

полос в виде усов, число которых равно числу использовавшихся при записи данной голограммы референтных источников. Факт распознавания предъявляемого голограмме объекта проявляется в том, что на одной из полос в той ее точке, где она пересекает плоскость считывания, появляется яркая точка. Положение этой точки соответствует положению референтного источника, использованного при записи предъявляемого голограмме объекта.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д е н и с ю к Ю.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 6. С. 59-66.
- [2] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 14-18.
- [3] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 4. С. 66-69.
- [4] Д е н и с ю к Ю.Н., Г а н ж е р л и Н.М. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 6. С. 79-84.

Поступило в Редакцию
15 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

04

© 1991

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ РАДИООПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ БОЛЬШИХ ОБЪЕМОВ ГАЗА

К.А. Б о я р ч у к, Ю.П. К у л е ш о в,
Г.А. Л я х о в, Ю.П. С в и р к о

Методы дистанционного обнаружения заряженных частиц имеют широкий круг приложений, в частности, экологическую задачу непрерывного слежения за ионизацией приземных слоев атмосферы. Возможности традиционной радиолокации сочетать требуемую здесь высокую скорость получения информации (большие объемы слежения) с высокой чувствительностью (малые, локально изменчивые концентрации n зарядов [1]) ограничены. Повысить эффективность может комбинированный метод, основанный на оптическом возбуждении и регистрации гиперзвуковых волн в газе, который „подсвечивается“ радиоизлучением.

Доминирующий вклад в гиперзвук, возбуждаемый в предлагаемой схеме лазерной накачкой (амплитуда E_0 , частота ω , волновое число k) за счет вынужденного рассеяния Мандельштама-

Бриллюэна (ВРМБ) [2], дают колебания нейтральных частиц высокой концентрации $n_0 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Возможность выделить вклад колебаний заряженных частиц дает как раз радиоволна ($E_m, 2\Omega, K$), параметрически связывающая стоксову ($E_S, \omega + \Omega, K$) и антистоксову ($E_S, \omega - \Omega, K$) компоненты рассеянного света. В принятой для оценок коллинеарной геометрии возбуждения ВРМБ (волны рассеяния распространяются навстречу лазерной накачке) стоксов сдвиг $\Omega = 2k\mu$ [2], где μ — скорость звука в воздухе, поэтому при использовании лазера на ионах неодима ($\lambda = 2\pi/k = 1 \text{ мкм}$) параметрическую связь стоксовой и антистоксовой волн обеспечивает электромагнитное излучение с длиной волны $\Lambda = c\lambda/4\mu \approx 22 \text{ см}$, точнее, поляризованная вдоль направления распространения света его компонента. При этом полное поле в среде равно:

$$E = (1/2)(E_0 \exp[i\omega t - ikx] + E_S \exp[i(\omega - \Omega)t + ikx] + E_a \exp[i(\omega + \Omega)t + ikx] + E_m \exp[2i\Omega t - ikz]) + \text{к.с.} \quad (1)$$

Лазерная накачка возбуждает гиперзвуковую волну:

$$\rho = (1/2)(\rho_+ \exp[i\Omega t - 2ikx] + \rho_- \exp[i\Omega t + 2ikx]) + \text{к.с.} \quad (2)$$

Управляет амплитудами взаимодействующих полей волновое оптическое уравнение, линеаризованные по колебательной скорости v и вариации плотности ρ уравнения неразрывности и Навье-Стокса [2, 3]:

$$E_{xx} + \varepsilon E_{tt} = -(\partial \varepsilon / \partial \rho)(\rho E)_{tt}, \quad \rho_t + \rho_0 v_x = 0, \\ \rho_0 v_t + \mu^2 \rho_x = \gamma v_{xx} + (\varepsilon - 1)(E^2)_x / 8\pi + q n \rho E_m / \rho_0. \quad (3)$$

Здесь ε и ρ_0 — диэлектрическая проницаемость и невозмущенная плотность газа, n — плотность числа ионизованных частиц, их заряд $q = \alpha e$, где e — заряд электрона, а константа $\alpha \geq 1$ определяется механизмом формирования области ионизации и типом носителя заряда (одиночные молекулы, аэрозоли).

Решая (3) методом медленных амплитуд, в пренебрежении истощением накачки и нестационарностью ρ_{\pm} , получаем из (3) для интенсивностей $I = c|E^2|/8\pi$:

$$I_S = (r/g_{MB})(\exp[G(L-x)] - 1 - m \exp[G(x-L)]), \\ I_a = (r/g_{MB})(1 - \exp[G(x-L)] + m \exp[G(L-x)]). \quad (4)$$

Здесь L — длина области рассеяния, $G = g_{MB} I_0$ — коэффициент усиления ВРМБ, $g_{MB} = (\varepsilon - 1)^2 / 2 \mu \text{с}$, I_0 — интенсивность накачки, $r = \theta k_B T \pi^2 (\varepsilon - 1)^2 / 2 \rho_0 \mu^2 \lambda^4$ — коэффициент спонтанного рассеяния в телесный угол θ , $k_B T$ — фактор Больцмана,

$\mu = (q_n E_m / 4k^2 \gamma u)^2 / 2$ - коэффициент радиопараметрической связи.

