

Лекция XXII

Повърхностни ефекти при подводния взрив

Повърхностните ефекти, които съпровождат подводния взрив, представляват сами по себе си цял комплекс с много взаимосвързани явления. Към тях се отнасят особеностите на структурата на вълновото поле, която се определя от съществуването на областта на редовно и нередовно отражение на ударните вълни от свободната повърхност с рязко отличаващи се структура и параметри, развитие на кавитация и формиране на купол, вертикално и радиално насочени повърхностни изхвърляния (струи), аномално увеличаване на максималната амплитуда на налягането при първата пулсация на газовия мехур и т.н.

Първо в относително пълния обем проблемите за течението на течността при плитски подводни взривове са намерили своето отражение в монографията на Коул. Резултатите от направените изследвания в страната и в чужбина за последния четвърт век показват, че наблюдаваните в околността на свободната повърхност изменения на структурата на средата и формирането на насочени високоскоростни течения са свързани с отражението на ударните вълни и динамиката на кухината с ПД.

1. Кавитация и динамична здравина на течността при взрив

Кавитация се нарича процесът на образуване на взривове на плътността на течността в резултат на локалното понижаване на налягането. Изучаването на кавитационните явления е тясно свързано с характеристиките на здравината на течността при възникване на разтягащи напрежения. Наличните теоретични и експериментални данни за критичните стойности на разтягащото напрежение, което води до взрив на течността, имат противоречив характер. Например потвърдено е, че горната граница на обемната здравина на водата се определя от стойности от порядъка на $150 \div 300$ МРа. Според резултатите от динамичните тествания са получени следните данни: Кнап – не повече от 0,35 МРа, Дейвис и други – $0,8 \div 1,4$ МРа, Браун – $2,0 \div 3,7$ МРа. Това са онези стойности на разтягащото напрежение, при които по мнението на авторите, започва да се развива кавитация, т.е. появяват се видими разкъсвания в течността под действието на интензивните вълни на разреждане. Такива разкъсвания (отделящи се части) са били оптически регистрирани в експериментите при плоската постановка при подводен взрив на линеен заряд на ВВ в близост до свободната повърхност. В този случай се забелязва, че отделящите се части се формират само в тънката зона в близост до свободната повърхност, като оставим настрана това, че интензивната кавитация, която се смята за развита (или видима), ако зародишите в нея, достигнали или превишили размер от 10^{-2} cm, обхващат голям обем.

Както се оказва областта на влияние на вълната на разтоварване върху структурата и параметрите на ударната вълна може да се раздели на три зони. Първата е зоната на редовното отражение, за която можем да използваме акустичното приближение, а профилът на вълните се характеризира с наличието на заден фронт с рязко скъсващо се налягане в областта на отрицателните стойности: регистрират се интензивни разтягащи напрежения. Втората е междинната зона, в която амплитудата на падащата вълна се запазва, а налягането в опашката на диаграмата спада бавно. Третата е зоната на нередовното отражение, в която вълната на разтоварването от свободната повърхност догонва фронта на падащата ударна вълна и го отслабва. Амплитудата и положителната фаза в тази зона могат да бъдат значително намалени, а налягането в диаграмата се променя плавно.

Чрез експериментални изследвания е установено, че именно в областта на редовното отражение възниква кавитация. Следователно долната граница на зоната на нередовното отражение, която се описва от траекторията на тройната точка, в която се събират фронтите на отслабената ударна вълна, падащата и вълната на разреждане от точката на свободната повърхност на оста на симетрия, може да се разглежда като потенциално възможна горна граница на областта на кавитация. Според статистическите експериментални данни в реалната течност, макар и в изключително малко количество, има свободен газ. Той е разпределен във вид на кавитационни зародиши, чийто размер в зависимост от състоянието на течността се колебае в интервала $R_0 \cong 10^{-5} \div 10^{-2}$ cm, а обемната концентрация на газа е $\alpha_0 \cong 10^{-12} \div 10^{-8}$. Минималните от посочените параметри са характерни, например, за дестилираната вода. Ето защо не е учудващо, че ударните вълни „не усещат” такава структура на средата. И все пак няма основания да твърдим, че това се отнася и за вълните на разтоварване. Можем да предположим, че именно ръстът на тези кавитационни зародиши на газ в полето на вълната на разреждане води до интензивното развитие на кавитацията, т.е. към съществено изменение на състоянието на средата, а следователно и на параметрите на вълновото поле в нея.

В този случай е логично да предположим, че механизмът за трансформация на вълните на разреждане в реалната течност, с оглед на инверсията на процеса, е подобен на ефектите на разпространение на ударните вълни в течна среда с мехурчета и да използваме математическия модел за такава среда за кавитиращата течност. Този модел представлява сам по себе си комбинация от законите за съхранение на средните налягане, плътност и скорост и подсистеми, които описват динамиката на състоянието на мехурестата течност. В най-удобна за анализ форма той може да бъде записан във вид на система от уравнения за две основни характеристики – налягане и обемна концентрация на паро-газовата фаза α :

$$\Delta p - c_0^{-2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \alpha_0 \frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2}; \quad (22.1)$$

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = \frac{3\alpha^{\frac{1}{3}}}{\rho_0 R_0^2} (p_0 \alpha^{-\gamma} - p) + \frac{1}{6\alpha} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)^2, \quad (22.2)$$

където γ е показателят за адиабатата на паро-газовата фаза.

Предимството на системата (22.1)-(22.2) се състои в това, че тя допуска аналитични решения, ако в задачата са били формулирани съответните физични условия. Съвместното решение на уравненията (22.1) и (22.2) определя и параметрите на вълната на разреждане и динамиката на кавитационния процес (16.33, 16.40 и 16.41).

