

О МЕХАНИЗМЕ ДЕСТРУКЦИИ МИКРООРГАНИЗМОВ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*Национальный университет пищевых технологий,
ул. Владимирская, 68, г. Киев, 01033, Украина, a_marinin@ukr.net*

В Национальном университете пищевых технологий (г. Киев) проводится значительный объем исследований по применению электроискровых разрядов для изменения свойств пищевых продуктов и полупродуктов. В процессе экспериментов установлено влияние электрогидравлического эффекта на жизнедеятельность микрофлоры пищевых сред.

В данной работе рассмотрены возможные механизмы деструкции микроорганизмов при воздействии электрогидравлического эффекта (ЭГЭ).

Во многих случаях течение многофазной среды сопровождается изменением функционального состава дискретных включений вследствие коагуляции и дробления частиц. Это явление чрезвычайно важно для изучения структуры течения и выяснения его закономерностей, поскольку дисперсность частиц и их концентрация оказывают определяющее влияние на интенсивность процесса переноса в многофазной системе и в конечном счете на ее основные интегральные характеристики.

При экспериментальных и теоретических исследованиях течений газ – частицы конденсированной фазы одним из главных параметров, определяющих характер течения, – размер частицы [1, 2].

В работе [1] отмечено, что начало дробления капель определяется значением числа Вебера в ударных волнах:

$$We^* = \rho u^2 d (2\sigma)^{-1} \approx 5 - 8, \quad (1)$$

где ρ , u – плотность и скорость газа, d – размер капель, σ – поверхностное натяжение жидкости, при $P_0=0,5-1,2$ МПа.

В качестве испытуемых жидкостей брали воду $\rho_f = 1000$ кг/м³, вязкость $\mu_f = 1$ мПа·с, $\sigma = 75$ мН/м. Диаметр капель в опытах $d=2$ мм в моменты времени 100, 200 мкс.

Величины скорости звука a и плотности находятся по формулам:

$$\frac{a}{a_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta; \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}; \quad \beta = \frac{(\gamma - 1)}{2\gamma}, \quad (2)$$

Величины чисел Рейнольдса – по формуле:

$$Re = \frac{\rho u d_0}{\mu},$$

где μ – вязкость газа.

В работе Е. Мауер [3] размеры микрочастиц оцениваются величиной, пропорциональной средней длине волны этих возмущений:

$$d_1 = A\lambda_i \quad (3)$$

при $A=0,2$.

При малых кинетических энергиях ε_v дробление почти всегда происходит в виде нитевидного разбрызгивания, и она соответственно равна $0,9 \cdot 10^{-6}$ Дж. Дробление в форме плёнки происходит при поверхностной энергии $W \geq W_e^* = 0,86$.

Однако этот список параметров, по-видимому, не полон: условия разрушения зависят от параметров – чисел Маха и Бонда [2], от темпа нарастания турбулентности потока и аэродинамических сил.

Одной из причин гибели микроорганизмов может быть повреждение клетки, ее структур

вследствие термического или механического эффекта с общим принципом разрушения: величина основного фактора разрушающего воздействия должна превосходить некоторые значения одновременно по интенсивности и длительности. По этой причине обобщенный критерий разрушения, по видимому, следует искать в виде

$$(We - We^*)(I - I^*) = \text{const}, \quad I = \int_0^t \rho u^2 dt, \quad (4)$$

здесь I – динамический импульс давления в волне.

До тех пор пока $We < We^*$ или $I < I^*$, капли не разрушаются. Но при $We \geq We^*$ требуется конечное время для разрушения.

Толщина фронта определяется значением плотности перед и за фронтом, связанным между собой соотношениями на разрыве:

$$\delta = (\rho_2 - \rho_1) / (dp/dx)_{\text{max}}.$$

С увеличением перепада давления толщина фронта уменьшается в пределах $\delta \approx (60 - 4) \text{ nm}$.

Поскольку при $\Delta P \geq 50 \text{ МПа}$ [9] толщина фронта существенно меньше характерного размера микроорганизма ($\sim 1-10 \text{ nm}$), при оценке указанных эффектов применимы гидростатический и динамический подходы. Нагрев микроорганизмов в результате прохождения ударной волны можно оценить по формуле [4]:

$$T/T_0 = \left(V/V_0 \right)^{-\Gamma_0}.$$

Здесь изменение удельного объема V/V_0 определяется из уравнения Тейта, коэффициента Грюнайзена:

$$\Gamma_0 = \frac{\beta}{\rho k_m c_v},$$

где k_m – изотермический коэффициент сжимаемости, β – объемный коэффициент температурного расширения, c_v – удельная теплоемкость.

Для воды $\Gamma_0=108,85$, для органической жидкости $\Gamma_0=952,40$.

Одна из отличительных черт турбулентных структурных течений связана с наличием отчетливой нестационарной поверхности, которая разграничивает турбулентное, завихренное течение внутри струи от нетурбулентного (ламинарного) вне струи. Завихренность может быть передана в потенциальную жидкость только непосредственным контактом через действие вязких сдвиговых сил.

