

УДК 534.2

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОЙ АПЕРТУРЫ МЕДИЦИНСКИХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА ПАРАМЕТРЫ НЕЛИНЕЙНОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО ПОЛЯ В ФОКУСЕ

© 2015 г. П. Б. Росницкий, П. В. Юлдашев, В. А. Хохлова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы

E-mail: pavrosni@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.10.2014 г.

Многие современные приложения мощного сфокусированного ультразвука в медицине используют нелинейный эффект образования ударных фронтов в профиле волны. При этом остается нерешенной задача выбора параметров излучателя, позволяющих обеспечить заданные уровни давления ударно-волнового поля в фокусе, необходимые для конкретного приложения. В данной работе на основе моделирования уравнения Хохлова–Заболотской проверяется и подтверждается гипотеза, что основным параметром излучателя, определяющим характерную амплитуду ударного фронта и соответствующие величины пикового положительного и отрицательного давлений в фокусе, является его угловая апертура. Предложены критерий формирования профиля с развитым разрывом и метод определения его амплитуды. Рассчитаны количественные зависимости амплитуды развитого разрыва и пиковых давлений в профиле волны от угловой апертуры излучателя. Проанализированы эффекты насыщения и диапазон изменения параметров разрывного профиля в фокусе для типичного излучателя ультразвуковой хирургии.

Ключевые слова: нелинейные волны, фокусировка, дифракция, ударный фронт, медицинская акустика, ультразвуковая хирургия, гистотрипсия.

DOI: 10.7868/S0320791915030144

ВВЕДЕНИЕ

В последние десять лет наблюдается быстрое развитие новых медицинских приложений мощного сфокусированного ультразвука. Наиболее широкое клиническое использование получил метод неинвазивной ультразвуковой хирургии (HIFU), в котором мощный пучок фокусируется через кожу и обеспечивает быстрый локальный нагрев тканей внутри тела человека [1]. Такой подход уже используется для разрушения опухолей различных внутренних органов: матки, предстательной железы, печени, почек, щитовидной железы [2]. Продолжаются исследования возможности применения HIFU для остановки внутренних кровотечений, адресной доставки лекарств, разрушения тромбов, лечения аритмий, стимулирования роста микрососудов после инфарктов и др. [1–3]. Недавно были проведены первые успешные операции по лечению эссенциального тремора и разрушению метастатических опухолей мозга при облучении ультразвуком через кости черепа [4].

Характерное время, необходимое для разрушения опухолей с объемом несколько кубических сантиметров, на установках с МРТ-контролем обычно составляет несколько часов [5]. Для ускорения процедуры используют установки с ультра-

звуковым контролем и повышенной мощностью, для которых уровни интенсивности в фокусе достигают 10–30 кВт/см² [6]. При анализе работы таких излучателей необходимо учитывать нелинейные эффекты и возможность формирования разрывов в профиле волны в области фокуса. Облучение в режиме развитых разрывов привлекает к себе все большее внимание исследователей, поскольку при этом в десятки раз может увеличиваться эффективность поглощения энергии волны и соответствующий тепловой эффект по сравнению с гармонической волной той же амплитуды [3, 7–10].

Недавно были разработаны два принципиально новых способа ультразвуковой хирургии, в основе которых лежит не тепловое, а механическое разрушение ткани (гистотрипсия) [7, 11, 12]. Оба способа используют импульсно-периодический режим облучения с коэффициентом заполнения <1%. В одном случае используются импульсы микросекундной длительности, приводящие к формированию кавитационного облака в области фокуса, в другом – импульсы миллисекундной длительности, каждый из которых вызывает локальное кипение ткани. Несмотря на различные физические механизмы воздействия, оба метода

