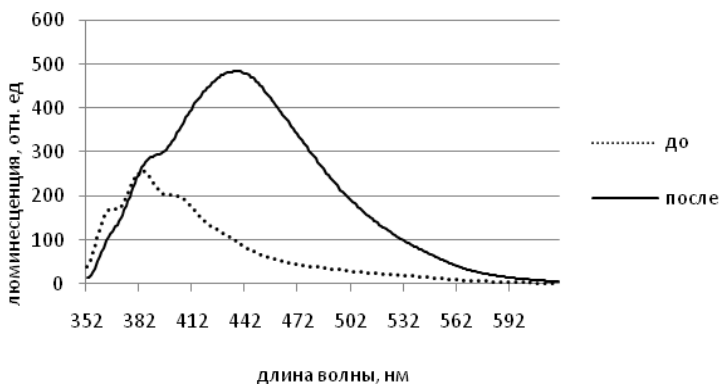


Рис 6. Флюоресценция ПДФ в 0,8% растворе в циклогексаноне при возбуждении 342 нм до и после облучения УФ

При возбуждении светом длиной волны 410 нм после облучения интенсивность пика флюоресценции резко возросла (рис 7).

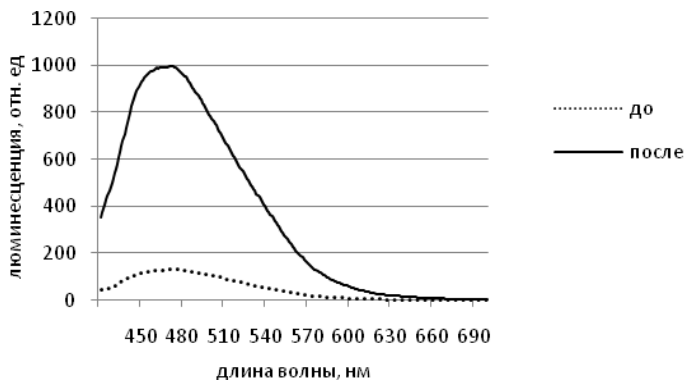


Рис 7. Флуоресценция ПДФ в 0,8% растворе в циклогексаноне при возбуждении 410 нм до и после облучения УФ

Анализируя результаты проведенного эксперимента, можно объяснить люминесценцию раствора ПДФ следующим образом. Коротковолновый структурированный пик соответствует испусканию возбужденной молекулы полимера. Длинноволновый пик – это, по-видимому, эксимерная люминесценция. При увеличении концентрации полимера в растворе увеличивается вероятность образования эксимеров. Облучение УФ способствует формированию эксимеров и увеличению интенсивности длинноволнового пика.

Литература

1. Паркер С. Фотолюминесценция растворов. М.: Мир. 1972.
2. Прингстейм П. Флуоресценция и фосфоресценция. М.: Издательство иностранной литературы. 1951.
3. Уэйн Р. Основы и применения фотохимии. М.: Мир. 1991.
4. Лакович Дж. Основы флуоресцентной спектроскопии. М.: Мир. 1986.
5. Jeong-Ik Lee, Victor Y. Lee, and Robert D. Miller // ETRI Journal. 2002. V. 24. N. 6. P 409-414.

© Лачинов А.Н., Цеплин Е.Е., Накаряков А.С., 2009 г.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ В ЗВЕЗДЕ МАЗУРА- МОТГОЛЫ

Нигматзянов И.И.¹, Нанди К.К.², Мигранов Н.Г.¹

¹БГПУ им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия

²Северо-Бенгальский Университет, г. Силигури, Индия

Возьмем статичную сферически симметричную вакуумную сконденсированную звезду (также называемую гравастаром) разработанную Мазуром и Мотголой [1]. Звезда имеет изотропный вакуум де Ситтера внутри, вещество, более или менее удовлетворяющее Нулевому Энергетическому Условию и строго нарушающее Сильное Энергетическое Условие $\rho + 3p \geq 0$. Звезда имеет границу внутренней части в $r = r_1$, содержащей вакуум де Ситтера ($p = -\rho$) и внешнюю границу в $r = r_2$, за пределами которой пространство-время описано внешней частью Шварцшильда ($p = 0, \rho = 0$) массы M . Промежуточный регион покрыт тонкой оболочкой жесткой материи ($p = +\rho$).

Самосогласованная внутренняя часть метрики де Ситтера для постоянной плотности вакуума $\rho = \rho_{vac} = 3H_0^2 / 8\pi G = const. > 0$ дана как

$$d\tau^2 = -\left(1 - \frac{r^2}{\widehat{R}^2}\right)d\tau^2 + \left(1 - \frac{r^2}{\widehat{R}^2}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\psi^2)$$

где $\widehat{R}^2 = \frac{3}{8\pi G\rho_{vac}} = \frac{1}{H_0^2}$. Поперечные давления в тонкой оболочке служат в качестве арки, больше поддерживая звезду, чем производя какой-либо значительный вклад в массу-энергию. Было показано, что вкладом оболочки можно пренебречь [1]: $M_{shell} \sim \varepsilon M$, где $0 < \varepsilon \ll 1$. Условия соединения Израэля-Дармуа заключают в себя отрицательное натяжение поверхности во внутренней части оболочки, что уравнивает направленную наружу силу, вызванную отгалкивающим вакуумом внутри. Подобным же образом, положительное натяжение поверхности в наружной части уравнивает направленную внутрь силу, идущую извне. Используя подход с тонкой оболочкой, Виссер и Уилтшир [2] изучили динамическую устойчивость похожих конфигураций.

Масса-энергия, содержащаяся внутри граничного радиуса $r = r_b$, дана как

$$M = \frac{4\pi}{3} r_b^3 \rho_{vac} > 0.$$

Физика начинает становиться интересной в регионе, где горизонт r_{hor} должен быть сформирован. Это регион, где внешние и внутренние границы стремятся встретиться, то есть

$$r_1 \sim r_2 \sim 2M \sim \frac{1}{H_0} = \hat{R} \sim r_{hor}$$

где стремление g_{rr} - приблизиться произвольно близко к бесконечности. Т.к. $r_0 = 0$ (у звезды есть постоянный центр), используем выражение для полной гравитационной энергии E_G , данное [3, 4]. Подставляя $g_{rr} = \left(1 - \frac{r^2}{\hat{R}^2}\right)^{-1}$ и $T_0^0 = \rho_{vac}$, получим:

$$\begin{aligned} E_G &= \frac{1}{2} \int_0^{r_b} \left[1 - (g_{rr})^{\frac{1}{2}}\right] T_0^0 r^2 dr \\ &= \rho_{vac} \left[\frac{r_b^3}{6} - \frac{\hat{R}}{4} \left\{ \hat{R}^2 \arcsin\left(\frac{r_b}{\hat{R}}\right) - r_b \sqrt{\hat{R}^2 - r_b^2} \right\} \right]. \end{aligned}$$

Приняв границу близкой к горизонту, а именно $r_b \rightarrow \hat{R} \sim r_{hor}$, найдем, что (при $8\pi G = 1$):

$$\begin{aligned} E_G &= \left(\frac{4-3\pi}{24}\right) \rho_{vac} \hat{R}^3 \\ &= \left(\frac{4-3\pi}{24}\right) \times 3\hat{R} = -0.678 \left(\frac{1}{H_0}\right) = -1.356M. \end{aligned}$$

Результат $E_G < 0$ подразумевает, что полная гравитационная энергия внутри звезды де Ситтера является притягивающей, в то время как известная ранее информация предполагает, что пространство де Ситтера имеет отталкивающую гравитацию (из-за $\rho + 3p < 0$). Можно заключить, что знак E_G говорит об ошибочном результате. Но это не является обязательным. Следует вспомнить, что расширение де Ситтера означает, что все 3-пространство расширяется. С другой стороны, из-за конструкции,

гравастар де Ситтера имеет конечную границу, близкую к горизонту внешней шварцшильдовской метрики, внутренняя граница противодействует внутренней силе, уравновешивая внешнюю силу, идущую снаружи.

Всему сценарию можно дать метрически эквивалентное описание, заменяя внутренний регион решением Шварцшильда для внутренней части при постоянной плотности ρ_{vac} . То, что данная замена возможна, видно при более подробном взгляде на внутренний регион Шварцшильда g_{rr} (для E_G нужно принимать во внимание только g_{rr}) данный как

$$g_{rr} = \left(1 - \frac{2Mr^2}{r_b^3}\right)^{-1}$$

что совпадает с внешней частью в $r = r_b$. Подставляя M и

используя $\mathcal{R}^2 = \frac{3}{8\pi G\rho_{vac}}$, получим g_{rr} метрики.

Внутренняя часть метрики Шварцшильда всегда имеет $E_G < 0$. По тому же признаку, гравастар тоже может иметь притягивающую гравитацию во внутренней части через применение эквивалентности метрик. Данное объяснение кажется допустимым, т. к. гравастар, в конечном счете, есть стабильная, Шварцшильдopodobная звезда (при наблюдении снаружи) с произвольно тонким слоем квазинормальной материи в месте, где бы сформировался горизонт.

Список используемой литературы

- [1] Mazur, P. O. Gravitational vacuum condensate stars / P.O. Mazur, E. Mottola // Proc. Nat. Acad. Sc. USA. 2004. Vol.101. P. 9545-9550.
- [2] Visser, M. Stable gravastars - an alternative to black holes? / M. Visser, D.L. Wiltshire // Classical Quantum Gravity. 2004. Vol.21. P. 1135-1151.
- [3] Lynden-Bell, D. Energy and angular momentum densities of stationary gravitational fields / D. Lynden-Bell, J. Katz, J. Bicak // Physical Review D. 2007. Vol. 75. P. 024040- 024049.
- [4] Katz, J Gravitational energy in stationary spacetimes / J. Katz, D. Lynden-Bell and J. Bicak // Classical Quantum Gravity. 2006. Vol.23. P. 7111-7128.

© Нигматзянов И.И., Нанди К.К., Мигранов Н.Г., 2009 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТВОЛА СКВАЖИНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ ПРОФИЛЕМЕТРИИ И ИНКЛИНОМЕТРИИ

Пинаев Д.А.

Башкирский государственный университет, г.Уфа, Россия

Введение

В рамках геофизических исследований скважины можно выделить ряд методов, направленных на изучение траектории и формы ствола необсаженной скважины, среди них инклинометрию и профилометрию.

Замеры инклинометрии проводят с целью определения пространственного положения ствола скважины, для корректировки траектории скважины в процессе бурения наклонно-направленных стволов и проверки соответствия фактической траектории ствола скважины и проектной, а так же для привязки геофизических исследований скважины, к абсолютным глубинам.

Как правило, инклинометрия предоставляет такие данные, как азимут и удлинение по стволу скважины. Далее, используются специальные методики для пересчета в декартовы координаты (x, y, z) .

Кавернометрия и профилометрия – методы открытого ствола, направленные на изучение геометрии ствола скважины и замер радиуса (радиусов) на всех глубинах.

Профиломеры представляют собой электромеханические системы для независимых измерений нескольких радиусов.

Профилометрия в обсаженной скважине применяется для:

- определение внутреннего диаметра обсадной колонны;
- определения овальности и смятий обсадной трубы;
- определение обрывов и рассоединения их по муфтам.

В открытом стволе замеры профилометрии используются для:

- уточнение геологического разреза;
- получение прямых качественных признаков проницаемости интервалов;
- определение фактического объема ствола скважины;
- выбор интервалов для установки различного технологического оборудования;

- учет диаметра скважины при интерпретации данных БКЗ, БК, ГК, ННК и других геофизических методов.

Обзор существующих решений

На данный момент в системе Прайм существует несколько инструментов, позволяющих обрабатывать и визуализировать данные инклинометрии и кавернометрии.

Подключаемый модуль Incline3D.dll позволяет просматривать траекторию ствола скважины в трехмерном режиме.

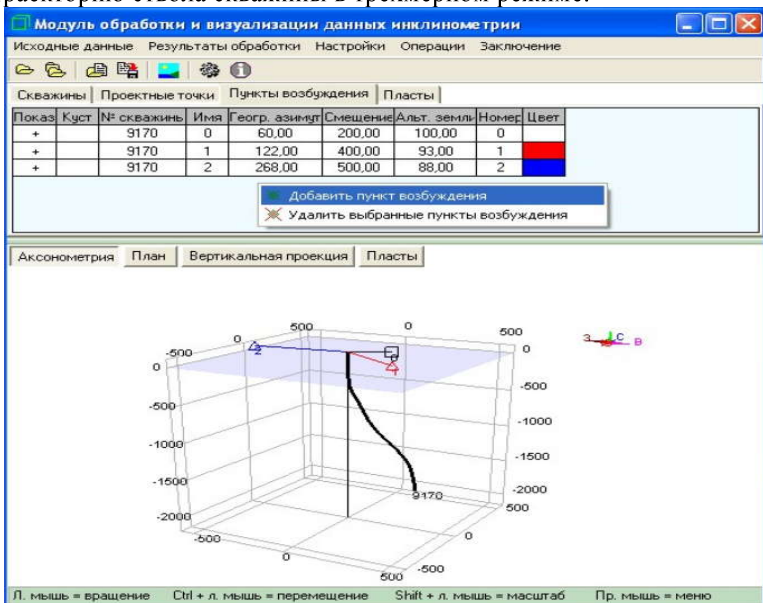


Рисунок 1. Модуль обработки данных инклинометрии системы Прайм

Для визуализации данных кавернометрии используется модуль Well3D.dll.

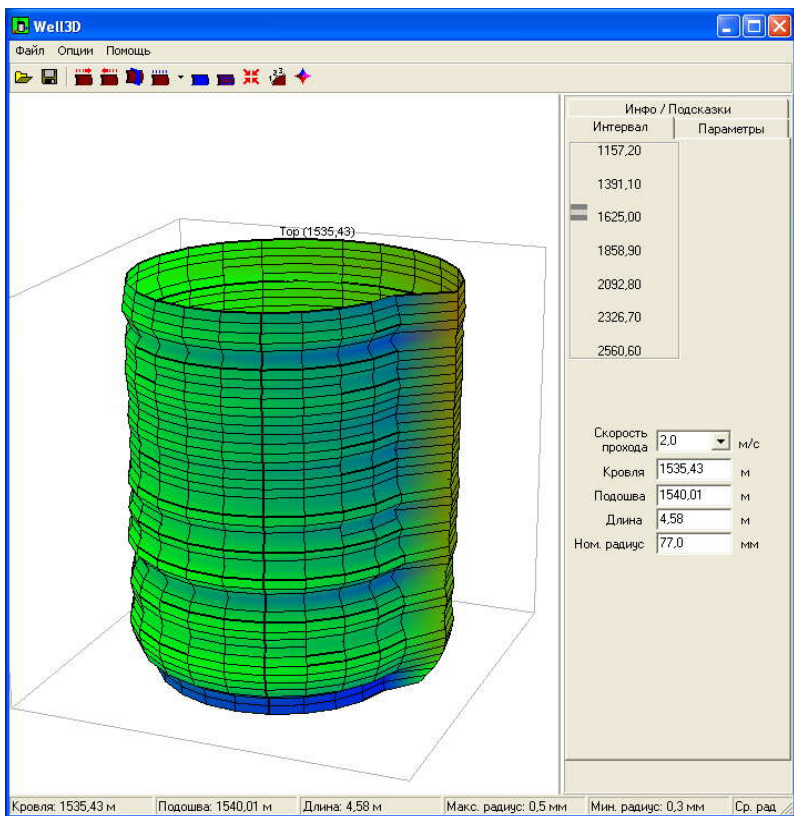


Рисунок 2. Визуализация данных профилометрии в системе Прайм

Постановка задачи

Цель данной работы – создание программы, позволяющей визуализировать данные инклинометрии и профилометрии для комплексного анализа геометрии ствола скважины.

Решение

Подготовка данных осуществлялась в несколько этапов. Первоначально считывались предварительно обработанные данные из массива инклинометрии в виде набора точек (x, y, z) . Далее на

каждом шаге вычислялись направляющие косинусы, задающие отклонение скважины от вертикали (1).

$$\cos(\theta) = \frac{z_i - z_{i-1}}{\sqrt{(z_i - z_{i-1})^2 + (x_i - x_{i-1})^2}} \quad (1)$$

$$\cos(\phi) = \frac{z_i - z_{i-1}}{\sqrt{(z_i - z_{i-1})^2 + (y_i - y_{i-1})^2}}$$

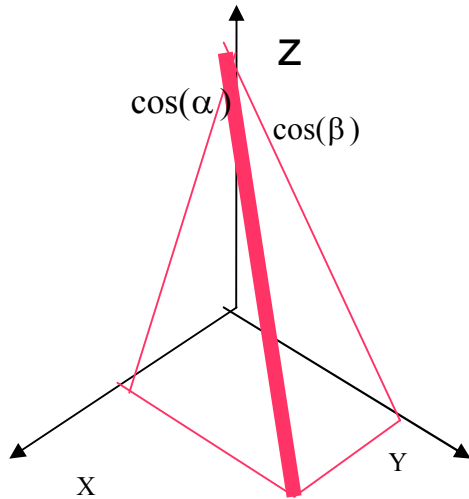


Рисунок 3. Вычисление направляющих косинусов

Второй этап включал в себя вычисление радиусов скважины в сечении, перпендикулярном направлению скважины, путем линейной интерполяции известных значений измерений профилометрии (Рис. 4).

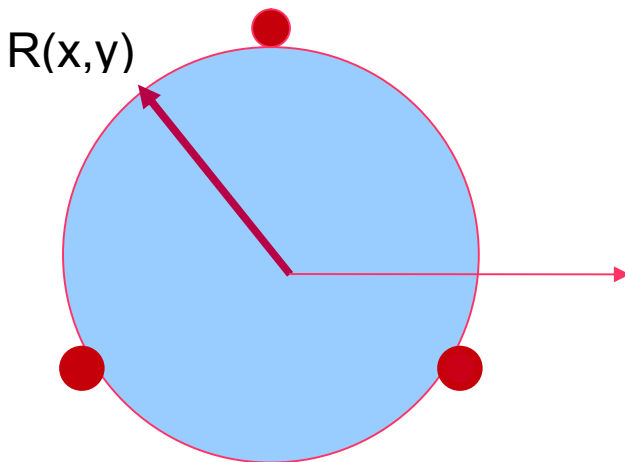


Рисунок 4. Интерполяция радиусов.

Для построения окончательной модели, радиусы и углы поворота радиус-векторов в сечениях скважины были пересчитаны в координаты точек (x, y, z) . Далее, с помощью матриц поворота, на каждом шаге глубины скважины эти точки были повернуты, с использованием вычисленных направляющих косинусов.

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\beta) \\ 0 & \sin(\alpha) & \cos(\beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\beta) & 0 & \sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\beta) & 0 & \cos(\beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2)$$

Визуализация данных производилась средствами графической библиотеки OpenGL, приложение было написано в среде Borland Delphi 7.0.

Заключение

Программа позволяет наглядно представить траекторию и форму ствола скважины, оценить образовавшиеся каверны и глинистые наслоения, провести сопоставление отклонений от номинального диаметра с глубиной залегания нефтеносных пластов.

Основные возможности:

- загрузка данных из локальной базы WS

- масштабирование диаметра скважины
- неограниченное число кривых профилемера
- отображение базовых кривых профилемера поверх ствола скважины
- интерполяция отсутствующих значений профилемера
- построение сетки номинального диаметра

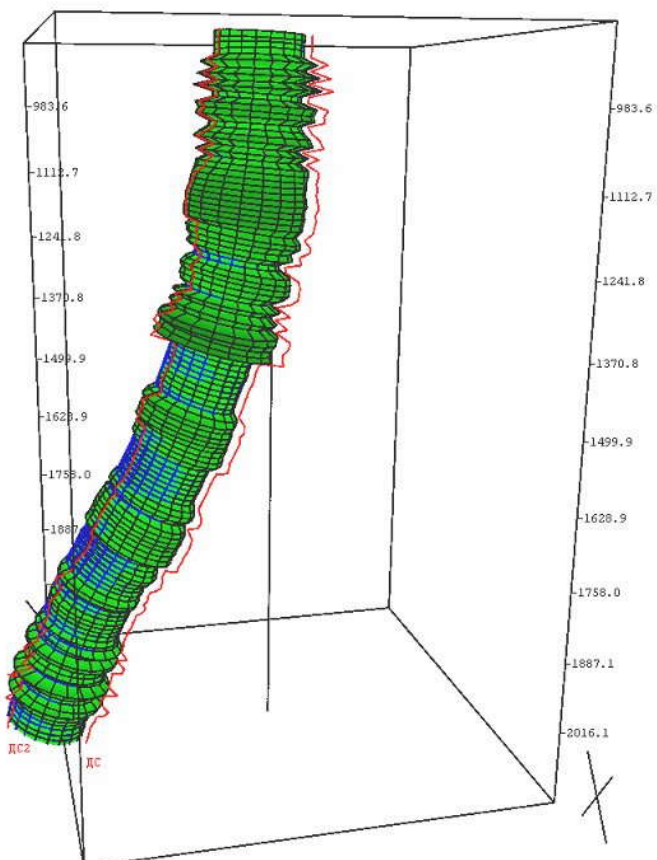


Рисунок 5. Трехмерная модель скважины

Выводы

Была создана программа, уникальная в своем роде, позволяющая строить трехмерные модели скважин по данным инклинометрии и кавернометрии. Данный модуль может найти применение при обработки данных геофизических исследований скважин на различных предприятиях.

