

Физические эффекты ультразвука в жидких средах и их применение в технике

Распространение мощных ультразвуковых колебаний в жидких средах вызывает в них ряд физических эффектов, которые широко применяются в различных областях техники. Большинство физических процессов, протекающих в мощных ультразвуковых полях, имеют нелинейный характер. Параметры, которые их характеризуют, важны для оптимизации технологических процессов с применением ультразвука.

**Владимир Ланин,
профессор**

vlanin@bsuir.by

Воздействие мощного ультразвука на жидкие среды вызывает в них ряд широко известных эффектов:

- акустическую кавитацию [1], связанную с пульсациями и захлопыванием кавитационных пузырьков;
- ультразвуковой капиллярный эффект [2];
- сонолюминесценцию [3];
- вихревые эффекты в виде микро- и макропотоков [4];
- ускорение процессов диффузии [5] и др.

При интенсивности ультразвука более 10^5 Вт/м² кинетическая энергия захлопывающихся пузырьков, сконцентрированная в ничтожно малом объеме, трансформируется частично в силовой импульс и частично в тепловую энергию. В жидких средах при воздействии УЗ-колебаний возникают также электрокинетические явления, обусловленные направленным движением заряженных частиц, которые оказывают влияния на процессы диффузии [6].

В жидких средах, обладающих только упругостью объема, распространяются в основном продольные ультразвуковые (УЗ) волны, в которых частицы среды смещаются по направлению распространения волны. Для плоской продольной волны волновое уравнение имеет вид [7]:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где y — смещение частицы; c — скорость распространения волны; x — координата.

Решение уравнения (1) для бегущей волны имеет вид уравнения:

$$y = A \cos[\omega t \pm (2\pi f/c)x] = A \cos[\omega t \pm (2\pi f/\lambda)x] = A \cos[\omega t \pm kx], \quad (2)$$

где A — амплитуда; f — частота колебаний; λ — длина волны; k — волновое число.

Акустическое поле характеризуется переменным звуковым давлением в каждой точке и интенсивностью распространяющейся волны. Периодические сжатия и расширения каждого слоя жидкой среды, в которой распространяется упругая волна, можно рассматривать как результат действия переменного давления, амплитуда которого равна:

$$P = \rho c A \omega = \rho c V_m \quad (3)$$

где ρ — плотность среды; V_m — амплитуда колебательной скорости частиц.

При интенсивности ультразвука $(8-10) \times 10^3$ Вт/м² в жидкой среде появляются маленькие пузырьки — зародыши кавитации, которые пульсируют с частотой УЗ-колебаний, расширяются и затем захлопываются, создавая ударные волны, давление в которых может достигать значительной величины.

Появление акустической кавитации связано с наличием в жидкой среде зародышей — микроскопических газовых пузырьков. Зародыши кавитации могут образовываться на твердых не смачиваемых жидкостью частицах, имеющих трещины, заполненные нерастворимым газом. При несмачивании жидкость в трещине образует относительно газа выпуклый мениск с радиусом R_0 , исходя из условия равновесия на границе раздела:

$$P_z = P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}, \quad (4)$$

где P_z — давление газа в пузырьке; P_0 — внешнее давление.

Значение краевого угла смачивания при росте зародыша на дисперсных твердых частицах радиусом $10^{-6}-10^{-7}$ м составляет $100-175^\circ$. Твердая частица с дефектом в виде конической или сфероподобной впадины является центром образования зародышей кавитации. Поэтому введение в жидкую среду твердых микроразмерных частиц существенно увеличивает количество зародышей кавитации.

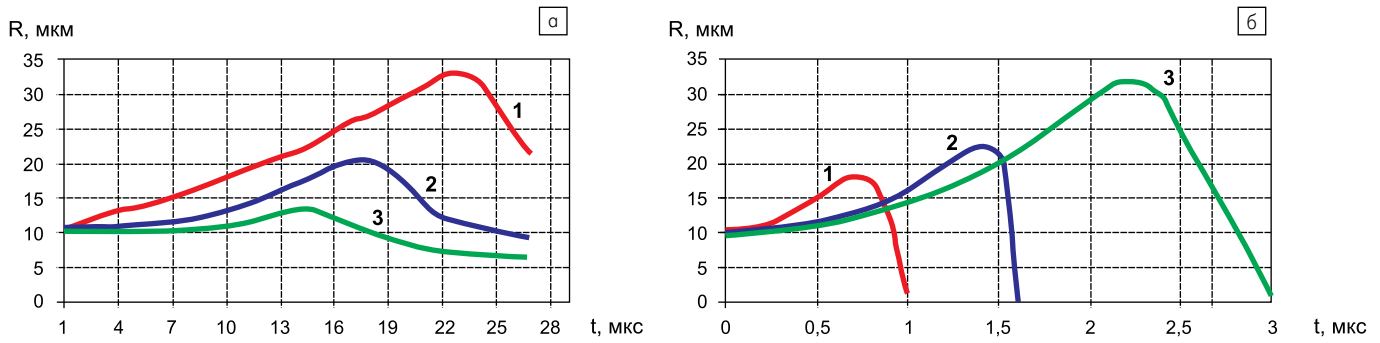


Рис. 1. Динамика кавитационных полостей в расплавах при УЗ-давлении/УЗ-частоте: а) 1 – 200 кПа; 2 – 150 кПа; 3 – 100 кПа; б) 1 – 66 кГц; 2 – 44 кГц; 3 – 22 кГц

