

В.В. Вергун, Е.В. Генин, Г.П. Коханенко, В.А. Крутиков, Д.С. Межевой

ОСОБЕННОСТИ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОТНЫХ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ. Ч. III. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФFUЗИОННЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ

Наблюдаемые зависимости длительности импульсов и угловой структуры излучения в глубоких слоях рассеивающей среды ($\tau = 10 \div 70$) показывают существенные отличия от выводов диффузионных приближений. На основе эмпирических данных предлагается метод описания формы поляризационных компонент импульса формулами малоуглового диффузионного приближения при использовании эффективного коэффициента диффузии, возрастающего с увеличением времени пребывания фотонов в среде. Оценены границы применимости асимптотических решений.

Во второй части статьи [1] приводились некоторые результаты экспериментального и численного исследования структуры импульсов при различных оптических толщинах τ рассеивающей среды и углах наблюдения. Систематизируя результаты, сложным образом зависящие от многих геометрических и оптических параметров, желательно опираться на выводы приближенных решений нестационарного уравнения переноса излучения (УПИ). Из множества имеющихся методов описания распространения импульсного излучения, сформированного в виде узкого пучка, представляют интерес приближения, основанные на представлении о диффузном характере рассеянного излучения. К ним относятся асимптотики диффузионного приближения [2, 3] и малоугловое диффузионное приближение [4, 5]. Сравнивая наши результаты с выводами диффузионных приближений, попробуем выяснить возможность их использования для оценки растяжения и формы импульсов в глубоких ($\tau \gg 1$) слоях рассеивающей среды.

Асимптотические решения описывают поведение излучения в условиях слабоанизотропного и установившегося во времени углового распределения интенсивности излучения, что справедливо при $\tau \gg 1$ и в большие моменты времени $u = \epsilon ct \gg 1$, и несомненно выступают в качестве критерия достоверности результатов для предельно больших времен и оптических толщин. Однако предположение об установившейся во времени угловой структуре излучения в условиях нашего эксперимента ($\tau = 10 \div 70$) явно не выполняется. На рис. 1 приведена угловая структура поля яркости (компонента I_1 в различные моменты безразмерного времени, измеренная при сканировании приемника по азимутальному углу ψ (см. [6], рис. 1) для $\tau = 46$ (сплошные кривые) и $\tau = 15$ (штриховые). Цифры у кривых соответствуют значению времени u . Угловое распределение изменяется во времени и только на спаде импульса (момент $u = 32$ соответствует уровню 0,1 амплитуды для $\tau = 46$) приближается к характерному для асимптотического решения стационарной проблемы Милна $I(\mu) = 3(1+2\mu)/7$ [7] (точки). Зависимость длительности импульсов от направления наблюдения исчезает только при $\tau > 60$.

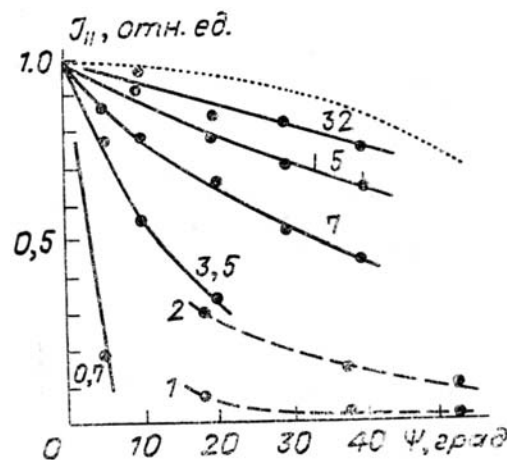


Рис. 1. Угловая структура яркости в различные моменты времени

Более реальную картину углового распределения излучения в разные моменты времени дает малоугловое диффузионное приближение (МДП), справедливое в условиях превышения дисперсии углового распределения интенсивности над дисперсией угла отклонения луча в элементарном акте рас-

сеяния:

$$\overline{\gamma^2} \ll \overline{\theta^2} \ll 1, \quad (1)$$

где $\overline{\gamma^2} = \int \theta^2 g(\theta) \theta d\theta$, $\overline{\theta^2} = \int \theta^2 I(\theta) \theta d\theta$.

