

Н.Н. Бочкарев, Н.П. Красненко, Ю.М. Сорокин

## ОПТОАКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АЭРОЗОЛЯХ

Дан обзор экспериментальных и теоретических работ по проблеме лазерной генерации акустических волн в атмосферном аэрозоле.

Рассмотрен ряд эффектов, возникающих на твердом и жидком аэрозоле как в допороговом, так и в сверхпороговых для развития оптического разряда режимах взаимодействия с излучением. Дана классификация возникающих акустических волн. Проанализированы возможности дистанционной оптоакустической диагностики параметров лазерного излучения и аэрозоля.

### 1. Введение

Оптоакустические эффекты в аэрозолях, связанные, как правило, с быстрым и неоднородным прогревом двухфазных систем как в допороговых, так и в сверхпороговых для развития оптического разряда режимах взаимодействия с излучением, представляют собой целый класс физических процессов, использование которых стало весьма актуальным в последние годы в связи с использованием мощного лазерного излучения. До недавнего времени отсутствовала общая теоретическая картина генерации акустических волн (АВ) таким излучением в аэродисперсных системах. Тепловой механизм («фотоакустический эффект» — см. [1]) генерации АВ в атмосфере, содержащей частицы аэрозоля, рассмотрен в [2]. Краткий обзор работ, главным образом, экспериментальных, относящихся к лазерной генерации АВ при оптическом пробое в атмосферном аэрозоле и выполненных до 1985 г., дан в [3].

Существенный прогресс в этой области за последнее время связан с накоплением экспериментальных данных и совершенствованием методов их обработки, расширением спектрального интервала измерений в ультразвуковую область, развитием методов численного моделирования АВ, обнаружением генерации АВ в допробойных условиях, разработкой моделей генерации гиперзвуковых и звуковых АВ, в том числе при низкороговом коллективном оптическом плазмообразовании. В результате становится возможным предложить последовательную теоретическую картину лазерной генерации АВ в аэрозолях в широком диапазоне параметров, дать классификацию АВ, возникающих как в допробойном режиме, так и в оптических разрядах различных типов, и на этой основе проанализировать имеющиеся возможности дистанционной оптоакустической диагностики. Наряду с краткой систематизацией результатов численного моделирования и экспериментальных данных по лазерной генерации АВ в аэрозоле рассмотрены перечисленных вопросов и составляет цель настоящего обзора.

Генерация АВ в допробойных условиях при испарении импульсным излучением ( $\lambda = 10,6$  мкм,  $W_{\text{л}} \sim 100$  Дж,  $\tau_{\text{л}} \sim 1$  мкс) водного атмосферного аэрозоля («светогидравлический эффект» — см. [5]) зарегистрирована в [4] и в дальнейшем исследовалась на водном модельном аэрозоле в [6–8]. Выявлены, главным образом, зависимости пиковых значений акустического давления от плотности энергии лазерного импульса и концентрации частиц водного аэрозоля (водности аэрозоля). Оценка коэффициента преобразования поглощенной в единице объема лазерной энергии в акустическую  $K_{\text{АВ}} \sim 10^{-7}$  при распространении лазерного импульса в атмосфере показывает, что уровень АВ достаточен для уверенной регистрации сигнала на расстоянии порядка километра при использовании направленных акустических приемников.

Оптоакустические эффекты при развитии плазменных очагов (ПО) на изолированных твердых аэрозольных частицах в воздухе исследовались гораздо подробнее [9–15]. Начало систематическому изучению спектральных и энергетических характеристик АВ, генерируемых совокупностью взаимодействующих ПО, было положено авторами [9, 10]. Выполненные ими измерения акустического давления, генерируемого разрядами типа длинной лазерной искры (ДЛИ), привели к оценке акустической энергии, выделяемой единичным ПО ( $W_{\text{ПО}} = 10^{-8} \div 10^{-3}$  Дж), а результаты спектральной обработки АВ звукового диапазона позволили связать минимумы спектров АВ с протяженностью разряда и характерным расстоянием между отдельными ПО.

Регистрация разрешенных по времени акустических сигналов от отдельных ПО [11, 13] позволила связать их длительность  $\tau_{\text{с}} \sim 10^{-4}$  с и амплитуду с размером ПО для достаточно коротких лазерных импульсов ( $\tau_{\text{л}} \ll \tau_{\text{с}}$ ), а также уточнить оценку для коэффициента преобразования поглощенной ПО лазерной энергии в акустическую ( $K_{\text{АВ}} \sim 10^{-4}$ ). Из данных оптоакустических измерений удалось восстановить критические размеры частиц аэрозоля, инициирующих пробой в зависимости от плотности энергии лазерного излучения, что представляет интерес в прогнозе распространения высокоэнергетических пучков на атмосферных трассах. Численное моделирование АВ, генерируемых разрядами типа ДЛИ, как случайной последовательности прямоугольных импульсов с равномерно распределенными на некотором отрезке параметрами (длительностью, амплитудой и интервалом следования) [14] по-

зволюло обосновать характер взаимосвязи между положением минимумов в частотном спектре АВ и средним расстоянием между отдельными ПО. При этом подтвердилась вытекающая из результатов [11, 13] корреляция между положением ВЧ максимума в частотном спектре ДЛИ ( $f \approx 3$  кГц) и диаметром ПО  $d_{\text{ПО}} \approx v_s(2\pi f)^{-1} \approx 2$  см, где  $v_s$  — скорость звука. На взаимно дополняющий характер информации от акустических и оптических сигналов ДЛИ и в связи с этим на перспективность комплексной оптоакустической диагностики разрядов указано в [15].

По разнообразию физических механизмов генерации АВ наиболее богатым является коллективный оптический разряд (КОР), возникающий в плотных аэродисперсных средах при минимальных интенсивностях в поле достаточно длинных импульсов. Формирование и развитие КОР идет главным образом за счет теплопроводностного механизма без образования светодетонационных волн поглощения лазерного излучения, характерных для динамики ПО в разрядах типа ДЛИ. Тем не менее и этот разряд является источником интенсивных АВ, на что впервые было указано в [16]. Существование относительного максимума акустического спектра КОР в области  $f \sim 10^4$  Гц констатировано в [17].

Комплексное исследование [18–20] динамики акустических возмущений, генерируемых областью КОР в твердом аэрозоле, позволило доказать существование здесь акустических компонент по меньшей мере двух видов: внутренних гиперзвуковых с максимальными частотами  $f_{\text{max}} \sim 1\div 10$  МГц и уходящих звуковых с характерными частотами  $f \sim 1\div 10$  кГц.

Анализ результатов численного моделирования [18–19] и лабораторных экспериментов [18, 20] показал, что закономерности генерации некоторых гиперзвуковых компонент АВ в твердом аэрозоле являются сходными как для КОР, так и для разрядов других типов. Аналогичным оказывается и подход к оценке спектральных интервалов генерации отдельных НЧ-компонент АВ различных оптических разрядов. Это создает основу для достаточно общей классификации АВ, генерируемых лазерным излучением по крайней мере в твердом аэрозоле.

## 2. Ближние гиперзвуковые возмущения

Исходным для построения картины возникновения и эволюции АВ в твердом аэрозоле под действием не слишком коротких лазерных импульсов ( $\tau_l \gtrsim 10$  нс) является представление о формировании в окрестности интенсивно испаряющейся частицы паровоздушного ореола (ПВО), переход которого с существенным разогревом в пароплазменный микрофакел возможен лишь при выполнении некоторых пороговых условий. Независимо от факта превышения порога генерируемые в системе АВ можно разделить на два вида: внутренние или ближние гиперзвуковые, исследование которых ввиду сильного затухания возможно главным образом численными методами, и внешние звуковые, регистрируемые акустическими датчиками на различных расстояниях от области взаимодействия лазерного излучения с аэрозоле. Для описания последних численные методы, напротив, оказываются неэффективными.