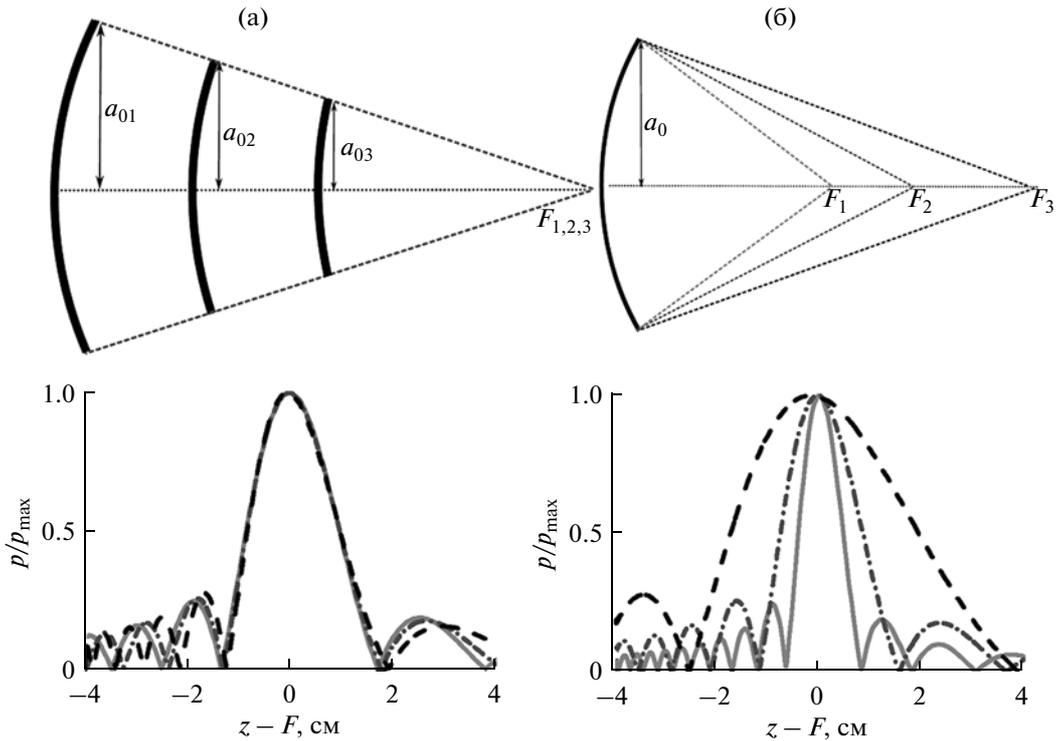


Рис. 1. Распределения амплитуды давления p/p_{\max} , нормированной на максимальное значение на оси пучка, в линейных пучках, создаваемых фокусирующими излучателями (а) с одинаковой и (б) различной угловой апертурами. Здесь a_0 – радиус излучателя, F – его фокусное расстояние, z – координата вдоль оси излучателя. Примеры приведены для излучателей с частотой 1.5 МГц и (а) $F = 8; 12; 16$ см, $F_{\text{number}} = 1.5$; (б) $F = 8; 12; 16$ см, $F_{\text{number}} = 1; 1.5; 2$.

позволяют механически разрушать ткань на фрагменты субклеточного размера практически без теплового эффекта денатурации. Метод гистотрипсии имеет ряд серьезных преимуществ по сравнению с тепловым воздействием. Например, происходящее при гистотрипсии разжижение заданных участков ткани, в отличие от теплового некроза, может способствовать более легкому выведению разрушенного объема ткани из организма. Так, недавние предклинические испытания на модели собак показали, что при оперировании гиперплазии предстательной железы (аденомы) разрушенный объем опухоли выводится через мочевыделительную систему в течение нескольких дней [13]. Для реализации методов гистотрипсии необходимы чрезвычайно высокие интенсивности (более 30 кВт/см²) и присутствие высокоамплитудных ударных фронтов (>60 МПа) в фокусе.

Для успешного применения режимов воздействия на ткань разрывными волнами важно уметь предсказывать характерную амплитуду разрывов и соответствующих пиковых давлений для конкретного излучателя либо целенаправленно разрабатывать излучатели, которые обеспечивают заданные уровни давлений ударно-волнового поля. Например, для гистотрипсии требуются разрывы с амплитудой порядка 60–120 МПа [7]. Для

принципиально теплового воздействия, наоборот, иногда важно отсутствие ударного фронта, при появлении которого необходимы изменения в протоколе облучения. Для приложений, использующих кавитационный эффект, важным параметром является пиковое отрицательное давление. На сегодняшний день не существует подхода, позволяющего определять параметры излучателя, обеспечивающие заданные характеристики ударно-волнового поля в фокусе для излучателей ультразвуковой хирургии. Развитию такого подхода посвящена данная работа.

Ясно, что важным параметром излучателя является его угловая апертура φ – угол, под которым диаметр излучателя (или его апертура) виден из точки фокуса (рис. 1). Если излучатель слабо сфокусирован, то длина фокального дифракционного максимума пучка больше, чем при сильной фокусировке. На рис. 1 показаны распределения амплитуды давления на оси линейного пучка, рассчитанные на основе интеграла Рэлея для излучателей с различной геометрией. Распределения нормированы на соответствующие максимальные значения амплитуды давления акустической волны на оси пучка. Степень фокусировки ультразвуковых излучателей обычно характеризуется параметром $F_{\text{number}} = F/2a_0$ (аналогом диа-

фрагментного числа в оптике), где F – фокальная длина излучателя, a_0 – его радиус. Параметр F_{number} однозначно связан с величиной угловой апертуры излучателя соотношением $F_{\text{number}} = (2 \sin(\varphi/2))^{-1}$. Видно, что для излучателей разного размера, но с одинаковой угловой апертурой, форма и длина фокального максимума практически не отличаются друг от друга (рис. 1а). В случае излучателей с разной угловой апертурой, напротив, они отличаются значительно (рис. 1б). Данные оценки верны для излучателей, размеры которых сильно превышают длину волны ($ka_0 \gg 1$, k – волновое число). Это условие практически всегда выполняется для медицинских источников, применяемых на практике в ультразвуковой хирургии.

