равна β, нужно выполнить условие на время измерения с этой стационарной цепочкой $t_{ст}$ такое, чтобы удовлетворить соотношению $\beta=\exp(-t_{ст}/\tau_{экв})$. Отсюда время измерения $t_{ст}=-\tau_{экв}\ln\beta$ и выигрыш во времени будет равен $m=t_{ст}/t=-\tau_{экв}\ln\beta/t$. Для наглядности удобно представить $\beta=e^{-n}$, где n показывает, во сколько раз время измерения превосходит постоянную времени RC-цепочки. Обычно работают при $n=4$—5. Таким образом, $m=\tau_{экв}n/t$. Подставляя сюда $\tau_{экв}$ из (11), получим окончательно выражение выигрыша во времени измерений

$$m(a,n)=n\frac{(2-a)a}{(1-\beta^a)(2-a\beta^{(2-a)})}, \qquad (12)$$

где $\beta=e^{-n}$.

При $a=2$, раскрывая неопределенность, получим

$$m(2,n)=\frac{2n}{(2n+1)(1-e^{-2n})}. \qquad (13)$$

Обычно $\beta<0{,}05$, тогда в интервале $0\leqslant a<2$ знаменатель (12) мало отличается от 2, а числитель максимален при $a=1$.

Таким образом, максимум выигрыша во времени имеет место при $a=1$ и равен $m_{max}=n/2$, что при обычных $n=4$—5 дает уменьшение времени наблюдения более чем в два раза. Заметим, что при $a=2$ согласно (13) выигрыш не получается ни при каких значениях n. Итак, в рассмотренной процедуре измерений оптимальная скорость изменения постоянной времени равна одной секунде в секунду.

Рассмотренный метод измерения слабого сигнала на фоне шумов проверен экспериментально и использован в медицинском радиотермометре НИРФИ для сокращения времени измерения вдвое по сравнению с неизменной RC-цепочкой, обеспечивающей ту же флуктуационную (пороговую) чувствительность.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
17 мая 1988 г.

УДК 537.87:621.371

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК ПЛАЗМЫ

В. Г. Спицын

Рассматривается распространение электромагнитной волны через осесимметричный поток турбулентной плазмы. Рассеяние волны происходит на сильных флуктуациях диэлектрической проницаемости плазмы, которые реализуются при частоте волны, близкой к критической [1]. Профиль средней скорости и концентрации турбулентностей описывается функцией

$$\varphi(\rho)=\varphi_0\exp(-\mu_1\rho^2-\mu_2(\rho-\rho_0)^2), \qquad (1)$$

где φ_0 — значение средней скорости или концентрации турбулентностей на оси потока, μ_1, μ_2 — параметры, характеризующие степень неоднородности потока, ρ_0 — фиксированное значение координаты ρ, отсчитываемой от оси потока.

Теоретическое решение данной задачи с учетом поглощения и многократного рассеяния электромагнитной волны на турбулентностях потока провести затруднительно [2, 3]. В связи с этим в данной работе проводится построение статистической модели многократного рассеяния электромагнитной волны на плазменных турбулентностях [4—6]. Предполагается, что длина волны меньше размеров потока и рассеяние происходит некогерентным образом на статистически независимых турбулентностях.

Падающая на поток электромагнитная волна моделируется лучами, равномерно распределенными в плоскости волнового фронта и ориентированными вдоль направления распространения волны. Начальные координаты лучей выбираются на поверхности потока в соответствии с указанным законом. При определении длины свободного распространения луча в неоднородном потоке используется метод максимального сечения [7]. Тип взаимодействия волны с турбулентностью определяется в соответствии с вероятностями поглощения σ_p, рассеяния σ_r и фиктивного рассеяния σ_f, причем $\sigma_p+\sigma_r+\sigma_f=1$. В случае выполнения условия рассеяния волны направление распространения луча изменяется в соответствии с задаваемой индикатрисой рассеяния турбулентности.

В процессе моделирования случайных траекторий лучей в потоке проводится вычисление и накопление в памяти ЭВМ доплеровского сдвига частоты, приобретен-

ного волной в результате многократного взаимодействия с перемещающимися турбулентностями. При выходе луча за пределы потока запоминаются накопленный им сдвиг частоты и направление его распространения. После многократного повторения процесса слежения за лучами и нормировки результатов получаются спектральные характеристики сигнала, прошедшего через поток.