Численная модель генерации ближних АВ должна давать возможность проследить трансформацию паровоздушного ореола частицы в микроплазменный очаг (микрофакел), то есть должна быть общей в допороговом и сверхпороговом для оптического разряда режимах. Для количественного расчета пространственно-временной структуры такой системы необходимо использование математической модели, обеспечивающей самосогласованное описание процессов нагрева частицы и испарения в причастичном слое, динамики взаимодействия компонент во всем расширяющемся в условиях объемного энерговыделения ореоле, а также учитывающей реальные температурные зависимости теплофизических и газодинамических параметров паровоздушной смеси. Такая модель построена в работах [18, 19].

Анализ результатов численного моделирования динамики ПВО в достаточно широком диапазоне интенсивностей  $I = (4\div 400) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> позволяет выделить три основных этапа: начальный, конвективный и теплопроводностный. Начальный этап включает в себя нагрев частицы и установление режима развитого испарения, сопровождающееся формированием скачка давления. Конвективный этап соответствует трехмерному расширению ПВО в условиях противодавления воздуха. Работа пара против сил давления воздуха в условиях почти полного вытеснения последнего из внутренних частей ПВО (эффект «поршня»), а также поглощение лазерной энергии парами приводит к выделению тепла в прифронтальной зоне. Однако при быстром (порядка  $v_s$ ) движении фронта основная роль в перераспределении тепла и паров принадлежит конвективному механизму и существенного разогрева ПВО не происходит.

Гиперзвуковые АВ, возникающие уже на начальном этапе эволюции ПВО (кривые 1, 2 на рис. 1) характеризуются частотами вплоть до  $f \sim 10^8$  Гц. На конвективном этапе происходит быстрое уменьшение их амплитуды, сопровождающееся смещением спектра в область более низких частот (до  $f \sim 10^6$  Гц за время  $\Delta t \sim 3$  мкс), как это видно из рис. 1 (см. кривые 3–5).

Процесс идет в условиях конкуренции нелинейности и ВЧ диссипации при трехмерном сферическом расширении ПВО. Связанные с ним АВ можно назвать акустической волной формирования ореола (АВФ). Отметим, что скорость волны вытеснения буферного газа быстро падает (за время  $\Delta t \sim 3$  мкс от 200 м/с до 40 м/с), так что АВФ отрывается от нее и от зоны прогрева и распространяется уже в холодном буферном газе. Амплитуда АВФ на расстоянии  $r \sim 1$  мм при  $f \sim 1$  МГц со-

ставляет  $\Delta P_1 \sim 0,02$  атм. Дальнейшая эволюция АВФ и возможности ее дистанционного приема определяются главным образом линейным поглощением с коэффициентом  $\alpha_s = 2\pi^2 \nu f^2 / (v_s \rho_B) \approx 0,6 \text{ см}^{-1}$  и геометрическим фактором  $r^{-1}$ , где  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости и  $\rho_B$  — плотность воздуха.

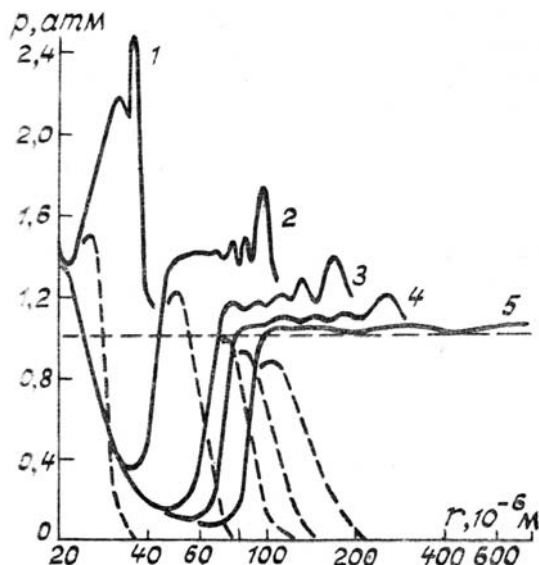


Рис. 1. Акустическая волна формирования ореола (АВФ) на частице корунда радиусом  $a = 20$  мкм, с объемным коэффициентом поглощения  $\alpha = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  при интенсивности  $I = 4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  в последовательные моменты времени (мкс): 1—0,16; 2—0,33; 3—0,57; 4—0,92; 5—2,86. Штриховыми линиями показаны профили парциального давления аэрозольных паров. Коэффициент поглощения паровоздушного ореола на длине волны неодимового лазера  $\mu(T)$  вычислялся по формулам [21]. Учтено вытекающее из результатов [22] отличие коэффициента поглощения  $\alpha$  от линейного значения (эффект «почернения» аэрозоля)

В ходе конвективного этапа развития ПВО идет монотонное падение скорости движения среды в точке максимума температуры. Переход от конвективного к теплопроводностному этапу эволюции ПВО происходит при выравнивании скоростей конвекции и теплопроводности в указанной области и соответствует выделению в трехмернорасширяющемся ореоле двух пространственных областей: внутренней, сравнительно стабильной, в которой главную роль по-прежнему играет конвективный перенос, и внешней (определяющей максимальный размер и температуру ПВО), в которой доминирует теплопроводность, а давление близко к атмосферному. Из вышесказанного следует, что в отсутствие существенного разогрева ПВО (то есть в допробойном режиме) новые компоненты АВ изолированной аэрозольной частицей не генерируются. Именно этот режим и отражен на рис. 1, 2, причем последний соответствует моменту практически полного испарения аэрозольной частицы ( $\zeta$  — обобщенный параметр).

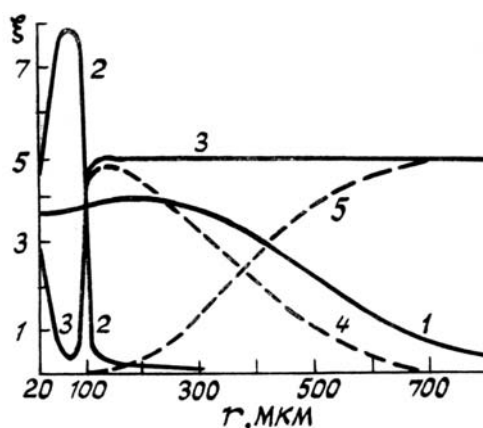


Рис. 2. Теплопроводностный этап эволюции паровоздушного ореола (ПВО) в допробойном режиме. Профили: 1—температуры  $T = 10^3 \zeta \text{ К}$ ; 2—скорости  $V = 2 \cdot 10^2 \zeta \text{ м/с}$ ; 3—полного давления  $P = 0,2 \zeta \text{ атм}$ ; 4 — парциального давления аэрозольных паров; 5 — парциального давления буферного газа. Условия те же, что и на рис. 1. Время  $t = 43,6$  мкс. Относительная масса испарённого аэрозоля  $m_a/m_0 \approx 1$

Специфика взаимодействия мощного лазерного излучения допробойной интенсивности с водным

аэрозолям, связанная главным образом фокусировкой и взрывом частиц либо выбросом из них струй пара при сравнительно низкой температуре, качественно не меняет физический механизм генерации АВФ как процесса распада скачков давления на фронте ПВО. Меняется, по существу, лишь геометрия последнего. Это означает, что на расстояниях, много больших радиуса частицы ( $r \gg a$ ), следует ожидать общей асимптотики АВФ для твердого и водного аэрозолей.

