

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ И РАДИООПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

Н.Н. Бочкарев, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, В.А. Погодаев

Акустическая диагностика очагов пробоя в атмосфере

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 17.10.2001 г.

Представлен анализ акустического отклика от канала распространения импульсного излучения CO_2 -лазера на атмосферной трассе. Показано, что акустический метод позволяет проводить оперативную диагностику эффективности плазмообразования в реальной атмосфере в зависимости от ее оптико-метеорологического состояния и энергетики лазерного импульса.

Изучение плазмообразования в атмосфере под действием интенсивного лазерного излучения остается актуальным многие годы. В первую очередь оно важно для решения проблемы передачи лазерной энергии на большие дистанции [1], в том числе для лазерной проводки молниевых разрядов по заданной траектории [2, 3]. В работах [2, 3] сформулированы основные физические задачи, важные для создания установок лазерной проводки молниевых разрядов, способных функционировать в атмосферных условиях. Одной из задач является повышение эффективности формирования высокоионизованного канала, зависящей от особенностей распространения интенсивного лазерного излучения в атмосфере.

Для решения этой задачи необходимы работающий в реальном масштабе времени способ диагностики оптического состояния атмосферы и методика прогнозирования эффективности использования тех или иных геометрических и энергетических параметров лазерного излучения в конкретных оптико-метеорологических условиях атмосферы. В качестве диагностического инструмента канала ионизации типа длинной лазерной искры можно использовать акустический метод [1], суть которого заключается в том, что об эффективности образования канала судят по принимаемому акустическому сигналу, генерируемому плазменными очагами, возникающими при взаимодействии импульса излучения CO_2 -лазера с твердыми частицами аэрозоля. Эффективность образования высокоионизованного канала состоит в создании высокой концентрации плазменных очагов, равномерного распределения их по длине канала. Физические основы акустического метода как индикатора процесса взаимодействия интенсивного лазерного излучения с частицами аэрозоля изложены в [1]. Для использования их в атмосферных условиях необходимо отработать методику приема, записи и расшифровки «звуковых дорожек», формируемых плазменными очагами, при распространении лазерных пучков на протяженных атмосферных трассах.

В статье представлены данные по акустической диагностике протяженной лазерной искры в атмосфере.

Анализируются результаты измерений ряда параметров акустического отклика при распространении излучения CO_2 -лазера микросекундной длительности на приземной атмосферной трассе, проходящей на высоте ~ 4 м. На рис. 1 представлена блок-схема эксперимента. Микрофон с частотной полосой пропускания

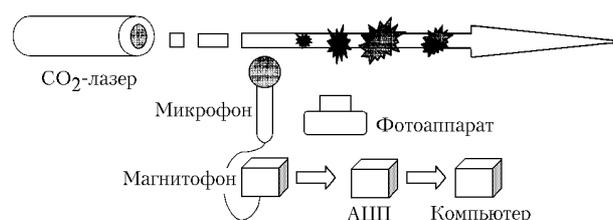


Рис. 1. Блок-схема эксперимента по акустической диагностике канала распространения мощного лазерного излучения на атмосферной трассе

20 кГц и динамическим диапазоном ~ 54 дБ устанавливался на расстоянии ~ 1 м от оси пучка излучения в перпендикулярном к ней направлении. При оформлении архива «звуковых дорожек» использовалось двенадцатиразрядное АЦП с частотой дискретизации 36 кГц.

Рис. 2 иллюстрирует временную развертку акустического отклика атмосферного канала распространения импульса лазерного излучения при различных оптико-метеорологических состояниях (ОМС) атмосферы. Представлены ОМС с близкими значениями коэффициента газового поглощения α_g , чтобы продемонстрировать влияние аэрозольного компонента атмосферы (коэффициент аэрозольного ослабления α_a) на возникновение первичных очагов пробоя (ОП), ответственных за формирование высокоионизованного канала. Величины α_g и α_a рассчитывались по методу, данному в соответствии с [4]. Зависимости оптических характеристик атмосферы от ее метеорологического состояния впервые выделены в отдельные типы (дымка, туманная дымка и т.д.) в [5] и развиты в дальнейшем другими исследователями.