Литература

- [1] Исаченко В.Х. *Инклинометрия скважин*.— М.: Недра, 1987. 216 с.
- [2] Richard S. Wright *OpenGL(R) SuperBible*.— Спб.: ПитерЮ, 2006.

© Пинаев Д.А., 2009 г.

УДК 373.5.016:53

КЛАССИФИКАЦИЯ И ОЦЕНКА ИЛЛЮСТРАЦИЙ В ШКОЛЬНОМ УЧЕБНИКЕ ФИЗИКИ

Ряхова А.Г., Изергин Э.Т.

Башкирский государственный педагогический университет им.

М. Акмуллы, г.Уфа, Россия

Современный школьный учебник – это учебная книга, излагающая предметное содержание и определяющая виды деятельности, предназначенные школьной программой для обязательного усвоения учащимися с учётом их интереса, возраста, особенностей психических процессов – восприятия, мышления, памяти. Учебник выступает основным источником знаний и организации самостоятельной работы учащихся и одним из важнейших средств обучения. Накоплен богатейший материал, который позволяет взглянуть на школьный учебник как на объект научного исследования, попытаться вскрыть закономерности его создания.

Важность значения иллюстративного материала школьного учебника для усвоения необходимых знаний учащимися неоспорима. В структуре внетекстовых компонентов, призванных обеспечить наиболее полное усвоение заложенной в учебнике информации, побуждать учащихся к учению, иллюстративному материалу принадлежит важное место, который, в свою очередь, опираясь на художественно – образную основу, обладает определёнными воспитательными и образовательными возможностями. Степень эффективности действия иллюстрации в процессе усвоения знаний должна рассматриваться с учётом закономерностей восприятия как текста, так и иллюстративного материала, напрямую зависящее от возрастных особенностей ребёнка и от многих других объективных условий (цвет, художественный уровень исполнения и так далее). Однако вопрос о возможности сочетания, взаимодействия и соотношения различных групп иллюстраций в учебнике требует особой детальной разработки. Процесс познания при помощи учебника может в каждом конкретном случае протекать по 3 основным направлениям посредством:

1) предварительного ознакомления учащегося с наглядным изображением объекта (иллюстраций), изучаемого в последующей практической или гностической деятельности. В данной ситуации не исключается обращение к тексту как к пояснительному подсобному материалу;

2) одновременной работы с текстом и иллюстрацией, органически связанными друг с другом и в равной мере необходимыми в процессе познания;

3) работы над текстом с привлечением иллюстрации в качестве дополнения, уточняющего, разъясняющего текст, делающего учебный материал более доступным и интересным для восприятия.

Соответственно в структуре школьного учебника иллюстративный материал по отношению к тексту классифицируется по 3 основным группам:

1) ведущие иллюстрации – самостоятельно раскрывают содержание учебного материала, заменяют основной текст. Однако это не означает, что иллюстрации не связаны с текстом, полностью автономны от него. Просто при равных условиях (например, одинаковая площадь печатного листа) данная иллюстрация обладает большими возможностями для усвоения конкретных знаний;

2) равнозначные иллюстрации служат наряду с основным текстом цели наиболее глубокого и эффективного усвоения содержания учебного материала. Иллюстрации этой группы носят в основном научно – познавательный характер. Такие иллюстрации широко применяются в учебниках физики, где текст без иллюстраций будет непонятен, так же как и иллюстрация сама по себе неясна без текста;

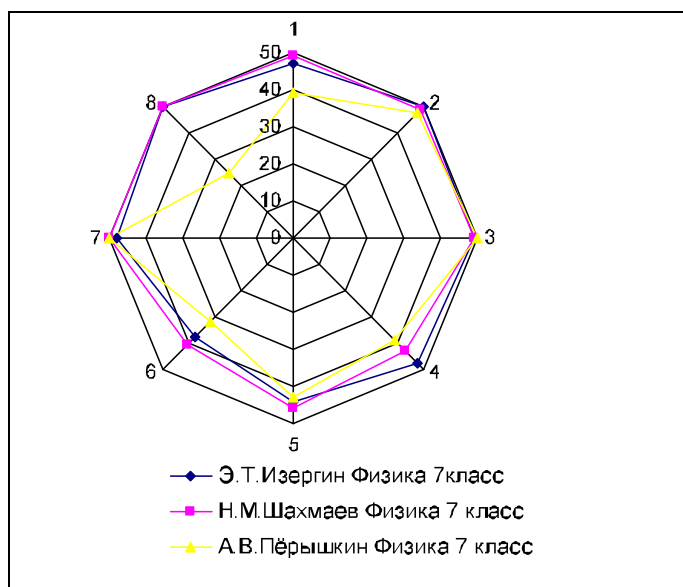
3) обслуживающие иллюстрации призваны дополнять, конкретизировать, раскрывать, эмоционально усиливать содержание текста и других внетекстовых компонентов, способствуя тем самым наиболее эффективному восприятию и усвоению в процессе учения. Это наиболее часто встречающееся применение иллюстраций, занимающее пока по удельному весу наибольшее место в школьных учебниках.

Утвердив за иллюстрацией право на ведущую, равнозначную и обслуживающую роль в общей структуре учебника, необходимо исследовать возможности и сферы действия каждой группы иллюстраций, их взаимодействия и сочетания в школьном учебнике.

Рассмотрим оценку иллюстраций трёх учебников физики: учебник Э.Т.Изергина Физика 7 класс, учебник Н.М.Шахмаева Физика 7 класс, учебник А.В.Пёрышкина Физика 7 класс. Иллюстрации к данным учебникам были оценены по восьми критериям. Из них преподавателями художественно-графического факультета Башкирского государственного университета им. М.Акмуллы были оценены четыре критерия, относящиеся к художественным особенностям иллюстраций учебников:

реалистичность, стиль, композиция, цветовое решение. С методической точки зрения определены следующие четыре критерия: новизна информации, связь с текстом, расположение на листе, ошибки. Оценка по первым семи критериям давалась от 0 до 5 баллов, а оценка восьмого критерия: либо 5 баллов, либо -20 (если в рисунке допущены физические ошибки, оказывающие негативное влияние на восприятие школьником учебного материала). Критерии по присвоенным номерам: 1 – реалистичность; 2 – стиль; 3 – композиция; 4 – цветовое решение; 5 – новизна информации; 6 – связь с тестом; 7 – доступность; 8 – наличие ошибок.

По результатам оценивания построена следующая диаграмма:



Из полученной диаграммы видно, что самые низкие оценки по критериям под номерами 1,2,4,6,8 получил учебник А.В.Пёрышкина, однако по критерию номер 3 он находится на одном уровне с 2 другими учебниками. Самые высокие оценки по критериям под номерами 1,3,5,6,8 получил учебник Н.М.Шахмаева. Учебник Э.Т. Изергина получил высокие баллы по критериям под номерами 2, 4, 8.

Таким образом, данная диаграмма помогает сравнивать результаты оценивания сразу нескольких учебников, выясняя какой из них и по каким критериям опережает или отстает.

© Ряхова А.Г., Изергин Э.Т., 2009 г.

УДК 532.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

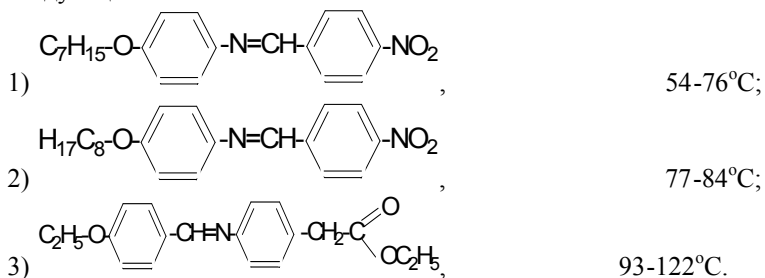
Куватов З.Х.¹, Саяпова Р.Г.²

¹Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

²Уфимский государственный нефтяной технический университет,
г. Уфа, Россия

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования частотной зависимости параллельной и перпендикулярной составляющих диэлектрической проницаемости нематических жидких кристаллов. Исследованные в соединения образуют термически устойчивые мезофазы, представляющие интерес для целей практического применения. Однако в литературе отсутствуют результаты систематических исследований анизотропии диэлектрических свойств данных соединений

Мезогенами являлись: 4-нитробензилиден-4'-гептоксианилин, 4-нитробензилиден-4'-октоксианилин, 4-этоксибензилиден-4'-карбоэтоксианилин. Структурные формулы и температурные интервалы мезофаз этих соединений соответственно следующие:



Диэлектрические спектры представлены в диапазоне частот 50 кГц- 30 МГц. Для создания однородной ориентации молекул во всем образце жидкого кристалла применялось магнитное поле.

Результаты измерений приведены на рисунках 1, 2, 3.

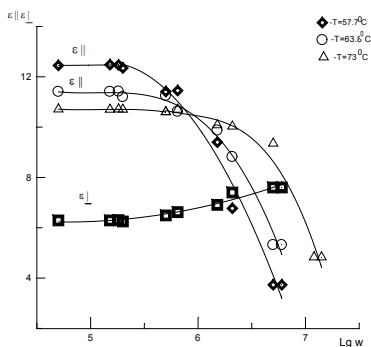


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости 4-нитробензилиден-4'-гептоксианилина от частоты.

Видно, что на низких частотах у всех мезофаз анизотропия значительная и положительная. С повышением частоты при фиксированной температуре ее знак постепенно изменяется на отрицательный. При этом перпендикулярная составляющая тензора диэлектрической проницаемости слабо изменяется при изменении частоты электрического поля. В то же время параллельная составляющая претерпевает значительный спад с ростом частоты.

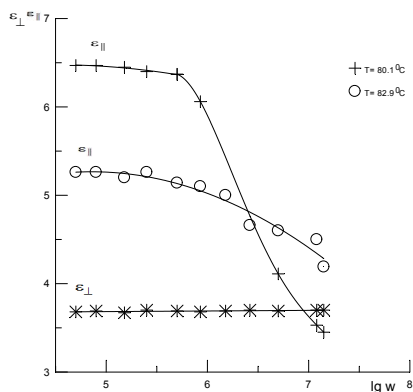


Рис. 2. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости 4-нитробензилиден-4'-октоксианилина.

Смена знака может быть достигнута и изменением температуры при постоянной частоте зондирующего электрического поля.

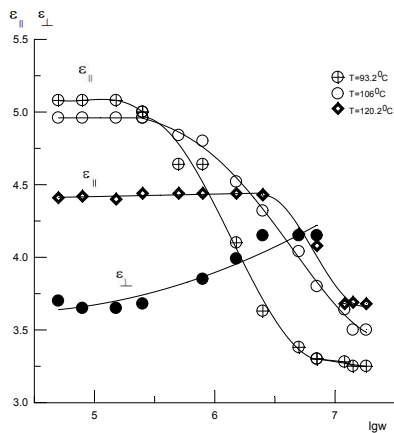


Рис. 3. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости 4-этоксбензилиден-4'-карбэтоксанилина.

Результаты объясняются неодинаковой степенью заторможенности вращения молекул вокруг продольной и перпендикулярной молекулярных осей.

© Куватов З.Х., Саяпова Р.Г., 2009 г.

**ПРОЦЕСС НАМАГНИЧИВАНИЯ ФРУСТРИРОВАННОГО
ОРГАНИЧЕСКОГО МАГНЕТИКА VIPNNBNO**

Синицын В.Е.

Уральский государственный университет,
г. Екатеринбург, Россия

Низкоразмерные гейзенберговские квантовые спиновые системы с фрустрацией являются объектом интенсивных исследований современной физике. В органических радикалах, состоящих только из легких элементов, плотность электронов изотропна и они могут считаться идеальными гейзенберговскими спинами.

Органическое соединение VIPNNBNO было синтезировано в 2003 году [1]. Его магнитная структура представляет собой двумерную решетку, а взаимодействие может быть описано в рамках изотропной модели Гейзенберга. Отличительной чертой соединения VIPNNBNO является наличие т.н. «фрустрирующего» взаимодействия, в данном случае — взаимодействия с соседями, следующими за ближайшими (nnn). Молекула VIPNNBNO (см. Fig. 2 в [1]) содержит три спина $S=1/2$, два из которых связаны сильным (согласно [1], около 860 К) ферромагнитным взаимодействием и, таким образом, формируют один спин $S=1$. Взаимодействие между ним и оставшимся спином $S=1/2$ — антиферромагнитное, по величине — порядка 26 К. Величины антиферромагнитных межмолекулярных обменных интегралов для VIPNNBNO к настоящему времени не определены.

Кривая намагничивания для соединения VIPNNBNO (см. Fig. 2 в [1]) демонстрирует ряд особенностей. Во-первых, это плато основного состояния («спиновая щель»), наблюдаемое по характерному пику на экспериментально измеренной кривой магнитной восприимчивости. Во-вторых, два «дробных плато» намагниченности — горизонтальных участка, наблюдаемых на уровне $1/3$ и $2/3$ намагниченности насыщения (для полей 7-22 Т и 25 Т). Причины наличия спиновой щели в квантовой магнитной системе с полуцелым спином остаются невыясненными, равно как и причины появления второго плато на уровне $2/3$ намагниченности насыщения. В работе [1] высказано предположение, что его существование обусловлено фрустрирующим взаимодействием в соединении VIPNNBNO .

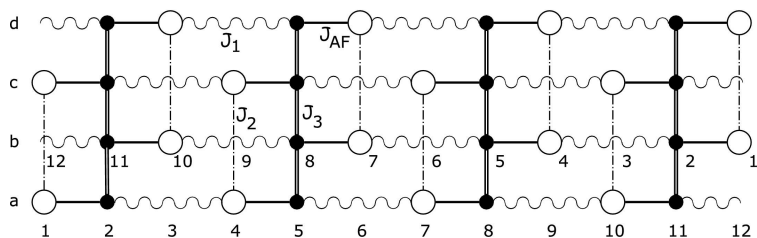


Рис. 1. Модельный кластер из $N=32$ узлов. Нумерация узлов в цепочках a,c — слева направо, в цепочках b,d — справа налево.

Модельная система

Для численного моделирования процесса намагничивания системы VPrNbNO и объяснения отмеченных аномалий был выбран уединенный кластер из 16 молекул, содержащий $N=32$ спина, представленный на рис. 1. Не обладая достоверными данными о величинах антиферромагнитных интегралов J_1 , J_2 и J_3 , на первом этапе мы ограничились решением модельной задачи, для которой J_1 и J_3 были выбраны равными 0.5 и $0.25 J_{AF}$, соответственно, а величина фрустрирующего взаимодействия J_2 варьировалась в пределах от 0 до $0.125 J_{AF}$.

Для решения поставленной задачи был выбран разработанный нами метод точной диагонализации с учетом спиновой $SU(2)$ -симметрии для двумерной изотропной модели Гейзенберга, подробно изложенный в [2,3]. Его идея состоит в постепенном укрупнении исследуемого кластера до необходимых размеров, при этом матрица гамильтониана на каждом этапе строится на базисе функций полного спина S . Такой подход позволяет не только классифицировать по S состояния квантовой системы, но и сформулировать эффективный алгоритм отбора на каждом этапе тех промежуточных состояний, которые дадут максимальный вклад в целевое состояние системы. Таким образом, проблема экспоненциального роста размерности гильбертова пространства по мере увеличения размеров системы смягчается, и предлагаемый метод точной диагонализации приобретает черты ренорм-группового.

Схема сложения моментов при укрупнении системы была выбрана следующим образом:

1. Молекула
2. Пара молекул

3. Цепочка (две пары молекул)
4. Пара цепочек ($a+b$ или $c+d$)
5. Кластер из четырех цепочек $((a+b)+(c+d))$

Данная схема сложения обеспечивает постепенное включение взаимодействий: J_{AF} в молекуле, J_{AF} и J_1 в цепочке, J_{AF} , J_1 и J_3 в паре цепочек и J_{AF} , J_1 , J_3 и J_2 в модельном кластере из четырех цепочек на этапе 5. Это, в свою очередь, позволяет отследить появление особенностей кривой намагничивания (плато) для каждой подсистемы и, таким образом, вскрыть их природу.

Уже на шаге 4 размерность гильбертова пространства составляет 243872 состояния, что делает невозможным точное решение задачи для такой системы (по крайней мере, на имеющейся в нашем распоряжении вычислительной технике). В связи с этим обстоятельством для пары цепочек было выполнено усечение базиса по схеме: для каждого значения полного спина пары S_{ab} ($S_{ab}=0\dots 12$), отбираются состояния цепочек с S_a и S_b , удовлетворяющими правилу треугольника и отвечающие минимальным значениям энергии. Оказывается, такой набор оказывается оптимальным для представления целевых низкоэнергетических состояний укрупненной системы [2,3]. Таким образом, размерность гильбертова пространства для пары цепочек удается сократить до $N_{ab}=23783$ векторов, то есть чуть менее 10% исходной. Расчеты на пробных базисах с различными $N_{ab} \square 23783$ выявляют, что относительная погрешность в вычислении энергии, вызванная таким усечением базиса, не превышает 0.23%.

Кривая намагничивания для пары цепочек демонстрирует ряд характерных особенностей:

1. Присутствуют два из трех плато намагниченности (на уровне $1/3$ и $2/3 \sigma_{\max}$), экспериментально наблюдаемых во фрустрированной системе. Однако, ширина этих плато сравнима, тогда как на эксперименте плато- $1/3$ существенно шире плато $2/3$. Факт существования плато на уровне $2/3 \sigma_{\max}$ в системе без фрустрирующего взаимодействия (а в паре цепочек оно отсутствует по построению) позволяет отвергнуть гипотезу авторов работы [1] о том, что его причиной является фрустрация.
2. Несмотря на то, что основное состояние пары цепочек имеет спин $S_{ab}=0$, на кривой намагничивания отсутствует плато основного состояния.
3. Помимо двух «экспериментальных» плато на кривой намагничивания наблюдается также два «паразитных» (на уровне примерно $0.5\sigma_{\max}$ и $0.9\sigma_{\max}$), отсутствующих в

реальном соединении.

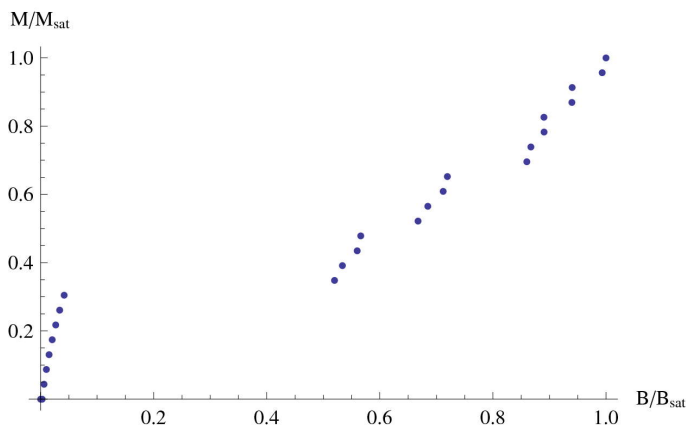


Рис. 2. Кривая намагничивания для полного кластера в отсутствии фрустрации.

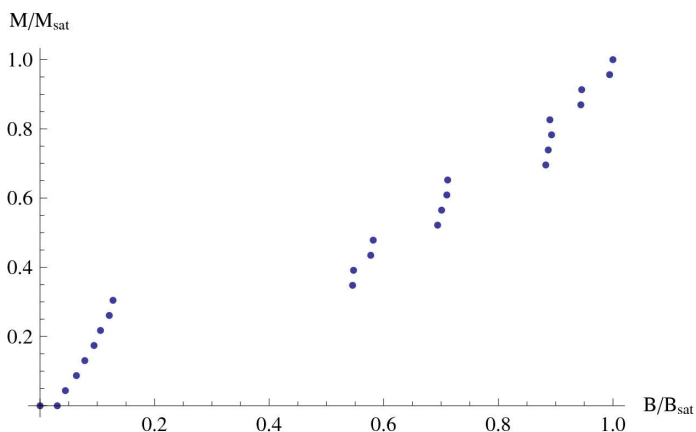


Рис. 3. Кривая намагничивания для полного кластера с максимальной фрустрацией ($0.125 J_{AF}$).

Размерность гильбертова пространства для полного кластера, составленного из цепочек $(a+b)+(c+d)$, насчитывает (с учетом усечения на этапе 4) около 3,5 млрд. состояний. Здесь также применялось усечение базиса по сформулированной выше схеме, и в базисе, на котором производился окончательный расчет, было оставлено $N_{abcd}=87146$ векторов. Варьирование N_{abcd} показало, что

относительная погрешность в вычислении энергетического спектра на таком базисе не превышает 1.63%.

