ВНИИА
РОСАТОМ

Влияние анизотропного рассеяния на доплеровский спектр излучения, отраженного от расширяющегося облака микрочастиц

А. Н. Кондратьев, А. В. Андрияш, С. Е. Куратов, Д. Б. Рогозкин

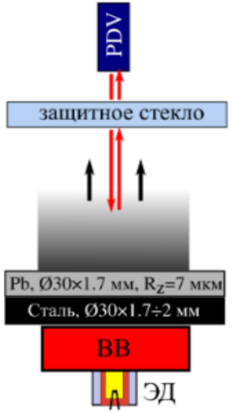
Забабахинские Научные Чтения
Снежинск, 2025

Содержание

ВНИИА
РОСАТОМ

Применение теории многократного рассеяния в зондировании пылевых выбросов ударно-нагруженных мишеней

Определение характеристик пылевых выбросов ударно-нагруженных образцов методом доплеровского гетеродинного зондирования

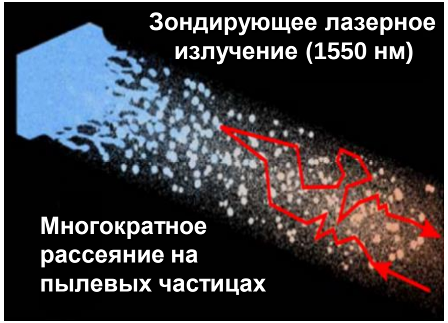


Метод PDV (Photon Doppler Velocimetry, Strand et al, 2006)

Интенсивность биений на фотодетекторе

$$J(t) = \overline{E_0^2(t)} + \overline{E^2(t)} + 2\overline{E_0(t)E(t)}$$

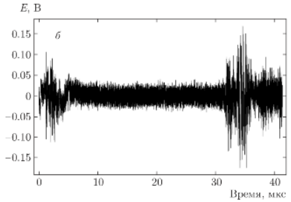
$E_0(t)$, $E(t)$ - поля опорной и обратнорассеянной волн



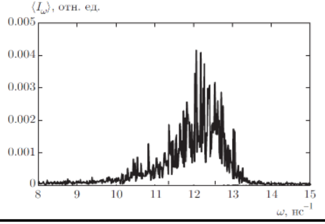
ВНИИА
РОСАТОМ

➢ Данные эксперимента

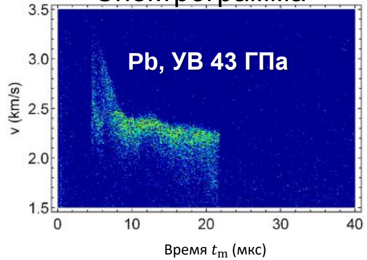
Биения фототока на детекторе



Доплеровский спектр в момент времени t_m

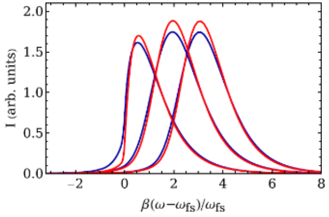


Спектрограмма

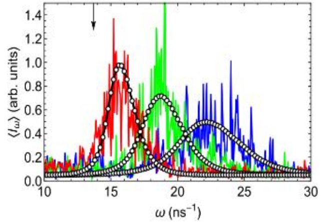


➢ Процедура восстановления характеристик пылевых выбросов

Моделирование доплеровских спектров



Фитирование данных эксперимента



Восстановленные характеристики пыления (распределение массы по скорости, размеры частиц)

материал $/h$ (мм)	R_z (мкм)	v_{fs} (км/с)	$\left(\overline{d^2}\right)^{1/2}$ (мкм)	τ_{tr}	ρ_a (мг/см^2) PDV	SPH	P (ГПа)
Pb/1.7	7	0.88	2.1	5	10	10-14	13.5
	7	1.32	1.2	14	13	10-12	23.0
Sn/2.4	20	1.23	2.0	10	13	11-16	16.0

4

Статистическая транспортная теория формирования PDV-спектра

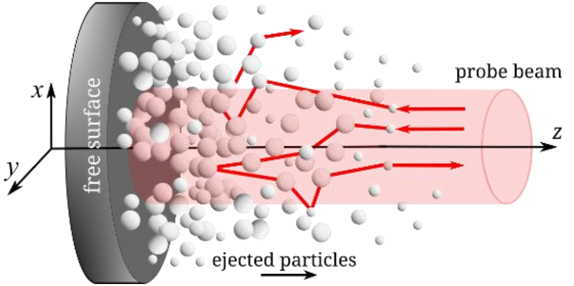
- **Связь Фурье-спектра гетеродинных биений с полем**

Рассеянное поле как суперпозиция волн от отдельных траекторий (сумма по путям)

$$J(\omega) = |E_0| E(\omega + \omega_0)$$

$$E(\omega + \omega_0) = \sum_j E_j$$

$$\omega = \frac{\omega_0}{c} \sum_k (\mathbf{n}_f^k - \mathbf{n}_i^k)\mathbf{v}_{a_k}$$



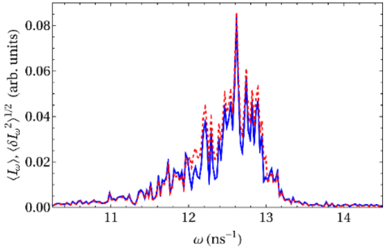
Спектральная мощность PDV-сигнала

$$|E(\omega + \omega_0)|^2 = \boxed{\sum_j |E_j|^2} + \cancel{\boxed{\sum_j \sum_{\substack{k \\ j \neq k}} E_j E_k^*}}$$

«noise-free» компонента

при усреднении $= 0$

гауссовы флуктуации ⇨



Средняя спектральная мощность $\langle I \rangle$ и ее дисперсия $\langle \delta I^2 \rangle^{1/2} = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2)^{1/2}$

