ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XV, № 8 РАДИОФИЗИКА 1972

УДК 538.56 : 519.25

О ГРАНИЦАХ ПРИМЕНИМОСТИ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СРЕДНЕГО ПОЛЯ В ДИСКРЕТНОЙ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ КОРРЕЛЯЦИЙ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Ю. Н. Барабаненков

Рассматривается когерентное рассеяние скалярных волн рассеивающей средой, состоящей из коррелированных дискретных рассеивателей и занимающей объем шара. Методом преобразованного стохастического уравнения исследуются условия, при которых в уравнении Дайсона необходимо учитывать двухчастичные корреляции рассеивателей, а трехчастичными можно пренебречь. В случае длинных по сравнению с радиусом корреляции рассеивателей волн вычисляется коэффициент экстинкции с учетом двухчастичных корреляций и оцениваются поправки к амплитуде когерентного рассеяния волн шаром. Показывается, что условия, при которых вклады этих поправок в сечения ослабления, «поглощения» и рассеяния когерентного излучения пренебрежимо малы можно сформулировать в терминах эффективного волнового числа и параметра неидеальности ансамбля рассеивателей.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] предложен метод приближенного решения стохастических интегральных уравнений с ядром и неоднородным членом, испытывающими малые флуктуации. Метод заключается в следующем.

В нулевом приближении ядро и неоднородный член уравнения заменяем их средними значениями. Если среднее значение ядра равно нулю, то обращаемся к итерированному уравнению и заменяем его ядро и неоднородный член их средними значениями. При этом получается неслучайное уравнение, определяющее приближенное среднее значение решения и совпадающее с уравнением в приближении локальной статистической независимости Бурре [2]. Для оценки отклонения решения от найденного его приближенного среднего значения преобразуем исходное уравнение с помощью резольвенты усредненного ядра. Преобразованное уравнение является точным, его ядро равно флуктуационной части ядра исходного или итерированного исходного уравнения, а среднее значение неоднородного члена равно найденному приближенному среднему значению решения. Преобразованное уравнение в свою очередь можно подвергнуть описанному преобразованию. В результате получаются преобразованные уравнения различного порядка.

В [1] методом преобразованного стохастического уравнения исследованы границы применимости уравнений Дайсона (Д) в приближении Фолди для среднего значения скалярного волнового поля в дискретной рассеивающей среде, состоящей из слабых рассеивателей. В данной работе исследуются границы применимости уравнения Д для среднего поля в такой же среде, но уже с учетом двухчастичных корреляций рассеивателей. Такого рода уравнение может представить интерес при решении задач когерентного рассеяния электромагнитных волн в неидеальном газе вблизи критической точки конденсации, а также в достаточно плотной плазме [3].

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уравнение Д с учетом двухчастичных корреляций слабых рассеивателей возьмем в виде

$$\begin{gathered} \psi_2 = \psi_0 + G_0 M_2 \psi_2, \\ M_2 = t_1 g_1(1) + t_1 G_1 t_2 g_2(1\ 2), \end{gathered} \tag{1}$$

где G_1 обозначает функцию Грина уравнения Д в приближении Фолди с массовым оператором, равным $M_1 = t_1 g_1(1)$. Оператор M_2 уравнения (1) в отличие от массового оператора [4], взятого в приближении двукратного рассеяния, содержит в члене с двухчастичной корреляционной функцией $g_2(1\,2)$ функцию Грина G_1 вместо функции Грина свободного пространства G_0. Иначе говоря, в M_2 учитывается экстинкция волн.

Ядро G_0M_2 уравнения (1) отличается от ядра модифицированного уравнения Келлера второго порядка [1] тем, что в ядре уравнения Келлера имеется дополнительный член, равный $G_0 t_1 (G_1 - G_0) t_1 g_1(1)$.

