

УДК 532.546:534.2—18

© 1992 г. В. Н. НИКОЛАЕВСКИЙ

ВИБРАЦИИ ГОРНЫХ МАССИВОВ И КОНЕЧНАЯ НЕФТЕОТДАЧА ПЛАСТА¹

Приводятся основные сведения о возможностях механического воздействия на нефтяной пласт. Показано положительное влияние вибрации на долю нефти в дебитах обводненных скважин. Эффект объяснен восстановлением проницаемости для диспергированной нефти за счет кластеризации или же дробления капель.

Предложена математическая модель, выявляющая особую роль доминантных частот колебаний. В ее основу положены нелинейные явления, связанные с внутренним вязкоупругим резонансом. Соответствующее уравнение эволюции сейсмических волн, излучаемых вибратором, оказывается обобщением уравнения Бюргерса — Кортевега — де Вриза. Для него доказано существование асимптотической регулярной волновой структуры. Учет эффекта поворота микрочастиц приводит к двумодальным волновым колебаниям, причем в условиях длиннокоротковолнового резонанса возможна нелинейная генерация высоких ультразвуковых частот сейсмическими волнами. Возникающие ультразвуковые колебания обеспечивают восстановление мобильности капель нефти.

1. Исследования динамических воздействий на нефтегазосодержащие пласты были предприняты впервые в широком масштабе в связи с проектами применения мощных взрывов [1] с целью интенсификации добычи нефти. Промышленные опыты были проведены на нефтяных месторождениях [2], представленных высокопористыми породами (пористость ~25%). При этом максимальное увеличение дебитов скважин не превосходило 50%, а на ряде скважин было даже меньше. Взрыв трех ядерных зарядов [3], проведенный в плотных песчано-глинистых отложениях, насыщенных природным газом, привел к существенному снижению дебитов скважин.

Почему применение мощных взрывов не привело к улучшению нефтегазоотдачи пласта?

Дело в том [4, 5], что в пористых средах проходят одновременно два конкурирующих процесса: схлопывания пор и создания новой трещинной пустотности. Взрыв в высокопористом коллекторе приводит преимущественно к уплотнению среды в кольцевой зоне, охватывающей точку заложения заряда. Трещины возникают настолько мелкие, что через них невозможно осуществить дренаж пласта. Только при начальной пористости, меньшей 15%, преимущественным механизмом становится трещинообразование, а потому взрыв в массиве с пористостью в 8—10% приведет к улучшению фильтрационных свойств. Поэтому взрывная технология перспективна на месторождениях нефти и газа столь малой начальной проницаемости, что ныне они оказываются вне интересов нефтегазодобычи.

Вместе с тем при проведении мощных взрывов на нефтяных месторождениях были отмечены изменения дебитов скважин, удаленных от точки взрыва более чем на 800 м, т. е. за контуром потенциального трещинообразования ($r \geq 0,5$ — 1,0 м/кг^{1/3}, где r — приведенное расстояние к энергии взрыва, выраженной в эквивалентном весе тринитротолуола). Этот эффект можно объяснить как про-

¹ По материалам доклада, прочитанного на секции механики жидкости и газа VII съезда по теоретической и прикладной механике. Москва, август 1991 г.

хождением изолированной трещины, так и воздействием вибраций на дальнюю зону пласта. Дебиты скважин при землетрясениях также меняются [6]. Даже удаленные на 200 км землетрясения меняют соотношение нефть — вода в эксплуатационных скважинах, но на таких расстояниях воздействие землетрясений осуществляется только благодаря сейсмическим волнам, т. е. путем вибраций.