Ниже излагаются результаты исследования зависимости частотного спектра рассеянного сигнала от направления распространения падающей волны и параметров μ_1 и μ_2, характеризующих степень неоднородности потока. Расчеты проводились для изотропной диаграммы переизлучения турбулентностей при падении коллимированного пучка лучей на ось непоглощающего потока под различными углами.

На рис. 1 представлены частотные спектры некогерентно рассеянного сигнала, прошедшего через поток. По горизонтальной оси отсчитывается величина безразмерного доплеровского сдвига частоты [°] $f_* = (\Delta f c)/(f_0 v_0)$, где Δf — сдвиг частоты, c — скорость распространения волны в плазме, f_0 — частота падающей волны, v_0 — скорость перемещения турбулентностей на оси потока. По вертикальной оси каждого спектрального кадра отсчитывается энергия сигнала, нормированная на максимум энергии в спектре для каждого столбца. Спектральные кадры приведены для различных значений угла ψ, отсчитываемого от направления распространения падающего нормально потоку пучка лучей в плоскости, содержащей ось потока: а) $\psi = 0$, б) $\psi = 20°$, в) $\psi = 40°$, г) $\psi = 140°$, д) $\psi = 160°$, е) $\psi = 180°$.

На рисунке в первом столбце представлены спектры, полученные для однородного распределения турбулентностей в потоке ($\mu_1 = \mu_2 = 0$), во втором и третьем столбцах — спектры, полученные для неоднородного распределения с коэффициентами $\mu_1 = 0$, $\mu_2 = 1$ и $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 0$ соответственно. Сплошными, штриховыми и штрихпунктирными кривыми показаны частотные спектры, полученные для случаев падения на поток пучка лучей под углами $\theta = 90, 60$ и $30°$ к оси потока.

Радиус потока ρ_m при расчетах полагался равным двум средним длинам свободного распространения луча в потоке с равномерно распределенными турбулентностями. Величина ρ_0 при расчетах полагалась равной 1, а дисперсия скорости перемещения турбулентностей $\delta = 0{,}1$. Относительная погрешность вычислений в точках расположения максимумов спектральных картин составляла величину $\varepsilon \lesssim 4\%$.

Результаты расчетов показывают, что положение максимума спектральной картины зависит от величины углов θ и ψ, а также от параметров μ_1 и μ_2. В случае однородного распределения турбулентностей в потоке ($\mu_1 = \mu_2 = 0$) энергия прошедшего через поток сигнала оказывается значительно меньшей, чем энергия, рассеянная назад, при $\mu_1 = 0$, $\mu_2 = 1$ их величины сопоставимы, а при $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 0$ энергия прошедшего через поток сигнала даже превосходит энергию сигнала, рассеянного назад. Объясняется это тем, что в первом случае турбулентности занимают максимальный объем и велика вероятность рассеяния лучей назад, во втором случае они располагаются в окрестности $\rho = \rho_0$ и занимают меньший объем, а в третьем — турбулентности сосредоточены лишь в окрестности оси потока и занимают минимальный объем, вследствие чего вероятность прохождения лучей через поток возрастает.

В табл. 1 представлены нормированные на энергию падающего пучка лучей энергия прошедшего через поток когерентного сигнала P_c и энергия однократно рассеянного сигнала P_1. Приведенные результаты показывают, что с ростом угла падения пучка лучей на поток θ происходит увеличение когерентной составляющей в спектре сигнала, поскольку при этом возрастает вероятность прохождения лучей через поток без рассеяния. Происходящее при этом уменьшение энергии однократно рассеянного сигнала объясняется тем, что лучам, падающим на поток под большими углами, труднее выйти из потока в результате лишь одного акта рассеяния.

Таблица 1

Параметры неоднородности потока μ_1 и μ_2		Угол падения лучей на поток $\theta°$		
		30°	60°	90°
$\mu_1 = 0$, $\mu_2 = 0$	P_c	0,0004	0,0095	0,018
	P_1	0,145	0,117	0,110
$\mu_1 = 0$, $\mu_2 = 1$	P_c	0,0071	0,0852	0,130
	P_1	0,1150	0,0988	0,094
$\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 0$	P_c	0,0404	0,201	0,268
	P_1	0,127	0,119	0,115

Вклад энергии однократно рассеянного сигнала составляет величину от 9,4 до 14,5%, что позволяет сделать вывод о большой роли эффекта многократного рассеяния при моделировании прохождения электромагнитной волны через поток плазмы с сильными флуктуациями диэлектрической проницаемости.