## 2. Звуковые возмущения в дальней зоне

Возможность дистанционного приема допробойных АВ связана главным образом с трансформацией спектра гиперзвуковых АВФ вследствие ВЧ диссипации и дисперсии [23] в низкочастотный (звуковой диапазон, где линейный коэффициент поглощения  $\alpha_s \sim f^2$  достаточно мал.

Тепловой и испарительный механизмы генерации звука в сплошных средах, а также формирование АВ в дальней зоне подробно рассмотрены в ряде работ (см., например, [1, 24] и цитируемую там литературу). Ниже будут обсуждаться результаты работ по исследованию генерации АВ естественным атмосферным и модельным моно- и полидисперсным водным аэрозолям при воздействии излучением импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера [4, 6–8]. Монодисперсный аэрозоль, создаваемый ультразвуковым генератором, является удобной моделью в изучении процессов, происходящих при разрушении отдельной аэрозольной частицы в поле интенсивного лазерного излучения. При этом регистрируемые в дальней зоне АВ состоят из вкладов АВ, генерируемых отдельными частицами. Длительность акустического сигнала в дальней зоне для коротких лазерных импульсов ( $\tau_s \ll v_s \cdot 2R$ , где  $R$  — радиус лазерного пучка) обусловлена размером объема взаимодействия лазерного излучения с аэрозолями, а его амплитуда пропорциональна амплитуде АВ, генерируемой отдельными частицами (для монодисперсного аэрозоля — пропорциональна концентрации аэрозольных частиц, что количественно зафиксировано в [7]).

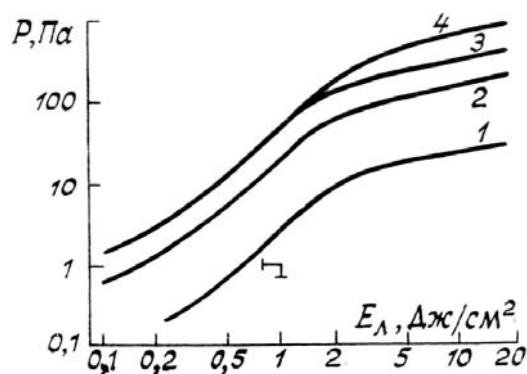


Рис. 3. Зависимость генерируемого акустического давления в дальней зоне (расстояние 5 см от центра объема взаимодействия) монодисперсным (1–3) и полидисперсным (4) аэрозолями от плотности энергии воздействующего импульсного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера для начальной влажности аэрозоля ( $\text{г/м}^3$ ): 1–8; 2–40; 3–80; 4–800

Зависимость акустического давления  $p$  в дальней зоне от плотности лазерной энергии (рис. 3) [7, 8] указывает на более резкое изменение хода этой зависимости для монодисперсного аэрозоля после достижения порога взрывного вскипания частиц аэрозоля ( $E_{\text{вз}} \approx 2 \text{ Дж/см}^2$ ). Однако для значений  $E_L < E_{\text{вз}}$  различия в поведении зависимостей  $P(E_L)$  для полидисперсного и монодисперсного аэрозолей не замечено: с увеличением  $E_L$  наблюдался плавный переход от линейной зависимости к квадратичной.

В [7, 8] имеются данные о насыщении акустического давления при увеличении начальной влажности аэрозоля для фиксированной плотности лазерной энергии, что связано с эффективной глубиной проникновения лазерного излучения в аэрозольное облако. Насыщение наступало при начальной влажности  $\sim 120 \text{ г/м}^3$ .

На основе модельных представлений о динамике протекания фазового взрыва в водных частицах [25] приращение температуры среды определяется из анализа теплозапаса продуктов взрыва к моменту их остановки при условии термодинамического равновесия в среде. Тогда избыточное давление  $\Delta P$  в области взаимодействия излучения с аэрозолями находится из уравнения состояния двухкомпонентной смеси воздух–пар [8]:

$$\Delta P \approx \Delta \rho_{\text{п}} \left( R_{\text{п}} T_0 + \frac{C_{\text{рп}}}{C_{\text{рв}}} R_{\text{в}} (T_{\text{п0}} - T_0) \right), \quad (1)$$

где  $\rho_{\text{п}}$ ,  $R_{\text{в}}$ ,  $R_{\text{п}}$  соответственно плотность пара и газовые постоянные воздуха и пара;  $C_{\text{рп}}$ ,  $C_{\text{рв}}$  — удельные изобарные теплоемкости пара и воздуха;  $T_0$  — начальная температура среды;  $T_{\text{п0}}$  — температура пара к моменту остановки продуктов взрыва ( $T_{\text{п0}} \approx 373^\circ\text{K}$ ). Приращение плотности водяных паров в объеме взаимодействия можно выразить через полную степень испарения отдельной аэрозольной частицы

$\Delta\rho_{\text{п}} = X_e q_0$ , которая определяется отношением водности тумана в конце и перед действием импульса излучения:  $X_e = 1 - q/q_0$ .

Для однороднопоглощающих частиц ( $a \lesssim 10$  мкм,  $\lambda = 10,6$  мкм) степень испарения практически не зависит от их размера, а целиком определяется энергетическими параметрами импульса излучения [26]. Наличие в аэрозоле значительной доли крупной фракции ( $a \gtrsim 10$  мкм), как в случае используемого в экспериментах [8] полидисперсного тумана, может существенно изменить мощностные параметры генерируемого акустического импульса. Поскольку в крупных частицах поле тепловыделения неоднородно, то реализуется взрывное вскипание не всего объема капли, как в мелких частицах, а лишь поверхностного слоя, толщиной порядка длины поглощения излучения в воде. Нетрудно показать, что для приращення  $\Delta\rho_{\text{п}}$  после взрыва полидисперсного аэрозоля имеем [8]:  $\Delta\rho_{\text{п}} \approx 0,4X_e \cdot q_0$ . Таким образом, акустическое возмущение при взрыве мелкокапельного тумана примерно в 2,5 раза больше, чем в случае полидисперсного тумана с крупной фракцией (при условии равенства их начальных водностей).

#### 4. Акустические возмущения в очаге пробоя

В зависимости от размеров и материала аэрозольных частиц, а также длительности импульса лазерного излучения возможны несколько механизмов возникновения микроплазменного очага (МПО) на изолированной частице. Наиболее известным из них является сравнительно высокопороговый по интенсивности механизм теплового взрыва твердых микронных частиц [27] с последующим развитием лавины в расширяющемся термически слабоионизованном ПВО. Этот механизм хорошо согласуется с частотной зависимостью порогов пробоя крупной фракции естественного сухого атмосферного аэрозоля в разрядах типа длинной лазерной искры [28] при длительности импульса  $\tau_{\text{л}} = 10^{-8} \div 10^{-6}$  с. Поскольку интенсивности при этом, как правило, достаточны для поддержания светодетонационной волны (СДВ) в буферном газе, генерация АВ в форме АВФ почти сразу же сменяется генерацией сходной по пространственной структуре и спектру, но существенно более мощной АВ, длительность которой определяется уже не собственным временем формирования ПВО, как в случае АВФ, а длительностью лазерного импульса  $\tau_{\text{л}}$ . Эта АВ связана с движением фронта разогрева МПО и распространением СДВ и может быть названа акустической волной разогрева (АВР). Аналогичная картина должна наблюдаться и тогда, когда возникновение МПО обусловлено иными, но достаточно малоинерционными механизмами (например, фокусировкой и многофотонной ионизацией в случае водного аэрозоля [29]). Разделение АВФ и АВР при этом достаточно условно, тем более что при внешней фокусировке излучения водным аэрозолем [30] этап АВФ в чистом виде может вообще отсутствовать.

