

УДК 551.46.07
537.87
621.371

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ ПЛОТНО УПАКОВАННЫХ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

В. Ю. Райзер, Е. А. Шарков

Предложена модель для расчета диэлектрических и излучательных характеристик грубодисперсных систем в СВЧ диапазоне. Рассмотрен механизм радиоизлучения плотно упакованных сред типа пены и показано, что он связан с дифракционным поглощением электромагнитной энергии пузырьками эмульсионного монослоя. Проанализированы возможности различных моделей для интерпретации экспериментальных зависимостей теплового радиоизлучения дисперсных систем.

Вопрос о роли пенообразования в формировании теплового радиоизлучения моря рассматривался в ряде работ по дистанционному зондированию (см., например, [1, 2]). До последнего времени, однако, не удавалось найти адекватного электродинамического описания этого явления, что в значительной степени затрудняет интерпретацию данных дистанционных наблюдений.

Известны попытки моделирования пенного покрова многослойной структурой пленок воды и воздуха, переходным диэлектрическим слоем и др. [1, 2], которые при анализе экспериментальных данных в большинстве случаев оказывались малоэффективными. Естественно, подобный феноменологический подход полностью игнорирует специфику дисперсной среды как системы взаимодействующих с электромагнитным полем частиц. Однако теоретически задача рассеяния и излучения в плотно упакованной среде типа пены представляется чрезвычайно сложной, и ее необходимо решать в определенных физических приближениях.

В настоящей статье рассмотрен возможный способ учета дифракции на пузырьках пены при ее макроскопическом описании. Используются классические формулы молекулярной оптики и оптики рассеивающих сред, обобщенные на случай полидисперсной системы полых сферических частиц. Модель позволяет объяснить эффекты теплового излучения пенного покрова в СВЧ диапазоне, наблюдаемые в эксперименте.

1. Цикл лабораторных исследований [3-5] в широком диапазоне длин волн $\lambda = 0,26 \div 18$ см позволил выяснить ряд новых закономерностей в тепловом излучении грубодисперсных систем (пен). Было экспериментально показано, в частности, что значительное увеличение радиояркостной температуры за счет пенного покрова обязано слою плотно упакованных газовых пузырьков, расположенных непосредственно на водной поверхности (эмульсионному монослою)*. Приращение яркостной температуры за счет монослоя, толщина которого $h \sim d \approx 0,1$ см (d — диаметр пузырьков), составляли $\Delta T_{\pi} \approx 100$ К в диапазоне $\lambda = 0,8 \div 2$ см. Яркостная температура гладкой водной

* Заметим, что эмульсионный монослой — это довольно распространенная структура устойчивой морской пены [6]

Таблица 1

№	Формула $\epsilon_{\text{эфф}}$	Параметры модели	Пределы применимости
(1)	$\epsilon_{N\alpha} = \frac{1 + \frac{8}{3} \pi N\alpha}{1 - \frac{4}{3} \pi N\alpha}$	$\overline{N\alpha} = \frac{k \int \alpha(a) f(a) da}{(4/3) \pi \int a^3 f(a) da}$ $\alpha = a^3 \frac{(\epsilon_0 - 1)(2\epsilon_0 + 1)(1 - q^3)}{(\epsilon_0 + 2)(2\epsilon_0 + 1)(1 - q^3) + 9\epsilon_0 q^3}$	$\left. \begin{aligned} \lambda &\geq 0,8 \text{ см} \\ a &\lesssim 0,1 \text{ см} \\ \delta &\lesssim 5 \cdot 10^{-3} \text{ см} \\ 0 &\leq k \leq 1 \end{aligned} \right\} \text{ рэлеевская} \\ & \text{область} \\ & \text{рассеяния}$
(2)	$\epsilon_{NS} = 1 + i4\pi \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{-3} \overline{NS_0}$	$\overline{NS_0} = \frac{k \int S_0(a) f(a) da}{(4/3) \pi \int a^3 f(a) da}$ $S_0 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{2} (A_n + B_n)$	$\left. \begin{aligned} 0,1 &\lesssim \lambda < 0,8 \text{ см} \\ a, \delta &\text{ — произвольные} \\ 0 &\geq k \geq 1 \end{aligned} \right\} \text{ область} \\ & \text{рассеяния} \\ & \text{Мн}$

A_n, B_n — коэффициенты Мн для полой сферической частицы [8].

