УДК 533.72

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВНУТРИ ОДНОРОДНОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Н.В. Малай, К.С. Рязанов, А.В. Лиманская, Н.Г. Попов

Белгородский государственный университет,
ул. Победы 85, Белгород, 308015, Россия, e-mail: malay@bsu.edu.ru

Аннотация. Рассмотрены теоретические вопросы влияния электромагнитного излучения на распределение энергии внутри однородной аэрозольной частицы сферической формы и на величину подъемной силы и скорости ее перемещения в стационарных условиях с учетом температурной зависимости газодинамических характеристик частицы и газа.

Ключевые слова: аэрозольная чакстица, распределение температуры, электромагнитное излучение.

В настоящее время все большее значение приобретают научные исследования по различным проблемам физики аэро(гидро)диперсных систем. Это обстоятельство не случайно. В современной науке и технике, в областях химических технологий, гидрометеорологии, охраны окружающей среды и т.д. широко применяют многофазные смеси. Наибольший интерес представляют дисперсные смеси, состоящие из двух фаз, одна из которых есть частицы, а вторая – вязкая среда (газ или жидкость). Газ (жидкость), со взвешенными в ней частицами называют аэрозолями (гидрозолями), а сами частицы – аэрозольными (гидрозольными). Гидро- и аэрозольные частицы могут оказать значительное влияние на протекание физических и физико-химических процессов различного вида в дисперсных системах (например, процессов массо- и теплообмена). Размер частиц дисперсной фазы находится в очень широких пределах от макроскопических и до молекулярных; варьирует соответственно и концентрация частиц – от одной частицы до высококонцентрированных систем. В настоящее время, с учетом развития нанотехнологий и наноматериалов, большую перспективу представляет применение ультрадисперсных (нано-) частиц, например, в наноэлектронике, наномеханике и т.д.

На входящие в состав дисперсных систем частицы могут действовать силы различной природы, вызывающие их упорядоченное движение относительно центра инерции вязкой среды. Так, например, седиментация происходят в поле гравитационной силы. В газообразных средах с неоднородным распределением температуры может возникнуть упорядоченное движение частиц, обусловленное действием сил молекулярного происхождения. Их появление вызвано передачей некомпенсированного импульса частицам молекулами газообразной среды. При этом движение частиц, обусловленное, например, внешним заданным градиентом температуры, называют термофорезом. Если движение обусловлено за счет внутренних источников тепла неоднородно распределенных в объеме частицы, то такое движение называется фотофоретическим.

Явление фотофореза очень широко используется в газообразной среде. Это явление заключается в движении аэрозольных частиц в поле электромагнитного излучения под действием радиометрической силы. Фотофорез может играть существенную роль в атмосферных процессах [1-3]; очистке промышленных газов от аэрозольных частиц; создании установок, предназначенных для селективного разделения частиц по размерам и т.д. Механизм фотофореза можно кратко описать следующим образом. При взаимодействии электромагнитного излучения с частицей, внутри ее происходит выделение тепловой энергии, с некоторой объемной плотностью q_p, которые неоднородно нагревают частицу. Молекулы газа, окружающие частицу, после соударения с ее поверхностью отражаются от нагретой стороны частицы с большей скоростью, чем от холодной. В результате, частица приобретает нескомпенсированный импульс, направленный от горячей стороны частицы к холодной. В зависимости от размеров и оптических свойств материала частицы, более горячей сможет оказаться как освещенная, так и теневая сторона частицы.

С учетом вышесказанного, в качестве примера влияния поглощенного электромагнитного излучения частицей на ее поведение в газообразной среде, рассмотрим фотофорез умеренно крупной аэрозольной частицы сферической формы. Таким образом, задача о поведении поглощающей свет аэрозольной частицы в вязкой неизотермической газообразной среде распадается на две взаимосвязанные части:

1) вычисление распределения электромагнитной энергии по объему частицы, основанное на теории рассеивания света Ми [1,5,11];

2) расчет фотофоретической силы и скорости движения аэрозольной частицы в неоднородно нагреваемой ею самой окружающего газа.