Разложение (23) из [1] для среднего поля $\overline{u} = \overline{\psi}$ имеет вид

$$\begin{gathered} \overline{\psi} - \psi_2 = G_2 t_1 (G_1 - G_0) t_1 g_1(1) \psi_2 + G_2 (t_1 G_1 t_1 G_2 t_1 \psi_1 - \\ - t_1 G_0 t_1 G_1 t_1 \psi_2) g_1(1) + G_2 (t_1 G_1 t_2 G_2 t_2 \psi_1 - t_1 G_1 t_2 G_0 t_2 \psi_2) \times \\ \times g_2(1\ 2) + G_2 t_1 G_1 t_2 G_2 t_1 g_2(1\ 2) \psi_1 + G_2 t_1 G_1 t_2 G_2 t_3 \times \\ \times g_3(1\ 2\ 3) \psi_1 + \ldots + \widetilde{O}(\varepsilon^4), \end{gathered} \tag{2}$$

где ψ_1 — волновое поле, удовлетворяющее уравнению Д в приближении Фолди, G_2 — функция Грина для уравнения Д (1), $g_3(1\,2\,3)$ — трехчастичная корреляционная функция рассеивателей. В правую часть разложения (2) входят еще некоторые члены порядка $\widetilde{O}(\varepsilon^3)$, обозначенные через многоточие; мы их не стали выписывать явно потому, что они аналогичны выписанным членам.

Для сравнения приведем обычный борновский ряд теории возмущений для среднего поля:

$$\begin{gathered} \overline{\psi} - \psi_0 = G_0 t_1 g_1(1) \psi_0 + G_0 (t_1 G_0 t_2 + t_1 G_0 t_2 G_0 t_1) \times \\ \times g_1(1) g_1(2) \psi_0 + G_0 t_1 G_0 t_2 G_0 t_3 \left[g_1(1) g_1(2) g_1(3) + \right. \\ \left. + \sum g_1(1) g_2(2\ 3) \right] \psi_0 + G_0 (t_1 G_0 t_2 + t_1 G_0 t_2 G_0 t_1) \times \\ \times g_2(1\ 2) \psi_0 + G_0 t_1 G_0 t_2 G_0 t_3 g_3(1\ 2\ 3) \psi_0 + O(\varepsilon^4). \end{gathered} \tag{3}$$

Сумма в правой части этого разложения берется по всевозможным перестановкам аргументов 1, 2, 3.

В разложении (2), как видно, нет членов, изображаемых слабо связными диаграммами. Более того, члены (2) содержат только одногрупповые (по числу корреляционных групп) ядра, которые убывают при разнесении их аргументов как корреляционные функции рассеивателей или вовсе обращаются в нуль, когда расстояние между аргументами больше диаметра рассеивателя. В разложении (3) имеются члены, изображаемые слабо связными диаграммами, а также члены с двухгрупповыми ядрами.

В разложении (2), в членах со скобками, имеются повторяющиеся операторы рассеяния t_1 или t_2, между которыми стоят только функции Грина. Появление таких членов вызвано тем, что мы раскладываем эффективный рассеивающий потенциал среды из слабых рассеивателей в ряд по их операторам рассеяния.

3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДАЙСОНА

Для вычисления членов разложения (2) необходимо знать значения полей $\psi_1(\boldsymbol{r})$, $\psi_2(\boldsymbol{r})$ и функций Грина $G_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$, $G_2(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$. Как и в [1], будем считать, что среда имеет вид шара радиуса R_0 с началом координат в его центре.

Уравнения Д для ψ_i и G_i, $i = 1, 2$, заменяем на уравнения Гельмгольца с эффективными волновыми числами k_i, равными

$$k_i = k_0 - M_i(k_0)/2k_0, \tag{4}$$

где $M_i(k_0)$ — фурье-образ ядра массового оператора. Такая замена предполагает, в частности, что радиус шара R_0 велик по сравнению с радиусом корреляции рассеивателей l, т. е. $R_0 \gg l$. Волновым числам k_i соответствуют коэффициенты экстинкции $1/d_i$, равные

$$1/d_i = 2\,\mathrm{Im}\,k_i = -\,\mathrm{Im}\,M_i(k_0)/k_0. \tag{5}$$

Уравнения Гельмгольца с волновыми числами k_i решаем, следуя [5], в приближении геометрической оптики, пренебрегая отражением и преломлением волн на поверхности шара, что допустимо при выполнении условий

$$k_0 R_0 \gg 1, \qquad |M_i(k_0)|/k_0^2 \ll 1. \tag{6}$$

В этом приближении при вычислении $\psi_i(\boldsymbol{r})$ и $G_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$ эффект рассеивающей среды учитывается через дополнительное фазовое запаздывание и экстинкцию. Введем функции

$$\chi_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{s}) = \exp\left[ik_0(\boldsymbol{s}\boldsymbol{r}) + i(k_i - k_0)(R_0 \sin\tau + \boldsymbol{s}\boldsymbol{r})\right] \quad (i = 1, 2), \tag{7}$$