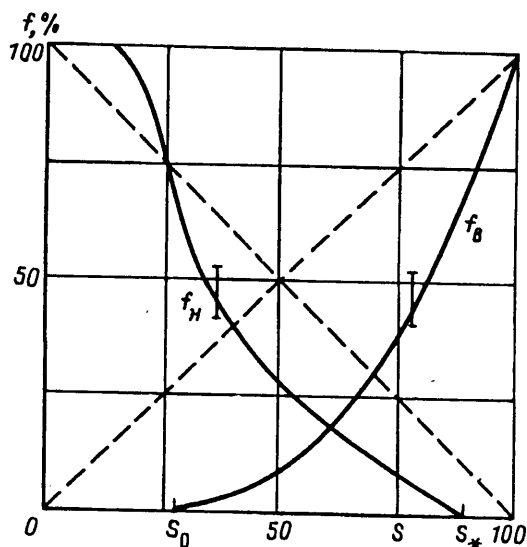
Близкие идеи возникли из опыта акустического каротажа скважин. В ряде случаев ультразвуковое воздействие на призабойную зону скважин, вскрывающих нефтяные пласты, приводило к увеличению их дебитов [7]. Эффект, по-видимому, связан с очисткой призабойной зоны от механических и иных примесей и восстановлением проницаемости пласта. Успешным оказалось и воздействие на низких (вибрационных) частотах на призабойные зоны, которое реализуется с помощью электромеханических излучателей или создания устройств, излучающих звук на дне скважины за счет самого потока нефти или газа, притекающего из пласта. При использовании передвижных (обычных для сейсморазведки) вибраторов первоначально предполагалось, что их действие сводится к ускоренной гравитационной сепарации нефти и воды в обводненном пласте. Лабораторное моделирование показало [8], что для этого нужны большие амплитуды вибраций в пласте, которые пока нереальны на значительных глубинах. Поэтому единственным успешным приемом оказывается вибрационное воздействие на пласт со свободной поверхности при продолжении отборов флюидов через систему работающих скважин.

Было обнаружено, что наибольшая эффективность достигается на определенных частотах вибраций, воздействующих на пласт, которые меняются от пласта к пласту. Поэтому взрыв или простые ударные устройства, излучающие широкий спектр частоты, приводят к лишней затрате волновой энергии. Судя по реакции водонасыщенных пластов на вибрации, полный дебит (и напор) меняются незначительно. Поэтому можно думать, что абсолютная проницаемость пласта при виброобработке неизменна. Главный результат [9] состоял в следующем: вибрационное воздействие повышает долю нефти в дебитах обводненных скважин. Этот эффект отмечен и при землетрясениях [10, 11]: возрастает доля нефти в дебите скважин с высоким процентом воды в нефтяных скважинах, еще не подвергнутых обводнению.

Таким образом, слабое сейсмическое вибровоздействие действительно увеличивает конечный коэффициент нефтеотдачи, который и соответствует этапу обводнения всей залежи.

2. Взаимозамещение нефти и воды в фильтрационном потоке определяется [4] фазовыми проницаемостями $f_h(s)$, $f_w(s)$, где s — насыщенность воды (фиг. 1). В квазистатических условиях фазовая проницаемость $f_h(s)$ для нефти обращается в нуль, если соответствующая насыщенность воды становится больше пороговой величины s_* . При обводнении ($s > s_*$) нефть заземлена в виде отдельных капель, обтекаемых непрерывным водным потоком. В аналогичной ситуации находится так называемая связанная вода в нефтяной залежи до начала отбора нефти ($s < s_0$). Вибрации заставляют диспергированные капли перемещаться в потоке [11] или даже дробят их на части. Соответственно могут быть реализованы два сценария событий в поровом пространстве. Первый из них обычен для теории перколяции [12] и состоит в кластеризации дисперсной фазы. Согласно второму, дробящиеся капли становятся меньше диаметра пор и уносятся водным потоком. И в том и в другом случае происходит динамическое восстановление фазовой проницаемости до значений, намеченных на фиг. 1 штриховой линией. Движение меньшей по объему фазы становится возможным и при насыщенности, меньшей пороговой: воды при $s < s_0$ и нефти при $s > s_*$.

Отсюда следует первый практический вывод. Вибровоздействие действительно может повысить нефтеотдачу обводненного пласта, но приведет к ускоренному обводнению скважины, если применять вибрации на участках, где вода находится в «связанном» состоянии [9].



Фиг. 1

Отмечалась [13] также ускоренная дегазация нефтяного пласта при вибрации, что означает высвобождение адсорбированных или растворенных газов. Поскольку газовая проницаемость равна нулю, и в этом случае надо вводить особый механизм переноса. Ситуация соответствует предположениям Л. С. Лейбензона, что газовые пузырьки имеют размер меньше пор и перемещаются со скоростью потока жидкости или даже быстрее [14]. Напомним, что при выделении пузырьков газа из раствора напор, требуемый для поддержания фиксированного дебита скважин, несколько уменьшается, что приводит к характерному излому индикаторных линий производительности нефтяных скважин [15].

Как будет показано ниже, при вибрации в пласте возникает ультразвук, что приводит к ускорению капиллярной пропитки [16], в частности, нефтенасыщенных блоков водой [8]. Это обстоятельство также положительно влияет на конечную нефтеотдачу пласта.

3. Каким образом чрезвычайно слабое сейсмическое воздействие может «перетряхивать» пласт? Конечно, главным источником энергии служит непрерывающееся одновременное течение воды, но все же следует искать причины избирательного усиления посылаемого сейсмического сигнала.