Кривые намагничивания полного кластера для предельных случаев $J_2=0$ (фрустрирующее взаимодействие отсутствует) и $J_2=0.125J_{AF}=0.5J_3$ («сильное» фрустрирующее взаимодействие) приведены на рис. 2 и 3. Нетрудно видеть, что с изменением J_2 происходит как количественное, так и качественное изменение кривой намагничивания:

1. С увеличением J_2 появляется отчетливое плато основного состояния, наблюдаемое экспериментально. Ширина этого плато Δ , равная ширине щели в спектре возбуждений кластера, монотонно увеличивается с ростом J_2 .
2. Начало и конец плато на уровне $1/3$ и $2/3$ намагниченности насыщения сдвигаются, но незначительно.
3. С увеличением J_2 «паразитные» плато становятся видны более отчетливо.

Выводы

Расчет спектра и кривой намагничивания для конечного кластера системы VIPNNBNO с модельными значениями обменных параметров позволяет дать ответы на некоторые вопросы об особенностях поведения указанного соединения. Так, узкое плато на уровне $2/3$ намагниченности насыщения не связано с фрустрирующим взаимодействием в системе, поскольку оно наблюдается уже на кривой намагничивания пары цепочек. Для появления такого плато можно предположить следующий механизм: нетрудно видеть, что намагниченность $\sigma=2/3\sigma_{\max}$ достигается в случае, когда одна половина молекул находится в состоянии $S_{mol}=1/2$, а другая — в $S_{mol}=3/2$. Расчет подтверждает, что энергия (и внутри-, и межцепочечного) взаимодействия двух молекул в состояниях $S_{mol}^1=S_{mol}^2=3/2$ выше, чем в случае $S_{mol}^1=1/2$, $S_{mol}^2=3/2$. Таким образом, системе оказывается энергетически выгодным переводить в состояние $S_{mol}=3/2$ те молекулы, которые не соседствуют с другими молекулами в состоянии $S_{mol}=3/2$. Точка $\sigma=2/3\sigma_{\max}$ соответствует «шахматному» упорядочению; при необходимости дальнейшего увеличения намагниченности в состояние $S_{mol}=3/2$ переходят ближайшие соседи, что вызывает скачок энергии.

Появление щели в спектре ферромагнитного кластера с полуцелыми спинами узлов, вероятнее всего, свидетельствует о существенной перестройке основного состояния спиновой системы при включении фрустрирующего взаимодействия. Щелевой спектр, в частности,

характерен для системы с основным состоянием типа «спиновая жидкость» [5].

Остается невыясненным вопрос о природе «паразитных» плато на кривой намагничивания цепочек и кластера. Среди возможных причин их возникновения следует упомянуть эффект конечности модельной системы и артефакт модели (величины или целочисленности отношений обменных интегралов). Как бы то ни было, вопрос о природе «паразитных» плато в настоящий момент остается открытым и требует дополнительного исследования.

Литература

- Goto T., Mushnikov N. V., Hosokoshi Y., Katoh K., Inoue K. // *Physica B*. 2003. 329-333. P. 1160-1161
- Sinitsyn V. E., Bostrem I. G., Ovchinnikov A. S. // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2007. Vol. 40. P. 645-668.
- Бострем И. Г., Овчинников А. С., Сеницын В. Е. // *ТМФ*. 2006. Т. 49, № 2. Стр. 262-280.
- Sakai T., Takahashi M. // *Phys. Rev. B*. 1991. Vol. 43. P. 13383-13393.
- Anderson P. // *Mat. Res. Bull.* 1973. Vol. 8. P. 153-160.

Настоящая работа была выполнена при поддержке Программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE).

© Сеницын В.Е., 2009 г.

УДК 532.546

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В СОСУДАХ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Уразаева Р.Р., Ханнанов Х.Я., Хисматуллин А.С.

Стерлитамакская педагогическая академия имени Зайнаб Бишевой
г. Стерлитамак, Россия

Для внесения поправок при анализе результатов эксперимента по измерению коэффициента теплопроводности необходимо учесть вклад теплообмена нагретой жидкости с окружающей средой через стенки установки.

Оценка вклада теплообмена с окружающей средой в установке для исследования транцилляторного переноса в жидкости с газовыми пузырьками осуществлена на основе решения задачи о температурном поле в прямоугольном параллелепипеде, с учетом теплоотдачи по закону Ньютона. Проведено сопоставление теории с экспериментом.

Экспериментальное определение коэффициента транцилляторного переноса осуществляется путем измерения температуры в газожидкостной среде в сосуде прямоугольной формы, вертикальные размеры которого намного превышают горизонтальные.

Поскольку сосуд имеет тепловой контакт с окружающей средой, то важна оценка вклада теплообмена в различные моменты времени, на которой основано введение соответствующих поправок.

Постановка задачи. Рассмотрим резервуар, в котором в начальный момент находится вода при температуре T_H , которая постепенно нагревается до температуры окружающей среды T_0 . Выясним, как меняется температурное поле в любой точке внутри резервуара со временем за счет естественного теплообмена с окружающей средой через стенки. Предположим, что резервуар представляет собой бесконечный прямоугольный параллелепипед (рис. 1), ограниченный по x и y соответственно $(-a, a)$ и $(-b, b)$.

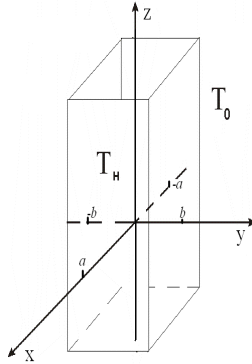


Рис. 1 Геометрия задачи

Температурное поле описывается уравнением теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

$$-a < x < a, \quad -b < y < b, \quad t > 0,$$

где λ – коэффициент теплопроводности, со следующим начальным условием:

$$T|_{t=0} = T_H. \quad (2)$$

Обозначим $\alpha = \lambda/c\rho$ – коэффициент температуропроводности воды.

Уравнение (1) можно записать в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad -a < x < a, \quad -b < y < b, \quad t > 0. \quad (3)$$

Теплообмен на границах описывается по закону Ньютона

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha(T - T_0). \quad (4)$$

Обозначим $h = \alpha/\lambda$ – коэффициент теплоотдачи оргстекла.

Тогда граничные условия можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} + h(T|_{x=a} - T_0) &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=-a} - h(T|_{x=-a} - T_0) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=b} + h(T|_{y=b} - T_0) = 0,$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=-b} - h(T|_{y=-b} - T_0) = 0.$$

Введем обозначение $v = \frac{T - T_0}{T_H - T_0}$. Отсюда $T = v(T_H - T_0) + T_0$.

Распишем производные

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial [v(T_H - T_0)]}{\partial t} = (T_H - T_0) \frac{\partial v}{\partial t}, \\ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= (T_H - T_0) \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = (T_H - T_0) \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив (6) в (4) и (5), получим математическую постановку задачи в следующем виде

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad -a < x < a, \quad -b < y < b, \quad t > 0, \quad (7)$$

со следующим начальным и граничными условиями:

$$v|_{t=0} = 1, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=a} + hv = 0, \quad \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=-a} - hv = 0, \\ \left. \frac{\partial v}{\partial y} \right|_{y=b} + hv = 0, \quad \left. \frac{\partial v}{\partial y} \right|_{y=-b} - hv = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

Задачу (6-9) решим методом разделения переменных.

Ненулевое частное решение будем искать в виде произведения

$$v(x, y, t) = X(x)Y(y)T(t). \quad (10)$$

Тогда разделив (2.4.7) на $X(x)Y(y)T(t)$, получим

$$\frac{1}{\alpha} \frac{T'}{T} = \frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} = -\lambda^2. \quad (11)$$

Физически «-» означает, что изменение температуры в стенке находящейся между внутренней водой и окружающем воздухом уменьшается.

Решение задачи примет следующий вид:

$$v = \sum_n \sum_k \frac{4h^2 \cos(\chi_n x) \cdot \cos(\mu_k y) \cdot \exp\left(-\alpha(\chi_n^2 + \mu_k^2)t\right)}{\left[a(h^2 + \chi_n^2) + h\right] \cos(\chi_n a) \left[b(h^2 + \mu_k^2) + h\right] \cos(\mu_k b)} \quad (12)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ $k = 1, 2, 3, \dots$

Переходя к первоначальным обозначениям, получим функцию, описывающую температурное поле в резервуаре

$$T(x, y, t) = \left[\sum_n \sum_k \frac{4h^2 \cos(\chi_n x) \cdot \cos(\mu_k y)}{\left[a(h^2 + \chi_n^2) + h\right] \cos(\chi_n a) \left[b(h^2 + \mu_k^2) + h\right] \cos(\mu_k b)} \right] \times \\ \times e^{-\alpha(\chi_n^2 + \mu_k^2)t} \cdot (T_H - T_0) + T_0. \quad (13)$$

Осуществлен вычислительный эксперимент для задачи (1) – (3) при следующих значениях параметров: $\alpha = 1.42 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $h = 625 \text{ м}^{-1}$, $a = 0,05 \text{ м}$; $b = 0,05 \text{ м}$, $T_H = 15^\circ\text{C}$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

На рис. 2 представлены зависимости температуры от времени при фиксированном значении $y = 0$ м и x , изменяющемся от 0 до 0,05 м с шагом 0,01 м.

На рис. 3 представлено сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей температурного поля по времени (1 – аппроксимирующая экспериментальные точки кривая, 2 – кривая, описываемая последним уравнением).

В данном случае $T_H = 14^\circ\text{C}$, $T_0 = 22.5^\circ\text{C}$, $x = y = 0$ м. Из графиков видно, что по данным эксперимента и теоретическим расчетам температура в резервуаре выравнивается с температурой среды T_0 за время, равное 11 часам.

Расхождение теории с экспериментом не превышает 10 – 15 %, и объясняется погрешностями определения коэффициента теплообмена.

Итак, разработана математическая модель теплообмена по определению коэффициента трансилляторного переноса, хорошо согласующаяся с экспериментом. Она может быть использована для оценки погрешности, обусловленной притоком тепла из окружающей среды через боковые стенки сосуда.

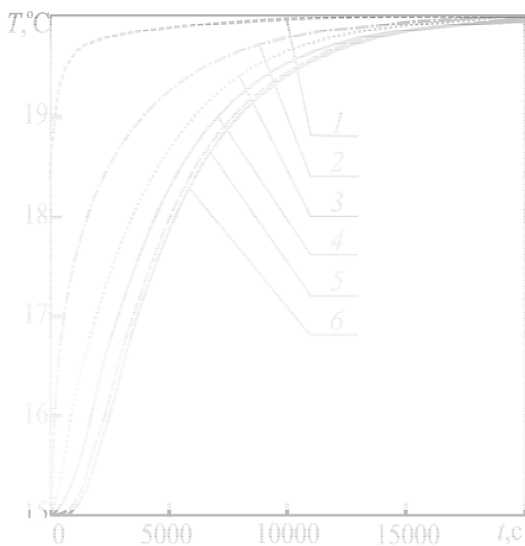


Рис. 2.
 Расчетные кривые температуры в зависимости от времени при $y=0$ м и различных x :
 1 – при $x=0.05$ м,
 2 – при $x=0.04$ м,
 3 – при $x=0.03$ м,
 4 – при $x=0.02$ м,
 5 – при $x=0.01$ м,
 6 – при $x=0$ м

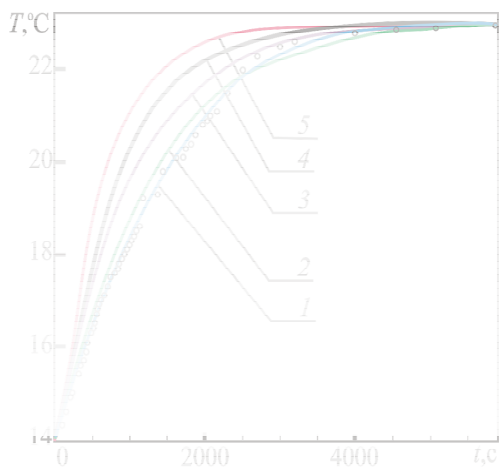


Рис. 3.
 Зависимость температуры от времени в точке сосуда с координатами (0.03, 0.05, 0.54) при следующих значениях коэффициента теплоотдачи:
 1 – α «экспериментальное»
 2 – $\alpha = 3.7$,
 3 – $\alpha = 5$,
 4 – $\alpha = 7$
 5 – $\alpha = 11.2$

Установлено, что время релаксации температуры установки для определения коэффициента трансилляторного переноса составляет примерно 11 часов. Показано, что при продолжительности измерений менее 30 минут теплообменом с окружающей средой при интерпретации результатов можно пренебречь.

Следовательно, разработанная математическая модель процесса подтверждает возможность практического использования нашей установки для исследования явления «барботажа» в пузырьковой жидкости.

© Уразаева Р.Р., Ханнанов Х.Я., Хисматуллин А.С., 2009 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА ВОДОНЕФТЯНЫЕ ЭМУЛЬСИИ

Фатхуллина Ю.И.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Введение

В последние десятилетия в области естественных наук появилось принципиально новое направление научных работ, связанное с изучением воздействия на вещество таких физических факторов как радиация, электромагнитное излучение, ультразвук, плазма, высокое давление, повышенная температура, космический вакуум, гравитация и т.д., как при изолированном, так и при совместном воздействии.

Одним из видов комплексного экстремального воздействия является эффект высоковольтного короткоимпульсного электрогидравлического разряда (ВКЭГР) или электрогидравлический эффект, который сочетает в себе одновременное воздействие на вещество сильного механического сжатия, мощного ультразвука, жесткого рентгеновского, УФ- и ИК-излучения. Образующиеся в процессе разряда электромагнитные поля также оказывают сильное влияние, как на сам разряд, так и на ионные процессы, протекающие в окружающей его жидкости. Под их воздействием происходят разнообразные физические изменения и химические реакции в обрабатываемом материале[1].

В основе электрогидравлического эффекта лежит явление резкого увеличения гидравлического и гидродинамического эффектов и амплитуды ударного действия при осуществлении импульсного электрического разряда в ионопроводящей жидкости при условии максимального укорочения длительности импульса, максимально крутом фронте импульса и форме импульса, близкой к аperiодической[2].

Уникальные возможности электрогидравлического эффекта обусловили широкое применение его во многих областях промышленности: в технологии машиностроения и металлообработке, в сварке и транспортных устройствах, в горном деле и промышленности строительных материалов, в химической промышленности, нефтеперерабатывающей промышленности, в электротехнике, в силовых установках, в медицине[3,4].

В данной работе изучается влияние ВКЭГР на эмульсии, в частности на устойчивые водонефтяные эмульсии.

Эмульсия представляет собой гетерогенную систему двух жидкостей, не растворимых или малорастворимых друг в друге, одна из которых диспергированна в другой в виде мелких капелек (глобул)[5].

Нерациональная разработка месторождений сопровождается образованием устойчивых водонефтяных эмульсий, стабилизированных природными эмульгаторами (асфальты, смолы, парафины, механические примеси) являющимися составными частями нефти.

При добыче и переработке нефть дважды смешивается с водой, образуя эмульсии: при выходе с большой скоростью из скважины вместе с сопутствующей ей пластовой водой и в процессе обессоливания, т.е. промывки пресной водой для удаления хлористых солей.

В результате эффективного разрушения образующихся в производственных процессах нефтяных эмульсий улучшаются свойства нефти и нефтепродуктов, и увеличивается срок службы нефтеперерабатывающих установок.

Таким образом, актуальность применения ВКЭГР в нефтяной промышленности как экстремального процесса, изменяющего физико-химические свойства, очевидна.

Целью данной работы является установление влияния ВКЭГР на водонефтяные эмульсии, а точнее влияние ВКЭГР на стабильность эмульсии и возможность разложения их на составные компоненты.

Методика, аппаратура и объект исследований

Экспериментальный образец представлял собой искусственную эмульсию типа «вода в масле». Рабочая ячейка состояла из небольшого стеклянного сосуда с плотными стенками и с подведенными внутрь электродами, рабочий объем сосуда составлял 100 мл (рис.1.1.). Положительный электрод полностью изолировался за исключением конца, это необходимо было для получения точечного разряда.

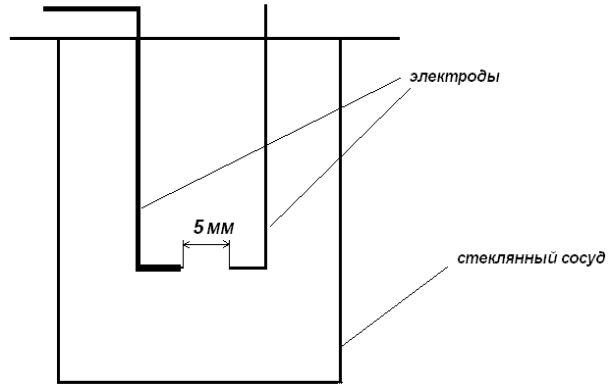


Рис. 1.1. Схема рабочей ячейки.

Принципиальная схема представлена на рис. 1.2

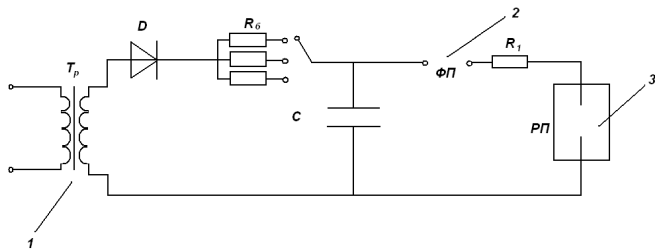


Рис.1.2. Электрическая схема для воспроизведения ВКЭГР с одним формирующим промежутком (1 – высоковольтный трансформатор; 2 – формирующий искровой промежуток; 3 – рабочий и искровой промежуток в жидкости; D – выпрямитель; R_b – балластные сопротивления различных номиналов; C – рабочая емкость – конденсатор; R_1 – сопротивление).

Высоковольтное напряжение после повышающего трансформатора T_p выпрямлялось диодом D и заряжало накопительный конденсатор C . Балластные сопротивления R_b разных номиналов определяли время зарядки конденсатора C , что, в конечном счете, определяло частоту следования гидроимпульсов в жидкости (эмульсии). Формирующий воздушный промежуток $\Phi П$ регулировался микрометрическим винтом, от чего зависела мощность проскакивающей искры в нем. Ток разряда

регистрировался осциллографом по падению напряжения на малом сопротивлении R_1 .

Исследование влияния ВКЭГР на динамику расслоения водонефтяной эмульсии

Готовая эмульсия заливалась в рабочую ячейку объемом 100 мл, затем в ячейку опускались электроды, расстояние между электродами строго фиксировалось. На электроды подавалось необходимое напряжение и осуществлялись разряды в эмульсии, после напряжение снималось и наблюдалась динамика расслоения эмульсии.

Результаты эксперимента представлены ниже на рис.1.3. – 1.6.

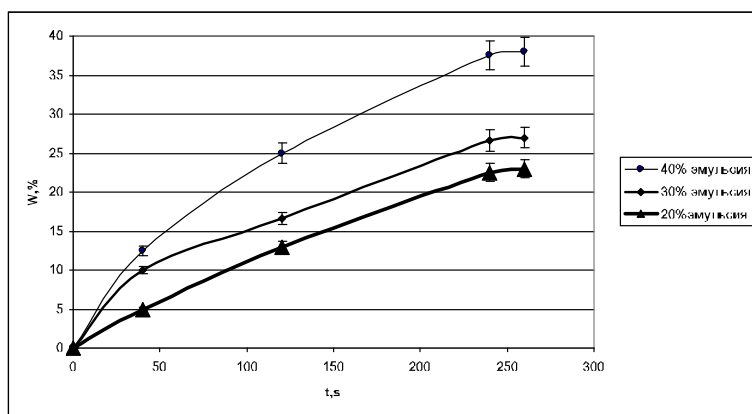


Рис.1.3. Динамика расслоения эмульсии при воздействии ВКЭГР (количество импульсов – 4ч7, $U=3кВ$).

На рис.1.3. представлены результаты эксперимента по воздействию ВКЭГР на водонефтяные эмульсии с различным процентным содержанием воды и при подаче напряжения $U=3кВ$ на электроды. Из рис.1.3. видно, что в случае 20% эмульсии максимальное значение отслоившейся воды от первоначального содержания составляет 23%, при 30% эмульсии – 27%, а при 40% эмульсии – 38%. Т.е. можно отметить, что чем больше первоначальное содержание воды в эмульсии, тем больше доля отслоившейся воды после воздействия ВКЭГР. Это можно объяснить тем, что при меньшем содержании воды концентрация капель в единице объема мала, а значит и расстояния между каплями значительны, что препятствует их коалисценции. Можно также сделать предположение, что при данном режиме скорость

возникающих гидравлических ударов недостаточно велика, чтоб столкнуть капли воды.

Из приведенных результатов на рис.1.3. видно также, что выполняется строгая закономерность: чем больше начальное содержание воды, тем большая доля воды отслаивается. Т.о. сложность представляют эмульсии с малым процентным содержанием воды (до 30 процентов). Поэтому, на рис. 1.4.-1.6. представлены результаты экспериментов с 20% и 30% эмульсиями.