Поскольку нелинейные эффекты накапливаются с расстоянием и наиболее сильно выражены именно в высокоамплитудной фокальной области пучка, то разрыв для слабо сфокусированных пучков будет образовываться при меньших уровнях давления в фокусе, чем для сильно сфокусированных. При дальнейшем увеличении давления в фокусе пучка амплитуда разрыва будет увеличиваться, но достаточно быстро наступит ее насыщение [8, 14]. Таким образом, регулируя угол фокусировки, можно добиться заданных характеристик величин амплитуды скачка давления на фронте в режиме развитых разрывов. Целью данной работы являлось определение зависимости основных параметров, характеризующих сформировавшийся ударный волновой фронт в фокусе излучателя, от его угловой апертуры и проверка предположения о независимости вида ударного фронта от других параметров излучателя.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим поле, создаваемое одиночным фокусированным излучателем в виде сферического сегмента. Такой выбор одновременно является и приемлемым для численного анализа ввиду радиальной симметрии поля, и достаточно общим. Для численного расчета нелинейных полей, создаваемых таким источником в воде, где обычно проводится калибровка параметров полей медицинских излучателей, будем использовать параболическое уравнение Хохлова–Заболотской–Кузнецова (ХЗК) с малой вязкостью [8–10, 15, 16]. Граничные условия для решения уравнения ХЗК задаются на плоскости: сферическая поверхность с равномерным распределением амплитуды колебательной скорости и постоянной фазой заменяется плоской поверхностью с постоянной амплитудой; фокусировка обеспечивается изменением фазы по параболическому закону в зависимости от радиальной координаты. Заметим, что при специальной модификации граничных условий

метод ХЗК дает результаты высокой точности даже при описании полей сильно сфокусированных источников [17–19].

Для медицинских приложений конечный интерес представляет предсказание и управление параметрами ударно-волнового поля не в воде, а в поглощающей биологической ткани. В недавней работе [20] был предложен метод пересчета данных, полученных в воде в фокусе пучка, на биологическую ткань (метод директинга) для нелинейных NIFU-полей. Было показано, что в ткани достигаются те же величины ударного фронта и пиковых значений давления, что и в воде, только при большей исходной мощности источника, компенсирующей линейные потери энергии пучка в предфокальной области. Таким образом, результаты, получаемые при расчетах с помощью уравнения ХЗК в воде, дают необходимую информацию и о значениях параметров поля в ткани [10, 12].

Запишем уравнение ХЗК и граничное условие для круглого излучателя с равномерным распределением амплитуды в параболическом приближении в безразмерном виде [8]:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial P}{\partial \sigma} - NP \frac{\partial P}{\partial \theta} - A \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \right) = \frac{1}{4G} \Delta_{\perp} P, \quad (1)$$

$$P(z=0, R, \theta) = \begin{cases} \sin(\theta + GR^2), & R \leq 1, \\ 0, & R > 1. \end{cases}$$

Здесь $P = p/p_0$ – акустическое давление, нормированное на амплитуду давления на излучателе p_0 , $\theta = \omega_0(t - z/c_0)$ – безразмерное время в бегущей системе координат, $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 – частота излучателя, c_0 – скорость звука, $\sigma = z/F$ – координата вдоль оси пучка, нормированная на фокальную длину F , $R = r/a_0$ – поперечная координата, нормированная на радиус излучателя a_0 , $N = 2\pi F f_0 \varepsilon p_0 / c_0^3 \rho_0$ – безразмерный параметр нелинейности, ε – параметр нелинейности среды, ρ_0 – плотность среды, $G = \pi f_0 a_0^2 / c_0 F$ – параметр дифракции (линейный коэффициент усиления давления в фокусе по отношению к амплитуде давления на поверхности излучателя), A – параметр поглощения.

Величина коэффициента поглощения при рассмотрении фокусировки в воде очень мала, $A \ll 1$, и оказывает влияние только на тонкую структуру образующегося в профиле волны ударного фронта. Таким образом, поле фокусированного излучателя в такой среде будет зависеть всего от двух параметров: N и G [8]. Параметр N характеризует величину давления на источнике, а параметр дифракции состоит из комбинации безразмерных параметров ka_0 и F_{number} : $G = ka_0 / 4F_{\text{number}}$.

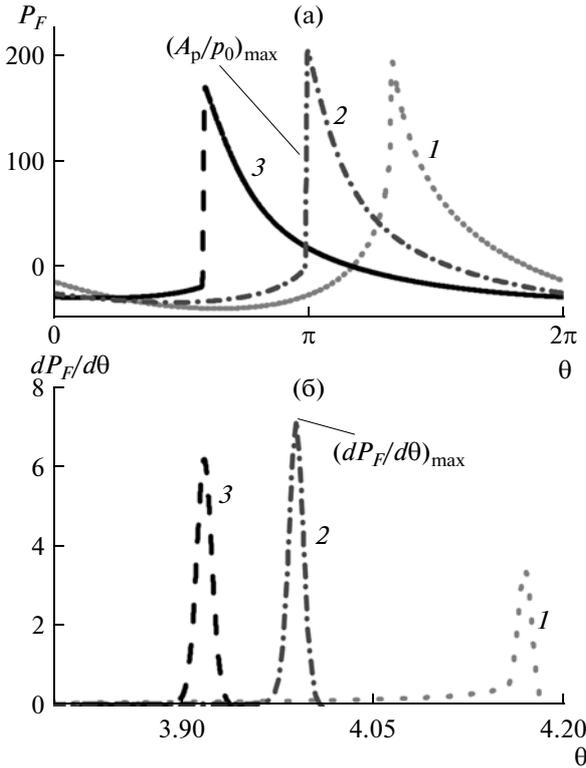


Рис. 2. (а) Безразмерные профили $P_F = p_F/p_0$ волны в фокусе для $G = 60$, соответствующие различным значениям параметра нелинейности N , (б) их временные производные $dP_F/d\theta$. Линия из точек 1 ($N = 0.17$) соответствует началу формирования разрыва; штрихпунктирная линия 2 ($N = 0.27$) – профилю с максимальным разрывом $(A_p/p_0)_{\max}$ и максимальным пиковым значением производной $(dP_F/d\theta)_{\max}$, штриховая линия 3 ($N = 0.37$) – началу проявления эффекта насыщения.