На рис. 2, а представлена временная развертка акустического отклика при распространении по трассе лазерного импульса с плотностью энергии в фокусе

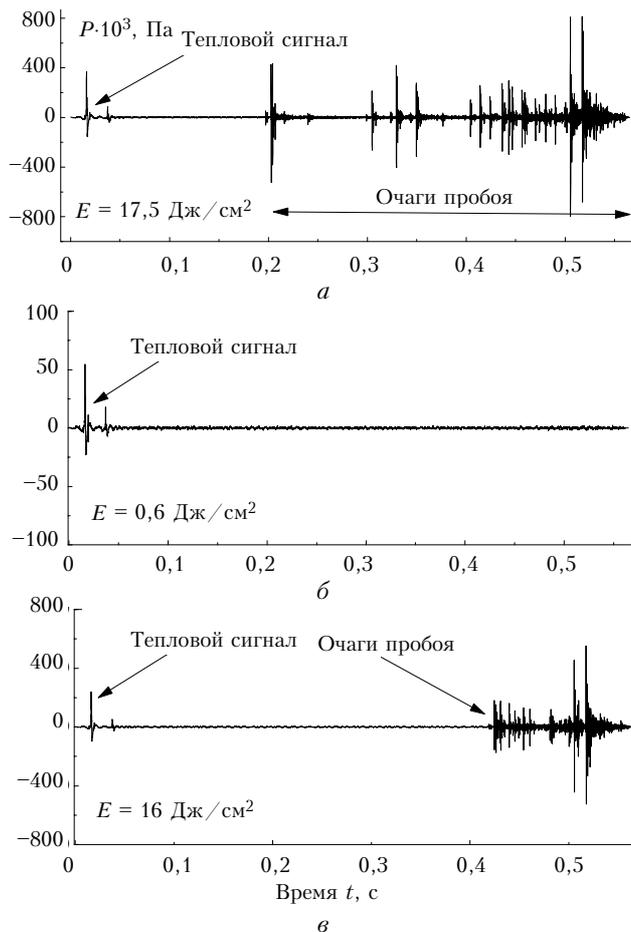


Рис. 2. Временная развертка акустического сигнала от канала распространения лазерного импульса при различных ОМС атмосферы: *a* – ОМС атмосферы – летняя устойчивая дымка; $\alpha_g = 0,23 \text{ км}^{-1}$; $\alpha_a = 0,271 \text{ км}^{-1}$; *b* – ОМС атмосферы – слабый дождь; $\alpha_g = 0,228 \text{ км}^{-1}$; $\alpha_a = 0,042 \text{ км}^{-1}$; *v* – ОМС атмосферы – туманная дымка; $\alpha_g = 0,216 \text{ км}^{-1}$; $\alpha_a = 0,333 \text{ км}^{-1}$

$E = 17,5 \text{ Дж/см}^2$. Начало отсчета временной шкалы соответствует «включению» лазерного импульса. Первый пик соответствует так называемому тепловому сигналу, генерируемому за счет нагрева и расширения газа в канале распространения излучения. Низкочастотная составляющая акустического сигнала, связанная с естественными природными шумами (ветер, дождь), отфильтрована. Следует отметить, что дальнейшее увеличение энергии излучения может привести к генерации очагов оптического пробоя еще до каустики и блокировке значительной доли энергии, в результате чего в области фокуса развитие плазменных очагов может оказаться менее эффективным.

Рис. 2, *b* иллюстрирует «звуковую дорожку», возбужденную лазерным импульсом с плотностью энергии в фокусе $0,6 \text{ Дж/см}^2$. Видно, что плазменные очаги, вернее их акустический отклик, отсутствуют. Однако задача создания протяженной лазерной искры не сводится к повышению энергии источника лазерного излучения для достижения устойчивой очаговой ситуации на трассе распространения. Так, на рис. 2, *v* представлена ситуация при $E = 16 \text{ Дж/см}^2$,

что принципиально не отличается от рис. 2, *a* по плотности энергии излучения. Структура распределения энергии по сечению пучка для этих пусков, согласно зарегистрированному тепловому акустическому сигналу, также отличается не значительно. Однако, как видно из рисунка, протяженность участка трассы, заполненного очагами пробоя, сократилась почти в 3 раза и составляет $\sim 30 \text{ м}$.