Из экспериментов [17] известно, что геофизическая среда является фильтром, преобразующим любой сейсмический сигнал в бегущее колебание определенной частоты, которую будем называть доминантной. Типичный сейсмический сигнал Берлаге, как известно, состоит преимущественно из колебаний доминантной частоты и кратных ей [18, 19]. В основу работ [10, 11] была положена идея, что нелинейное уравнение, обобщающее уравнение Бюргерса — Кортевега — де Вриза за счет введения старших производных при определенном выборе коэффициентов Γ_p может обеспечить эволюцию любого сейсмического сигнала к колебаниям с доминантными частотами

$$\frac{\partial v}{\partial t} + Nv \frac{\partial v}{\partial x} + \sum_{p=1}^n \Gamma_{p+1} \frac{\partial^{p+1} v}{\partial x^{p+1}} = 0 \quad (3.1)$$

Здесь v — скорость смещения, N — коэффициент нелинейности, и выбрана система координат, движущаяся со скоростью соответствующей упругой волны.

Уравнение (3.1) соответствует реологической связи между напряжением σ и деформацией e , следующего вида [9, 20]:

$$\sigma + \sum_{p=1}^m a_p \frac{d^p \sigma}{dt^p} = Ee + \sum_{p=1}^n b_p \frac{d^p e}{dt^p} \quad (3.2)$$

дополняющая уравнения баланса масс и импульса. Здесь a_p, b_p, E — реологические коэффициенты. Если $m = 3$ и $n = 5$, в уравнении (3.1) фигурирует полином шестого порядка, причем в реальных вариантах четные коэффициенты Γ_{p+1} отрицательны, а нечетные — положительны. Здесь производные берутся в смысле Олдройда.

Почему уравнение (3.1) обеспечивает преобразование колебания к доминантной частоте? Дело в том, что диссипация D , согласно (3.1), определяется биквадратным полиномом $D(k)$ относительно волнового числа k . В интервале между корнями уравнения $D(k) = 0$ (фиг. 2) волновые числа могут соответствовать



Фиг. 2

неустойчивым колебаниям², однако рост их амплитуды ограничен нелинейным эффектом. Тем самым эти колебания реальны, причем ограниченный рост амплитуд обеспечивает их энергетическое преобладание в сейсмическом сигнале. Дисперсия, связанная с нечетными производными в уравнении (3.1), приводит к перекачке энергии именно в интервал доминантных частот [10].

Эти качественные соображения были проиллюстрированы численно с помощью уравнения (3.1) при $\Gamma_s = 0$ [20] на примере преобразования белого шума в регулярную структуру колебаний доминантной частоты. Отметим следующую характерную черту. Чем больше коэффициент нелинейности N , тем меньше амплитуда появившейся регулярной структуры и тем меньше время перехода к этой структуре. Само существование времени перехода объясняет отмечаемое в полевых экспериментах «запаздывание» реакции пласта на вибровоздействие.

Введение высших производных по времени в реологический закон (3.2) можно трактовать как присоединение к упругим элементам осциллирующих масс [10]. Отношение внутренних масс к плотности среды фактически означает введение внутреннего линейного масштаба (диаметра, зерна, размера блока). Согласно (3.1), усиления сигнала на избранных (доминантных) частотах объясняется вязкоупругим нелинейным резонансом. В работе [21] эффект усиления нелинейных волн связывается с высвобождением упругой энергии, накопленной на объемных дефектах. С этой целью в эволюционное уравнение (3.1) при $\Gamma_p = 0$, $p \neq 3$ вводится источник, зависящий от амплитуды скорости смещения v . Усиление сигнала происходит на всех частотах.

Эффект избирательного усиления звуковых волн на узком интервале частот был замечен в экспериментах с отражением на снежном покрове и на некоторых почвах [22, 23], причем объяснялся не стратиграфическим резонансом, а динамикой пористой среды с микроструктурой. В этой связи напомним, что доминантные частоты реализуются в виде волны второго рода, по терминологии [4], или кода-волны, а в случае совпадения частот микроструктурного и стратификационного резонанса энергия доминантных частот возрастает за счет длины регулярного цуга [24].

Эволюционное уравнение (3.1) сохраняет суммарный импульс колебаний [25]. Однако фактически использование [10, 11] при выводе (3.1) первое приближение (по v) недостаточно, как известно, для анализа баланса энергии.

² А. Л. Крылов заметил, что, согласно уравнению (3.1), линейные колебания неустойчивы при $n = m + 2$ и некоторых условиях на a_p, b_p .