поверхности без слоя порядка $T_{\text{яо}} \approx 100$ К. Примечательно, что наличие богатой структурной иерархии в более толстом ($h \sim 1$ см) слое пены не оказывало на яркостную температуру столь существенного влияния.

Указанный эффект не удается количественно объяснить в рамках известных феноменологических моделей [4]. В связи с этим ниже рассматривается модель, учитывающая взаимодействие электромагнитного излучения и пузырьков дисперсной среды.

2. Для простоты рассмотрим вариант, когда пузырьки (масштаба длины радиоволны) взвешены в неограниченном свободном пространстве. Единичный пузырек представим в виде двухслойной концентрической сферы, ядро которой заполнено воздухом, а оболочка — водой (полая сферическая частица). Строгое решение дифракционной задачи для двухслойной сферы впервые в общем виде получено в работе [7] на основе теории Ми. Специальный численный расчет [8] показал, что в диапазоне $\lambda \gtrsim 0,8$ см пузырьки диаметрами $d \leq 0,2$ см можно считать диполями, а сечение поглощения для них существенно превышает сечение рассеяния. Эти обстоятельства послужили физической основой для построения нашей модели.

3. Для оценки эффективных СВЧ характеристик эмульсионной среды воспользуемся выражениями [9], обобщенными на случай полидисперсной системы полых сферических частиц (табл. 1). Это — формула Лорентца — Лоренца (1), учитывающая дипольное взаимодействие в плотно упакованной системе (квазистатистическое приближение), и формула Хюлста (2), описывающая вклад мультипольного момента частицы в эффективную проницаемость (приближение электродинамически разреженной среды).

Параметры, входящие в формулы (1) и (2), следующие: a и δ — внешний радиус и толщина оболочки пузырька, $f(a)$ — нормированная функция распределения по размерам, N и k — объемная концентрация и коэффициент упаковки частиц, ϵ_0 — комплексная диэлектрическая проницаемость вещества оболочки (воды), α и S_0 — комплексные поляризуемость и амплитуда рассеяния «вперед» полый сферической частицы, λ — длина электромагнитной волны в вакууме, $q = 1 - \delta/a$ — коэффициент «заполнения» полости частицы.

Рассмотрим результаты модельных расчетов $\epsilon_{\text{эфф}}$ по соотношениям (1) и (2). Воспользуемся эмпирическими значениями параметров $f(a)$ ($0,01 \leq a \leq 0,1$ см), $\delta \sim 10^{-3}$ см, $N \sim 5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$ [6], а также теоретически найденными величинами комплексной диэлектрической проницаемости воды $\epsilon_0(\lambda)$ [10], зависящими, кроме того, от ее температуры и солености.

На рис. 1 приведены спектральные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей $\epsilon_{N\alpha}(\lambda)$ для нескольких значений толщины оболочки пузырька δ . Для сравнения приведем аналогичные зависимости $\epsilon_c(\lambda)$, рассчитанные по формуле Оделевского [11]:

$$\sum_{i=1}^2 \frac{\epsilon_i - \epsilon_c}{\epsilon_i + 2\epsilon_c} c_i = 0, \quad (3)$$

где ϵ_i и c_i — диэлектрические проницаемости и объемные концентрации фаз в смеси. Формула (3) отражает традиционный способ электродинамического описания пенной структуры как двухфазной статистической смеси воды и воздуха (статическое приближение). Заштрихованная область на рис. 1 ограничена двумя кривыми $\epsilon_c(\lambda)$, которым соответствуют значения $c_0 = 0,01$ и $0,20$ (относительное содержание воды в смеси).

Как видно из рис. 1, соотношения (1) и (3) дают различные результаты. Область дисперсии $\epsilon_{N\alpha}(\lambda)$ оказывается гораздо шире, чем область $\epsilon_c(\lambda)$, причем мнимая часть $\epsilon_{N\alpha}''$ имеет максимум в диапазоне $\lambda = 0,8 \div 2$ см и превышает соответствующую величину ϵ_c'' .