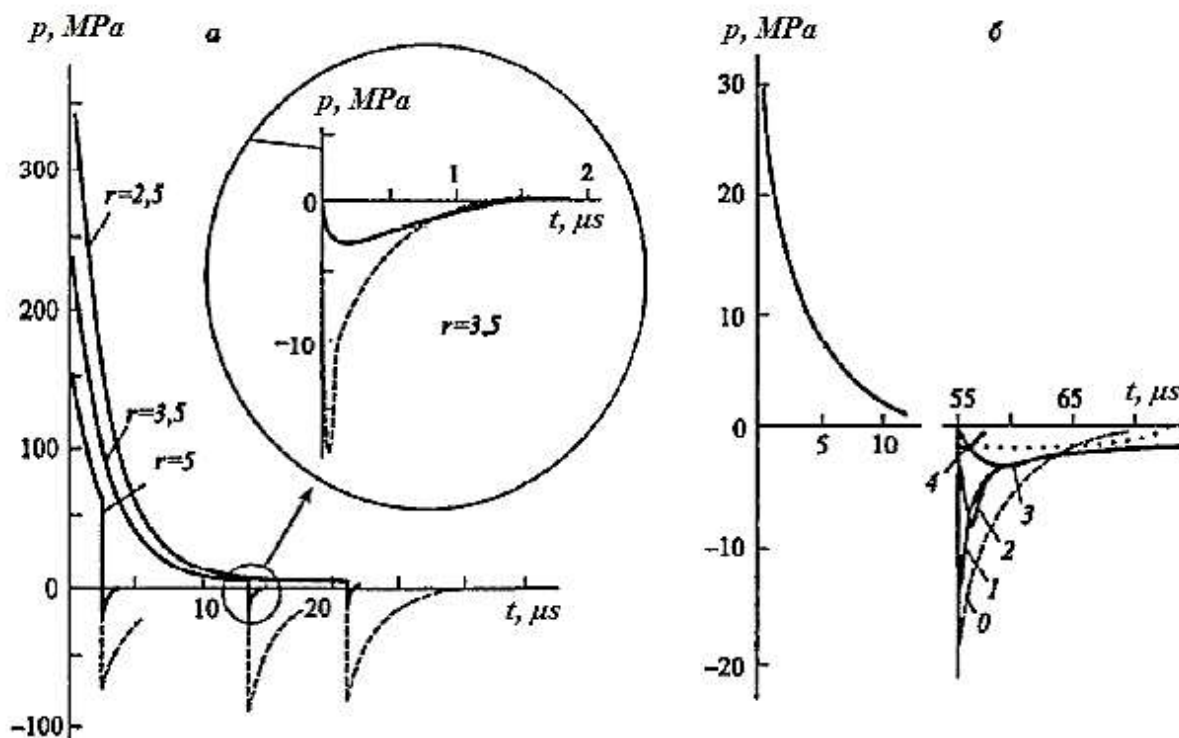
Разтягащите напрежения на фронта на вълната на разреждане не претърпяват разкъсване и достигат своята максимална стойност за някакъв краен промеждутък от време Δt_* , който определя наклона на фронта. Пресмятането на осево-симетричната задача за развитието на зоната на кавитация при подводен взрив в близост до свободната повърхност е показал, че този факт е принципен в задачата за пределните напрежения, които течността е способна да издържи. Оказва се, че за времето Δt_* , обемната концентрация на паро-газовата фаза α нараства спрямо α_0 с няколко степени като така съществено променя състоянието на средата и полето на напреженията. В резултат максималните амплитуди на отрицателните налягания в кавитиращата течност могат понякога да бъдат намалени с една степен в сравнение с идеалния еднофазов модел.

На фигура 22.1.a са показани профилите на ударните вълни и фазите на разреждане, които са пресметнати за три точки на оста на симетрия (r е взето спрямо радиуса на заряда r_0 , $\Delta t_* = 0,1 \mu\text{s}$ според двуфазовия модел за подводния взрив на заряд

с тегло от 1,2 g на дълбочина от 5 cm (съответства приблизително на $10r_0$). Профилите на фазите на разреждане, които са показани на основната графика чрез пунктирни линии, съответстват на еднофазовия модел, чрез плътната – на двуфазовия модел на кавитиращата течност. Ще сравним данните по параметрите на вълните на разреждане, които са отбелязани с кръгчета ($r = 3,5$).

Тук чрез пунктирна линия е отбелязан профилът на фазата на разреждане с наклон на фронта $\Delta t_* = 0,1 \mu s$. Максималните разтягащи напрежения се намаляват до $\Delta p_{min} \cong -17 \text{ MPa}$ в сравнение с -100 MPa в еднофазова течност. Ако увеличим наклона на фронта до $1 \mu s$, то зародишите за това време значително ще увеличат размерите си, а кавитиращата течност няма да допусне нарастване на разтягащите напрежения по-малко от -3 MPa (чрез плътна линия).

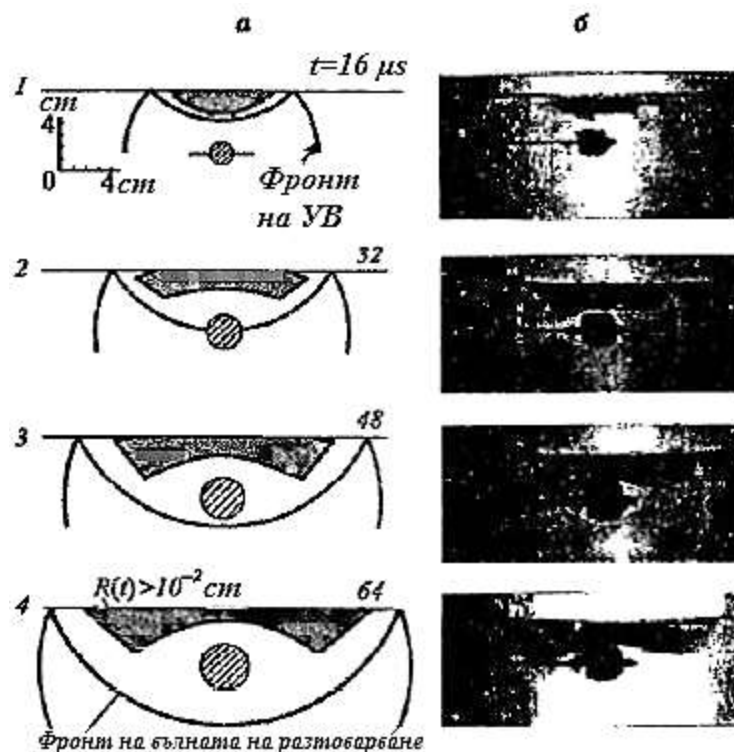
На фигура 22.1.б е дадено сравнение на числените оценки на профилите на фазите на разреждане, които са получени при различни условия, и експерименталните данни (с точки) в точката с координати $r = 4,5 \text{ cm}$ на оста на симетрия при взрива на заряда с маса 1,2 g на дълбочина от 18,5 cm. Кривата 0 е еднофазовият модел, кривите 1-3 са получени за $R_0 = 5 \mu m$, $\alpha_0 = 10^{-11}$ и $\Delta t_* = 0,1$ и $5 \mu s$ съответно, а кривата 4 за $\alpha_0 = 10^{-10}$ и $\Delta t_* = 1 \mu s$. Резултати 2 и 4 се отличават с обемна концентрация на зародишите на кавитацията. Можем да отбележим, че експерименталните точки лежат в околността на крива 3 и потвърждават реалната възможност за оценка на параметрите на вълновото поле с помощта на двуфазовия модел.



