

И.Я. Королев, А.В. Самохвалов, Ю.М. Сорокин

СПЕКТРАЛЬНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА КОЛЛЕКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Построена теоретическая модель генерации акустических волн (АВ) областью низкого порога коллективного оптического разряда (НКОР). Обращено внимание на роль коллективных процессов в формировании акустического спектра НКОР как в звуковом ($f \sim 10^2 \div 10^4$ Гц), так и в гиперзвуковом ($f \sim 10^5 \div 10^6$ Гц) диапазонах. Показано, что по данным спектральной обработки принятых на значительном расстоянии АВ звукового диапазона возможна непосредственная диагностика структуры и динамики НКОР.

1. Введение

Возможности использования акустических возмущений, генерируемых при оптическом разряде в аэрозоле как для диагностики самого разряда, так и в целях дистанционного зондирования атмосферы, привлекают в настоящее время все большее внимание. Впервые некоторые из них были указаны в работе [1] для разряда типа длинной лазерной искры, инициируемой в атмосфере при достаточно высоких интенсивностях $I \sim 10^8$ Вт/см² на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм. Анализ низкочастотной (звуковой) части акустического спектра такого ряда позволил предложить диагностическую оценку пространственной структуры разряда. Исследование энергетике акустического излучения разрядов как в допороговом, так и в сверхпороговом режимах (см., например, [1–3]) открывает возможности дистанционной диагностики интегральных энергетических характеристик пучков, распространяющихся в атмосфере, и энерговыделения в создаваемых ими отдельных очагах пробоя.

Самостоятельный интерес представляет случай предельно низкого порога коллективного оптического разряда (НКОР), формирование которого возможно лишь при перекрытии паровоздушных ореолов (микрофакелов), образовавшихся на соседних аэрозольных частицах [4–8]. О регистрации акустического сигнала из области НКОР впервые было сообщено в работе [9]. Оценка акустического спектра НКОР в ограниченной камере [10] выявила наличие максимума на частотах $f \sim 10^4$ Гц.

Комплексное исследование динамики акустических возмущений на всех основных стадиях НКОР [11], включающее численное моделирование, оптические и акустические методы лабораторной диагностики, позволило доказать существование двух типов акустических возмущений: 1) внутренних гиперзвуковых с максимальными частотами $f \sim 10^8 \div 10^6$ Гц; 2) уходящих звуковых с характерными частотами $f \sim 1 \div 10$ кГц, принимаемых на значительном расстоянии с помощью традиционных акустических датчиков. Однако, несмотря на регистрацию факта выхода гиперзвуковых акустических волн (АВ) из области пробоя, а также установление корреляции во времени между гиперзвуковыми и звуковыми АВ, вопрос о физических механизмах формирования спектра последних, а следовательно, и о возможности его использования для дистанционной диагностики структуры и динамики области НКОР остался открытым. Этот вопрос и рассматривается в данной работе.

2. Теоретическая модель формирования спектра и классификация АВ

На основе разработанной к настоящему времени пороговой модели НКОР [7, 8] с учетом результатов численного моделирования [5, 11–13] и экспериментальных данных работ [10, 11] можно предложить следующую модель генерации АВ, сопоставление которой с результатами спектральной обработки уходящих звуковых АВ будет проведено ниже.

Первая стадия генерации АВ в области аэрозольного оптического разряда связана с быстрым разогревом одиночной частицы и возникновением скачка давления в формирующемся вокруг нее паровоздушном ореоле при температуре, близкой к температуре кипения T_k вещества аэрозоля (далее процессы, происходящие при $T = T_k$, будем условно называть холодными). Генерируемая на этой стадии гиперзвуковая АВ, которую естественно назвать акустической волной формирования микрофакела (АВФ), бежит от частицы и имеет текущий спектр, сменяющийся от $f \sim 10^8 \div 10^7$ Гц до $f \sim 10^6$ Гц за время $t \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$ с (в зависимости от интенсивности I) в условиях конкуренции нелинейности и высокочастотной диссипации [11, 13]*.

* Хотя возникновение резкого фронта давления на начальной стадии развития микрофакела было численно продемонстрировано еще в работе [14], моделирование АВФ [11, 13] оказалось возможным лишь при использовании самосогласованной модели испарения [15, 16] в разностной схеме повышенной точности и монотонности.

