АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2007, том 53, № 2, с. 274–284

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

УДК 534.26

ОБ ОПТИМАЛЬНОМ ТИПЕ ФОКУСИРУЮЩЕГО СКВАЖИННОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

© 2007 г. Д. А. Касьянов

Научно-исследовательский радиофизический институт
603950 Нижний Новгород, Большая Печёрская 25
E-mail: kasd@nirfi.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 08.06.05 г.

Рассматривается перспективный вид скважинных акустических излучателей, предназначенных как для воздействия на геотехнологические процессы, так и для исследования околоскважинного пространства. Основное отличие рассматриваемых излучателей от существующих заключается в возможности фокусирования акустического поля в заданной области околоскважинного пространства. Изучены упругие поля, создаваемые фокусирующими скважинными излучателями в массиве. Исследованы предельные возможности скважинных фокусирующих систем. Показано, что существуют способы создания скважинных излучателей с переменным фокусным расстоянием, что создает реальные возможности управления распределением упругих полей в околоскважинном пространстве. Данное качество может оказаться весьма существенным при создании технологий воздействия акустическими полями на продуктивные коллекторы геотехнологических скважин.

PACS: 43.38.Ar, 43.35.Zc, 43.20.Rz

В современных скважинных геотехнологиях, таких как газо-нефтедобыча, подземное выщелачивание, подземное растворение солей и т.д., все чаще для интенсификации используются акустические поля. Механизмы действия полей упругих колебаний на процессы переноса в многофазных средах до конца не изучены, с уверенностью можно говорить лишь о некоторых общих закономерностях [1]. Тем не менее, требования к акустическим скважинным излучателям, предназначенным для использования в конкретном геотехнологическом цикле, можно сформулировать достаточно четко. Основным требованием, безусловно, является создание максимально возможных амплитуд упругих полей в заданном месте обрабатываемой среды на заданных частотах, так как именно от амплитуды поля и частоты воздействия, в основном, зависит эффективность интенсификации. Основными факторами, ограничивающими интенсивность поля в прискважинной зоне, являются затухание упругих полей в массиве и неоптимальность излучения акустического поля из скважины. С затуханием в массиве, практически, ничего нельзя поделать, кроме использования, обычно весьма ограниченных, возможностей в понижении частоты излучения. Совершенствовать же разного рода процессы, связанные с излучением из скважины, можно достаточно эффективно, причем несколькими способами. Во-первых, это увеличение удельной мощности излучателя. Здесь, правда, существуют ограничения, связанные, с одной стороны, с механической прочностью активных материалов, их нелинейностью и собственными потерями, с другой, кавитационной прочностью внутрискважинной жидкости и условиями согласования излучателя со средой. Другой путь увеличения интенсивности упругих полей в околоскважинной области связан с формированием там соответствующих распределений акустического поля. Геометрия скважины позволяет разместить в ней лишь точечный или линейный акустический источник. Акустические поля, создаваемые точечным источником, имеют сферическую расходимость, где интенсивность падает обратно пропорционально квадрату расстояния, что существенно ограничивает область действия акустического поля. Линейные источники, распределенные вдоль оси скважины, создают поля, имеющие цилиндрическую расходимость, интенсивность при этом падает обратно пропорционально расстоянию, что несколько расширяет область действия акустического поля. Оказывается, кроме того, можно попытаться скомпенсировать цилиндрическую расходимость, характерную для квазилинейной антенны [2–4]. Достигается это с помощью фокусирующих фазовых распределений, создаваемых вдоль образующей антенны. В результате конкуренции цилиндрической расходимости по одной координате и сходимости по другой образуется фокальная область в виде тора, положением которой, при определенных условиях, можно управлять [5]. Теория подобных антенн, излучающих в безграничную среду, и их лабораторное модели-

рование представлены в [4], первое применение в геотехнологическом процессе описано в [5, 6].

Фокусирующие фазовые распределения вдоль образующей линейной антенны могут быть как квазинепрерывными – сферическое, параболическое и т.д., так и дискретными – зонные линзы и пластинки. Плоская задача, связанная с фокусированием полей с помощью зонных структур, рассмотрена в [7, 8], цилиндрическая – в [4].

Известно, что с точки зрения фокусирующих свойств зонные системы не могут конкурировать с системами с квазинепрерывным распределением фазы. Однако существенным достоинством зонных структур оказывается простота исполнения, что особенно важно в случае излучающих акустических систем, например, в скважинной геоакустике. Действительно, создание квазинепрерывных фазовых распределений целесообразно только в приемных антеннах, а в излучающих силовых антеннах этот путь наталкивается на часто непреодолимые сложности в создании линий задержки с устойчивыми параметрами, способных пропускать большие мощности, особенно если антенны предназначаются для работы в жестких условиях (высокие давления и температуры). Если же фокусирующая антенна изготавливается в виде зонной линзы, то дополнительных фазовращающих элементов не требуется. Антенна по определенному закону [4] разбивается на зоны, и активные элементы, находящиеся в соседних зонах, возбуждаются в противофазе. Кроме того, положением фокуса у зонных линз можно управлять, изменяя частоту излучения. Возможности перестройки ограничиваются лишь добротностью преобразователей, из которых состоит антенна, и условиями согласования системы антенна–скважина–массив [9].

В данной работе изучаются некоторые вопросы, связанные с излучением квазилинейных фокусирующих антенн, выполненных в виде цилиндрических зонных линз, находящихся в скважине.

Задача об излучении акустического поля из скважины в массив в общем случае достаточно сложна. Связано это с многообразием возникающих ситуаций, касающихся типа излучателя, создаваемого им фазового фронта, устройства скважины и характеристик массива, особенно если это продуктивный коллектор. Необходимость рассмотрения собственно излучателя в дифракционной задаче продиктована тем, что излучатель, находящийся внутри скважины, трудно смоделировать с помощью идеальных граничных условий. Для каждого типа скважинного преобразователя давление и скорость на его поверхности связаны особым образом. Если не учитывать этой связи, то трудно решить правильно задачу о согласовании скважинного излучателя с массивом. Этот вопрос подробно исследован в [9], там