Фигура 22.1. Профили на ударните вълни и фазите на разреждане при подводен взрив (а), сравнение на числените оценки за профилите на вълните на разреждане с експерименталните данни (б).

В ролята на пример за описване на динамиката на зоната на кавитация с помощта на двуфазовия модел ще разгледаме случая на взрив на заряда с маса 1,2 g (капсулдетонатор) с радиус $r_0 = 0,53 \text{ cm}$ на дълбочина $h = 5,3 \text{ cm}$. Началното налягане в продуктите на мигновената детонация се взема за равно на $4 \cdot 10^4 \text{ atm}$, $\gamma = 3$. За течността полагаме $\alpha_0 = 10^{-11}$, $R_0 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. Доколкото видимият кавитационен

мехур става при радиуси $R = 10^{-2}$ cm, можем да фиксираме кавитационна зона само, в случай че във вълната на разреждане радиусът на кавитационните зародиши се е увеличил с 3 степени.



Фигура 22.2. Динамика на видимата кавитационна зона ($h=5,3$ cm): пресмятане (а); експеримент (б).

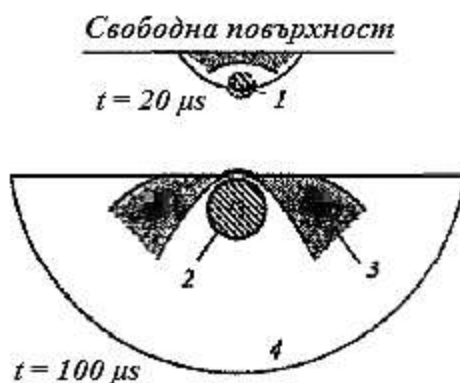
Динамиката на зародишите при разпространение на ударната вълна (нейната положителна фаза) в процеса на пресмятане не се разглежда – смята се, че зародишите зад нейния фронт мигновено приемат равновесен по своето налягане размер, съдържанието на газ е изключително малко и не оказва влияние на структурата на ударната вълна. Системата от уравнения на двуфазовия модел се решава само от момента на възникване в средата на отрицателно налягане. Резултатите от пресмятането на динамиката на видимата зона на кавитация за моментите от време $t = 16, 32, 48$ и $64 \mu s$ са представени на фигура 22.2.а. Областта, в която мехурчетата са надминали минималния видим размер, е показана в по-тъмната област. На фигура 22.2.б за горните моменти от време са показани кадрите на високоскоростната фотография на развитие на зоните на кавитация при взрив на еднограмов заряд на дълбочина 5,3 cm. Сравнението на пресметнатите и експерименталните данни показва, че двуфазовият модел напълно задоволително описва динамиката на зоната на кавитация.

На фигура 22.3 са показаните резултатите от пресмятанята на зоната в случай на взрив на дълбочина $h = 3$ cm за моментите от време 20 и 100 μs . Естествено фигурата представлява единствено качествена картина на динамиката на зоната на кавитация при намаляване на дълбочината на взрива. Както и при експеримента, „мустаците” (краищата) на кавитационната зона в този случай по-рязко се спускат надолу, а нейната основна плътност съвпада с периферната зона на относителния заряд.

По такъв начин въз основа на изложеното по-горе можем да отбележим два основни момента:

- моделът на двуфазовата среда дава възможност да изследваме динамиката на зоната на кавитация и параметрите на вълната на разтоварване в реална течност;

○ не съществуват установени критични стойности на разтягащите напрежения, които да доведат до развитие на кавитация в реалната течност или разрушаването ѝ, дори и ако съдържанието на газ в течността е фиксирано.



Фигура 22.3. Качествена динамика на видимата кавитационна зона ($h=3$ cm (пресмятане)): 1 – начален радиус на заряда; 2 – кухина с продуктите на детонацията; 3 – кавитация; 4 – фронт на вълната на разреждане.

2. Развитие на купола

Анализът на резултатите от изследванията на движението на свободната повърхност на течността при подводни взривове естествено започва с развитието на купола. Причината за неговото възникване е свързана с ефектите от разрушаването на повърхността при взаимодействието на ударната вълна със свободната повърхност. И все пак в представянето за неговата структура има две гледни точки:

- куполът е набор от слоеве с плътна маса на течността, които се отцепват по линиите на кавитационния взрив в основната маса;
- куполът има капкова структура.

Втората гледна точка е обоснована от Пекерис и е по-добре обоснована. При експерименти с взрив на дълбочинни бомби той е установил, че забавянето на ръста на купола три пъти превишава ускорението на силата на тежестта. Възможни са две причини: влияние на въздушното съпротивление при разпръскване на капките (тогава куполът се състои от пръски) или действието на външното свръх налягане върху движещия се плътен слой течност. Пекерис е показал, че при оценките на плътния слой дебелината на отцепената част трябва да представлява не по-малко от 3 m, което е малко вероятно.

Естествено потвърждаването на един или друг модел на структурата на купола при експериментите със съсредоточен заряд е желателно, но трудно поради силата на осевата симетрия на процеса, която не дава възможност да разгледаме купола в неговия разрез. На тази цел отговаря провеждането на експеримента в плоската постановка, което е било направено с цилиндричен заряд на ВВ, поставен между две паралелни пластини, частично потопени в течност, перпендикулярно към него. Тази част от пластините, която е разположена над свободната повърхност, се прави от органично стъкло, което дава възможност с помощта на скоростното заснемане на дискретната съвкупна функция на разпределение на вероятностите да се изучи структурата на течението. Анализът на получените фоторегистрации е показал, че при големи дълбочини на взрива, куполът действително се състои от набор слоеве, но не от плътна, а от кавитираща течност. При намаляване на дълбочината на взрива се наблюдава концентрация на отцепващата се зона в близост до оста на симетрия. Формата на

отцепването насочва към тенденцията за образуване на свободната повърхност на кумулативни вдлъбнатини. Наличието на мехурестата кавитация в отцепените слоеве води до нарушаване на тяхната плътност. Във връзка с това в последващите моменти от време отцепващата се маса на течността се разрушава и се формира пръсков купол.