где $\boldsymbol{r}$ — точка внутри шара, τ — угол Хюлста (см. [5], стр. 205) для луча, проходящего через $\boldsymbol{r}$ в направлении единичного вектора $\boldsymbol{s}$. Тогда значения полей $\psi_i(\boldsymbol{r})$ внутри шара приближенно равны

$$\psi_i(\boldsymbol{r}) \approx \chi_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{s}_0). \tag{8}$$

Аналогично, функция Грина $G_2(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$, если $\boldsymbol{r}$ лежит в зоне Фраунгофера шара, а $\boldsymbol{r}'$ — внутри него, приближенно равна

$$G_2(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') \approx G_0(\boldsymbol{r})\,\chi_2(\boldsymbol{r}', -\boldsymbol{s}), \tag{9}$$

где $\boldsymbol{s}$ — единичный вектор в направлении $\boldsymbol{r}$.

4. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЭКСТИНКЦИИ С УЧЕТОМ ДВУХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Вычислим коэффициент экстинкции $1/d_2$, исходя из равенств (1) и (5). При вычислении пренебрегаем эффектом конечного размера рассеивателей. Кроме того, ограничимся случаем длинных волн, когда $k_0 l \ll 1$. В этом случае получаем простую формулу:

$$\frac{d_1}{d_2} \approx 1 + 4\pi n \int_0^\infty \nu(r)\, r^2\, dr = \frac{\overline{(\Delta N)^2}}{\overline{N}} \equiv E. \tag{10}$$

Здесь $\nu(r) = g_2(r)/n^2$ — безразмерная двухчастичная корреляционная функция рассеивателей, $\overline{(\Delta N)^2}$ и $\overline{N}$ — средний квадрат флуктуаций и среднее число рассеивателей N в произвольном фиксированном объеме внутри рассеивающего шара. Правое равенство (10), выражающее средний квадрат флуктуаций числа частиц статистического ансамбля через интеграл от их двухчастичной корреляционной функции, иногда называется интегралом сжимаемости.

Для идеального газа $(\overline{\Delta N})^2 = \overline{N}$, откуда $d_2 = d_1$, т. е. вклад двухчастичных корреляций рассеивателей в экстинкцию равен нулю.

В неидеальном газе по мере приближения к критической точке конденсации средний квадрат флуктуаций числа рассеивателей возрастает, обращаясь в самой критической точке в бесконечность. Это означает, что для неидеального газа двухчастичные корреляции рассеивателей могут вносить существенный вклад в экстинкцию.

Из сказанного, в частности, следует, что параметр E может быть принят за меру неидеальности ансамбля рассеивателей.

5. СПОСОБ ОЦЕНКИ ЧЛЕНОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ДЛЯ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Члены разложения (2) представляют собой поправки к полю ψ_2 при вычислении среднего поля $\overline{\psi}$. Нас интересуют условия, при которых этими поправками можно пренебречь.

Пусть точка наблюдения $\boldsymbol{r}$ лежит в зоне Фраунгофера шара. В этой области поля $\overline{\psi}(\boldsymbol{r})$, $\psi_2(\boldsymbol{r})$ и члены разложения (2) определяются соответствующими им амплитудами рассеяния $\overline{f}(\boldsymbol{s})$, $f_2(\boldsymbol{s})$ и $\delta\overline{f}(\boldsymbol{s})$, где $\delta\overline{f}(\boldsymbol{s})$ — поправки к амплитуде рассеяния $f_2(\boldsymbol{s})$ при вычислении средней амплитуды рассеяния $\overline{f}(\boldsymbol{s})$.