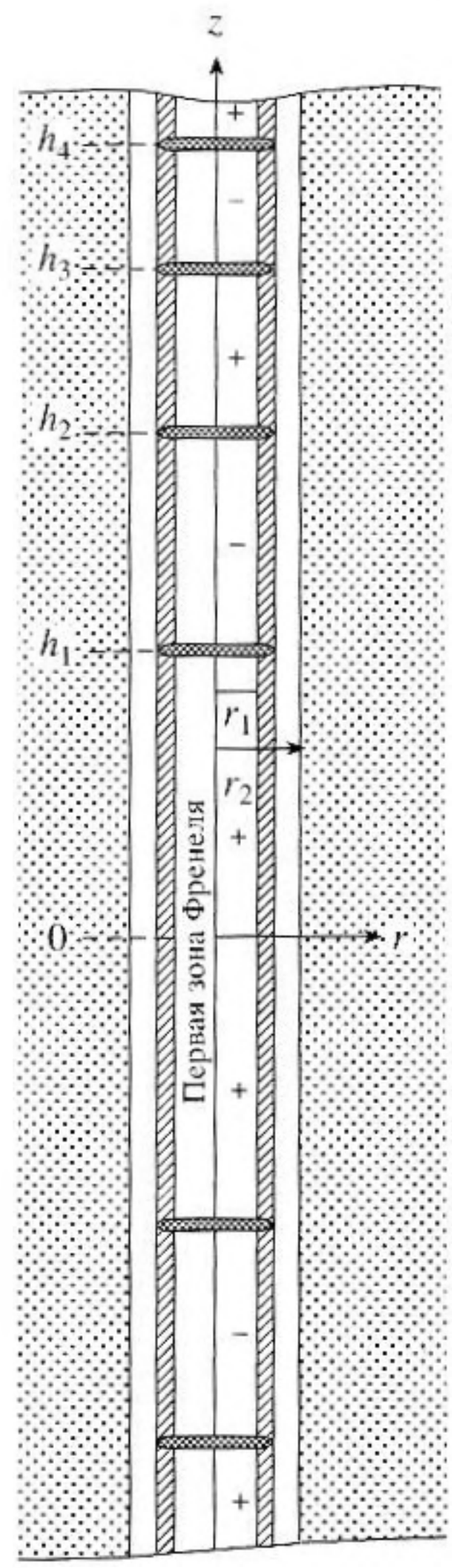

Рис. 1. Геометрия коаксиальной системы "антенна–жидкий слой–массив".

же получены граничные условия для протяженной некомпенсированной пьезокерамической антенны, находящейся в скважине.

Рассмотрим следующую модель. Пусть в однородной упругой безграничной изотропной среде находится бесконечная круговая цилиндрическая полость радиусом r_2, которая заполнена идеальной сжимаемой жидкостью. Твердая среда характеризуется плотностью ρ_s, продольной скоростью звука c_l, поперечной скоростью звука c_t, упругими модулями λ и μ, для которых выполняются известные соотношения: $\mu = \rho_s c_t^2$, $\lambda + 2\mu = \rho_s c_l^2$; жидкость характеризуется своей плотностью ρ_f и скоростью звука c_f. В полости осесимметрично находится протяженная пьезокерамическая антенна с внешним радиусом r_1, геометрия коаксиальной системы "антенна–жидкий слой–массив" представлена на рис. 1. Считаем, что пье-

зокерамическая антенна совершает осесимметричные колебания, поляризацию пьезокерамики предполагаем радиальной. Антенна возбуждается переменным электрическим напряжением $U = U_0 e^{i\omega t} f(z)$, где $f(z)$ – нормированное распределение электрического напряжения вдоль образующей протяженной цилиндрической антенны. В случае исследуемой зонной линзы выполняются следующие соотношения [4]:

$$f(z) = \begin{cases} 0, & |z| > h_{n+1} \\ 1, & z \in [-h_1; h_1], [h_2; h_3], [-h_3; -h_2], \ldots \\ -1, & z \in]h_1; h_2[,]-h_1; -h_2[, \ldots \end{cases} \quad (1)$$

$$h_n = \sqrt{(n - 1/4)\lambda_l F},$$

где λ_l – длина продольной волны в массиве, F – фокусное расстояние.

Уравнения движения через потенциал смещения в жидкости φ, продольный φ_l и поперечный ψ потенциалы смещений в массиве запишутся в виде:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\varphi}{\partial r} + \dfrac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} + k_f^2\varphi = 0 \\ \dfrac{\partial^2\varphi_l}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\varphi_l}{\partial r} + \dfrac{\partial^2\varphi_l}{\partial z^2} + k_l^2\varphi_l = 0 \\ \dfrac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial\psi}{\partial r} - \dfrac{\psi}{r^2} + \dfrac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + k_t^2\psi = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где k_f, k_l, k_t – соответственно модули волновых векторов в воде, продольный в массиве, поперечный в массиве. Напряжения σ_{rr}, σ_{rz} и смещения u_r и u_z в массиве связаны с потенциалами посредством равенств:

$$\sigma_{rr} = -\frac{\lambda}{c_l^2}\omega^2\varphi_l + 2\mu\frac{\partial^2\varphi_l}{\partial r^2} - 2\mu\frac{\partial^2\psi}{\partial z\partial r},$$

$$\sigma_{rz} = \mu\left(2\frac{\partial^2\varphi_l}{\partial z\partial r} - 2\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) - \rho_s\omega^2\psi, \quad (3)$$

$$u_r = \frac{\partial\varphi_l}{\partial r} - \frac{\partial\psi}{\partial z},$$

$$u_z = \frac{\partial\varphi_l}{\partial z} + \frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{\psi}{r}.$$

На границе r_1 выполняется следующее граничное условие [9]:

$$\nabla\varphi + \frac{\rho_f\omega\varphi}{iZ_m} = \frac{U_0 f(z) n}{i\omega Z_m}, \quad (4)$$

где Z_m – механический импеданс антенны, n – коэффициент электромеханической трансформации, ω – угловая частота.

На границе r_2 выполняются условия неразрывности нормальных составляющих смещений и напряжений и равенства нулю касательных напряжений:

$$u_r\big|_{r_2} = \frac{\partial\varphi}{\partial r}\bigg|_{r_2}; \quad \sigma_{rr}\big|_{r_2} = -P_f\big|_{r_2}; \quad \sigma_{rz}\big|_{r_2} = 0. \quad (5)$$

С помощью выражений (1)–(5) определена задача об излучении фокусирующей протяженной некомпенсированной пьезокерамической антенны, находящейся в необсаженой скважине, которая заполнена жидкостью. Аналогично можно сформулировать задачу на случай излучения сфокусированного акустического поля из скважины в массив через обсадную колонну и закрепляющее ее цементное кольцо, дополнительные к (5) граничные условия для такой многослойной коаксиальной системы выписаны, например, в [10]. Выражение (4), кроме того, получено в предположении, что антенна некомпенсирована. С помощью метода, представленного в [9], можно получить граничные условия как для случая компенсированной пьезокерамической антенны, так и для антенн, состоящих из магнитострикционных модулей. Из всего многообразия ситуаций выбрана модельная задача (выражения (1)–(5)), как нам кажется, наиболее просто и наглядно демонстрирующая особенности распространения сфокусированного фронта, создаваемого протяженной скважинной антенной, в массиве.

Процедура решения дифракционной задачи, сформулированной в выражениях (1)–(5), стандартна. К системе уравнений (2), выражениям (3) и граничным условиям (4), (5) применяется интегральное преобразование Фурье по координате z. В результате для системы (2) имеем следующие соотношения:

$$\begin{cases} r^2\dfrac{\partial^2 F}{\partial r^2} + r\dfrac{\partial F}{\partial r} + r^2(k_f^2 - \tau^2)F = 0 \\ r^2\dfrac{\partial^2 F_l}{\partial r^2} + r\dfrac{\partial F_l}{\partial r} + r^2(k_l^2 - \tau^2)F_l = 0 \\ r^2\dfrac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} + r\dfrac{\partial\Psi}{\partial r} + [r^2(k_t^2 - \tau^2) - 1]\Psi = 0, \end{cases} \quad (6)$$

где $F(r, \tau)$, $F_l(r, \tau)$, $\Psi(r, \tau)$ – Фурье-образы, соответственно потенциалов $\varphi(r, z)$, $\varphi_l(r, z)$ и $\psi(r, z)$. Выражения для потенциалов, являющиеся решениями системы уравнений (6) и удовлетворяющие условиям излучения при $r \longrightarrow \infty$, ищутся в виде:

$$\begin{cases} F(r,\tau) = A(\tau)J_0(r\sqrt{k_f^2-\tau^2}) - B(\tau)N_0(r\sqrt{k_f^2-\tau^2}) \\ F_l(r,\tau) = C(\tau)H_0^{(2)}(r\sqrt{k_l^2-\tau^2}) \\ \Psi(r,\tau) = D(\tau)H_1^{(2)}(r\sqrt{k_t^2-\tau^2}), \end{cases} \quad (7)$$

где J_0, N_0 – соответственно функции Бесселя и Неймана нулевого порядка, $H_0^{(2)}$, $H_1^{(2)}$ – функции Ханкеля второго рода, соответственно нулевого и первого порядков.

