ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա 43, № 1, 1990 Механика

УДК 539.3

УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

ЗОБНИН А. И., КУДРЯВЦЕВ Б. А., ПАРТОН В. З.

Рассматривается задача усреднения уравнений Максвелла для среды с упорядоченной микроструктурой, локальные свойства которой резко изменяются в пределах одной ячейки периодичности. Широкий круг физических задач, связанных с проблемой усреднения, рассматривается в [1—3], общая схема усреднения в задачах электромагнетизма представлена в [2]. Вывод осредненных уравнений Максвелла и общая вариационная формулировка задачи на ячейке для смеси изолятора и проводника приводятся и в [4]. В данной работе построены решения задач на ячейке и получены формулы для эффективной комплексной диэлектрической проницаемости слоистого композита, однонаправленного волокнистого композита, а также композита с дисперсными шаровыми включениями.

1. Следуя [2], рассмотрим систему уравнений Максвелла для неоднородной среды с периодической структурой, предполагая, что тензоры диэлектрической проницаемости ε_{kj}, магнитной проницаемости μ_{kj} и электропроводности σ_{kj} являются Y-периодичными [2] по пространственным переменным $\vec{y}=\vec{x}/\alpha$, где α — малый положительный параметр, характеризующий размеры ячейки периодичности. Свойства материала будем считать идентичными для соответствующих точек параллелепипеда Y с ребрами $\vec{l}_s$ ($s=1, 2, 3$) и центром в начале координат, а также всех параллелепипедов, получаемых параллельным переносом на векторы $n_s\vec{l}_s$ (n_s — целые числа)

$$D_k^\alpha=\varepsilon_{kj}(\vec{y})E_j^\alpha, \quad J_k^\alpha=\sigma_{kj}(\vec{y})E_j^\alpha, \quad B_k^\alpha=\mu_{kj}(\vec{y})H_j^\alpha \tag{1.1}$$

Рассмотрим поведение такого материала в монохроматическом поле с временным множителем $\exp(-i\omega t)$ предполагая размер ячейки α малым по сравнению с длиной волны. Первые два соотношения (1.1) формально объединяются в одно

$$-i\omega D_k^\alpha+J_k^\alpha=-i\omega\varepsilon_{kj}^*(\vec{y})E_j^\alpha \tag{1.2}$$

после введения комплексной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{kj}^*=\varepsilon_{kj}+(i/\omega)\sigma_{kj}$$

Система уравнений Максвелла для рассматриваемого поля имеет вид

$$-i\omega\vec{D}^{\alpha} + \vec{j}^{\alpha} = \operatorname{rot}\vec{H}^{\alpha}, \qquad -i\omega\vec{B}^{\alpha} = -\operatorname{rot}\vec{E}^{\alpha} \tag{1.3}$$

$$\operatorname{div}\vec{D}^{\alpha} = \rho^{\alpha} \qquad \operatorname{div}\vec{B}^{\alpha} = 0 \tag{1.4}$$

$$\operatorname{div}(-i\omega\vec{D}^{\alpha} + \vec{j}^{\alpha}) = 0, \qquad -i\omega\rho^{\alpha} + \operatorname{div}\vec{j}^{\alpha} = 0 \tag{1.5}$$

В соответствии с методом двухмасштабного разложения [2] решение уравнений Максвелла будем искать в виде рядов по параметру α:

$$\vec{E}^{\alpha}(\vec{x}) = \vec{E}^{(0)}(\vec{x}, \vec{y}) + \alpha\vec{E}^{(1)}(\vec{x}, \vec{y}) + \ldots$$

$$\vec{H}^{\alpha}(\vec{x}) = \vec{H}^{(0)}(\vec{x}, \vec{y}) + \alpha\vec{H}^{(1)}(\vec{x}, \vec{y}) + \ldots$$

в которых $\vec{E}^{(0)}, \vec{E}^{(1)}, \ldots, \vec{H}^{(0)}, \vec{H}^{(1)}, \ldots$ являются Y-периодичными по переменным $\vec{y} = \vec{x}/\alpha$. Аналогичные разложения для $\vec{D}^{\alpha}, \vec{j}^{\alpha}, \vec{B}^{\alpha}$ получаются из (1.1), а разложение для плотности объемных зарядов ρ^{α} следует из (1.4) и начинается в общем случае с члена, пропорционального α^{-1}.