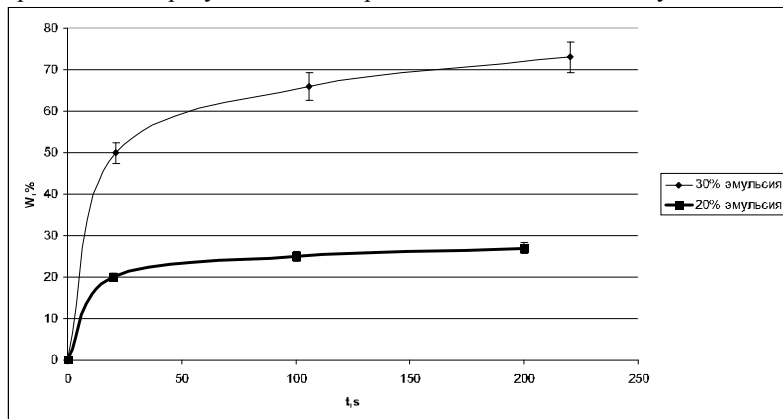


Рис.1.4. Динамика расслоения эмульсии при воздействии ВКЭГР (количество импульсов 5×10 , $U=4$ кВ).

Из рис. 1.4. видно, что максимальная доля отслоившейся воды в случае 30% эмульсии составила 73%, а при 20% эмульсии – 27%. Можно отметить, что при данном режиме основная доля воды выпадает в первые секунды после окончания воздействия ВКЭГР: для 30% эмульсии это значение составило 50%, а для 20% эмульсии – 20%. Это можно объяснить тем, что при данном режиме работы установки возникают значительные по скорости и давлению гидравлические удары, которые позволяют сталкивать капли воды, которые в последующем выпадают. Так как основная часть воды отслоилась и концентрация воды в эмульсии резко уменьшилась, поэтому дальнейшее расслоение происходит медленнее, и графики в последующие моменты времени имеют более пологий вид.

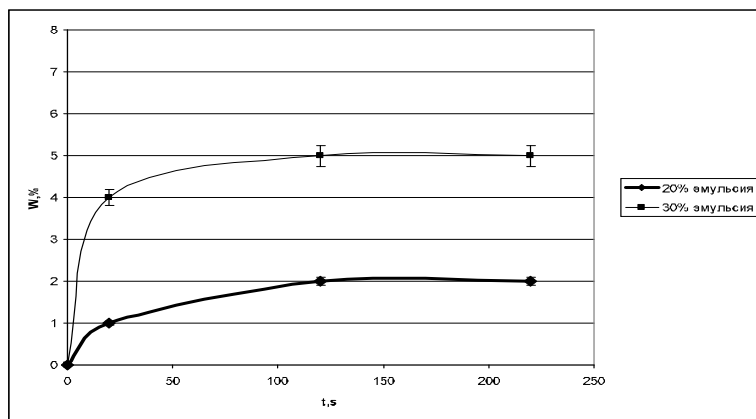


Рис.1.5. Динамика расслоения эмульсии при воздействии ВКЭГР (количество импульсов $\sim 7 \cdot 10$, $U=5.5$ кВ).

При анализе рис.1.5. можно отметить, что расслоения эмульсии при заданном напряжении $U=5.5$ кВ практически не происходит, максимальная доля отслоившейся воды для 30% эмульсии составила 5%, а для 20% эмульсии – 2%. Таким образом, данный режим наименее эффективен для разложения водонефтяных эмульсий на составные части (нефть и воду). Это может быть обусловлено тем, что при данном режиме скорость гидравлических ударов настолько велика, что не сталкивает капли, а приводит к обратному процессу – капли разрываются на более мелкие и эмульсия становится высокодисперсной. Такая эмульсия в последующих экспериментах при различных режимах не расслаивалась вовсе.

Заключение

При экспериментальном исследовании влияния ВКЭГР на водонефтяные эмульсии было установлено, что:

а) первоначальное содержание воды в эмульсии влияет на долю выпавшей воды, а именно, чем больше начальное содержание, тем больше доля отслоившейся воды при действии ВКЭГР.

б) максимальное значение отслоившейся воды наблюдалось при напряжении $U=4$ кВ, которое подавалось на электроды. Тем самым был определен диапазон напряжений для эффективной деэмульсации, который лежит в пределах от 3.5 до 4.5 кВ для данной эмульсии. При этом количество подаваемых импульсов существенной роли на эффективность не играло.

в) существует критическое значение напряжения, подаваемого на электроды, которое для исследуемой модельной эмульсии типа «вода в нефти» составило $U=5.5$ кВ. При превышении данного значения напряжения деэмульсация не наблюдалась.

Литература

[1]. Жукова Е.М. Воздействие высоковольтного электрогидравлического разряда на физико-химические свойства нефти и нефтепродуктов. // Автореферат диссертации к.х. наук. Саратов, 2008, 155с.

[2]. Юткин Л.А. Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности. – Л.: Машиностроение, 1986. – 253с.

[3]. Физика. Большой энциклопедический словарь. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. – 460с.

[4]. Физический энциклопедический словарь. А.М. Прохоров Москва, “Советская энциклопедия”, 1983г.

[5]. Эмульсии / под. ред. Абрамзона А.А. – Л.: Химия, 1972.– 448с.

© Фатхуллина Ю.И., 2009 г.

КОНФОРМАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД В МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ДНК ПЕЙЯРДА- БИШОПА С ТРЕНИЕМ

Фахретдинов М.И., Закирьянов Ф.К.

Башкирский государственный университет г. Уфа, Россия

Существуют множество конформационных форм молекулы ДНК [1]. В природной форме молекула ДНК находится преимущественно в В-форме, но имеется также мнение [2], что в процессах считывания генетической информации энергетически более выгодно нахождение молекулы в другом конформационном состоянии – А-форме. Поэтому актуальным является исследование перехода молекулы ДНК из В- в А-форму. Так как В-А переход молекулы ДНК является движением с большой амплитудой, то естественным для физического исследования В-А перехода является использование аппарата нелинейной динамики.

В данной работе рассматривается конформационный переход в модификации известной в биофизике модели ДНК – модели Пейярда-Бишопа [3]. Модель Пейярда-Бишопа учитывает, что молекула ДНК состоит из двух полинуклеотидных цепочек, и её можно представить в виде двух эластичных стержней, слабо взаимодействующих между собой и свернутых в двойную спираль. Дискретный механический аналог такой модели представляет собой две цепочки дисков, связанных друг с другом продольными и поперечными пружинами (рис. 1).

Обозначим через U энергию взаимодействия узлов одной цепочки, W – энергию взаимодействия узлов разных цепочек, n – номера атомов в цепочке, l – продольное расстояние между атомами в цепочке, u_n , v_n – смещение узлов верхней и нижней цепочки соответственно (стрелочками на рис. 1 показаны положительные значения смещений узлов).

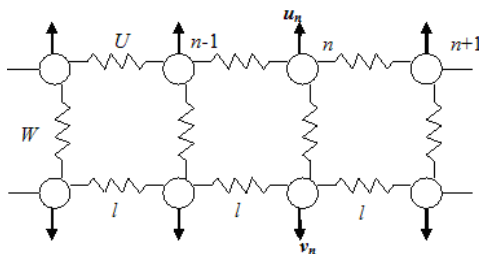


Рис. 1. Модель PBD.

В качестве U для простоты берется гармонический потенциал:

$$U = \sum_n \frac{k}{2} [(u_n - u_{n-1})^2 + (v_n - v_{n-1})^2]$$

Наблюдаемые экспериментально переходы между двумя формами ДНК позволяют сделать вывод, что реальный потенциал W взаимодействия комплементарных нуклеотидов имеет вид двухъямной потенциальной функции.

Ограничимся рассмотрением внутримолекулярных конформационных переходов, не рассматривая плавление и репликацию ДНК. Тогда можно аппроксимировать рассматриваемую сложную потенциальную функцию относительно простым полиномиальным потенциалом (рис. 2):

$$W = \sum_n (u_n - v_n)^2 (a(u_n - v_n)^2 + b(u_n - v_n) + c)$$

Условие асимметричности и двухъямности потенциала накладывает на параметры W следующие ограничения: $c > 0$, $b < 0$, $a > b^2 / 4c$, $a < 9b^2 / 32c$

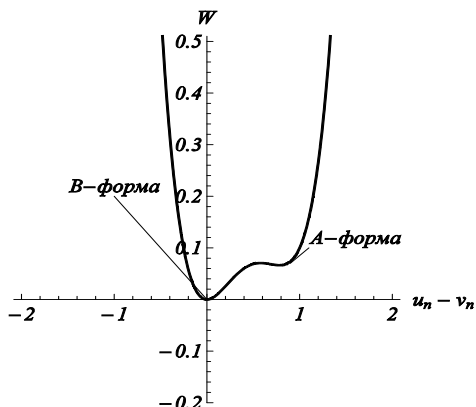


Рис. 2. Вид потенциала взаимодействия комплементарных нуклеотидов.

Система имеет два стационарных состояния: основное (B -состояние) и метастабильное (A -состояние). B -состояние является более выгодным по энергии. Такая неэквивалентность B - и A -форм соответствует свойствам реальной молекулы ДНК.

Параметры предлагаемого модельного потенциала выберем из следующих соображений: точка локального минимума потенциальной энергии, соответствующая *A*-форме молекулы ДНК, должна быть порядка величины смещения нуклеотидов при *B-A* переходе, т.е. $\sim 1-2 \text{ \AA}$, а значение максимума потенциальной энергии (потенциальный барьер) – порядка энергии *B-A* перехода, т.е. $\sim 0.1 \text{ eV}$. Эти условия удовлетворяются, например, при следующих параметрах потенциала: $a = 3.1 \times 10^{20} \text{ Дж/м}^4$, $b = -9.54 \times 10^{10} \text{ Дж/м}^3$, $c = 8.108 \text{ Дж/м}^2$.

В континуальном приближении гамильтониан имеет следующий вид:

$$H = \int \left\{ \frac{1}{2} (\dot{u}^2 + \dot{v}^2) + \frac{1}{2} (u_x^2 + v_x^2) + (u-v)^2 (a(u-v)^2 + b(u-v) + c) \right\} \frac{dx}{l}$$

Уравнения движения получаются в виде:

$$\ddot{u} = u_{xx} - 4a(u-v)^3 - 3b(u-v)^2 - 2c(u-v) - \mu \dot{u}$$

$$\ddot{v} = v_{xx} + 4a(u-v)^3 + 3b(u-v)^2 + 2c(u-v) - \mu \dot{v}$$

Здесь учтено взаимодействие молекулы ДНК с окружающей средой, приводящее к диссипативным членам $\mu \dot{u}$ и $\mu \dot{v}$.

От переменных u и v перейдем к переменным ψ и z , имеющим следующий смысл: $\psi = u + v$ соответствует движению центра масс системы, $z = u - v$ соответствует изменению расстояния между комплементарными парами нуклеотидов. Уравнения движения примут вид:

$$\psi_{tt} = \psi_{xx} - \mu \psi_t$$

$$z_{tt} = z_{xx} - 8a z^3 - 6b z^2 - 4c z - \mu \dot{z}$$

При переходе к волновой переменной $\xi = x - st$, где s – скорость волны, уравнение для z примет вид:

$$(1-s^2) z_{\xi\xi} - 8a z^3 - 6b z^2 - 4c z + \mu s z_{\xi} = 0 \quad (1)$$

Решение уравнения (1), описывающее переход системы из *B*-состояния в *A*-состояние, будем искать в виде кинка:

$$z(\xi) = \frac{A_1}{1 + A_2 \exp(-A_3 \xi)} \quad (2)$$

Решение (1) в виде (2) существует только при определенном соотношении коэффициента трения от скорости. В размерных

переменных зависимость коэффициента трения от параметров модели выглядит следующим образом:

$$\mu = \sqrt{k l^2 - m s^2} \frac{-3(b + \gamma)\sqrt{9b^2 - 16ac - 3b\gamma}}{2\sqrt{2a}(-3b + \gamma)s}$$

$$\gamma = \sqrt{9b^2 - 32ac}$$

Для оценки численного значения коэффициента трения воспользуемся полученными выше параметрами рассматриваемого модельного потенциала и данными работы [3] ($m = 5.1 \times 10^{-25}$ кг, $l = 3.4 \times 10^{-10}$ м, $k = 24$ Н/м). Зависимость коэффициента трения от скорости имеет вид (рис. 3):

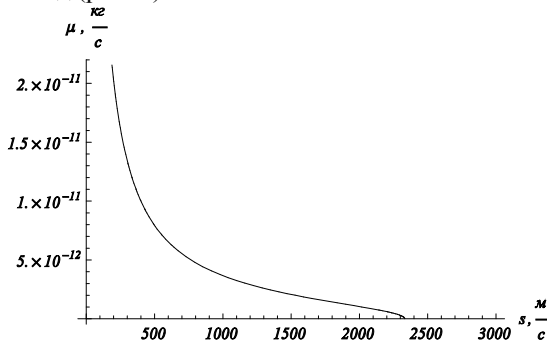


Рис. 3. Зависимость коэффициента трения от скорости

Аналогичные величины коэффициента трения были получены и в работе [3]. При $\mu = 0$ получим максимальное допустимое значение скорости солитона $s \approx 2332.4$ м/с. Это согласуется с оценками, представленными в приложении к монографии Л.В. Якушевич [4].

Решение системы (1) в безразмерных переменных имеет вид:

$$z = \frac{-3b + \sqrt{9b^2 - 32ac}}{8a} \left[1 + A_2 \exp \left[-\sqrt{\frac{-2c - \frac{3b}{8a} \left(-3b + \sqrt{9b^2 - 32ac} \right)}{1 - s^2}} \xi \right] \right],$$

(4)

где A_2 – произвольная положительная константа, соответствующая сдвигу кинка влево или вправо по оси ξ . Вид решения в размерных переменных представлен на рис. 4:

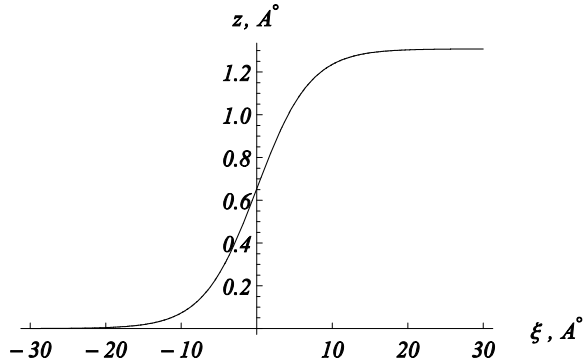


Рис. 4. Вид решения (4) в размерных переменных.

Высота кинка (предел решения на бесконечности) равна

$$h = \frac{1}{8a} \left(-3b + \sqrt{9b^2 - 32ac} \right):$$

Она соответствует расстоянию между локальными минимумами функции $z^2(az^2+bz+c)$ и равна смещению нуклеотидов при $B-A$ переходе.

Решение типа кинка (4) в рамках нашей модели (рис. 1) определяет растяжение нелинейных пружин, соединяющих узлы разных цепочек.

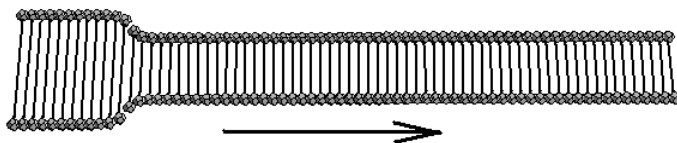


Рис. 5. В-А переход.

Это растяжение движется вдоль цепочки узлов (рис. 5) по мере того, как бегущая волна – «кинк» – идет по цепочке. В рамках терминов молекулы ДНК это определяет переход между двумя устойчивыми конформационными состояниями молекулы ДНК – В-А переход.

Таким образом, нами была рассмотрена модель PBD с несимметричным двухъямным потенциалом взаимодействия между нуклеотидами с учетом трения. Показано, что при определенном значении коэффициента диссипации в данной модели возможно решение типа кинк, которое можно интерпретировать как В-А переход. Получены численные оценки построенного решения, качественно совпадающие с оценками в других работах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Албертс Б., Брей Д., Льюис Дж. Молекулярная биология клетки. 2 т. – М.: Мир, 1994 г.
2. Иванов В.И. А-ДНК. // Соросовский образовательный журнал. 1998, №1. с. 2-7.
3. Zdravcovic S., Tuszyński J.A., Sataric M.V. Peyrard-Bishop-Dauxois Model of DNA Dynamics and Impact of Viscosity // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 2005, vol. 2, № 2. p. 1–9.
4. Якушевич Л. В. Нелинейная физика ДНК. – М.; Ижевск : Ин-т компьютерных исследований; Регулярная и хаотическая динамика, 2007. – 250 с.

© Фахретдинов М.И., Закирьянов Ф.К., 2009 г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТРАНСКРИПЦИИ В ГЕТЕРОГЕННОЙ МОДЕЛИ МОЛЕКУЛЫ ДНК

Хамзин С.Р., Закирьянов Ф.К.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

В последние годы большое внимание в области молекулярной биофизики уделяется физическим аспектам взаимосвязи функциональных свойств ДНК и первичной структуры молекулы. В качестве примера сложного процесса функционирования ДНК рассмотрим процесс транскрипции – синтез РНК. Как известно, он включает три основные стадии: 1) инициацию, 2) элонгацию, 3) терминацию. Во время инициации РНК-полимераза связывается с промоторной областью молекулы ДНК. На стадии элонгации так называемая у-субъединица отделяется от РНК-полимеразы, а остальная её часть движется вдоль ДНК и удлиняет шаг за шагом молекулу РНК. На заключительной стадии РНК-полимеразы, достигнув специальной области – терминатора, отделяется от молекулы ДНК, останавливая процесс транскрипции.

Гетерогенная модель [1] некоторого фиксированного фрагмента молекулы ДНК содержит основные функциональные области, необходимые для синтеза РНК и его регуляции: промотор P , кодирующая область C , несколько регуляционных областей R_1 , R_2 , R_3 и терминатор T . Схема такого фрагмента представлена на рис. 1.



Рис. 1 Схема фрагмента ДНК: R_1 , R_2 , R_3 – регуляционные области гена; P , C , T – промоторная, кодирующая и терминаторная области гена соответственно

Обычно процесс транскрипции ДНК начинается со связывания РНК-полимеразы с промотором P . Экспериментальные данные показывают, что связывание РНК-полимеразы с промотором сопровождается довольно сильным локальным возмущением конформации ДНК, которое может перемещаться вдоль двойной спирали ДНК. Эти два события могут быть интерпретированы как возбуждение и распространение возмущения или нелинейной конформационной волны (солитона).

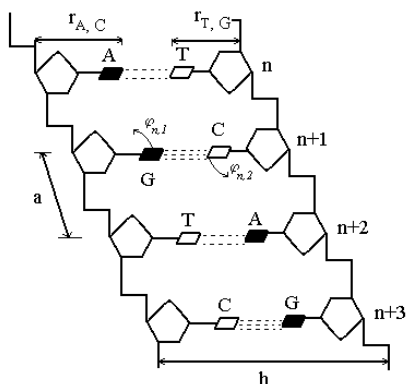


Рис. 2. Фрагмент двойной спирали ДНК, состоящей из трех пар оснований вида GC или AT. Расстояние между основаниями вдоль цепи $a = 3.4 \text{ \AA}$, расстояние между цепями $h = 16.15 \text{ \AA}$ [3, 4]

При прохождении через кодирующую область C такое возмущение изменит конформацию этой области, что подтверждают эксперименты, свидетельствующие о структурном изменении в кодирующей области C . В рамках нелинейной динамики такое возмущение можно рассматривать как солитон, а движение возмущения может рассматриваться как распространение солитона, имеющего вид кинка.

Пройдя через кодирующую область, возмущение доходит до области терминатора T , который обычно разделяет два гена. В области терминатора возмущение может либо 1) полностью пройти эту область (это говорит о том, что идет подготовка для включения транскрипции следующего гена), либо 2) данное возмущение полностью поглотится (это свидетельствует о том, что прошел процесс терминации).

В настоящей работе рассмотрена дискретная модель в виде В-формы молекулы ДНК; на рис. 2 схематически представлена часть данной модели. Белые и черные прямоугольники соответствуют парам оснований AT или GC, а линии – скелету двойной спирали.