На основании (8) и (9) поправкам $\delta f(\boldsymbol{s})$ в случае рэлеевских рассеивателей можно придать вид интегралов:

$$\delta\overline{f}(\boldsymbol{s}) \approx -\frac{1}{4\pi}\times$$
$$\times\int \chi_2(\boldsymbol{r}_1, -\boldsymbol{s})\, A(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_\alpha)\, \chi_i(\boldsymbol{r}_\beta, \boldsymbol{s}_0)\, d^3\boldsymbol{r}_1, \ldots, d^3\boldsymbol{r}_\alpha, \tag{11}$$

где индекс $i = 1, 2$, $\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_\alpha$ $(\alpha = 1, 2, 3)$ — координаты центров рассеивателей, $\beta \leqslant \alpha$, $A(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_\alpha)$ — некоторая функция, своя для каждого члена разложения (2).

Не вдаваясь в подробное вычисление интегралов (11), оценим их по модулю сверху. Так как

$$|\chi_i(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{s})| \leqslant 1,$$

то равномерно по $\boldsymbol{s}$

$$|\delta\overline{f}(\boldsymbol{s})| \leqslant \frac{1}{4\pi}\int |A(\boldsymbol{r}_1, \ldots, \boldsymbol{r}_\alpha)|\, d^3\boldsymbol{r}_1, \ldots, d^3\boldsymbol{r}_\alpha. \tag{12}$$

Среднее поле $\overline{\psi}(\boldsymbol{r})$ описывает когерентное рассеяние плоской волны рассеивающим шаром. Когерентное рассеяние принято характеризовать сечениями ослабления, рассеяния и поглощения [5], причем под поглощением у нас подразумевается переход энергии от когерентного излучения к некогерентному.

В дальнейшем будем считать, что радиус шара R_0 больше длины экстинкции d_2:

$$R_0 > d_2, \tag{13}$$

так как в противоположном случае эффект корреляций в уравнении Д (1) можно учесть путем решения его методом последовательных приближений. Если $R_0 \gg d_2$, то рассеивающий шар становится по отношению к волнам, распространяющимся с волновым числом k_2, черным телом ([5], стр. 214). Для черного тела сечения ослабления, рассеяния и поглощения соответственно равны $2\pi R_0^2$, πR_0^2 и πR_0^2. Отсюда, принимая во внимание, что сечение ослабления среднего поля $\overline{\psi}(\boldsymbol{r})$ равно $(4\pi/k_0)\,\mathrm{Im}\,\overline{f}(\boldsymbol{s}_0)$, приходим к выводу, что относительные вклады каждой поправки $\delta\overline{f}(\boldsymbol{s})$ в сечения ослабления, рассеяния и поглощения будут пренебрежимо малы, если для нее выполняется условие

$$|\delta\overline{f}(\boldsymbol{s}_0)|\ (k_0 R_0^2)^{-1} \ll 1. \tag{14}$$

Фактически при раскрытии этих неравенств мы будем подставлять в их левые части на место $|\delta\overline{f}(\boldsymbol{s}_0)|$ интегралы, стоящие в правых частях неравенств (12).

Члены разложения (2), как уже отмечалось, содержат только быстро убывающие ядра, радиусы нелокальности которых порядка радиуса корреляции рассеивателей l. При $l \ll R_0$ левая часть неравенства (14), для каждой поправки $\delta\overline{f}(\boldsymbol{s})$ пропорциональна R_0 и может быть представлена в виде R_0/d_2 с некоторым безразмерным коэффициентом. Потребуем, чтобы все эти коэффициенты были малы по сравнению с единицей. Тогда получаем условия, при которых все поправки $\delta\overline{f}(\boldsymbol{s})$ пренебрежимо малы, причем $R_0 > d_2$. Следует также считать, что $d_2 < d_1$, т. е. двухчастичные корреляции вносят существенный вклад в экстинкцию.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНОК ПОПРАВОЧНЫХ ЧЛЕНОВ

При решении уравнений Д уже были наложены некоторые ограничения на рассеивающую среду. Рассмотрим, какие дополнительные ограничения на среду появляются вследствие пренебрежения членами разложения (2). Эти члены удобно разбить на группы в зависимости от того, входят ли в них корреляционные функции рассеивателей, и если входят, то какого рода.

