

Ю.В. Кистенев

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВАРИАЦИЙ МАТРИЦЫ РЕЛАКСАЦИИ НА ПРОПУСКАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ АТМОСФЕРЫ

Представлен анализ пропускания резонансных сред в условиях, когда матрица релаксации среды (в частности, определяющая ширину и центральную частоту линии поглощения) меняется вдоль трассы распространения. Найдены условия, когда пространственные вариации матрицы релаксации приводят к зависимости пропускания среды от направления распространения, например при смене направления распространения на противоположное. Кратко обсуждается прикладное значение данного эффекта.

Для атмосферы типичной является ситуация, когда матрица релаксации, характеризующая уширение линии резонансного перехода и его частотный сдвиг, меняется вдоль трассы распространения. В связи с этим возникает вопрос: каким образом могут влиять эти изменения на поглощение распространяющегося оптического излучения?

Очевидно, в первую очередь, пространственные вариации матрицы релаксации будут приводить к изменению локального коэффициента поглощения и, следовательно, к изменению пропускания атмосферы вдоль вертикальных или наклонных трасс по сравнению с горизонтальными трассами (оценки влияния сдвига линии поглощения давлением воздуха даны в [1, 2], оценки изменения пропускания атмосферы по горизонтальной трассе в зависимости от ее высоты – в [3]).

Однако при этом могут существовать более тонкие эффекты. Например, численное моделирование процесса распространения оптического импульсного излучения в атмосфере показало, что пропускание атмосферы для наклонной трассы может существенно меняться при изменении направления распространения на противоположное [4].

В данной статье исследуются условия, когда зависимость пропускания среды от направления распространения излучения будет обусловлена пространственными вариациями матрицы релаксации среды.

Постановка задачи

В работе использовалась модель двухслойной неоднородной среды с параметрами, типичными для газовых смесей при нормальных атмосферных условиях. Целесообразность использования именно этой модели обусловлена тем, что вследствие ее простоты появляется возможность не только констатации эффекта, но и анализа вкладов различных факторов в этот эффект.

Соответствующая задача распространения описывалась системой модифицированных уравнений Максвелла–Блоха (МУМБ) для квазиплоской волны, которая в j -м слое среды имеет вид

$$\left[\cos\theta_j \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E = 2\pi i k N_j \mu P; \quad (1a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\gamma_j P + i w E; \quad (1б)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\text{Im}(E P^*) - \frac{w - w^e}{T_1}; \quad (1в)$$

$$\psi_j = \psi_{j-1} + \omega t - K_j z; \quad (1г)$$

$$[n_{0,j-1} + n_{r,j-1}] \sin\theta_{j-1} = [n_{0j} + n_{rj}] \sin\theta_j, \quad (1д)$$

где E – комплексная амплитуда импульса; ψ_j – его фаза; P – комплексная амплитуда поляризации среды; θ_j – угол между направлением распространения волны и нормалью к границе раз-

дела слоев среды; z – координата вдоль этой нормали; n_0 – нерезонансная часть показателя преломления среды; N_j – концентрация резонансных молекул; $\gamma_j = 1/T_{2j} - i(\Delta_j - z \partial K_j / \partial t)$; $K_j = kn_0 / \cos \theta_j$; T_{2j} – время фазовой памяти среды; Δ_j – отстройка от резонанса; $k = \omega/c$; μ – дипольный момент перехода; T_1 – время релаксации населенностей; w – разность заселенностей уровней резонансного перехода (w^e – ее равновесное значение); n_r – резонансная часть показателя преломления среды.

Последнее уравнение из (1) является обобщением закона Снелиуса на случай сред, имеющих резонансную компоненту. Отличия МУМБ от стандартной системы [5] связаны с учетом неоднородности среды.

Начальная форма импульса описывалась функцией

$$E(0, t) = [\sin(\pi t / \tau_n)]^q \quad t \in [0, \tau_n],$$

$$E(0, t) = 0 \quad t \notin [0, \tau_n].$$

В зависимости от величины параметра q форма начального импульса менялась от квазипрямоугольного до квазигауссового.

Результаты

Нормальное распространение

Расчеты показали, что в случае нормального падения оптического излучения на среду зависимость ее пропускания от направления распространения обусловлена пространственными вариациями параметра нелинейности взаимодействия (частоты Раби или интенсивности насыщения). В атмосферных условиях пространственные вариации параметров нелинейности могут быть вызваны сдвигом линии поглощения давлением воздуха, а также изменением ширины линии поглощения.

На рис. 1 представлены результаты расчета отношения энергии квазигауссова импульса W_+ , прошедшего через двухслойную среду в прямом направлении, к энергии такого же импульса W_- , прошедшего через эту же среду в противоположном направлении. Расчеты были проведены для пространственно однородного распределения концентрации резонансно поглощающего газа, однако частота резонансного перехода менялась от слоя к слою. На рис. 2 представлены результаты расчетов, когда аналогичные изменения претерпевала столкновительная ширина линии поглощения γ .