Плоская модель ДНК представляет собой две параллельные цепочки, расстояние между которыми равно h . Для удобства описания модели левой цепи будем приписывать индекс 1, а правой 2. В нашей модели основания совершают только вращения вокруг оси цепочки и всегда остаются перпендикулярными ей. Соответственно этому $\varphi_{n,1}$ – угловое перемещение n -го основания первой цепочки, $\varphi_{n,2}$ – угловое перемещение n -го основания второй

цепочки. Гамильтониан двойной цепочки для данной модели молекулы ДНК имеет вид:

$$H = \sum_n \left[\frac{1}{2} I_{n,1} \dot{\varphi}_{n,1}^2 + \frac{1}{2} I_{n,2} \dot{\varphi}_{n,2}^2 + \varepsilon_{n,1} \sin^2 \frac{\varphi_{n+1,1} - \varphi_{n,1}}{2} + \varepsilon_{n,2} \sin^2 \frac{\varphi_{n+1,2} - \varphi_{n,2}}{2} + V_{\alpha\beta}(\varphi_{n,1}, \varphi_{n,2}) \right]$$

(1)

Здесь первое и второе слагаемые описывают кинетическую энергию n -х пар основания ($I_{n,1}$ – момент инерции n -го основания первой цепи; $I_{n,2}$ – момент инерции n -го основания второй цепи, точкой обозначено дифференцирование по времени t). Проиндексируем основания цепи $\alpha\beta$ (где $\alpha\beta = AT, TA, CG, GC$), тогда моменты инерции оснований в общем виде для каждой из двух цепочек равны $I_{n,1} = m_\alpha r_\alpha^2$, $I_{n,2} = m_\beta r_\beta^2$. За взаимодействие соседних пар оснований вдоль цепочек (стэкинг-взаимодействие) отвечают третий и четвертый член в гамильтониане (1). Параметр $\varepsilon_{n,i}$ характеризует энергию взаимодействия n -го основания с $(n + 1)$ -м основанием i -й цепи ($i = 1, 2$). Параметр, характеризующий энергию взаимодействия, предположительно должен быть больше 60 кДж/моль, в связи с тем, что угловое вращение оснований сопровождается преодолением барьера стекинг-взаимодействия и деформацией двугранных и валентных углов. Пятое слагаемое гамильтониана (1) описывает энергию взаимодействия комплементарных пар оснований цепочек (соответственно четыре типа пар оснований – AT, TA, CG, GC).

Решалась система дифференциальных уравнений второго порядка (задача Коши)

$$I_{n,1} \frac{d^2 \varphi_{n,1}}{dt^2} = - \frac{\partial H(\varphi_{n,1}, \varphi_{n,2})}{\partial \varphi_{n,1}}, I_{n,2} \frac{d^2 \varphi_{n,2}}{dt^2} = - \frac{\partial H(\varphi_{n,1}, \varphi_{n,2})}{\partial \varphi_{n,2}}.$$

$N = 0, \square 1, \square 2 \dots$

Интегрирование уравнений движения проводилось с помощью неявного метода Розенброка 2-го порядка точности.

В дальнейшем рассмотрим реальные последовательности пар оснований в молекуле ДНК, взятые с сайта *GenBank* (<http://www.ncbi.nlm.nih.gov>).

Рассмотрим ген IFNA17 (interferon, alpha 17) девятой хромосомы человека. Данный ген состоит из 981 основания, последовательность его представлена в табл. 1, а основные

функциональные области представлены на рис. 3. Первые 50 пар оснований соответствуют промоторной области гена P , последовательность нуклеотидов с 50 по 619 отвечает за кодирующую область C , области терминации T соответствуют номера пар оснований 619-981.

Рассматривая процесс транскрипции с физической точки зрения в энергетическом контексте, заметим, что каждая из областей гена характеризуется своей средней энергией водородных связей нуклеотидов. В нашем случае «энергетический спектр» каждого гена имеет вид «впадины» (рис. 4). Наименьшая средняя энергия связи приходящейся на одну пару оснований (АТ или GC) приходится на кодирующую область ($0,843 \text{ e/N}$, $N=569$ – количество оснований в одной цепочке), самая сильная энергетическая связь в терминаторе ($0,9 \text{ e/N}$, $N=362$), на промотор приходится средняя энергия связи равная $0,853 \text{ e/N}$, $N=50$.

Рассмотрим динамику уединенных волн в случае, когда начальное импульсное возбуждение можно будет задать в любом месте двойной цепочки. Первое импульсное возбуждение возьмем в виде:

$$\Phi_{n,i} = \frac{1}{\cosh(\mu(n-f))} 2\pi q_i, \quad i=1,2 \quad (2)$$

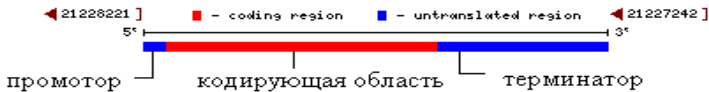


Рис. 3 Основные функциональные области гена IFNA17

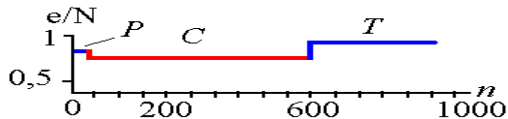


Рис. 4 Средняя энергия связи пар оснований нуклеотидов основных функциональных областей гена IFNA17

где f – параметр, с помощью которого можно выбрать место начального возбуждения относительно начала цепи (зависит от n), q – параметр, определяющий топологию солитона.

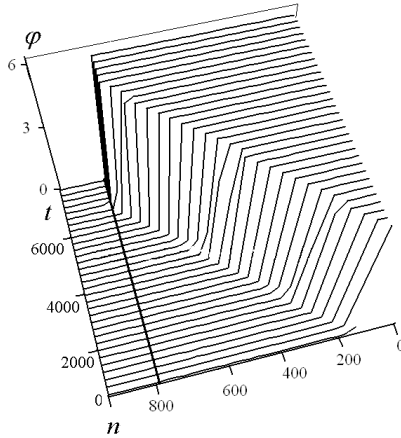


Рис. 5 Прохождение топологического солитона (0,1) через три функциональные области (P , C , T). В терминаторе (на 782 узле) происходит полное затухание возмущения

В области промотора нами возбуждались начальные возмущения (солитоны) с различными параметрами для четырех типов топологических солитонов. В ходе численного эксперимента были получены следующие результаты.

При возбуждении начального возмущения в промоторе P волна могла сразу же начать затухать, сохраняя колоколообразный профиль, или же со временем принять вид 2π -кинка, и продолжить своё движение вдоль цепи, в последующем либо затухнуть в одной из трех областей, либо, пройдя всю цепочку до конца, сохранить свой профиль.

Численный эксперимент показал, что возбуждение волны при одних и тех же параметрах, но в различных местах промотора P приводило к различным результатам. К примеру, для топологии (1,0) при $g = 54$ и $s = 0, 27$ и возбуждении волны на 10-ом узле от начала цепи (то есть $f = 10$ в формуле (2)) колоколообразный профиль волны сохранялся на всем протяжении её движения, но сама волна затухала со временем в кодирующей области (рис. 5). Если при тех же параметрах возбуждать возмущение с $f = 20$, то волна приобретет профиль 2π -кинка и пройдет весь ген до конца. Это свидетельствует о наличии динамически «активной» области внутри промоторной области.

В ходе численного эксперимента волна, возбужденная в промоторе (приобретает профиль 2π -кинка), может пройти границу

промотора с кодирующей областью и затухнуть в кодирующей области, или может пройти промотор, всю кодирующую область и затухнуть в терминаторе, таким образом произошел процесс транскрипции одного гена.

При возбуждении солитона (при различных параметрах) топологии (1,1) динамика такой уединенной волны характеризуется только затуханием возмущения в обеих цепочках в одной из функциональных областей ДНК.

Литература

1. Yakushevich L.V. Non-linear DNA dynamics and problems of gene regulation.// Nanobiology 1, 343-350, 1992

© Хамзин С.Р., Закирьянов Ф.К., 2009 г.

ДИНАМИКА ЛОКАЛИЗОВАННОГО ЗАРОДЫША ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ДЕФЕКТА

Шафеев Р.Р.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

В литературе известно достаточно много теоретических работ, в которых исследованы двухсолитонные образования в магнетиках [1–4]. Однако во многих работах рассматриваются магнетики при наличии диссипации и внешнего магнитного поля, в которых отсутствуют дефекты, что нехарактерно для реальных магнитных материалов. Это объясняется сложностью динамических уравнений, следующих из теории возмущений, основанной на методе обратной задачи рассеяния. Целью данной работы является изучение динамики локализованного зародыша перемагничивания в форме бризера в зависимости от соотношения размеров дефекта и самой магнитной неоднородности.

Одномерные зародыши перемагничивания рассматриваются как некоторые образования, состоящие из двух сильно взаимодействующих 180-градусных доменных стенок.

Рассмотрим динамику локализованного магнитного образования в одноосном ферромагнетике, находящемся во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, h)$ при наличии дефекта в виде прямоугольной ямы (рис. 1). Динамика одной 180-градусной доменной стенки рассмотрена в работе



Рис.1 Неоднородное магнитное образование в виде двух сильно взаимодействующих 180-градусных границ в магнитном поле.

[3], где было показано, что уравнение Ландау–Лифшица можно свести к возмущенному уравнению синус-Гордона

$$u_{tt} - u_{xx} + \sin u = (f(x) - 2h) \sin \frac{u}{2} - \beta u_t, \quad (1)$$

где β – параметр диссипации, h – внешнее магнитное поле, k – константа магнитной анизотропии,

$$f(x) = \theta(x + d/2) - \theta(x - d/2)$$

– дефект в виде магнитного включения типа ямы (d – ширина ямы), где

$$\theta(z) = \begin{cases} \tilde{k}, & z \geq 0; \\ 0, & z < 0. \end{cases}$$

При малых углах отклонения u вектора намагниченности \vec{M} от оси легкого намагничивания, а также в отсутствие затухания, линеаризация уравнения (1) позволяет переписать его в виде уравнения Шредингера для прямоугольной потенциальной ямы, решение которого рассмотрено в работе [5]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + f(x) \right) u = \chi^2 u, \quad (2)$$

где допустили, что $\sin u \approx u$, $u_{tt} = -\omega^2 u$, $\beta = 0$, $\chi^2 = 2h - \omega^2 + 1$. Таким образом, задача решения нелинейного уравнения синус-Гордон (1) сводится к нахождению собственных значений и собственных функций уравнения (2) при малых u .

В силу инвариантности $f(x)$ по отношению к инверсии $f(x) = f(-x)$ получаем либо четные, либо нечетные решения следующего вида:

$$\text{чётные} \quad u_+(x) = \begin{cases} A_+ \cos(kx), & 0 \leq x \leq d/2 \\ A_+ \cos(kd/2) e^{\chi(d/2-x)}, & x > d/2 \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{1}{A_+^2} = \frac{1}{k} (kd/2 + \sin(kd/2) \cos(kd/2)) + \frac{1}{\chi} \cos^2(kd/2);$$

$$\text{нечётные} \quad u_-(x) = \begin{cases} A_- \sin(kx), & 0 \leq x \leq d/2 \\ A_- \sin(kd/2) e^{\chi(d/2-x)}, & x > d/2 \end{cases} \quad (4)$$

$$\frac{1}{A_-^2} = \frac{1}{k} (kd/2 - \sin(kd/2) \cos(kd/2)) + \frac{1}{\chi} \sin^2(kd/2);$$

где положили, что $k^2 = \tilde{k} - \chi^2$. Требование непрерывности du/dx в точке $x = d/2$ дает следующие условия:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{чётные} \quad \text{tg}(kd/2) = \frac{\sqrt{C^2 - (kd/2)^2}}{kd/2}, \\ \text{нечётные} \quad \text{tg}(kd/2) = -\frac{kd/2}{\sqrt{C^2 - (kd/2)^2}}, \end{array} \right. \quad (5)$$

где обозначили

$$C = \sqrt{\tilde{k}} d/2. \quad (6)$$

С помощью соотношений (5) можно упростить выражения для нормировочных постоянных A_{\pm} , определённых из условия нормировки, получая в обоих случаях одно и то же равенство:

$$A_{\pm} = (d/2 + 1/\chi)^{-1/2}. \quad (7)$$

Величина C является постоянной, зависящей лишь от размеров ямы, и уравнения (5) дают возможность определить все значения $kd/2$, а тем самым и все значения частоты:

$$\chi^2 = \tilde{k} \left(1 - \left(\frac{kd/2}{C} \right)^2 \right), \quad (8)$$

реализующиеся в яме данных размеров.

На рисунке 1 показаны точки пересечения кривых, изображающих правые части уравнений (5) при различных значениях параметра C как функции $kd/2$, с тангенсоидой $\text{tg } kd/2$. Кривые с положительными ординатами относятся к четным состояниям, кривые с отрицательными ординатами – к нечетным. Собственные значения находятся как абсциссы точек пересечения двух последних кривых с тангенсоидой. Упомянутые кривые зависят от параметра C , определяемого размерами ямы. Начав, например, со значения $C = 1$, мы получаем одну точку пересечения, обозначенную буквой α , в четном случае и вообще не получаем ни одного пересечения в нечетном случае. Следовательно, в яме такого размера имеется не более одного связанного состояния с положительной четностью. Для ямы больших размеров, $C = 2$, пересечение в точке γ даст ещё более низкое состояние с положительной четностью, но, кроме того, к нему добавится состояние с отрицательной четностью (точка α'). С дальнейшим увеличением размеров ямы её «вместимость» возрастает: число связанных состояний растёт линейно с ростом C , образуя чередующиеся серии состояний с положительной и отрицательной четностью. Собственные волновые функции показаны для случая $C = 2$ на рисунке 2.

Полевую зависимость частоты колебаний магнитной неоднородности в форме бризера $\omega = \omega(h)$ в отсутствие затухания можно получить из уравнения (8):

$$\omega = \left(1 + 2h - \tilde{k} \left(1 - \left(\frac{kd/2}{C} \right)^2 \right) \right)^{1/2}, \quad (9)$$

Как видим, наблюдается возрастание частоты колебаний при увеличении внешнего магнитного поля. Графики зависимостей $\omega = \omega(h)$ для случаев четного и нечетного решения при $C = 2$ представлены на рисунках 3, 4.

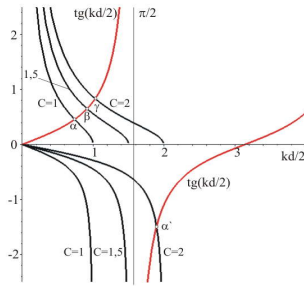


Рис. 1. Графическое решение уравнений (5).

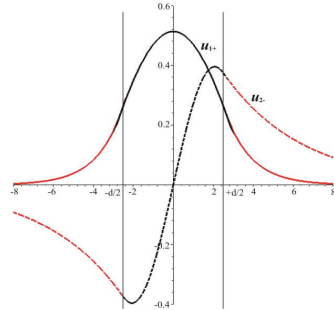


Рис. 2. Собственные функции для случая $C = 2$.

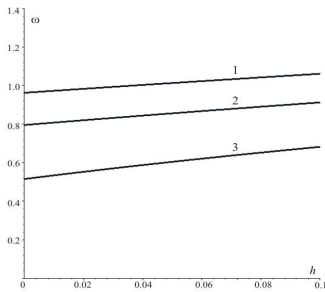


Рис. 3. Полевая зависимость частоты колебаний брызера $\omega = \omega(h)$ для четного решения при $C = 2$, $d = 5$, \tilde{k} : 1-0.1; 2-0.5; 3-1.0.

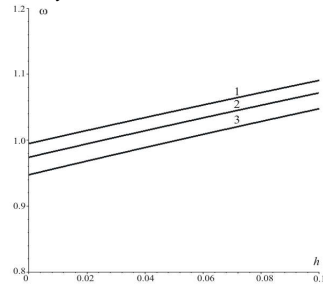


Рис. 4. Полевая зависимость частоты колебаний брызера $\omega = \omega(h)$ для нечетного решения при $C = 2$, $d = 5$, \tilde{k} : 1-0.1; 2-0.5; 3-1.0.

Таким образом, исследование показало, что характер динамики магнитной неоднородности зависит от соотношения размеров дефекта и самой магнитной неоднородности. Зародыш перемангничивания в форме брызера, имеющий меньшую ширину, чем ширина прямоугольной ямы, совершает осцилляции. Причем наблюдается возрастание частоты колебаний этих осцилляций при увеличении внешнего магнитного поля в отсутствие затухания, что хорошо согласуется с численными результатами, полученными в работе [6].

Литература

- [1] Yu.S. Kivshar, Perturbation theory based on the Riemann problem for the Landau-Lifshitz equation. *Physica D.* v 40, p. 11–32, 1989.
- [2] И.М. Бабич, А.М. Косевич, Релаксация блоховских осцилляций магнитного солитона в неоднородном магнитном поле. *ФНТ.* т 27, № 1, с. 46–51, 2001.
- [3] Шамсутдинов М.А. и др., Ферро- и антиферромагнитодинамика, Гилем, Уфа, 2007.
- [4] Ю.С. Кившарь, Б.А. Маломед, Импульсное возбуждение солитонов в легкоплоскостных ферромагнетиках. *ФТТ.* т 31, № 2, с. 209–212, 1989.
- [5] З. Флюгге, Задачи по квантовой механике. т 1, Мир, Москва, с. 62–66, 1974.
- [6] Шафеев Р.Р., Шамсутдинов М.А., Динамика локализованной магнитной неоднородности в неоднородном магнитном поле. Сборник трудов IX Международного семинара «Магнитные фазовые переходы», ПБОЮЛ «Султанбекова Х.С.», Махачкала, с. 17 – 20 с., 2009.

© Шафеев Р.Р., 2009 г.

**ВЛИЯНИЕ КАТИОННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ НА
ТЕРМОДИФФУЗИЮ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Li_xCu_{2-x}Se$
($x=0.25, 0.175, 0.15, 0$)**

Ишембетов Р.Х., Юлаева Ю.Х., Фазлыев И.Р.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Суперионные проводники остаются объектом пристального внимания исследователей. Исследование явлений переноса в суперионных проводниках в неизотермических условиях представляет интерес в связи с тем, что устройства твердотельной ионики часто работают в условиях, когда существуют локальные перепады температур. В настоящее время потребности дальнейшего развития техники требуют поиска новых суперионных материалов. Одним из направлений синтеза новых суперионных проводников (СИП) является замещение атомов известных СИП другими элементами. Селенид меди, в котором часть меди замещена литием, также проявляет суперионные свойства и резко выделяется среди классических суперионных проводников, проявляющих в большинстве своем чисто ионную проводимость. Существование широкой области взаимной твердой растворимости бинарных халькогенидов позволяет изучать влияние легирования и замещения по катионной подрешетке на параметры ионного и электронного переноса, а также на тепловые свойства твердых растворов.

Целью данной работы является изучение процесса термодиффузии в твердых растворах $Li_xCu_{2-x}Se$ ($x=0.25, 0.175, 0.15, 0$) в зависимости от температуры, степени дефектности и степени замещения литием. Для изучения процесса переноса атомов металла в смешанных электронно-ионных проводниках под действием градиента температурного поля удобно использовать электрохимический метод [1]. Для измерений использовали хорошо очищенный поликристаллический образец в виде параллелепипеда с размерами 2,5*5*2 мм. При изучении в месте медных электродов, служащих для поддержания одинаковой активности меди $a_{Cu}(T) = a_{Cu}(T + \Delta T) = 1$ на торцах образца в ячейке Cu/CuBr/ $Li_xCu_{2-x}Se$ /CuBr/Cu можно приложить к этим торцам потенциалы $E_\alpha = -(kT/e) \ln a_{Cu}$ и $E_\beta = -(k(T + \Delta T)/e) \ln a_{Cu}$ с помощью двух стабилизаторов напряжения. Активность меди a_{Cu} определяется из равенства $kT \ln a_{Cu} = -eE$, где E - э.д.с. ячейки типа Cu/CuBr/ образец/Pt. Задавая разные значения a_{Cu} , можно

изучать термодиффузию при различных отклонениях от стехиометрического состава. Потоки атомов могут быть определены из токов стабилизаторов напряжения

Основная часть эксперимента заключалась в получении зависимостей токов $I_a(T)$ и $I_b(T+\Delta T)$ при разности температур $\Delta T=20\text{K}$ при температурах 310, 330, 350, 370, 390, 410, 430°C при различных значениях потенциала E_a E_b . Результаты измерений показывают, что замещение меди литием и изменение разупорядоченности катионной подрешетки ведет к сильному изменению химической диффузии электронов, катионов и термодиффузионного потоков. Результаты удается удовлетворительно объяснить на основе выражений термодинамики неравновесных процессов [2,3].