Подставляя выражения (7) в преобразованные по Фурье граничные условия (4) и (5), получаем систему четырех линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $A(\tau)$, $B(\tau)$, $C(\tau)$, $D(\tau)$.

Интересующие упругие поля в массиве описываются с помощью потенциалов $\varphi_l(r, z)$ и $\psi(r, z)$, для которых можно получить следующие выражения:

$$\varphi_l = \frac{iA}{k_l^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\Delta(a^2/2-\xi^2)}{\Xi}\frac{H_0^{(2)}(c\sqrt{1-\xi^2})}{H_1^{(2)}(c_0\sqrt{1-\xi^2})}\Phi(\xi)e^{ic_1\xi}d\xi, \quad (8)$$

$$\psi = \frac{iA}{k_t^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\Delta\xi\sqrt{1-\xi^2}}{\Xi}\frac{H_1^{(2)}(c\sqrt{a-\xi^2})}{H_1^{(2)}(c_0\sqrt{a-\xi^2})}\Phi(\xi)e^{ic_1\xi}d\xi, \quad (9)$$

где $\Phi(\xi)$ – интегральное Фурье-преобразование от $f(z)$, которое в случае зонной линзы (1) выглядит следующим образом:

$$\Phi(\xi) = -\frac{2i}{\xi}\left(2\sum_{n=1}^{m}(-1)^{n+1}\sin\left(k_lh_1\xi\sqrt{\frac{4n-1}{3}}\right)-\right.$$

$$\left.-(-1)^{m+1}\sin\left(k_lh_1\xi\sqrt{\frac{4m+3}{3}}\right)\right),$$

$$\Xi = \Delta_1\eta a^4\sqrt{1-\xi^2} - \frac{2a}{c_0}\sqrt{1-\xi^2}\sqrt{b^2-\xi^2} +$$

$$+4\frac{H_0^{(2)}(c_0\sqrt{a^2-\xi^2})}{H_1^{(2)}(c_0\sqrt{a^2-\xi^2})}\xi^2\sqrt{1-\xi^2}\sqrt{a^2-\xi^2}\sqrt{b^2-\xi^2} +$$

$$+4\frac{H_0^{(2)}(c_0\sqrt{1-\xi^2})}{H_1^{(2)}(c_0\sqrt{1-\xi^2})}(a^2/2-\xi^2)^2\sqrt{b^2-\xi^2},$$

$$\Delta = \{N_1(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})J_0(c_0\sqrt{b^2-\xi^2}) -$$

$$-N_0(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})J_1(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})\}/B,$$

$$\Delta_1 = \{J_0(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})Y - N_0(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})I\}/B,$$

$$B = N_1(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})I - J_1(c_0\sqrt{b^2-\xi^2})Y,$$

$$I = J_1\left(\left(c_0-\frac{\chi}{b}\right)\sqrt{b^2-\xi^2}\right)-$$

$$-\frac{\rho_f c_f b}{iZ_m\sqrt{b^2-\xi^2}}J_0\left(\left(c_0-\frac{\chi}{b}\right)\sqrt{b^2-\xi^2}\right),$$

$$Y = N_1\left(\left(c_0-\frac{\chi}{b}\right)\sqrt{b^2-\xi^2}\right)-$$

$$-\frac{\rho_f c_f b}{iZ_m\sqrt{b^2-\xi^2}}N_0\left(\left(c_0-\frac{\chi}{b}\right)\sqrt{b^2-\xi^2}\right),$$

$$A = \frac{a^2\eta U_0 n}{\pi b c_f Z_m}, \quad \eta = \frac{\rho_f}{\rho_s}, \quad a = \frac{c_l}{c_t}, \quad b = \frac{c_l}{c_f},$$

$$c_0 = k_l r_2, \quad c = k_l r, \quad c_1 = k_l z,$$

$$\chi = k_f(r_2 - r_1), \quad c_0 - \frac{\chi}{b} = k_l r_1.$$

Используя равенства (3) и формулы (8), (9), можно получить выражения для смещений и напряжений в массиве, которые создаются фокусирующей скважинной антенной, выполненной в виде цилиндрической зонной линзы.

В работе [9] исследован вопрос о согласовании антенны, описываемой соотношением (4) с массивом через жидкий слой, получены оптимальные соотношения параметров. В дальнейшем будем предполагать, что антенна оптимальным образом согласована с массивом. При анализе упругих полей будем использовать числовые значения параметров, характеризующих антенну и массив, приведенные в работе [9].

Для того чтобы смоделировать зонную линзу, приходится использовать на поверхности излучателя разрывные условия типа (1), но так как эти условия задаются в идеальной жидкости с нулевым напряжением сдвига, удается избежать сложностей, возникающих при задании подобных условий в упругой среде (см., например, [11]). На рис. 2 представлен характерный пример трансформации фокусирующего распределения сигнала (зонная линза) при переходе от электрического напряжения на поверхности пьезокерамической антенны к радиальным смещениям на стенке скважины. В нижней части рис. 2 приведено распределение смещений по оси z на стенке скважины. Очевидно, что фокусирующее распределение по радиальным смещениям сохраняется.

На рис. 3 представлен процесс формирования фокальной области поля смещений, создаваемого цилиндрической зонной линзой в массиве. В нижней части рис. 3 представлено распределение поля в фокальной плоскости (фокальной, в данном

