на скачка теплоемкости $\Delta C_p|_{T=\Theta}$ в 5,5 раза больше, чем у Ni — Zn-феррита. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что Ni — In-феррит не следует относить к классу разбавленных ферритов. Этот вывод коррелирует с результатами работы [1], согласно которым диамагнитные ионы In^{3+} не приводят к разрыву обменных связей.

Феррит	σ_{s_0} при $T=4{,}2$ К	θ, К	$\Delta C_p \cdot 10^4 \frac{\text{кал}}{\text{г}\cdot\text{град}}$ $(T=\theta)$	$B_{\text{эксп}}=(1/\beta_\theta)^{1/3}$
Ni—Zn	65,5±2,5	245±1,5	1,0	1,45
Ni—In	42,5±1,5	303±1,5	5,5	0,43

Ранее нами было установлено [2], что ферриты с фрустрированной магнитной структурой должны обладать аномально большим парапроцессом как в точке Кюри, так и вдали от нее. На рис. 3 приведены изотермы намагниченности $\sigma(H)$, определенные при $T=4{,}2$ К. Видно, что у Ni — In-феррита рост намагниченности в сильных полях практически отсутствует, в то время как у Ni — Zn-феррита, имеющего фрустрированную магнитную структуру, наблюдается значительный парапроцесс.

Как следует из соотношения (1), при $T=\Theta$ намагниченность парапроцесса σ_i зависит от поля H следующим образом:

$$\sigma_i=(1/\beta_\Theta)^{1/3}H^{1/3}.$$

Следовательно, величина $(1/\beta_\Theta)^{1/3}$ является характеристикой парапроцесса при $T=\Theta$. Результаты, приведенные в таблице, свидетельствуют о том, что у Ni — In-феррита парапроцесс в точке Кюри также значительно меньше, чем у Ni — Zn-феррита.

Основываясь на полученных результатах, можно сделать вывод, что у Ni — In-феррита имеет место неелевское спиновое упорядочение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Miyahara Y., Iida S.//J. Phys. Soc. Japan. 1972. 32, N 3. P. 858—859. [2] Белов К. П., Горяга А. Н., Кокорев А. И.//ЖЭТФ. 1984. 87, № 1. С. 264—268. [3] Morrish A. H., Clark P. E.//Phys. Rev. 1975. B11. P. 278—286. [4] Белов К. П., Горяга А. Н.//ФММ. 1956. 2, № 1. С. 3—9. [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., 1964. Гл. XIV.

Поступила в редакцию
21.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466.8

О ТРАНСФОРМАЦИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НАД СРЕДНЕМАСШТАБНЫМИ ПОДВОДНЫМИ ПРЕПЯТСТВИЯМИ

М. Б. Тимонов, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Рассматривается задача о трансформации плоских низкочастотных $(\omega=\Omega_0 n^{-1} \lesssim O(1))$ длинных $(\delta_j=d_j k \ll 1)$ внутренних волн малой амплитуды $a_0(\varepsilon_j=U_j k n^{-1} \ll 1)$ в двухслойной жидкости над локализованными среднемасштабными $(\lambda=kL \gtrsim O(1))$ подводными препятствиями конечной высоты $(\max(\varepsilon_j, \delta_j^2) \ll \gamma = h_0 d_2^{-1} < 1,\ j=1,\ 2)$ *.

* Ω_0 — параметр Кориолиса, n — частота невозмущенной волны, k — ее волновое число L и h_0 — характерные горизонтальный и вертикальный размеры препятствия, d_j — толщины слоев, U_j — амплитуды горизонтальных компонент скорости в невозмущенной волне в каждом из слоев.

Задача решается методом возмущений; в качестве малого параметра используется параметр γ [1]. При этом для функции смещения пикноклина получаем

$$\eta = \exp(i(x-t)) + \gamma \exp(-it)\,\eta_1(x, y) + O(\gamma^2). \qquad (1)$$

Здесь $i=\sqrt{-1}$; $x=\tilde{x}k$; $y=\tilde{y}k$; $t=\tilde{t}n$; $\eta=\tilde{\eta}a_0^{-1}$; величины с волной — размерные. Функция η_1 определяется из неоднородного уравнения эллиптического типа

$$\Delta\eta_1 + \eta_1 = \nu\Psi(x, y)$$

с условиями излучения

$$\begin{cases} \eta_1 = O(\nu r^{-1/2}), \; r=(x^2+y^2)^{1/2} \to \infty; \\ \lim\limits_{r\to\infty} \sqrt{r}\left(\dfrac{\partial\eta_1}{\partial r} + i\eta_1\right) = 0 \end{cases}$$

и имеет вид

$$\eta_1(x, y) = -\frac{\nu i}{4} \iint\limits_G H_0^{(2)}\left(\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\right) \Psi(x', y')\, dx'\, dy'. \qquad (2)$$

Здесь $\Delta=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$; $\Psi(x, y)=(i\partial/\partial x+\omega\partial/\partial y)(h(x, y)\exp(ix))$; $\nu=d_1(d_1+d_2)^{-1}$; $h(x, y)$ — функция, описывающая форму препятствия (нормированная на h_0), G — область, занятая препятствием, $H_0^{(2)}(r)$ — функция Ханкеля второго рода нулевого порядка.

Анализ выражения (2) показал, что для достаточно гладких препятствий, для которых уклон дна нигде по порядку не превосходит величину h_0L^{-1}, отношение второго и первого слагаемых в (1) определяется множителем $\nu\gamma$.

Полученный результат позволяет сделать важный вывод о трансформации низшей внутренней моды волн в океане с резко выраженным пикноклином. Действительно, если скачок плотности в рассматриваемой модели стратификации соответствует сезонному пикноклину, то величина ν в этом случае имеет порядок сотых долей единицы, и, следовательно, даже для весьма значительных подводных препятствий, для которых $\gamma=O(1)$, возмущения смещения пикноклина за счет препятствия будут малы. Более того, как следует из анализа уравнений задачи, возмущения первого порядка для давления и компонент скорости в верхнем слое также имеют порядок $O(\nu\gamma)$. Иная ситуация в нижнем слое, где эти величины имеют порядок $O(\gamma)$. Следовательно, длинная (низкочастотная) внутренняя волна в океане с резко выраженным сезонным пикноклином практически не искажается в верхнем слое даже при значительной высоте препятствия.

Этот вывод согласуется с данными натурных наблюдений за дрейфом свободно плавающих буйков в районе подводной горы Ампер [2]: эллиптические движения полусуточного периода на поверхности океана соответствовали траекториям движения жидких частиц, возникающего при распространении внутренней волны в двухслойной жидкости над ровным дном. Это казавшееся странным обстоятельство объясняется полученным выше результатом — оценка величины $\nu\gamma$ для данного случая составляет 0,05, что соизмеримо с погрешностью экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Краусс В. Внутренние волны. Л., 1968. [2] Тимонов М. Б., Шелковников Н. К.//Метеорология и гидрология. 1984. № 6. С. 61—67.

Поступила в редакцию
24.10.85

После переработки
18.03.86