Для работы с реальными индикатрисами рассеяния в малоугловом приближении необходимо вводить эффективные параметры [4], предполагая, что излучение рассеивается только внутри угла θ_0 , выбранного так, что

$$\theta_0 \ll 1, \quad \beta = \int_{\theta_0}^{\pi} g(\theta) d(\cos \theta) \ll 1, \quad (2)$$

а остальное рассматривается как эффективно поглотившееся, после чего истинные коэффициенты рассеяния и поглощения среды σ_0 и κ_0 заменяются на эффективные

$$\sigma = (1 - \beta) \sigma_0, \quad \kappa = \kappa_0 + \beta \sigma_0. \quad (3)$$

Среда должна обладать заметным коэффициентом поглощения κ_0 , чтобы все излучение, рассеянное на углы $\theta > \theta_0$, можно было рассматривать как действительно поглотившееся. Этим условиям хорошо удовлетворяют некоторые гидрозоли, имеющие сильно вытянутые индикатрисы рассеяния и заметное поглощение [8]. Облачные среды условию (2) удовлетворяют с трудом. Так, даже для облачной индикатрисы с $\bar{\mu} = 0,91$ [9] для угла $\theta_0 = 0,35$ (20°) доля излучения в больших углах составляет

$\beta = 0,24$. Тем более неопределенным становится используемый в МДП параметр $\overline{\gamma_0^2} = \int_0^{\theta_0} \theta^2 g(\theta) \theta d\theta$, по-

скольку его значение сильнее зависит от угла θ_0 , чем значение интегральной индикатрисы $(1 - \beta)$. Малая величина истинного поглощения κ_0 , характерная для облаков [9] ($\kappa_0/\sigma_0 \approx 10^{-3} \ll 1$) приводит к тому, что рассеянное на большие углы излучение, не учитываемое в МДП, может проявиться в регистрируемом сигнале при больших значениях времени, что вместе с полной неопределенностью в выборе является фактором, существенно затрудняющим применение МДП. Получаемые в МДП зависимости длительности импульсов от оптической толщины слоя характерны для диффузионных приближений:

$$\Delta t \approx \frac{1}{10} \frac{DZ^2}{c} = \frac{1}{10} T_0 \frac{\overline{\gamma_0^2}}{4} \tau. \quad (4)$$

$D = \sigma \overline{\gamma_0^2} / 4$ — коэффициент диффузии, $T_0 = Z/c$ — время пролета слоя. Значение числового коэффициента $1/10$ соответствует определению длительности по уровню 0,5 амплитуды и получено при численном расчете функции Грина [5] при расположении приемника на оси пучка.

Сравним теперь полученные нами экспериментальные и расчетные зависимости длительности импульсов Δt от оптической толщины слоя с оценками диффузионных приближений. На рис. 2 по оси ординат отложено значение $\tilde{\eta} = 10\Delta t / (T_0\tau)$. Это удобно, поскольку в случае выполнения зависимости

(4) $\tilde{\eta} = \overline{\gamma_0^2} / 4 = \text{const}$. Экспериментальные данные для I_{\parallel} и I_{\perp} соответствуют углам наблюдения ψ :

1— 0° , 2— 30° , 3— 65° , кривые 4—7 — расчеты для различных углов поля зрения ω и отклонения от оси α . Кривая 8 — заниженная в 3 раза оценка длительности импульса в диффузионном приближении [2, 3] на оси пучка для значения $3(1 - \bar{\mu}) = 0,42$ (модель облака С1 для 0,45 мкм). Для сравнения приведены результаты численных расчетов на оси пучка, взятые из [10] ($2\omega = 5^\circ$) для индикатрис с $\bar{\mu} = 0,86$ (кривая 9) и $\bar{\mu} = 0,95$ (10). В области $\tau < 10$, где длительность импульса при выбранном поле зрения приемника $\omega = 2^\circ$ определяется однократным рассеянием на угол наблюдения:

$\Delta t = \frac{1}{2} Z\alpha\omega / c$, и не зависит от τ , зависимость $\tilde{\eta}(\tau)$ имеет спадающий участок. При увеличении τ зависимости для разных ω и α сходятся к прямой $\tilde{\eta} = \text{const}$, соответствующей результатам МДП для коэффициента диффузии, вычисленного по полной индикатрисе ($\theta_0 = 180^\circ$).