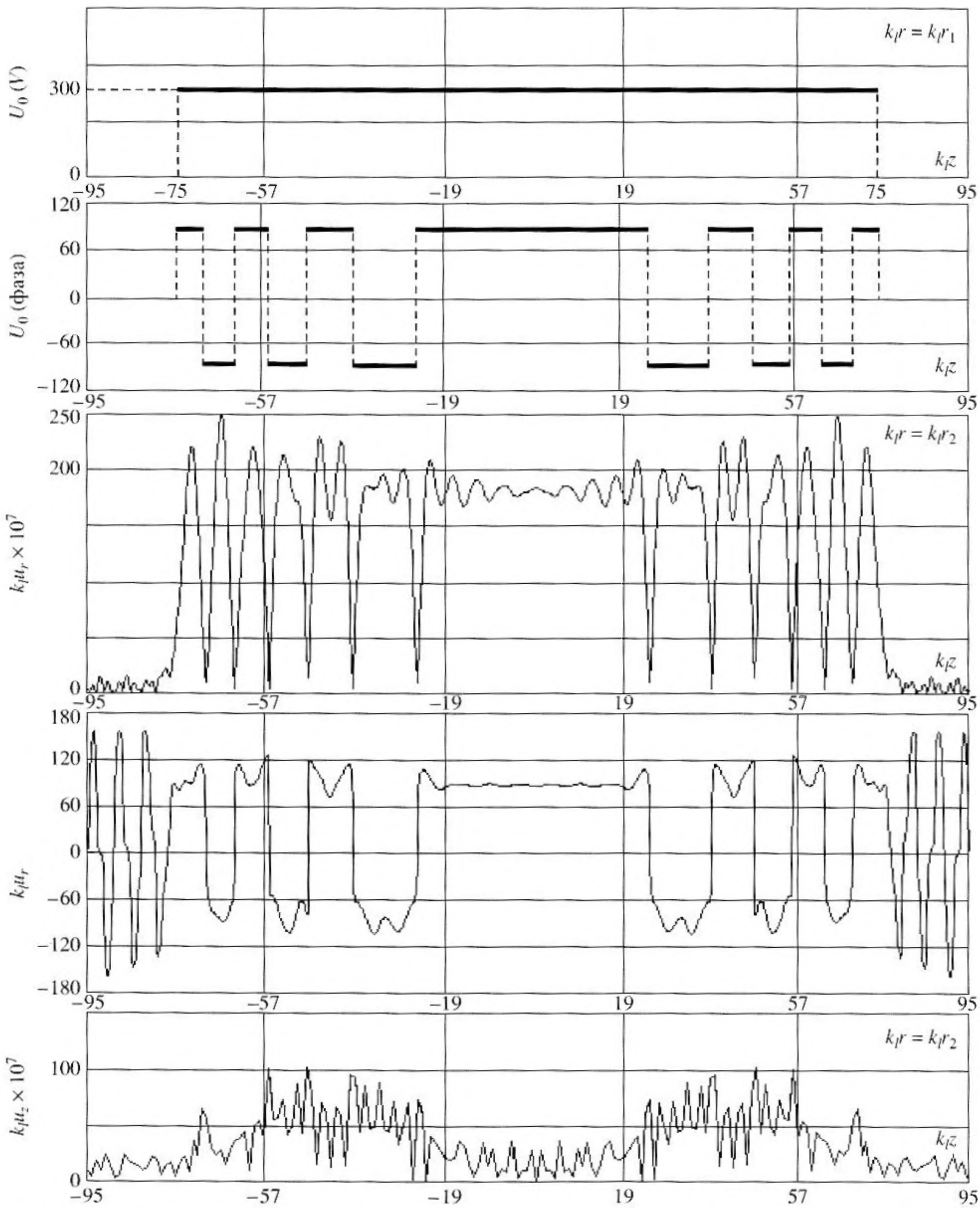

Рис. 2. Трансформация фокусирующих граничных условий при переходе от электрического напряжения на поверхности пьезокерамической антенны к радиальным смещениям на стенке скважины. Зонная линза – 7 зон Френеля, $k_l F = 125$, $k_l h_7 = 75$, $k_l r_0 = 2.5$.

случае, считается плоскость, перпендикулярная оси симметрии системы и содержащая точки 0 и F по координате r). В верхней распределение поля вдоль образующей цилиндрических поверхностей, секущих фокальную плоскость. Таким образом, фокальная область представляет собой тороид.

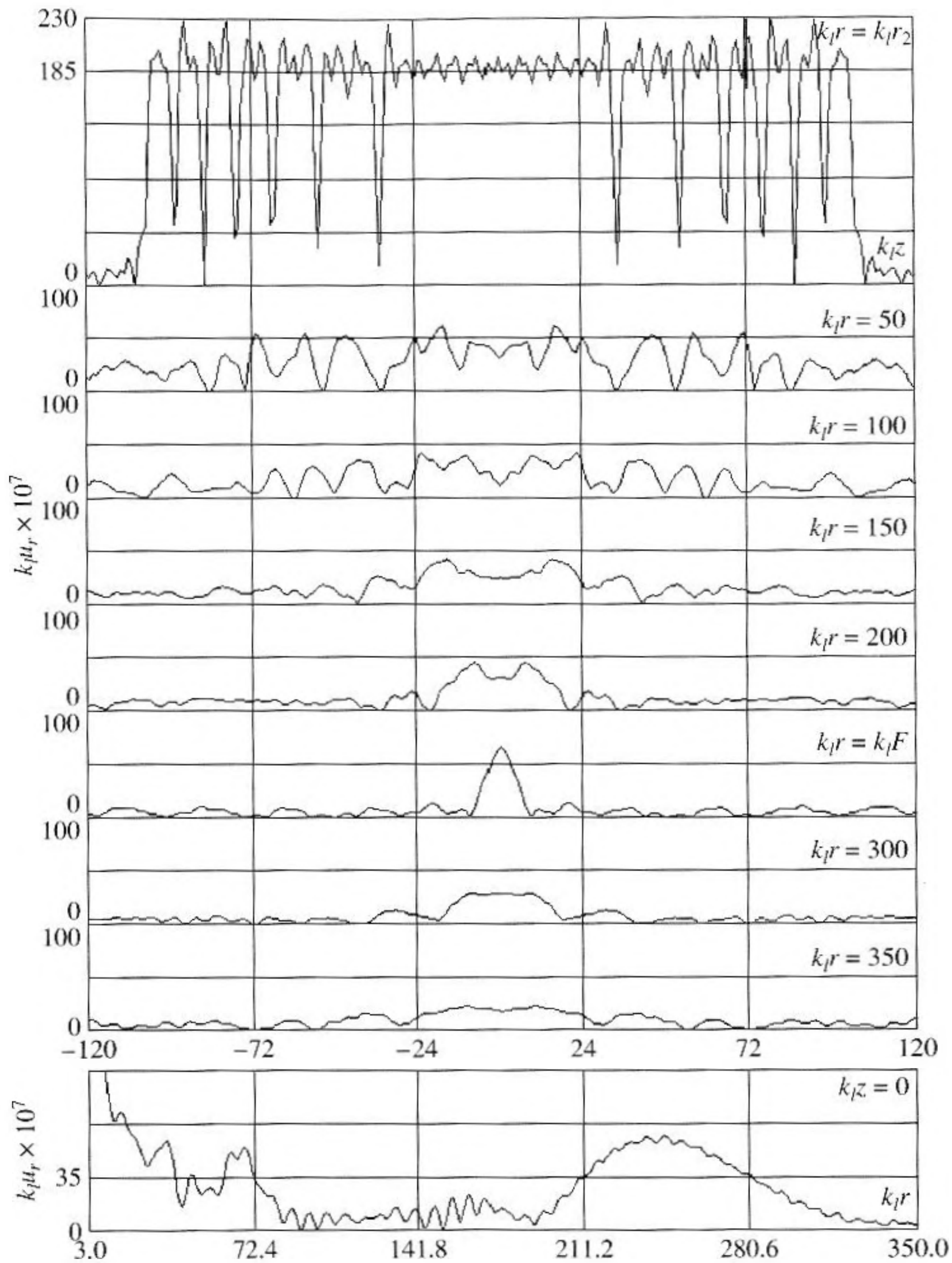

Рис. 3. Процесс формирования фокальной области поля смещений, создаваемого цилиндрической зонной линзой в массиве. Зонная линза – 7 зон Френеля, $k_l F = 245$, $k_l h_7 = 100$, $k_l r_0 = 2.5$, $U_0 = 300$ В.