- **Связь Фурье-спектра с корреляционной функцией поля (теорема Винера-Хинчина)**

$$\boxed{\langle |E(\omega + \omega_0)|^2 / \Delta t \rangle} = \int dt \exp(i\omega t)\, I(\mathbf{r}, \mathbf{n} = -\mathbf{n}_0, t)$$

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t) = \int d^3 r' \exp(-ik_0 \mathbf{n}\mathbf{r}' + i\omega_0 t) \left\langle E\left(\mathbf{r} + \mathbf{r}'/2, t_m + t/2\right) E^*\left(\mathbf{r} - \mathbf{r}'/2, t_m - t/2\right) \right\rangle$$

- **Усреднение по времени ⇒ усреднение по положению частиц (эргодическая гипотеза). Транспортное уравнение для корреляционной функции поля**

$$\boxed{\left(\mathbf{n}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \sigma + \kappa\right) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t) = \int d\mathbf{n}' \langle \sigma p(\mathbf{n}, \mathbf{n}') \exp(-ik_0(\mathbf{n} - \mathbf{n}')\boldsymbol{v}t) \rangle I(\mathbf{r}, \mathbf{n}', t)}$$

σ, κ – коэффициенты рассеяния и поглощения,
$p(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ – фазовая функция рассеяния,
$\boldsymbol{v}$ – скорость частиц.

Коэффициенты рассеяния и поглощения σ и κ зависят от координат и времени движения t_m и определяются характеристиками пылевого выброса $\rho(v)$, $\left(\overline{d^2}\right)^{1/2}$ и др.

Процедура решения корреляционного транспортного уравнения

Процедура решения корреляционного транспортного уравнения (CTE)

Граничные условия

Монохроматический источник $$I(z=+\infty,\boldsymbol{\rho},\mathbf{n},t)=\frac{1}{2\pi}\delta(\mu+1)\delta(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0)$$

Условие на свободной поверхности $$I(z_{\mathrm{fs}},\boldsymbol{\rho},\mathbf{n},t)\Big|_{\mu>0}=\int_{\mu'<0}d\mathbf{n}'\,|\mu'|r(\mathbf{n},\mathbf{n}')\exp(-ik_0(\mu-\mu')v_{\mathrm{fs}}t)I(z_{\mathrm{fs}},\boldsymbol{\rho},\mathbf{n}',t)$$

Поперечный радиус-вектор $\boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}-(\mathbf{r}\mathbf{n}_{\mathrm{fs}})\mathbf{n}_{\mathrm{fs}}$ Коэффициент отражения от свободной поверхности $r(\mathbf{n},\mathbf{n}')$

Интегральная форма CTE

Пространственное Фурье-преобразование $$(\mathbf{n}\nabla+\sigma+\kappa)\to\left(\mu\frac{\partial}{\partial z}+i\mathbf{n}_\perp\mathbf{q}+\sigma+\kappa\right)\qquad I_q=\int d\boldsymbol{\rho}\exp(-i\boldsymbol{\rho}\mathbf{q})\,I(\boldsymbol{\rho})$$

$$\boxed{I_q(\zeta,\mathbf{n},\mathbf{q},t)=I_q^{(0)}+I_q^{(\mathrm{ref})}+\frac{\Lambda}{|\mu|}\int_0^\tau d\zeta'\theta\left(\frac{\zeta'-\zeta}{\mu}\right)\exp\left(-\frac{\zeta'-\zeta}{\mu}-i\mathbf{n}_\perp\mathbf{q}\frac{z-z'}{\mu}\right)\int_{4\pi}d\mathbf{n}'\,p(\mathbf{n}\mathbf{n}')\exp(-ik_0(\mu-\mu')v't)I_q(\zeta',\mathbf{n}',\mathbf{q},t)}$$

$$I_q^{(0)}(\zeta,\mu)=\frac{1}{2\pi}\delta(\mu+1)\theta(-\mu)\exp\left(\frac{\zeta}{\mu}\right)$$

$$I_q^{(\mathrm{ref})}(\zeta,\mathbf{n},\mathbf{q},t)=\delta(z-z_{\mathrm{fs}})\frac{\theta(\mu)}{|\mu|}\exp\left(-\frac{\tau-\zeta}{\mu}-i\mathbf{n}_\perp\mathbf{q}\frac{z-z_{\mathrm{fs}}}{\mu}\right)\int_{4\pi}d\mathbf{n}'\,r(\mathbf{n},\mathbf{n}')\exp(-ik_0(\mu-\mu')v_{\mathrm{fs}}t)I_q(\zeta,\mathbf{n}',\mathbf{q},t)$$

Оптическая глубина как функция координаты $\zeta(z)=\int_z^\infty dz'\,(\sigma(z')+\kappa(z'))$ Косинус угла рассеяния $\mu=\cos(\vartheta)$

Доплеровский спектр обратнорассеянного излучения из решения CTE

$$\boxed{I(\omega)=\pi\rho_{\mathrm{f}}^2\int dt\exp(i\omega t)\int_0^\infty\frac{q\,dq}{2\pi}\varphi_{\mathrm{f}}(q)\varphi_{\mathrm{i}}(q)I_q(z=\infty,\mathbf{n}=-\mathbf{n}_0,t)}$$

Примеры поперечных распределений падающего излучения

$$\varphi_{\mathrm{i}}(\boldsymbol{\rho})=\begin{cases}\theta(\rho_{\mathrm{i}}-\rho)/\pi\rho_{\mathrm{i}}^2\\ \exp(-\rho^2/\rho_{\mathrm{i}}^2)/\pi\rho_{\mathrm{i}}^2\end{cases}$$

$$\Downarrow$$

$$\varphi_{\mathrm{i,f}}(q)=\begin{cases}2J_1(q\rho_{\mathrm{i,f}})/q\rho_{\mathrm{i,f}}\\ \exp(-q^2\rho_{\mathrm{i,f}}^2/4)\end{cases}$$

Приведение к системе уравнений милновского типа

Разложение фазовой функции статистически изотропной среды (теорема сложения)

$$p(\mathbf{nn}') = \frac{1}{2\pi}\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} p_l\,\alpha_{l,m}P_l^{|m|}(\mu)P_l^{|m|}(\mu')\exp(im(\varphi-\varphi'))$$