Пренебрежение членами (2) без корреляционных функций не вызывает появления дополнительных ограничений на среду. Так, член с первой скобкой приводит к неравенству (6) с $i = 1$. Членами во второй скобке можно пренебречь, если

$$|\,a\,|\ (k_0 r_0^2)^{-1} \ll 1, \tag{15}$$

что выполняется для рэлеевских рассеивателей*.

Для оценки членов (2) с двухчастичной корреляционной функцией заимствуем ее конкретный вид из теории критических флуктуаций Орнштейна — Цернике (см., например, [6]), полагая

$$\nu(r) = \frac{E-1}{4\pi l^2}\frac{\exp(-r/l)}{r}. \tag{16}$$

Здесь нормировочная постоянная выбрана из требования, чтобы функция (16) удовлетворяла интегралу сжимаемости (10). Если $d_2 \ll d_1$, то в нормировочной постоянной приближенно можно положить $E - 1 \approx E$. Пренебрежение членами (2) с корреляционной функцией (16) приводит к неравенству

$$\frac{|\,a\,|}{k_0 r_0 l} \ll 1, \tag{17}$$

* Амплитуда рассеяния a рэлеевского рассеивателя, на поверхности которого поле и его нормальная производная непрерывны, приближенно равна $a \approx (1/3)(k'^2 - k_0^2)\,r_0^3$, где k' — волновое число внутри рассеивателя.

которое является следствием (15) при $l \gg r_0$. Таким образом, члены с двухчастичной корреляционной функцией тоже не вызывают появления дополнительных ограничений на среду.

Чтобы оценить член (2) с трехчастичной корреляционной функцией, зададим ее в виде суперпозиционного приближения Кирквуда [7], полагая

$$\nu_3(1\ 2\ 3) = \nu(1\ 2)\ \nu(2\ 3)\ \nu(1\ 3) + \nu(1\ 2)\ \nu(2\ 3) + \nu(1\ 2)\ \nu(1\ 3) + \nu(1\ 3)\ \nu(2\ 3), \tag{18}$$

где $\nu_3(1\,2\,3) = g_3(1\,2\,3)/n^3$ — безразмерная корреляционная функция. Пренебрежение членом (2) с такой трехчастичной корреляционной функцией приводит к неравенству

$$\max\left(\frac{E^2}{nl^3}\frac{|a|}{k_0\,l^2},\quad E\frac{|a|}{k_0\,l^2}\right) \ll 1. \tag{19}$$

В левой части (19) первое выражение отвечает первому слагаемому (18), равному произведению трех ν-функций, а второе выражение — остальным слагаемым, равным произведению двух ν-функций.

Неравенство (19), вообще говоря, накладывает ограничение сверху на величину E. Если в нем заменить l на r_0, получим

$$\max\left(\frac{E}{nr_0^3},\ 1\right) E\,\frac{|a|}{k_0\,r_0^2} \ll 1. \tag{19а}$$

Здесь отношение $|a|/k_0 r_0^2$ мало по сравнению с единицей, параметр nr_0^3 по мере приближения к критической точке (т. е. при $E \gg 1$) стремится к единице (см., например, [7], стр. 33). Поэтому условие (19 а) допускает значения E, большие по сравнению с единицей.

Вернемся, однако, к неравенству (19). В теории Орнштейна—Цернике имеется специальное соотношение между l, E и r_0. Оно выглядит следующим образом:

$$l \sim E^{1/2}\ r_0. \tag{20}$$

Подстановка (20) в (19) дает

$$\max\left(\frac{1}{E^{1/2}\,nr_0^3},\ 1\right)\frac{|a|}{k_0\,r_0^2} \ll 1. \tag{19б}$$

Это неравенство существенно отличается от (19 а). Именно, если (19 а) накладывает на величину E по мере приближения к критической точке дополнительное ограничение сверху, то (19 б) такого ограничения не накладывает.