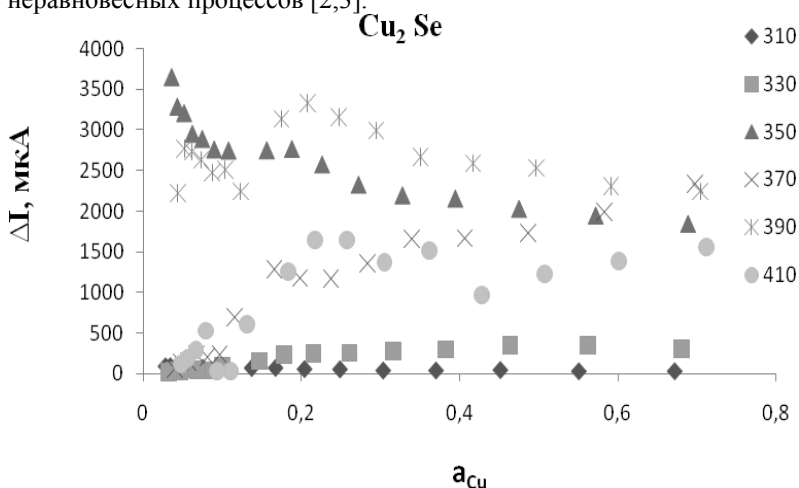


Рис. 1. Зависимость разности токов стабилизаторов от активности меди при различных температурах

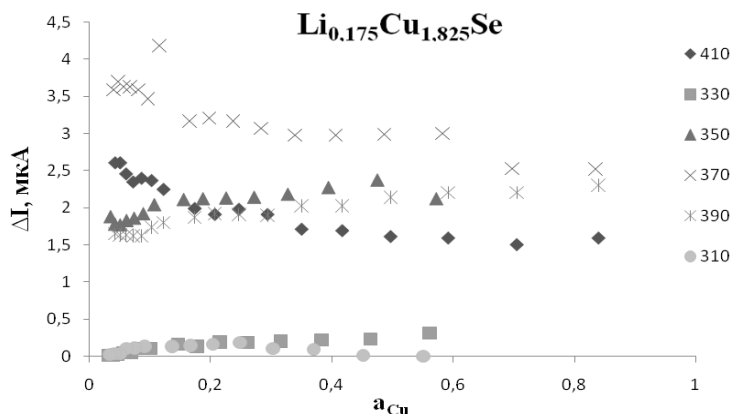
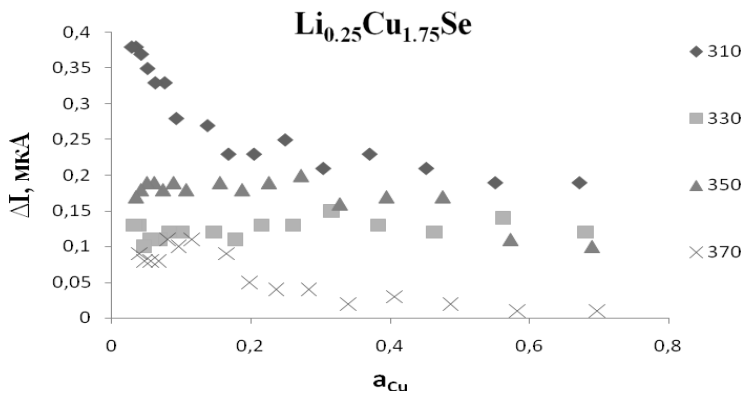


Рис. 2. Зависимость разности токов стабилизаторов от активности меди при различных температурах для $\text{Li}_{0.175}\text{Cu}_{1.825}\text{Se}$ (а) и $\text{Li}_{0.25}\text{Cu}_{1.75}\text{Se}$ (б)



На рис.1-2 показаны результаты измерений разности токов стабилизаторов от активности меди для трех сплавов $\text{Li}_x\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ ($x=0;0.175;0.25$) при различных температурах. Термодиффузионные зависимости сплавов $\text{Li}_{0.25}\text{Cu}_{1.75}\text{Se}$ и $\text{Li}_{0.175}\text{Cu}_{1.825}\text{Se}$ различны.

Как видно из рис.1-2, увеличение содержания лития в сплаве резко снижает разность токов, так как снижается и ионная проводимость. Это объясняется «блокированием» каналов быстрой диффузии ионами лития, т.е. ионы лития препятствуют перемещению ионов меди с горячего конца к холодному. Согласно

работам Конева и др. [4], высокую ионную проводимость Cu_2Se обеспечивают катионы, наиболее слабо связанные с кристаллической решеткой, а ионы лития образуют более сильную связь с ионами селена.

Ограничивающим фактором применения халькогенидов меди в термоэлектрических устройствах является деградация элементов, связанная с высоким коэффициентом диффузии меди. Полученные и исследованные в данной работе халькогениды меди, замещенные литием, имеют термоэлектрическую эффективность на уровне бинарных халькогенидов меди и , в то же время, скорость диффузии на порядок ниже, чем в бинарных халькогенидах, что позволяет отнести их к перспективным материалам для полупроводниковых термоэлектрических преобразователей.

Литература

- [1]. C. Wagner. Prog.Sol.Chem., 7,1 (1972)
- [2]. T.Ohachi, I. Taniguchi. Science and Engineering Review of Doshisha University, 15, 1(1974).
- [3]. М.А. Коржуев, А.В.Лаптев, ФТТ, 29, 2646 (1987).
- [4]. Конев В.Н., Фоменков С.А., Чеботин В.Н. Термодиффузия атомов меди в нестехиометрических сульфиде и селениде меди // Изв. АН СССР. Неорг.мат. 1985. Т.21.,№ 2. С.202- 204.

© Ишембетов Р.Х., Юлаева Ю.Х., Фазлыев И.Р., 2009 г.

УДК 536.4

ДИССОЦИАЦИЯ ГАЗОВОГО ГИДРАТА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ НАГРЕВЕ

Ямалетдинов А.Р.

Башкирский государственный университет, г.Уфа, Россия

Актуальность темы обусловлена возросшим в последние годы интересом к природным залежам газовых гидратов, как к альтернативным источникам углеводородного сырья.

Рассматривается модель объемного разложения газового гидрата в пористой среде вокруг ствола закрытой скважины. В скважину опускается излучатель электромагнитных волн. За счет поглощения энергии электромагнитных волн, вокруг скважины поднимается температура. Вследствие повышения температуры, по мере достижения равновесного значения газовый гидрат начинает разлагаться. Так как скважина является закрытой, то фильтрация в области разложения гидрата не рассматривается, следовательно, в этой области начинает повышаться давление.

Термобарические условия в пласте соответствуют ситуации, приведенной на рис 1.

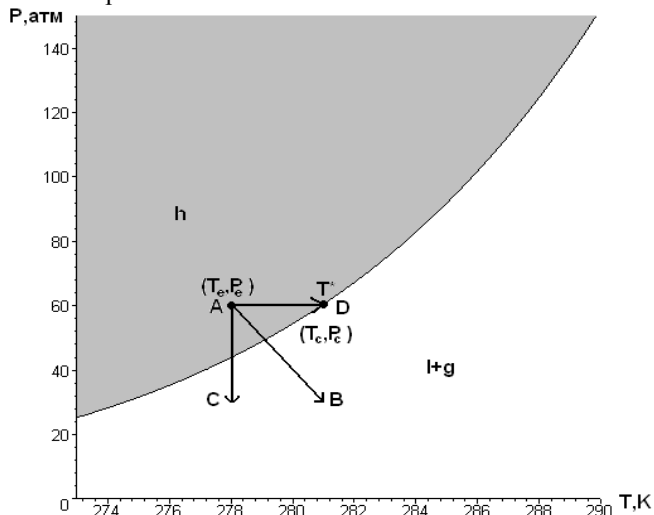


Рис. 1. Кривая фазового равновесия системы гидрат-газ-вода.

На этом рисунке кривая фазового равновесия построена на основе эмпирической зависимости:

$$T = \frac{B}{\lg p - A}; \quad (1)$$

Где $A = 14,7$, $B = -3630$ – эмпирические константы – параметры для гидрата метана.

На рис. 1 P_e , T_e – начальные значения давления и температуры в газогидратном пласте (точка А), P_c , T_c – давление и температура на скважине. Кроме того, $P_c(T_e)$ – равновесное давление, соответствующее исходной температуре, $T_c(P_e)$ – равновесная температура, соответствующая исходному давлению. Область I ($T < T_c(P_e)$, $P > P_c(T_e)$), лежащая выше кривой фазового равновесия обозначает условия, соответствующие стабильному состоянию гидрата в виде твердой фазы. Из рисунка видно – чтобы разложить газогидрат необходимо либо увеличить пластовую температуру (переход с точки А в точку С), либо создать депрессию (с точки А в точку D), либо комбинация нагрева и депрессии (линия АВ).

Химическая формула разложения гидрата на газ и воду имеет вид:



где $n(P, T)$ – число молекул воды, приходящихся на одну молекулу газа,

G обозначает молекулу газа.

Таким образом, в пласте одновременно существуют три фазы: гидрат, газ и вода, то есть происходит объемное разложение гидрата, для них выполняется условие полного насыщения:

$$\sigma_g + \sigma_l + \sigma_h = 1; \quad (3)$$

Поскольку разложение гидрата происходит в объеме пласта, насыщенность каждой фазы, а также давление и температура являются функцией координат и времени:

$$\begin{aligned} \sigma_g &= \sigma_g(r, t); \sigma_l = \sigma_l(r, t); \sigma_h = \sigma_h(r, t); \\ p &= p(r, t); T = T(r, t); \end{aligned} \quad (4)$$

В ходе решения задачи эти пять величин подлежат определению.

Распределение температуры и давления в пласте описываются следующими уравнениями:

Уравнением теплопроводности:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) - (\rho_g c_{p1} v_g + \rho_l c_{p2} v_l) \frac{\partial T}{\partial t} + m \rho_h L \frac{\partial \sigma_h}{\partial t} + Q_m(r); \quad (5)$$

Уравнением неразрывности для газа и воды:

$$m \frac{\partial (\rho_g \sigma_g)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g v_1 r) = -m \rho_h \theta_g \frac{\partial \sigma_h}{\partial t}; \quad (6)$$

$$m \frac{\partial(\rho_l \sigma_l)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_l v_2 r) = -m \rho_h \theta_l \frac{\partial \sigma_h}{\partial t}; \quad (7)$$

Математическое моделирование задачи сводится к решению системы уравнений, которая имеет вид:

$$c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = m \rho_h L \frac{\partial \sigma_h}{\partial t} + Q_{lm}(r); \quad (8)$$

$$m \frac{\partial(\rho_g \sigma_g)}{\partial t} = -m \rho_h \theta_g \frac{\partial \sigma_h}{\partial t}; \quad (9)$$

$$m \frac{\partial(\rho_l \sigma_l)}{\partial t} = -m \rho_h \theta_l \frac{\partial \sigma_h}{\partial t};$$

(10)

$$\rho_g = \rho_0 \frac{p}{p_0}; \quad \sigma_g + \sigma_l + \sigma_h = 1; \quad T = \frac{B}{\lg p - A}.$$

(11)

Здесь c - удельная теплоемкость; c - плотность; m - пористость; L - теплота диссоциации гидрата; y_h - гидратонасыщенность; y_g - газонасыщенность; y_l - водонасыщенность; u_g и u_l - массовое содержание газа и воды в гидрате; $Q_{lm}(r)$ - плотность тепловых источников за счет диссипации энергии электромагнитного излучения в пласте; A и B - эмпирические константы.

Эта система решается при следующих краевых условиях:

$$P(r = R, t) = P(r, t = 0) = P_e; \quad T(r = R, t) = T(r, t = 0) = T_e; \quad (12)$$

$$\sigma_h(r, t = 0) = \sigma_{h0} = 1 - \sigma_{g0}; \quad \sigma_g(r, t = 0) = \sigma_{g0}; \quad \sigma_l(r, t = 0) = 0. \quad (13)$$

Таким образом, считается, что первоначально в пласте находятся газ и гидрат.

Для давления на скважине принимаем граничное условие, констатирующее отсутствие фильтрации:

$$\frac{\partial P(r = r_c, t)}{\partial r} = 0; \quad (14)$$

Комбинируя уравнения (8)-(11) получаем уравнение для определения гидратонасыщенности:

$$\sigma_h = \sigma_{h0} + \frac{\rho c}{m \rho_h L} \left(\frac{B}{\lg \left(\frac{\frac{p_0}{\rho_0} \rho_h \theta_g (\sigma_{h0} - \sigma_h) + p_e \sigma_{g0}}{1 - \frac{\rho_h \theta_l \sigma_{h0}}{\rho_l} + \sigma_h \left(\frac{\rho_h \theta_l}{\rho_l} - 1 \right)} \right) \cdot 10^{-5}} - A \right) - T_e - t \frac{\alpha N_0}{\pi r h m \rho_h L} e^{-2\alpha(r-r_0)} \quad (15)$$

Численные результаты проводились при следующих значениях базовых параметров:

$$\begin{aligned} \sigma_{h0} &= 0.6; \rho c = 2.7 \cdot 10^6 \frac{\text{Джс}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}}; m = 0.3; \rho_h = 800 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; \\ L &= 5.1 \cdot 10^5 \frac{\text{Джс}}{\text{кг}}; p_0 = 10^5 \text{ Па}; \theta_1 = 0.12; \theta_2 = 0.88; \sigma_{g0} = 0.4; \\ \rho_l &= 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; p_e = 60 \cdot 10^5 \text{ Па}; N_0 = 50 \cdot 10^3 \text{ Вт}; \alpha = 0,0285 \frac{1}{\text{м}}; \\ r_0 &= 0.15 \text{ м}; h = 10 \text{ м}; T_e = 278 \text{ К}. \end{aligned}$$

Решение задачи рассматривается в два этапа.

I этап:

Находим характерные времена процесса при $r=r_0$ (на радиусе скважины): время нагрева гидронасыщенного пласта до равновесной температуры разложения гидрата, соответствующей начальной пластовому давлению и время полного разложения гидрата в окрестности скважины. На ближайшей окрестности скважины (излучателя электромагнитных волн) полное разложение гидрата произойдет через время равное 3,11 суток.

II этап:

Используя метод деления отрезка пополам находим насыщенности при $r_0 < r < 5 \text{ м}$.

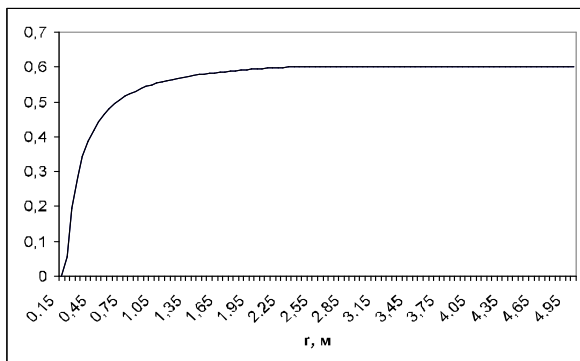


Рис.2. Зависимость гидратонасыщенности от r

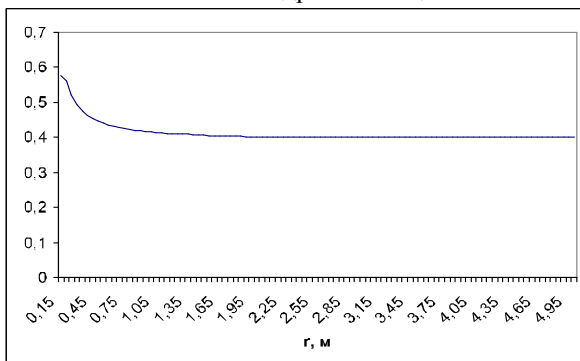


Рис.3. Зависимость газонасыщенности от r .

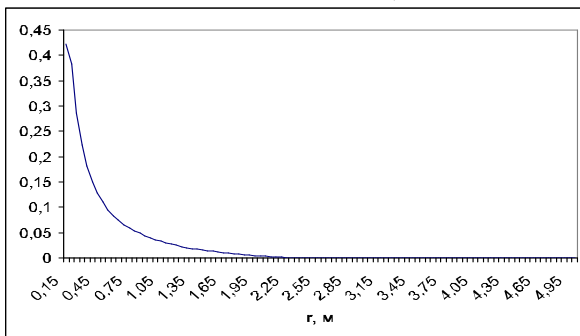


Рис.4. Зависимость водонасыщенности от r .

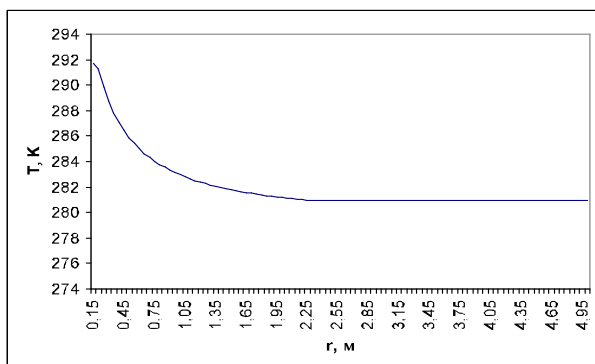


Рис.5. Зависимость температуры от r .

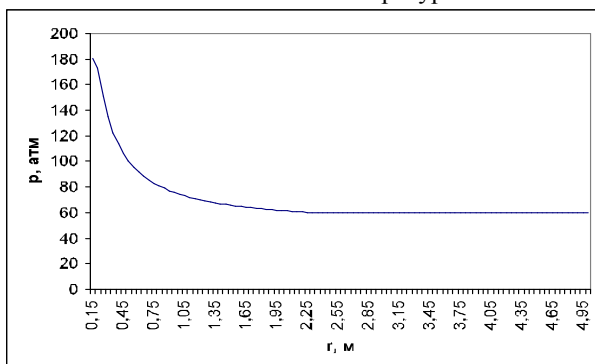


Рис.6. Зависимость давления от r .

Видно, что вокруг скважины происходит заметное повышение температуры и давления и происходит диссоциация гидрата на газ и воду.

Литература:

1. Хабибуллин И.Л. Электромагнитная термогидромеханика поляризующихся сред. – Уфа: БашГУ, 2000.
2. Макогон Ю.Ф. Гидраты природных газов. – М: Недра, 1985.

© Ямалетдинов А.Р., 2009 г.

УДК 550.832

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ
ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ЗОНЕ ПРИТОКА В
ДЕЙСТВУЮЩЕЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКВАЖИНЕ**

Яруллин А.Р.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

В настоящее время реализуются принципиально новые системы разработки месторождений с применением горизонтальных, разветвленно-горизонтальных скважин. При геофизических исследованиях вертикальных скважин в промысловой практике широкое применение находят термодинамические методы исследования (термометрия). Но для решения задач в пологих и горизонтальных скважинах прямой перенос этих методов исследований невозможен.

При гидродинамических исследованиях пологих и горизонтальных скважин важной задачей является определение работающих интервалов ствола скважины. Традиционные подходы здесь мало эффективны, поэтому эта задача является актуальной в проблеме контроля эксплуатации горизонтальных скважин.

Предварительные исследования показали, что наиболее информативным из геофизических методов исследования является термометрия. Для изучения формирования температурного поля в действующих горизонтальных скважинах, был создан гидродинамический стенд, моделирующий участок горизонтального ствола скважины с интервалом перфорации (ИП) и возможностью закачки воды с разными дебитами через перфорационные отверстия или с «забоя», был проведен ряд экспериментов.

Модель скважины представляет систему соединенных между собой стеклянных труб. Общая длина модели достигает $L = 13$ м, длина отдельных секций стеклянных труб 3 м, внутренний диаметр труб (диаметр скважины) - 150 мм. Подача жидкой и газообразной фазы может производиться через модель интервала перфорации (ИП) или с торца (забоя) скважины. Так же имеются Т-образные врезки, которые позволяют проводить измерения в проходящем потоке, помещая в него различные датчики. Секции соединены между собой гибкими вставками и углы наклона отдельных секций меняются произвольно от $+5^{\circ}$ до -5° . На рис.1. приведена секция стенда с интервалом перфорации и Т образными вставками с распределенными датчиками температуры.

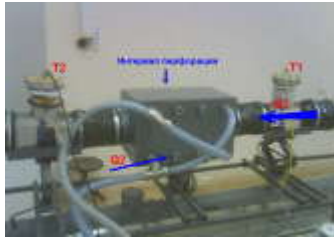


Рис.1. Общий вид участка стэнда с интервалом перфорации.

Модель интервала перфорации (ИП) выполнена из металлической трубы с внутренним диаметром 150 мм и длиной 0,5 м. Перфорационные отверстия диаметром 10 мм расположены по спирали с шагом 120° в количестве 10 шт. Расход жидкости задается работой 4 насосов Wilo-Economy МНИ, с суммарной производительностью до $600 \text{ м}^3/\text{сут}$ и контролируется трубными расходомерами СКБи-40 и СКБи-20, расход газа обеспечивается работой компрессора DCL-24 и измеряется счетчиком газа NPM-G4. Погрешность определения расходов не превышает 5%. Контроль расходов осуществляется на ПК с помощью счетчика импульсов поступающих от расходомеров СКБи по 10 независимым каналам. Гидродинамическая схема стэнда изображена на Рис.2.:

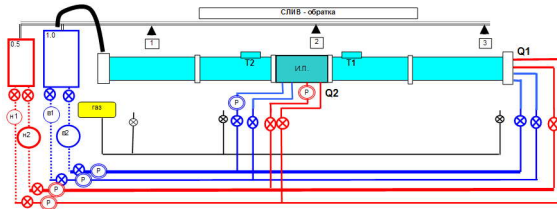


Рис.2. Гидродинамическая схема обвязки стэнда.

Модель обеспечивает многократное использование жидкостей по замкнутому циклу, для чего предусмотрена накопительно-сепарационная емкость, объемом $1,0 \text{ м}^3$. Для хранения углеводородной жидкости (гидравлическое масло) после сепарации используется дополнительная емкость объемом $0,5 \text{ м}^3$.

Использование стеклянных труб позволяет изучать динамику потока путем впрыскивания оптически контрастной жидкости в установившийся поток и визуального наблюдения продвижения фронта окрашенной жидкости по стеклянным секциям модели с одновременной записью на видеокамеру.