Амплитуда УЗ-давления, необходимая для расширения зародыша радиуса R_0 до резонансного радиуса R_p , определяется из выражения [4]:

$$P_A^{(1)} = P_0 - P_2 + \frac{4\sigma}{3\sqrt{3}R_0} \frac{1}{\sqrt{1 + (P_0 + P_2) \frac{R_0}{2\sigma}}} \quad (5)$$

Резонансный радиус кавитационной полости равен:

$$R_p = \frac{4\sigma}{3(P_A - P_0 + P_2)} \quad (6)$$

где σ — величина поверхностного натяжения.

Резонансная частота полости f_p зависит как от поверхностного натяжения жидкости, так и от ее плотности:

$$f_p = \frac{1}{2\pi R_p} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_p} \right)} \quad (7)$$

Для расплавов интервал R_p составляет $4 \times 10^{-6} - 6 \times 10^{-5}$ м, после чего начинается взрывоопасный рост пузырьков газа. Зародыши кавитации, попадающие в область отрицательного давления, теряют устойчивость, растут на полупериоде растяжения и быстро захлопываются на полупериоде сжатия. Пузырьки с большими радиусами увеличиваются за счет диффузии газа и пульсируют в УЗ-поле.

К особенностям расплавов припоев, используемых для УЗ-пайки и металлизации, относятся значительно большие плотность и вязкость по сравнению с водой (примерно на порядок), необходимость учета гидростатического давления расплава, а также различие в начальных размерах кавитационных полостей. Гидростатическое давление P_0 с учетом давления столба расплава высотой h определяется как:

$$P_0 = P_{атм} + h\rho g \quad (8)$$

Динамика кавитационных полостей в расплавах описывается уравнением, физический смысл которого состоит в том, что сумма действующих на элементарный объем расплава давлений (гидростатического, УЗ и газового внутри полости) равна нулю, то есть кавитационная полость находится в состоянии динамического равновесия в любой промежуток времени. С учетом вязкости расплава η уравнение имеет вид [5]:

$$\left(R \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial R}{\partial t} \right)^2 + 4\eta \frac{\partial R}{\partial t} \right) \rho + P_0 - P_A \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} - P_2 - \left(P_0 - P_2 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} = 0 \quad (9)$$

Решение нелинейного дифференциального уравнения (9) методом Рунге-Кутты-Мерсона для расплава оловянно-цинкового припоя вязкостью 0,85 Па·с с начальными размерами кавитационных полостей от 1 до 50 мкм, давлением ультразвука от $0,5 \times 10^5$ до 2×10^5 Па и частотой УЗ-колебаний 22, 44 и 66 кГц показало, что кавитационные полости размером до 5 мкм пульсируют не захлопываясь. С увеличением начального размера до 10–50 мкм растет и амплитуда пульсаций полостей и происходит их захлопывание в течение 0,05–0,1 с. При УЗ-давлении до 0,1 МПа кавитационные полости пульсируют, а с увеличением давления до 0,15 МПа растет резонансный размер полостей и происходит их захлопывание (рис. 1а). С ростом частоты с 22 до 66 кГц размеры кавитационных полостей уменьшаются в среднем в два раза, что приводит к уменьшению интенсивности кавитации (рис. 1б).

Для повышения эффективности кавитации применяют газовое насыщение расплава, когда вводимые в расплав пузырьки газа по размерам не превышают резонансные размеры зародышей кавитации, то есть $(10-50) \times 10^{-6}$ м. Увеличение размеров пузырьков ведет к их преждевременному захлопыванию, а очень малые размеры затрудняют их кавитационный рост в УЗ-поле.