В изученном диапазоне оптических толщин лучше всего характеру асимптотической зависимости удовлетворяет уширение деполяризованной компоненты (I_{\perp}) при больших ($\psi = 65^\circ$) углах наблюдения в сторону от оси пучка. Это понятно, если учесть, что деполяризованный фон состоит из фотонов, претерпевших многократное рассеяние на большие углы, имеет слабо выраженную угловую структуру и может описываться уравнением диффузии. Длительность I_{\perp} при наблюдении в направлении на источник линейно растет с увеличением τ , начиная с $\tau = 20$ (соответствует $\theta_0 = 180^\circ$).

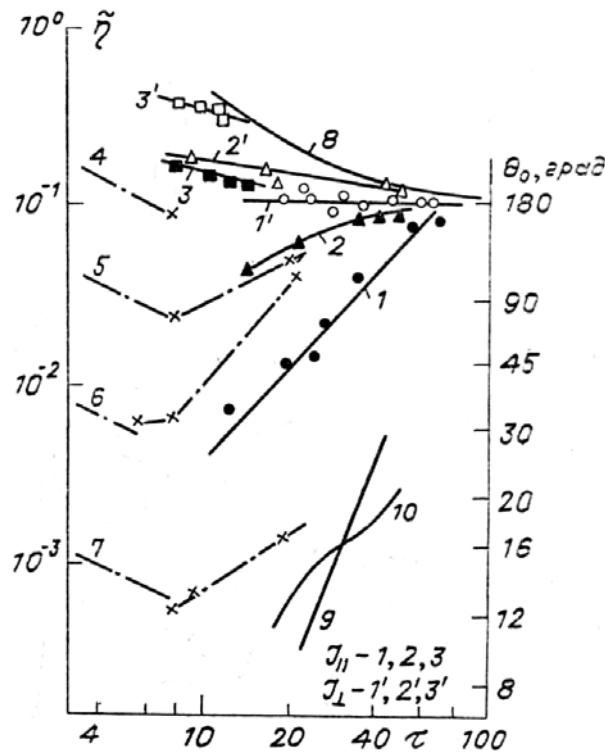


Рис. 2. Зависимость длительности импульсов, выраженной через величину $\tilde{\eta}$, от оптической толщины слоя. 1–3 – эксперимент. Расчет: $\alpha = 10^\circ$, 4– $\omega = 80^\circ$, 5– $\omega = 10^\circ$, 6– $\omega = 1^\circ$; 7– $\alpha = 2^\circ$, $\omega = 2^\circ$

Следует отметить занижение в 3 раза по сравнению с асимптотическими формулами [2, 3] длительности сигналов при больших оптических толщинах. Поскольку длительности сигналов при $\tau > 50$ становятся сравнимыми с временем прохождения светом поперечных размеров аэрозольной камеры, одной из причин этого может служить ограничение рассеивающего объема стенками камеры, имеющими низкий коэффициент отражения.

Уширение компоненты $I_{||}$, несущей большую часть энергии полного сигнала, имеет существенно отличный от диффузионного характер зависимости от оптической толщины слоя и при $\tau \leq 10$ может быть на 1–2 порядка меньше определенной по (4).

Для устранения противоречия между результатами МДП и экспериментов некоторые авторы предлагали заменять реальную индикатрису модельной, более быстро спадающей при $\theta \rightarrow 90^\circ$. Так, в [11] предлагалось использовать индикатрису вида $g(\theta) = \frac{1}{1\pi\gamma_0^2} e^{-\theta^2/\gamma_0^2}$. В этом случае $\overline{\gamma^2} = 1/\pi g(0^\circ)$, что

позволило хорошо описать результаты экспериментов [11], используя диффузионное малоугловое приближение [12]. Однако такой подход весьма произволен и зависит от выбора модели индикатрисы.