По своей природе указанный механизм присущ, естественно, не только НКОР, но и более высокопороговым разрядам в аэрозоле (по данным численного моделирования [13] эта стадия пробоя протекает качественно аналогично в диапазоне интенсивностей $I = 10^6 \div 10^8$ Вт/см²). Другими словами, возникновение АВФ следует ожидать, в частности, на начальной стадии разрядов, где имеют место процессы типа теплового взрыва [17], например, в длинной лазерной искре.

Следующий этап генерации АВ характерен лишь для эволюции микрофакела в поле излучения достаточно высокой (сверхпороговой для НКОР) интенсивности. При этом, начиная с некоторого критического времени ($t^* \sim 10^{-7}$ с при $I \sim 10^8$ Вт/см², по данным [13]), тепловыделение в паровой компоненте ореола может превышать потери (из-за теплопроводности и диффузионного растекания паров). Результатом является разогрев микрофакела, сопровождающийся генерацией нелинейной гиперзвуковой АВ в спектральном интервале $f \sim 10 \div 1$ МГц, которую естественно назвать акустической волной разогрева (АВР). Из сказанного ясно, что АВР отсутствует в околопороговых режимах НКОР, но должна появляться в разрядах типа длинной лазерной искры. Локализация источника АВР в отделенном от частицы сравнительно тонком ореольном слое приводит к тому, что АВР бегут не только наружу, но и в отличие от АВФ схлопываются к частице **.

Последующие этапы генерации АВ, характерные для разряда в аэрозольном ансамбле, мы обсудим далее, главным образом, для конкретного случая НКОР. В соответствии с пороговой моделью [7, 8] отличительной чертой разряда этого типа является наличие этапа холодного слияния микрофакелов, образовавшихся на соседних аэрозольных частицах. Возникающие на этом этапе АВ будем называть акустическими волнами холодного слияния (АВХС). Их спектральные характеристики определяются тем обстоятельством, что коллективные процессы в ансамбле идут фактически в два этапа: сначала формируется сигнал, связанный со смыканием волн плотности и давления от отдельных микрофакелов, затем возникает сигнал, связанный со смыканием волн прогрева при температуре $T \sim T_k$.

Поскольку волны плотности и прогрева распространяются с существенно различными скоростями ($v_s \sim 3 \cdot 10^4$ см/с и $v_T \sim 10^3$ см/с соответственно [5, 12]), в аэрозольном ансамбле с концентрацией частиц n_a формируются в разное время коллективные АВ в двух существенно различных спектральных интервалах

$$f_1 \sim (\Delta r / v_s)^{-1}, f_2 \sim (\Delta r / v_T)^{-1}, \quad (1)$$

где $\Delta r \sim n_a^{-1/3}$ — расстояние между частицами. Поэтому далее во избежание недоразумений будем различать эти волны, введя для них обозначения АВХС₁ и АВХС₂ соответственно. Из (1) легко видеть, что характерный спектральный интервал АВХС₁ в аэрозольном ансамбле с концентрацией частиц $n_a \sim 10^2 \div 10^4$ см⁻³ имеет границы $f_1 \sim (1 \div 6) \cdot 10^5$ Гц, тогда как для АВХС₂ он оказывается существенно более низкочастотным: $f_2 \sim 5 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^4$ Гц ***.

Слияние микрофакелов и связанное с этим резкое изменение соотношения между поверхностными тепловыми потерями (радиационные потери в условиях НКОР малы) и объемным тепловыделением в пользу последнего создают условия для разогрева ансамбля до температур T , существенно превышающих T_k , при аномально низких интенсивностях, что и интерпретируется как НКОР. В соответствии с коллективным характером процесса возникающие на этом этапе акустические возмущения будем называть акустическими волнами коллективного разогрева (АВКР). Их характерный частотный интервал определяется масштабом неоднородности области прогрева ΔR , который имеет тот же порядок, что и радиус фокальной перетяжки R_0 , и скоростью волны прогрева:

$$f \sim (\Delta R / v_T)^{-1} \sim (R_0 / v_T)^{-1}. \quad (2)$$

Для пучков с $R_0 \sim 0,3 \div 3$ см этот частотный интервал лежит в области $f = 3 \div 0,3$ кГц.