При захлопывании пузырька сконцентрированная в ничтожно малом объеме кинетическая энергия трансформируется частично в силовой импульс и частично в тепловую энергию, а из центра захлопнувшегося пузырька распространится ударная сферическая волна, максимальное давление в которой, согласно Рэлею, на расстоянии, равном 1,587 радиуса от центра пузырька, составит:

$$P = P_0 \frac{R_0^3}{6,35 R^3} \quad (10)$$

При $R = 1/10 R_0$ величина давления вблизи поверхности пузырька в 1575 раз превышает давление внутри полости. Радиальная

скорость V и время t сокращения пузырька зависят от соотношения гидростатического давления и плотности среды:

$$V = \sqrt{\frac{3P_0}{2\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right]}; \quad t = 0,915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{R_0}} \quad (11)$$

Время захлопывания газового пузырька диаметром 10^{-4} м в расплавах припоев на основе олова составляет 30–35 мкс. Высокоскоростная видеосъемка цифровой камерой показала, что скорость захлопывания кавитационных полостей на частоте 22,8 кГц и при УЗ-давлении 132 кПа достигает 0,2 м/с. Такие микроудары разрушают оксидные пленки и загрязнения на паяемой поверхности, которая затем хорошо смачивается припоем.

Помимо высоких локальных давлений, возникающих при захлопывании кавитационных полостей, возможно образование локальных тепловых микрополей, низкотемпературной плазмы и светового излучения (рис. 2). При адиабатическом сжатии объема газа повышение температуры тем больше, чем больше значение показателя политропы γ для этого газа. Для ориентировочной оценки температуры внутри газового кавитационного пузырька в любой стадии его сжатия при адиабатических условиях используется уравнение [3]:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(\gamma-1)} \quad (12)$$

Полагая, что $\gamma = 4/3$ и температура расплава +250...300 °С, и учитывая, что R может на порядок отличаться от R_0 в сторону уменьшения, получаем температуры порядка +2600...3000 °С. Другие авторы приводят расчетные данные порядка +1000 °С и выше [5]. Высокая температура, возникающая в пульсирующих кавитационных пузырьках и близкая к температуре плазмы, может вызвать сонолюминесценцию в жидкой среде и значительно увеличивает химическую активность жидкой среды и обрабатываемых материалов, ускоряет процессы химического взаимодействия между ними (рис. 3).

Энергия УЗ-поля используется для химического синтеза наноструктурных материалов. Это направление, известное как сонохимия, основано на возникновении и развитии в жид-