В приведенном случае отношение амплитуд радиальных смещений в фокусе и на стенке скважины составляет около 0.4, однако при этом можно говорить о значительной компенсации цилиндрической расходимости. Этот факт демонстрируется на рис. 4, где приведено поле радиальных смещений, создаваемого сферическим фокусирующим распределением по начальной цилиндрической апертуре, цилиндрической зонной линзой и простой цилиндрической расходимостью. Амплитуда поля, создаваемого цилиндрической зонной линзой, почти на порядок превосходит амплитуду поля, характерную для простой цилиндрической расходимости. Максимальными возможностями в плане фокусировки обладает сферический фазовый фронт (кривая *1* на рис. 4), однако изготовление скважинных источников, реализующих подобный фронт, весьма затруднительно. Цилиндрическая зонная линза обладает, кроме простоты, еще одним преимуществом: при заданном разбиении начальной апертуры на зоны можно управлять положением фокуса в фокальной плоскости (см. вы-

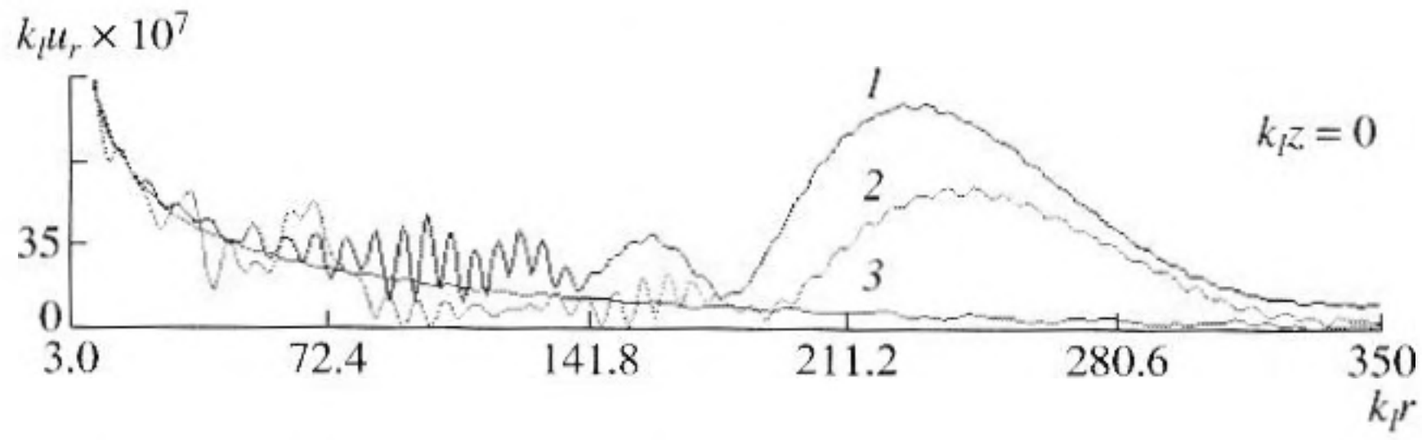

Рис. 4. Распределение поля радиальных смещений: *1* – сферическое фокусирующее распределение по начальной цилиндрической апертуре размером $2k_l a = 200$, $k_l F \sim 245$; *2* – цилиндрическая зонная линза $n = 7$, $k_l F = 245$, $2k_l h = 200$; *3* – простая цилиндрическая расходимость, начальная апертура $2k_l a = 200$.

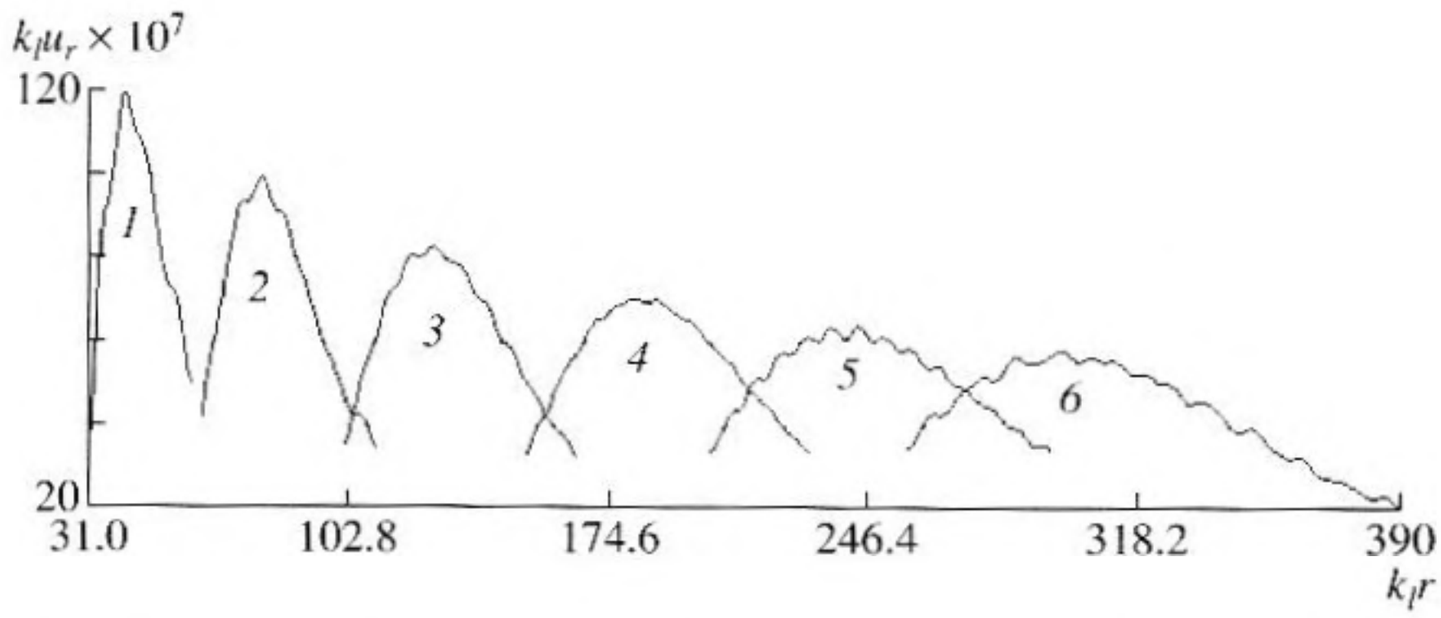

Рис. 5. Поле радиальных смещений в фокальной области зонной линзы на фиксированной частоте при изменении фокусного расстояния. Зонная линза – 7 зон Френеля, *1* – $k_l F = 41$, *2* – $k_l F = 79$, *3* – $k_l F = 125$, *4* – $k_l F = 181$, *5* – $k_l F = 245$, *6* – $k_l F = 289$, размеры зон Френеля определяются по формуле $h_n \sim \sqrt{((n - 1/4)\lambda F)}$.