Иная ситуация возникает для сравнительно крупных частиц ( $a > 10$  мкм) в поле излучения длинных импульсов ( $\tau_{\text{л}} \gtrsim 10$  мкс) ближнего ИК-диапазона, когда при умеренном поглощении в ПВО возможен его самоподдерживающийся разогрев в теплопроводностном режиме при пониженной интенсивности, а генерация АВФ и АВР разделена интервалом времени порядка 10 мкс. Численное исследование динамики этого процесса может быть осуществлено на основе математической модели, описанной в [18, 19]. Как показывает анализ [19], сверхпороговый ПВО проходит в своем развитии те же этапы, что и в допробойном режиме (начальный, конвективный, теплопроводностный). Существенные различия с обсуждающимися в п. 2. закономерностями появляются лишь на третьем этапе, когда, начиная с некоторого критического времени  $\tau^*$ , тепловыделение в паровой компоненте ПВО может превысить потери (из-за теплопроводности и диффузионного растекания паров). При этом максимальная скорость разогрева ПВО приходится на узкую область температур ( $T \sim 7 \cdot 10^3$  К), соответствующую положению первого максимума зависимости коэффициента поглощения  $\mu(T)$  инициирующего пробоя излучения на длине волны для аэрозольных паров (см. [21]).

Рис. 4 позволяет проследить особенности динамики ПВО при сверхпороговой для разогрева интенсивности излучения. При этом для более четкого выявления механизма разогрева ПВО выбрано то же самое значение потока аэрозольных паров из частицы (определяемое произведением  $\alpha I$ ), что и на рис. 1, 2.

Как видно из рис. 4, на начальной стадии разогрева сохраняются все качественные закономерности теплопроводностного этапа развития ПВО. Прослеживается «хвост» уходящей АВФ. Однако в отличие от случая «холодного» ПВО здесь с задержкой около 25 мкс происходит смена газодинамического режима, отличительным признаком которой является быстрый (за время порядка  $10^{-7}$  с) разогрев, и, следовательно, рост давления, приводящий к усилению конвективных процессов во внешней части ПВО (рис. 4). Этот этап развития ПВО можно назвать конвективно-теплопроводностным. Быстрый рост максимальной электронной концентрации  $N_e$  (от  $(5 \div 6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  до  $1,5 \cdot (10^{17} \div 10^{18}) \text{ см}^{-3}$  на рис. 4) позволяет говорить о теплопроводностной трансформации ПВО в МПО за время порядка  $10^{-5}$  с, зависящее от интенсивности падающего излучения  $I$ , размера  $a$  и коэффициента поглощения  $\alpha$  аэрозольной частицы. Другим следствием быстрого роста температуры и давления является возникновение на конвективно-теплопроводностном этапе развития МПО сильных АВ, во многом аналогичных тем, которые генерируются на начальном этапе эволюции ПВО. Наиболее существенное физическое отличие между ними состоит в том, что в разогреваемом МПО зона

генерации АВ удалена от поверхности частицы на расстояние  $r^* \gg a$  и возникающие здесь АВР бегут из зоны разогрева не только наружу, но и внутрь. Их «схлопыванию» к частице препятствует, однако, встречный сверхзвуковой поток газа во внутренней конвективной области МПО. Результатом взаимодействия АВР с потоком является сжатие конвективной области, быстрый рост давления на ее границе с теплопроводностной областью и своеобразное отражение (реверберация) АВР, увеличивающее время ее существования при внешнем приеме.

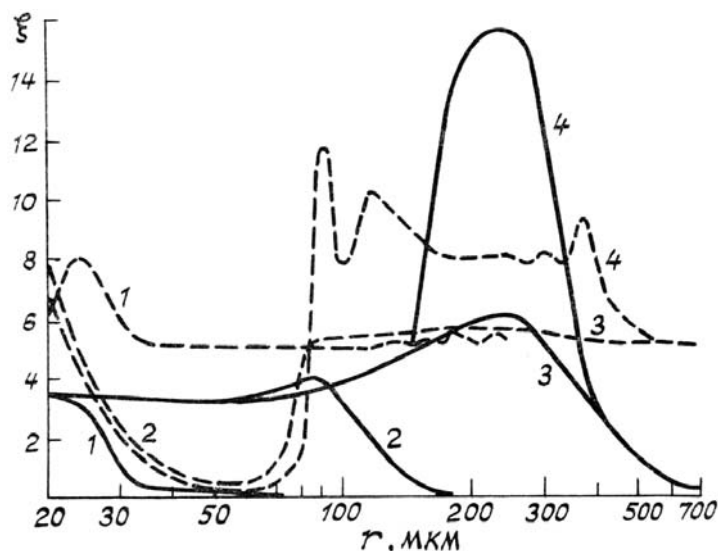


Рис. 4. Теплопроводностная трансформация паровоздушного ореола (ПВО) в микроплазменный очаг (МПО) в сверхпороговом режиме. Профили температуры (сплошные линии) и давления (штриховые) приведены для моментов времени (мкс): 1—0,13; 2—0,92; 3—26; 4—26,3. Процесс генерации акустических волн формирования ореола (АВФ) (1, 2) и акустических волн разогрева (АВР) (3, 4) на аэрозольной частице  $a = 20$  мкм,  $\alpha = 50$  см<sup>-1</sup> прослежен при  $I = 4 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> в масштабе:  $T[K] = 10^3 \xi$ ,  $P[10^5 \text{ Па}] = 0,2 \xi$

Увеличение коэффициента поглощения частицы при той же интенсивности (то есть увеличение плотности потока аэрозольных паров) приводит к примерно пропорциональному сокращению времени теплопроводностной трансформации ПВО в МПО, то есть к сокращению интервала между импульсами АВФ и АВР. Это обстоятельство открывает определенные возможности активной акустической диагностики состава аэрозольных частиц.

Увеличение размера аэрозольной частицы при прочих равных условиях приводит к увеличению радиуса  $r^*$  зоны разогрева. При этом пороговое значение интенсивности уменьшается ( $\alpha I a = \text{const}$ ), а время разогрева увеличивается. Увеличивается также длительность генерации АВФ. Таким образом, имеются перспективы диагностики размеров аэрозольных частиц не только по энергетике, но и по временным характеристикам АВ.

Эволюция МПО за время, определяемое длительностью лазерного импульса, либо на пространственных масштабах, определяемых размерами фокальной области, то есть трансформация их в экспериментально регистрируемые ПО, связана с выходом процесса плазмообразования в буферный газ, например, в виде СДВ (для разрядов типа ДЛИ), либо с развитием коллективных механизмов в ансамбле МПО (для разрядов типа КОР). Особенности генерации АВ в развитых оптических разрядах (ОР) разных типов во взаимосвязи с возможностями дистанционной акустической диагностики ОР и будут рассмотрены далее.

## 5. Диагностика разрядов типа длинной лазерной искры

Специфика разрядов типа ДЛИ проявляется на поздних стадиях, когда МПО выходят в окружающий газ и расширяются в нем, как правило, по механизму СДВ. Возникающие при этом в условиях дисперсии диссипации сравнительно низкочастотные слабозатухающие компоненты АВР и являются основным источником акустической информации о ДЛИ при дистанционном приеме. Оптический пробой характеризуется наиболее высоким коэффициентом преобразования падающей лазерной энергии в акустическую, что в отличие от традиционных методов оптико-акустической лазерной спектроскопии [31] позволяет реализовать регистрацию акустического отклика непосредственно в свободной атмосфере. Поскольку ДЛИ характеризуется несколькими существенно различными пространственными масштабами, в том числе размером ПО и средним расстоянием между соседними ПО, выделим связанные с ними НЧ-компоненты, которые назовем соответственно АВР<sub>1</sub> и АВР<sub>2</sub>.