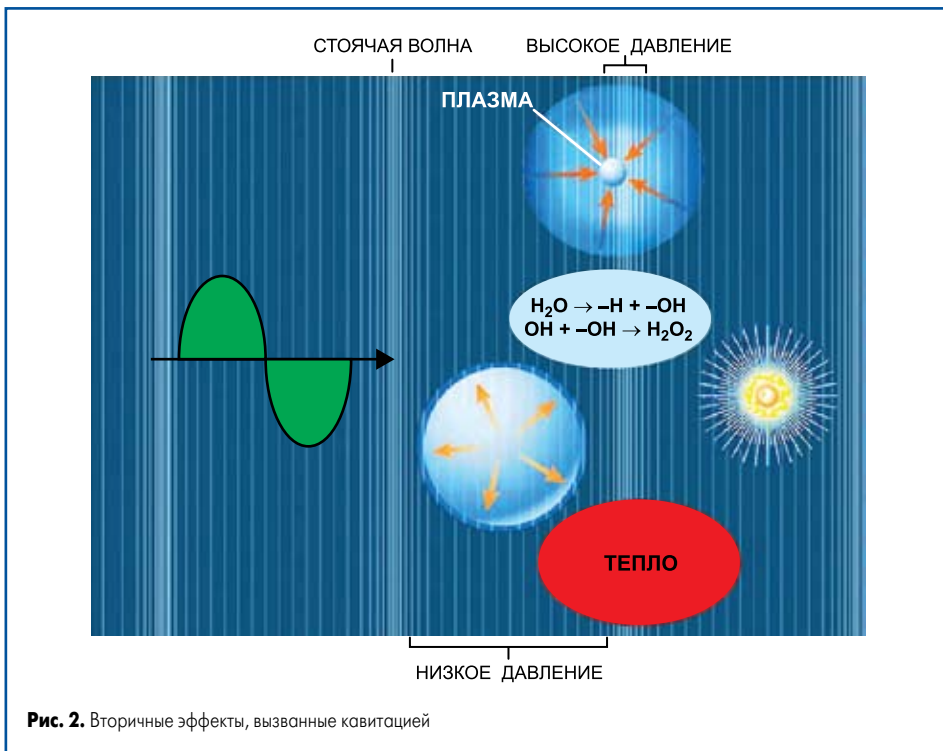


Рис. 2. Вторичные эффекты, вызванные кавитацией



Рис. 3. Сонолюминесценция кавитационных полостей

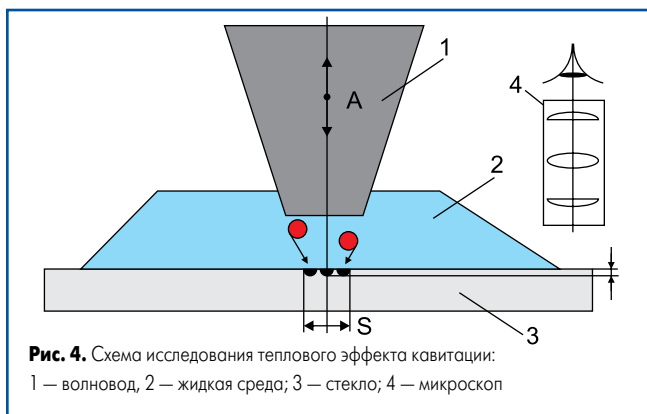


Рис. 4. Схема исследования теплового эффекта кавитации: 1 — волновод, 2 — жидкая среда; 3 — стекло; 4 — микроскоп

ких средах процесса кавитации и сопровождающих ее сонохимических реакциях. В интенсивных кавитационных полях в результате высоких градиентов температуры и давления происходит разложение молекул воды и образование активных радикалов и оксидантов: H_2O_2 , O_3 и др. [8]. Сонохимические методы используют для получения наноструктурных аморфных материалов, включения наночастиц в мезопористые материалы, осаждения полупроводниковых наночастиц на поверхности

полимерных и керамических материалов, формирования белковых микро- и наносфер.

Для оценки термического эффекта кавитации исследовались оптическим способом участки проплавления на неметаллической прозрачной подложке (рис. 4). Для этого в жидкую среду (глицерин) помещался плоский образец из стекла К8 и УЗ-колебания подавались в ограниченную зону в течение 30–50 с.

Участки проплавления стекла (рис. 5) в зоне воздействия УЗ колебаний исследо-

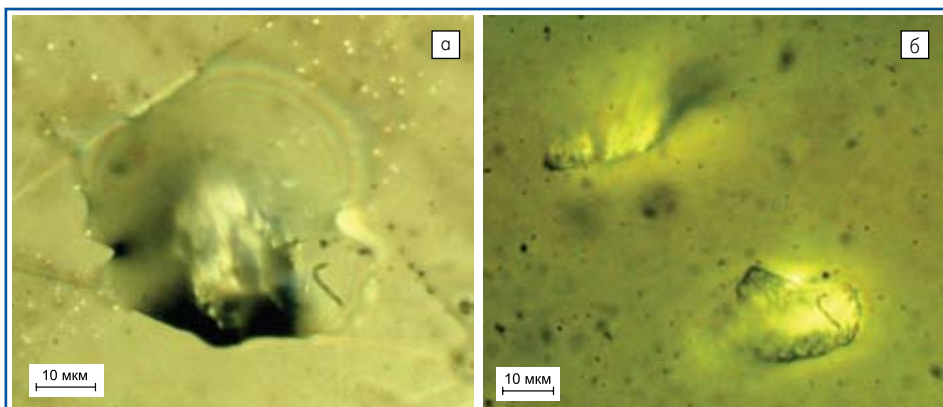


Рис. 5. Участки проплавления на стекле глубиной: а) 1 мкм; б) 0,35 мкм

вались на металлографическом микроскопе Planar micro200 с увеличением в 500–1000 раз. Глубина участков проплавления стекла и их кратерообразный характер свидетельствуют о том, что температура локального теплового поля при интенсивной кавитации значительно превышает температуру фазового перехода стекла (+575 °С).

Одновременно с кавитацией вблизи излучающей поверхности инструмента возникают микро- и макропотоки, которые способствуют удалению оксидных пленок и ускорению процесса смачивания поверхности металла припоем. При высокой интенсивности ультразвука в расплаве возникают и другие эффекты: переменное звуковое давление, «звуковой ветер», кумулятивные течения. Эти явления носят нелинейный характер, сопровождаются возникновением разрывов в сплошной жидкой среде, а степень их проявления в жидкой среде определяется соотношением скорости УЗ-колебаний v и скорости звука в жидкой среде c (акустическим числом Маха):

$$M = \frac{2\pi f A}{c} \geq 1 \times 10^{-4}. \quad (13)$$

Нелинейные эффекты возникают в расплавах, если амплитуда колебаний на частоте 22 кГц более 5–6 мкм, а на частоте 44 кГц — 3 мкм.

Пульсирование и захлопывание кавитационных полостей вызывает появление в областях, прилегающих к излучателю, микро- и макропотоков, которые имеют различное направление в зависимости от формы поверхности излучателя, амплитуды его колебаний, наличия препятствий на пути распространения и других факторов. Масштаб микропотоков соизмерим с максимальными размерами кавитирующих полостей, а масштаб макропотоков значительно больше максимальных размеров кавитирующих полостей. В зависимости от соотношения линейного размера вихря L течений с длиной звуковой волны λ различают три типа течений: крупномасштабные при $L > \lambda$, среднемасштабные (рэлеевские) при $L \approx \lambda$ и мелкомасштабные (шлихтинговские) при $L < \lambda$ [7].