7. О ВКЛАДЕ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ РАССЕИВАТЕЛЕЙ В ЭКСТИНКЦИЮ

Согласно [1], условия применимости уравнения Д в приближении Фолди сводятся к неравенству $nl^2/k_0 \ll 1$. Это неравенство с необходимостью дает $d_2 \approx d_1$, если в равенстве (10) оценить интеграл с корреляционной функцией как nl^3. Иначе говоря, условия применимости уравнения Д в приближении Фолди предполагают, что вклад двухчастичных корреляций рассеивателей в экстинкцию пренебрежимо мал.

Чтобы проверить, выполняется ли аналогичное условие для уравнения Д (1), оценим вклад трехчастичных корреляций рассеивателей в коэффициент экстинкции. При этом можно исходить либо из общего выражения для массового оператора [4], взяв его в приближении трехкратного рассеяния, либо из борновского ряда теории возмущений (3), взяв его последний член. Остановимся на втором способе. Обозначим вклад трехчастичных корреляций в коэффициент экстинкции через $\delta_3(1/d)$. Эта величина равна сечению ослабления, соответствующему последнему члену (3), деленному на объем шара. Оценка приводит к следующему соотношению по порядку величины:

$$\frac{\delta_3(1/d)}{\delta_2(1/d)} \sim \max\left(\frac{E}{nl^3}, 1\right) E \frac{|a|}{l}, \tag{21}$$

где через $\delta_2(1/d) = 1/d_2 - 1/d_1$ обозначен вклад двухчастичных корреляций в экстинкцию и величина $E \gg 1$.

Сравним полученную оценку (21) с неравенством (19). Так как у нас $k_0 l \ll 1$, то из сравнения с необходимостью получаем, что вклад трехчастичных корреляций в экстинкцию пренебрежимо мал.

Мы рассмотрели вопрос, когда в уравнении Д необходимо учитывать двухчастичные корреляции рассеивателей и можно пренебречь трехчастичными. Полученный ответ заключается в том, что допустимые значения параметра неидеальности ансамбля рассеивателей должны быть порядка или больше единицы и, вообще говоря, меньше некоторого максимального значения. Кроме того, предполагается, что можно заменить уравнение Д на уравнение Гельмгольца с эффективным волновым числом и решать это уравнение Гельмгольца в приближении геометрической оптики, пренебрегая отражением и преломлением волн на границе среды.

В [4] условия применимости уравнения Д с заданным приближенным значением массового оператора исследуются с помощью диаграммной техники, т. е. путем оценки неучтенных в заданном значении массового оператора диаграмм. Как мы убедились, метод диаграммной техники согласуется с методом преобразованного стохастического уравнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Барабаненков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **15**, № 1, 66 (1972).
2. R. C. Bourret, Nuovo Cimento, **26**, № 1, 1 (1962).
3. K. M. Watson, J. Math. Phys., **10**, № 4, 688 (1969).
4. В. М. Финкельберг, ЖЭТФ, **53**, вып. 1 (7), 401 (1967).
5. Г. Ванде Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, М., 1961.
6. А. Мюнстер, Теория флуктуаций, сб. Термодинамика необратимых процессов, ИЛ, М., 1962, стр. 36.
7. И. З. Фишер, Статистическая теория жидкостей, Гостехиздат, М.—Л., 1944.

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию 24 мая 1971 г., после доработки 20 марта 1972 г.

APPLICABILITY LIMITS OF THE EQUATION FOR THE MEAN FIELD IN A DISCRETE SCATTERING MEDIUM WITH TAKING INTO ACCOUNT SCATTERER CORRELATIONS

Yu. N. Barabanenkov

The coherent scattering of scalar waves by a scattering medium consisting of correlated discrete scatterers and occupying the sphere volume is considered. The conditions under which the two-partial scatterer correlations must be taken into account in Dyson's equation and three-partial ones may be neglected are investigated by the transformed stochastic equation method. In the case of long waves (as compared with the scatterer correlation radius) the extinction coefficient is calculated with allowance for two-partial correlations. The corrections on the amplitude of the coherent wave scattering by a sphere are estimated. It is shown that the conditions in which the contributions of these corrections into the cross-sections of weakening, „absorption“ and scattering of coherent radiation are negligibly small, may be formulated in terms of the effective wave number and the parameter of the scatter assembly nonideality.