

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
МНОГОЗАРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ (ОБЗОР)

Г.С. РОМАНОВ

Академический научный комплекс " Институт тепло- и массообмена им.А.В.Лыкова
"Академии наук Беларуси.220072, Республика Беларусь, г.Минск, ул. П.Бровки,15,
E - mail mgv @ hmti. ac.by

АННОТАЦИЯ. Рассматриваются методы расчета оптико-физических параметров нагретых газов и многозарядной плазмы, необходимых для решения задач воздействия концентрированных потоков энергии на вещество. Приводятся примеры таких расчетов, а также решения ряда задач динамики лабораторной и натурной плазмы (действие лазерного излучения и электронных пучков на мишень, электрический взрыв проводников, движение в атмосфере и удар по поверхности Земли космических объектов).

Одной из актуальных проблем современной физики и новых технологий является изучение процессов, протекающих при действии лазерного излучения, пучков заряженных частиц и других высококонцентрированных потоков энергии на конденсированные поглощающие среды. Вопросы, возникающие при анализе процессов воздействия, весьма сложны и далеки от полного разрешения. Это связано с многообразием наблюдаемых явлений, их многопараметричностью, зависимостью от большого числа внешних факторов, трудностями в организации физического эксперимента и комплексной диагностики высокотемпературных, высокоэнергетичных быстропротекающих процессов. Все это делает актуальной разработку и создание численных моделей процессов и явлений, которые позволяли бы дополнять физический эксперимент адекватным ему численным, способным прогнозировать представляющие интерес параметры и закономерности. В данной работе возможности, лежащие на пути решения указанной проблемы, анализируются на примерах нескольких задач динамики плотной среды и плазмы, выбор и постановка которых обусловлены их практическим значением, обеспечившим достаточно полные и разносторонние экспериментальные исследования. Это задачи о действии мощных потоков лазерного излучения и сильноточных электронных пучков на поглощающие (в основном металллические) массивные и тонкие мишени. В этих задачах, благодаря высокой удельной концентрации энергии, значительную роль могут играть процессы тепло- и массопереноса, связанные с интенсивным нагревом, плавлением, испарением вещества мишени, распространением в ней мощных ударных волн, ионизацией паров, возникновением мощных потоков собственного теплового излучения образующей плазмы. Количественное изучение указанных процессов требует привлечения данных об индивидуальных оптико-физических характеристиках рассматриваемых сред в широком диапазоне изменения определяющих параметров, таких, например, как температура и плотность. Поэтому вначале кратко рассмотрим имеющиеся здесь данные и методы их получения.

1. Оптико-физические параметры высокотемпературных сред.

Для расчетов термодинамических характеристик плазмы при температурах, реализующихся в лабораторных условиях (до десятков электрон-вольт) в настоящее время используются модели Саха с поправками на кулоновское взаимодействие в области неидеальности и Томаса-Ферми при высоких плотностях вещества, а в области параметров исследовавшейся в ударно-волновых и других экспериментах -- полуэмпирические модели. Имеющаяся информация о структуре уровней энергии атомов и ионов, а также существующие методы расчета и экспериментальные данные позволяют в значительном числе случаев считать вопрос о нахождении уравнения состояния с требующейся для практических приложений точностью решенным. При решении газодинамических задач уравнения состояния

используется обычно в калорической форме, причем удобно пользоваться давлением P в функции внутренней энергии ε и плотности среды ρ : $P = P(\varepsilon, \rho)$. Для определения температуры T и других связанных с нею величин термическое уравнение состояния задается в виде: $T = T(P, \rho)$ или, что более предпочтительно, в виде $T = T(\varepsilon, \rho)$.