Кроме того, выбор любого постоянного значения параметра $\overline{\gamma_0^2}$ не объясняет наблюдающейся в области $\tau = 10 \div 70$ зависимости величины $\tilde{\eta} = \overline{\gamma^2}/4$ от τ . Поэтому более обоснованным представляется выбор параметра $\overline{\gamma_0^2}$ путем изменения угла θ_0 , ограничивающего эффективную часть индикатрисы рассеяния $g(\theta)$, что позволяет учесть реальный вид индикатрисы рассеяния при расчете длительности импульса.

Необходимость изменения угла θ_0 по мере проникновения излучения в среду может быть объяснена в рамках идеологии малоуглового диффузионного приближения. МДП предполагает, что направленный пучок ослабевает только за счет истинного поглощения κ , поскольку рассеяние не выводит энергию из пучка (γ^2 мал), а только приводит к его угловому и пространственному расширению. Поскольку с увеличением глубины слоя угловое расхождение пучка растет, все большая часть рассеянного излучения в действительности остается в пределах направленного пучка. Это должно учитываться уменьшением эффективного поглощения κ , что может быть достигнуто увеличением угла θ_0 , ограничивающего часть индикатрисы рассеяния, вносящую преобладающий вклад в направленный пучок. По мере продвижения излучения в глубь среды с ростом θ_0 растет и эффективный коэффициент диффузии $D = \sigma \overline{\gamma_0^2}/4$. Для фотонов, формирующих направленный пучок, естественно считать,

что θ_0 пропорционален угловой расходимости пучка $\sqrt{\theta^2}$. При наблюдении под углом α в направлении, близком к источнику, основная часть фотонов, чтобы попасть в приемник, должна претерпеть

одно рассеяние на угол, близкий к α , и многократное на очень малые углы вперед. Эффективный угол θ_0 при этом не должен быть меньше максимального угла $\theta_0 = \sqrt{\bar{\theta}^2} + \alpha + \omega$, при котором однократно рассеянные фотоны попадают в приемник. Это объясняет зависимость θ_0 от параметров приемника, однако выражение для $\bar{\theta}^2$ в стационарном случае $\bar{\theta}^2 = 4DZ$ само содержит параметр $\bar{\gamma}_0^2$, для определения которого нужно знать θ_0 . Эта неопределенность делает необходимым использование эмпирических графиков типа рис. 2 для оценки временных растяжений импульсов по формуле (4). Определяя угол θ_0 (правая шкала на рис. 2) и используя эффективный коэффициент диффузии $D = \bar{\gamma}_0^2 \sigma_0 (1 - \beta) / 4$, удастся описать не только форму, но и изменение с глубиной амплитуд поляризационных компонент импульса. На рис. 3 приведено сопоставление экспериментально зарегистрированных импульсов (сплошные кривые) и рассчитанных по формулам МДП (штриховые) [5]. Для деполаризованной составляющей I_{\perp} угол θ_0 выбирался равным 180° , для составляющей I_{\parallel} — зависящим от τ согласно рис. 2. Значения интенсивности, выраженной в Вт/м²/с/ср, вычислены в МДП. Поскольку в эксперименте абсолютные значения интенсивности не определялись, масштаб был выбран, исходя из равенства амплитуд I_{\perp} для $\tau = 46$. Видно, что относительное изменение амплитуд поляризационных компонент удовлетворительно описывается диффузионным приближением, но МДП дает большую задержку максимума при той же длительности импульса.