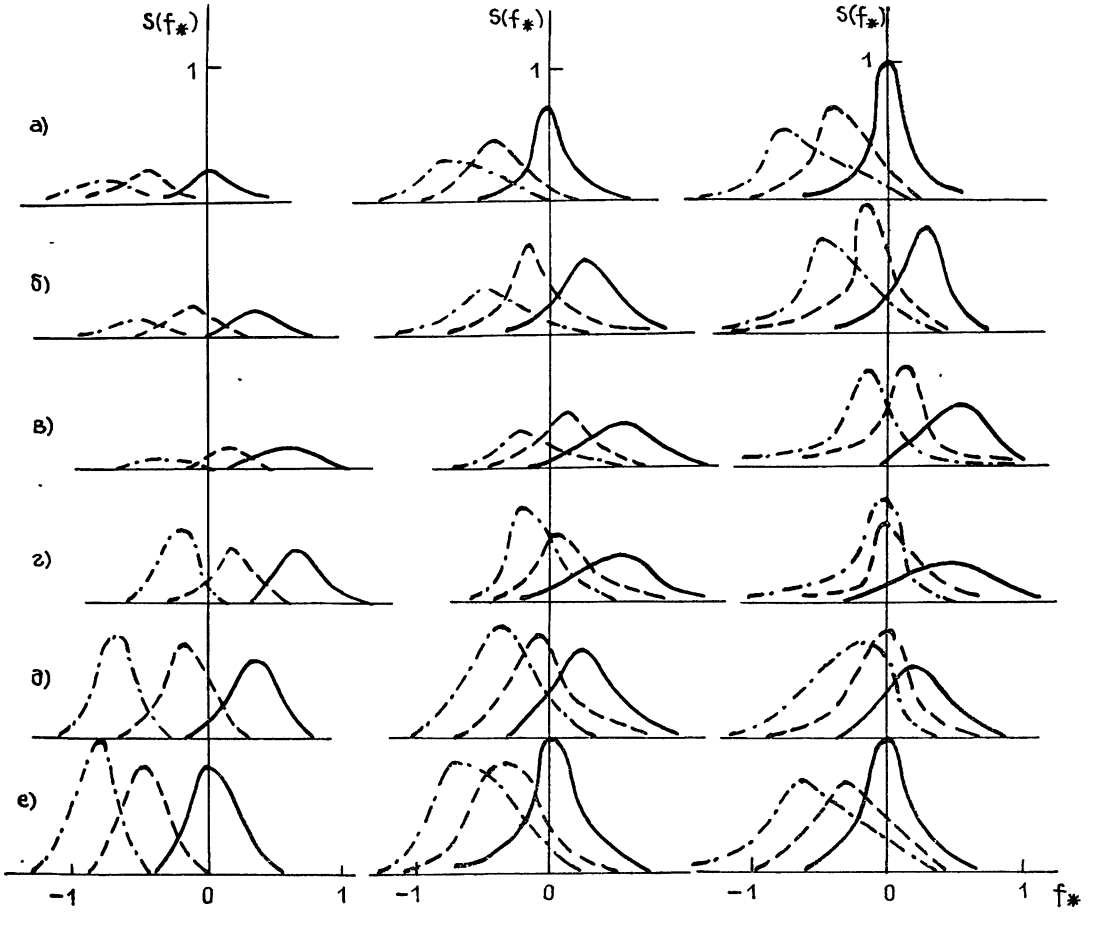

Рис. 1.

На основе анализа экспериментов по рассеянию ультразвука на турбулентной осесимметричной затопленной струе в работах [8, 9] делается вывод о том, что профили скорости и концентрации турбулентностей могут не совпадать.