Подставив упомянутые разложения в (1.3)—(1.5) и приравняв коэффициенты при одинаковых степенях α^{-1} и α^{0}, получим

$$\operatorname{rot}_y\vec{H}^{(0)} = 0, \quad \operatorname{rot}_y\vec{E}^{(0)} = 0 \tag{1.6}$$

$$\operatorname{div}_y(-i\omega\vec{D}^{(0)} + \vec{j}^{(0)}) = 0, \quad \operatorname{div}_y\vec{B}^{(0)} = 0 \tag{1.7}$$

$$\operatorname{div}_y\vec{D}^{(0)} = \rho^{(-1)}, \quad \operatorname{div}_y\vec{j}^{(0)} = i\omega\rho^{(-1)}, \quad -i\omega\vec{D}^{(0)} + \vec{j}^{(0)} = \operatorname{rot}_x\vec{H}^{(0)} + \operatorname{rot}_y\vec{H}^{(1)}$$

$$-i\omega\vec{B}^{(0)} = -\operatorname{rot}_x\vec{E}^{(0)} - \operatorname{rot}_y\vec{E}^{(1)}, \quad \operatorname{div}_x\vec{D}^{(0)} + \operatorname{div}_y\vec{D}^{(1)} = \rho^{(0)}$$

$$\operatorname{div}_x\vec{B}^{(0)} + \operatorname{div}_y\vec{B}^{(1)} = 0 \tag{1.8}$$

Здесь индексами x и y обозначены переменные, по которым выполняется дифференцирование.

Применив к полученным уравнениям оператор усреднения

$$\langle f\rangle(\vec{x}) = \frac{1}{|Y|}\int_{Y} f(\vec{x}, \vec{y})\, d\vec{y}$$

где $|Y|$—объем ячейки Y и учитывая периодичность слагаемых по $\vec{y}$, получим условие $\langle\rho^{(-1)}\rangle = 0$, а также усредненные уравнения Максвелла для эквивалентной однородной среды. Эти уравнения полностью совпадут с исходной системой (1.3)—(1.5), если в ней заменить $\vec{D}^{\alpha}, \vec{j}^{\alpha}, \ldots$ на средние значения нулевых приближений $\langle\vec{D}^{(0)}\rangle$, $\langle\vec{j}^{(0)}\rangle, \ldots$, зависящие только от макроскопических переменных $\vec{x}$.

Уравнения (1.6)—(1.7) описывают локальное поведение материала, влияющее на эффективные характеристики эквивалентного однородного материала. Из (1.6) следует существование периодических по $\vec{y}$ потенциалов $\varphi(\vec{x}, \vec{y})$ и $\psi(\vec{x}, \vec{y})$:

$$\vec{E}^{(0)} = \langle \vec{E}^{(0)} \rangle (\vec{x}) + \mathrm{grad}_y \varphi(\vec{x}, \vec{y}), \quad \vec{H}^{(0)} = \langle \vec{H}^{(0)} \rangle (\vec{x}) + \mathrm{grad}_y \psi(\vec{x}, \vec{y}) \qquad (1.9)$$

После подстановки (1.9) в (1.7) и разделения переменных

$$\varphi(\vec{x}, \vec{y}) = \langle E_n^{(0)} \rangle (\vec{x}) \Phi_n(\vec{y}), \quad \psi(\vec{x}, \vec{y}) = \langle H_n^{(0)} \rangle (\vec{x}) \Psi_n(\vec{y}) \qquad (1.10)$$

получим систему уравнений для определения Y-периодических функций $\Phi_n(\vec{y})$ и $\Psi_n(\vec{y})$ $(n = 1, 2, 3)$:

$$(\varepsilon^*_{kj}(\vec{y}))(\delta_{nj} + \Phi_{n,j}(\vec{y})))_{,k} = 0 \qquad (1.11)$$

$$(\mu_{kj}(\vec{y}))(\delta_{nj} + \Psi_{n,j}(\vec{y})))_{,k} = 0 \qquad (1.12)$$

Здесь и далее запятыми в индексах отмечается дифференцирование по локальным переменным.