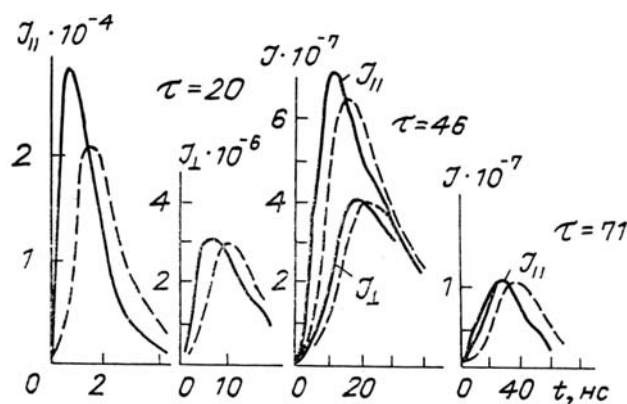


Рис. 3. Сравнение экспериментально зарегистрированных импульсов и рассчитанных по формулам МДП

Изменение угла θ_0 проявляется в пересечении кривых $\tilde{\eta}(\tau)$ для различных индикатрис, хорошо видно на результатах численных расчетов [10] (кривые 9, 10 на рис. 2). Более вытянутая индикатриса с $\bar{\mu} = 0,95$ характеризуется более быстрым ростом параметра $\bar{\gamma}_0^2$. В результате при $\tau < 25$ растяжение импульсов для нее больше, чем для менее вытянутой. В то же время полное значение $\bar{\gamma}_0^2$ при $\theta_0 = 180^\circ$ для индикатрисы с $\bar{\mu} = 0,86$ больше, точка пересечения зависимостей $\tilde{\eta}(\tau)$ соответствует углу $\theta_0 = 16^\circ$, для которого значения $\bar{\gamma}_0^2(1 - \beta)$ равны для обеих индикатрис.

Цикл расчетов импульсной переходной функции (ИПФ) рассеивающего слоя, проведенный для оптических толщин $2 < \tau < 10$ в приосевой области [13] для индикатрис рассеяния, значительно отличающихся по степени вытянутости (значения $\bar{\mu}$ от 0,7 до 0,98), показал, что использование в МДП постоянного, не зависящего от времени параметра $\bar{\gamma}_0^2$ дает форму импульса, более быстро (чем асимптотически) спадающую при больших временах. Учитывая связь угловой дисперсии фотонов с моментом прихода ($\bar{\theta}^2 = (ct - Z)/Z$) [5], можно предположить, что импульсная переходная функция в момент времени t формируется в основном рассеянием фотонов в некоторой эффективной части индикатрисы внутри углов $\theta < \theta_0 = \sqrt{\bar{\theta}^2}$, при этом эффективный диапазон углов растет с увеличением момента прихода. В этом случае зависимость θ_0 от оптической толщины и угла наблюдения автоматически учитывается изменением времени прихода излучения. В [13] показано, что в области глубин и времен, когда ширина углового спектра фотонов еще существенно не отличается от угловой ширины индикатрисы однократного рассеяния, уравнения МДП удовлетворительно аппроксимируют результаты расчетов при выборе момента прилета фотонов в виде, отличающемся от [5] значением числового коэффициента:

$$t = Z(1 + \theta_0^2/25)/c. \quad (5)$$

Выражение (5) накладывает ограничения на нижнюю границу эффективного угла θ_0 , поскольку при поперечном смещении приемника от оси на величину r_{\perp} время наблюдения должно превосходить

время прихода первого фотона $T_0 = \sqrt{Z^2 + r_1^2} / c$. В результате с увеличением угла наблюдения диапазон эффективных углов θ_0 растёт. После выбора угла θ_0 определяется входящий в коэффициент диффузии параметр γ_0^2 , производится переход к эффективным оптическим постоянным (3) и рассчитывается ИПФ для момента времени $t(\theta_0)$ численным интегрированием выражения для функции Грина [5]. Для достаточно больших моментов времени, когда $\theta_0 > 8^\circ$, используется двухпараметрическая зависимость

$$t = \frac{Z}{c} \left(1 + \frac{\beta(8^\circ)}{\beta(\theta_0)} \frac{\theta_0^2}{25} \right), \quad (6)$$

где $\beta(\theta)$ определяется по (2) для выбранной индикатрисы, свидетельствующая о том, что временное запаздывание зависит от степени асимметрии индикатрисы. Изложенный метод подразумевает, что реальная индикатриса должна быть задана с высоким угловым разрешением $\Delta\theta = 0,5^\circ$. Такой угловой шаг достаточен для определения временной структуры ИПФ в диапазоне оптических толщин $2 < \tau < 10$ при отклонении от оси $\alpha \leq 10^\circ$ и углах наблюдения относительно направления на источник $\theta \leq 1,5\alpha$.