Существуют следующие эмпирические соотношения [13]:

$$d_{\text{ПО}} \simeq 0,71 \tau_+ v_s; \quad (2)$$

$$d_{\text{ПО}} \simeq \frac{P_{\text{П}+} r}{2100} \simeq \frac{P_{\text{П}-} r}{1750}. \quad (3)$$

Удаленный микрофон регистрирует генерируемый отдельным ПО акустический импульс как слабую ударную волну типичного профиля [13]:  $\tau_- \simeq 1,5\tau_+$ ,  $P_{\text{П}+} \simeq 1,2P_-$ .

Соотношения (2, 3) позволяют сделать вывод, что отдельный ПО представляет собой, как источник звука, модель пульсирующей сферы, а его акустическую энергию можно представить в виде:

$$W_{\text{ПО}} = \frac{4\pi r^2}{v_s} \left( P_{\text{П}+} \frac{\tau_+}{2} + P_{\text{П}-} \frac{\tau_-}{2} \right). \quad (4)$$

Выше использованы следующие обозначения:  $\tau_+$ ,  $\tau_-$ ,  $P_{\text{П}+}$ ,  $P_{\text{П}-}$  — длительность (по основанию) и пиковые давления соответственно в положительной и отрицательной фазах акустического импульса, генерируемого ПО;  $r$  — расстояние от ПО до приемного микрофона.

Поскольку движение плазмы пробоя по лазерному пучку в микросекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов происходит по механизму СДВ, то изменение радиуса фронта ударной волны, образующейся при этом, удовлетворяет соотношениям Л.И. Седова [32]. Тогда легко показать, что для прямоугольной формы лазерного импульса справедливо соотношение:

$$W_{\text{л.п}} \simeq \frac{\pi \cdot \rho_n d_{\text{ПО}}^3}{12 \cdot \tau_n^2}, \quad (5)$$

где  $W_{\text{л.п}}$  — лазерная энергия, поглощенная ПО. Допуская, что отдельный ПО практически полностью поглощает падающее на тело лазерное излучение, с учетом (4) имеем

$$W_{\text{ПО}} \simeq 3,1 \cdot 10^{-2} W_{\text{л.п}}^{2,5} \cdot d_{\text{ПО}}. \quad (6)$$

Тогда коэффициент преобразования лазерной энергии в акустическую имеет порядок  $K = W_{\text{ПО}}/W_{\text{л.п}} \simeq 10^{-4}$ , а  $W_{\text{ПО}} \sim E_n^{2,3}$ .

Оценки, приведенные выше, позволяют интерпретировать результат измерения параметров  $\text{ABP}_{1,2}$  для исследования нелинейных потерь энергии лазерного пучка на трассе распространения [13]. В частности, используя (2), по измерению величины  $\tau_+$ , что в частотной области эквивалентно измерению частоты, соответствующей максимуму спектра  $\text{ABP}_1$  определяется размер отдельных ПО. Соотношение (3) позволяет по измерениям амплитуды  $\text{ABP}_1$  определять размеры отдельных ПО и их распределение по размерам. На рис. 5 приведено такое распределение для лазерного источника, использованного в измерениях. С помощью результатов измерения временных задержек между  $\text{ABP}_1$  от каждого ПО при известном расположении приемного микрофона относительно пучка лазерного излучения можно восстановить локализацию в пространстве каждого возникшего ПО (рис. 6).

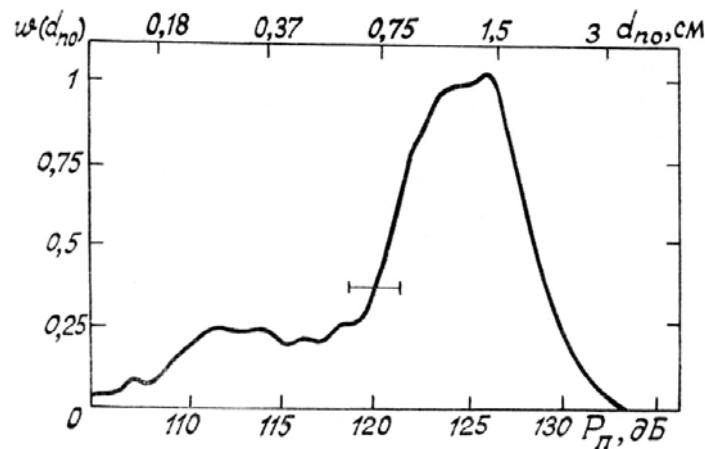


Рис. 5. Нормированная функция  $w(d_{\text{ПО}})$  распределения очагов пробоя по размерам

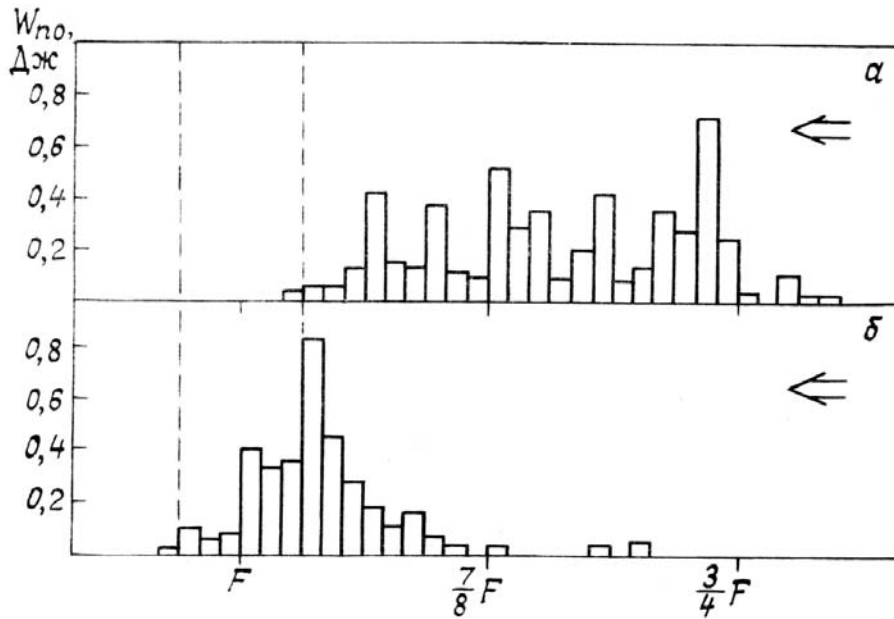


Рис. 6. Гистограммы погонных значений акустической энергии  $W$ , генерируемой по трассе распространения лазерного излучения:  $a - \langle n_a \rangle = 33 \text{ см}^{-3}$ ,  $b - \langle n_a \rangle = 6 \text{ см}^{-3}$ . Пунктиром обозначена область каустики лазерного излучения, стрелкой — направление распространения

Традиционные методы спектрального анализа позволяют по спектру  $ABP_2$  найти среднее расстояние между отдельными ПО и размер всей области пробоя [14].