Для выявления зависимости параметров профиля волны с ударным фронтом в фокусе от параметров излучателя безразмерное уравнение ХЗК решалось для различных значений параметров G и N . Параметр дифракции менялся в диапазоне $10 \leq G \leq 75$ с шагом $\Delta G = 5$. Для каждого фиксированного значения параметра G было рассмотрено 75 значений параметра нелинейности в диапазоне $0 \leq N \leq 1.5$. Шаг по N брался переменный: $\Delta N = 0.01$ в диапазоне $0 < N < 0.5$, где с ростом N происходят быстрые изменения пространственной структуры поля и фокального профиля волны, и $\Delta N = 0.04$ при $0.5 < N < 1.5$, где изменения, как будет показано ниже, более плавные. Исходная величина поглощения составляла $A = 0.0025$, а при формировании разрыва автоматически увеличивалась, чтобы на ударном фронте было 6–8 узлов временной сетки. В результате численного решения были получены безразмерные профили волны в фокусе $P_F(\theta)$ (при $\sigma = 1$) для всех указанных зна-

чений G и N . Данные профили использовались для исследования зависимости амплитуды разрыва и пиковых значений давления от параметров излучателя.

В качестве примера рассмотрим эволюцию волнового профиля в фокусе при увеличении амплитуды для излучателя с частотой 1 МГц, $F = 10$ см, $a_0 = 5.4$ см, в этом случае $G = 60$ (рис. 2а). При увеличении параметра N безразмерный профиль волны в фокусе $P_F(\theta) = p_F/p_0$ становится круче (кривая 1), образуется разрыв; его амплитуда вначале увеличивается (кривая 2), а затем начинает уменьшаться (кривая 3) за счет эффективного поглощения энергии волны на ударном фронте в предфокальной области. Для того чтобы ввести понятие характерной для данного излучателя амплитуды разрыва, будем считать, что полностью сформировавшийся разрыв соответствует ситуации, когда амплитуда разрыва в безразмерном профиле максимальна.

Будем определять безразмерный волновой профиль $P_F(\theta)$ с максимальным разрывом по максимальной величине производной $\dot{P}_F = dP_F/d\theta$ (рис. 2б). Ясно, что образование разрыва сопровождается появлением резкого пика на графике зависимости производной от времени. Используемая в численной модели удароуправляющая схема Годунова поддерживает одинаковое количество точек на ударном фронте, а значит, и его постоянную ширину:

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = \text{const}, \quad (2)$$

где θ_1 и θ_2 – моменты времени, соответствующие границам разрыва (рис. 3). Таким образом, производная от безразмерного профиля, который в области разрыва $\theta_1 < \theta < \theta_2$ может быть аппроксимирован прямой, согласно (2), будет иметь вид

$$\dot{P}_F \approx \frac{(A_p/p_0)}{\Delta\theta} = \text{const}(A_p/p_0), \quad (3)$$

где $A_p/p_0 = P_F(\theta_2) - P_F(\theta_1)$ – амплитуда разрыва в безразмерном, а A_p – в размерном волновом профиле. Отсюда видно, что безразмерному профилю с максимальной амплитудой разрыва будет соответствовать максимальное значение производной – наиболее высокий пик на графике производной (рис. 2б).

После определения в каждой серии расчетов с постоянным G и увеличивающимся N профиля с полностью развитым разрывом возникает вопрос о нахождении его амплитуды. Определим границы разрыва θ_1 и θ_2 по ширине пика производной на некотором заданном пороговом уровне s относительно его максимума (рис. 3а). При изменении параметра s изменяется временной промежуток между θ_1 и θ_2 и, соответственно, амплитуда разрыва (рис. 3б):

$$A_p/p_0 = P_F(\theta_1) - P_F(\theta_2). \quad (4)$$

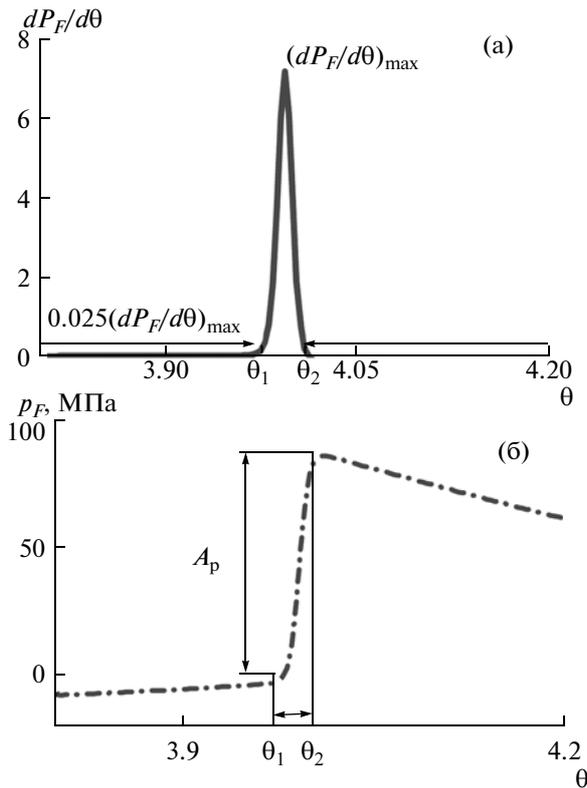


Рис. 3. Определение амплитуды разрыва A_p в профиле волны. (а) Временные точки θ_1 и θ_2 – границы разрыва, определяемые по пороговому уровню 0.025 от максимума производной $dP_F/d\theta$; (б) размерный профиль с разрывом, определенным по этому уровню. Для примера использовались параметры излучателя: $f_0 = 1$ МГц, $F = 10$ см, $a_0 = 5.4$ см, $p_0 = 0.41$ МПа ($N = 0.27$, $G = 60$).

