

В этом случае $\lambda_x = \lambda_y = \lambda_z = \lambda_{\max}$, т. е. нагретая зона удовлетворяет всем рассмотренным выше закономерностям минимизации параметра F_1 . Параметр анизотропности при этом равен единице ($I_a = 1$).

Второй путь – использование плоских теплопроводов, выполненных в виде сплошных металлических плат (медь, дюралюминий и др.) либо в форме теплопроводных пластин по размеру [1-3]. При этом имеет место анизотропия по теплопроводности ($\lambda_x = \lambda_y = \lambda_{\max} \neq \lambda_z$), что требует исследовать влияние параметра анизотропности. В случае оптимальной формы квадратного “бруса”, когда платы (тепlostоки) располагаются параллельно основанию, т.е. перпендикулярно к большой оси, все рассмотренные выше закономерности минимизации параметра остаются в силе.

Таким образом, степень минимизации параметра теплопроводности зависит от интенсивности системы охлаждения и линейного размера аппарата. При линейных размерах аппарата больше 0,5 м или интенсивном поверхностном охлаждении наблюдается предельная минимизация параметра теплопроводности. Установлено:

– увеличение эффективной теплопроводности свыше 2-4 Вт/(м.град) не вызывает дальнейшей минимизации. Значит, не следует стремиться к увеличению теплопроводности заполнителей (компанудов) свыше этих значений;

– аппараты в форме “квадратного бруса” позволяют получить оптимальный тепловой режим;

– для изотропных нагретых зон ($\lambda_x = \lambda_y = \lambda_z$) никакие ограничения на размещение монтажных плат не накладываются. Они могут иметь форму либо большой, либо малой грани “квадратного бруса”;

– в случае анизотропных нагретых зон РЭА наименьший размер нагретой зоны должен совпадать с направлением максимальной теплопроводности и лежать в плоскости монтажных плат. В случае плоских теплопроводов ($\lambda_x = \lambda_y \geq \lambda_z$) это требование совпадает с требованием оптимальной формы “квад-

ратного бруса” и лишь накладывает ограничение на характер размещения монтажных плат. В случае линейных теплопроводов ($\lambda_x \geq \lambda_y = \lambda_z$) оптимальной формой становится ограниченная пластина;

– при применении теплопроводов практически целесообразно увеличивать эффективную теплопроводность свыше 3-4 Вт/м.град. В случае медных теплопроводов это соответствует относительной толщине 0,01 – 0,015 по отношению к расстоянию между платами Δ и удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [1];

– конструктивное совмещение кожуха аппарата с нагретой зоной (при обеспечении хороших тепловых связей между платой и стенкой кожуха) позволяет в 2 раза повысить коэффициент теплопередачи в условиях естественной конвекции. Дальнейшее увеличение коэффициента теплоотдачи может быть достигнуто применением специальных систем вынужденного воздушного охлаждения.

Литература: 1. Майко И. М., Синотин А. М. Экспериментальное определение эффективной теплопроводности нагретых зон радиоэлектронных аппаратов // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТРТО. 1972, №. 2. С. 13-17. 2. Майко И. М., Детинов Ю. М., Синотин А. М. О теплофизическом конструировании одноблочных радиоэлектронных аппаратов с заданным тепловым режимом // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТРТО, 1974. № 1. С. 80-87. 3. Дульнев Г. Н., Тарновский Н. Н. Тепловые режимы электронной аппаратуры. Л.: Энергия, 1971. 248 с.

Поступила в редколлегию 01.02.2002

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Алипов Н.В.

Невлюдов Игорь Шакирович, д-р техн. наук, зав. кафедрой ТАПР ХНУРЭ. Научные интересы: технология, автоматизация и производство радиоэлектронной аппаратуры. Адрес: Украина, 61128, Харьков, пр. 50-летия СССР, 16, кв. 477, тел. 40-94-86.

Синотин Анатолий Мефодиевич, канд. техн. наук, доцент, методист профильного отдела НМУ. Научные интересы: проектирование, автоматизация и производство радиоэлектронной аппаратуры. Адрес: Украина, 61174, Харьков, пр. Победы, 57 “Г”, кв. 35, тел. 40-94-59.

УДК 621.37.01

О ПОТЕРЯХ УСИЛЕНИЯ АНТЕНН В СИСТЕМАХ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ВЕТРА

ПЕТРОВ В.А., ШЕЙКО С.А.

Рассматриваются условия работы приемных антенн в радиолокационных системах измерения профиля ветра, законы распределения амплитуды и фазы поля, рассеянного в заданном объеме турбулентной среды. Показывается, что сумма дисперсий флуктуаций уровня амплитуды и фазы не зависит от опорного уровня и находится в пределах 3,43,7. Потери усиления антенн при таких флуктуациях в плоскости апертуры составляют более 5 дБ.