На рис. 2 сплошными кривыми представлены результаты расчетов при $\mu_1=1$, $\mu_2=0$ для профиля скорости и при $\mu_1=0$, $\mu_2=5$ для профиля концентрации турбулентностей. Спектральные кадры приведены для следующих значений угла рассеяния ψ, отсчитываемого в плоскости, содержащей ось потока: а) $\psi=10°$, б) $\psi=20°$, в) $\psi=30°$. В каждом спектральном кадре энергия сигнала нормирована на максимум энергии в спектре. Рассматривалось распространение пучка лучей без поглощения поперек оси потока. Дисперсия скорости перемещения турбулентностей полагалась равной нулю.

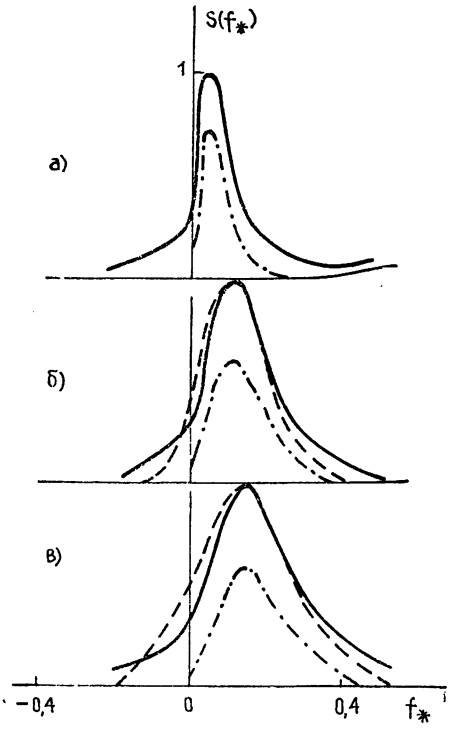

Рис 2.

Полученные результаты показывают, что максимум спектра в этом случае перемещается ближе к оси ординат в область меньших значений f_* (по сравнению с результатами, представленными на рис. 1). Объясняется это тем, что в соответствии с (1) турбулентности сосредоточены не в центре потока, а в окрестности $\rho=1$, где величина скорости уже существенно меньше той, которая была на оси потока. Вследствие этого доплеровский сдвиг частоты, полученный лучами при прохождении через поток, уменьшается.

Штриховыми кривыми на рис. 2 представлены экспериментальные данные, полученные в работе [9] при рассеянии ультразвуковых волн с частотой 1,825 МГц на турбулентной затопленной струе в гидроакустическом бассейне. Полученное соответствие расчетных и экспериментальных кривых позволяет сделать вывод о том, что в эксперименте максимум профиля скорости турбулентностей располагался на оси потока, а максимум профиля концентрации турбулентностей был смещен относительно этой оси.

Штрихпунктирными кривыми на рис. 2 представлен вклад в частотный спектр энергии однократно рассеянного сигнала, который не содержит спектральных компонент с отрицательным значением доплеровского сдвига частоты. Следовательно, наличие в частотном спектре энергии рассеянного сигнала с отрицательным сдвигом частоты обусловлено многократным рассеянием электромагнитной волны на плазменных турбулентностях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В. Ю., Исаев Н. В., Шустин Е. Г. и др // Тезисы докл. XV Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М., 1987. С. 186.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981.
3. Бархатов А. Н., Гавриленко В. Г., Мартьянов А. И. и др. // Тезисы докл. XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М., 1978. Ч. 2. С. 275.
4. Спицын В. Г. // Межвуз. науч. сб.: Электродинамика и распространение волн. — Томск: Гос ун-т, 1984. № 4. С. 70.
5. Коробков В. А., Спицын В. Г. // Тезисы докл. XIV Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М., 1984. Ч. 1. С. 262.
6. Спицын В. Г., Столярова Н. А. // Радиотехника. 1987. № 8. С. 60.
7. Соболь И. М. Численные методы Монте-Карло. — М.: Наука, 1973.
8. Гавриленко В. Г., Ковнер М. С., Мартьянов А. И. // Акуст. журн. 1977. Т. 23. Вып. 5. С. 708.
9. Бархатов А. Н., Гавриленко В. Г., Мартьянов А. И. // Акуст. журн. 1979. Т. 25. Вып. 1. С. 32.

Сибирский физико-технический институт
при Томском университете

Поступила в редакцию
9 марта 1988 г.,
после переработки
9 ноября 1988 г.