Используя (1.9) и (1.10), запишем выражения для нулевых приближений $\vec{D}^{(0)}$, $\vec{j}^{(0)}$ и $\vec{B}^{(0)}$:

$$-i\omega D_m^{(0)} + j_m^{(0)} = -i\omega \varepsilon^*_{mk}(\vec{y})(\delta_{nk} + \Phi_{n,k}(\vec{y})) \langle E_n^{(0)} \rangle (\vec{x}) \qquad (1.13)$$

$$B_m^{(0)} = \mu_{mk}(\vec{y})(\delta_{nk} + \Psi_{n,k}(\vec{y})) \langle H_n^{(0)} \rangle (\vec{x}) \qquad (1.14)$$

Усреднение (1.13) и (1.14) приводит к материальным соотношениям для эквивалентного однородного тела

$$-i\omega \langle D_m^{(0)} \rangle + \langle j_m^{(0)} \rangle = -i\omega \hat{\varepsilon}^*_{mn} \langle E_n^{(0)} \rangle, \quad \langle B_m^{(0)} \rangle = \hat{\mu}_{mn} \langle H_n^{(0)} \rangle$$

с эффективными постоянными, определяемыми по формулам

$$\hat{\varepsilon}^*_{mn} = \langle \varepsilon^*_{mk}(\delta_{nk} + \Phi_{n,k}) \rangle, \quad \hat{\mu}_{mn} = \langle \mu_{mk}(\delta_{nk} + \Psi_{n,k}) \rangle \qquad (1.15)$$

в которых вторые члены дают поправки к средним значениям постоянных $\langle \varepsilon^*_{mn} \rangle$ и $\langle \mu_{mn} \rangle$.

Наличие границ раздела Γ требует при решении локальных задач выполнения условий

$$[\vec{D}^*]_\Gamma \cdot \vec{\nu} = \sigma, \quad [\vec{j}^*]_\Gamma \cdot \vec{\nu} = i\omega\sigma, \quad [\vec{B}]_\Gamma \cdot \vec{\nu} = 0 \qquad (1.16)$$

Здесь $[f]_\Gamma = f_1 - f_2$ — разность предельных значений в данной точке Γ, $\vec{\nu}$ — нормаль, внешняя по отношению к области 2, σ — плотность поверхности зарядов на границе раздела. Поверхностными токами мы, как и в [1], пренебрегаем в силу конечной проводимости компонент.

В нулевом приближении из (1.16) следуют условия

$$[-i\omega D^{(1)}_m + j^{(0)}_m]_\Gamma \cdot \nu_m = 0, \quad [B^{(0)}_m]_\Gamma \cdot \nu_m = 0 \tag{1.17}$$

используемые при получении периодических решений уравнений (1.11) и (1.12).

Задачи об определении эффективных магнитных и диэлектрических постоянных решаются независимо. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением примеров расчета эффективных значений диэлектрической проницаемости, считая для простоты неоднородную среду изотропной в каждой точке

$$\varepsilon^*_{mn} = \varepsilon^*(\vec{y})\delta_{mn} \tag{1.18}$$

Следующие из (1.17) и (1.13) условия на границе раздела Γ примут в таком случае вид

$$[\varepsilon^*(\delta_{mn} + \Phi_{n,m})]_\Gamma \cdot \nu_m = 0 \tag{1.19}$$

К ним, очевидно, можно добавить условие непрерывности Φ_n на Γ:

$$[\Phi_n]_\Gamma = 0 \tag{1.20}$$

2. В качестве простейшего примера рассмотрим слоистую неоднородную среду, периодичную по x_3 с периодом ε. Будем считать, что ячейка периодичности Y единичной длины состоит из N однородных слоев Y_p ($p=1, 2, \ldots, N$) с относительными толщинами h_p ($h_1 + \ldots + h_p = 1$) и диэлектрическими постоянными ε^*_p. Из (1.15) следует, что $\hat{\varepsilon}^*_{mn} = \langle\varepsilon^*\rangle\delta_{mn}$ при $m \neq 3$, а

$$\hat{\varepsilon}^*_{3n} = \left\langle \varepsilon^*(y_3)\left(\delta_{3n} + \frac{d\Phi}{dy_3}\right)\right\rangle \tag{2.1}$$