4. Принцип формирования предельной регулярной структуры [25] поясним, вслед за Б. А. Маломедом, на примере полного уравнения эволюции колебаний, учитывающего дисперсию волновой энергии:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[- \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + 1 \right)^2 + \varepsilon \right] v + v \frac{\partial v}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} + \beta_2 \frac{\partial^5 v}{\partial x^5} = 0 \quad (4.1)$$

Здесь v — скорость смещения, ε — малый параметр, β_1, β_2 — коэффициенты, определяющие дисперсию волн. Уравнению (4.1) соответствует групповая скорость колебаний (и волновой энергии) следующего вида:

$$c_g = 3\beta_1 k^2 + 5\beta_2 k^4 \quad (4.2)$$

При $\varepsilon = 0$ колебания, соответствующие волновым числам $k = \pm 1$, оказываются неустойчивыми, а групповая скорость для указанных значений k оказывается одной и той же. Поэтому неустойчивые колебания могут быть описаны лишь одной комплексной амплитудой. Проведем теперь обобщение уравнений Гинзбурга — Ландау [26], соответствующее решениям в форме бегущих волн.

Начнем с уравнения (4.1) при $\beta_1 = \beta_2 = 0$. Положим

$$v = U_0(x, t) + U_1(x, t)e^{ix} + \bar{U}_1(x, t)e^{-ix} + U_2(x, t)e^{2ix} + \bar{U}_2(x, t)e^{-2ix} + \dots \quad (4.3)$$

где U_0, U_1, U_2 — функции координаты x , медленно меняющиеся с основной гармоникой $\exp(\pm ix)$. В первом приближении уравнение (4.1) дает $U_2 = -(i/9)U_1^2$. Теперь уравнение (4.1) приводится к двум взаимосвязанным соотношениям между комплексными амплитудами

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + \varepsilon U_1 + 4 \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \frac{1}{9} (U_1)^2 U_1 - i U_0 U_1 + U_0 \frac{\partial U_1}{\partial x} = 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial U_0}{\partial t} = \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (U_1)^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (U_0)^2$$

Если положить $U_0 \equiv 0$, то уравнение (4.4) будет представлять собой обычное уравнение Гинзбурга — Ландау.

Стандартная замена переменных позволяет дополнительно упростить систему (4.4)

$$U_1 = \sqrt{\varepsilon} U_1^*, \quad x = \frac{x^*}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad t + \frac{t^*}{\varepsilon}, \quad U_0 = \varepsilon U_0^* \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + \varepsilon U_1 + 4 \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \kappa |U_1|^2 U_1 - i U_0 U_1 = 0$$

$$\frac{\partial U_0}{\partial t} = q^2 \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} |U_1|^2$$

Здесь коэффициент κ заменил число $1/9$ для большей общности и, кроме того, с той же целью внесен коэффициент q^2 (оба положительны, порядка единицы).

Уравнения (4.5) имеют те же решения, что и уравнения Гинзбурга — Ландау

$$U_0 = 0, \quad U_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon - 4k^2}{\kappa}} e^{ikx} \quad (4.6)$$

где k — волновое число из интервала $k^2 < (\varepsilon/4)$, причем $K = k + 1$ полное волновое число для $v(x)$ по уравнению (4.1). Если теперь изучать такие слабые возмущения, что

$$U_1(x, t) = a(x, t) \exp[i\varphi(x, t)], \quad a = a^{(0)} + a^{(1)} \exp(\gamma t + ipx)$$

$$\varphi = \varphi^{(0)} + \varphi^{(1)} \exp(\gamma t + ipx), \quad U_0 = U_0^{(1)} \exp(\gamma t + ipx) \quad (4.7)$$

то уравнения (4.5) примут вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial a}{\partial t} &= \varepsilon a + 4 \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} - 4a \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 - \kappa a^3 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= 4 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{8}{a} \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - U_0 \\ \frac{\partial U_0}{\partial t} &= q^2 \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} a^2 \\ a^{(0)} &= \sqrt{\frac{\varepsilon - 4k^2}{\kappa}}, \quad \varphi_0 \equiv kx\end{aligned}\quad (4.8)$$

При этом дисперсионное уравнение для (4.8) имеет вид

$$[(\gamma + 4p^2)^2 + 2(\varepsilon - 4k^2)(\gamma + 4p^2) - 64k^2p^2](\gamma + q^2p^2) - 16\kappa^{-1}(\varepsilon - 4k^2)kp^2 = 0 \quad (4.9)$$

Для решения вопроса об устойчивости критическую роль играют возмущения, соответствующие бесконечно малым значениям p , т. е. при $\gamma^2 = 8\kappa^{-1}kp^2$ в окрестности корня $\gamma = 0$, $p = 0$. Условие устойчивости $\text{Re } \gamma(p) \leq 0$ требует, чтобы значения $k < 0$.