Большинство существующих в настоящее время методов для расчета электромагнитной дифракции на частицах, основаны на теории Ми [11], которая позволяет найти точное решение в виде бесконечных рядов для компонент рассеянного и внутренних полей при дифракции плоской электромагнитной волны на однородном изотропном шаре с известным относительным показателем преломления.

Для расчета полей дифракции кроме аналитической теории Ми и обобщенной теории Лоренца-Ми, в которой рассматривается дифракция произвольного векторного пучка на сферической частице, расположенной на оси или вне оси пучка, существуют, и численные методы для расчета полей дифракции на телах вращения, на частицах произвольной формы и т.д. [1,5,11]. Основываясь на работах, например, [1,5,11] нами была разработана специальная программа, позволяющая находить распределение поглощаемой электромагнитной энергии внутри частиц сферической формы [17].

Приведем краткие результаты точного решения задачи о дифракции электромагнитных волн на сфере, которые необходимые нам далее. Если связать с шаром декартову систему координат так, что плоская линейно поляризованная волна падает в направлении оси OZ, а поляризация направлена вдоль оси OX, то физически реализуемое гармоническое монохроматическое электромагнитное поле (E, H) (с учетом предположения о равенстве единице магнитной проницаемости), должно удовлетворять векторному волновому уравнению [11]

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \qquad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0, \tag{4.1}$$

где $k = \omega m/c$, $m = \sqrt{\epsilon + i4\pi\sigma/\omega}$, ω – частота электромагнитного поля, c – скорость света, $m(\lambda_0)$ – комплексный показатель преломления среды, λ_0 – длина волны; $m(\lambda_0) = n + i\chi$, n – действительная часть показателя преломления (показатель преломления среды); χ – параметр, определяющий поглощение падающей волны в веществе (показатель поглощения), и иметь нулевую дивергенцию

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \qquad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \tag{4.2}$$

Кроме того, вектора $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ не являются независимыми, а удовлетворяют уравнениям

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = i\frac{\omega}{c}\mathbf{H}, \qquad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \left(\frac{4\pi\sigma}{c} - i\frac{\epsilon\omega}{c}\right)\mathbf{E}, \tag{4.3}$$

где макроскопические константы – ϵ (диэлектрическая проницаемость) и σ (удельная проводимость) не зависят от времени и координат, $\omega = 2\pi/\lambda_0$ – циклическая частота.

Векторные волновые уравнения на поверхностях Σ разрыва удовлетворяют стандартным условиям непрерывности тангенциальных составляющих электрических и магнитных полей, а именно:

$$\mathbf{n} \times \left(\mathbf{H}_g - \mathbf{H}_p\right)_{\Sigma} = 0, \qquad \mathbf{n} \times \left(\mathbf{E}_g - \mathbf{E}_p\right)_{\Sigma} = 0. \tag{4.4}$$

Здесь $\mathbf{n}$ – внешняя нормаль к поверхности частицы, направленная в сторону газообразной среды; поля внутри частицы обозначены $(\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p)$; поля $(\mathbf{E}_g, \mathbf{H}_g)$ – в газообразной среде, окружающей частицу.

Таким образом, наша задача (нахождение выражений для расчета компонент векторов электрической и магнитной напряженностей вне и внутри шара) сводится к решению скалярного волнового уравнения в сферических координатах r, θ, φ вида:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + k^2\psi = 0, \tag{4.5}$$

частные решения которого хорошо известны в литературе [1,10,11,16].