Для проведения экспериментов с моделированием неизоотермических потоков стенд оснащен проточным электрокотлом ЭКТ-3.15, с плавно регулируемой мощностью тепловыделения до 3.2 кВт. При необходимости он обеспечивает возможность подготовки порции рабочей жидкости объемом 5 л с температурой от 35 до 85°C для формирования тепловых меток.

Температура подаваемой жидкости с торца (забоя) скважины, с ИП, а так же в любой другой точке на стенде и непрерывная регистрация в ходе всего эксперимента проводится на ПК через оборудование компании National Instruments, модули NI cDAQ-9172 и NI9211 в системе Lab View.

На данный момент, для проведения тестовых исследований скважинной аппаратуры и исследования физических полей в потоке подвижными датчиками, стенд оснащен системой протяжки, обеспечивающей движение приборов и датчиков по длине стенда с заданной скоростью.

Привязка регистрируемых параметров к элементам стенда проводится с использованием формирователя тактов глубины ЛЮТ, работающим совместно с геофизическим регистратором.

Протяжка осуществляется с помощью лебедочного механизма (Рис.3.) с возможностью вариации скоростей от 10 до 110 м/ч. Погрешность воспроизведения скорости: ± 1 мм/с. Погрешность привязки по длине стенда: ± 2 мм. Изготовитель протяжного механизма: ГУП Центр метрологических исследований «Урал - Гео».

Для проведения экспериментальных работ был разработан и создан двух плоскостной термо-сканер ДПТС-13с тринадцатью совмещенными датчиками Т+СТИ. Внешний вид сканера на рисунке 4.

С применением сканера был проведен ряд экспериментов, по оценке распределения температурных аномалий, внутри горизонтального ствола скважины при различных значениях температуры поступающих жидкостей и их дебитов.

Схема проведения эксперимента приведена на рис.5.



Рис. 4 Термосканер ДПТС-13 с установленными центраторами.

Эксперимент проводился при трех различных конфигурациях, горизонтального участка ствола скважины: горизонтально, излом вверх, излом вниз. Углы наклона труб, относительно горизонтально стоящего интервала перфорации ИП, составляли $\pm 1^{\circ}$. (1, ..4,..7) – точки измерения температуры в потоке. Интервал регистрации $L=3.2$ м.

Эксперимент проводился в следующей последовательности: включение насосов и ожидание стабилизации режимов течения и выравнивание температурного поля в течение 1 часа.

Замер температурного поля прибором на протяжке, навстречу потоку со скоростью 60 м/час (1.7 см/с).

Первая часть эксперимента – моделирование поступления воды через ИП в скважину, работающую на нефти.

Стенд строго горизонтальный. Моделирование притока воды через ИП в поток нефти (Рис.6).

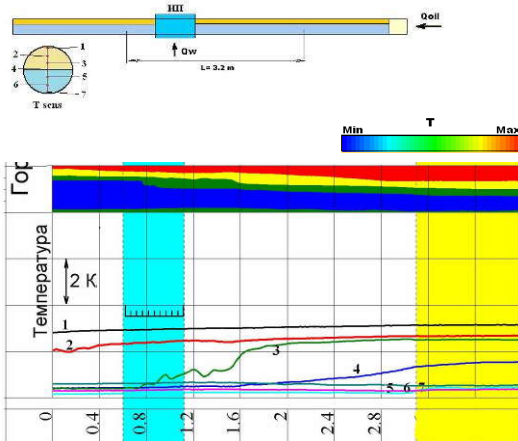


Рис.6. Поступление масла в воду. Стенд строго горизонтальный.

Температура поступающей через ИП воды $T_w = 34.2^{\circ}\text{C}$. Дебит, $Q_w = 0.65 \text{ м}^3/\text{час}$. Температура масла подаваемого с «забоя» $T_{oil} = 37.2^{\circ}\text{C}$. Дебит, $Q_{oil} = 0.8 \text{ м}^3/\text{час}$. Комнатная температура на момент проведения измерений $T_r = 31.7^{\circ}\text{C}$. Зона ИП выделена голубым цветом, желтая зона – прибор неподвижен и регистрация ведется по времени. (1, ..4,..7) – точки измерения температуры в потоке.

Интервал перфорации на термограммах выделяется слабо выраженной зоной калориметрического смешивания. Более нагретое масло движется по верхней образующей. Вода, с меньшей температурой относительно температуры масла, движется по нижней образующей, проскальзывая до забоя навстречу потоку масла.

Излом вверх. Моделирование притока воды через ИП в поток нефти (Рис.7).

В данной конфигурации скважины температура поступающей через ИП воды $T_w = 33.5^{\circ}\text{C}$. Дебит $Q_w = 0.7 \text{ м}^3/\text{час}$. Температура масла подаваемого с «забоя» $T_{oil} = 35.7^{\circ}\text{C}$. Дебит $Q_{oil} = 0.8 \text{ м}^3/\text{час}$. Комнатная температура на момент проведения измерений $T_r = 27.2^{\circ}\text{C}$.

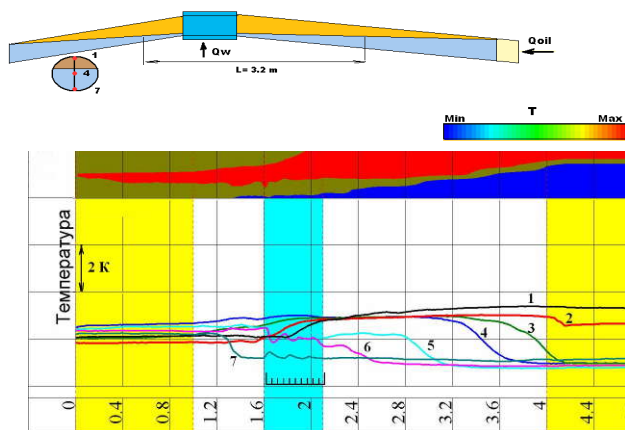


Рис.7. Поступление масла в воду. Стенд с изломом вверх.

Интервал перфорации ИП на некоторых из термограмм, отмечается зоной калориметрического смешивания, но по этим данным нельзя однозначно говорить о местоположении ИП. По данным термометрии видно, что перегретое масло занимает весь

объем после ИП, в то время как холодная вода проскальзывает по нижней образующей и заполняет всю призабойную зону.

Излом вниз. Моделирование притока воды через ИП в поток нефти (Рис.8). Вода, поступающая через ИП имеет температуру $T_w=30.3^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_w=0.65\text{ м}^3/\text{час}$. Температура масла в забойной части $T_{oil}=32.7^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_{oil}=0.9\text{ м}^3/\text{час}$.

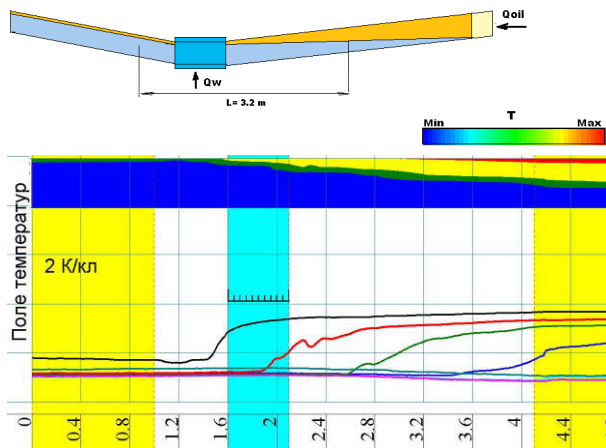


Рис.8. Поступление масла в воду. Стенд с изломом вниз.

При данной конфигурации ствола скважины, вода заполняет почти все пространство после ИП, «горячее» масло по верхней образующей движется к устью, первоначально скапливаясь в призабойной зоне, до ИП. По данным термометрии, отметить зону поступления флюида не представляется возможным, из-за отсутствия четких границ интервала притока. Смена температуры приурочена к границе раздела вода/масло по ходу движения прибора.

Следующая часть эксперимента – это моделирование поступления нефти (в нашем случае масла) через ИП, в скважину, работающую на воде.

Строго горизонтальный стенд. Моделирование притока нефти через ИП в поток воды (Рис.9).

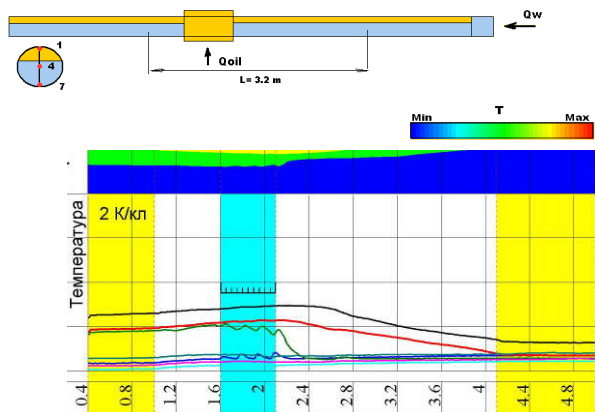


Рис.9. Поступление воды в масло. Стенд строго горизонтальный.

Температура воды $T_w=31.0^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_w=0.89\text{ м}^3/\text{час}$.
 Температура масла $T_{oil}=33.6^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_{oil}=0.72\text{ м}^3/\text{час}$.
 Комнатная температура $T_r=29^{\circ}\text{C}$.

По двум центральным (3 и 4) датчикам температуры, видна зона калориметрического смешивания в зоне притока флюида, остальные не реагируют, ввиду того, что горячее масло почти сразу всплывает и после ИП движется уже по верхней части ствола.

Горизонтальный участок ствола скважины с изломом вверх (Рис.10).

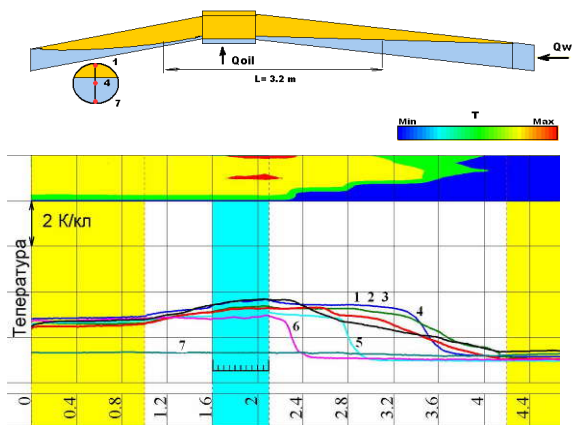


Рис.10. Поступление воды в масло. Стенд с изломом вверх.

Температура воды $T_w = 30.6^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_w = 0.83 \text{ м}^3/\text{час}$.
Температура масла $T_{oil} = 33.6^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_{oil} = 0.66 \text{ м}^3/\text{час}$. Комнатная температура $T_r = 29^{\circ}\text{C}$.

Результаты обработки в системе Prime с представлением в 2D масштабе распределения температурного поля по вертикали, позволяет увидеть температурные аномалии, указывающие на место притока флюида, однако по ним нельзя четко выделить интервал притока. «Горячее» масло заполняет всю верхнюю часть ствола скважины. «Холодная» вода проскальзывает по нижней образующей.

Горизонтальный участок ствола скважины с изломом вниз. Моделирование притока нефти через ИП в поток воды (Рис.11).

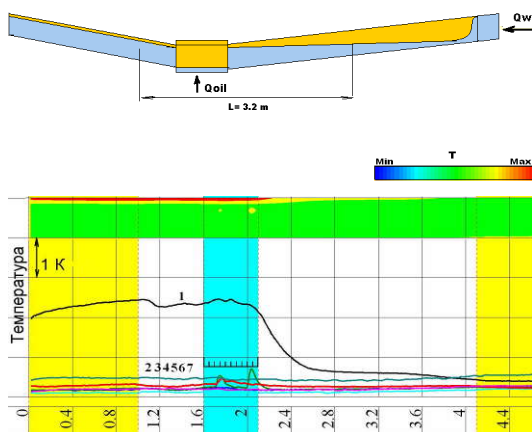


Рис.11. Поступление воды в масло. Стенд с изломом вниз.

Температура воды $T_w = 32.1^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_w = 0.89 \text{ м}^3/\text{час}$.
Температура масла $T_{oil} = 34.7^{\circ}\text{C}$, дебит $Q_{oil} = 0.69 \text{ м}^3/\text{час}$. Комнатная температура $T_r = 30^{\circ}\text{C}$.

Часть «горячего» масла, всплывает и сразу же уносится набегающим потоком воды по верхней части ствола. Другая часть масла поднимается (всплывает) против потока по верхней стенке и остается в призабойной зоне, интенсивно перемешиваясь охлаждается и принимает температуру воды.

Из всех этих экспериментов можно сделать следующие выводы:
- В условиях двухфазного потока траектория скважины играет определяющую роль в формировании структуры потока и поля температур.

- Применение группы вертикально распределенных датчиков температуры перемещаемых вдоль ствола скважины позволяет говорить о наличии признаков поступления более «горячей» или «холодной» жидкости в установившийся поток, независимо от состава.
- Интерпретацию данных термометрии необходимо выполнять в комплексе с методами состава, а также учитывать траекторию ствола скважины в зоне работ.
- Для эффективного применения термометрии в действующих горизонтальных скважинах, необходима разработка специальной скважинной аппаратуры, обеспечивающей сканирование температурного поля по всему сечению ствола скважины. Исследования выполнены при финансовой поддержке фирмы Шлюмберже.

Литература:

1. Яруллин А.Р. Закиров М.Ф. (Башгосуниверситет, НПФ «ГеоТЭК»), Г.А. Бельшев (НПФ Геофизика) «Стеновые исследования информативности потокометрических методов в условиях горизонтальной скважины на примере аппаратуры АГАТ-КГ-42» Сборник статей аспирантов и молодых специалистов. «Проблемы геологии, геофизики, бурения и добычи нефти. Экономика и управление» Выпуск 4. Уфа: изд-во "Новый стиль", 2007г., с.79-84.
2. Бельшев Г.А., Ахметов А.С. Многофункциональные программно-управляемые скважинные приборы для контроля за разработкой нефтегазовых месторождений// НТВ «Каротажник». Тверь: Изд.АИС. 2003. Вып.111-112, С.103-111.

© Яруллин А.Р., 2009 г.

УДК 538.911, 538.958

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ ГЕТЕРОСТРУКТУРАМИ КРИСТАЛЛОВ ГРУППЫ СИЛЛЕНИТОВ

Яханова Н.Е., Чувывров А.Н.

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

В работе исследовалось влияние электрического поля на оптические свойства двухслойных систем Ge-силленит ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), Cr-силленит ($\text{Bi}_{38}\text{CrO}_{60}$). Последний получался путем гидротермальной эпитаксии на Ge(Si) силлените. Толщина кристалла подложки из Ge - силленита составляла $d=0.5$ мм, толщина эпитаксиальной пленки Cr-силленита от 20 до 100 мкм, отделяемых от прозрачных электродов из SnO_2 диэлектрическими км (рис.1).

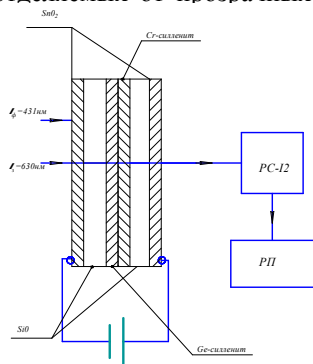


Рис. 1 Схема исследования электрооптического эффекта в эпитаксиальных структурах силленитов

Фотовозбуждение Ge-силленита осуществлялось лучом гелий – кадмиевого лазера ЛГ-31 ($\lambda = 435$ нм), а зондирование лучом гелий-неонового лазера ЛГ-36А или монохроматора ДМР - 4. В качестве фотоприемника использовалась камера PC – 12. Для исследования поглощения в неполяризованном свете для деполяризации лазерного излучения применялась пластина из слюды.

Все полученные результаты по исследованию электрофотостимулированного поглощения суммируются следующим образом. При отсутствии фотовозбуждения Ge – (Si) – силленита поле не влияет на оптические характеристики Cr – силленита, однако наличие фотовозбуждения Ge – (Si) – силленита и увеличение напряженности электрического поля интенсивность

проходящего (зондирующего) света при фиксированной длине волны изменялась до 40-45% при управляющем напряжении $U \sim 0-1000$ В (рис 2). В спектре поглощения проходящего света с увеличением напряженности электрического поля наблюдается смещение максимума поглощения в коротковолновую область (рис.2). Параллельно проведены исследования малоуглового рассеяния света, когда одновременно действует напряжение и осуществляется фотовозбуждение Ge –силленита показали отсутствие его увеличения (уменьшения) по сравнению с исходным состоянием кристаллов. Эти результаты позволяют реально связать обнаруженный эффект с изменением коэффициента поглощения. Отметим, что к усилению эффекта приводит легирование Sr-силленита ионами магния, а к ослаблению легирование Al, P, Fe, Ni. Кроме того эффект слабо проявляется при малых концентрациях Sr. С другой стороны важна роль качества границы раздела Sr- силленит – Ge- силленит, и в случае неоднородной границы эффект отсутствовал.

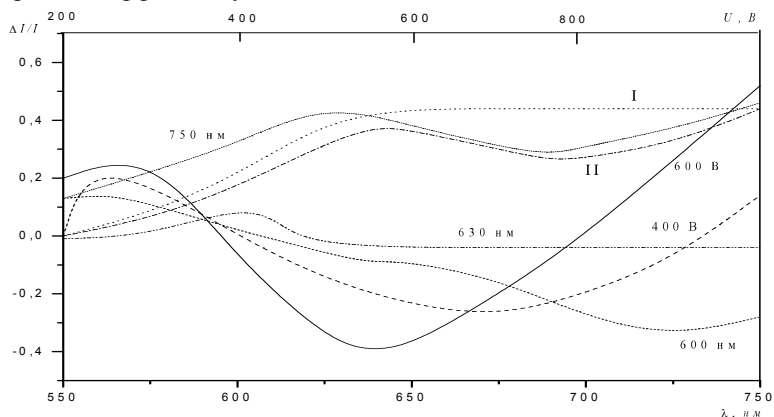


Рис. 2 Зависимости относительного изменения интенсивности света от напряжения (при длине волн 600, 630 и 750 нм) и длины волны (при напряжениях 400 и 600 В). Кривые I и II соответствуют спектру поглощения света эпитаксиальной пленкой Sr – силленита в отсутствии напряжения на электродах, I - 1 % Sr, II - 5% Sr; содержание хрома определялось рентгенофлуоресцентным методом, а тип кристаллической структуры – на дифрактометре ДРОН – 4.0

Возможны несколько вариантов объяснений эффекта: Sr – силленит – материал с ярко выраженным эффектом Франца-Келдыша [1-2]; в кристаллах Sr –силленита при действии засветки и электрического поля возникает новая фаза и происходит

светорассеяние на зародышах новой фазы; при инжекции электронов в Cr –силлените из Ge –силленита образуются новые центры окраски или же происходят изменения зонной структуры Cr –силленита.

Оценки величины эффекта Франца-Келдыша показывают, что в широкозонных полупроводниках кристаллов типа силленитов при полях $E \sim 10^2 - 10^3$ в/см он мал, однако величина поля изменяется из-за наличия p-n перехода на границе Ge –силленит - Cr –силленит при генерации зарядов и концентрации его на ней. Параллельные исследования малоуглового рассеяния света и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей не показали наличия каких-либо структурных переходов в Ge –силлените или Cr –силлените. С другой стороны исследования фотопроводимости силленитов (методом Ван-дер-Пауа для высокоомных проводников) группы переходных ионов (Cr, Ti, V, F, Mn) показали отсутствие фотопроводимости в кристаллах Cr –силленита, рис 3. Поэтому здесь весьма существенным является факт изменения проводимости Cr –силленита в двухслойной эпитаксиальной системе при воздействии на нее электрического поля и одновременном фотовозбуждении подложки Ge –силленита.

По результатам измерений эффекта Холла выяснено, что Cr –силленит имеет ярко выраженную проводимость n-типа. Эти данные позволяют предполагать, что обнаруженный электрооптический эффект существенно определяется зонной структурой Cr –силленита и в частности степенью легирования ионами Cr. Состояние ионов хрома при легировании в соединении $Vi_{38}CrO_{60}$ по-видимому соответствует состоянию Cr^{+3} замещающим ионы Vi^{+3} в узлах кристаллической решетки. Построения зонной структуры с учетом этого весьма затруднительны, хотя на основе экспериментальных данных в общих чертах она ясна.

С учетом выше приведенного более удовлетворительной является модель электрооптического эффекта, состоящая в следующем. Возникновение фотоносителей при фотовозбуждении Ge –силленита и одновременном действии электрического поля приведет к образованию объемного заряда (при отсутствии тока через кристалл) в структуре силленитов, гораздо большего по величине, чем при раздельном действии этих внешних факторов. Наличие объемного заряда в Cr –силлените вызывает не только изменение концентрации электронов в зоне проводимости, но и приведет к изменению числа заполненных состояний в d-зоне. Последнее соответственно окажет значительное влияние на вероятность оптических переходов в исследуемой системе, что

достаточно хорошо объясняет изменение интенсивности проходящего света и смещение максимума поглощения.