ражение (1)), меняя частоту излучения. Технически создать эффективную низкодобротную антенну достаточно сложно, кроме того, при перестройке частоты могут нарушиться условия согласования антенны с массивом, однако, в некоторых случаях, можно подобрать такое соотношение характерных размеров скважины и акустического источника, что многофокусный режим излучения возможен [5, 6]. Таким образом, скважинные зонные линзы дают возможность разрабатывать новые технологии воздействия акустическим полем из скважин на геотехнологические процессы. С одной стороны, такие антенны дают возможность обрабатывать выделенные участки прискважинной зоны максимально возможным, с точки зрения эффективного излучения из скважины, полем; с другой – позволяют сканировать околоскважинное пространство фокусом (вдоль оси скважины, например, простым перемещением антенны).

Весьма распространена в применении узкополосная скважинная антенна, собранная из резонансных преобразователей. Если зафиксировать частоту, то фокусное расстояние будет меняться с изменением размеров зон Френеля на начальной цилиндрической апертуре. На рис. 5 демонстрируется изменение поля радиальных смещений в фокальной области зонной линзы на фиксированной частоте при изменении фокусного расстояния. Амплитуда радиальных смещений в фокусе при увеличении фокусного расстояния падает как амплитуда в цилиндрически расходящейся волне: $k_l u_r \sim 1/\sqrt{k_l F}$.

Если задаются частота и фокусное расстояние, амплитуду поля в фокусе можно поднять, увеличивая количество зон Френеля. На рис. 6 представлено изменение амплитуды поля радиальных смещений в фокальной плоскости цилиндрической зонной линзы при изменении количества зон Френеля.

Изменение амплитуды поля в фокусе пропорционально следующему выражению:

$$k_l u_r \sim \sqrt{\pi/2k_l F} \times$$
$$\times \left[1 + \frac{2}{\pi} \sum_{m=1}^{n} (m - 1/4)^{-1/2} + \frac{1}{\pi}(n + 3/4)^{-1/2} \right]. \quad (10)$$

Правая часть выражения (10) теоретически получена и экспериментально проверена в [4] для случая среды без сдвиговых напряжений и явля-

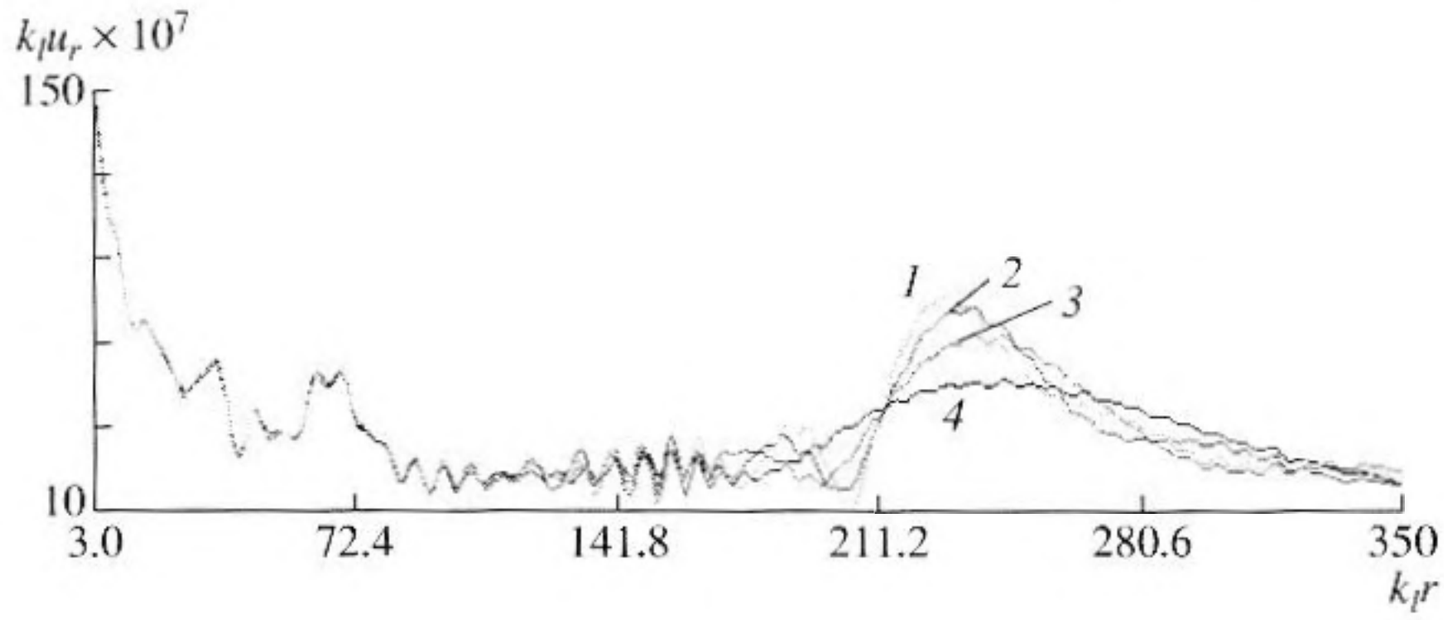

Рис. 6. Изменение амплитуды поля радиальных смещений в фокальной плоскости цилиндрической зонной линзы при изменении количества зон Френеля: *1* – $n = 17$, *2* – $n = 13$, *3* – $n = 9$, *4* – $n = 5$; $k_l F = 245$.

ется, по сути, коэффициентом усиления по полю, выражение для которого справедливо для всех n.

На рис. 6 видна особенность, характерная для большинства фокусирующих систем – при увеличении коэффициента усиления фокус сдвигается по направлению к излучающей апертуре. Однако тут необходимо заметить, что при излучении в массив из скважины через жидкий слой затруднительно вводить коэффициенты усиления по полю, так, как это сделано в [4]. Это связано с тем, что излучение и фокусирование происходят в разных средах, а распределение смещений на стенке скважины достаточно неоднородно вдоль апертуры антенны (см. рис. 2). Наиболее приемлемым кажется сравнение энергетических характеристик акустического поля, излучаемого в скважину и упругих полей, распространяющихся в массиве. Потребляемая антенной электрическая мощность $W_e = U^2/R_{f-i}$, где U – действующее значение напряжения, R_{f-i} – входное сопротивление антенны, излучаемая акустическая мощность $W_a = W_e\eta_{ea}$, где η_{ea} – КПД электроакустического преобразования. О методах измерения R_{f-i} и о методах оценки η_{ea} см., например, [12, 13]. Если антенна равномерно заполнена преобразователями и существует возможность пренебречь тем фактором, что взаимодействие между преобразователями по конструкции и по полю приводит к изменению функций распределения амплитуды и фазы по начальной апертуре, то можно оперировать понятием удельной мощности антенны или интенсивности $J_0 = W_e\eta_{ea}/S_a$, где S_a – площадь активной апертуры антенны. Например, при подготовке к эксперименту, описанному в [5], тщательно измерялась неравномерность распределений амплитуды и фазы по апертуре скважинных антенн, оказалось, что эти неравномерности находятся в пределах 5%. Это дало возможность при оценках полей не учитывать взаимодействие преобразователей между собой.