За счет вязких сил в этом слое завихренность резко изменяется от нуля до конечной величины.

Толщина этого слоя имеет порядок масштаба Колмогорова [10] и определяется соотношением:

$$l \approx \left(\frac{\nu^3}{E} \right)^{1/4}, \quad (5)$$

где ν – кинематическая вязкость, E – скорость диссипации пульсационной энергии в турбулентной жидкости.

Можно приблизительно связать E со среднеквадратической скоростью u' и интегральным масштабом L :

$$E \approx (0,2 - 0,4) \frac{(u')^3}{L}.$$

Если введенная в среду энергия превращается в теплоту, то диссипацию энергии можно приблизительно представить как

$$E = \frac{N}{V_{\text{ж}}}, \quad (6)$$

где N – мощность разряда.

Для наших расчетов $L \approx R$, где R – радиус камеры.

Тогда (5) переписывается иначе:

$$\frac{l}{L} \approx \frac{1}{\text{Re}_L^{3/4}},$$

где $\text{Re}_L = \frac{u'l}{\nu}$.

То есть относительная толщина этого вязкого слоя (пограничного слоя) с ростом Re довольно быстро убывает и, как правило, составляет доли миллиметров, что почти соизмеримо с размерами микроорганизмов.

При оценке механического эффекта будем считать микроорганизмы сферами диаметром d и воспользуемся условием дробления сферических капель жидкости плотностью ρ_0 вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца при обтекании плотности ρ [5]:

$$\Delta P > \rho^{1/2} D \left(\frac{2\pi\sigma}{d} \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где D – скорость ударной волны, σ – сила поверхностного натяжения на границе раздела;

$D = \frac{1}{2} \left(\frac{W_0}{\alpha\rho_0} \right)^{1/4} \cdot t_p^{-1/2}$, W_0 – энергия взрыва, $\alpha=0,01$ для воды, а для системы вода-стружка $\alpha=0,002$.

Толщина клеточной стенки микроорганизма, имеющей полимерную структуру, $\Delta=10-25$ nm, и поскольку напряжение разрыва для жидкости σ_p связано с поверхностным натяжением приближенным соотношением $\sigma_p = \frac{2\sigma}{r_0}$ [5], то формулу (7) можно применить в рассматриваемом случае, если

формально заменить величину σ на $\sigma^* = \frac{\sigma_1 \Delta}{r_0}$ или $\sigma^* = \sigma_p \Delta$, где σ_1 и σ_p – поверхностное натяжение и прочность на разрыв материала клеточной стенки. Типичные значения σ_p для полимеров

~ 20 МПа [7], и согласно (7) получаем условия дробления сферических капель при перепаде давления $\Delta P > (0,6 - 1,35) \cdot 10^2$ МПа.

Зная диссипацию пульсационной энергии в турбулентном потоке и используя «закон двух третей» Колмогорова-Обухова [10], определим наименьший масштаб пульсаций l_0 и сравним его с размером микроорганизмов, которые подвергаются обработке. Эту величину находим из условия сравнения энергии скорости преобразования турбулентных пульсаций на единицу объема ΔE и капиллярного давлением P^* , которое препятствует деформации и разрыву [11]:

$$\begin{aligned} \Delta E &= P^*, \\ \Delta E &= \frac{\rho v_l^2}{2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку плотность газа меньше плотности жидкости, то скорость газа близка к средней пульсационной скорости граничащей с ним жидкости, а последняя в соответствии с «законом двух третей» может быть найдена из выражения $v_l^2 = \left(\frac{\varepsilon \cdot l_0}{\rho} \right)^{2/3}$ – «закон двух третей».

При $l \leq l_0$, где $l_0 = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\varepsilon_0}}$, ε_0 – средняя диссипация энергии на единицу массы, Вт/кг; $\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon}{\rho}$,

l_0 – внутренний масштаб пульсации.

Капиллярное давление

$$P^* = \frac{2\sigma}{d_{II}}, \quad (9)$$

где d_{II} – диаметр капли.

При $l_0 \approx d_{II}$ совместное решение уравнений (8) и (9) примет вид

$$\frac{2\sigma}{d_{II}} = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\varepsilon \cdot d_{II}}{\rho} \right)^{2/3},$$

откуда $d_{II} = 2,3 \cdot \sqrt[5]{\frac{\sigma^3}{\rho \varepsilon^2}}$.

Для получения основных характеристик ударной волны, воздействующей на микроорганизмы, применима теория точечного взрыва в сжимаемой жидкости. При этом за энергию взрыва принимается энергия электрического разряда.

При конденсированном искровом разряде возникает большая мощность, измеряемая тысячами киловольт. Например, в условиях наших опытов при $C=4$ мкФ, $U=35$ кВ и $t_p=18$ мкс средняя мощность разряда $N = 1,36 \cdot 10^5$ кВт.