Параметрите на купола (форма, височина и скорост на покачването) са изследвани експериментално за широк диапазон от масата на зарядите на ВВ (от няколко десетки части на грама до стотина килограма) и дълбочината на взрива (от единица до десетина радиуса на зарядите).

По-долу са дадени основните емпирични зависимости за купола, в които са взети следните обозначения:

v^* е начална скорост на повдигането, m/s;

m – маса на заряда, kg;

h – дълбочина на взрива, m;

H – височина на точката на повърхността на купола, m;

r_1 – нейната радиална координата, m;

B и C – константи, които зависят от типа на заряда,

t – времето, s;

индексът нула е приложен за стойността, отнесена към радиуса на заряда r_0 ;

със звездичка е отбелязан параметърът на централната точка на купола;

k и n са константи, зависещи от h_0 .

Пример 1:

Масата на заряда е до 4,5 kg, дълбочината на взрива е:

$$0,3 < \frac{m^{\frac{1}{3}}}{h} < 4;$$

$$v^* = 66 \left(\frac{m^{\frac{1}{3}}}{h} - 0,1 \right), \text{ m/s};$$

$$H = B \left(\frac{h^2}{h^2 + r_1^2} - C \right).$$

Пример 2:

Масата на заряда е 0,2 g, дълбочината на взрива е $1 \leq h_0 \leq 17$:

$$H_0^* = k \ln(1 + nt_0) \quad (22.3)$$

Коефициентът k (безразмерен) и n в m/s могат да бъдат определени по експерименталните криви $H_0(t)$. Според (22.3) $v^* = kn$ и в границите на отклонение до 10% може да бъде представена зависимостта $v^* = 3540 \cdot h_0^{-1,3}$, m/s, която важи за дълбочина на взрива в диапазона $2 < h_0 < 8$.

Пример 3:

Масата на заряда е 100 kg, дълбочината на водоема е $12r_0$.

$$v^* = 4500h_0^{-1,3}, \text{ m/s};$$

$$H_0^* = K(85 + 49t_0 - 1,3t_0^2). \quad (22.4)$$

Коефициентът K зависи от h_0 и достига своя максимум при $h_0 = 8$. Трябва да отбележим, че характерът на изменението на стойността на началната скорост на централната точка на купола с увеличаване на дълбочината на взрива е еднакъв за зависимостите (22.4) и за зависимостите, получени по-горе. Различават се само коефициентите, което потвърждава аномалното увеличаване на скоростта на покачване на купола за големи заряди.

Може да се види, че в областта на дълбочина на взрива $h_0 \leq 6 \div 7$ скоростта на купола ще бъде свръхзвукова. Това води до възникването на интензивните ударни вълни в атмосферата. При дълбочини на взрива от $h_0 = 1 \div 3$ амплитудата на ударната вълна в атмосферата се описва достатъчно точно от известната зависимост за свръхзвуковото обтичане с газ на заоблено тяло, действието на предния край на което е еквивалентно на действието на цилиндричния взрив:

$$\frac{\Delta p_m}{p_0} = \frac{0,24}{\zeta^2} + \frac{0,48}{\zeta^{0,75}}, \quad (22.5)$$

където: $\zeta = r/\lambda$,

r е разстоянието от оста до точката на наблюдение;

$\lambda = M_1 d$ – мащабът на цилиндричния взрив;

d – диаметърът на тялото (купола);

M_1 – числото на Мах за пристигащия поток;

p_0 – налягането на несмутения газ.

При фиксирано h_0 стойността на λ е пропорционална на радиуса r_0 и по такъв начин за еднакви относителни разстояния r/r_0 от епицентъра на взрива стойността на ζ , а следователно и налягането (22.5), са еднакви за различните маси на заряда m . Потвърждава се, че този факт се съгласува със закона за подобие при подводен взрив: началната скорост на купола зависи само от h_0 , неговите геометрични параметри при $h_0 = \text{const}$ и $t_0 = \text{const}$ са пропорционални на $r_0(h_0)$:

$$h_* = \frac{h}{r_{max}} \cong 1 \quad (r_{max} \cong 135r_0; \quad r_{max} \cong 30r_0; \quad p_0 = 0,1 \text{ МПа}).$$

3. Кумулативни струйни течения (струи) и техните хидродинамични модели

В разглежданата тема най-голям интерес предизвикват насочените вертикални и радиални изхвърляния (струи) на свободната повърхност на течността. Според характера на развитието на струите дълбочината на взривовите се разделя на две групи (два диапазона на параметъра h_0): дълбочини, при които отсъстват и при които имат място вторичните вълни (пулсации), които възникват при слягане на кухината с продуктите на детонацията.

Тези групи имат доста рязка граница в областта:

$$h_* = h/r_{max} \cong 1,$$

където h е дълбочината на взрива;

r_{max} е максималният радиус на кухината с ПД в случай на взрив в безгранична течност:

$r_{max} \cong 135r_0$ за безкрайния цилиндричен заряд на радиуса r_0 ;

$r_{max} \cong 30r_0$ за сферичния заряд при хидростатично налягане $p_0 = 0,1$ МПа.

При описването на външните особености на развитие на струите с изменение на h_0 ще се опираме на фигура 22.4, където са съпоставени характеристиките на развитие на повърхностните изхвърляния и взривната кухина.

Дълбочината на взрива е $h_0 = 3 \div 4$ m:

Първото явление, което се наблюдава на свободната повърхност – това е развитието на цилиндрична, по всяка вероятност куха струя, в центъра на която в последващите моменти от време расте много тънък и тесен стълб вода (фиг. 22.4.а.1).

Дълбочината на взрива е $h_0 = 6$ m:

Вижда се може би само следа от кух цилиндър. Първа се наблюдава появата на купола, от което се издига тънка тясна струя вода. При увеличаване на дълбочината на взрива тази струя става по-широка и очевидно по-плътна (фиг. 22.4.б.1).