Интенсивные микропотоки в жидких средах могут способствовать образованию наносuspensions твердых частиц [9]. Наилучшие условия для ускорения процессов массо- и теплообмена, протекания химических реакций взаимодействия материалов и припоя создают сформированные макропотоки, имеющие ориентированное направление от излучателя

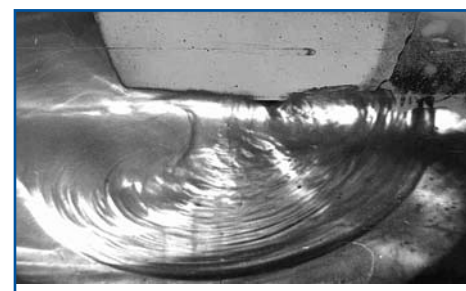


Рис. 6. Макропоток в вязкой жидкости

к обрабатываемой поверхности и стационарные во времени. В этом случае обеспечивается массоперенос микрообъемов припоя к паяемой поверхности и ускоряются реакции химического взаимодействия компонентов припоя с паяемыми материалами. Скорость макропотока в вязкой жидкости при амплитуде УЗ-колебаний 15–20 мкм составляет 0,01–0,03 м/с, а зона действия — 10–15 мм (рис. 6) [10].

Электрокинетические явления в жидких средах обусловлены увеличением подвижности носителей заряда и возникновением их направленного массопереноса в направлении от излучателя под действием давления УЗ-волны. При захлопывании кавитационных полостей возможно образование дополнительных носителей — отрицательно заряженных кавитационных пузырьков, которые также участвуют в массопереносе. Массоперенос в жидкости при УЗ-активации происходит как за счет конвективного движения в виде макро- и микропотоков, так и диффузии [3]. Воздействие энергии УЗ-поля увеличивает коэффициент диффузии и активирует процесс образования зародышей:

$$D' = D_0 e^{-\frac{E-\Delta E}{RT}}, \quad (14)$$

где D_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации диффузии; ΔE — изменение энергии активации диффузии в УЗ-поле; R — газовая постоянная.

В УЗ-поле на диффундирующие частицы действует сила F , и под ее влиянием частицы вещества будут двигаться со средней скоростью:

$$U = \nu F, \quad (15)$$

где ν — подвижность частиц.

При активации в УЗ-поле к потоку диффузии добавится поток частиц, движущихся под действием силы УЗ-колебаний F , и тогда полный поток равен:

$$J = -D' \frac{\partial C}{\partial x} + UC_1 \cos \beta, \quad (16)$$

где C_1 — концентрация подвижных частиц; β — угол между векторами силы УЗ-поля и диффузионного потока.

Сила УЗ-поля, воздействующая на поток частиц, зависит от частоты ω и амплитуды колебаний A :

$$F = \rho c \omega AS. \quad (17)$$

Подставляя выражения (15) и (17) в (16), получим:

$$J = -D' \frac{\partial C}{\partial x} + \nu \rho c \omega AS C_1 \cos \beta. \quad (18)$$

Воздействие электрического поля в виде импульсов электрического тока, пропускаемых через расплав с амплитудой, в 3–5 раз превосходящей амплитуду электрического тока начала электропереноса ионов, стимулирует

диффузию реакционно-активных компонентов в зоне активации [4]. Одновременное действие макропотоков в припое и мощных импульсов тока усиливает направленную электродиффузию компонентов в расплаве. Обусловленный электропереносом суммарный поток ионов реакционно-активных компонентов равен [5]:

$$J_{\text{ин}} = B_u \rho \frac{I_a}{\tau} C_u \cos \alpha, \quad (19)$$

где I_a — амплитуда импульсов тока; ρ — удельное электрическое сопротивление компонента; B_u — подвижность иона; τ — скважность импульсов тока; C_u — концентрация ионов реакционно-активного компонента в расплаве; α — угол между векторами электрического поля и диффузионного потока.

Суммарный поток частиц при совместной активации энергией УЗ и электрического полей равен:

$$J = -D' \frac{\partial C}{\partial x} + B_u \rho \frac{I_a}{\tau} C_u \cos \alpha + \nu \rho c \omega AS C_1 \cos \beta. \quad (20)$$

С учетом теплового эффекта в УЗ и электрическом полях суммарный поток частиц равен (21).