Поскольку амплитуда разрыва часто используется в работах по ультразвуковой хирургии для оценки нагревания ткани [8–10, 12], удобно определить параметр s следующим образом. Поясним такой выбор на примере излучателей с рабочей частотой $f_0 = 1$ МГц, фокальной длиной $F = 10$ см, переменным радиусом a_0 , соответствующим изменению параметра дифракции в диапазоне $10 \leq G \leq 75$, и амплитудами p_0 на поверхности, соответствующими изменению параметра нелинейности для каждого фиксированного G в диапазоне $0 \leq N \leq 1.5$. Рассчитаем тепловыделение q за счет поглощения энергии волны в фокусе двумя способами: по величине амплитуды разрыва, исходя из теории слабых ударных волн [9, 10]:

$$q = \frac{\varepsilon f_0 A_p^3}{6c_0 \rho_0^4}, \quad (5)$$

и путем прямого численного расчета [8, 10]. На рис. 4 представлены графики зависимости тепловыделения от угловой апертуры F_{number} , получен-

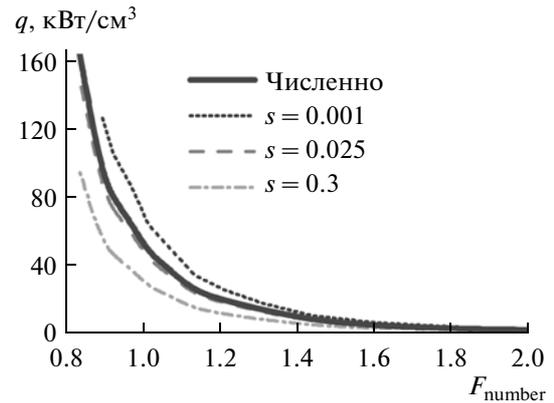


Рис. 4. Зависимости тепловыделения q на разрыве в фокусе от угловой апертуры излучателя (“Численно” – рассчитанные численно; “ $s = 0.001$; 0.025; 0.3” – рассчитанные по амплитуде разрыва с использованием соответствующих уровней s). Для примера использовались излучатели с параметрами: $f_0 = 1$ МГц, $F = 10$ см, $a_0 = 2.2–6$ см, $G = 10–75$ см.

ные и численно, и по величине амплитуды разрыва, определяемой по различным уровням s : $s = 0.001$; 0.025; 0.3. Как видно, при $s = 0.3$ величины амплитуды разрыва, а значит и тепловыделения, занижены по сравнению с прямыми расчетами; при $s = 0.001$ – завышены. При $s = 0.025$ наблюдалось наилучшее соответствие аналитической оценки (5) и численных расчетов. Эта величина порога использовалась далее при определении амплитуды разрыва в волновом профиле.

С использованием предложенного метода были получены значения параметров нелинейности $N_{\text{разв}}(G)$, которые соответствуют полностью развитым разрывам в пучках с различными значениями параметра дифракции G , и определены амплитуды этих разрывов A_p/p_0 в виде некоторой функции $\psi(G)$:

$$A_p/p_0 = \psi(G). \quad (6)$$

Зная функцию ψ , легко показать, что амплитуда A_p полностью развитого разрыва в фокусе однозначно определяется двумя параметрами излучателя: волновым размером ka_0 и угловой апертурой F_{number} . Действительно, из определения параметров N , G и F_{number} следует, что

$$N = \frac{F^2 \pi f_0 \varepsilon p_0}{c_0^3 \rho_0} \Rightarrow p_0 = \frac{c_0^2 \rho_0 N}{2 \varepsilon F_{\text{number}} k a_0}, \quad (7)$$

$$G = \frac{\pi f_0 a_0^2}{c_0 F} = \frac{k a_0}{4 F_{\text{number}}}. \quad (8)$$

Тогда для амплитуды A_p , используя (6), можно записать

$$A_p = (A_p/p_0) p_0 = (A_p/p_0) \frac{c_0^2 \rho_0 N}{2 \varepsilon F_{\text{number}} k a_0}. \quad (9)$$