Для полного волнового числа это означает устойчивость колебаний слева (что и отличает от критерия [27]) от значения $K_0 = 1$. Сохранение членов второго порядка малости приводит к определению границ узкой зоны устойчивости

$$k \leq 0, \quad k \leq k_0 \equiv \sqrt{\varepsilon/12} + O(\varepsilon) \quad (4.10)$$

Использование известного критерия Рауса — Гурвица к уравнению (4.9) не вводит дополнительных ограничений на выделенную зону устойчивости.

Уравнения (4.8) могут быть упрощены за счет приема, характерного для геометрической оптики. Согласно этому приему предполагается, что локальная амплитуда $a(x)$ и локальное волновое число $k(x) = \partial \varphi / \partial x$ связаны квазистационарно и являются медленными функциями x , t

$$a^2 = \frac{\varepsilon - 4k^2}{\kappa}, \quad \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial x} = - \frac{4k}{\varepsilon - 4k^2} \frac{\partial k}{\partial x} \quad (4.11)$$

Анализ приводит к выводу, что в этом приближении $k \sim L^{-2}$, $U_0 \sim \partial \varphi / \partial t \sim L^{-3}$, $T \sim L^2$ и упрощенная система уравнений (4.8) имеет вид

$$\frac{\partial^2 k}{\partial t^2} - (4 + q^2) \frac{\partial^2 k}{\partial t \partial x^2} + 4q^2 \frac{\partial^4 k}{\partial x^4} + \frac{4}{\kappa} \frac{\partial^2 k^2}{\partial x^2} = 0 \quad (4.12)$$

Если искать теперь решение в форме бегущей волны $k = k(x - Vt)$, то будем иметь

$$4q^2 k'' + (4 + q^2) V k' + (4/\kappa) k^2 + V^2 k + 2C = 0 \quad (4.13)$$

где C — произвольная константа. Уравнение (4.13) соответствует колебательным движениям частицы массы $m = 4q^2$ с координатой k в поле сил с потенциалом и коэффициентом трения

$$U_{\text{eff}} = \left(\frac{4}{3\kappa} \right) k^3 + \left(\frac{V^2}{2} \right) k^2 + 2Ck, \quad \alpha = (4 + q^2) V \quad (4.14)$$

Таким колебаниям соответствуют устойчивые положения

$$k = (\kappa/8) (-V^2 + \sqrt{V^4 - (32/\kappa)C}), \quad V^4 > (32/\kappa)C \quad (4.15)$$

Если $V = 0$, то уравнение (4.13) может быть проинтегрировано, причем устойчивость решения обеспечивается требованием, чтобы $C < 0$.

Простейшим частным решением оказывается уединенная волна («солитон»)

$$k(x) = k_+ \left[3 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{1}{q} \sqrt{\frac{k_+}{2\kappa}} x \right) - 1 \right] \quad (4.16)$$

где $k_+ = (-0,5\kappa)^{1/2}$. Общее периодическое решение может быть записано через эллиптические функции Якоби

$$k(x) = 2\kappa q^2 B [3 \operatorname{dn}^2(\sqrt{B}x, s) - (2 - s^2)] \\ 0 \leq s \leq 1, \quad B \equiv \frac{1}{2} (1 - s^2 + s^4)^{-1/2} q^{-2} \sqrt{-\frac{C}{2\kappa}}. \quad (4.17)$$

Это решение переходит в уединенную волну в предельном случае при $s = 1$. При $\beta_1 = \beta, \beta_2 = 0$ будем искать решение с медленно меняющейся переменной

$$v = U_0(x, t) + U_1(x, t) e^{i(x + \beta t)} + \bar{U}_1(x, t) e^{-i(x + \beta t)} + \\ + U_2(x, t) e^{2i(x + \beta t)} + \bar{U}_2(x, t) e^{-2i(x + \beta t)} + \dots \quad (4.18)$$

Поскольку имеется связь

$$U_2 = -\frac{i}{3} \frac{3 + 2i\beta}{9 + 4\beta^2} [U_1(x, t)]^2 \quad (4.19)$$