Для определения 1—периодических функций $\Phi_n(y_3)$ служат следующие из (1.11) и (1.17) обыкновенные дифференциальные уравнения:

$$\frac{d}{dy_3}\left(\varepsilon^*(y_3)\left(\delta_{3n} + \frac{d\Phi_n}{dy_3}\right)\right) = 0 \tag{2.2}$$

с условиями на границах слоев

$$\left[\varepsilon^*(y_3)\left(\delta_{3n} + \frac{d\Phi_n}{dy_3}\right)\right]_\Gamma = 0 \tag{2.3}$$

Из (2.2), (2.3) вытекает, что в слое Y_p

$$\varepsilon_p\left(\delta_{3n} + \frac{d\Phi_n}{dy_3}\right) = c_n = \text{const} \tag{2.4}$$

а следовательно, $\hat{\varepsilon}^*_{3n} = c_n$. Константы c_n определяются из (2.4) с помощью условия 1—периодичности функций $\Phi_n(y_3)$.

Итак, в результате несложных вычислений метод усреднения приводит к известным [5] расчетным формулам для ненулевых компонент тензора эффективной комплексной диэлектрической проницаемости слоистой среды

$$\hat{\varepsilon}^*_{11}=\hat{\varepsilon}^*_{22}=\sum_{p=1}^{N} h_p\varepsilon^*_p,\quad 1/\hat{\varepsilon}^*_{33}=\sum_{p=1}^{N}(h_p/\varepsilon^*_p) \tag{2.5}$$

3. Более сложным является расчет эффективной диэлектрической проницаемости однонаправленного волокнистого композита с периодической структурой. Предположим, что волокна композита имеют круговое сечение радиуса R, а оси их перпендикулярны плоскости x_1x_2 и проходят через центры ячеек. Рассмотрим такую укладку волокон, при которой в поперечном сечении композита волокна образуют правильную квадратную либо правильную треугольную решетку. Ячейкой периодичности Y служат единичный квадрат или ромб с единичной стороной и острым углом в 60°. Матрицу Y_1 и волокно Y_2 будем считать изотропными и однородными, полагая значения их комплексных диэлектрических проницаемостей постоянными (ε^*_1 и ε^*_2 соответственно). Из (1.11) следует, что в таком случае в каждой из областей Y_1 и Y_2 функции $\Phi_\alpha=\Phi_\alpha(y_1, y_2)$ являются гармоническими, условия на границе Γ $(y_1^2+y_2^2=R^2)$ раздела волокна и матрицы имеют вид (1.19), (1.20).

Двоякопериодическую гармоническую функцию Φ_1 комплексной переменной $z=y_1+iy_2$ следует [6, 7] искать в Y_1 в следующем виде:

$$\Phi_1 = A_1^{(1)}\mathrm{Re}(-\gamma\pi z+\zeta(z)) + \sum_{k=0}^{\infty} A^{(1)}_{2k+3}\mathrm{Re}\frac{\wp^{(2k+1)}(z)}{(2k+2)!} \tag{3.1}$$

Здесь $A_1^{(1)}$, $A^{(1)}_{2k+3}$ $(k=0, 1, 2, \ldots)$—комплексные коэффициенты, $\zeta(z)$ $\wp(z)$—функция Вейерштрасса, $\gamma=1$ для квадратной и $\gamma=2/\sqrt{3}$—для правильной треугольной решетки.

При получении разложения Φ_1 в тригонометрический ряд на контуре Γ следует воспользоваться разложениями $\zeta(z)$ и $\wp^{(2k+1)}(z)$ в ряд Лорана в окрестности начала координат [6]:

$$\zeta(z)=\frac{1}{z}-\sum_{j=0}^{\infty} g_{j+2}z^{2j+3} \tag{3.2}$$

$$\frac{\wp^{(2k+1)}(z)}{(2k+2)!}=-\frac{1}{z^{2k+3}}+\sum_{j=0}^{\infty} Q_{jk}z^{2j+1},\quad Q_{jk}=C^{2k+2}_{2j+2k+3}g_{j+k+2} \tag{3.3}$$

Значения констант g_k приведены в [6].