Дълбочината на взрива е $h_0 = 12 \div 13$ m:

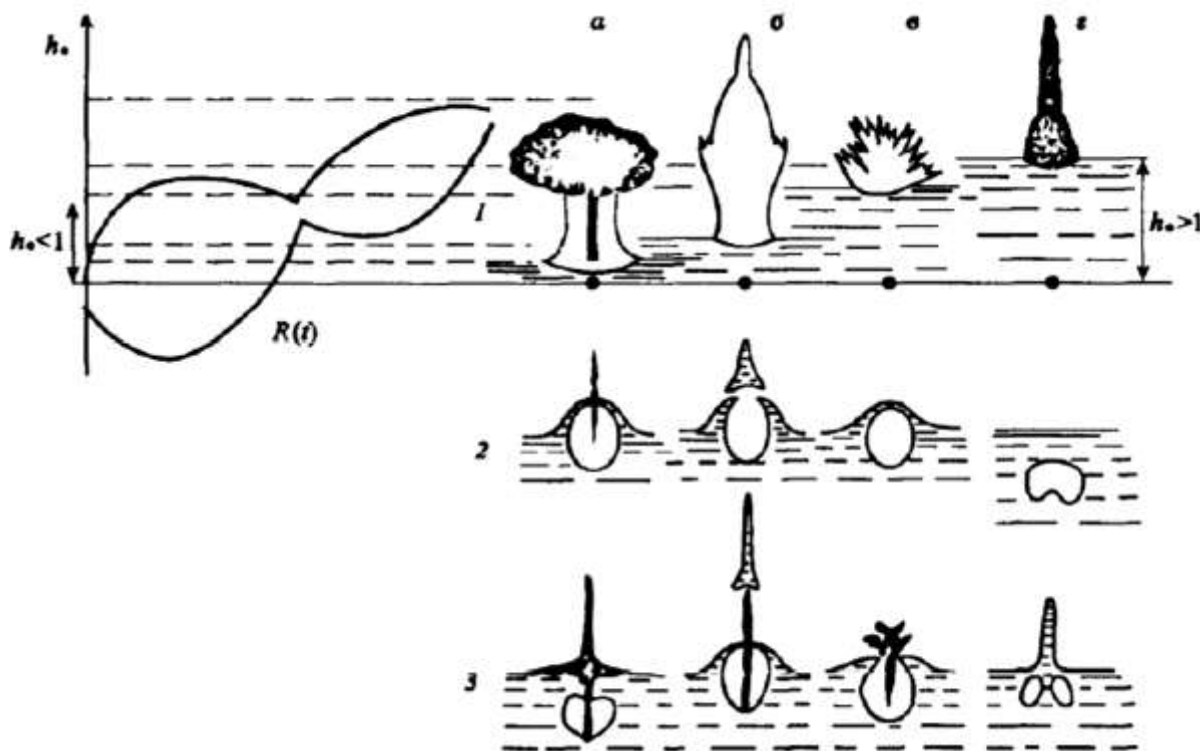
Струята се появява малко по-късно, нейната максимална височина е по-малка, отколкото при предишните дълбочини. При по-нататъшното увеличаване на дълбочината на взрива куполът достига своята максимална височина дотогава, докато струята вода се появява над него.

Дълбочината на взрива е $h_0 = 20$ m:

Газовият мехур достига свободната повърхност по-рано от началото на нейното свиване. В резултат на неговото изригване възникват радиални фонтани („първа структура”, фиг. 22.4.в.1).

При взрив на дълбочина $h_* > 1$ m:

В зависимост от конкретните условия, могат да се наблюдават изригвания както във формата на вертикални фонтани (фиг. 22.4.г.1), така и във вид на „първа структура”.



Фигура 22.4. Повърхностни ефекти при подводните взривове и схемите на тяхното развитие (въз основа на експерименталните данни).

Връзката на външните ефекти на изригването със стadiите на пулсация на взривната кухина се потвърждава от експерименталните графики, според които точката на пресичане на кривата на времето на възникване на изригването и периодите на пулсация съответстват на максимума на зависимостта на скоростта на развитие на изригването от дълбочината на взрива.

По такъв начин, като обобщим казаното, можем да заключим, че в зависимост от дълбочината на взрива има три типа струи: цилиндрична кука с последващо образуване на вътрешни вертикални струи – вертикални и радиални.

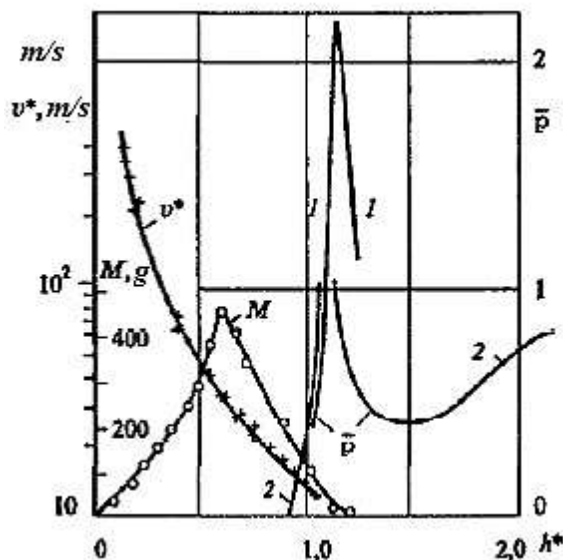
На фигура 22.5 чрез примера за подводните взривове на зарядите с малка маса се демонстрират особеностите на разглеждания процес при промяна на дълбочината на взрива:

$h_* > 0,9$ – област на съществуване на първата пулсация на мехура на продуктите на взрива (регистрира се налягане на първата пулсация \bar{p});

$h_* \approx 1,1$ аномален ефект на повишение на налягането при първата пулсация;
 $h_* < 0,9$ разхерметизиране на взривната кухня в процеса на разширяване (вторичната вълна отсъства);

$h_* \approx 0,6$ максимално изхвърляне на масата на течността (M) в струята.

В интервала $h_* \approx 0,5 \div 0,15$ скоростта на върха на струята нараства 6-7 пъти, а количеството на течността в нея се намалява с една степен.



Фигура 22.5. Скорост на върха на струята v^* , динамика на масата на изхвърляната течност M и аномални амплитуди на първата пулсация \bar{p} .

Основните параметри на вертикалното изхвърляне според обобщените данни можем да представим в следния вид:

$H_{max}^* \approx 60m^{1/4}$ е максимална височина на издигането;

$h_{max} \approx 0,5m^{1/4}$ – съответстващата ѝ дълбочина на взрива;

$t_{max} \approx 2,25m^{1/8}$ – времето на издигане H_{max}^* ;

$M_{max} \approx 300m$ – максимално количество на течността в струята;

$h_{M_{max}} \approx m^{1/3}$ – дълбочина на взрива, която съответства на M_{max} ;

$v^* \approx 30m^{1/2}/h^{1,5}$ – максимална скорост на върха на струята (в момента на появяване над купола) за диапазона на дълбочината на взрива $h^* \approx 0,15 \div 1$.