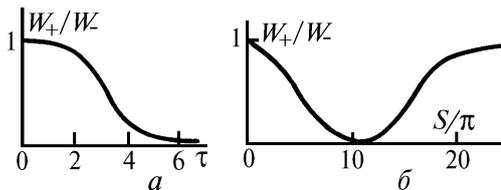


Рис. 1. Зависимость отношения W_+/W_- от оптической толщи слоев среды $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ и площади импульса S . Условия расчета: $\theta = 0$; $\Delta_1 = 1/T_2$; $\Delta_2 = 0$; $T_2/\tau_n = 0,03$; $S = 12\pi$ (а); $\tau = 5$ (б)

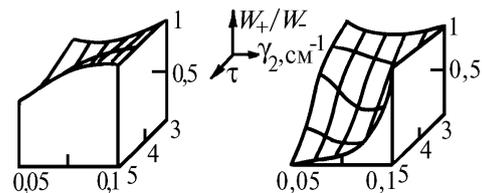


Рис. 2. Зависимость отношения W_+/W_- от оптической толщи слоев среды $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ и полуширины линии поглощения γ_1 и γ_2 . Условия расчета: $\theta = 0$; $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$; $\gamma_1 = 0,1 \text{ см}^{-1}$; $T_2/\tau_n = 0,3$; $S = 2\pi$ (а); $T_2/\tau_n = 0,03$; $S = 12\pi$ (б)

2. Наклонное распространение

В случае наклонного падения излучения на слоисто-неоднородную среду дополнительным фактором, приводящим к зависимости пропускания этой среды, от направления распространения, является нестационарная рефракция в спектральной области аномальной дисперсии среды.

Нестационарная рефракция возникает в неоднородных резонансных средах в случае, когда длительность импульса сравнима с временем фазовой памяти среды и обусловлена временными вариациями n_r (детали этого механизма см. в [4]). Одной из причин, вызывающих пространственную неоднородность n_r , является сдвиг линии поглощения, например, вследствие изменения давления воздуха вдоль трассы распространения.

Оценки указанных зависимостей для двухслойной среды, когда концентрация газа неизменна, а резонансная частота газа меняется, представлены на рис. 3, а. Очевидно, что увеличение интенсивности излучения усиливает зависимость пропускания среды от направления распространения за счет эффектов, описанных в предыдущем разделе.

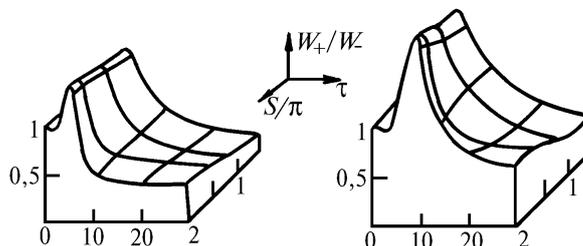


Рис. 3. Зависимость отношения W_+/W_- от оптической толщи слоев и площади импульса S . Условия расчета: $\theta=40^\circ$; $\Delta_1=1/T_2$, $\Delta_2=0$; $\tau_1=\tau_2=\tau$ (а); $\tau_1=\tau_2$, $\tau_2=\tau/2$ (б)

Представляет интерес случай, когда наблюдаются пространственные вариации как концентрации резонансно поглощающего газа, так и частоты его резонансного перехода. При этом возможна ситуация, когда изменение поглощения, обусловленное пространственными вариациями концентрации газа, будет частично или полностью компенсироваться вариациями частоты перехода. В последнем случае локальный коэффициент поглощения будет постоянным, как для однородной трассы, хотя на самом деле среда неоднородна. Очевидно, в обычных условиях линейного стационарного взаимодействия обнаружить такую неоднородность невозможно. Как показывают расчеты для этих условий (см. рис. 3, б) описанные выше эффекты приводят к тому, что величина $W_+/W_- \neq 1$. Это указывает на то, что данная среда является неоднородной.

Выводы

Представленные результаты показывают, что при распространении оптического импульсного излучения в неоднородных резонансных средах, таких как атмосфера, пропускание среды может зависеть от направления распространения. Одной из причин, обуславливающих эту зависимость, являются пространственные вариации матрицы релаксации среды.

Очевидно, данный эффект может являться источником дополнительной систематической погрешности при решении обратной задачи оптического зондирования атмосферы. Вместе с этим он также потенциально способен дать более полную информацию о параметрах неоднородной резонансной среды по сравнению со случаем линейного стационарного взаимодействия, как это было показано выше.

Следует отметить, что представленные результаты позволяют судить и об основных закономерностях пропускания неоднородной молекулярной атмосферы при распространении в ней оптических импульсов, поскольку пропускание атмосферы может быть рассчитано последовательным применением модели двухслойной среды с соответствующим изменением ее параметров.

1. Zuev V.V., Ponomarev Yu.N., Solodov A.M. et al. // Optics Lett. 1985. V. 10. №7. P. 318–320.
2. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. №3. С. 324–325.
3. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. №3. С. 242–244.
4. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. №3. С. 245–249.
5. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 222 с.

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
при Томском государственном университете им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
15 июля 1994 г.

Ju. V. Kistenev. Influence of Spatial Variations of a Relaxation Matrix on Transmittance of the Molecular Atmosphere.

Analysis of a resonant medium transmittance is considered for the case when the relaxation matrix, determining in particular both width and central frequency of the absorption line, varies along the propagation path. Conditions are found under which spatial variations of the relaxation matrix cause dependence of the medium transmittance on the propagation direction (for example, at reversion of the direction). The paper also includes short comments about applicability of the phenomenon.