И в конечном итоге, например, аналитические выражения для компонент составляющих напряженности электрического поля внутри однородной сферической частицы, имеют вид [18]:

$$E_p^r = \frac{E_0\cos\theta}{k_p^2 r^2}\sum_{\ell=1}^{\infty} C_\ell \ell(\ell+1)\psi_\ell(k_p r)Q_\ell(\theta)\sin\theta,$$

$$E_p^\theta = \frac{E_0\cos\theta}{k_p r}\sum_{\ell=1}^{\infty}\left(\psi_\ell^E S_\ell(\theta) + iF_\ell\psi_\ell(k_p r)Q_\ell(\theta)\right),$$

$$E_p^\varphi = \frac{E_0\cos\theta}{k_p r}\sum_{\ell=1}^{\infty}\left(C_\ell\psi_\ell(k_{pr})Q_\ell(\theta) + iF_\ell\psi_\ell(k_p r)S_\ell(\theta)\right),$$

где $\mathbf{E}_0$ – напряженность электрического поля в падающей волне.

На основе известных компонент электрического и магнитного полей в падающей волне можно в случае одностороннего направленного излучения получить следующее выражение для для плотности тепловых источников внутри частицы q_p [5,10,11,18]

$$q_p(\mathbf{r}) = 2\pi\chi k_0 \mathbf{I}_0 B(\mathbf{r}), \qquad B(\mathbf{r}) = \frac{\left|\mathbf{E}_p\right|^2}{E_0^2}, \tag{4.6}$$

где $\mathbf{E}_p(\mathbf{r})$ – напряженность электрического поля внутри частицы, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число; $\mathbf{I}_0$ – интенсивность падающей волны.

Для вычисления функции $B(\mathbf{r})$, как уже отмечалось выше, была разработана специальная программа [17]. Таким образом, численное решение электродинамической задачи получено.

Перейдем теперь ко второй части поставленной во введении задачи – нахождению фотофоретической силы и скорости движения аэрозольной частицы в неоднородно нагреваемой ею самой окружающем газе. В опубликованных до настоящего времени работах по теории фотофореза это явление достаточно подробно изучено при малых относительных перепадах температуры [4-6], т.е. когда выполняется неравенство $\left(T_{pS} - T_{g\infty}\right)/T_{g\infty} \ll 1$, где T_{pS} – средняя температура поверхности частицы, $T_{g\infty}$ – температура газообразной среды вдали от нее. При значительных относительных перепадах температуры, т.е. когда $\left(T_{pS} - T_{g\infty}\right)/T_{g\infty} \sim 0(1)$ это явление изучено недостаточно [7-8]. Индексы «g» и «p» здесь и далее относятся к газу и частице соответственно; индексом "S" обозначены значения физических величин, взятых при средней температуре поверхности частицы и индексом «∞» – физические величины, характеризующие газообразную среду в невозмущенном потоке.

Следует отметить, что в работах [7-8] численные оценки проводились для частного случая, когда частица поглощает падающее на нее излучение по закону абсолютно черного тела, т.е. поглощение излучения происходит в тонком слое толщиной $\delta R \ll R$ (R – радиус частицы), прилегающем к нагреваемой части поверхности частицы. Что несомненно сказывается на реальной картине явления фотофореза.

Рассмотрим твердую неоднородно нагретую аэрозольную частицу сферической формы радиуса R, взвешенную в газе с температурой T_g, плотностью ρ_g, теплопроводностью λ_g и вязкостью μ_g. Под нагретой частицей понимают частицу, средняя температура поверхности которой существенно отличается от температуры газообразной среды вдали от нее. В этом случае коэффициенты молекулярного переноса нельзя считать постоянными величинами. Они зависят от температуры. В работе при описании свойств газообразной среды (вязкости, теплопроводности) рассматривается степенной вид их зависимости от температуры [9]: $\mu_g = \mu_{g\infty}\left(T_g/T_{g\infty}\right)^{\beta}$, $\lambda_g = \lambda_{g\infty}\left(T_g/T_{g\infty}\right)^{\alpha}$, $\lambda_p = \lambda_{p0}\left(T_p/T_{g\infty}\right)^{\gamma}$, где $\mu_{g\infty} = \mu_g\left(T_{g\infty}\right)$, $\lambda_{g\infty} = \lambda_g\left(T_{g\infty}\right)$, $\lambda_{p0} = \lambda_p\left(T_{g\infty}\right)$, $0.5 \le \alpha, \beta \le 1$, $-1 \le \gamma \le 1$. В частности, для воздуха $\alpha = 0.81$, $\beta = 0.7$; для азота $\alpha = 0.77$, $\beta = 0.69$ (диапазон температур от 300 до 900 К), для частицы меди до температуры плавления $\gamma = -0.1$. Относительная погрешность приведенных формул, при сравнении с экспериментальными данными, не превышает 7% [9].