## 6. Генерация акустических возмущений при коллективном взаимодействии в плотных аэродисперсных системах

Рассмотренные выше разряды типа ДЛИ объединяет то обстоятельство, что образующиеся на аэрозольных частицах МПО являются лишь затравкой, инициатором процессов распространения разряда в буферном газе, идущих по одному из механизмов, характерных для однофазных систем и приводящих к образованию регистрируемых в эксперименте ПО. Принципиально иная возможность формирования ПО с размерами порядка фокального объема возникает в плотных аэродисперсных системах, когда возможно смыкание ПВО, возникающих на отдельных частицах, до окончания иницирующего импульса. Подобный коллективный процесс приводит к резкому уменьшению тепловых потерь в системе и росту МПО при аномально низких интенсивностях, то есть к развитию низкого порога КОР. В зависимости от соотношения между параметрами задачи коллективный процесс может идти по одному из двух основных каналов [33]: 1) индивидуально-коллективный разогрев (ИКР), когда МПО развиваются в самоподдерживающемся режиме (см. п. 4) и смыкаются при температуре, существенно превышающей температуру кипения аэрозоля  $T_k$ ; 2) холодное слияние (ХС) [34], когда МПО вообще не образуются (см. п. 2), а разогрев носит чисто коллективный характер (КР) и идет лишь после смыкания ПВО при  $T \approx T_k$  за счет резкого снижения относительных тепловых потерь. В отличие от разрядов типа ДЛИ плазменный очаг КОР формируется и развивается лишь в двухкомпонентной паровоздушной среде, причем наименьший по интенсивности порог пробоя следует ожидать (в поле достаточно длинных импульсов) именно в режиме ХС. Рассмотрим особенности АВ, образующихся в этом режиме.

В характерном для образования КОР аэрозольном ансамбле с достаточно высокой концентрацией  $n_a$  генерация АВФ на отдельных частицах приводит к формированию АВ, связанной со смыканием волн плотности и давления от отдельных ПВО. Следуя [20], эту интерференционную АВФ можно назвать акустической волной холодного слияния первого типа ( $ABXC_1$ ). Ее частотный интервал  $f_{ABXC_1}$  определяется временем пробега АВФ в холодном буферном газе со скоростью  $v_s$  между соседними ПВО и таким образом допускает оценку

$$f_{ABXC_1} \sim v_s n_a^{1/3}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что спектральный интервал  $ABXC_1$  в аэрозольном ансамбле с типичной для КОР концентрацией  $n_a \sim 10^2 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$  является гиперзвуковым и лежит в области  $f_{ABXC_1} \sim (1 \div 6) \cdot 10^5 \text{ Гц}$ . Исследование физического процесса интерференции АВФ, приводящего к образованию  $ABXC_1$  может быть выполнено на основе той же математической модели, которая использована в п. 2, но дополненной симметричными граничными условиями на поверхности раздела двух соседних ячеек ансамбля [18]:



$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial \rho_{a,v}}{\partial r} = 0,$$

$$t \in [0, \infty), \quad r = (4\pi n_a/3)^{-1/3}, \quad (8)$$

где  $v$  — локальная скорость смеси воздуха и аэрозоля;  $\rho_a$  — плотность аэрозоля.

Результаты расчетов динамики внутренней АВХС<sub>1</sub> приведены на рис. 7, откуда, в частности, видно, что развитая внутренняя АВХС<sub>1</sub> имеет частоту порядка 1 МГц, совпадающую с вытекающей из (7) оценкой, и быстро затухает. Характерное время затухания, оцененное по результатам численного моделирования, составляет  $\tau_{ХС} \sim 7$  мкс, что соответствует эффективному коэффициенту поглощения  $\alpha_{ХС} \sim 5 \text{ см}^{-1}$ . То обстоятельство, что  $\alpha_{ХС} \gg \alpha_S$ , для АВФ на сопоставимых частотах (см. п. 2) согласуется с хорошо известным фактом сильного затухания акустических и ударных волн в двухфазных системах (см., например, [35]).

Выход АВХС<sub>1</sub> за пределы зоны генерации сопровождается трансформацией спектра в НЧ-область, где коэффициент поглощения  $\alpha_S \sim f^2$  существенно меньше. Однако сильная диссипация АВХС<sub>1</sub> в ВЧ-области и сравнительно малое время генерации этого вида АВ всей аэрозольной областью ( $\Delta t_1 \sim \min\{R_0/v_s, L_a/v_s\}$ , где  $R_0$  — радиус фокальной перетяжки пучка,  $L_a$  — размер аэрозольного облака с концентрацией порядка  $n_a$ ) не позволяют считать АВХС<sub>1</sub> существенным источником информации о разряде при дистанционном приеме. Суммарная мощность АВХС<sub>1</sub> на расстояниях  $r \gg \min\{R_0, L_a\}$  должна быть того же порядка, что и при генерации АВ в допробойном режиме.

Если КОР развивается в режиме ХС, в системе с некоторым запаздыванием относительно АВХС<sub>1</sub> генерируется также сигнал, связанный со смыканием волн нагрева (с  $T \approx T_K$ ) от отдельных ПВО. Соответствующую волну будем называть акустической волной холодного слияния второго типа (АВХС<sub>2</sub>). Поскольку волна прогрева распространяется с существенно меньшей скоростью, чем АВФ ( $v_T \sim 10^3 \text{ см/с} \ll v_s$ ), частотный интервал АВХС<sub>2</sub> для типичных значений концентрации аэрозоля в КОР оказывается сдвинутым в звуковой диапазон:

$$f_{\text{АВХС}_2} \sim v_T n_a^{1/3} \sim 5 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^4 \text{ Гц}. \quad (9)$$

Как ясно из (9), АВХС<sub>2</sub> слабо затухает, время ее полной генерации  $\Delta t_2 \sim \min\{R_0/v_T, L_a/v_T\} \gg \Delta t_1$  и в околороговом режиме КОР этот механизм может быть эффективным источником АВ, регистрируемых на значительном расстоянии.

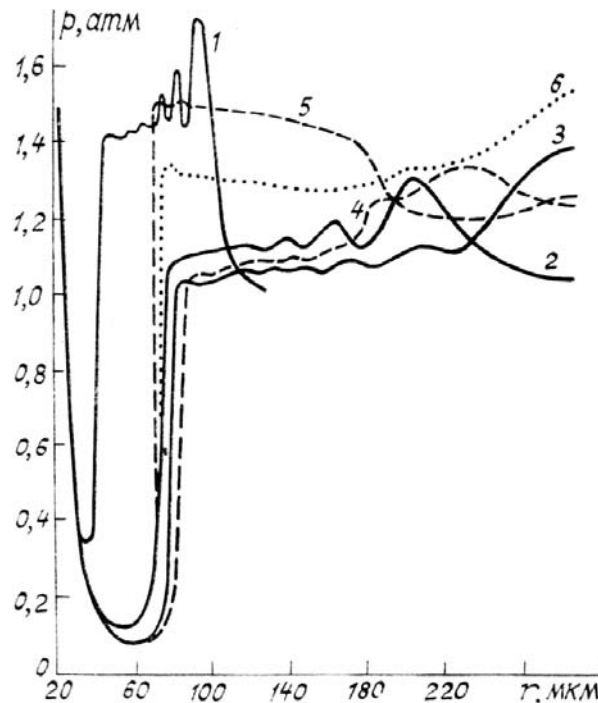


Рис. 7. Динамика внутренней АВХС<sub>1</sub> в ансамбле аэрозольных частиц корунда ( $a = 20$  мкм,  $\alpha = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ) с концентрацией  $n_a = 10^4 \text{ см}^{-3}$  при интенсивности  $I = 4 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$  в последовательные моменты времени (мкс): 1—0,3; 2—0,7; 3—1,0; 4—1,3; 5—1,6; 6—2,1. Штриховыми линиями показаны профили давления после первого «отражения» от поверхности раздела двух соседних ячеек, пунктирными — после отражения от причастичной области

В существенно сверхпороговых для КОР условиях, когда эволюция системы идет в режиме ИКР, вслед за АВХС<sub>1</sub> генерируется интерференционная АВР, которую далее будем называть акустической волной коллективного разогрева первого типа (АВКР<sub>1</sub>). Частотный спектр АВКР<sub>1</sub> лежит в том же частотном интервале, что и АВХС<sub>1</sub> а время запаздывания определяется условиями разогрева и может изменяться в широких пределах. Нижнюю оценку дают результаты численного моделирования АВР при высоких интенсивностях (см. п. 4). Верхнюю ( $\Delta t \sim 0,3$  мс) – результаты теневой диагностики КОР при интенсивностях примерно на два порядка меньших [18].