При анализе физических механизмов генерации следует, однако, иметь в виду, что помимо указанной низкочастотной области АВКР зарегистрированы (оптическим методом) также в области частот $f \sim 3 \cdot 10^5$ Гц [11]. отождествление визуализированного в [11] акустического сигнала с АВКР обеспечивается временной привязкой сигнала к стадии разогрева НКОР. Генерацию сигнала в указанной области частот следует интерпретировать как свидетельство неоднородности НКОР, в котором наряду

** Влияние АВР на динамику микрофакела здесь не обсуждается. Есть, однако, основания считать, что оно может быть значительным и приводить, в частности, к гашению соседнего, более слабого (отставшего в развитии), микрофакела в достаточно тесном ансамбле (эффект конкуренции, отмеченный в [18]).

*** АВ типа волн слияния могут генерироваться и в очагах длинной лазерной искры, которые, как отмечалось в [2], могут состоять из совокупности микрофакелов. Однако этот процесс, идущий при $T > T_k$, отвечает не режиму холодного слияния, а режиму индивидуально-коллективного разогрева [8] и должен рассматриваться отдельно.

с прогревом всего ансамбля микрофакелов идут газодинамические процессы на остатках центров испарения (зонах повышенной концентрации паров). Ясно, что АВ, образующиеся при наложении уходящих от таких центров акустических возмущений, лежат в том же частотном интервале, что и АВХС₁, но связаны с иным физическим процессом и формируются в существенно более поздние моменты времени.

Сказанное означает, что на стадии коллективного разогрева надо различать гиперзвуковые АВ, несущие информацию, в частности, о концентрации центров испарения, и звуковые АВ, спектр которых определяется размером всей прогревающейся области НКОР. Для первых введем обозначение АВКР₁ для вторых — АВКР₂^{****}.

3. Методика эксперимента и обработки данных

Схема экспериментальной установки аналогична приведенной, в [11]. НКОР в лабораторном воздухе с аэрозольными добавками обеспечивался фокусировкой излучения Nd-лазера ГОС-1001, работающего в режиме свободной генерации, с энергией $W_{\text{и}} = 100 \div 600$ Дж, при усредненной по времени интенсивности в фокальном пятне с поперечным размером $2R_0 = 5$ мм в пределах $I = 5 \cdot 10^5 \div 2,5 \cdot 10^6$ Вт/см². Крупнодисперсный порошок карбида бора (В₄С) со средним радиусом частиц $a \approx 100$ мкм продувался через фокальный объем в поперечном направлении. Концентрация аэрозоля менялась в пределах $n_a = (1,5 \div 20) \cdot 10^2$ см⁻³. Звуковые сигналы принимались с двух идентичных па паспортным данным микрофонов типа МД (далее обозначаются как МД1 и МД2), имеющих полосу $\Delta f \leq 12$ кГц, микрофона МКЭ-2 (далее МКЭ), имеющего неравномерность частотной характеристики не более 15 дБ в полосе 50 Гц — 15 кГц, и гидрофона (ГФ), имеющего равномерную частотную характеристику в воздухе по крайней мере вплоть до 20 кГц. Перечисленные акустические датчики устанавливались на расстояниях $z = 6 - 23$ см от центра фокальной области по нормали к оси пучка. Осциллограммы сигналов фотографировались, оцифровывались (с интервалом $\delta t \approx 2 \cdot 10^{-5}$ с) и затем подвергались (при кусочно-линейной аппроксимации) Фурье-обработке на ВУМС с последующим усреднением спектра по полосе $\delta f \approx 1,3$ кГц.

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

Детали структуры спектров АВ изменяются от реализации к реализации для одинаковых (в пределах точности измерения) экспериментальных условий и помимо естественной зависимости от параметров аэрозоля и иницирующего излучения зависят также от расстояния r , на котором находится акустический датчик, и от типа последнего. Однако характер спектров в целом подчиняется вполне определенным закономерностям, которые удастся проследить на основе построенной выше теоретической модели генерации АВ и порогового уравнения НКОР [7, 8]:

$$\pi a^2 n_a I^* \tau_{\text{и}} = Q_{\text{и}}^* \quad (3)$$

где a — средний радиус аэрозольных частиц; n_a — их концентрация; I^* — пороговая интенсивность НКОР; $\tau_{\text{и}}$ — длительность иницирующего импульса; $Q_{\text{и}}^*$ — зависящий главным образом от материала аэрозоля и от внешнего давления пороговый параметр, для карбида бора (В₄С) и давления $p = 1$ атм равный: $Q_{\text{и}}^* = 130$ Дж/см² [8].