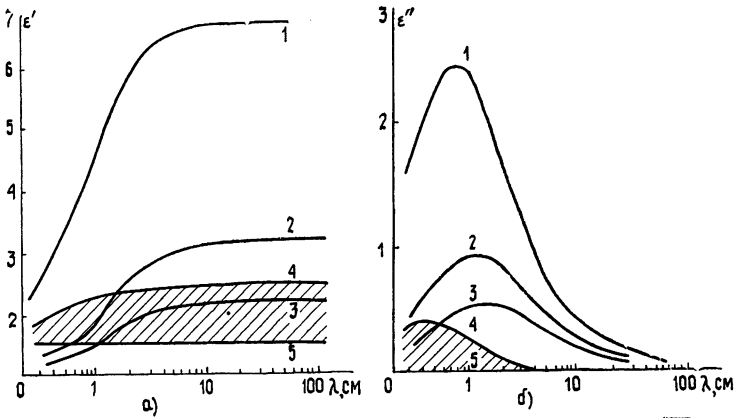


Рис. 1. Спектральные зависимости $\epsilon_{эфф}(\lambda)$. Температура $T_0 = 293$ К, соленость $S = 0\%$. Расчет $\epsilon_{N\alpha}$: 1 — $\delta = 10^{-2}$ см; 2 — $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см; 3 — $\delta = 10^{-3}$ см. Расчет ϵ_c : 4 — $C_0 = 0,20$, 5 — $C_0 = 0,01$.

На рис. 2 приведены зависимости комплексной проницаемости ϵ_{NS} от радиуса пузырька a для случая монодисперсной системы. Комплексная величина $S_0(a, \delta, \lambda)$ рассчитана по точным формулам [7, 8]. Объемная концентрация частиц задана как функция их размеров: $N(a) = k / (4\pi a^3/3)$, где $k = 0,74$ (компактно-гексагональная упаковка). Из этого рисунка следует, что монодисперсная система пузырьков в СВЧ диапазоне обладает максимумом поглощения. Максимум мнимой части ϵ_{NS}'' обусловлен влиянием мультипольных моментов полых сферических частиц, т. е. высшими членами разложения амплитуды рассеяния $S_0(x) = \alpha x^3 + \beta x^5 + \gamma x^7 + \dots$ по параметру дифракции $x = 2\pi a \lambda^{-1}$. Интересно отметить, что первые резонансные эффекты Ми, связанные с осцилляциями функции $S_0(x)$, появляются для пузырьков при условии $a \sim \lambda/4$ [8].

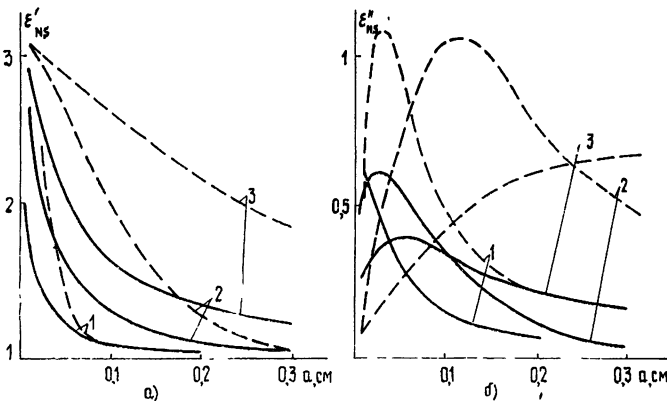


Рис 2 Зависимость ϵ_{NS} от a для монодисперсной системы пузырьков; $T_0 = 293$ К; $S = 0\%$, 1 — $\lambda = 0,26$ см, 2 — $\lambda = 0,86$ см; 3 — $\lambda = 2,08$ см. Сплошная линия — $\delta = 10^{-3}$ см, пунктир — $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см

Таким образом, учет дипольного (мультипольного) момента полых сферических частиц в модели приводит к увеличению как действительной, так и, в особенности, мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости среды. Иными словами, общие электромагнитные потери в среде за счет дифракционного механизма существенно возрастают. Характерно также, что эти условия реализуются в достаточно широком диапазоне длин волн, включая и дециметровые волны. Последнего не удается достичь при использовании формул для гетерогенных смесей (статистических или матричных), которые исключают из рассмотрения граничные эффекты, связанные с геометрией фазовых компонент [11].

4. Дисперсную систему будем моделировать плоской слоисто-неоднородной структурой с некоторым законом изменения комплексной диэлектрической проницаемости по глубине $\epsilon(z)$. Для расчета излучательных характеристик воспользуемся численным методом, основанным на дискретизации неоднородного полупространства на систему плоскопараллельных и диэлектрических однородных слоев не обязательно равной толщины [12]. Данный алгоритм позволяет учесть эффекты многократных отражений в слоистой структуре и проанализировать разнообразные радиотепловые модели с любыми комплексными профилями $\epsilon(z)$.