Существенное различие акустических откликов показывает, что помимо энергетического фактора важный вклад в генерацию очагов пробоя вносит оптико-метеорологическое состояние атмосферы. Наиболее успешно образование ОП происходит при низких влажностях атмосферного воздуха (рис. 2, *a*). Повышенное содержание влаги в атмосфере приводит к обводнению твердофазного аэрозоля. Водная оболочка такого аэрозоля увеличивает время задержки образования ОП относительно начала импульса лазерного излучения. Для значений $E \leq 30 \text{ Дж/см}^2$ и относительной влажности воздуха $f > 85\%$ это время может увеличиваться до 1,5 раза [1], что приводит к снижению концентрации ОП и, следовательно, эффективности образования высокоионизованного канала.

С ростом энергии излучения и увеличением крутизны переднего фронта влияние влажности на время образования ОП ослабевает либо не проявляется совсем.

Весьма ощутимо влияет на вероятность возникновения ОП время существования на трассе распространения лазерного излучения жидкокапельного аэрозоля. Наличие осадков ускоряет вывод грубодисперсной фракции. При этом концентрация частиц с радиусом $\geq 1 \text{ мкм}$ существенно понижается. Наиболее неблагоприятно на эффективность образования ОП влияют продолжительные дожди.

Более детально изображение теплового акустического импульса представлено на рис. 3. Длительность положительной фазы импульса соответствует времени

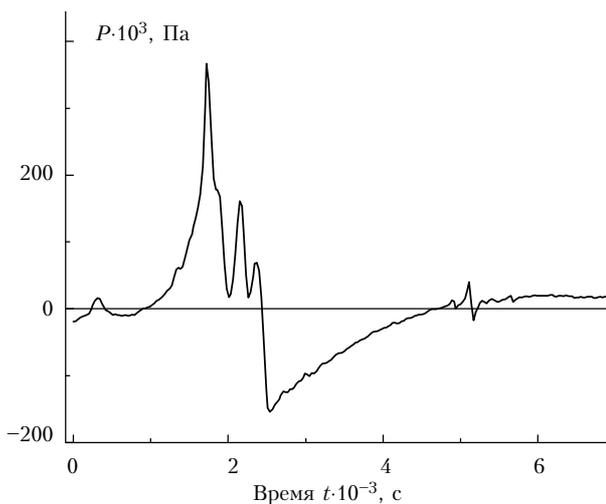


Рис. 3. Временная развертка теплового акустического сигнала от канала распространения лазерного импульса при $E = 17,5 \text{ Дж/см}^2$

пробега звука по сечению лазерного пучка, неоднородная структура положительной фазы (фазы сжатия)

определяется распределением энергии по сечению лазерного пучка. Известно, что зависимость амплитуды теплового сигнала (в отличие от испарительного, взрывного, пробойного) от энергии воздействующего излучения является линейной [1]. На рис. 4 темными точками показана зависимость пикового давления

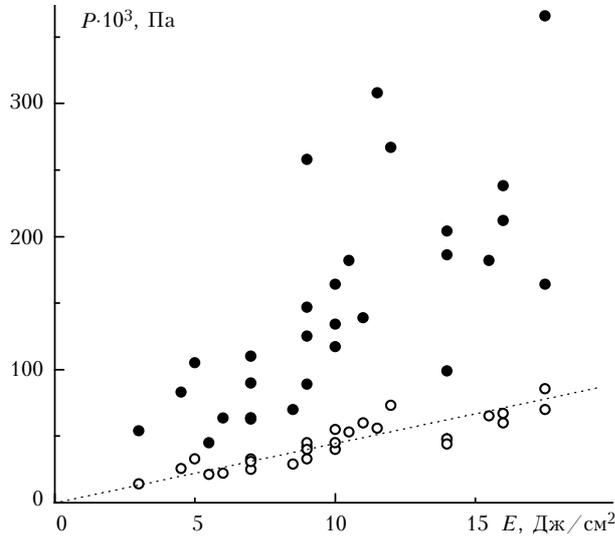


Рис. 4. Зависимость акустического давления фазы сжатия теплового сигнала от плотности энергии лазерного излучения