Результаты спектральной обработки звуковых сигналов от области НКОР для экспериментальных условий, отраженных в табл. 1, представлены на рис. 1—4. Нумерация спектральных кривых $N = 1 \div 15$ на рис. 1—4 та же, что и на табл. 1, где приведены также значения параметра $Q_{\text{и}} = \pi a^2 n_a I \tau_{\text{и}}$ для каждой реализации. В соответствии со смыслом пороговой модели НКОР [8], где значимым параметром разряда в условиях холодного слияния [7] с последующим коллективным разогревом является величина $Q_{\text{и}}$, нумерация спектров идет с нарастанием по параметру $Q_{\text{и}}$. Исключение составляет кривая 15, построенная по осциллограмме рис. 2, a работы [11], поскольку значение параметра $Q_{\text{и}}$ здесь можно указать лишь ориентировочно.

**** При повышенной интенсивности лазерного излучения, когда идет процесс индивидуально-коллективного разогрева микрофакелов в некоторой области, должны генерироваться главным образом возмущения типа АВКР₁. Такая область может являться, в частности, очагом длинной лазерной искры [2].

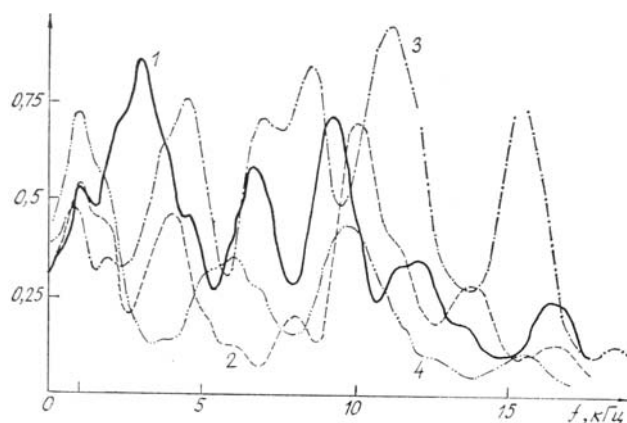


Рис. 1. Спектры АВ в допороговых условиях ($Q_n < Q_n^*$)

Таблица 1

Условия регистрации спектров АВ

N спектра	$a_n, 10^{-2}$ см	$n_n, 10^2$ см ⁻³	W_n , Дж	$I_{Tn}, 10^3$ Дж/см ²	Q_n , Дж/см ³	r , см	Датчик
1	1	1,5	140	0,7	32	13	МД2
2	1	1,5	220	1,1	50	13	МКЭ
3	1	1,5	350	1,8	81	13	МД2
4	1	1,5	410	2,1	95	7	МД1
5	1	1,5	540	2,7	120	6	ГФ
6	1	1,5	540	2,7	120	7	МД1
7	1	1,5	560	2,8	130	7	МД1
8	1	3	360	1,8	160	13	МД2
9	1	5	330	1,7	260	26	МД1
10	1	20	210	1,1	660	6	ГФ
11	1	20	210	1,1	660	7	МД1
12	1	20	370	1,8	1100	6	МД1
13	1	20	370	1,8	1100	23	МКЭ
14	1	20	410	2,1	1300	7	МД1
15	0,5	10—15	200	1,0	70—120	13	ГФ [11]

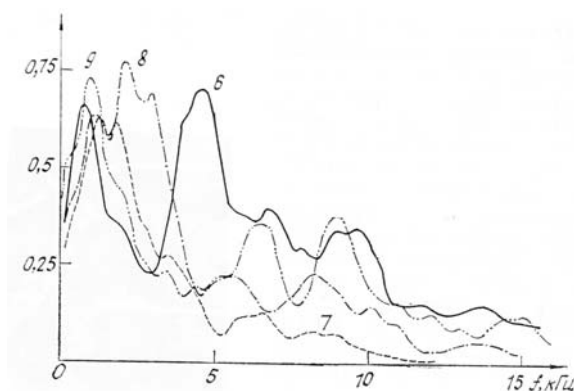


Рис. 2. Спектры АВ в околопороговых условиях ($Q_n \approx Q_n^*$)

Основная закономерность, вытекающая из анализа спектров $N = 1-15$, связана с возможностью непосредственной диагностики процессов холодного слияния и коллективного разогрева по данным дистанционного акустического приема в звуковом диапазоне. При этом гиперзвуковые АВ типа АВФ, АВР, АВХС₁ и АВКР₁ не выявляются, однако надежно диагностируются сравнительно низкочастотные АВ типа АВХС₂ и АВКР₂. Сравнение спектров, снятых при нарастающих значениях параметра

Q_n , позволяет проследить увеличение акустического энерговклада процесса коллективного разогрева по отношению к холодному слиянию.