При расчете формы импульса для приемника с полем зрения ω в выбранной схеме эксперимента, когда существует область пересечения поля зрения приемника и пучка излучения, нужно учитывать, что форма переднего фронта импульса определяется однократным и многократно рассеянным вперед излучением и при $\tau \leq 10$ не описывается диффузионным приближением. Посмотрим, насколько выполняются зависимости МДП на спаде импульса. На рис. 4, а приведены расчеты формы импульса, прошедшего слой оптической толщины $\tau = 8$ для приемников с $\omega = 1^\circ$ (сплошная линия) и $\omega = 10^\circ$ (штриховая), расположенных на разных угловых расстояниях от оси, но на одном расстоянии $Z = 6000$ м от источника. Шкала времени отсчитывается с момента прихода первого фотона $T_0 = Z/c$. Удаление от оси приводит к уменьшению амплитуды импульса, задержке времени прихода максимума. При больших временах форма импульсов выходит на одну кривую, спадающую по закону $t^{-5/2}$. Подобный спад интенсивности в асимптотическом решении характерен для больших моментов времени, ограниченных условием $\tau \ll u \ll 3(1 - \bar{\mu})\tau^2$ [2]. Тот факт, что освещенность в разных точках сферы радиуса Z при $t \rightarrow \infty$ стремится к одному значению, достаточно ясно следует из теоремы оптической взаимности [7]. В этом состоит отличие от картины в поперечной плоскости, где, согласно данным экспериментов [8] и выводам малоуглового приближения [5], наблюдается сдвиг максимума освещенности при больших t на некоторое расстояние от оси.

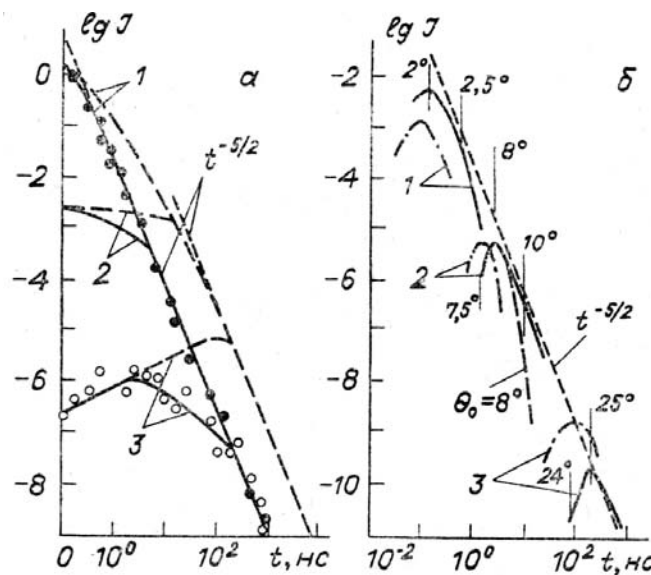


Рис. 4. Форма импульса, полученная численным расчетом (а) и по формулам МДП (б) для различных отклонений приемника от оси: 1 — $\alpha = 0,5^\circ$; 2 — $\alpha = 2^\circ$; 3 — $\alpha = 10^\circ$

Результаты расчетов по формулам МДП [5] приведены на рис. 4, б. Сплошные кривые соответствуют вычислениям по предложенной зависимости (6), штрихпунктирные — зависимости $\theta_0^2 = 5(ct - Z)/Z$. Цифрами на сплошных кривых отмечены углы θ_0 , соответствующие выбранной зависимости $t(\theta_0)$. Выбор численного коэффициента, как видно из рисунка, определяет скорость убывания интенсивности на спаде импульса по закону $t^{-5/2}$ и выход излучения в это время на одну кривую при различных угловых расстояниях приемника от оси. Введение указанной зависимости позво-