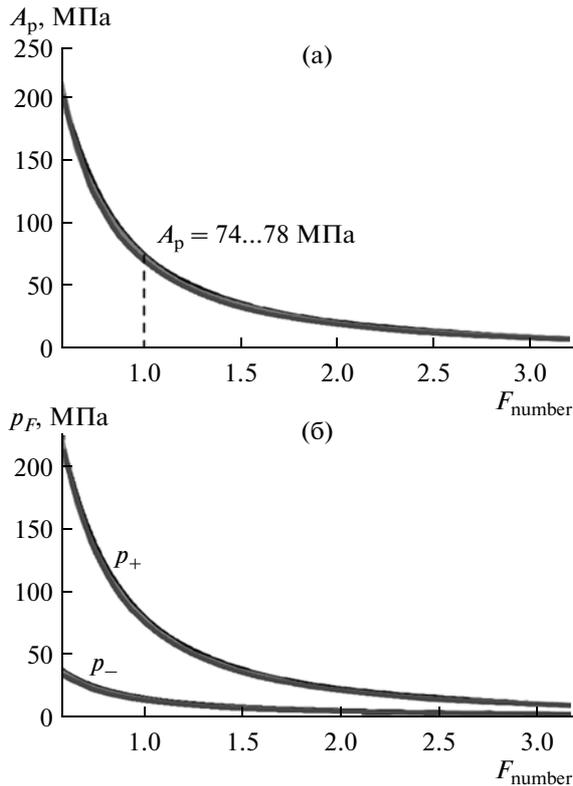


Рис. 5. Зависимости параметров сформировавшегося разрывного профиля волны в фокусе (A_p , p_+ и p_-) для различных значений параметра $ka_0 = 126; 147; 168; 188$ от угловой апертуры излучателя. При угловой апертуре $F_{\text{number}} = 1$ значения амплитуды разрыва лежат в интервале $A_p = 74\text{--}78$ МПа.

Подставляя в (9) выражение для A_p/p_0 (6) и выражение (8) для параметра G , получим зависимость амплитуды развитого разрыва A_p для различных значений параметров ka_0 и F_{number} излучателя:

$$A_p = \psi \left(\frac{1}{4 F_{\text{number}}} ka_0 \right) \frac{c_0^2 \rho_0}{2 \varepsilon F_{\text{number}} ka_0} N_{\text{разв}} \left(\frac{1}{4 F_{\text{number}}} ka_0 \right). \quad (10)$$

Аналогично определяются другие параметры разрывного волнового профиля: пиковое положительное давление p_+ (максимальное давление в профиле) и пиковое отрицательное давление p_- (абсолютная величина минимального давления в профиле).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 5 представлены зависимости амплитуды разрыва A_p и пиковых давлений p_+ и p_- от угловой апертуры F_{number} для различных значений параметра $ka_0 = 126; 147; 168; 188$, характерных для ультразвуковой хирургии, например, это излучатели с частотой 1 МГц и радиусами $a_0 = 3; 3.5; 4; 4.5$ см. Видно, что кривые, полученные для раз-

личных значений ka_0 , практически неразличимы. Поскольку параметры профиля с полностью развитым разрывом зависят только от двух параметров, ka_0 и F_{number} (10), то угловая апертура F_{number} действительно является основным параметром, определяющим параметры ударно-волнового профиля с развитым разрывом в фокусе. Видно, что при увеличении F_{number} , т.е. при уменьшении угла фокусировки, амплитуда разрыва уменьшается, что полностью соответствует качественным соображениям, приведенным во введении. Особо отметим случай $F_{\text{number}} = 1$, которому соответствует амплитуда разрыва порядка 80 МПа (рис. 3б). Эта величина характерна для источников и профилей, которые используются на сегодняшний день в гистотрипсии [7]. Представленные на рис. 5 графики позволяют определить параметры излучателя, создающего профили волны с произвольными значениями амплитуды разрыва и пиковых давлений. Полученные количественные данные могут быть использованы при разработке излучателей для иных конкретных приложений ультразвуковой хирургии.

Рассмотрим теперь, как величина $N_{\text{разв}}(G)$ связана с известными из более ранних работ особенностями изменения параметров мощных ультразвуковых пучков, проявляющихся при усилении нелинейных эффектов. Одной из наиболее важных характеристик фокусирующих систем является коэффициент концентрации, т.е. отношение величины какого-либо акустического параметра поля в фокусе $z = F$ к соответствующей величине на излучателе. В случае фокусировки линейной гармонической волны в модели ХЗК коэффициент концентрации для амплитуды давления равен параметру дифракции $G = \pi f_0 a_0^2 / c_0 F = ka_0^2 / 4F$. При нелинейной фокусировке удобно рассматривать поправочные индексы для коррекции коэффициентов концентрации поля в фокусе: $K = G_{\text{нелин}} / G_{\text{лин}}$ [8]. Здесь $G_{\text{лин}}$ и $G_{\text{нелин}}$ — линейный и нелинейный коэффициенты концентрации для различных параметров профиля волны. Для пикового положительного и отрицательного давлений поправочный индекс, очевидно, будет равен $K_{p_{\pm}} = p_{\pm} / p_0 G$. На рис. 6 представлена зависимость поправочных индексов K_{p_+} и K_{p_-} для пиковых давлений от безразмерного параметра нелинейности N на примере излучателя, работающего на частоте 1 МГц, $F = 10$ см, $a_0 = 5.4$ см, $G = 60$. Видно, что параметр нелинейности, соответствующий полностью развитому разрыву $N_{\text{разв}}(G = 60) = 0.27$, на 35% выше, чем параметр, соответствующий максимуму поправочного индекса K_{p_+} для пикового положительного давления $N^* = 0.2$, при котором ударный фронт в фокусе только начинает формироваться [8]. На рис. 7 представлены зави-