Доплеровский множитель, допускающий факторизацию $\exp(-ik_0(\mu-\mu')v't)$

Парциальные плотности $\Phi_{l,m}(\zeta,q,t) = \int d\mathbf{n}\exp(-im\varphi + ik_0\mu v(z)t)\,I_q(\zeta,\mu,\mathbf{q},t)$

$$\boxed{\Phi_{l,m}(\zeta,q,t) = \Phi_{l,m}^{(0)}(\zeta,q,t) + \sum_{l'=0}^{\infty}\sum_{m'=-l'}^{l}\int_0^{\tau} d\zeta'\,h_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta',q,t)\Phi_{l',m'}(\zeta',q,t)}$$

парциальные плотности нерассеянного излучения

$$\Phi_{l,m}^{(0)}(\zeta,q,t) = \delta_{m,0}(-1)^l\exp(-\zeta - ik_0vt)$$

Устранение сингулярности в ядре

$$h_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta',q,t) = \Lambda p_{l'}\alpha_{l',m'}(-i)^{m-m'}\int_{-1}^{1}\boxed{\frac{d\mu}{|\mu|}}\theta\left(\frac{\zeta'-\zeta}{\mu}\right)J_{m-m'}\left(q\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}(z-z')\right)P_l^{|m|}(\mu)P_{l'}^{|m'|}(\mu)\exp\left(-\frac{\zeta'-\zeta}{\mu} - ik_0\mu(v'-v)t\right)$$

$$\Phi_{l,m}(\zeta,q,t) = \Phi_{l,m}^{(0)}(\zeta,q,t) + \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} S_{l,m}^{l',m'}(\zeta,q,t)\Phi_{l',m'}(\zeta,q,t) + \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}\int_0^{\tau} d\zeta'\,h_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta',q,t)\boxed{\left(\Phi_{l',m'}(\zeta',q,t) - \Phi_{l',m'}(\zeta,q,t)\right)}$$

$$S_{l,m}^{l',m'}(\zeta,q,t) = \int_0^{\tau} d\zeta'\,h_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta',q,t)$$

Вычисление «интенсивности» из парциальных плотностей

$$I_q(\zeta,\mathbf{n},\mathbf{q},t) = I_q^{(0)} + \frac{\Lambda}{2\pi|\mu|}\int_0^{\tau} d\zeta'\theta\left(\frac{\zeta'-\zeta}{\mu}\right)\exp\left(-\frac{\zeta'-\zeta}{\mu} - i\mathbf{n}_{\perp}\mathbf{q}\frac{z-z'}{\mu} - ik_0\mu(v'-v)t\right)\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} p_l\alpha_{l,m}P_l^{|m|}(\mu)\exp(im\varphi)\Phi_{l,m}(\zeta',q,t)$$

$$I_q^{(0)}(\zeta,\mathbf{n},\mathrm{t}) = \frac{1}{2\pi|\mu|}\exp\left(\frac{\zeta}{\mu}\right)\theta\left(-\frac{\zeta}{\mu}\right)\delta(\mu+1)$$

Выражение для обратнорассеянного излучения

$$\boxed{I_q(\zeta=0,\mu=1,t) = \frac{\Lambda}{4\pi}\int_0^{\tau} d\zeta'\exp(-\zeta - ik_0vt)\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)p_l\Phi_{l,0}(\zeta,q,t)}$$

Учет отражения от границы

❑ Зеркальная поверхность ($r(\mathbf{n},\mathbf{n}') = \delta(\mu+\mu')\delta(\varphi-\varphi')\times r/\pi$)

Добавка в ядро и неоднородную часть интегрального уравнения

$$\tilde{h}_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta',q,t) = \mathrm{r}\,\Lambda p_{l'}\alpha_{l',m'}(-1)^{l'+m'}(-i)^{m-m'}\int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} J_{m-m'}\left(q\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}(z+z'-2z_{\mathrm{fs}})\right)P_l^{|m|}(\mu)P_{l'}^{|m'|}(\mu)\exp\left(-\frac{\zeta'-\zeta}{\mu}-ik_0\mu(2v_{\mathrm{fs}}-v-v')t\right)$$

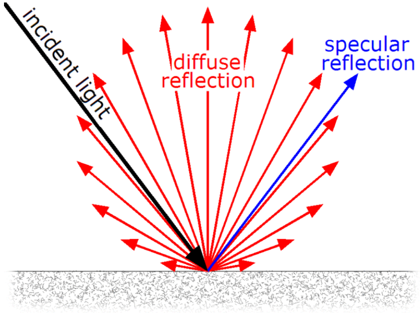
$$\tilde{\Phi}_{l,m}^{(0)}(\zeta,q,t) = \mathrm{r}\,\delta_{m,0}\exp(-2\tau+\zeta-ik_0(2v_{\mathrm{fs}}-v)t)$$

Выражение для обратнорассеянного излучения

$$I_q(\zeta=0,\mathbf{n}=-\mathbf{n}_0,t) = \frac{\mathrm{r}}{2\pi}\exp(-2\tau-2ik_0v_{\mathrm{fs}}t)+\frac{\Lambda}{4\pi}\int_0^\tau d\zeta'\left(\exp(-\zeta-ik_0vt)+\mathrm{r}(-1)^l\exp(-2\tau+\zeta-ik_0(2v_{\mathrm{fs}}-v)t)\right)\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)p_l\Phi_{l,0}(\zeta,q,t)$$

❑ Идеальная поверхность ($\mathrm{r}=1$)

$$I_q^{\mathrm{perf}}(\zeta=0,\mathbf{n}=-\mathbf{n_0},\mathrm{t}) = I_q^{\mathrm{double}}(\zeta=0,\mathbf{n}=-\mathbf{n_0},\mathrm{t})+\exp(-2ik_0v_{\mathrm{fs}}\mathrm{t})\,I_q^{\mathrm{double}}(\zeta=2\tau,\mathbf{n}=\mathbf{n_0},\mathrm{t})$$