Тук m и M се измерват в kg; H и h – в m; v – в m/s; t – в s.

Най-голям интерес представлява въпросът: по какъв начин разширяването на взривната кухня в близост до свободната повърхност води до появата на насочено струйно течение?

През 60-те години са били направени два опита за създаване на модела на струята. Първият физичен модел е бил предложен от М. А. Лаврентиев. Според този модел ударната вълна откъсва част от течността над заряда, като образува на свободната повърхност кумулативна вдлъбнатина, а газовата кухня, в която е заключена около половината от цялата енергия на детонираното ВВ, създава поле на скоростта, което е ортогонално по повърхността на вдлъбнатината (аналог на сферичната кумулация). По такъв начин, единствено съвместното действие на ударната вълна и кухнята с продуктите на детонацията, според този механизъм, е способно да доведе до сформирването на струя.

Другият модел е предложен от Л. В. Овсянников в резултат на проведеното от него с точна математическа постановка аналитично изследване на задачата за изплуване

на мехура. Въз основата на представянето с приближение на аналитичното решение (за началните моменти от време) е била издигната хипотезата за това, че при надлъжните натоварвания в дълбочина и масата на заряда в процес на изплуване и деформация на взривната кухня в нейните долни части се образува насочена нагоре кумулативна струя, която пробива свода на кухнята и определя течението, което се нарича струя.

Механизмът за сформирание на струйните течения при подводен взрив е числено изследван в литературата – разглежда се плоското течение на идеална несвиваема нетежка течност, която заема долната област на полу-пространството $Q(t)$, в което на дълбочина h под свободната повърхност $\zeta(t)$ под действието на високото налягане се разширява цилиндричната кухня $R(t)$ с продуктите на детонацията. При $\zeta(t)$ налягането е постоянно и равно на атмосферното p_0 , а при $R(t)$ се променя според зададения закон. Потенциалното течение на течността се описва чрез следните уравнения:

В областта $Q(t)$:

$$\Delta\varphi = 0, \quad \varphi \rightarrow 0 \quad \text{при } |r| \rightarrow \infty; \quad (22.6)$$

На повърхността $\zeta(t)$:

$$p = 1; \quad (22.7)$$

$$\varphi_t - \frac{(\nabla\varphi)^2}{2} = 0.$$

На повърхността $R(t)$:

$$p(t) = p(0) \left(\frac{S(t)}{S_0} \right)^{-\gamma}; \quad (22.8)$$

$$\varphi_t - \frac{(\nabla\varphi)^2}{2} = p(t) - 1.$$

При $t = 0$: $\zeta(0)$ е хоризонталната плоскост, $\varphi = 0$ на $\zeta(0)$, $R(0)$ – окръжността, $\varphi = \text{const}$ на $R(0)$; $S_0 = S(0) = \pi r_0^2$.

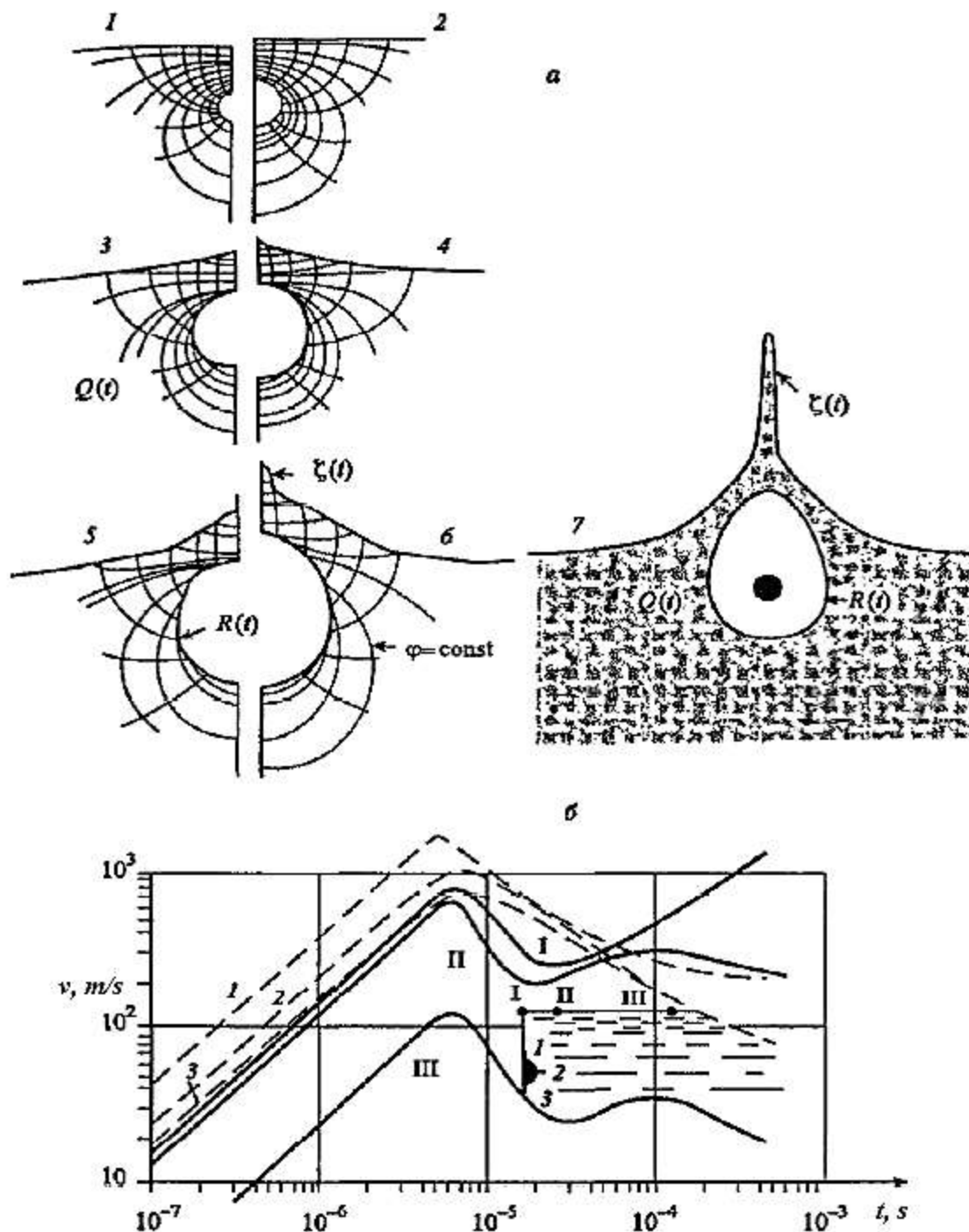
Тук $\varphi' = \varphi \sqrt{(p_0/\rho_0)} r_0$, $t' = t \sqrt{(\rho_0/p_0)} r_0$, $r' = r r_0$, $p' = p p_0$, $h' = h r_0$, чрез щрихите са дадени размерните величини.