Можно показать [14], что в случае протяженной квазилинейной антенны полная активная мощность, вводимая в массив, и акустическая мощность на колеблющейся поверхности антенны равны. Основываясь на этом, можно ввести энергетический коэффициент усиления K_F^J, связывающий, например, начальную интенсивность J_0 и интенсивность, переносимую упругим полем через фокус. Основная энергия переносится через фокальную область полем радиальных смещений. Оценки отношения полной мощности поля радиальных смещений к полной мощности поля тангенциальных смещений на фокальном цилиндре в случае антенны из [5] дают величину отношения ~12. Максимум интенсивности обоих полей приходится, естественно, на фокальную область. На рис. 7 представлены характерные распределения интенсивностей, создаваемых фокусирующей зонной линзой в фокальной плоскости (интенсивность поля тангенциальных смещений в фокальной плоскости равна 0) и на фокальном цилиндре. На рис. 3 для той же самой зонной линзы представлено распределение поля радиальных смещений.

Таким образом, с большой точностью, величину K_F^J можно записать в виде: $K_F^J = J_F^r/J_0$, где J_F^r является интенсивностью поля радиальных смещений в фокусе. Для гармонического случая J_F^r можно представить в виде: $J_F^r = -(i\omega/2)\sigma_{rr}u_r$.

На начальной апертуре протяженной антенны полная мощность поля тангенциальных смещений так же мала. Однако области на стенке скважины, являющиеся источниками поля тангенциальных смещений, например, в случае цилиндрической зонной линзы, существуют. Эти области соответствуют границам зон, и относительный вклад их в общее поле растет с увеличением количества зон, однако существенным этот вклад ста-

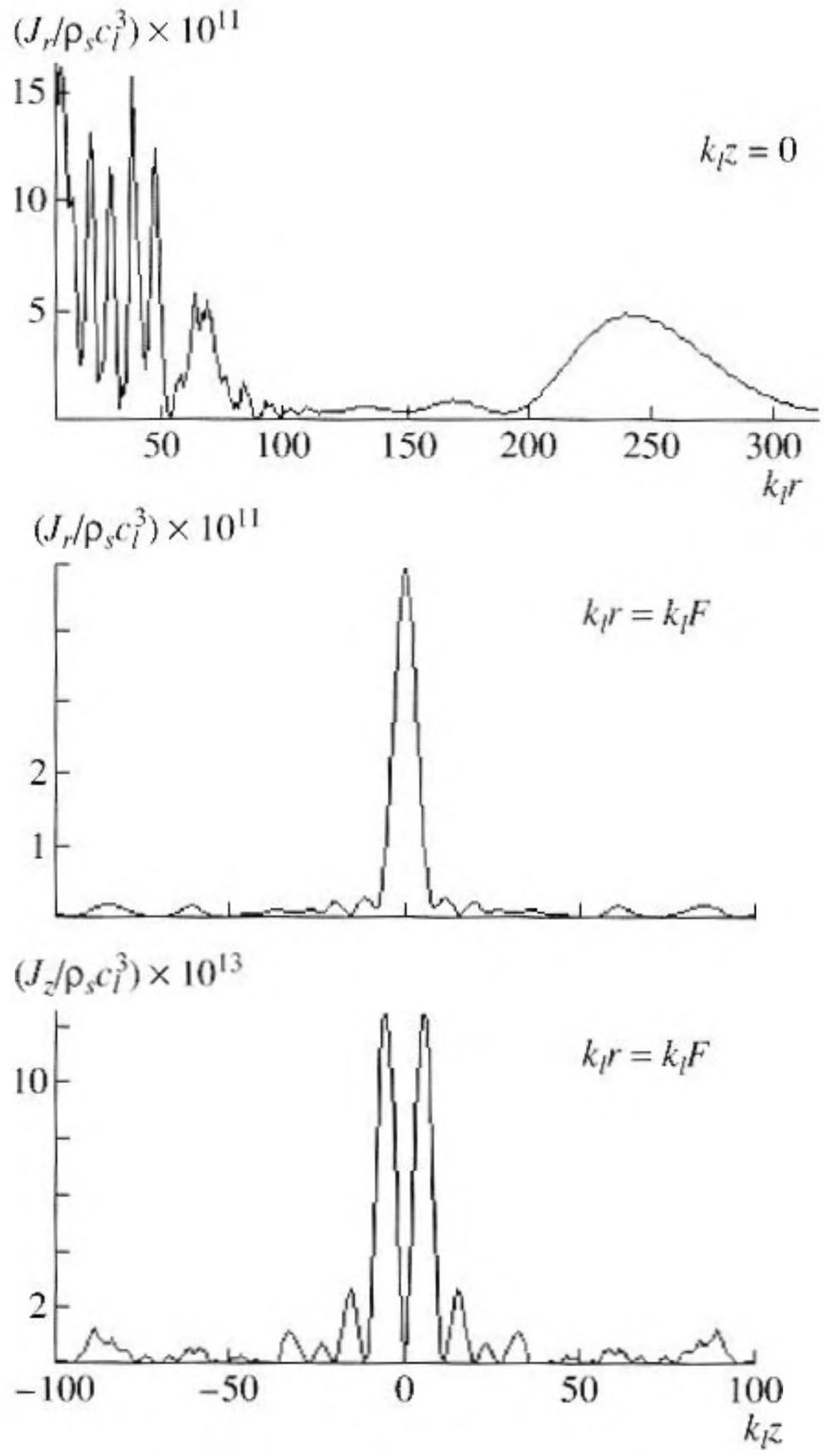

Рис. 7. Распределения интенсивности в околоскважинной области зонной линзы. Зонная линза – 7 зон Френеля, $k_l F = 245$, $k_l h_7 = 100$, $k_l r_0 = 2.5$, $U_0 = 300$ В.

новится для зонных линз с достаточно большим количеством зон. Например, для используемой в [5] антенне ($n = 7$) отношение полной мощности поля радиальных смещений к полной мощности поля тангенциальных смещений на стенке скважины составляет ~28.5. При $n = 1$ это отношение превышает 500, а при $n = 10$ составило бы величину ~25, т.е. 4% полной мощности на стенке скважины приходится на поле тангенциальных смещений (оценки сделаны для параметра $kF \sim 250$). Таким образом, протяженную скважинную фокусирующую антенну, излучающую в массив через слой жидкости, можно считать источником радиальных смещений. Тем не менее, существенная неоднородность распределения радиальных смещений на стенке скважины приводит к тому, что отношения полных мощностей, переносимых полями смещений, меняются вдоль оси $k_l r$. При удалении от начальной апертуры это отношение падает, достигая своего минимума в районе сечения $k_l r = kF/2$, затем растет, достигая локального максимума в районе фокуса, далее медленно спадает, стремясь к 1. Для зонной линзы из [5] на начальной апертуре это отношение ~28.5, в минимуме ~4, в области фокуса ~12.

Итак, основной поток звуковой энергии на расстоянии kF от оси скважины концентрируется в узкой тороидальной области, вытянутой вдоль оси r, и направлен по той же оси. Численный эксперимент показывает, что при выполнении условия $F > h_n$ и $F \gg r_0$ величину K_F^J можно оценить с помощью следующего выражения:

$$K_F^J = (\pi/2k_l F) \times$$
$$\times \left[1 + \frac{2}{\pi}\sum_{m=1}^{n}(m - 1/4)^{-1/2} + \frac{1}{\pi}(n + 3/4)^{-1/2}\right]^2, \quad (11)$$

которое, по сути, является квадратом выражения (10).