Из уравнения (21) следует, что активация энергией УЗ-поля приводит к увеличению коэффициента диффузии, а электрического поля — к росту суммарного потока ионов реакционно-активных компонентов в зоне взаимодействия, а следовательно, к увеличению скорости и глубины диффузии. При совместном действии УЗ и электрического полей на расплавы возникновение процесса электродиффузии обусловлено соотношением действующих на термически возбужденный ион металла сил: навстречу электрическому потоку (действие приложенного внешнего поля) и по направлению электронного потока («электронный ветер»). Вследствие экранирующего влияния электронов влияние электрического поля невелико, поэтому преобладающей является сила «электронного ветра», которая возрастает с увеличением плотности тока. В результате возбужденные ионы имеют большую вероятность перейти в вакансию по движению электронов, чем против движения. Таким образом, вакансии перемещаются к отрицательному полюсу, а ионы металла — к положительному, увеличивая тем самым ширину диффузионной зоны.

Направленная диффузия компонентов припоя или компонентов материалов соединения в припое за счет электромиграции частиц диффузионно-подвижных металлов при плотности тока, большей 1–1,5 А/мм², может приводить к увеличению ширины диффузионной зоны и прочности соединений [11].

$$J = -D_0 e^{-\frac{E-\Delta E}{RT}} C^{T_0} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x - (h/2)}{2 \sqrt{D_0 e^{-\frac{E-\Delta E}{RT}} t}} \right) \right] + B_u \rho \frac{I_a}{\tau} C_u \cos \alpha + \nu \rho c \omega AS C_1 \cos \beta. \quad (21)$$

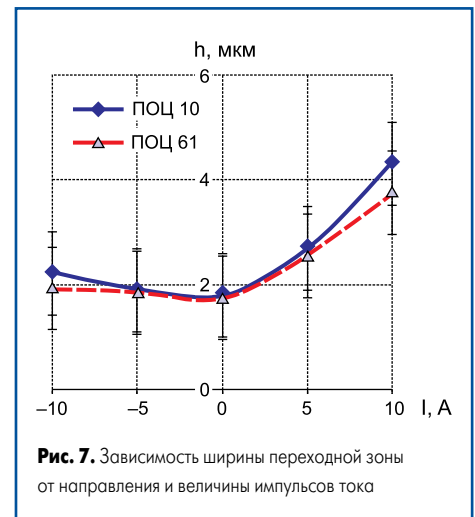


Рис. 7. Зависимость ширины переходной зоны от направления и величины импульсов тока

Ширина диффузионной зоны, измеренная с помощью растрового электронного микроскопа, в этом случае составляла 4–5 мкм для припоев ПОЦ 10 и 2–3 мкм для ПОС 61 (рис. 7).

Для оловянно-цинкового припоя ПОЦ 10 диффузионная зона была несколько больше из-за наличия в расплаве электроподвижного цинка, который мигрировал к межфазной границе и далее вглубь алюминиевого сплава, увеличивая ширину диффузионной зоны. Ширина переходной зоны растет до 6–8 мкм за счет роста диффузионного взаимодействия и электромиграции алюминия в припой (рис. 8а) по сравнению с 1,5 мкм при УЗ-активации (рис. 8б).

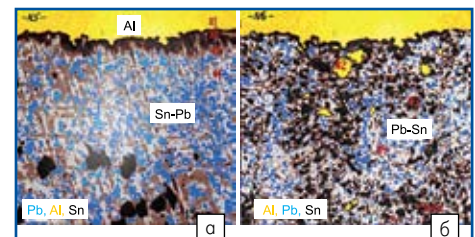


Рис. 8. Микроструктура паяных соединений Al-(Sn-Pb): а) в УЗ-поле; б) в УЗ и электрическом полях

Входящие в расплавы припоев на оловянной основе добавки металлов — цинка, алюминия, бериллия, титана и др. — имеют сильное сродство по отношению к кислороду и образуют оксиды R. При УЗ-активации расплава эти оксиды образуют устойчивые химические соединения с оксидами O, находящимися на поверхности металлов, стекла и керамики (рис. 9) [12]. Таким образом, паяное соединение формируется между разнородными по химическому составу материалами без применения флюса.

Используя лазерное излучение, УЗ-колебания можно вводить в твердое тело или жидкую среду бесконтактным методом. Так, для расплавления шариков припоя диаметром 1 мм на медных контактных площадках печатной платы применен ИАГ лазер мощ-