Определение концентрации зарядов в среде требует регистрировать превышение уровня сигнала $I_\alpha(x=0)$, обусловленное электромагнитной волной. В условиях развитого ВРМБ ($GL > 30$ [4]) фон создается спонтанным рассеянием, $I_N = r/g_{MB}$, и компонентой сигнала ВРМБ на частоте антистокса, искомое превышение сигнала над фоном из (4) пропорционально n^2 :

$$\Delta = I_\alpha(0) / (I_N + I_S(\omega + \Omega)) - 1 \approx \mu \exp(gL) / (1 + \exp[gL / (1 + \xi^2)]). \quad (5)$$

Нормированный на ширину линии $\delta\Omega = 2\gamma k^2 / \rho_0$ частотный сдвиг между линиями стокса и антистокса $\xi = 2\Omega / \delta\Omega = \lambda u \rho_0 / 4\pi\gamma \approx 5$ для $\lambda = 1$ мкм; при $GL > 30 \Delta \approx \mu \exp(gL)$.

Для измерения n^2 требуется $\Delta > \Delta_{min}$, где Δ_{min} - порог системы регистрации. Интенсивность рассеяния на частоте $\omega + \Omega$ повышается в 2 раза при включении электромагнитной накачки, если ее напряженность E_m [В/см] = $10^{21} (\lambda$ [мкм])⁻² (n [см⁻³])⁻¹ $\exp(-GL/2)$. Для регистрации, например, $n = 10^7$ см⁻³ необходимо создать в исследуемом объеме $E_m \approx 10$ В/см при одновременном двукратном превышении порога ВРМБ.

Оценим возможности предлагаемой методики в дистанционном определении n . Излучатель электромагнитной волны мощности P_m с диаметром антенны D обеспечивает на расстоянии R (в дальней зоне) $\mu = (q_n \lambda D / 2\pi R \gamma)^2 (P_m / 4c^3)$, таким образом, минимальная обнаружимая концентрация заряженных частиц:

$$n_{min} = (2\pi R \gamma / q D \lambda) [4c^3 \Delta_{min} / P_m \exp(GL)]^{1/2}. \quad (6)$$

Дистанционная методика предполагает использование сфокусированного лазерного пучка; эффективная длина рассеивающего объема при этом - длина перетяжки $L = 2F^2 \lambda / \pi a^2$, где F - фокусное расстояние линзы, a - радиус лазерного пучка. Интенсивность пучка в фокальной плоскости увеличивается в $\pi a^2 / \lambda F$ раз, поэтому $GL = (\varepsilon - 1)^2 J_0 F / \gamma u c$, где J_0 - интенсивность лазерного излучения на выходе активной среды. Для типичных параметров $\gamma = 10^{-4}$ г/с см, $u = 3.3 \cdot 10^4$ см/с, $\varepsilon - 1 = 10^{-3}$ [3] получаем $GL = 0.5 \cdot 10^{-8} J$ [Вт/см²] F [м] и при $F \approx 100$ м требуемая для достижения значений $GL = 30$ плотность мощности составляет ≈ 60 МВт/см². При двукратном превышении порога ВРМБ величина n_{min} [см⁻³], оцениваемая из (6), равна $10^{12} (R$ [км]) / D [м] λ [мкм]) (Δ_{min} / P_m [Вт])^{1/2}, и если $R = 1$ км, $D = 1$ м, $P_m = 100$ Вт, $\lambda = 1$ мкм, достигается значение $n_{min} \approx 10^{14} (\Delta_{min})^{1/2}$ см⁻³.

Измерения напряженности E_0 электрического поля над полигоном в Неваде [5] показывают, что на поверхности земли $E_0 = 30$ В/м, а на высотах порядка километра значение E_0 стабилизируется на уровне ≥ 100 В/м. Это значение E_0 можно оценить как $q n_0 h$, где n_0 - плотность зарядов у поверхности, h - дли-

на свободного пробега ионизирующих частиц. Для типичного $\lambda \approx 1$ см получаем $n_0 \approx 10^8$ см⁻³; регистрация описанной методикой (см. (6)) возможна, в том числе с использованием зондирующего CO₂ лазера с уменьшением R/D .

Увеличение приведенных в оценках интенсивностей зондирующего лазерного излучения не целесообразно, т.к. это приведет к насыщению ВРМБ, в условиях растущего фона. Повышение чувствительности метода связано, во-первых, с увеличением мощности радиоисточника (например, переход в импульсный режим), во-вторых, с уменьшением Δ_{min} , т.е. с построением оптимальной методики обработки сигнала перспективен переход к схеме гетеродинной регистрации сигнала на частоте $\omega + \Omega$ [6]. Возможна, наконец, оптимизация по λ : уменьшение ее приводит, с одной стороны, к падению ($\sim \lambda^2$) интенсивности антистоксова сигнала, с другой стороны, к росту ($\sim \lambda^{-1}$) его частотной отстройки, облегчающему спектральное выделение сигнала.

Авторы благодарны Ф.В. Бункину за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] П ш е ж е ц к и й С.Я., Д м и т р и е в М.Т. Радиационно-химические процессы в воздушной среде. М.: Атомиздат, 1978. 182 с.
- [2] С т а р у н о в В.С., Ф а б е л и н с к и й И.Л. // УФН. 1969. Т. 98. В. 3. С. 441-492.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1988. 733 с.
- [4] З е п ь д о в и ч Б.Я., П и л и п е ц к и й Н.Ф., Ш к у н о в А.Н. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1975. 236 с.
- [5] J. Geophys. Res. 1964. V. 69. N 14. P. 2895.
- [6] С п р а в о ч н и к по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. Радио, 1978. Т. 2. С. 121-133.

Институт общей физики
АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
1 марта 1991 г.