❑ Диффузно отражающая (ламбертовская) поверхность ($r(\mathbf{n},\mathbf{n}') = r/\pi$)

Связь с решением для свободного слоя

$$I_q^{(\mathrm{r})}(t) = I_q^{(\mathrm{r}=0)}(t)+\frac{\mathrm{r}}{\pi}\frac{T_q^2(t)}{1-\mathrm{r}R_q(t)}$$

T_q, R_q - коэффициенты прохождения и отражения

$$T_q(t) = \exp(-\tau-ik_0v_{\mathrm{fs}}t)+\Lambda\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}(-1)^l(-i)^m p_l\alpha_{l,m}\int_0^\tau d\zeta\,\Phi_{l,m}(\zeta,q,t)\int_0^1 d\mu\,J_{m-m'}\left(q\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}(z+z'-2z_{\mathrm{fs}})\right)P_l^{|m|}(\mu)\exp\left(-\frac{\tau-\zeta}{\mu}-ik_0\mu(v-v_{\mathrm{fs}})t\right)$$

Вид неоднородной части для вычисления R_q

$$\Phi_{l,m}^{(0)}(\zeta,q,t) = 2(-i)^m\int_0^1 d\mu\,J_m\left(q\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}(z-z_{\mathrm{fs}})\right)P_l^{|m|}(\mu)\exp\left(-\frac{\tau-\zeta}{\mu}-ik_0\mu(v-v_{\mathrm{fs}})t\right)$$

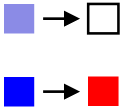
Схема численного решения

❑ Свойства симметрии ядра

$$p_l \alpha_{l,m} h_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta') = (-1)^{m-m'} p_{l'} \alpha_{l,m} h_{l',m'}^{l,m}(\zeta,\zeta')$$

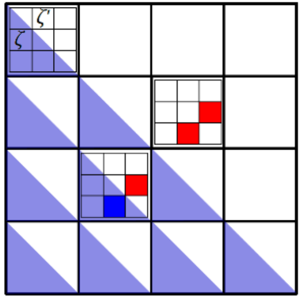
$$h_{l,m}^{l',m'}(\zeta,\zeta') = (-1)^{l+m+l'+m'} h_{l,m}^{l',m'}(\zeta',\zeta)$$

Схема заполнения элементов матрицы оператора рассеяния в зависимости от перестановки индексов



$\zeta \rightarrow \zeta'$

$l, m \rightarrow l', m'$



❑ Выделение вклада однократного рассения (повышение гладкости неоднородной части)

$$\Phi^{(1)}_{l,m}(\zeta,q,t) = 2\pi\Lambda(-i)^m \int_{-1}^{1} \frac{d\mu}{|\mu|} P_l^{|m|}(\mu)\, p(-\mu) \int_0^\tau d\zeta'\, \theta\left(\frac{\zeta'-\zeta}{\mu}\right) J_m\left(q\frac{\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}\left(z(\zeta)-z(\zeta')\right)\right) \exp\left(-\zeta' - \frac{\zeta'-\zeta}{\mu} - ik_0\left((1+\mu)v(\zeta')-\mu v(\zeta)\right)t\right)$$

Аналитическое выражение вклада однократного рассеяния в доплеровский спектр $I^{(1)}(\omega) = 2\pi\Lambda p(-\mathbf{n}_0)\exp(-2\zeta(c\omega/2\omega_0))$

❑ Дискретная форма системы интегральных уравнений

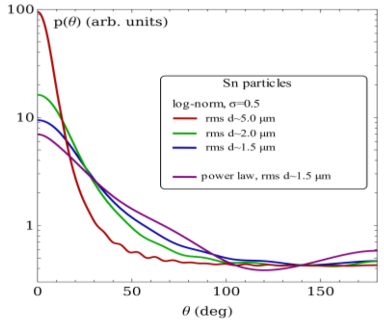
$$\Phi_{l,m}(\zeta_n,q,t) = \Phi^{(1)}_{l,m}(\zeta_n,q,t) + \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} S_{l,m}^{l',m'}(\zeta_n,q,t)\Phi_{l',m'}(\zeta_n,q,t) + \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}\sum_{n'=0}^{N} c_{n'} h_{l,m}^{l',m'}(\zeta_n,\zeta_{n'},q,t)\left(\Phi_{l',m'}(\zeta_{n'},q,t) - \Phi_{l',m'}(\zeta_n,q,t)\right)$$

- В отличие от исходной интегро-дифференциальной формы транспортного уравнения, для интегральных уравнений в милновской форме дискретизация по углам не привязана к дискретизации по оптической глубине. Вычисление значений ядра может осуществляться с помощью любой стандартной процедуры интегрирования
- Узлы и весовые множители сетки по переменной оптической глубины и по параметру пространственного Фурье-преобразования q выбираются по правилу Гаусса-Кронрода, что обеспечивает контроль точности
- Решение СЛАУ осуществляется с помощью стандартных библиотек LAPACK
- Одномерность уравнений милновского типа существенно упрощает процедуру параллелизации вычислений

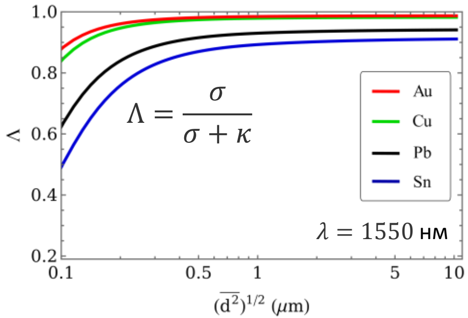
Влияние фазовой функции рассеяния на доплеровский спектр

❑ Модель рассеивающей среды

Примеры типичных фазовых функций, усредненных по размеру рассеивающих частиц



Альбедо однократного рассеяния металлических частиц в зависимости от среднеквадратичного диаметра