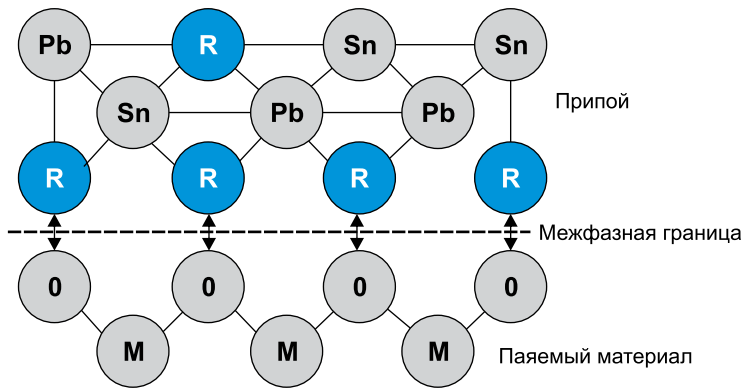


Рис. 9. Образование химических связей на межфазной границе

Анализ процессов воздействия мощного ультразвука на жидкие среды показывает, что наибольшее количество вторичных физических эффектов создает процесс кавитации (рис. 11). Локальные тепловые эффекты используются при УЗ-металлизации неметаллических материалов: керамики, стеклокерамики, ферритов и др. [14, 15], поскольку при этом создаются условия для образования химических связей между оксидами на межфазной границе. Динамические эффекты обеспечивают удаление жировых загрязнений и оксидных пленок с поверхностей материалов, что является физической основой процессов УЗ-очистки в жидких средах [16, 17] и УЗ-пайки труднопаяемых материалов [10, 18]. Некоторые первичные эффекты, такие как электрокинетический и краевой (смачивающий), пока еще не получили широкого применения в технике в силу ограниченности возможностей реализации.

Несомненной перспективой обладают бесконтактные способы ввода ультразвука в жидкие среды: модуляция высокочастотного электромагнитного излучения [19] и лазерного излучения УЗ-частотами. Это позволяет использовать физические эффекты взаимодействия полей различной природы, реализовать прецизионность и высокую регулируемость воздействия в микро- и наномасштабах веществ, ускорить процессы смачивания, растекания и химического взаимодействия материалов.

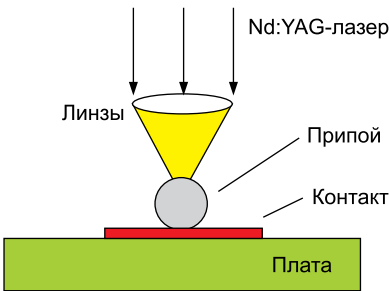


Рис. 10. Воздействие модулированного лазерного луча на смачивание припоем контактной площадки

ностью 14 Вт. Лазерный луч модулировался частотой 20 кГц и фокусировался диаметром 0,7 мм на шарике припоя (рис. 10).

Расплавление припоя и смачивание поверхности контактной площадки происходило при остаточном давлении кислорода 8 Па в результате УЗ-вибраций амплитудой 0,6 мкм, возбуждаемых в припое в течение 250–300 мкс [13]. В результате УЗ-активации припой растекался по контактной площадке с углом смачивания 25°. Новый метод бесфлюсовой УЗ-пайки модулированным лазерным излучением может быть перспективен для сборки электронных модулей с высокой плотностью монтажа.