Задачата се решава с помощта на комбинация от методи на електрохидродинамичните аналогии (ЕХДА) за решение на уравнението на Лаплас (22.6) и крайно-различните аналози на интегралите на Коши-Лагранж за решаване на уравненията (22.7) и (22.8).

Резултатите от пресмятанията на течението за случая $h_0 = 4$, $r_0 = 1,5$ cm, $\rho_0 = 1$ g/cm³, $p(0) = 4 \cdot 10^4$, $\gamma = 3$ (форма на свободната повърхност $\zeta(t)$ и кухнята $R(t)$, екви-потенциалните линии и линиите на тока) в различни моменти от време са показани на фигура 22.6.a (цифрите съответстват на времената 0; 2,7; 5,8; 8,7; 127; 208; 408 μ s). На фигура 22.6.б са дадени пресметнатите зависимости на масовата скорост $v(t)$ за трите точки на свободната повърхност I-III и на повърхността на кухнята 1-3. Анализът на резултатите от пресмятанията е показал, че течността над кухнята с продуктите на детонацията, като получава вертикално отгоре импулс с максимална скорост по цялата ос на симетрията в началните моменти от време, в последващите моменти се движи по инерция и се издига в струя. Тъй като, както се вижда от фигура 22.6.б, приблизително до 20 μ s характерът на движението на всички точки е идентичен. Приблизително към 5-6 μ s ускорението на частиците на течността на стената на кухнята променя своя знак: скоростта започва да намалява. Скоростите на частиците на течността на свободната повърхност отначало следват поведението на границата на газовата кухня, а след това силите на инерция започват да преобладават и тяхната скорост расте.

Тъй като за частиците на оста на симетрия (крива I) при $t > 50$ μ s газовата кухня вече почти не съществува, нейната скорост бързо нараства. В тези моменти започва да

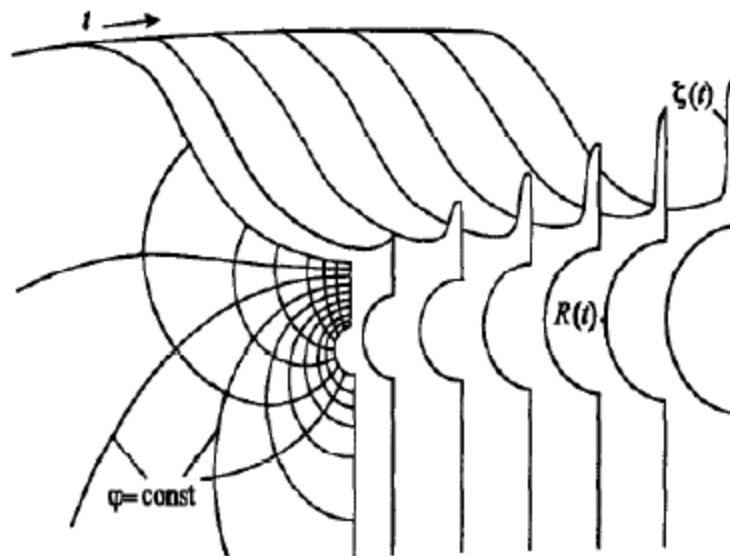
се формира струя (фиг. 22.6.a). Точките, които са по-отдалечени от оста (криви II и III), скоро започват да следват поведението на кухнята (тяхната скорост намалява), чието влияние се оказва несъществено за тях. Ръстът на струята забележимо влияе на разширяването на горната половина на кухнята, скоростта на чиито частици забележимо по-бавно намалява в сравнение с долната част на повърхността: взривната кухня се изтегля нагоре и се трансформира в елипсоид.



Фигура 22.6. Начален стадий на промяна на формата на свободната повърхност $\zeta(t)$ и мехура $R(t)$ (а) и промяна на скоростта на границите $\zeta(t)$, $R(t)$ (б) при разширяване на кухнята в близост до свободната повърхност (пресмятане).

Както бе отбелязано по-рано, моделът на струята, който е предложен от М. А. Лаврентиев, съдържа в себе си като задължителен елемент вдлъбнатина на свободната

повърхност на течността. Както са показали изчисленията, насочената вертикална струя се развива и по първоначално плоската свободна повърхност. И все пак наличието на вдлъбнатини създава по-резки градиенти на масовата скорост по двете страни от оста на симетрия, което води до съществено усилване на ефекта. Това се потвърждава от резултатите от пресмятанията, които са направени в постановката и за параметрите, които са аналогични на изложените по-горе (фиг. 22.7, формата на границите е представена от момента $t = 0$ през $10 \mu\text{s}$). Може да се види, че струята, която се формира от вдлъбнатината, достига онези параметри, които се достигат и в случая на плоската повърхност, но за значително по-кратко време.



Фигура 22.7. Развитие на вертикалната струя при разширение на взривната кухина в близост до свободната повърхност с кумулативна вдлъбнатина (пресмятане).

Както показват експериментите, структурата на вертикалното изригване при дълбочина на взрива от $h_* < 1$ не се ограничава от разгледаните по-горе струйни течения. При взривовите на тези дълбочини отсъства първата пулсация, което е следствие от разгерметизирането на кухината и образуването на открита каверна. Скоро след своето възникване откритата каверна се затваря с образуването на вертикална (връх) и обратна струя. На фигура 22.4.а.2 и 3 схематично са показани два характерни последователни момента от процеса съответно: началният стадий на образуване на струята при затваряне на каверната и крайният стадий на слягане на шийката на струята.

Структурата на вертикалното изхвърляне за първата група на дълбочини на взрива (фиг. 22.4.б.1) представлява струен тандем (фиг. 22.4.б.2 и 3), чиято първа струя се формира в резултат на инерционното движение на слоя на течността над взривната кухина под действието на получения импулс (фиг. 22.4.б.2), втората – в резултат на затварянето на откритата каверна, която се образува след разгерметизирането на взривната кухина (фиг. 22.4.б.3).