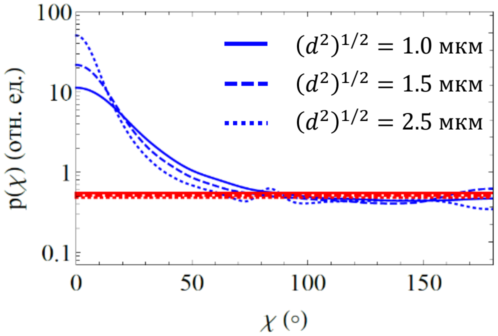
Объемная плотность пылевого облака как функция координаты и времени (автомодельный закон)
$$\rho(z, t_\mathrm{m}) = \frac{\rho_a}{v_\mathrm{fs} t_\mathrm{m}} \beta \exp\left(-\beta\left(\frac{z}{v_{fs} t_\mathrm{m}} - 1\right)\right)$$

❑ Транспортное приближение

$$\boxed{p(\mathbf{n}, \mathbf{n}') = g\,\delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}') + \frac{1-g}{4\pi}}$$

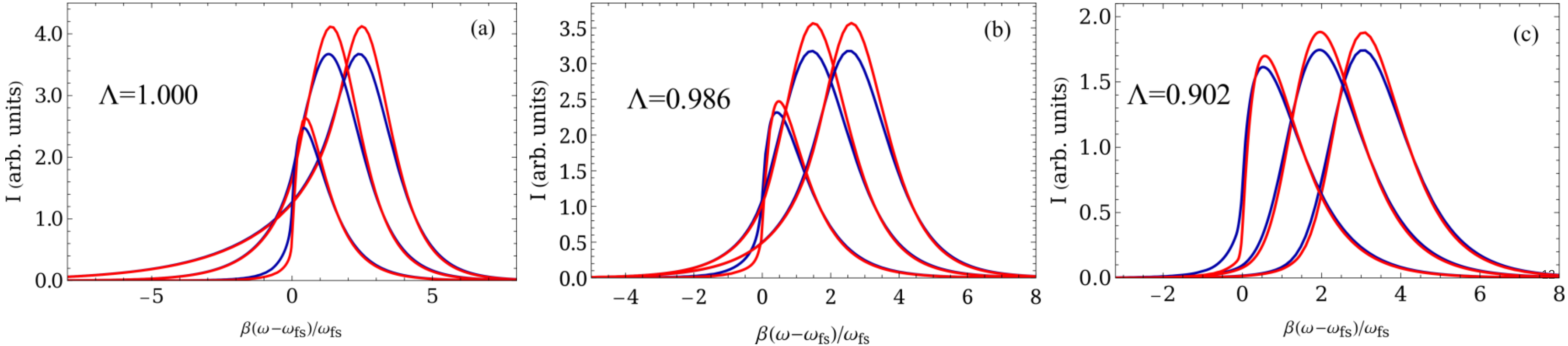
Средний косинус угла однократного рассеяния
$$g = \int_{4\pi} d\mathbf{n}\, \mu\, p(\mathbf{n}, \mu' = 1)$$

Пример сравнения фазовых функций с соответствующим транспортным приближением



В транспортном приближении уравнения сводятся к форме для s-рассеяния ($l = 0$)

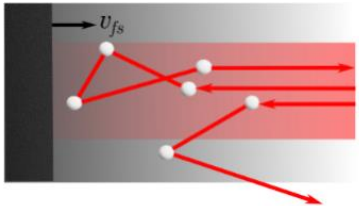
❑ Сравнение точного решения с транспортным приближением

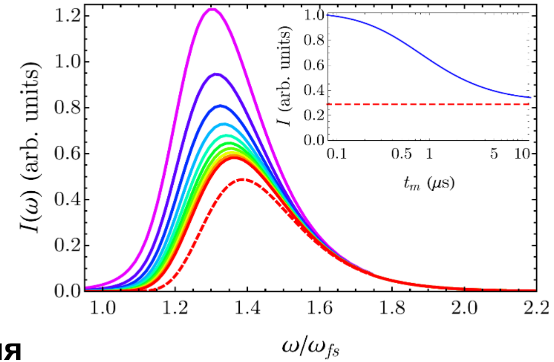


Чувствительность доплеровского спектра к параметрам пучка и поля зрения зондирующей системы

Чувствительность доплеровского спектра к параметрам конечного поля зрения (FOV)

Эффект FOV приводит к подавлению вклада многократного рассеяния по мере разрежения рассеивающей среды

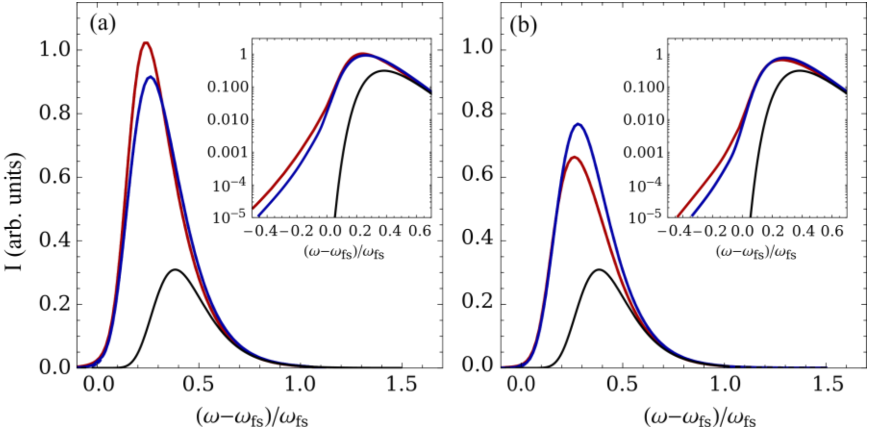


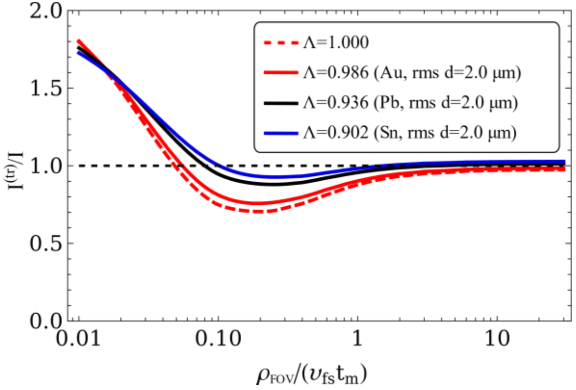


❑ Сравнение точного решения с транспортным приближением для заданных параметров FOV