В области Y_2 функция Φ_1, регулярная в точке $z=0$, представима в виде ряда Тейлора с комплексными коэффициентами

$$\Phi_2=\sum_{k=0}^{\infty} RA^{(2)}_{2k+1}\mathrm{Re}(z/R)^{2k+1} \tag{3.4}$$

Подставив разложения (3.1)—(3.4) при $z=R\exp(i\theta)$ в граничные условия (1.19), (1.20), получим выражения для коэффициента $A_1^{(1)}$:

$$A_1^{(1)} = \frac{\varkappa R^2}{1+\varkappa v}\left(1+\sum_{k=0}^{\infty} A^{(1)}_{2k+3}(2k+3)g_{k+2}\right), \quad \varkappa = \frac{\varepsilon_1^*-\varepsilon_2^*}{\varepsilon_1^*+\varepsilon_2^*} \tag{3.5}$$

(здесь $v=|Y_2|/|Y|$ — объемное содержание волокон) и бесконечную систему алгебраических уравнений для определения коэффициентов $A^{(1)}_{2k+3}$ ($k=0, 1, 2, \ldots$):

$$A^{(1)}_{2j+1} + \varkappa R^{2j+2}\sum_{k=0}^{\infty} A^{(1)}_{2k+3} D_{jk} = \frac{\varkappa^2 R^{2j+4}}{1+\varkappa v} g_{j+1}$$

$$\left(D_{jk} = Q_{jk} - \frac{(2k+3)g_{j+1}g_{k+2}\varkappa R^2}{1+\varkappa v}, \quad j=1, 2, \ldots\right) \tag{3.6}$$

Коэффициенты $A^{(2)}_{2k+1}$ ($k=0, 1, 2, \ldots$) при этом выражаются как

$$A_1^{(2)} = A_1^{(1)}\frac{1+\varkappa}{\varkappa R^2} - 1, \quad A^{(2)}_{2j+1} = -A^{(1)}_{2j+1}\frac{1+\varkappa}{\varkappa R^{2j+2}}$$

Воспользуемся выражениями (3.1), (3.4) для определения тензора эффективных комплексных диэлектрических проницаемостей однонаправленного композита по формуле (1.15). Вычисляя соответствующие интегралы и используя свойства симметрии задачи, получим выражения для ненулевых компонент анизотропного тензора

$$\hat{\varepsilon}^*_{33} = \varepsilon_1^*(1-v) + \varepsilon_2^* v, \quad \hat{\varepsilon}^*_{11} = \hat{\varepsilon}^*_{22} = \varepsilon_1^*\left(1 - \frac{2v}{R^2}A_1^{(1)}\right) \tag{3.7}$$

Приближенное вычисление $A_1^{(1)}$ с любой степенью точности не представит большого труда, если воспользоваться при решении системы (3.6) разложением неизвестных коэффициентов в ряд по R или v. Упомянутый прием приводит к выражению, которое при необходимости может уточняться:

$$\hat{\varepsilon}^*_{11} = \hat{\varepsilon}^*_{22} = \varepsilon_1^*\left(\frac{1-\varkappa v}{1+\varkappa v} - \frac{A\varkappa^2 v^k}{(1+\varkappa v)^2}\right) + O(v^{2k-2}) \tag{3.8}$$

Здесь $A=0{,}151$ и $k=7$ для треугольной и $A=0{,}612$ и $k=5$ для квадратной решетки. Первый член в (3.8) совпадает с известными для квадратной решетки формулами [5]. Поправки, вносимые последующими членами, как правило, невелики, например, для стеклопластика ($\varepsilon_1=6$ и $\varepsilon_2=2{,}5$) с квадратной укладкой волокон второй член не превышает 1% от первого при $v<0{,}6$. При выводе (3.8) не использовались предположения о близости диэлектрических проницаемостей компонент или о малости объемного содержания волокон в композите.