ляет правильно описывать спад импульса в пределах $1 \pm 1,5$ порядка от максимума, дальше формулы МДП дают более быстрый, чем в численном расчете, спад излучения. Следует заметить, что в указанном диапазоне оптических толщин ($\tau \leq 10$) угловое распределение амплитуды импульсов сильно зависит от поля зрения приемника.

В работе [14] показано, что изменение численного коэффициента в (5) связано с особенностями применения диффузионных приближений к рассеивающим средам, индикатрисы рассеяния которых недостаточно быстро (медленнее, чем θ^{-4}) спадают с увеличением угла рассеяния. При этом точное значение коэффициента зависит от формы индикатрисы и при введении зависимости угла θ_0 от времени решения МДП совпадает с малоугловым приближением. Приводящиеся в [14] выражения качественно совпадают с нашими результатами.

Таким образом, можно выделить области оптических толщин, требующие различных подходов при расчете длительности излучения.

1. В области небольших τ , где угловое расширение пучка многократно рассеянного излучения не превышает угловой апертуры приемника ($\theta^2 \ll \omega^2$), длительность импульса определяется однократным рассеянием в поле зрения приемника и не зависит от оптической толщины. Для условий проведенного модельного эксперимента это $\tau \leq 10$.

2. В переходной области ($\tau = 10 \div 70$) временная форма импульса описывается МДП при предположении о возрастании эффективного коэффициента диффузии $D = \overline{\gamma_0^2} \sigma / 4$ с увеличением τ и времени пребывания фотона в среде.

3. В области $\tau > 70$ исчезает зависимость длительности от угла наблюдения и возможно применение асимптотических решений.

1. Вергун В.В., Генин Е.В., Коханенко Г.П. и др. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3 (в печати).
2. Иванов В.В., Гутшабаш С.Д. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1974. Т. 10. № 8. С. 851.
3. Ito S. // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 2706.
4. Долин Л.С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 1. С. 55.
5. Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 8. С. 891.
6. Вергун В.В., Генин Е.В., Коханенко Г.П. и др. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3 (в печати).
7. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1986. 327 с.
8. Оптика океана / Под ред. А.С. Моница. М.: Наука, 1983. 240 с.
9. Радиация в облачной атмосфере / Под ред. Е.М. Фейгельсон. Л.: Гидрометеониздат, 1981. 280 с.
10. Захаров А.К., Гольдин Ю.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. Т. 22. № 5. С. 533.
11. Mooradian G.G., Geller M., Stotts L.V. et al. // Appl. Opt. 1979. V. 18. № 4. P. 429.
12. Stotts J.V. // Appl. Opt. 1978. V. 17. P. 504.
13. Вергун В.В., Коханенко Г.П., Крутиков В.А. К теории расчета импульсных переходных функций в малоугловом диффузионном приближении. Деп. в ВИНТИ, № 1481-B86 от 23.01.86.
14. Рогозкин Д.Б. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 4. С. 366.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
г. Томск

Поступила в редакцию
13 февраля 1990 г.

V.V. Vergun, E.V. Genin, G.P. Kokhanenko, V.A. Krutikov,
D.S. Mezhevoi. **Specific Features of Temporal Structure of Radiation in Dense Scattering Media. Part 3. Use of the Deffusion Approach to Describe Pulse Shapes.**

The situations with the pulse duration and angular structure of radiation experimentally observed within optically thick media ($\tau = 10$ to 70), clearly demonstrate certain discrepancies between diffusion approaches. Based on the empirical data a technique is suggested in the paper for describing the pulse polarization components using the formulas of the small angle diffusion approximation in which the effective diffusion coefficient increases with the photon traveling time increase. The applicability limits of the asymptotic solutions are estimated.