В работе [4] показано, что наличие резких границ раздела в слоистой структуре типа «вода — воздух» приводит к резонансным зависимостям коэффициента излучения. Монотонность частотной характеристики системы в СВЧ диапазоне, наблюдаемая в эксперименте, объясняется только при использовании переходного диэлектрического слоя с плавноменяющимися параметрами в пределах $1 \leq \epsilon(z) \leq \epsilon_0$. Такой слой хорошо и в широком диапазоне согласовывает волновые сопротивления воды и воздуха, что уменьшает отражение от границы раздела двух сред. Весьма эффективен, например, слой с изменением $\epsilon(z)$ по закону гиперболического тангенса [13]:

$$\epsilon(z) = \frac{1}{2}(\epsilon_n + \epsilon_k) + \frac{1}{2}(\epsilon_n - \epsilon_k) \operatorname{th} \frac{mz}{2}, \quad (4)$$

где ϵ_n и ϵ_k — диэлектрические проницаемости пограничных сред, $m > 0$ — коэффициент «плавности» гиперболической функции. В случае чистого перехода «вода — воздух» ($\epsilon_n = 1$ и $\epsilon_k = \epsilon_0$) расчет для слоя толщиной $h \approx 1$ см с использованием формулы (4) дает величину коэффициента излучения системы в миллиметровом диапазоне $x \sim 1$ [4].

В качестве рабочих рассмотрим две радиотепловые модели, соответствующие дисперсным системам эмульсионного и полиэдрического типов [3, 4]. Схематически эти модели изображены на рис. 3. Их геометрические параметры выбраны на основе эмпирических оценок, сделанных по микрофотографиям [3, 4], а диэлектрические — отвечают расчетным значениям $\epsilon_{\text{эфф}}$ (табл. 1).

За модель эмульсионной системы (а) можно принять двухслойную структуру с нерезкой нижней границей. Тонкий переходный слой, введенный на границе подстилающей среды по формуле (4), описывает, на наш взгляд, согласующее воздействие мелкомасштабной шероховатости или «размытость» водной поверхности, создаваемую плавающими пузырьками*.

В случае полиэдрической системы (б) модель предусматривает вертикальное распределение пузырьков в дисперсном слое. Для толстого слоя пены характерно изменение размеров частиц в очень широких пределах: от долей миллиметра у поверхности воды до сантиметра

* В противном случае пришлось бы решать довольно громоздкую задачу о рассеянии радиоволн на пузырьке, расположенном на границе раздела двух сред.

в пограничной с атмосферой области. С увеличением высоты пузырьки теряют свою сферичность и превращаются в многогранные ячейки, скрепленные жидкими пленками [3, 4]. Выбирая, например, зависимость радиуса пузырька a от координаты z линейной и используя приближение Хюльста, получим непрерывный профиль $\epsilon_{NS}[a(z)]$. Такой профиль показан на рис. 2 для трех длин волн и отвечает, по существу, чисто переходному слою.

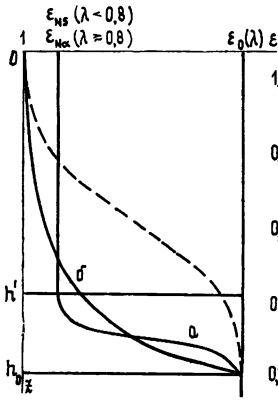


Рис. 3.

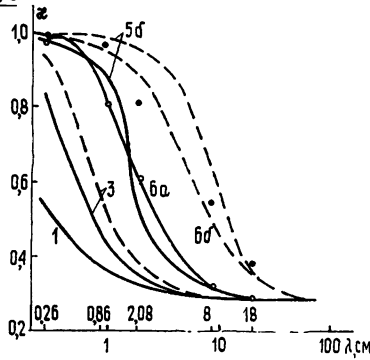


Рис. 4.

Рис. 3. Схемы моделей дисперсных систем: а) эмульсионная структура, $h_0 = 0,013$ см и $h' = 0,10$ см; б) полиэдрическая структура, $h_0 = 1$ см; пунктир — плавный переход $\epsilon(z)$ по формуле (4).

Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента излучения дисперсных систем по данным различных моделей. Расчет: $T_0 = 293$ К; $S = 0\%$; $\theta = 35^\circ$, горизонтальная поляризация; $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см. Сплошная линия — эмульсионная структура; пунктир — полиэдрическая структура; 1 — гладкая водная поверхность. Номера кривых и моделей (табл. 2) совпадают. Экспериментальные данные [4]: светлые кружки — эмульсионный монослой; темные кружки — слой пены полиэдрической структуры.

5. В табл. 2 дан перечень существующих в настоящее время радиотепловых моделей пенного покрова и показана их адекватность нашему лабораторному эксперименту [4]. Дополнительно на рис. 4 и 5 проведено сопоставление теоретических и экспериментальных данных* по спектральным $\kappa(\lambda)$ и поляризационным $\kappa(\theta)$ зависимостям коэффициента излучения систем двух типов.

Как уже отмечалось, модели типа однородного или неоднородного диэлектрического слоя с параметрами, отвечающими гетерогенной смеси воды и воздуха [1, 4], не дают количественного согласия с экспериментом. То же самое относится и к моделям дискретной слоистой структуры [1, 2], и к моделям плавных переходных слоев [4].

В моделях дискретной рассеивающей среды [8, 14] строго учитываются дифракционные свойства пузырьков, что позволяет получить лучшее согласие с экспериментом. «Оптические» модели основаны на решении феноменологического уравнения переноса излучения, т. е. предполагают полную некогерентность актов рассеяния и поглощения, что, вообще говоря, не удовлетворяет случаю грубодисперсной системы с плотной упаковкой частиц. Кроме того, оптическая модель качественно не описывает поляризационные характеристики излучения $\kappa(\theta)$,

* Погрешность всех измерений составляла 1—2%.

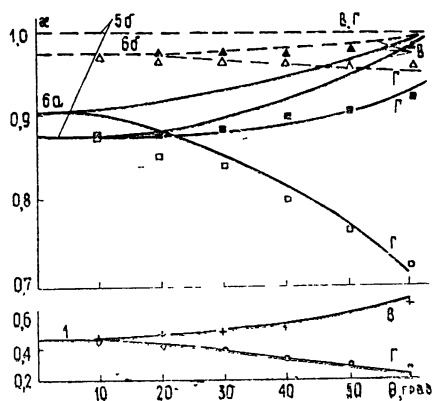
наблюдаемые экспериментально (рис. 5). Согласие же со спектральными зависимостями $\alpha(\lambda)$ нарушается при увеличении оптической толщины рассеивающего слоя (см. Приложение).

Т а б л и ц а 2

Наименование модели, метод расчета	Ссылка	Адекватность лабораторному эксперименту			
		Эмульсионный монослой		Полиэдрическая структура	
		$\alpha(\lambda)$	$\alpha(\theta)$	$\alpha(\lambda)$	$\alpha(\theta)$
1. Однородный диэлектрический слой с резкими границами, отвечающий матричной смеси воды и воздуха	[1]	--	+ --	--	+ --
2. Дискретная плоскостроистая структура из пленок воды и воздуха	[1]	--	--	--	--
3. Неоднородный диэлектрический слой, отвечающий статистической смеси воды и воздуха	[4]	+ --	+ --	+ --	+ --
4. Чисто переходной слой с плавно-меняющимися параметрами	[4]	+ --	+ --	+ --	+ --
5. Дискретная рассеивающая среда из полых сферических частиц с водяной оболочкой					
а) скалярное уравнение переноса излучения без учета поляризации, теория Ми	[8]	+ --	--	+ --	--
б) то же, но с учетом поляризации и без учета многократного рассеяния	[14]	+ --	--	+ --	--
6. Сплошная слоисто-неоднородная среда с эффективными диэлектрическими параметрами					
а) однородный диэлектрический слой из рассеивающих частиц полый сферической формы и нерезкой границей раздела с водной поверхностью; формула Лорсента — Лоренца	Рис. 3а	+ +	+ --	--	--
б) неоднородный диэлектрический слой с учетом распределения по высоте частиц той же формы; приближение Хюлста	Рис. 3б	--	--	+ +	+ --

+ — согласуется качественно, но не количественно, + + согласуется и качественно и количественно, -- не согласуется ни качественно, ни количественно.