Доплеровские спектры отраженного от расширяющегося облака частиц Sn (среднекв. диаметр 2 мкм, $\Lambda = 0.9$, $\tau_{\mathrm{tr}} = 5$) в моменты времени $t_{\mathrm{m}} = 1$ мкс и 2 мкс. Скорость свободной поверхности $v_{\mathrm{fs}} = 1$ км/с.
Параметры FOV $\rho_{\mathrm{i}} = \rho_{\mathrm{f}} = 250$ мкм.

Отношение интегральной по частоте интенсивности обратного рассеяния в транспортном приближении к полученной на основе точного расчета как функция параметра FOV

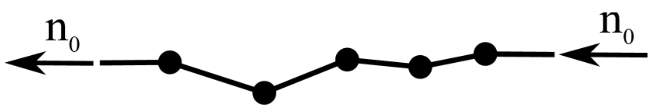




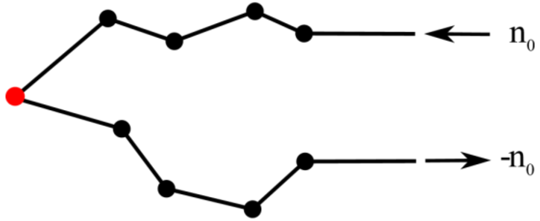
В типичных условиях эксперимента транспортное приближение согласуется с точным решением

Особая роль вклада малоуглового рассеяния

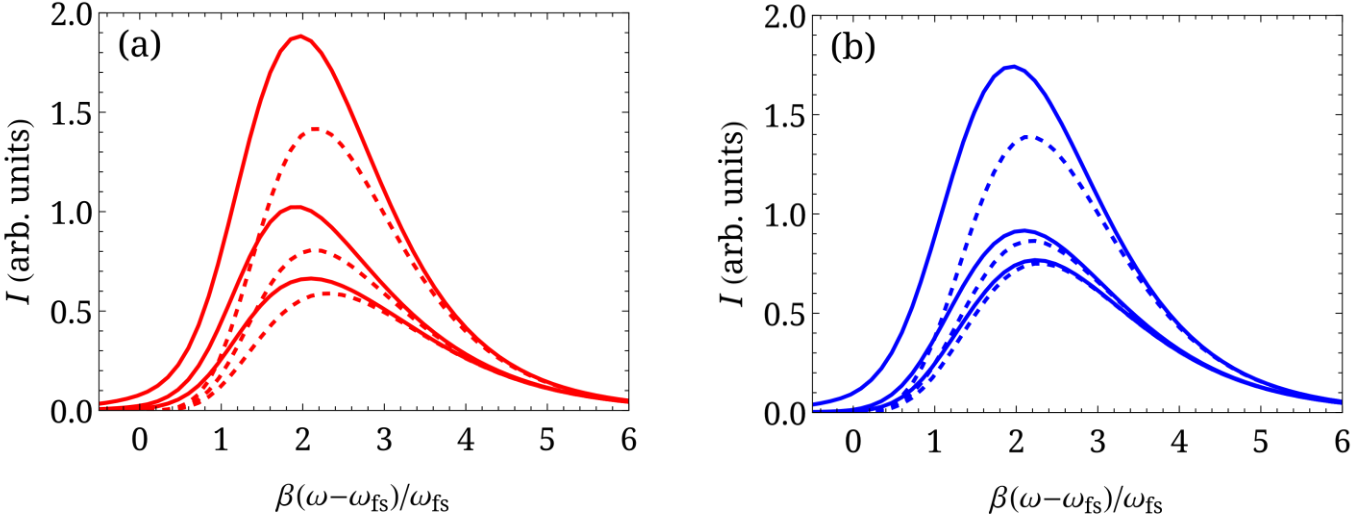
Snake-волны - волны, у которых не меняется знак проекции волнового вектора на направление первоначального распространения



Пример траектории однократного обратного рассеяния snake-волн. Красным символом показан акт рассеяния в заднюю полусферу



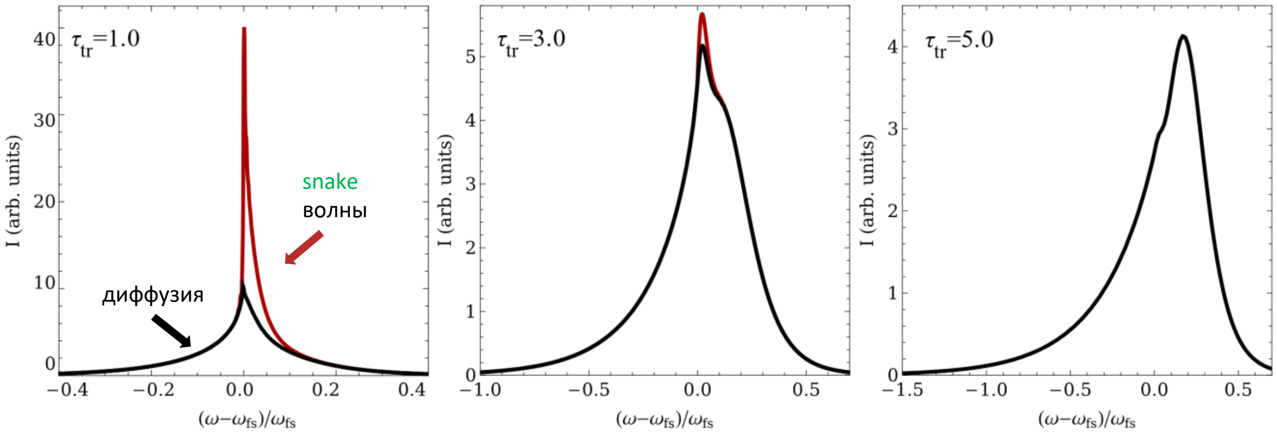
Удельный вклад однократного рассеяния snake-волн по мере расширения пылевого облака.
Расчеты (a) по точному решению и (b) в транспортном приближении