обобщенные уравнения Гинзбурга — Ландау теперь будут иметь вид

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} = \epsilon U_1 + 4 \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} - \frac{1}{3} \frac{3 + 2i\beta}{9 + 4\beta^2} |U_1|^2 U_1 - 3i\beta \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} - iU_0 U_1 - U_0 \frac{\partial U_1}{\partial z} \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial U_0}{\partial t} = \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} - \frac{\partial |U_1|^2}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial U_0^2}{\partial z} - 3\beta \frac{\partial U_0}{\partial z}$$

где $z = x + 3\beta t$ — координата, бегущая с групповой скоростью $c_g = -3\beta$. Можно использовать в (4.20) более общую запись для коэффициентов

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} = \epsilon U_1 + 4 \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} - (\kappa + i\alpha) |U_1|^2 U_1 - i\beta \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} - iU_0 U_1 \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial U_0}{\partial t} = q^2 \frac{\partial^2 U_0}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} |U_1|^2 - U \frac{\partial U_0}{\partial z}$$

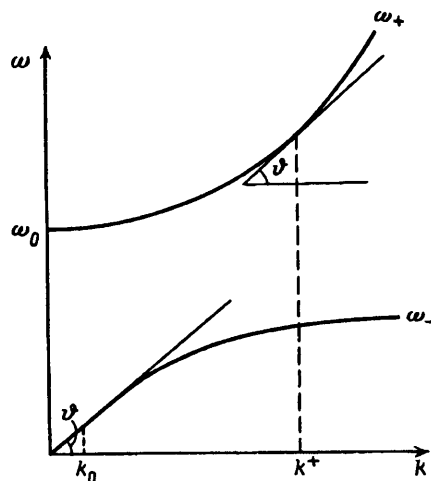
Можно показать, что условие устойчивости предельных колебаний имеет вид

$$k \leq k_0 = (\kappa/32) V^2 \quad (4.22)$$

в приближении $\gamma = O(p)$. Прием геометрической оптики можно использовать и в случае учета дисперсии для получения решений, соответствующих уединенным возмущениям (солитонам).

5. Выше была отмечена необходимая роль ультразвука в вибровоздействии на пласт, поскольку только волны малой длины могут эффективно действовать на мелкие капли диспергированной фазы. Наиболее просто объяснять генерацию ультразвука с острым резонансом наличием в системе пузырьков газа (см. эксперименты [28]). Для суспензии газовых пузырьков известны расчеты [29] ударных волн, структура которых оказывалась осциллирующей в соответствии с микродвижениями к центрам пульсирующих пузырьков. Поэтому следует рассмотреть также и механизм диффузии газа к пузырькам и разрушение последних с выделением механической энергии.

Однако даже в отсутствие свободного газа возможны микродвижения, соответствующие повороту зерен в среде, и их деформации, кинематически независимые от средней. Среднему волновому движению и микродвижению отвечают



Фиг. 3

[30] две различные дисперсионные ветви (фиг. 3), резко различающиеся порядками частот (при одном и том же волновом числе) из-за наличия в системе двух связанных уравнений динамики малого параметра. Последний фигурирует в квадратичном виде как удельный момент инерции J микрочастицы (зерна, блока), имеющий порядок проницаемости среды. Будем отождествлять низкочастотную моду с сейсмическими колебаниями, а высокочастотную — с ультразвуком.

Возбуждение ультразвука при сейсмическом воздействии можно реализовать только за счет нелинейных эффектов. Для этого нужно, чтобы фазовая скорость сейсмической волны (фиг. 3) была равна групповой скорости ультразвука [31]. Хотя можно воспользоваться и полной системой уравнений динамики микрополярных сред [32], проиллюстрируем принципиальные положения анализа на примере динамики стержня [31]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_1^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \delta \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} - \chi \frac{\partial \varphi^2}{\partial x} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_2^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + a\varphi - (c_2^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - a\varphi) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (5.2)$$

где все коэффициенты выражаются через материалыные константы среды. Нетрудно видеть, что уравнение Буссинеска (5.1) относительно смещения u включает в себя дополнительно производную от квадрата угла поворота микрочастицы. Линейное уравнение Клейна — Гордона (5.2) относительно поворота φ представляет собой баланс моментов количества движения, а потому дополнено нелинейным действием пары сил, возникающих из-за асимметрии касательных напряжений. Уравнения (5.1) и (5.2) взаимосвязаны за счет изменения плотности среды ρ (см. [31]), что и вводит нелинейность в уравнение (5.2).