Иначе обстоит дело с оптическими характеристиками плазмы и, более того, оптическими характеристиками нагретых молекулярных газов - спектральными коэффициентами поглощения при температурах $\sim 10^3$ К и выше - в области однократной и многократной ионизации. Ввиду отсутствия исходной спектроскопической информации для многих ионов, а в ряде случаев для молекул и атомов, а также трудностей, связанных с необходимостью учета возмущающего действия заряженных частиц на структуру спектров испускания и поглощения в плазме, количество данных, достаточно полных для того, чтобы их можно было использовать в газодинамических расчетах, в настоящее время ограничено. Здесь можно указать на банки данных такого рода для воздуха и некоторых других молекулярных газов, некоторых металлов и диэлектриков, ряда инертных газов и смесей. В отношении публикаций по коэффициентам поглощения плазмы *He, C, Al, Ne, Ar, Xe, Bi* и некоторым другим приходится констатировать, что эти результаты в том объеме, который необходим для приложений, продолжают оставаться в основном достоянием тех коллективов исследователей, в которых они были получены. Трудности представления детальной спектральной информации в обозримом виде пока препятствуют ее широкому распространению и использованию, заставляя прибегать к различного рода усреднениям по спектру. Примерами таких усреднений служат хорошо известные росселандов пробег излучения I_R и усредненный по Планку коэффициент поглощения K_{pl} , используемые, соответственно, для описания радиационной диффузии в оптически толстой среде и объемного лучеиспускания в оптически тонкой среде. Более аккуратным способом усреднения является усреднение (росселандово, планковское или с единичной весовой функцией) по отдельным спектральным интервалам (группам фотонов), внутри которых коэффициент поглощения может считаться приблизительно постоянным. Расчет спектральных коэффициентов поглощения связан с суммированием вкладов большого числа компонентов и учетом для них многочисленных переходов, каждый из которых в определенном спектральном диапазоне при определенной температуре может играть доминирующую роль. Основными механизмами, определяющими поглощение излучения в газах и плазме, являются процессы тормозного поглощения в полях ионов, атомов и молекул, фотоионизация из основных и возбужденных состояний атомов и ионов, поглощение в процессах фотоионизации и фотодиссоциации молекул, фотоионизация внутренних электронных оболочек частиц, поглощение в электронно-колебательных переходах молекул, поглощение в спектральных линиях атомов и ионов. Сечения всех элементарных процессов при расчетах коэффициентов поглощения брались из известной справочной литературы, а при отсутствии их для атомов и ионов рассчитывались по методу квантового дефекта, методам Хартри-Фока и Хартри-Фока-Слетера.

2. Расчетно - теоретические модели процессов.

Возвращаясь теперь к вопросам разработки физических и математических моделей процессов, сопровождающих воздействие концентрированных потоков энергии на преграду, укажем, что такие модели, помимо адекватного учета основных физических процессов, не должны накладывать существенных ограничений на геометрические и временные масштабы явлений. Учитывая также тот факт, что экспериментальное изучение проводится в большинстве случаев в условиях, когда важны эффекты нестационарности и неоднородности, достаточно полное сопоставление возможно только на основании нестационарных и неоднородных численных моделей.

Опишем наиболее существенные особенности численных моделей, разработанных для решения указанных задач. Учитывая, что действующие на поверхность пучки имеют, как правило, осевую симметрию и направлены к ней по нормали, соответствующую систему уравнений динамики сплошной среды, описывающую движение возникающих у поверх-

ности паров (или, в общем случае, продуктов разрушения) запишем в эйлеровых переменных в цилиндрической системе координат rOz с осью z , направленной по внешней нормали к поверхности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{w}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{w}) + \frac{\partial}{\partial r}(P - S_{11} - S_{33}) - \frac{S_{22} - S_{11}}{r} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{w}) + \frac{\partial}{\partial z}(P - S_{33}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r S_{13}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{w}) + \frac{\partial}{\partial z}[(P - S_{33})u - S_{13}v] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(P - S_{11})vr - S_{13}ur] + \operatorname{div} \vec{F} &= \frac{dq}{dz} \\ E &= \varepsilon + w^2/2; \quad P = P(\rho, \varepsilon); \quad T = T(\rho, \varepsilon); \end{aligned}$$

Здесь u и v - осевая и радиальная компоненты скорости w , E - полная, ε - внутренняя удельная энергия, S_{jk} - компоненты девиатора напряжений, \vec{F} - интегральный поток энергии за счет механизмов переноса ее теплопроводностью и излучением, dq/dz - энергия, выделяемая внешним источником в единице объема в данной точке пространства (r, z) в единицу времени.