Влияние отражающей границы

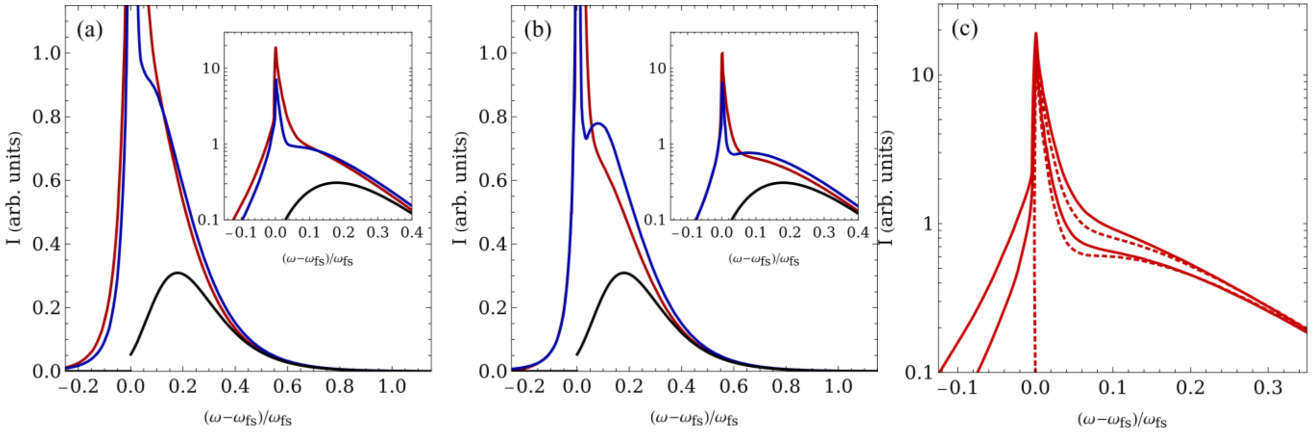
❑ Влияние отражения от свободной поверхности с ростом оптической толщины пылевого облака

Sn (среднекв. диаметр 2 мкм, $\Lambda = 0.9$, $\tau_{tr} = 1 \div 5$) Геометрия широкого пучка



❑ Сравнение точного решения и транспортного приближения в условиях конечного пучка и апертуры

Sn (среднекв. диаметр 2 мкм, $\Lambda = 0.9$, $\tau_{tr} = 1$) в моменты времени $t_m = 1$ мкс и 2 мкс. Скорость свободной поверхности $v_{fs} = 1$ км/с. Параметры FOV $\rho_i = \rho_f = 250$ мкм

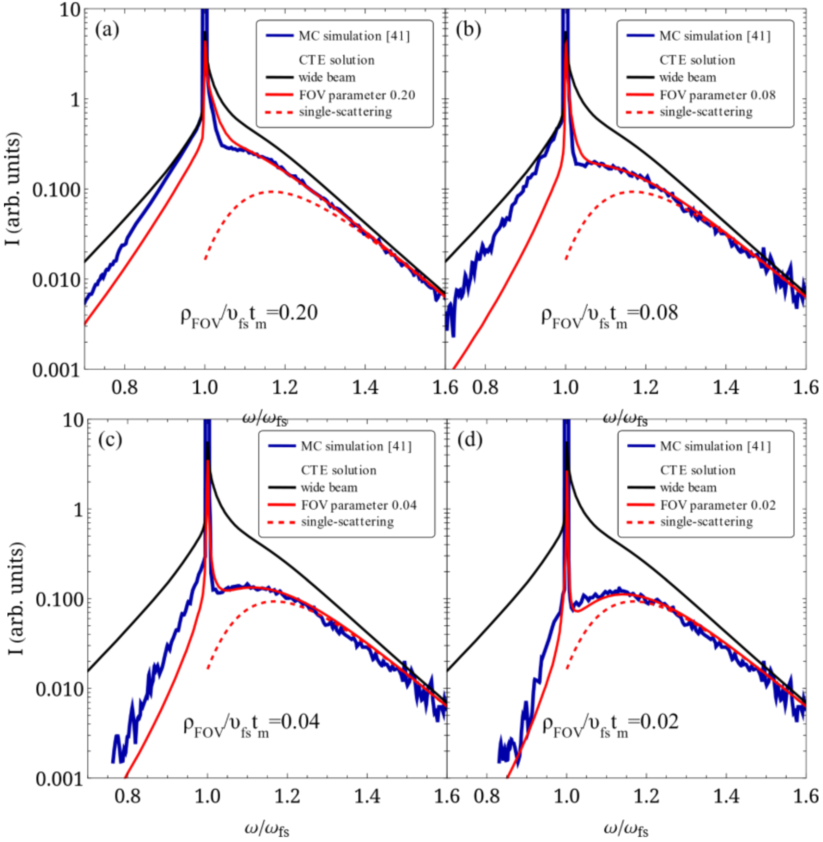


Сравнение с опубликованными данными

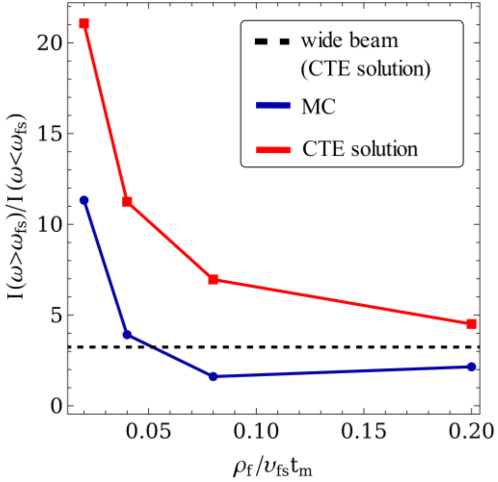
- **Коэффициенты отражения и прохождения в рассеивающих слоях различных оптических толщин, поглощения и степени анизотропии**