Если воспользоваться традиционным переходом в подвижную систему координат с изменением масштабов времени и пространства, и одновременным разложением искомых переменных в ряды, то для новых переменных A и V получим

$$2ik \frac{\partial A}{\partial \tau} - (c_2^2 - c_s^2) \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} = (k^2 c_2^2 + 2\omega_0^2) VA \quad (5.3)$$

$$(c_s^2 - c_1^2) \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} - 2\epsilon c_s \frac{\partial^2 V}{\partial \tau \partial \xi} = 2\chi \epsilon^{2(q-1)} \frac{\partial^2 |A|^2}{\partial \xi^2} \quad (5.4)$$

$$\varphi = Ae^{\theta}, \quad V = \frac{\partial u}{\partial \xi}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{a}{2}}, \quad c_s = \frac{d\omega}{dk}, \quad \theta = k\xi - \omega\tau$$

При $q = 1$ в пренебрежении членом с параметром $\varepsilon \ll 1$ в уравнении (5.4) и $c_s \neq c_1$ получаем нелинейное уравнение Шредингера

$$2ik \frac{\partial A}{\partial \tau} + (c_2^2 - c_s^2) \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} = 2\chi \frac{k^2 c_2^2 + 2\omega_0^2}{c_1^2 - c_s^2} |A|^2 A \quad (5.5)$$

причем огибающая A ультразвуковой волны и сейсмическая V переменная связаны нелинейно

$$V = 2\chi(c_1^2 - c_s^2)^{-1} |A|^2 \quad (5.6)$$

Если же выполнено условие длиннокоротковолнового резонанса $c_s = c_1$, то при $\chi = \varepsilon^p$ и в таком выборе q , чтобы уравнение (5.4) свелось к равенству (5.7), получаем каноническую систему (5.8)

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} = \bar{\chi} \frac{\partial |A|^2}{\partial \xi^2}, \quad \bar{\chi} \sim 1 \quad (5.7)$$

$$2i \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = 2LS, \quad \frac{\partial L}{\partial t} = \pm \frac{\partial |S|^2}{\partial x} \quad (5.8)$$

Здесь S и L — по новому нормированные переменные V и A . Система длиннокоротковолнового резонанса обладает солитонными решениями. Таким образом, распространяющиеся в таком режиме возбуждения ультразвука (шума) сейсмические волны обладают солитонными свойствами. Из условия резонанса следует, что длина λ ультразвуковых волн имеет порядок внутреннего линейного масштаба $\sqrt{J}$ и не зависит от частоты сейсмического воздействия. Кроме того, было использовано условие, что скорость ультразвуковых волн больше сейсмической скорости, а это всегда выполняется в реальной геофизической среде, из-за присутствия дефектов, смещения на которых не реализуются при высоких частотах колебаний.

В заключение отметим, что дополнительным фактором вибровоздействия на нефтяные пласты может оказаться эффект виброползучести, интенсифицирующий процессы уплотнения (ср. [33]) за счет горного давления и сопутствуемый акустической эмиссией на ультразвуковых частотах. Этот дополнительный источник ультразвука также приводит к перераспределению нефти и воды в поровом пространстве среды и может объяснить явления последействия, наблюдаемые при вибровоздействии на нефтяной пласт. Наконец, при действии вибраторов на свободной поверхности большая часть волновой энергии расходуется на генерацию поверхностных волн, не достигающих нефтяного пласта. Нелинейная эволюция сейсмических поверхностных волн рассмотрена в работах [34, 35].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971. 224 с.
2. Применение подземных ядерных взрывов в нефтедобывающей промышленности/Под ред. А. А. Бакирова, Э. А. Бакирова. М.: Недра, 1981. 198 с.
3. Приходько Н. Н., Мангушев К. И. Применение подземных ядерных взрывов в нефтегазодобывающей промышленности//Обзор зарубежной литературы. Сер. Добыча. М.: ВНИИОЭНГ, 1971. 117 с.
4. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.
5. Боят А. Н., Ловецкий Е. Е., Селяков В. И. и др. Механическое действие камуфлетного взрыва. М.: Недра, 1990. 179 с.
6. Осика Д. Г. Флюидный режим сейсмически активных областей. М.: Наука, 1981. 203 с.
7. Сургучев М. Л., Кузнецов О. Л., Симкин Э. М. Гидродинамическое, акустическое, тепловое циклическое воздействие на нефтяные пласты. М.: Недра, 1975. 185 с.
8. Симкин Э. М., Сургучев М. Л., Ахапкин М. Ю. и др. Влияние упругих колебаний на капиллярную пропитку водой нефтенасыщенных пористых сред//Докл. АН СССР. 1991. Т. 317. № 6. С. 1334—1336.
9. Асан-Джалалов А. Г., Кузнецов В. В., Киссин И. Г. и др. Способ разработки обводненного нефтяного месторождения: А. с. № 1596081 СССР//Б. И. 1990. № 36. С. 153.
10. Николаевский В. Н. Нелинейные волны в грунтах и трещиноватых горных породах//Физ.-техн. пробл. разработки полезных ископаемых. 1988. № 6. С. 31—38.