На малых расстояниях от оси канала разряда ударная волна распространяется с цилиндрической симметрией ($r < 10$ см), соответствующей симметрии разряда, а на больших – со сферической симметрией, как от точечного источника.

Вычислим энергию взрыва W_0 при $l_{II}=4$ см – расстояние между электродами, $W_0 = \frac{CU^2}{2l_{II}} = 0,6 \cdot 10^{10}$ эрг/см.

Предполагаем, что в момент $t=0$ в покоящейся среде в центре симметрии происходит взрыв. Давление на ударной волне [8]

$$P = 8,2 \cdot \frac{W_0}{r^2}, \quad (10)$$

где r – радиус ударной волны.

Для цилиндрической симметрии

$$r = \left(\frac{W_0}{\alpha \rho_0} \right)^{1/4} \cdot t^{1/2}. \quad (11)$$

Результаты расчета по формулам (11) и (10) приведены в табл.1

Таблица 1

r , см	2	4	6
P , атм	12750	3187	1417
ε , Дж	83	19,6	8,7

Расчет внутренней энергии производим по формуле

$$\varepsilon = \frac{PV}{(\gamma-1)}. \quad (12)$$

На значительных расстояниях от места взрыва ударная волна распространяется со сферической симметрией и рассчитывается по формуле [8]:

$$P_2 = \frac{P}{r} \cdot \frac{1 + 4(\ln \bar{r})^{1/2}}{\sqrt{1,15 \ln \bar{r} - 0,5}}, \quad (13)$$

где радиус ударной волны r_0 изменяется по закону $r_0 = \beta \left[\frac{W_0}{\rho_0 a_0^2} \right]^{1/3}$, $a_0 = \sqrt{\frac{3040 \cdot 7,15}{\rho_0}}$; $\beta = 0,3$;

$\bar{r} = \frac{r_2}{r_0}$; P_2 – давление за фронтом волны.

Параметр β можно определить, зная P_2 для одного какого-нибудь расстояния r_2 от центра взрыва при заданном W_0 .

Результаты расчета P_2 по формуле (13) приведены в табл. 2.

Таблица 2

r_2 , см	8,4	11,2	14,0	16,8
P_2 , атм	846,8	521,6	361,5	270,7

При мощном импульсном разряде в среде ударная волна зарождается и формируется в непосредственной близости от оси разряда – на расстоянии $\sim 3\text{--}5$ мм от нее.

При перепаде давления $\Delta P > 50$ МПа мощность фронта много меньше характерного размера микроорганизмов, что можно рассматривать как механизм деструкции микроорганизмов ударной волной и наиболее вероятный – дробление вследствие развития неустойчивости при обтекании.

Таким образом, перепад давления $\Delta P > (0,6\text{--}1,35) \cdot 10^2$ МПа служит ориентиром при практической реализации условий деструкции микроорганизмов при однократном воздействии разряда.

Расчётная зависимость давления на ударной волне от ее радиуса для данного эксперимента позволяет оценить причину разрушения капель.

Диаметры микроорганизмов почти соизмеримы с толщиной вязкого слоя, поэтому из соотношения (7) имеется возможность определить числа Рейнольдса, при которых происходит дробление капель.

Анализ результатов расчета свидетельствует о том, что существует диапазон параметров энергий турбулентных пульсаций, при которых за порядком величин масштаб пульсаций сравним с размерами микроорганизмов на основе «закона двух третей». При этом чем больше величина скорости диссипации энергии, тем меньшая величина пульсаций, что формируют стойкие образования, то есть энергия обработки с большой энергоемкостью способна реально разрушить или повредить стенки микроорганизмов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лопарев В.П. Экспериментальное исследование дробления капель жидкости в условиях постоянного нарастания внешних сил // Изв. АН ССР. МЖГ. 1975. № 3. С. 174–178.
2. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Мех. жидкости и газа. 1981. 16. С. 209–290.
3. Mayer E. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams // ARSj. 1961.V. 31. № 12.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
5. Гельфанд Б. Е., Губин С, А., Нигматулин Р. И. и др. // ДАН СССР. 1977. Т. 233, № 2. С. 292–294.
6. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
7. Физические величины: Справочник / Под ред. Н.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
8. Астрахан И.М. Давление на ударной волне при сильном искровом разряде воды // Изв. вузов. Нефть и газ. 1959. № 2. С. 27–32.
9. Яковлев Ю.С. Гидродинамика взрыва. Л.: Судпромгиз, 1961. 316 с.
10. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости // ДАН СССР. Т. XXX. № 4. 1941. С. 19–21.
11. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959.

Поступила 20.06.09

Summary

At a powerful impulse discharge in the medium with the thickness of front much less than a characteristic size of microorganisms, that can be explained as a mechanism of microorganisms destruction by a shock wave. The most credible mechanism of the destruction is the crushing due to the development of instability within the overflow region.