Полное совпадение с данными H. C. van de Hulst “*Multiple Light Scattering*”

- **Сравнение с опубликованными данными прямого моделирования методом Монте Карло (данные J.-E. Franzkowiak et al. Applied Optics (2018))**

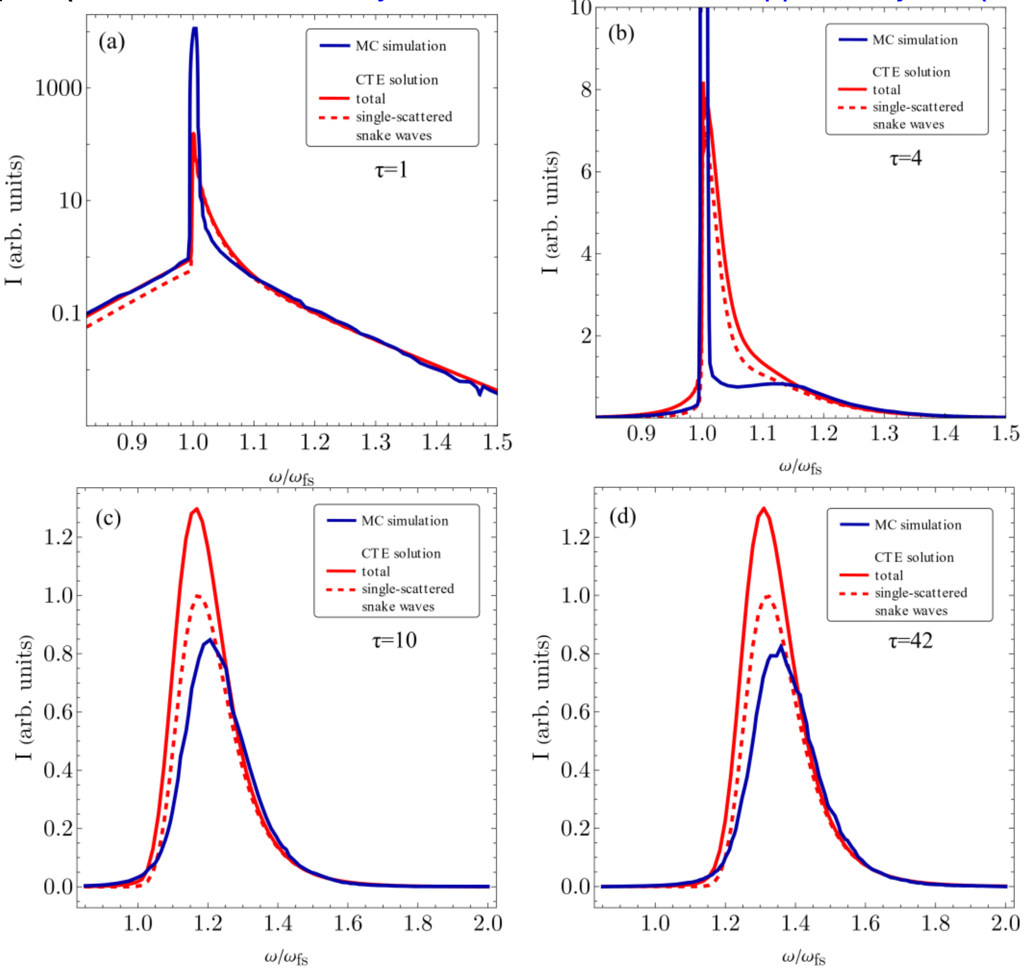


Отношение $I(\omega > \omega_{fs})/I(\omega < \omega_{fs})$

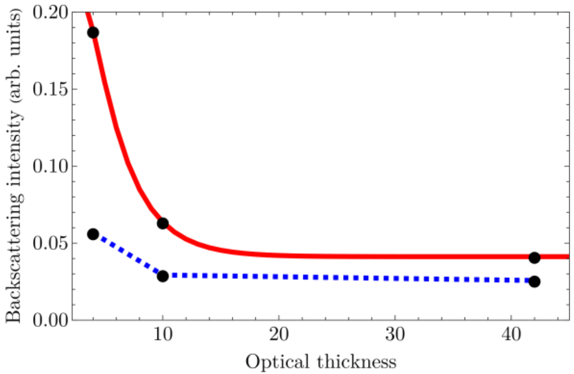


- **Сравнение с опубликованными данными прямого моделирования методом Монте Карло (данные** J. A. Don Jayamanne et al. Journal of Applied Physics (2024))

ВНИИА
РОСАТОМ



Интеграл по частотам (полная интенсивность обратного рассеяния) как функция оптической толщины рассеивающего слоя



Плохой расчет малоуглового вклада методом МС объясняется нехваткой статистики в областях частот, где наблюдается резкое изменение амплитуды.

Нехватка статистики МС также наблюдается в случаях оптически плотных слоев

Заключение

1. Сформулирована процедура решения корреляционного транспортного уравнения для расчета доплеровского спектра излучения, отраженного от анизотропно рассеивающей расширяющейся среды

2. Разработан численный код для решения системы интегральных уравнений милновского типа методом дискретных ординат с контролем точности

3. Проанализировано влияние дисперсного состава пылевых частиц на доплеровский спектральный профиль и установлена область применимости транспортного приближения для его расчета

4. Показано, что за счет вклада волн, рассеянных на малые углы (т. н. snake-волн), пик в спектре при частоте, соответствующей скорости свободной поверхности, имеет выраженную асимметрию в сторону высоких частот. Этот пик сохраняется до значений толщины пылевого облака в несколько длин свободного пробега

5. Заложена основа для моделирования доплеровских спектров в реалистических условиях эксперимента

Спасибо за внимание!