К системе (1) необходимо присоединить определяющее уравнение, описывающее свойства материала при сдвиге, из которого можно получить связь девиатора напряжений с тензором скоростей деформаций ε_{ij} :

$$S_{ij} = S_{ij}(\varepsilon) \quad (2)$$

Для оптически толстых сред поток энергии \vec{F} в (1) определяется электронной (коэффициент κ_e) и лучистой (коэффициент κ_l) теплопроводностью:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_l = -(k_e + k_l) \Delta T \quad (3)$$

В общем случае сред с произвольной прозрачностью лучистый поток определяется через спектральную интенсивность излучения J_ε :

$$\vec{F}_l = \int_0^\infty d\varepsilon \int_{(\vec{1}, \vec{x})} d\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega} \cdot I_\varepsilon \quad (4)$$

для нахождения которой следует решить уравнение переноса излучения:

$$(\vec{\Omega} \nabla) I_\varepsilon = c k_\varepsilon (I_\varphi - I_\varepsilon) \quad (5)$$

В (4, 5) $\vec{\Omega}$ - единичный вектор направления, c - скорость света, I_φ - равновесная (планковская) интенсивность излучения для фотонов с энергией ε , k_ε - монохроматический коэффициент поглощения фотонов с энергией ε , исправленный на вынужденное испускание. При изучении движения сред, в которых пробеги собственного излучения сравнимы с характерными размерами задачи, используется описание переноса излучения в приближении "вперед-назад" вдоль каждой из осей координат r , z . Зависимость интенсивности излучения от энергии фотонов учитывается введением нескольких спектральных групп, в пределах которых коэффициент поглощения среды можно считать постоянным, равным его планковскому среднему. Мощность dq/dz источника энерговыделения в (1) определяется характером рассматриваемой задачи. Например:

а) При действии на преграду пучка лазерного излучения с плотностью потока энергии $q_\varepsilon(r)$ в точке (r, z) получим:

$$q(r, z) = q_{\infty}(r) \exp\left(-\int_z^{\infty} k_{\epsilon_0} dz\right) \left[1 - R(T_s) \exp\left(-r \int_0^z k_{\epsilon_0} dz'\right)\right] \quad (6)$$

В (6) k_{ϵ_0} - коэффициент поглощения лазерного излучения, энергия фотонов которого ϵ_0 , продуктами разрушения преграды, $R(T_s)$ - коэффициент отражения излучения от преграды, определяемый ее температурой T_s . Отражение предполагается зеркальным.

б) При действии на преграду пучка заряженных частиц (электронов) энерговыделение следует считать объемным. Поэтому структура зоны энерговыделения в преграде и выброшенном из формирующего в ней кратера веществе пересчитывалась по методу Монте-Карло каждый раз, когда изменение плотности вещества в какой-либо расчетной точке за счет движения достигало 10%. Величина dq/dz в этом случае равна:

$$dq/dz = \rho a_1 \cdot j_0 \cdot f(r) \cdot \varphi(t) \quad (7)$$

где $a_1(z)$ - энергия, теряемая одной частицей в веществе при прохождении ею массового пути $dx = \rho dz$ на глубине z , j_0 - максимальная плотность тока в пучке, $f(r)$ и $\varphi(t)$ - функции, определяющие пространственно-временную зависимость плотности тока.

При численном интегрировании системы (1) вместе с определяющими задачу выражениями \bar{F} и dq/dz материальные характеристики среды задаются в виде сеточных функций $\ln P$, $\ln k$, $\ln T$, $\ln k_e$ логарифмических переменных $\ln \rho$, $\ln \epsilon$ с равным шагом и разрешением. Обеспечивающим достаточную точность при линейной интерполяции между узлами.

Для решения системы (1) используется конечно-разностный метод "крупных частиц" и TVD - схема, в которых предусмотрены специальные процедуры выделения контактных поверхностей, разделяющих вещества, отличающиеся своими теплофизическими и оптическими характеристиками. Решение уравнения переноса осуществляется методом характеристик или методом дискретных ординат

3. Решение конкретных задач.

В качестве примера использования разработанных методик приводятся решения следующих радиационно-плазмодинамических задач, полученные для реальных оптико-физических параметров материалов:

1. Воздействие лазерного излучения умеренной плотности потока $q < 10^9 \text{ BT/cm}^2$ на металлические преграды в воздухе (технологические применения).
2. Воздействие лазерного излучения большой мощности $q \leq 10^{13} - 10^{14} \text{ BT/cm}^2$ на многослойные мишени (конверсия лазерного излучения в рентгеновское).
3. Воздействие на преграду сильноточного пучка электронов (обработка материалов, получение рентгеновского теплового излучения).
4. Электрический взрыв плоских и цилиндрических проводников и его применения в качестве мощных источников излучения в видимой, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра.
5. Динамика излучения, возникающего при движении в атмосфере Земли космических объектов со скоростями до 50 км/сек.
6. Динамика и излучение плазмы, возникающей при ударе о поверхность Земли космических объектов со скоростями до 50 км/сек.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического Центра (г.Москва), - Проект В23 - 96.