Действительно, в допороговых условиях ($N = 1 \div 4$ на рис. 1) максимум, связанный с АВКР₂ (согласно (2) для наших условий при $f \leq 3$ кГц), представлен слабо ($N = 1 \div 3$) либо сравним ($N = 4$) с максимумами спектра АВХС₂ (согласно (1) для рассматриваемых условий при $f \approx 5$ кГц).

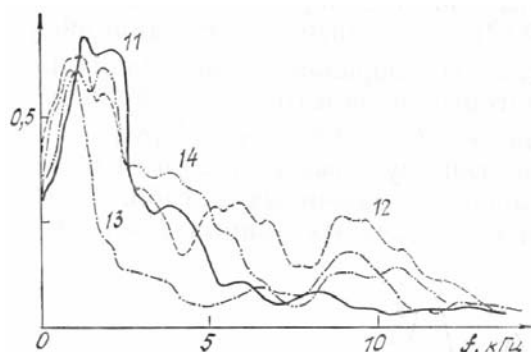


Рис. 3. Спектры АВ в существенно сверхпороговых условиях ($Q_n \gg Q_n^*$)

В околопороговых условиях ($Q_n \sim Q_n^*$), когда реализуется НКОР, и в процессе коллективного разогрева выделяется значительная либо основная часть акустической энергии, звуковые спектры АВ приобретают ярко выраженный низкочастотный максимум. В первом случае (т. е. при $Q_n \approx Q_n^*$ спектр становится двугорбым ($N = 5, 6, 15$), а при дальнейшем повышении Q_n низкочастотный АВКР₂-максимум является доминирующим ($N = 7 - 14$).

По данным табл. 1 и рис. 1–4 нетрудно убедиться, что эта закономерность в достаточно широких пределах не зависит от расстояния r и типа звукового датчика. Для наглядности и возможности сравнения данные разных работ, относящиеся к одному типу акустического датчика (с интервалом усреднения $\delta f \approx 1,3$ кГц), вынесены отдельно на рис. 4, а ($N = 5, 10, 15$).

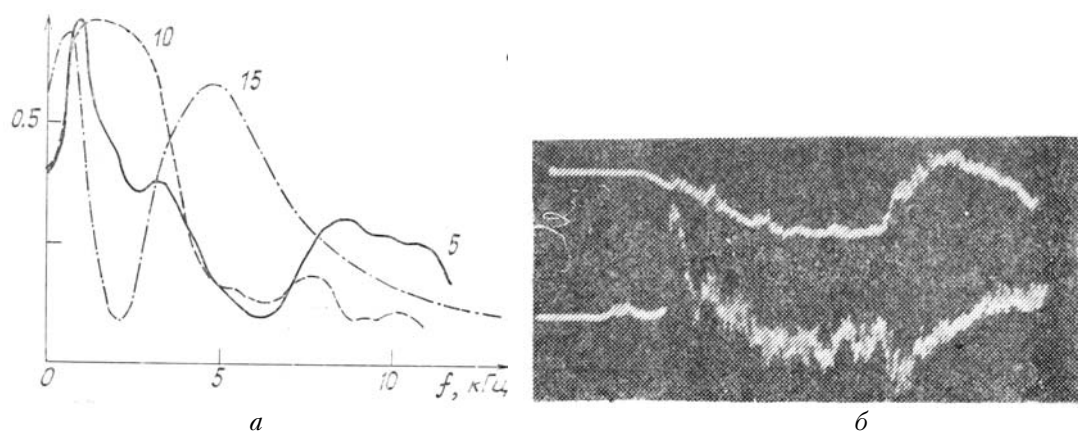


Рис. 4. К анализу влияния эффекта холодного слияния на характер акустического спектра разряда: а) спектры акустических сигналов с датчика ГФ в околопороговых и существенно сверхпороговых условиях НКОР; б) осциллограммы сигналов, принятых па ультразвуковой акустический датчик при помещении в фокальную область медной проволоки диаметром 1,2 мм (1) и от области НКОР при тех же интенсивностях (2); длительность развертки 2 мс

Дополнительным подтверждением коллективного механизма формирования спектра в области $f \sim 10^4$ Гц служат представленные на рис. 4, б осциллограммы АВ, принятые на ультразвуковой датчик от области НКОР и от односвязного объекта простой геометрии — проволоки, помещенной в фокальную область при тех же интенсивностях. Видно, что в сигнале НКОР существенно сильнее представлены частоты в полосе $f = 10 - 50$ кГц, связанные, главным образом, с различными компонентами АВХС₂.