Неоднородный нагрев частицы обусловлен поглощением электромагнитного излучения. Степень неоднородности зависит от оптических констант материала частицы и параметра дифракции [11]. Газ, взаимодействуя с неоднородно нагретой поверхностью, начинает двигаться вдоль поверхности в направлении возрастания температуры. Это явление называется тепловым скольжением газа. Тепловое скольжение вызывает появление фотофоретической силы и силы вязкого сопротивления среды. Когда величина фотофоретической силы становится равной по величине силы вязкого сопротивления среды, частица начинает двигаться равномерно. Скорость равномерного движения частицы называют фотофоретической скоростью (U_{ph}). Движение частицы происходит при малых числах Пекле и Рейнольдса, частица считается однородной по своему составу и крупной.

Свяжем систему с центром масс движущейся частицы. В этом случае наша задача сводится к анализу обтекания частицы бесконечным плоскопараллельным потоком со скоростью U_∞ и определенная в такой системе координат скорость газа на бесконечности равна с обратным знаком скорости фотофореза, $U_\infty = -U_{ph}$.

В рамках сформулированных выше допущений в работе рассматривается следующая система гидродинамических уравнений, описывающая распределения полей скорости U_g, давления P_g и температуры T вне и внутри нагретой частицы [12,13]

$$\frac{\partial}{\partial x_k}P_g = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu_g\left(\frac{\partial U_k^g}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j^g}{\partial x_k} - \frac{2}{3}\delta_k^j\frac{\partial U_n^g}{\partial x_n}\right)\right), \qquad \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho_e U_k^g) = 0, \tag{4.7}$$

$$\operatorname{div}(\lambda_g \nabla T_g) = 0, \qquad \operatorname{div}(\lambda_p \nabla T_p) = -q_p, \tag{4.8}$$

где x_k, $k = 1, 2, 3$ – декартовы координаты.

Эта система уравнений решалась со следующими граничными условиями в сферической системе координат [11,12]

$$r = R, \qquad U_r^g = 0, \quad U_\theta^g = K_{TS}\frac{\nu_g}{RT_g}\frac{\partial T_g}{\partial \theta},$$

$$T_g = T_p, \quad -\lambda_g\frac{\partial T_g}{\partial r} + \lambda_p\frac{\partial T_p}{\partial r} = \sigma_0\sigma_1\left(T_p^4 - T_{g\infty}^4\right);$$

$$r \longrightarrow \infty, \qquad U_r^g = U_\infty\cos\theta, \quad U_\theta^g = -U_\infty\sin\theta, \quad P_g = P_{g\infty}, \quad T_g = T_{g\infty};$$

$$r \longrightarrow 0, \qquad T_p = \infty, \quad P_p = \infty.$$

Здесь U_r^g и U_θ^g – радиальная и касательная компоненты массовой скорости; λ, μ, ν, – теплопроводность, динамическая и кинематическая вязкости, соответственно; K_{TS} – коэффициент теплового скольжения, выражение для которого находится методами кинетической теории газов. При коэффициентах аккомодации тангенциального импульса α_τ и энергии α_E равных единице, газокинетический коэффициент $K_{TS} = 1.152$ (например [14]); σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана, σ_1 – интегральная степень черноты.