фазы сжатия от плотности энергии лазерного импульса. Расположение точек на графике не позволяет говорить о какой-либо, в том числе и линейной, зависимости. Неопределенность зависимости связана с неоднородностью распределения энергии лазерного излучения по пучку, которая существенно отличается для различных пусков лазерного импульса. Однако, имея оцифрованный акустический аналог распределения интенсивности светового поля в пучке (фаза сжатия акустического импульса ~ 200 точек), можно рассчитать для каждого пуска дисперсию, характеризующую энергетическую неоднородность пучка. Зависимость $P(E)$ с учетом данного фактора представлена на рис. 4 светлыми кружками. Видно, что зависимость давления в акустическом импульсе от плотности энергии лазерного излучения с учетом определенного из теплового сигнала фактора неоднородности можно уверенно аппроксимировать прямой. Таким образом, акустические измерения позволяют вносить коррекцию в интерпретацию результатов, учитывающую энергетическую структуру лазерного пучка.

Регистрируемые акустические импульсы от очагов пробоя являются N -волной и сопровождаются сателлитом – откликом, отраженным от подстилающей поверхности. Расстояние между полезным сигналом и сателлитом уменьшается при увеличении удаленности плазменного очага от микрофона. При тепловом режиме формирования акустического сигнала его длительность соответствует размеру зоны повышенного давления, однако для сигнала от плазменного образования такой прямой связи нет. Для определения размера плазменного очага обычно проводят фотосъемку участка, заполненного очагами пробоя,

совмещают визуальный и звуковой ряды измерений, строят эмпирическую зависимость размера очага, определенного по фотографии, от измеренной амплитуды акустического сигнала. Полученная зависимость служит номограммой для восстановления размера плазменного очага [1]. В [6] для определения размера зоны формирования акустического сигнала при взрывном вскипании аэрозольной частицы использовалась модель пульсирующей сферы. Применение данной методики к расшифровке сигнала от оптического пробоя позволяет оценить размер плазменного очага по амплитудно-временным характеристикам измеренного акустического сигнала без включения в измерительную схему оптического канала регистрации. На рис. 5 и 6 представлены результаты обработки акустического отклика от отдельных плазменных очагов, генерируемых при распространении излучения CO_2 -лазера на приземной атмосферной трассе.

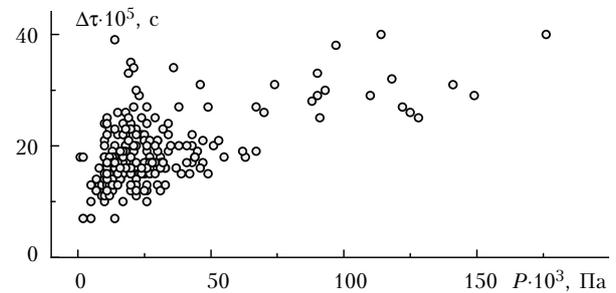


Рис. 5. Зависимость пикового давления P фазы сжатия акустического импульса от ее длительности $\Delta\tau$

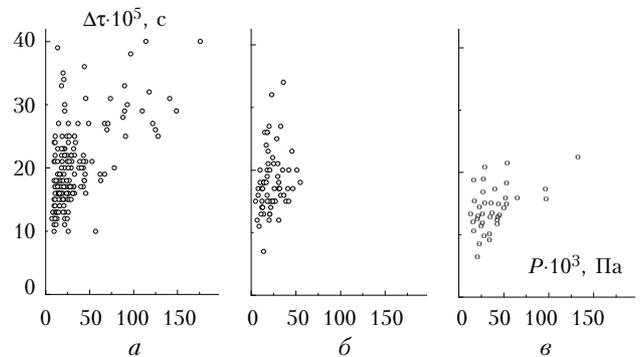


Рис. 6. Зависимость длительности акустического импульса от пикового давления для различных дистанций приема сигнала: а – $60 < L_3 \leq 100$ м; б – $30 < L_2 \leq 60$ м; в – $L_1 \leq 30$ м