Рис. 5 Коэффициент излучения в зависимости от угла наблюдения на волне $\lambda = 0,86$ см. Расчет: $T_0 = 300$ К; $S = 0\%$; $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ см. Обозначения те же, что на рис. 4; экспериментальные данные для вертикальной (В) и горизонтальной (Г) поляризаций: крестики, кружки — гладкая водная поверхность, темные и светлые квадратики — эмульсионный монослой, темные и светлые треугольники — слой пены полиэдрической структуры



Макроскопическое описание системы с введением в эффективные параметры дипольного (мультипольного) момента пузырька, по-видимому, наиболее полно отражает свойства грубодисперсной среды в СВЧ диапазоне. При этом в дипольном приближении учитываются кооперативные эффекты, связанные с плотной упаковкой частиц, что существенно для сантиметрового диапазона. Модели, приведенные на рис. 3а, б, удовлетворительно соответствуют данным лабораторных измерений спектральных и поляризационных характеристик радиоизлучения дисперсных систем рассматриваемых типов.

В заключение отметим, что описанный модельный подход с использованием приближений Лорентца — Лоренца и Хюльста можно обобщить на более широкий класс природных объектов. К их числу, по-видимому, относятся морской лед и снег, водонефтяные эмульсии, увлажненные почвы и грунты и другие системы, чьи электродинамические свойства существенно зависят от структурных характеристик дисперсной среды, конфигурации и упаковки ее частиц.

Авторы признательны В. С. Эткину за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В Приложении мы получим то решение уравнения переноса излучения, по которому оценивались спектральные и поляризационные характеристики радиоизлучения дисперсных систем.

Пусть плоскопараллельный слой полых сферических частиц расположен на водной поверхности. Скалярное уравнение переноса излучения в случае осевой симметрии имеет вид [15]

$$\mu (\partial I(\tau, \mu) / \partial \tau) + I(\tau, \mu) = F(\tau, \mu), \quad \mu = \cos \theta, \quad (\text{П.1})$$

где спектральная функция источника

$$F(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_b [T(\tau)] + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 g(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu'. \quad (\text{П.2})$$

Здесь τ — оптическая толщина слоя, $\omega = \sigma/\beta$ — спектральное альбедо однократного рассеяния и g — индикатриса рассеяния единицы объема среды, I_b — спектральная функция Планка, T — термодинамическая температура слоя.

Граничные условия для зеркально отражающей подстилающей поверхности и при отсутствии падающего извне излучения запишутся как

$$I(0, \mu) = \varphi(\mu), \quad I(\tau_0, -\mu) = 0, \quad \mu > 0, \quad (\text{П.3})$$

где $\varphi(\mu)$ — заданная функция.

При отыскании решения уравнения (П.1) обычно разделяют интенсивность I на две составляющие (двухпотоковое приближение): прямую I^+ и обратную I^- . Решения в этом случае записываются в виде [15]

$$I^+(\tau, \mu) = I^+(0, \mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^\tau \frac{1}{\mu} F(\tau', \mu) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau', \quad (\text{П.4})$$

$$I^-(\tau, \mu) = I^-(\tau_0, \mu) e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} - \int_\tau^{\tau_0} \frac{1}{\mu} F(\tau', \mu) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau',$$

а граничные условия —

$$I^+(0, \mu) = \varphi(\mu), \quad I^-(\tau_0, -\mu) = 0, \quad \mu > 0. \quad (\text{П.5})$$

Для функции $\varphi(\mu)$ имеем

$$\varphi(\mu) = I^-(0, -\mu) R(\mu) + [1 - R(\mu)] I_b(T_0), \quad (\text{П.6})$$

где $R(\mu)$ — спектральный френелевский коэффициент отражения подстилающей среды и T_0 — ее термодинамическая температура.

Спектральный коэффициент излучения системы при условии ее изотермичности ($T = T_0 = \text{const}$) определяется в соответствии с законом Кирхгофа следующим образом:

$$\kappa(\mu) = I^+(\tau_0, \mu) / I_b(T_0), \quad (\text{П.7})$$

где $I_b = CT_0$ (закон Рэлея — Джинса), C — постоянная.

В приближении слабо рассеивающей среды ($\omega \ll 1$), каковой будем считать полидисперсную систему пузырьков, спектральную функцию источника F можно положить равной

$$F = (1 - \omega) I_b(T_0) = \text{const}, \quad (\text{П.8})$$

и тогда уравнение (П.1) допускает простое аналитическое решение, удовлетворяющее граничным условиям (П.3).