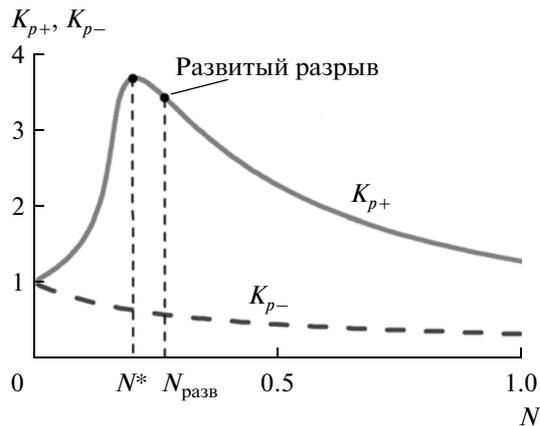


Рис. 6. Зависимость поправочного индекса к коэффициентам концентрации для пикового положительного K_{p+} и отрицательного K_{p-} давлений от безразмерного параметра нелинейности N . $N^* = 0.2$ – параметр нелинейности, соответствующий максимальному значению K_{p+} , $N_{\text{разв}} = 0.27$ – полностью развитому разрыву. Для примера использовались параметры излучателя: $f_0 = 1$ МГц, $F = 10$ см, $a_0 = 5.4$ см, $G = 60$.

симости амплитуды разрыва A_p , пикового положительного p_+ и отрицательного p_- давлений от амплитуды на излучателе (параметра N). Интересно, что для профиля с полностью развитым разрывом, $N_{\text{разв}} = 0.27$, пиковое положительное давление p_+ и амплитуда разрыва A_p равны друг другу, т.е. на практике определить такой профиль можно по попаданию нижней точки разрыва на нулевое значение давления. Видно также, что точка $N_{\text{разв}}$ близка к точке перегиба на кривой насыщения A_p , т.е. завершает участок быстрого роста амплитуды разрыва. При дальнейшем увеличении N происходит насыщение параметров волнового профиля в фокусе. Так, при увеличении амплитуды в два раза ($N = 2N_{\text{разв}} = 0.54$) амплитуда разрыва A_p возрастает лишь на 47% и составляет 125 МПа, пиковое положительное давление p_+ – на 25% (106 МПа), пиковое отрицательное p_- – на 50% (21 МПа). При трехкратном увеличении ($N = 3N_{\text{разв}} = 0.81$) соответствующий рост составляет: A_p – 62% (138 МПа), p_+ – 34% (114 МПа), p_- – 86% (26 МПа). При $N = 4N_{\text{разв}} = 1.08$: A_p – 72% (146 МПа), p_+ – 39% (118 МПа), p_- – 107% (29 МПа). Отметим, что четырехкратное увеличение амплитуды на излучателе относительно $N_{\text{разв}}$ удастся реализовать на практике лишь для специально разработанных устройств [21].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что параметры ударно-волнового поля в фокусе ультразвукового излучателя определяются, в основном, его угло-

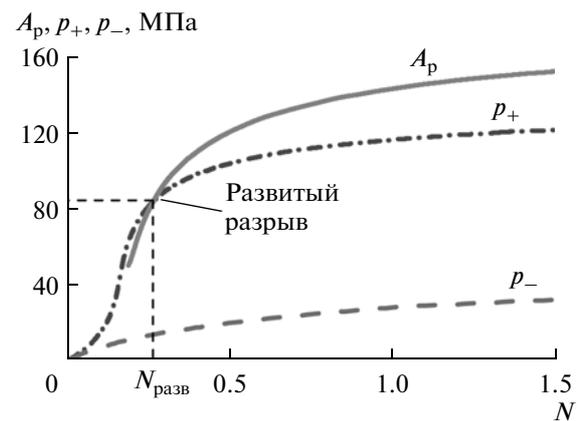


Рис. 7. Кривые насыщения для амплитуды разрыва A_p , пикового положительного p_+ и отрицательного p_- давлений. Для примера использовались параметры: $f_0 = 1$ МГц, $F = 10$ см, $a_0 = 5.4$ см, $G = 60$.

вой апертурой. Конечно, при этом также необходимо обеспечить достаточную для достижения ударно-волнового режима мощность. На основе численного решения уравнения ХЗК разработан метод решения обратной задачи определения угловой апертуры излучателя, необходимой для создания в фокусе разрыва требуемой амплитуды и соответствующих значений пиковых давлений в профиле волны. Предложен критерий определения полностью сформировавшегося разрыва и метод определения его амплитуды по соответствию величин тепловыделения в фокусе, рассчитанных аналитически по амплитуде разрыва и в численном моделировании. Получены зависимости амплитуды развитого разрыва и пиковых давлений в фокусе от параметра F_{number} излучателя. Так, например, показано, что для создания разрывов с амплитудой порядка 80 МПа должны использоваться излучатели с F_{number} , близким к единице. Заметим, что излучатели многих современных установок ультразвуковой хирургии имеют подходящую геометрию для того, чтобы обеспечивать подобные уровни ударно-волнового воздействия на практике. В менее фокусированных полях разрывные фронты будут образовываться при меньших уровнях давления в фокусе, в более фокусированных – при больших. Эффекты насыщения приводят к тому, что амплитуда разрыва в фокусе может быть увеличена примерно на 60% по сравнению с величиной развитого разрыва, что достигается при трехкратном увеличении амплитуды на излучателе.