Полученные данные обрабатывались при помощи специально созданного пакета программ, позволяющих оцифровывать регистрируемый звуковой сигнал и проводить необходимую подготовку, например фильтровать атмосферные низкочастотные шумы. Были обработаны звуковые дорожки пусков лазера с плотностью энергии в импульсе, варьируемой в пределах $E = 7 \div 17,5$ Дж/см² при различных опико-метеорологических состояниях атмосферы. Полученная зависимость пикового давления от длительности положительной фазы акустического импульса отдельного очага пробоя представлена на рис. 5. Видно, что длительность акустического сигнала имеет тенденцию

к возрастанию при увеличении пикового давления с последующим насыщением при $P > 50 \cdot 10^{-3}$ Па, однако большой разброс точек ($> 200\%$) не позволяет эту тенденцию описать количественно. Можно предположить, что столь значительный разброс точек является следствием «атмосферного» фактора, поскольку в лабораторных условиях разброс составлял $< 15\%$. Одним из таких атмосферных факторов может быть частотная зависимость ослабления звуковой энергии при прохождении атмосферного слоя различной длины. Поскольку формируемый акустический импульс достаточно короток, то он, соответственно, имеет широкий спектр.

Согласно рис. 5 можно предположить зависимость $P \sim \Delta\tau^2 \sim \lambda_z^2 \sim a^2$, где $\Delta\tau$ – длительность акустического импульса; λ_z – длина акустической волны; a – радиус очага пробоя. Для уточнения возможного влияния длины трассы распространения акустического сигнала на ослабление различных спектральных составляющих в нем трасса была разделена на три участка (см. рис. 6). Ясно, что при существенном влиянии данного фактора даже такая незначительная фрагментация канала должна привести к уменьшению дисперсии массива данных на отдельном участке.

Видно, что с увеличением дальности приема длительность акустического импульса возрастает, т.е. импульс «уширяется». Это связано с поглощением звука в воздухе, высокочастотные компоненты спектра сигнала поглощаются сильнее, вследствие этого импульс «расплывается». В то же время из сравнения вариантов *a*, *b*, *в* можно сделать вывод, что протяженность участка распространения акустического сигнала не оказывает существенного влияния на изменения его дисперсии, что, в свою очередь, позволяет при дальнейшей обработке результатов натурных экспериментов не вносить соответствующих коэффи-

циентов, учитывающих удаленность очага пробоя от приемника акустического сигнала. При этом проблема большой дисперсии остается предметом дальнейшего исследования.

Таким образом, с помощью акустического метода можно проводить индикацию плазменных очагов, их распределение по трассе распространения лазерного излучения, диагностику размера отдельного очага, а сопровождающие метеорологические и аэрозольные измерения позволяют установить связь между устойчивым развитием длинной лазерной искры с оптико-метеорологическим состоянием атмосферы и выработать соответствующие рекомендации для энергетических характеристик излучения, повышающих эффективность плазмообразования в атмосфере.

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
2. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170. № 7. С. 753–769.
3. Стариков А.А., Резуиков Ю.А. Управление разрядом молний с помощью лазерного излучения // Оптик. ж. 1999. Т. 66. № 3. С. 15–16.
4. Филиппов В.Л., Макаров А.С., Иванов В.П. Построение региональных полуэмпирических моделей оптических характеристик атмосферы // Докл. АН СССР. 1982. Т. 265. № 6. С. 1353–1356.
5. Розенберг Г.В. Оптические исследования атмосферного аэрозоля // Успехи физ. наук. 1968. Т. 95. № 1. С. 159–208.
6. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Исследование динамики объема аэрозольных частиц, облучаемых лазерным излучением, по временным характеристикам акустического отклика // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 487–492.

N.N. Bochkarev, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, V.A. Pogodaev. Acoustic detection of sites of break-down origin in the atmosphere.

Analysis of an acoustic response from a channel of the CO₂-laser pulsed radiation propagation along atmospheric path is presented. It is shown that the acoustic method is able of conducting fast diagnostics of the plasma formation efficiency in the real atmosphere depending on its meteorological state and the laser pulse energy.