11. Николаевский В. Н. Механизм вибровоздействия на нефтеотдачу месторождения и доминантные частоты//Докл. АН СССР. 1989. Т. 307. № 3. С. 570—575.
12. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука, 1982. 175 с.
13. Николаев А. В., Войтов Г. И., Кузнецов В. В. и др. Резонансный эффект геохимического отклика нефтяного пласта на сейсмическое воздействие//Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. № 4. С. 832—837.
14. Лейбензон Л. С. Опыт теории движения газированной нефти в пласте//Собр. тр. М.: АН СССР, 1953. Т. 2. С. 152—162.
15. Николаевский В. Н. Волновые воздействия на нефтяные пласты//Нефтегазовая гидромеханика. М.: Ин-т нефти и газа. 1991. С. 105—111.
16. Прохоренко П. П., Мигун Н. П. Введение в теорию капиллярного контроля. Минск: Наука и техника, 1988. 206 с.
17. Гурвич И. И. К теории сферического излучателя сейсмических волн//Изв. АН СССР. Физика Земли. 1965. № 10. С. 45—56.
18. Nikolaev A. V. Scattering and dissipation of seismic waves in the presence of nonlinearity//Pure and Appl. Geophys. 1989. V. 131. № 4. P. 687—702.
19. Энгельбрехт Ю. К., Фельцман М. В. Изменение спектрального состава сейсмических импульсов при распространении в нелинейной среде//Проблемы нелинейной сейсмологии. М.: Наука, 1987. С. 103—108.
20. Береснев И. А., Митлин В. С., Николаевский В. Н. Роль коэффициента нелинейности при возбуждении доминантных сейсмических частот//Докл. АН СССР. 1991. Т. 317. № 5. С. 1103—1107.
21. Engelbrecht J., Khamidullin Y. On the possible amplification of nonlinear seismic waves//Phys. Earth Planet. Inter. 1988. V. 50. № 1. P. 39—45.
22. Attenborough K. Acoustical impedance models for outdoor ground surface//J. Sound and Vibrat. 1985. V. 99. № 4. P. 521—544.
23. Buser O. A rigid-frame model of porous media for acoustic impedance of snow//J. Sound and Vibrat. 1986. V. 111. № 1. P. 71—92.
24. Вильчинская Н. А., Николаевский В. Н. Акустическая эмиссия и спектр сейсмических сигналов//Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984. № 5. С. 91—100.
25. Маломед Б. А., Митлин В. С., Николаевский В. Н. Коротковолновая бифуркация в модели сейсмоактивной среды и доминантные частоты//ПММ. 1991. Т. 55. Вып. 5. С. 795—802.
26. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1970. 207 с.
27. Eckhaus W. Studies in non-linear stability theory. Berlin: Springer-Verlag, 1965. 117 p.
28. Sniekers R. W. J. M., Smeulders D. M. J., van Dongen M. E. H. Pressure wave propagation in partially water-saturated porous medium//J. Appl. Phys. 1989. V. 66. № 9. P. 4522—4524.
29. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1983. 237 с.
30. Parfitt V. R., Eringen A. C. Reflection of plane wave from the flat boundary of a micropolar elastic half-space//J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. № 5. P. 1258—1272.
31. Крылов А. Л., Николаевский В. Н., Эль Г. А. Математическая модель нелинейной генерации ультразвука сейсмическими волнами//Докл. АН СССР. 1991. Т. 318. № 6. С. 1340—1345.
32. Brulin O., Hjalmar S. Linear grade-consistent micropolar theory//Intern. J. Engng. Sci. 1981. V. 19. № 12. P. 1731—1738.
33. Ибрагимов М. И. Современные процессы формирования скопленной нефти и газа и влияние сейсмического фактора на их активизацию//Докл. АН СССР. 1991. Т. 320. № 6. С. 1349—1354.
34. Николаевский В. Н. Уединенные волны и землетрясения//Мех. и науч.-техн. прогресс. Т. 3. М.: Наука, 1988. С. 237—250.
35. Митлин В. С., Николаевский В. Н. Нелинейные поверхностные волны в средах со сложной реологией//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 5. С. 95—103.

Москва

Поступила в редакцию
9.I.1992