Величина $K_F^J(n)$ при увеличении числа зон растет медленно, например, при $k_l F = 125$ $K_F^J(7) = 0.176$, $K_F^J(8) = 0.194$, $K_F^J(9) = 0.212$, а при $k_l F = 245$ $K_F^J(7) = 0.093$, $K_F^J(8) = 0.103$, $K_F^J(9) = 0.114$, такой медленный рост характерен для дифракционного фокусирования [4]. В (11), кроме того, не учитываются факторы, связанные с затуханием упругих полей в массиве, поэтому значения $K_F^J(n)$, полученные из (11), можно считать предельными значениями этого коэффициента. Если известен декремент затухания продольных волн в массиве d, то диссипацию упругой энергии в массиве можно учесть, умножив (11) на $\exp(-2dr/\lambda_l)$.

Из опыта конструирования скважинных зонных линз следует, что наиболее реальны антенны, состоящие из 5–9 зон, так, в экспериментах по интенсификации геотехнологических процессов [5, 6] использовались 7-зонные линзы с предельным коэффициентом $K_F^J(7) \sim 0.1$, $k_l F \sim 250$ ($F \sim 5$ м). На начальной апертуре в [5, 6] достигались интенсивности $J_0 \sim 1.1$ Вт/см^2, измеренный декремент затухания по продольным волнам $d \sim 1.5 \times 10^{-3}$, что позволяет оценить J_F^r в эксперименте [5, 6]: $J_F^r \sim 0.1$ Вт/см^2.

Частоты излучения для эффективных фокусирующих скважинных антенн занимают диапазон от единиц кГц до десятков кГц (при средних скоростях продольных волн в осадочных породах от 2 до 4 км/с). Для более низких частот габариты антенн становятся весьма значительными, что за-

трудняет их использование в скважинах. Для более высоких частот существенным становится затухание в массиве, что ограничивает область действия акустического поля. Желательно, чтобы выполнялось условие $L_d \geq F$, где L_d – дистанция затухания акустической волны в массиве. Это условие накладывает также ограничения на фокусное расстояние. Обычно декременты затухания в продуктивных породах имеют порядок 10^{-2}–10^{-3}, поэтому достижимы фокусные расстояния $F \sim$ ~ 10–15 м. Однако обрабатывать продуктивный коллектор на таких расстояниях обычно не имеет смысла. Чаще всего обработка прискважинной зоны (призабойной зоны продуктивного пласта) проводится в целях улучшения фильтрационных характеристик. Известно, что закон распределения давления между контуром питания и скважиной имеет логарифмический характер, и при этом основная часть разности давлений приложена к узкой зоне вблизи скважины, см., например, [15]. Проницаемость именно этой зоны, в основном, определяет дебит скважины. В большинстве случаев размер призабойной зоны не превышает единиц метров, это определяет требуемые фокусные расстояния у фокусирующих скважинных антенн: $1 \leq F \leq 5$ м, что вполне реально.

В заключение необходимо отметить, что с помощью фокусирующих скважинных антенн можно создать эффективные методы диагностики околоскважинного пространства. Метод измерения упругих нелинейных параметров геологической среды, находящейся вне аномальной зоны скважины, в котором используется сфокусированный фронт, подробно обсуждается в [6]. Здесь хочется обратить внимание на возможность диагностировать и исследовать некоторые геотехнологические процессы с помощью сфокусированных фронтов. В экспериментах по интенсификации подземного выщелачивания, представленных в [5, 6], было замечено, что концентрация полезного компонента в откачиваемом растворе при воздействии сфокусированным акустическим полем зависит от времени таким образом, что по зависимости концентрации от времени можно оценить скорость фильтрации. Контрастность упругого поля в прискважинной зоне приводит к тому, что области со значительной интенсивностью поля могут быть разнесены на несколько метров, например, область, непосредственно находящаяся около ствола скважины, и фокальная область. Если этот факт удается связать с изменяющимися параметрами откачиваемого флюида, то возможно создание метода непрерывной или экспресс-диагностики геотехнологического процесса, который интенсифицируется акустическим полем.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-16805, 03-02-17074 и гранта НШ-5200.2006.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proceedings on the First Conference on Elastic-Wave Stimulation of Fluid Flow in Porous Media, Gubkin Oil and Gas University, Moscow, 2002.

2. *Касьянов Д.А.* Фокусирование расходящейся цилиндрической волны // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 6. С. 1078–1087.

3. *Касьянов Д.А.* Фокусирование расходящейся цилиндрической волны II // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 78–83.

4. *Касьянов Д.А.* Цилиндрическая зонная линза // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. 2000. № 9. С. 782–792.

5. *Касьянов Д.А., Шалашов Г.М.* Об опыте акустического воздействия на процесс подземного выщелачивания редких металлов // Труды XI Сессии РАО. Т. 2. М.: ГЕОС, 2001. С. 121–125.

6. *Касьянов Д.А., Шалашов Г.М.* Фокусирование расходящихся цилиндрических волн и перспективы скважинной акустики // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45. № 2. С. 170–186.

7. *Малюжинец Г.Д.* Дифракция вблизи оси зональной пластинки // ДАН СССР. 1946. Т. 54. № 5. С. 403–406.

8. *Карпачева А.А., Розенберг Л.Д., Тартаковский Б.Д.* Экспериментальное исследование дифракции в фокусе зональной пластинки // ДАН СССР. 1946. Т. 54. № 5. С. 399–401.

9. *Касьянов Д.А.* О работе протяженной пьезокерамической антенны в скважине // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 2. С. 111–122.

10. *Крауклис П.В., Крауклис Л.А.* О спектре продольной волны в скважине с зацементированной обсадной колонной // Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Вып. 17. Л.: Наука, 1976. С. 156–164.

11. *Гутин Л.Я.* Излучение поршня, колеблющегося в бесконечном экране, в упругую среду // Акуст. журн. 1963. Т. 9. № 3. С. 314–323.

12. Подводные электроакустические преобразователи. Л.: Судостроение, 1983. 248 с.

13. *Орлов Л.В., Шабров А.А.* Гидроакустическая аппаратура рыбопромыслового флота. Л.: Судостроение, 1987. 222 с.

14. *Крутин В.Н.* Энергетические соотношения при излучении упругих волн из скважины // Сб. Новые геоакустические методы поиска и разведки месторождений полезных ископаемых. М.: ВНИИЯГГ, 1982. С. 76–88.

15. *Баренблатт Т.И., Ежов В.М., Рыжик В.М.* Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Наука, 1984. 211 с.

Optimal Type of Focusing Borehole Radiators

D. A. Kas'yanov

Radiophysical Research Institute, Bol'shaya Pecherskaya ul. 25, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
e-mail: kasd@nirfi.sci-nnov.ru

Abstract—A promising type of borehole acoustic radiators intended for both affecting geotechnological processes and investigating the borehole environment is considered. The basic difference of the radiators under consideration from the existing ones is the possibility of focusing the acoustic field into a preset region of borehole environment. Elastic fields produced by focusing borehole radiators in rock are studied. Limiting abilities of focusing borehole systems are investigated. It is demonstrated that borehole radiators with a variable focal distance can be designned, which provides a real opportunity to control the distribution of elastic fields in the borehole environment. This property may be very important in developing the acoustic technologies for affecting productive reservoirs of geotechnological boreholes.