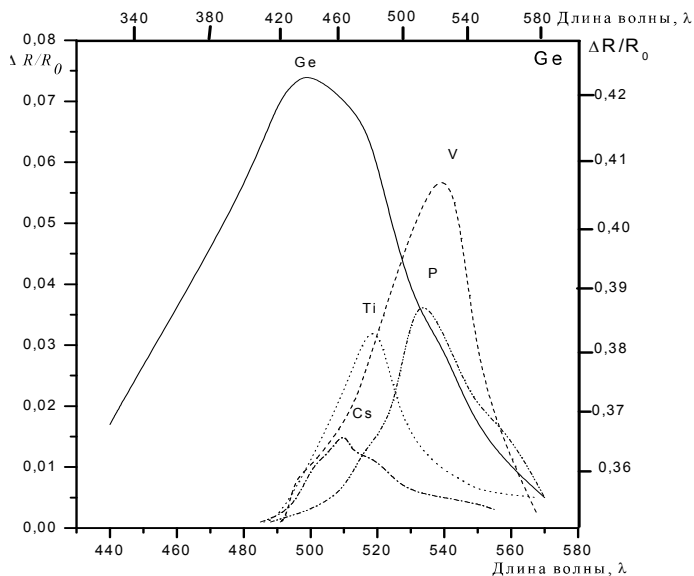


Рис.3 Относительные изменения сопротивления различных силленитов при одинаковом уровне засветки. В Cr- силлените $\Delta R = R - R_0$

Отсутствие электрооптического эффекта в перечисленных выше силленитах группы переходных металлов и наличие его в Cr-силлените, вероятно связано с расположением уровня Ферми в верхней d зоне Cr-силленита, которая в свою очередь расположена непосредственно вблизи зоны проводимости или сливается с последней из-за ее температурного уширения. Это в частности объясняет отсутствие фотопроводимости и ряд других явлений. Повидимому изменения аналогичные описанным могут быть вызваны и рядом других физических воздействий: магнитным полем, механическим напряжением, температурой и т.д.

Литература:

1. Л.В. Келдыш, ЖЭТФ, №34, с.962, 1958.
2. W.Franz, Z.S.Naturforsch, 13a, 484, 1958.

© Яханова Н.Е., Чувыров А.Н., 2009 г.

УДК 51.001

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЛЕКСА ИНЖЕНЕРНЫХ ИГР В ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ МАТЕМАТИКЕ

Мельникова А.Я.

Кумертауский филиал Оренбургского государственного
университета, г. Кумертау, Россия

Математика является универсальным языком, широко используемым во всех сферах человеческой деятельности. На современном этапе ее роль в развитии общества резко возрастает, это приводит к усилению значимости математической подготовки. В связи с этим, приходится вести поиск новых эффективных методов обучения, которые активизировали бы мысль студентов, стимулировали бы их к самостоятельному приобретению знаний [3].

Математика широко применяется при изучении других предметов и в практической деятельности будущих инженеров, в частности в овладении новой техникой, при чтении специальной литературы. Главная задача каждого преподавателя – не только дать студентам определённую сумму знаний, но развить у них интерес к учению, научить учиться.

Без продуманных методов обучения трудно организовать усвоение программного материала. Поэтому следует совершенствовать те методы и средства обучения, которые помогают вовлечь студентов в познавательный поиск, в труд учения: помогают научить студентов активно, самостоятельно добывать знания, возбуждают их мысль и развивают интерес к предмету.

В курсе математики мы используем комплекс инженерных игр. Это помогает студентам свободно оперировать формулами при решении задач и упражнений.

Комплекс инженерных игр разработан с целью обеспечения реального вклада в методологическую, теоретическую, технологическую подготовку студента к инновационной инженерной деятельности более высокого уровня сложности с ориентацией на социальную ответственность, экологическую безопасность, экономическую и производственно-технологическую целесообразность.

Структура комплекса инженерных игр образует совокупность элементов: предмет игры, сценарий игры, участники игры, роль, функции игроков, правила игры, система оценивания [2].

Предмет игры – это предмет деятельности участников игры, в специфической форме замещающий предмет реальной профессиональной деятельности.

Сценарий игры — является основным нормативным документом в словесной или графической форме предметно-инновационного содержания, по которому организуется игра. В нем содержатся правила и описываются отношения между участниками, последовательность деятельности игроков и игротехника. В сценарии отображается общая последовательность игры, разбитая на основные этапы.

Участники игры – это те люди, которые принимают непосредственное участие в игре. В инженерных играх участниками могут быть студенты, преподаватель и специалисты предприятий.

Роль – игровая позиция студента, состоящая в отождествлении им себя или другого участника игры с какими-либо специалистом вообразимой производственной ситуации.

Функции игроков – должны адекватно отражать "должностную картину" того фрагмента профессиональной деятельности, который моделируется в инженерной игре.

Правила игры – отражают характеристики реальных производственных процессов и явлений, имеющих место в прототипах имитируемой профессиональной деятельности инженера.

Система оценивания должна обеспечить, с одной стороны, контроль качества принимаемых инновационных решений с позиций норм и требований игровой деятельности, а с другой - способствовать разворачиванию игрового плана учебной деятельности. Система оценивания выполняет функции не только контроля, но и самоконтроля деятельности, а так же обеспечивает формирование игровой, познавательной мотивации участников инженерных игр.

В ходе инженерных игр осуществляется моделирование студентами собственной будущей профессиональной деятельности и вырабатывается стратегия профессиональной подготовки в вузе в зависимости от выбранного профиля будущей деятельности – проектно-конструкторская и производственно-технологическая; исследовательская; эксплуатационная; монтажно-наладочная или организационно-управленческая. А также в ходе инженерных игр у будущих специалистов формируется система ценностей, которая характеризует цельность личности, настойчивость в достижении поставленных перед собой целей, отношение к себе, к познанию, к профессии инженера.

С целью повышения эффективности принимаемых инновационных решений, определения положительных и отрицательных сторон в инженерной деятельности, выяснения причин, влияющих на получение тех или иных игровых результатов, мы проводим обсуждение *результатов*. Обсуждение результатов инженерной игры имеет главной целью подвести участников к пониманию тех наиболее эффективных решений, которые возможно было принять в данной производственной ситуации, сформировать определенную линию поведения для будущих инженерных игр, увязать имитируемый процесс с реальными производственными отношениями и проблемами, закрепить полученные знания. В инженерных играх основным результатом является комплекс рекомендуемых мероприятий по повышению эффективности инновационной инженерной деятельности.

Игровые педагогические технологии являются актуальным предметом исследования в профессиональном образовании. Опыт профессионального образования показывает, что вовлечение в инженерную игру, игровое освоение профессиональной деятельности на ее модели способствует системному, целостному осознанию профессии. Увлекательность инженерной игры облегчает процесс усвоения знаний. Значимость игры в формировании инновационных качеств инженера определяется ее сущностью, как способом освоения действительности посредством имитации реальных ситуаций и моделирования систем отношений [1].

Список литературы

1. Белоновская, И. Д. Инженерная компетентность специалиста: теория и практика формирования : монография / И. Д. Белоновская. - М.: Дом педагогики, 2005. - 253 с.
2. Мельникова, А.Я. Инженерные игры в теории, методике и практике профессионального образования / А.Я. Мельникова, И.Д. Белоновская. – М.: Дом педагогики, 2008. – 280 с.
3. Садовничий В.А. Математическое образование: настоящее и будущее. – М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2000.

© Мельникова А.Я., 2009 г.

УДК 519.2

ФОРМИРОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ КОМПЕТЕНЦИЙ У СТУДЕНТОВ ФИЛИАЛА В ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАМ КОМБИНАТОРИКИ, СТАТИСТИКИ И ТЕОРИИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ

Пахомова О.И.

Кумертауский филиал Оренбургского государственного
университета, г. Кумертау, Россия

Актуальность проблемы реализации компетентного подхода в обучении студентов ВУЗов практическому использованию комбинаторики, статистики и теории вероятностей, предполагается социальным заказом [1].

В проведенном педагогическом исследовании апробирована технология обучения студентов ВУЗов элементам комбинаторики, статистики и теории вероятностей, ориентированная на формирование ключевых компетенций. Суть технологии состоит в формировании у студентов следующей группы математических компетенций относительно комбинаторики, статистики и теории вероятностей:

1. умение решать задачи на нахождение количества разбиения совокупности разных или одинаковых элементов на заданное число групп;
2. умение представлять различную информацию в табличном и графическом виде;
3. умение вычислять вероятности событий;
4. умение вычислять математическое ожидание случайных величин по закону ее распределения.

Данная технология включает в себя элективный курс, который предусматривает лекционно-семинарскую работу, рассчитанную на 10 занятий: «Правило произведения и сумм», «Кортежи с повторениями и без повторения», «Первоначальные понятия теории вероятности», «Условная вероятность», «Теорема умножения вероятностей», «Формула полной вероятности», «Формула Бернулли», «Локальная и интегральная теоремы Лапласа», «Случайные величины», «Закон больших чисел. Неравенство Чебышева», «Статистика» [2].

Содержательную основу элективных курсов составляют задачи, ориентированные на формирование математических компетенций у студентов, относительно нахождения количества разбиения совокупности разных или одинаковых элементов на заданное число групп; представления различной информации в

табличном и графическом виде; вычисления вероятности событий; вычисления математического ожидания случайных величин по закону их распределения. Примером задачи на нахождение количества разбиения совокупности разных или одинаковых элементов на заданное число групп являются такие задачи как: «У англичан принято давать детям несколько имен. Сколькими способами можно назвать ребенка, если общее число имен равно 300, а ребенку дают не более трех различных имен». На вычисление вероятности: «При переливании крови надо учитывать группы крови донора и больного. Человеку, имеющему 4-ую группу крови, можно перелить кровь любой группы; человеку, имеющему 2-ую или 3-ью группу крови, можно перелить кровь либо той же группы, либо 1-ой; человеку, имеющему 1-ую группу крови, можно перелить кровь только 1-ой группы. Среди населения 33,7% имеют 1-ую, 37,5% имеют 2-ую, 20,9% имеют 3-ью, 7,9% имеют 4-ую группу крови. Найти вероятность того, что случайно взятому больному можно перелить кровь случайно взятого донора», «Сколько нужно посеять семян? Их всхожесть 75%. Наивероятнейшим числом не взошедших семян данного сорта полагают 60». На умение представлять различную информацию в табличном и графическом виде: «Построить полигон частот по данному распределению выборки:

X_i	1	4	5	7
n_i	20	10	14	6

На вычисления математического ожидания случайных величин по закону ее распределения такие задачи как: «Мишень установлена так, что может вращаться вокруг своей оси. При достаточно большой угловой скорости вращения стрелок не в состоянии различать цифры, выписанные по одной на секторах. Он вынужден стрелять наугад. При попадании в сектор 1 стрелок выигрывает 1 рубль, в сектор 2 – 2 рубля, в сектор 3 – 3 рубля и т.д., в сектор 8 – 8 рублей. Стоит ли ему участвовать в такой игре, если за право стрелять один раз надо платить 5 рублей?»

Методическую основу разработанной технологии составляют алгоритмы (общие подходы решения задач). Общий подход решения задач первого вида включает этапы:

1. Определить чему равно n и какой длины кортеж (то есть чему равно m);
2. Выяснить каким является кортеж, с повторением или без повторений;
3. Выяснить, какой формулой нужно воспользоваться.

При решении задач второго вида:

1. Отложить на оси абсцисс варианты X_i ;
2. Отложить на оси ординат соответствующие, вариантам, частоты n_i или относительные частоты W_i ;
3. Соединить полученные точки отрезками прямых.

Задачи третьего вида решаются по алгоритму:

1. Уяснить, в чем состоит испытание, рассматриваемое в задаче;
2. Обозначить событие, вероятность наступления которого необходимо найти какой-нибудь буквой, например A, B, C, \dots ;
3. Подсчитать число всех возможных исходов испытания;
4. Подсчитать число исходов испытаний, благоприятствующих наступлению рассматриваемых событий;
5. По формуле для подсчета вероятностей, определить нужную вероятность.

При решении задач на формулу полной вероятности используется следующий алгоритм:

1. Уяснить в чем состоит смысл задачи;
2. Определить гипотезы;
3. Определить вероятности гипотез;
4. Определить условные вероятности гипотез;
5. Вычислить нужную вероятность.

На занятии по теме «Локальная и интегральная теоремы Лапласа,») используется алгоритм:

1. Выяснить чему равны n, m, p, q ;
2. Вычислить x ;
3. Вычислить $Y(x)$;
4. Вычислить нужную вероятность.

При решении задач четвертого вида:

1. Оценить значения случайной величины и ее вероятность;
2. Вычислить математическое ожидание выигрыша и ответить на вопрос.

Организационную основу технологии составляют домашние задания и лабораторно-практические работы («Комбинаторика», «Вероятность» и «Статистика»). Контроль усвоения осуществляется через защиту лабораторно-практических работ и проверкой домашнего задания.

С целью выявления эффективности элективных курсов с учащимися старшей школы был проведен педагогический эксперимент, состоящий из трех этапов: констатирующего, формирующего и контрольного. Коэффициент эффективности по

элективному курсу «Комбинаторика, статистика и теория вероятностей» составил 0,17 [3].

Список литературы

1. Белоновская, И. Д. Инженерная компетентность специалиста: теория и практика формирования : монография / И. Д. Белоновская. - М.: Дом педагогики, 2005. - 253 с.
2. Гмурман, В.Е. Руководство к решению задач по теории вероятностей и математической статистике: Учеб. пособие для студентов вузов. Изд. 5-е, стер. – М.: Высш. шк., 1999. – 400 с.: ил.
3. Калинина, В.Н. Математическая статистика / В.Н. Калинина, В.Ф. Панкин. – М.: Высш. шк., 2001. – 336 с.: ил.

© Пахомова О.И., 2009 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ ПАРАФИНОВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В ТРУБЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.....	3
--	----------

Абдуллина В.А., Фатыхов М.А.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПУЛЬСОННОГО ТИПА	13
---	-----------

Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р., Гумеров А.М.

ПОСТАНОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ «ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ УРОВНЯ ФЕРМИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕРМО-ЭДС»	19
--	-----------

Арсланов Р.Р., Акманова Г.Р.

ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ СОХРАНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТАХ С УЧЕТОМ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ.....	23
--	-----------

Богомазова О.Б.

ВЕЙВЛЕТ—АНАЛИЗ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЮЖНОГО УРАЛА	28
--	-----------

Васильев Д.Ю., Гавра Н.К., Тропин А.В., Чувывров А.Н.,
Чибирияев С.В.

ВИДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАДАЧ И ИХ СТРУКТУРНО-ЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ.....	32
--	-----------

Гаврилова Е.В., Косарев Н.Ф.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВИДЕОЗАДАЧ НА ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТАХ ПО ФИЗИКЕ	35
---	-----------

Косарев Н.Ф., Газизова Г.Д.

СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИДОВ ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ38
Гайсин Р.А., Имаев В.М., Мударисова Э.Р.

ИЗУЧЕНИЕ «ТЕПЛОВОГО СЛЕДА» ПОТОКА ЖИДКОСТИ 45
Гимаев Р.И., Куватов З.Х.

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МУЛЬТИСОЛИТОННОГО ТИПА В МАГНЕТИКАХ С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ АНИЗОТРОПИИ 49
Гумеров А.М., Азаматов Ш.А., Рахматуллин И.И.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТИПА КИНКА И БРИЗЕРА В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ..... 55
Гумеров А.М., Богомазова О.Б.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ОРТОФЕРРИТАХ С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПАРАМЕТРОВ ОБМЕНА И АНИЗОТРОПИИ 61
Давлетшина А.Д., Азаматов Ш.А., Муртазин Р.Р.

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ДИРЕКТОРА НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 68
Мигранов Н.Г., Еникеев Ю.А.

КОЛЕБАНИЯ ЭЛАСТИЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ 74
Захаров А.В.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕДИАПРОЕКТОРА НА УРОКАХ ФИЗИКИ 91
Зинатуллина И.Р., Изергин Э.Т.

РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПРИ СОВМЕСТНОМ ВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ 94
Измайлова Г.Р.

**ДИНАМИКА ЗАРОДЫША НОВОЙ ФАЗЫ С ПЕРЕХОДАМИ
ТИПА МОРИНА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДЗЯЛОШИНСКОГО..... 100**
Каюмов И.Р., Шамсутдинов М.А., Танкеев А.П.

**ПРИЁМЫ ЦЕЛЕНАПРАВЛЕННОГО ФОРМИРОВАНИЯ
ПОНЯТИЙ НА УРОКАХ ФИЗИКИ 106**
Кильдибаева Г.Х., Изергин Э.Т.

**МАКРОНЕОДНОРОДНОСТИ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ
КРИСТАЛЛАХ: КОНТИНУАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ 110**
Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г.

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АНИМАЦИЙ ДЛЯ ВВЕДЕНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ ПОНЯТИЙ 115**
Кашапова Л.В., Латыпова И.Н., Изергин Э.Т.

**ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООБМЕНА ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА
ТРАНСЦИЛЛЯТОРНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА 119**
Леонтьев А.И., Карагулов Р.Р., Хисматуллин А.С.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ
МНОГОКАНАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛЬНО - ОПТИЧЕСКОГО
РАЗВЕТВИТЕЛЯ 126**
Лопатюк А.В.

**ДЕМОНСТРАЦИЯ ЭФФЕКТА МАГНУСА НА
САМОДЕЛЬНОМ ПРИБОРЕ 131**
Михайлов С.Н., Шагиев Н.Р., Даутова Б.В.

**ДОМАШНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ФИЗИКЕ В ОСНОВНОЙ
ШКОЛЕ 135**
Даутова К.В., Михайлов С.Н.

**ПОСТРОЕНИЕ И РЕШЕНИЕ МОДЕЛИ КОНВЕКЦИИ И
ПРОВОДИМОСТИ 141**
Нагаев Ф.А.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО НИКЕЛЯ 150
Назарова А.А.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ РАСТВОРОВ ПОЛИДИФЕНИЛЕНФТАЛИДА 156
Лачинов А.Н., Цеплин Е.Е., Накаряков А.С.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ В ЗВЕЗДЕ МАЗУРА-МОТТОЛЫ 161
Нигматзянов И.И., Нанди К.К., Мигранов Н.Г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТВОЛА СКВАЖИНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ ПРОФИЛЕМЕТРИИ И ИНКЛИНОМЕТРИИ 164
Пинаев Д.А.

КЛАССИФИКАЦИЯ И ОЦЕНКА ИЛЛЮСТРАЦИЙ В ШКОЛЬНОМ УЧЕБНИКЕ ФИЗИКИ 171
Ряхова А.Г., Изергин Э.Т.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ 174
Куватов З.Х., Саяпова Р.Г.

ПРОЦЕСС НАМАГНИЧИВАНИЯ ФРУСТРИРОВАННОГО ОРГАНИЧЕСКОГО МАГНЕТИКА VPrNBNbO 177
Синицын В.Е.

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В СОСУДАХ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ 183
Уразаева Р.Р., Ханнанов Х.Я, Хисматуллин А.С.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА ВОДОНЕФТЯНЫЕ ЭМУЛЬСИИ 188
Фатхуллина Ю.И.

**КОНФОРМАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД В
МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ДНК ПЕЙЯРДА-
БИШОПА С ТРЕНИЕМ..... 195**
Фахретдинов М.И., Закирьянов Ф.К.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТРАНСКРИПЦИИ В
ГЕТЕРОГЕННОЙ МОДЕЛИ МОЛЕКУЛЫ ДНК 201**
Хамзин С.Р., Закирьянов Ф.К.

**ДИНАМИКА ЛОКАЛИЗОВАННОГО ЗАРОДЫША
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ДЕФЕКТА 207**
Шафеев Р.Р.

**ВЛИЯНИЕ КАТИОННОГО ЗАМЕЩЕНИЯ НА
ТЕРМОДИФУЗИЮ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Li_xCu_{2-x}Se$
($x=0.25, 0.175, 0.15, 0$) 212**
Ишембетов Р.Х., Юлаева Ю.Х., Фазлыев И.Р.

**ДИССОЦИАЦИЯ ГАЗОВОГО ГИДРАТА В ПОРИСТОЙ
СРЕДЕ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ НАГРЕВЕ 216**
Ямалетдинов А.Р.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ
ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ЗОНЕ ПРИТОКА В
ДЕЙСТВУЮЩЕЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКВАЖИНЕ 222**
Яруллин А.Р.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА
ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ЭПИТАКСИАЛЬНЫМИ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАМИ КРИСТАЛЛОВ ГРУППЫ
СИЛЕНИТОВ..... 231**
Яханова Н.Е., Чувывров А.Н.

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЛЕКСА ИНЖЕНЕРНЫХ ИГР В
ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ МАТЕМАТИКЕ.....235**
Мельникова А.Я.

**ФОРМИРОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ КОМПЕТЕНЦИЙ У
СТУДЕНТОВ ФИЛИАЛА В ПРОЦЕССЕ ОБУЧЕНИЯ
ЭЛЕМЕНТАМ КОМБИНАТОРИКИ, СТАТИСТИКИ И ТЕОРИИ
ВЕРОЯТНОСТЕЙ.....238**
Пахомова О.И.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