При дълбочини на взрива, които се доближават до $h_* = 1$ разгерметизирането на кухината с продуктите на взрива се извършва на по-късен етап от нейното разширяване в резултат на разрушаването на тънка течна обвивка в областта на оста на симетрия (виж фиг. 22.4.в.2). Налягането в ПВ в предшествашите разрушението моменти от време може да бъде значително по-ниско от хидростатичното. Затварянето на каверната, което се извършва след разгерметизирането на тази кухина, води до развитие на интензивно

обратно струйно течение и радиални изригвания (от типа „първа структура“) на свободната повърхност на течността (фиг. 22.4.в.3).

При взривове с големи мащаби и за втората група дълбочини, когато разгерметизирането на кухнята при първото разширение не се извършва, също така се наблюдават вертикални изригвания. Така при взрив на заряда с маса от 137 kg са регистрирани две вертикални изхвърляния, чието начално развитие съответства на момента на първото и второто максимално свиване на взривната кухня, при условие че за времето на пулсацията кухнята успява да изплува достатъчно близко до свободната повърхност. Може да се предположи, че механизмът на формиране на такива изхвърляния съответства на изложения за първия стадий на взрива. И все пак трябва да се вземе предвид, че описаните явления се отнасят за взрива на заряд с голяма маса и в стадий на спадане на кухнята с големи мащаби силата на тежестта започва да играе решаваща роля в нейната деформация. Според двумерните пресмятания, които са направени за ядрения взрив „Вигвам“, в долната област на спадащата кухня с продуктите на взрива се формира кумулативна струя, която е отправена към свободната повърхност. По такъв начин за вертикалното изригване, което съответства на първото свиване на кухнята, се оказва в сила моделът, който е предложен от Л. В. Овсянников (фиг. 22.4.г.1÷3).

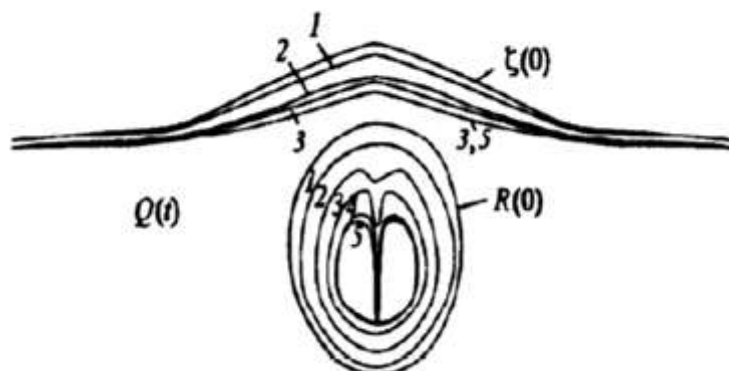
В стадия на втория период на пулсация, първоначално сферичната кухня с ПД има формата на тор. Както показват пресмятанията при определени разстояния до свободната повърхност, разширяването на тази кухня води до развитието на кръгова струя.

Съществува аномален ефект на увеличаване на амплитудата на първата пулсация на налягането, което е характерно за тесния диапазон на дълбочината на взрива в областта $h_* \approx 1$. Експериментално той е бил фиксиран за заряди с маса 137 kg, 250 g и 1,5 g. Зависимостта на максималната амплитуда на първата пулсация \bar{p} , взета според нейната стойност за безграничната течност, от дълбочината на взрива са дадени на фигура 22.5 (крива 1 – 250 g; 2 – 1,5 g). Рязкото увеличаване на амплитудата на пулсацията не се свежда в рамките на известните оценки, чиито модели, с оглед на влиянието на граничните повърхности, предполагат запазването на сферичната форма на взривната кухня. Според хипотезата на Кирквуд при разгерметизирането на взривната кухня се извършва смесване на ПД с атмосферния въздух, което води до протичането на вторичните реакции с отделянето на енергия, което се реализира в понататъшното движение на мехура. И все пак обяснението на Кирквуд звучи неубедително.

Направените моделни експерименти на взривяваща се течност (вода) са показали, че в интервала спрямо дълбочините на взрива $h_* \approx 2 \div 1$ със спадането си кухнята приема формата на сплескан елипсоид. За тези дълбочини е характерно определено намаляване на амплитудата на първата пулсация (виж фиг. 22.5, крива за \bar{p}). При $h_* \approx 1$ сплескването на кухнята се съпровожда с образуването на кумулативни струи, които са насочени от свободната повърхност. При $h_* < 1$ кухнята се разгерметизира и се наблюдава затваряне на каверната, обратна струйка и спадане на шийката на струята (фиг. 22.4.а.3). Мехурът се оказва съединен със свободната повърхност с т. нар. тръбна област и е разделен с обратна струйка. По такъв начин, за най-вероятна причина за аномалното увеличаване на налягането може да се смята внедряването в течността на високоскоростна кумулативна струя.

Решаването на плоската задача чрез използването на метода ЕХДА (виж фиг. 22.8) е показало, че в процеса на сплескване на кухнята, в близост до свободната повърхност се формира кумулативна струя, чиято височина в момента на достигане на

долната граница на кухината има скорост от 300 m/s при средна скорост на стената на кухината от около 20 m/s. По-нататъшното сплескване на кухината ще доведе до бързо нарастване на скоростите на нейните граници, поради което е естествено да очакваме и значително увеличаване на скоростта на кумулативната струя, като в този случай нейният максимум трябва да се наблюдава във време, което е близко до времето на сплескване.



Фигура 22.8. Сплескване на кухината в близост до свободната повърхност на аномална дълбочина (пресмятане).

По такъв начин, към края на първия период на пулсацията при $h_* \approx 1$ кухината се оказва разделена от кумулативната струя на две части (в плоския случай) или се превръща в тор (осево-симетричен), които се сплескват по силата на инерцията на течността до налягания, които значително надвишават хидростатичното. В резултат на това последващото ги разширение под свободната повърхност, чиято форма в началния стадий на втората пулсация съществено се различава от плоската, се наблюдава развитие на радиални струи. Следва да се отбележи, че в реалната ситуация преди началото на процеса на сплескване на слоя на течността над кухината е предаден някакъв импулс във времето на първото разширение на кухината. По силата на инерцията част от течността на този слой продължава движението си нагоре и по време на сплескване на кухината образува бавно развиваща се вертикална струя. Радиалните струи се наслаgват по това течение и така създават впечатлението за практическа едновременност на процеса.