В граничных условиях на поверхности аэрозольной частицы учтено: равенство температур, непрерывность потоков тепла, условие непроницаемости для нормальной и тепловое скольжение для касательной компонент массовой скорости.

При нахождении фотофоретической силы и скорости ограничимся поправками первого порядка малости. Чтобы их найти, нужно знать поля температур вне и внутри аэрозольной частицы, а также поля скоростей и давления в окрестности частицы. Отметим, что коэффициент теплопроводности частицы по величине много больше коэффициента теплопроводности газа (что имеет место для большинства газов). Это допущение приводит к тому, что в коэффициенте вязкости можно пренебречь зависимостью от угла θ в системе «частица-газ» (предполагается слабая угловая асимметрия распределения температуры) и считается, что вязкость связана только с температурой $t_{g0}(r)$, т.е. $\mu_g(t_g(r,\theta)) \approx \mu_g(t_{g0}(r))$. При этом $t_g(r,\theta) = t_{g0}(r) + \delta t_g(r,\theta)$, где $\delta t_g(r,\theta) \quad t_{g0}(r)$, а $\delta t_g(r,\theta)$, $t_{g0}(r)$ определяются из решения тепловой задачи. Это допущение позволяет рассматривать гидродинамическую часть отдельно от тепловой части, а связь между ними осуществляется посредством граничных условий.

Уравнения теплопроводности вне и внутри нагретой аэрозольной частицы решались методом разделения переменных, а при решении линеаризованного по скорости уравнения Навье-Стокса использовался метод решения дифференциальных уравнений в виде обобщенных степенных рядов [8,15,16]. В конечном итоге были получены аналитические выражения для силы и скорости фотофореза нагретой аэрозольной частицы сферической формы:

$$F_{ph} = -6\pi R \mu_{g\infty} f_{ph} \mathbf{J}\, \mathbf{n}_z, \quad U_{ph} = -h_{ph} \mathbf{J}\, \mathbf{n}_z, \quad \mathbf{J} = \frac{1}{V} \;{}_{V}\; q_p z dV, \tag{4.9}$$

где $\mathbf{n}_z$ – единичный вектор в направлении оси $z = r\cos\theta$; $V = 4/3\pi R^3$; ${}_{V}\; q_p z dV$ – дипольный момент плотности тепловых источников.

Входящие в силу и скорость фотофореза выражения f_{ph} и h_{ph} имеют следующий вид:

$$f_{ph} = \frac{4}{3} K_{TS} \frac{\nu_{gS} G_1}{\lambda_{pS} \delta T_{g\infty} t_{pS} N_1}, \qquad h_{ph} = \frac{3}{2} f_{ph} \frac{N_1}{N_2}. \tag{4.10}$$

Явный вид величин δ, t_{pS}, G_1, N_1, N_2 мы не приводим. Они могут взяты из работы [8], где рассматривалась задача об осаждении нагретых аэрозольных частиц сферической формы в поле силы тяжести (использовался аналогичный метод решения линеаризованного по скорости уравнения Навье-Стокса). При оценке коэффициентов f_{ph} и h_{ph} необходимо учитывать, что индексом «S» обозначены значения физических величин, взятые при средней относительной температуре поверхности частицы T_{pS} (см. [8]).

Формулы (4.9) позволяют при известном распределении по объему плотности тепловых источников учесть влияние нагрева поверхности частицы на величину фотофоретической силы и скорости при произвольных относительных перепадах температуры между поверхностью аэрозольной частицы и областью вдали от нее с учетом степенного вида зависимости вязкости, теплопроводности и плотности газообразной среды от температуры. Полученные формулы носят наиболее общий характер.

Из формул (4.9) видно, что величина и направление силы и скорости фотофореза определяется величиной и направлением дипольного момента плотности тепловых источников $\int_V q_p z dV$. В тех случаях, когда дипольный момент отрицательный (когда большая часть тепловой энергии выделяется в той части частицы, которая обращена к источнику излучения), частица движется в направлении падающего излучения. Если дипольный момент положительный (большая часть тепловой энергии выделяется в теневой части частицы), частица будет двигаться навстречу направления распространения излучения. Для вычисления интеграла необходимо знать величину q_p, которая определяется из решения электродинамической задачи МИ, что и сделано в настоящей работе.