Отметим, что локальная задача (1.11), (1.19), (1.20) возникает при расчете эффективных коэффициентов теплопроводности λ_{ij} в композите с периодической структурой [3] так, что формулы (3.7), (3.8) годятся для подсчета компонент тензора λ_{ij} в однонаправленном волокнистом композите с изотропными однородными волокнами Y_2 и матрицей Y_1, имеющими коэффициенты теплопроводности λ_2 и λ_1 соответственно.

4. В качестве последнего примера приведем пространственную задачу об определении эффективных диэлектрических проницаемостей однородного изотропного диэлектрика с периодически расположенными однородными изотропными шаровыми включениями радиуса αR (α—характерный размер ребра ячейки периодичности αY). Для решения такой задачи требуется построение Y-периодических гармонических функций $\Phi_m(\vec{y})$, удовлетворяющих на границе Γ раздела связующего Y_1 и включения Y_2 условиям (1.19) и (1.20) при $m, n=1, 2, 3$.

Аналогичная локальная задача, возникающая при усреднении уравнения теплопроводности, решена в [3] с помощью разложений в ряды по периодическим гармоническим функциям, являющимся пространственными аналогами функций Вейерштрасса. Воспользовавшись данным решением, выпишем готовое соотношение для шарового тензора эффективной диэлектрической проницаемости композита с шаровыми включениями, располагающимися в узлах кубических решеток:

$$\hat{\varepsilon}_{ij}=\varepsilon_1^{*}\delta_{ij}\left(\frac{3-\nu-4\nu\alpha}{3-\nu+2\nu\alpha}-\frac{A\alpha^2\nu^{10/3}}{(7+\alpha)(3-\nu+2\nu\alpha)^2}\right)+O(\nu^{14/3})$$

Здесь $A=93{,}926$ для простой кубической решетки, $A=9{,}312$—для объемноцентрированной и $A=5{,}490$—для гранецентрированной решеток.

MAXWELL EQUATIONS FOR NON-HOMOGENEOUS MEDIA WITH PERIODIC STRUCTURE

A. L. ZIMIN, B. A. KUDRYAVTSEV, V. Z. PARTON

ՄԱՔՍՎԵԼԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա. Լ. ԶԻՄԻՆ, Բ. Ա. ԿՈՒԴՐՅԱՎՑԵՎ, Վ. Զ. ՊԱՐՏՈՆ

Ամփոփում

Պարբերական կառուցվածքով անհամասեռ միջավայրի համար դիտարկված է Մաքսվելի հավասարումների միջինացման խնդիրը: Կառուցված են պարբերականության բջջի վրա տեղական խնդիրների լուծումները և ստացված են շերտավոր կոմպոզիտի արդյունավետ կոմպլեքսային դիէլեկտրիկ թափանցելիության, մի ուղղությամբ դասավորված ֆիբրային կոմպոզիտի, ինչպես նաև գնդային ներառուկներով կոմպոզիտի հաշվարկների համար բանաձևեր:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бахвалов Н. С., Панасенко Г. П.* Осреднение процессов в периодических средах.—М.: Наука, 1984. 352 с.
2. *Санчес-Паленсия Э.* Неоднородные среды и теория колебаний.—М.: Мир, 1984. 472 с.
3. *Бердичевский В. Л.* Вариационные принципы механики сплошной среды.—М.: Наука, 1983. 448 с.
4. *Caillerie D., Levy T.* Application de l'homogénéisation au comportement électromagnétique d'un mélange isolant-conducteur.—Compte rendue de l'Acad. des Sci., 1983, Ser. II, 296, № 14. p. 1035–1038.
5. Электрические свойства полимеров. Под ред. Б. И. Сажина. Л.: Химия, 1970. 376 с.
6. *Григолюк Э. И., Фильштинский Л. А.* Перфорированные пластины и оболочки. М.: Наука, 1970. 556 с.
7. *Победря Б. Е.* Механика композиционных материалов. М.: Изд-во Моск. университета, 1984. 336 с.

Московский институт
химического машиностроения

Поступила в редакцию
19.VII.1988