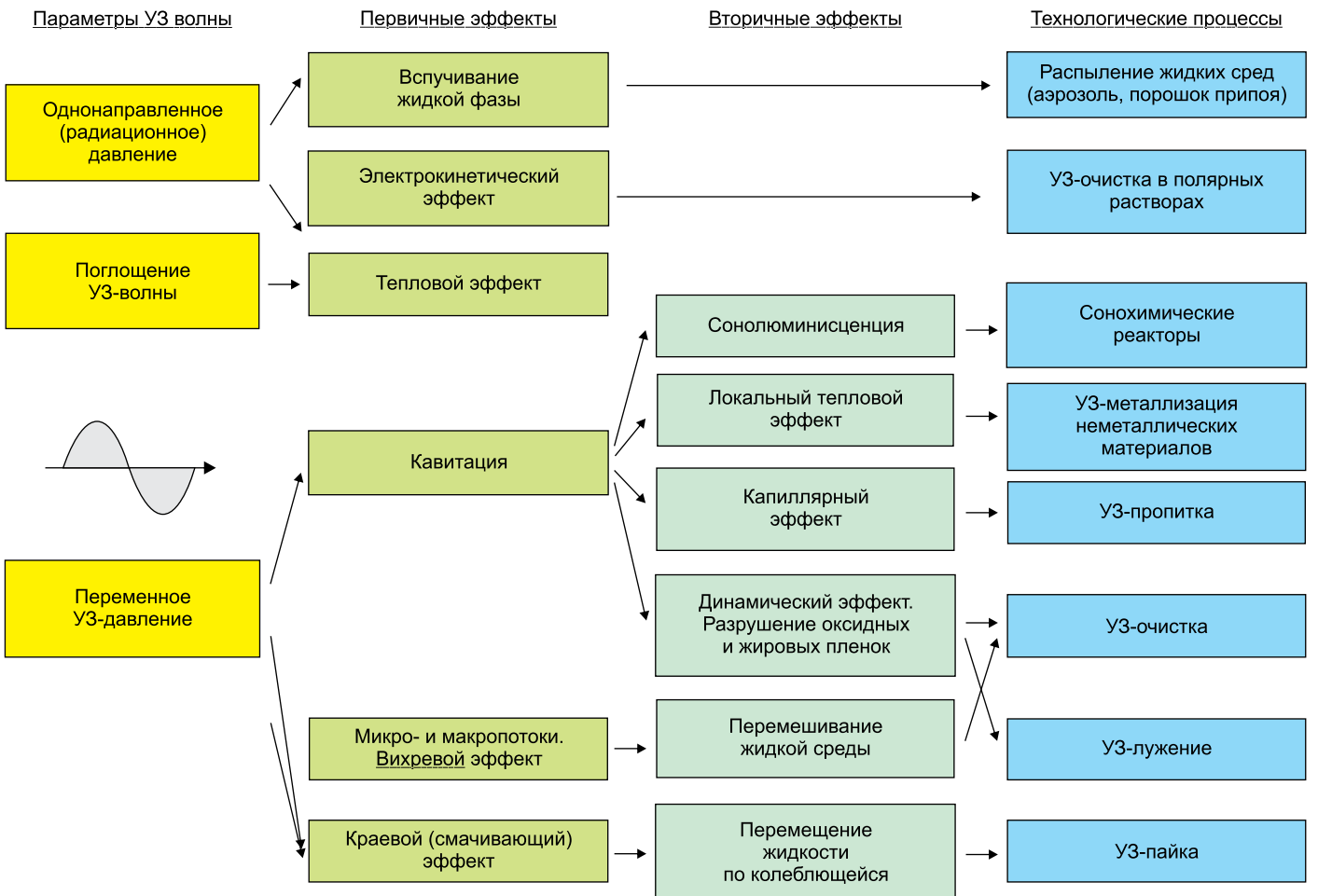


Рис. 11. УЗ-эффекты в жидких средах и их применение

Литература

1. Leighton T. G. The Acoustic Bubble. London: Academic Press, 1994.
2. Прохоренко П. П., Дежкунов Н. В., Коновалов Г. Е. Ультразвуковой капиллярный эффект. Минск: Наука и техника, 1981.
3. Margulis M. A. Sonochemistry and Cavitation. London: Gordon & Breach, 1996.
4. Abramov O. V. High-Intensity Ultrasonics: Theory and Industrial. Amsterdam: OPA, 1998.
5. Mason T. J., Lorimer J. P. Applied Sonochemistry: Uses of Power Ultrasound in Chemistry and Processing. N. Y.: Wiley&Sons, 2002.
6. Румак Н. В., Бондарик В. М., Ланин В. Л. Электрические эффекты в жидкостях и расплавах под воздействием ультразвуковых колебаний // Доклады АН Беларуси. 1994. № 38 (2).
7. Ensminger D., Bond L. J. Ultrasonics: Fundamentals, Technologies, and Applications. Boca Raton: CRC Press, 2012.
8. Gedanken A. Using Sonochemistry for the Fabrication of Nanomaterials // Ultrasonic Sonochemistry. 2003. № 10.
9. Lanin V. L., Dezhkunov N. V., Kotukhov A. V. Application of Ultrasonic Effects in Liquid Media for Fabrication of Nanomaterials // Surface Engineering and Applied Electrochemistry, 2010. No. 3.
10. Кундас С. П., Ланин В. Л., Тявловский М. Д., Достанко А. П. Ультразвуковые процессы в производстве изделий электронной техники. Минск: Бестпринт. 2002.
11. Lanin V. L. Activation of Soldered Connections in the Process of Formation Using the Energy of Ultrasonic and Electric Fields // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2008. No. 3.
12. Sprovieri J. Soldering the Unsolderable/ Assembly. 2008. No. 4.
13. Li M. Y., Wang C. Q., Bang H. S., Kim Y. R. Development of Flux-Less Soldering Method by Ultrasonic Modulated Laser // J. of Materials Processing Technology. 2005. No. 168.
14. Ланин В. Л. Ультразвуковая толсто пленочная металлизация неметаллических материалов в производстве изделий электронной техники // Технологии в электронной промышленности. 2008. № 3.
15. Kolenak R. Solderability of Metal and Ceramic Materials by Active Solders. Dresden: Forschungszentrum Dresden, 2008.
16. Ланин В. Л., Томаль В. С. Технология и оборудование ультразвуковой очистки изделий электроники // Технологии в электронной промышленности. 2007. № 8.
17. Savage T. Ultrasonic cleaning in industry // Wire Industry. 2005. No. 6.
18. Ланин В. Л. Бесфлюсовая ультразвуковая пайка в электронике // Технологии в электронной промышленности. 2007. № 4.
19. Ланин В. Л. Бесконтактные вибрации в процессах высокочастотного электромагнитного нагрева // Технологии в электронной промышленности. 2008. № 2.