Как и при холодном слиянии, в режиме ИКР в системе генерируется сигнал, связанный со смыканием фронтов разогрева (с температурой, существенно превышающей  $T_k$ ) от отдельных МПО. Соответствующую АВ, имеющую частотный спектр в том же интервале, что и АВХС<sub>2</sub>, будем называть акустической волной коллективного разогрева второго типа (АВКР<sub>2</sub>). Как ясно из сказанного выше, АВКР<sub>2</sub> является основным видом АВ, регистрируемых на значительном расстоянии  $r \gg \{R_0, L_a\}$  от области КОР в сверхпороговых условиях в ВЧ части звукового диапазона. По совокупности признаков АВ, зарегистрированная в работе [17] на расстоянии  $r \approx 2$  см от области КОР в полосе  $f \sim 10$  кГц с амплитудой  $\Delta P \approx 0,04$  атм, может быть интерпретирована именно как АВКР<sub>2</sub>.

В пороговых условиях КОР [36] при дистанционном приеме в ВЧ-части звукового диапазона регистрируется главным образом АВХС<sub>2</sub> (поскольку именно механизм ХС–КР обеспечивает наименьший порог). Следует, однако, иметь в виду, что на стадии КР формируется мощная АВ, связанная с разогревом и расширением области КОР как единого ПО. Эту волну будем называть акустической волной коллективного разогрева третьего типа (АВКР<sub>3</sub>). Ее частотный интервал:

$$f_{\text{АВКР}_3} \sim v_{\perp} / 4\pi \min \{R_0, L_a\} \quad (10)$$

оценивается в принципе так же, как и для АВР<sub>1</sub> генерируемой отдельным ПО в разрядах типа ДЛИ (см. п. 5). Количественные отличия связаны, во-первых, с тем, что в (10) входит скорость расширения КОР поперек пучка (по данным теневой и голографической диагностики [37, 38]  $v_{\perp} = 15\div 70$  м/с  $< v_s$ ), а во-вторых, с тем, что характерный размер ПО в разрядах типа ДЛИ, как правило, меньше чем размер КОР. В результате для пучков с  $R_0 \sim 0,2\div 3$  см:  $f_{\text{АВКР}_3} = 40$  Гц  $\div 3$  кГц. Ясно, что волна типа АВКР<sub>3</sub>, только более мощная, будет генерироваться и в существенно сверхпороговых режимах ИКР, поскольку стадию КР разряд проходит и в этом случае. Таким образом, АВКР<sub>3</sub> является самой низкочастотной компонентой АВ от области КОР и может служить наиболее надежным индикатором выхода разряда в коллективный режим как в пороговых условиях, так и при существенном превышении порога пробоя.

Возможность акустической диагностики пороговых условий КОР продемонстрирована в лабораторном эксперименте [20].

Детали структуры спектров АВ изменяются от реализации к реализации для одинаковых (в пределах точности измерения) экспериментальных условий. Однако характер спектров в целом подчиняется вполне определенным закономерностям, которые удается проследить на основе построенной выше теоретической модели генерации АВ и энергетического порогового условия КОР [33, 34, 36]:

$$\pi a^2 n_a / \tau_{\perp} = Q \geq Q^*, \quad (11)$$

где  $Q^*$  – зависящий главным образом от материала аэрозоля и от внешнего давления пороговый параметр, для карбида бора ( $B_4C$ ) и давления  $P = 1$  атм равный  $130$  Дж/см<sup>2</sup> [33].

Основная закономерность, вытекающая из анализа спектров звуковых сигналов от области КОР, связана с возможностью непосредственной диагностики процессов ХС и КР по данным дистанционного акустического приема в звуковом диапазоне. При этом гиперзвуковые АВ типа АВФ, АВР, АВХС<sub>1</sub> и АВКР<sub>1</sub> не выявляются, однако надежно диагностируются сравнительно низкочастотные АВ типа АВХС<sub>2</sub>, АВКР<sub>2</sub> и АВКР<sub>3</sub>.

Сравнение спектров, снятых при нарастающих значениях параметра  $Q$ , позволяет проследить увеличение относительного акустического энерговклада процесса КР. Выделение НЧ-максимума в акустическом спектре КОР может служить критерием выполнения порогового условия (11), связывающего параметры аэродисперсной системы ( $a, n_a$ ) и лазерного импульса. При наличии независимого канала измерения одного из параметров аэрозоля второй может быть определен из (11). Один из способов дистанционной оценки  $n_a$  также может быть основан на спектральной обработке АВ, а именно на выявлении максимумов АВХС<sub>2</sub> или АВКР<sub>2</sub> и использовании соотношения (9).

## 8. Заключение

Аэродисперсные системы при атмосферном давлении в поле мощного лазерного излучения ближнего и дальнего ИК-диапазонов являются эффективными источниками АВ в широком спектральном интервале как в допробойном режиме, так и особенно в сверхпороговых для развития ОР различных типов условиях. Обобщенная схема лазерной генерации АВ, позволяющая дать их классификацию, в символическом виде представлена на рис. 8.

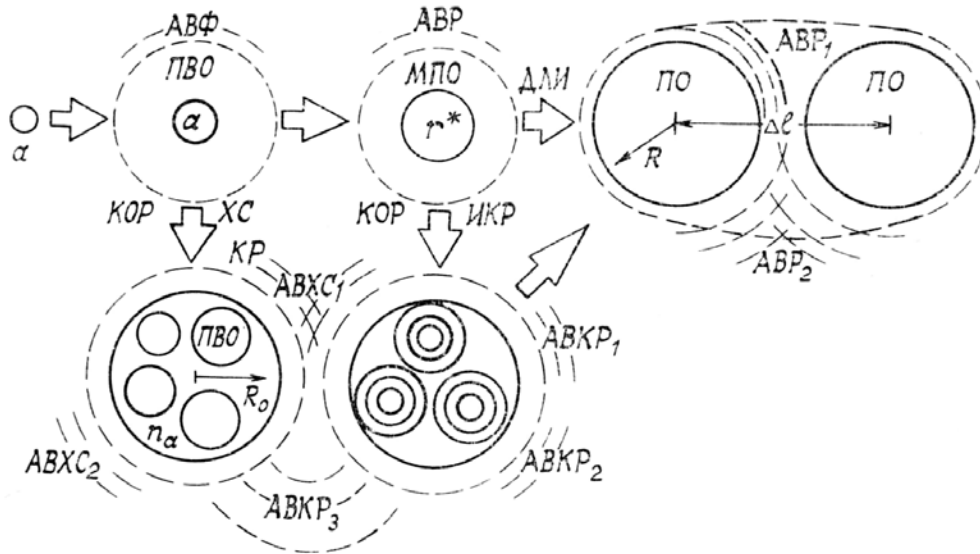


Рис. 8. Обобщенная схема лазерной генерации акустических волн в аэрозолях

В зависимости от режима взаимодействия лазерного излучения с аэрозолем возможно формирование следующих компонентов АВ:

1) ближняя гиперзвуковая акустическая волна формирования (АВФ) микрофакела с быстро трансформируемым (за время  $10^{-7} \div 10^{-6}$  с) спектром ( $10^8$  Гц  $> f_{\text{АВФ}} > 10^6$  Гц) как в допорожном, так и в сверхпороговом для КОР режимах, дальние звуковые АВФ со спектром вплоть до 20 Гц;

2) ближняя гиперзвуковая акустическая волна разогрева (АВР) микрофакела, частотный интервал которой сильно зависит от интенсивности ( $10^7$  Гц  $> f_{\text{АВР}} > 10^5$  Гц) — в сверхпороговом для ДЛИ и в существенно сверхпороговом для КОР режимах, дальние звуковые АВР<sub>1</sub> и АВР<sub>2</sub> в разрядах типа ДЛИ;

3) акустические волны холодного слияния в разрядах типа КОР: сначала гиперзвуковые (АВХС<sub>1</sub>) с частотами порядка  $10^9$  Гц, затем в околопороговых условиях звуковые (АВХС<sub>2</sub>) с частотами  $5 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^4$  Гц; частота АВХС зависит от концентрации аэрозоля;

4) акустические волны коллективного разогрева (АВКР) в разрядах типа КОР, как гиперзвуковые (АВКР<sub>1</sub>) и ВЧ звуковые (АВКР<sub>2</sub>) в существенно сверхпороговых режимах, так и НЧ звуковые (АВКР<sub>3</sub>) на стадии развитого КОР при условии превышения порога.

Генерируемые АВ могут быть не только продуктом ОР, но и влиять на его динамику. При характерных для ДЛИ интенсивностях на расстояниях, не превышающих дистанцию распространения светодетонационной волны  $r_{\text{сдв}}$  либо длину затухания АВР  $r_{\text{АВР}} \approx \alpha_{\text{АВР}}^{-1} \approx 1,6$  см, может проявляться взаимное влияние ПО, но не в форме коллективного разогрева, как в КОР, а в форме конкуренции [39]: в достаточно тесном ансамбле более сильной (опережающей в развитии) ПО гасит соседний ПО, находящийся на расстоянии  $\Delta r$ , если время развития последнего оказалось большим, чем:

$$t^* = \begin{cases} \Delta r / v_{\text{сдв}}, & \Delta r < r_{\text{сдв}}, \\ \Delta r / v_{\text{сч}}, & r_{\text{сдв}} < \Delta r < r_{\text{АВР}}. \end{cases}$$

Дистанционные измерения интегральной энергии АВ в звуковом диапазоне дают оценку энергии пучка либо общего содержания аэрозоля. Спектральная обработка АВ несет существенную информацию о структуре и динамике области взаимодействия мощного лазерного излучения с аэрозолем как в допорожных условиях, так и в условиях пробоя. При этом с ростом частоты принимаемых и обрабатываемых АВ диагностике становятся доступными меньшие пространственные и временные интервалы. В случае длинных лазерных импульсов сравнительно низкой интенсивности значительный практический интерес представляет диагностика медленных коллективных процессов, протекающих в аэрозоле высокой концентрации. Эффективная диагностика таких процессов может быть выполнена в звуковом диапазоне. При этом низкочастотный максимум звукового спектра несет информацию о поперечном размере области разряда, а более высокочастотные максимумы — о характере распределения аэрозольных частиц в пространстве. По соотношению между указанными максимумами можно судить, в частности, о выполнении порогового условия КОР.

1. Лямшев Л. М. //УФН. 1987. Т. 151. Вып. 3. С. 479—527.

2. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 287 с.

3. Копытин Ю. Д., Шаманова Л. Г. //VIII Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Материалы). Ч. 2. Томск: ТФ СО АН СССР, 1986. С. 319-328.

4. Бочкарев Н.Н., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П. и др. // Там же. С. 216–220.
5. Аскаръян Г.А., Прохоров А.М., Чантурия Г.Ф., Шипуло Г.П. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 6. С. 2180–2185.
6. Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // II Всесоюз. совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. (Тезисы докл.). Ч. 4. Обнинск, 1985. С. 42–45.
7. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Красненко Н.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 25–29.
8. Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. и др. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 111–112.
9. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. и др. // II совещание по атмосферной оптике. (Тезисы докл.). Ч. 3. Томск: ИОА СО АН СССР, 1980. С. 156–159.
10. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 8. С. 333–337.
11. Ахтырченко Ю.В., Бочкарев Н.Н., Высоцкий Ю.П. и др. // VIII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (Тезисы докл.). Ч. 2. Томск: ТФ СО АН СССР, 1984. С. 114–118.
12. Зув В.Е., Муравский В.П., Съедин В.Я., Шаманаева Л.Г. // Там же. С. 119–123.
13. Бочкарев Н.Н., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П. и др. // VIII Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Материалы). Ч. 2. Томск: ТФ СО АН СССР, 1986. С. 194–198.
14. Байкалова Р.А., Креков Г.М., Муравский В.П., Шаманаева Л.Г. // IX Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тезисы докл.). Ч. 1. Томск: ТФ СО АН СССР, 1987. С. 468–472.
15. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М. и др. // Там же. С. 397–402.
16. Королев И.Я., Сорокин Ю.М., Черемухин А.М. // VII Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск: ТФ СО АН СССР, 1983. С. 153–154.
17. Букастый В.И., Коболов А.А., Тельнихин А.А. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 312–318.
18. Королев И.Я., Кособурд Т.П., Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2314–2323.
19. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. Динамика формирования аэрозольного микрофакала при низкочастотном оптическом пробое. М., 1987. 28 с. Деп. в ВИНТИ 30.09.87. № 7038-B87.
20. Королев И.Я., Самохвалов А.В., Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1987. Т. 1, № 1. С. 73–80.
21. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
22. Захарченко С.В., Пинчук С.Д., Скрипкин А.М. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 4. С. 934–937.
23. Sugridge A. D. // *Acustica*. 1980. V. 44. № 3. P. 207.
24. Самохин А.А. // Действие лазерного излучения на поглощающие и конденсированные среды (Тр. ИОФАН, т. 13). М.: Наука, 1988. С. 3–98.
25. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Распространение лазерного излучения в условиях взрывного разрушения поглощающих частиц водного аэрозоля. М., 1988. С. 45. Деп. в ВИНТИ 12.05.88. № 3658-B88.
26. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 27–34.
27. Бункин Ф.В., Савранский В.В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 6. С. 2185–2195.
28. Скрипкин А.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 554–556.
29. Pinnick R.G., Chylek P., Jarzembski M. et al. // *Appl. Optics*. 1988. V. 27. № 5. P. 987.
30. Chylek P., Jarzembski M.A., Srivastava V. et al. // *Appl. Optics*. 1987. V. 26. № 5. P. 760.
31. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
32. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
33. Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 12. С. 2464–2473.
34. Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 7. С. 1431–1433.
35. Гавриленко Т.П., Григорьев В.В. // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 1. С. 86–90.
36. Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 36–43.
37. Кособурд Т.П., Сорокин Ю.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1318–1324.
38. Захаров Ю.Н., Сорокин Ю.М. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 180–187.
39. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 10. С. 1935–1942.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
10 января 1990 г.

N.N. Bockharev, N.P. Krasnenko, Yu.M. Sorokin. **Opto-Acoustic Effects in Aerosols.**

The paper presents an overview of theoretical and experimental studies on the laser-induced generation of acoustic waves in aerosols.

Some effects, taking place in solid and liquid aerosols under the pre-threshold and above-threshold conditions for optical breakdown are discussed in the paper. A classification of acoustic waves occurring in these cases is presented. Some possibilities of remotely analyzing the parameters of laser radiation and aerosol ensembles are also discussed.