Работа первого автора выполнена в рамках Госконтракта № 16.518.11.7058.

Литература

1. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках / Л.: Гидрометеоиздат, 1982. – 300 с.
2. Вальдберг А.Ю., Исянов П.М., Яламов Ю.И. Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнения промышленными аэрозолями / Санкт-Петербург: Нииогазфильтр, 1993. – 235 с.
3. Кабанов М.В. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей / Новосибирск: Наука, 1986. –185 с.
4. Pueshel R.L., Verma S., Rohatschek M., Ferry G.V., Boiadjieva N., Hovard S.D. Strawa A.W. Vertical transport of anthropogenic soot aerosol into the middle atmosphere // J. Geophys. Res. D. – 2000. – 105;3. – P.3727-3736.
5. Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. О возможности фотофоретической левитации частиц в стратосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2003. – 16;1. – С.52-57.
6. Chyi-Yeou Soong, Wen-Ken Li, Chung-Ho, and Pei-Yuan Tzeng Effekt of thermal stress slip on microparticle photophoresis in gaseous media // Optics Letters. – 2010. – 35;5. – P.625-627.
7. Малай Н.В., Щукин Е.Р. Фотофоретическое и термодиффузиофоретическое движение нагретых нелетучих аэрозольных частиц // ИФЖ. – 1988. – 54;4. – С.628-634.
8. Малай Н.В., Щукин Е.Р., Стукалов А.А., Рязанов К.С. Гравитационное движение равномерно нагретой твердой частицы в газообразной среде // ПМТФ. – 2008. – 1. – С.74-80.
9. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей. Инженерные методы расчета / М.: Химия, 1966. – 536 с.
10. Береснев С.А., Кочнева Л.Б. Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей // Физика атмосферы и океана. – 2003. – 16;2. – С.134-141.
11. Борен К.Ф., Хафмен Д.Р. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / М.: Мир, 1986. – 660 с.
12. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса М.: Мир, 1976. – 630 с.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.6. Гидродинамика / М.: Наука, 1986. – 736 с.

14. Поддоскин А.Б., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Теория термофореза умеренно крупных аэрозольных частиц // ЖТФ. – 1982. – 52;11. – С.2253-2262.

15. Коддингстон Э.А., Левинсон Н. Теория обыкновенных дифференциальных уравнений / М.: Иностр. лит-ры, 1958. – 474 с.

16. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / М.: Физ.-мат. лит-ра, 1961. – 704 с.

17. Рязанов К.С., Попов И.В., Малай Н.В. Вычисление распределения поглощаемой элек- тромагнитной энергии внутри частиц сферической формы / Свид. о госуд. регистрации программы для ЭВМ № 2010616043 14.09.2010.

18. Прищивалко А.П., Бабенко В.А., Кузьмин В.Н. Рассеяние и поглощение света неодно- родными и анизотропными сферическими частицами / Минск: Наука и техника, 1984. – 264 с.

INFLUENCE OF ELECTROMAGNETIC RADIATION ON ENERGY DISTRIBUTION IN UNIFORM SPHERICAL AEROSOL PARTICLE

N.V. Malay, K.S. Ryazanov, A.V. Limanskaya, N.G. Popov

Belgorod State University,
Pobedy St., 85, Belgorod, 308015, Russia, e-mail: malay@bsu.edu.ru

Abstract. Theoretical questions connected with electromagnetic radiation influence on the energy distribution into uniform aerosol spherical particle are under consideration. Besides, the influence on the force value and the particle velocity in stationary conditions with account of the temperature dependence of gas dynamic characteristics connected with particle and gas.

Key words: aerosol particle, temperature distribution, electromagnetic radiation.