Полученные в работе количественные зависимости амплитуды развитого разрыва и соответствующих пиковых давлений в профиле волны в фокусе от величины F_{number} излучателя могут быть использованы при разработке новых систем ульт-

тразвуковой хирургии для конкретных клинических приложений, требующих реализации заданных уровней ударно-волнового воздействия.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-12-00974.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гаврилов Л.Р.* Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М.: Фазис, 2013.
2. *Dubinsky T.J., Cuevas C., Dighe M.K., Kolokythas O., Hwang J.H.* High-intensity focused ultrasound: current potential and oncologic applications // *AJR Am. J. Roentgenol.* 2008. V. 190. P. 191–199.
3. *Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А.* Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор) // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
4. *Elias W.J., Huss D., Voss T., Loomba J., Khaled M., Zadicario E., Frysinger R.C., Sperling S.A., Wylie S., Monteith S.J., Druzgal J., Shah B.B., Harrison M., Wintermark M.* A pilot study of focused ultrasound thalamotomy for essential tremor // *New England Journ. of Medicine.* 2013. V. 369. P. 640–648.
5. *Dorenberg E.J., Courivaud F., Ring E., Hald K., Jakobsen J.A., Fosse E., Hol P.K.* Volumetric ablation of uterine fibroids using Sonalleve high-intensity focused ultrasound in a 3 Tesla scanner – first clinical assessment // *Minim. Invasive Therapy and Allied Technol.* 2013. V. 22. № 2. P. 73–79.
6. *Wu F., Wang Z.B., Chen W.Z., Zou J.Z., Bai J., Zhu H., Li K.Q., Xie F.L., Jin C.B., Su H.B., Gao G.W.* Extracorporeal focused ultrasound surgery for treatment of human solid carcinomas: early Chinese clinical experience // *Ultrasound Med. Biol.* 2004. V. 30. № 2. P. 245–260.
7. *Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., Khokhlova V.* Disintegration of tissue using High Intensity Focused Ultrasound: two approaches that utilize shock waves // *Acoustics Today.* 2012. V. 8. P. 24–37.
8. *Бессонова О.В., Хохлова В.А., Бэйли М.Р., Кэнни М.С., Крам Л.А.* Фокусировка мощных ультразвуковых пучков и предельные значения параметров разрывных волн // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 4–5. С. 445–456.
9. *Филоненко Е.А., Хохлова В.А.* Эффекты акустической нелинейности при терапевтическом воздействии мощного фокусированного ультразвука на биологическую ткань // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. № 4. С. 541–549.
10. *Canney M., Khokhlova V., Bessonova O., Bailey M., Crum L.* Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // *Ultrasound Med. Biol.* 2010. V. 36. P. 250–267.
11. *Parsons J., Cain C., Abrams G., Fowlkes J.* Pulse, cavitation ultrasound therapy for controlled tissue homogenization // *Ultrasound Med. Biol.* 2006. V. 32. № 1. P. 115–129.
12. *Khokhlova T.D., Canney M.S., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Crum L.A., Bailey M.R.* Controlled tissue emulsification produced by high intensity focused ultrasound shock waves and millisecond boiling // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V. 130. № 5. P. 3498–3510.
13. *Keller J.M., Schade G.R., Ives K., Cheng X., Roso T.J., Piert M., Siddiqui J., Roberts W.W., Keller E.T.* A novel canine model for prostate cancer // *The Prostate.* 2013. V. 73. P. 952–959.
14. *Карцова М.М., Аверьянов М.В., Сапожников О.А., Хохлова В.А.* Механизмы насыщения нелинейных импульсных и периодических сигналов в фокусированных акустических пучках // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 1. С. 93–102.
15. *Заболотская Е.А., Хохлов П.В.* Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // *Акуст. журн.* 1969. Т. 15. № 1. С. 35–40.
16. *Кузнецов В.П.* Уравнения нелинейной акустики // *Акуст. журн.* 1971. Т. 16. № 4. С. 467–470.
17. *Perez C., Chen H., Matula T.J., Karzova M.M., Khokhlova V.A.* Acoustic field characterization of the Duolith: measurements and modeling of a clinical shockwave therapy device // *J. Acoust. Soc. Am.* 2013. V. 134. № 2. Pt. 2. P. 1663–1674.
18. *Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A.* Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: a combined measurement and modeling approach // *J. Acoust. Soc. Am.* 2008. V. 12. P. 2406–2420.
19. *Bessonova O.V., Wilkens V.* Membrane hydrophone measurement and numerical simulation of HIFU fields up to developed shock regimes // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2013. V. 60. № 2. P. 290–300.
20. *Бессонова О.В., Хохлова В.А., Кэнни М.С., Бэйли М.Р., Крам Л.А.* Метод определения параметров акустического поля в биологической ткани для терапевтических применений мощного фокусированного ультразвука // *Акуст. журн.* 2010. Т. 56. № 3. С. 380–390.
21. *Khokhlova V.A., Maxwell A.D., Yuldashev P.V., Rosniiskiy P.B., Kreider W., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R.* Design of high intensity focused ultrasound systems for therapeutic applications utilizing shock wave exposures // *Abstract Book: 2014. IEEE Int. Ultrasonics Symp. Chicago. Illinois. USA. September 3–6. 2014. P. 422.*