После несложных преобразований из (П.4) — (П.8) получаем следующее выражение для спектрального коэффициента излучения системы:

$$\begin{aligned} \kappa(\mu) = [1 - R(\mu)] e^{-\tau_0/\mu} + (1 - \omega) (1 - e^{-\tau_0/\mu}) + \\ + R(\mu) (1 - \omega) (1 - e^{-\tau_0/\mu}) e^{-\tau_0/\mu}. \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

Первый член (П.9) описывает излучение подстилающей среды, ослабленное в рассеивающем слое, а второй и третий — собственное и зеркально отраженное излучение слоя с учетом потерь на рассеяние.

При $\omega = 0$ (рассеяние в слое отсутствует) формула (П.9) преобразуется к виду [14]

$$\kappa(\mu) = 1 - R(\mu) e^{-2\tau_0/\mu}. \quad (\text{П.10})$$

Здесь $\tau_0 = h_0 \beta$, где

$$\beta = N \int \pi a^2 Q_e(a) f(a) da \quad (\text{П.11})$$

и Q_e — фактор эффективности ослабления полой сферической частицы [8].

Зависимости $\kappa(\lambda)$ и $\kappa(\theta)$, приведенные на рис. 4 и 5, рассчитаны по формулам (П.10), (П.11).

Численно (П.9) и (П.10) различаются при условии $\tau_0 \lesssim 1$, которое реализуется в коротковолновой части миллиметрового диапазона. При $\tau_0 \sim 10$ величина $\kappa \approx 1 - \omega$ и поляризационные зависимости $\kappa(\theta, \tau)$ практически отсутствуют (рис. 5).

Интересно также отметить, что учет интегрального члена в уравнении переноса (П.1), описывающего многократное рассеяние в слое, не приводит к существенному изменению спектральных характеристик $\kappa(\lambda)$, о чем свидетельствует сравнение наших расчетов с результатами решения аналогичной задачи методом двойных сферических гармоник [8]. Однако последнее решение в отличие от нашего (формула (П.10)) содержит полусферические значения спектральных коэффициентов $\kappa(\lambda)$ и не учитывает поляризацию излучения. Поэтому выполненная в работе [8] интерпретация экспериментальных данных [4] имеет чисто качественный характер.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Башариннов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радионизлучение Земли как планеты — М.: Наука, 1974.
- 2 Райзер В. Ю., Шарков Е. А., Эткин В. С. Препринт ИКИ АН СССР № 306 — М., 1976.
- 3 Милицкий Ю. А., Райзер В. Ю., Шарков Е. А., Эткин В. С. — ЖТФ, 1978, 48, № 5, с. 1031.
- 4 Бордонский Г. С., Василькова И. Б., Веселов В. М. и др. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 6, с. 656.
- 5 Райзер В. Ю. Диссертация. ИКИ АН СССР. — М., 1979.
- 6 Райзер В. Ю., Шарков Е. А. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1980, 16, № 7, с. 772.
- 7 Aden A. L., Kerker M. — J. Appl Phys., 1951, 22, № 10, p. 1242.
- 8 Домбровский Л. А. — Изв. АН СССР Сер. Физика атмосферы и океана, 1979, 15, № 3, с. 282.
- 9 Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. — М.: ИЛ, 1961.
- 10 Райзер В. Ю., Шарков Е. А., Эткин В. С. Препринт ИКИ АН СССР № 164. — М., 1974.
- 11 Оделевский В. И. — ЖТФ, 1951, 21, № 6, с. 667.
- 12 Раев М. Д., Шарков Е. А., Ширяева Т. А., Эткин В. С. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 3, с. 632.
- 13 Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973.
- 14 Райзер В. Ю., Шарков Е. А. Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — Томск: 1978. Т. 2, с. 205
- 15 Оцисик М. Н. Сложный теплообмен — М.: Мир, 1976

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1980 г.

TO THE PROBLEM OF ELECTRODYNAMIC DESCRIPTION OF CLOSE- PACKED DISPERSIVE SYSTEMS

V. Yu. Raizer, E. A. Sharkov

A model is suggested for calculation of dielectric and radiating characteristics of roughly dispersive systems in VHF range. A radiation mechanism is considered of close-packed media of foam type and it is shown that it is associated with diffraction absorption of electromagnetic energy by bubbles of emulsion monolayer. Possibilities of different models have been analysed for interpretation of experimental dependences of the thermal radiation of dispersive systems