В данной работе не представлены экспериментальные результаты, относящиеся к регистрации гиперзвуковых АВ. Видно, что визуализация выхода АВКР₁ из области НКОР в работе [11] лишь в некоторых реализациях согласуется с околопороговым значением Q_n для соответствующих условий (см. табл. 1). Можно ожидать, что в допороговых режимах АВКР₁ регистрироваться не будет, а в сверхпороговых условиях, когда слияние микрофакелов происходит за время $t \ll \tau_n$, эта компонента

спектра АВ, обусловленная процессами индивидуально-коллективного разогрева, будет нарастать с ростом параметра Q_n . Другими словами, для рассматриваемых значений R_0 и n_0 акустический спектр сверхпорогового НКОР должен иметь максимумы в низкочастотном звуковом ($f \leq 3$ кГц) и гиперзвуковом ($f \sim 300$ кГц) интервалах.

5. Выводы

Спектральная обработка АВ, генерируемых в процессе взаимодействия мощного лазерного излучения с аэрозолем, несет существенную информацию о структуре и динамике области взаимодействия как в допробойных условиях, так и в условиях пробоя (измерения же интегральной энергии АВ дают оценку лишь энергетике пучка либо вообще содержанию аэрозоля). При этом с ростом частоты принимаемых и обрабатываемых АВ диагностике становятся доступными меньшие пространственные и временные интервалы. В случае длинных оптических импульсов сравнительно низкой интенсивности значительный практический интерес представляет диагностика медленных коллективных процессов, протекающих в аэрозоле достаточно высокой концентрации. Эффективная диагностика таких процессов может быть успешно 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 о выполнении порогового условия НКОР.

Предварительные результаты работы докладывались на IX Всесоюзном симпозиуме по распространению лазерного излучения в атмосфере (Красноярск, 1987 г.).

1. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П., Муравский В.П., Шаманаева Л.Г. — Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, с. 333.
2. Бочкарев Н.Н., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П., Миронов В.Л., Погодаев В.А. — В кн.: Матер. VIII Всес. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. 2. — Томск, 1986, с. 194. Там же, с. 216.
3. Копытин Ю.Д., Шаманаева Л.Г. Там же, с. 319.
4. Захарченко С.В., Коломиец С.М., Скрипкина А.М. — Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1339.
5. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1983, т. 26, с. 1220.
6. Захарченко С.В., Семенов Л.П., Скрипкина А.М. — Квантовая электроника, 1984, т. 11, с. 2487.
7. Сорокин Ю.М. — ЖТФ, 1986, т. 56, с. 1431.
8. Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. — Квантовая электроника, 1986, т. 13, с. 2464.
9. Королев И.Я., Сорокин Ю.М., Черемухин А.М. — В кн.: VII Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докладов). — Томск, 1983, с. 153.
10. Букатый В.И., Коболов А.А., Тельнихин А.А. — ЖТФ, 1985, т. 55, с. 312.
11. Королев И.Я., Кособурд Т.П., Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — ЖТФ, 1987, т. 57, № 12.
12. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1449.
13. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1988, т. 31. Рукопись деп. в ВИНТИ (в печати).
14. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. — ЖТФ, 1985, т. 55, с. 319.
15. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.
16. Беляев Е.Б., Годлевский А.П., Зуев В.Е., Копытин Ю.Д. — В кн.: Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. — Томск, 1979, с. 3.
17. Бункин Ф.В., Савранский В.В. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 2183.
18. Захарченко С.В., Скрипкина А.М. — ЖТФ, 1985, т. 55, с. 1935.

Горьковский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию
24 сентября 1987 г.

I.Y. Korolev, A.V. Samokhvalov, Yu.M. Sorokin. **Spectral acoustical diagnostics of collective optical discharge.**

A theoretical model of acoustical wave (AW) generation by the area of low-threshold collective optical discharge (LCOD) is developed. The role of collective processes on LCOD acoustical spectrum formation both in sound ($f \sim 10^2 \div 10^4$ Hz) and in hypersound ($f \sim 10^5 \div 10^6$ Hz) bands is pointed out. Direct diagnostics of LCOD dynamics and structure is shown to be feasible on the basis of spectral processing of sound band AW, received at considerable distances.