Приемные антенны систем дистанционного зондирования атмосферы и измерения профиля ветра находятся в существенно неоднородном поле. Флук-

туации амплитуды A и фазы ϕ поля в плоскости апертуры настолько велики, что говорить о диаграмме направленности f и коэффициенте направленного действия (КНД) D в этом случае можно лишь в терминах статистической теории антенн. Детальный анализ характеристик антенн и потерь усиления при неоднородном поле в плоскости раскрытия выполнен Я.С. Шифриным [1]. Для оценки среднего КНД \bar{D} приемной антенны системы радиолокационного зондирования атмосферы можно воспользоваться полученным в работе [1] соотношением:

$$\frac{\bar{D}}{D_0} = e^{-\alpha} \left[1 + \frac{1}{16} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha^m}{m!} I^2(c_m, 0, 0) \right], \quad (1)$$

где $I(c, 0, 0) = 2c\sqrt{\pi} \cdot \Phi(2/c) - c^2(1 - e^{-4/c^2})$;

$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ – интеграл вероятности; D_0 – максимальный КНД в отсутствие флуктуаций поля в раскрытие;

$\alpha = \sigma_B^2 + \sigma_\varphi^2$ – сумма дисперсий уровня амплитуды B и фазы φ ; $c = 2\rho_k / d$ – удвоенное отношение радиуса корреляции поля ρ_k к размеру апертуры d ; $c_m = c / \sqrt{m}$.

Выражение (1) и функция $I(c, 0, 0)$ соответствуют направлению главного максимума средней диаграммы направленности $|\overline{f(0)}|^2$.

В том случае, когда структура и корреляционные свойства поля в плоскости апертуры связаны с рассеянием волн в ограниченной области турбулентной атмосферы, параметр α , как показано ниже, может быть рассчитан достаточно точно.

Расчет параметра c требует учета условий конкретного эксперимента, но приближенная оценка области возможных значений c может быть найдена из следующих соображений.

Предположим, на расстоянии R эффективный поперечный размер L области рассеяния связан с шириной диаграммы направленности θ передающей антенны и представляет собой круг с равномерным распределением средней интенсивности. Поскольку при обратном рассеянии поперечный радиус корреляции источников рассеянных волн $r_k \ll L$ [2], а рассеянное поле можно считать стационарным случайным процессом, корреляционная функция поля $\Gamma(\rho)$ в плоскости наблюдения равна [3]:

$$|\Gamma_{1,2}| = |\Gamma(\rho)| = Q \frac{2J_1(\alpha\rho)}{\alpha\rho}, \quad (2)$$

где $J_1(z)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка; ρ – расстояние между точками 1 и 2 в плоскости апертуры приемной антенны; Q – постоянная; $\alpha = \frac{kL}{2R} = \frac{\pi L}{\lambda R}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – длина волны.

Радиус корреляции можно найти из уравнения

$$\pi\rho_k^2 = \frac{1}{\Gamma(0)} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\varphi \int \Gamma(\rho) d\rho. \quad (3)$$

Подставляя в уравнение (3) значение $\Gamma(\rho)$, получаем

$$\pi\rho_k^2 = \frac{4\pi}{\alpha} \int_0^\infty J_1(\alpha\rho) d\rho = \frac{4\pi}{\alpha^2} = \frac{4\lambda^2 R^2}{\pi L^2},$$

откуда $\rho_k = 2\lambda R / \pi L$.

Так как приближенно $\theta \approx L / R$ и $\theta \approx \lambda / d$, где d – диаметр передающей антенны,

$$\rho_k \approx 2d / \pi = 0,637d, \quad (4)$$

причем ρ_k не зависит от расстояния R .

При равенстве размеров апертур приемной и передающей антенн относительный интервал корреляции

$$c = 2\rho_k / d \approx 1,27. \quad (5)$$

Условия, при которых получены оценки (4) и (5), а также, предположение о равенстве нулю поля за пределами равномерно освещенного круга диаметром L в области рассеяния, соответствуют наибольшему радиусу корреляции ρ_k . Поэтому можно считать, что в системах дистанционного зондирования атмосферы, использующих идентичные приемную и передающую антенны, выполняются неравенства $\rho_k < 0,64d$, $c < 1,3$.

Параметр α можно рассчитать, зная распределения вероятностей амплитуды A и фазы φ в плоскости апертуры приемной антенны.

Распределение вероятности фазы, как показано в работе [4], равномерное в интервале $[-\pi, \pi]$, распределение амплитуды – релеевское:

$$w(A) = \frac{A}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{A^2}{2\sigma^2}\right). \quad (6)$$

Используя описание поля в форме, принятой в работе [1], обозначим

$$A = A_0 e^{B+j\varphi}, \quad (7)$$

где $B = \ln\left(\frac{A}{A_0}\right)$ – уровень амплитуды.

Выражение (1) получено в работе [1] при условии, что распределение вероятности уровня нормальное с нулевым средним. Это соответствует логарифмически-нормальному закону распределения амплитуды.

В нашем случае функция распределения уровня с учетом (6) и (7) равна

$$w(B) = w(A) \frac{1}{\left(\frac{dB}{dA}\right)} = \frac{A_0^2}{\sigma^2} \cdot e^{2B} \cdot \exp\left[-\frac{A_0^2}{2\sigma^2} \cdot e^{2B}\right]. \quad (8)$$

Первый начальный момент распределения (8)

$$\begin{aligned} m_1(B) &= \int_{-\infty}^{\infty} B \cdot w(B) dB = \\ &= \frac{A_0^2}{\sigma^2} \int_{-\infty}^{\infty} B \cdot e^{2B} \exp\left[-\frac{A_0^2}{2\sigma^2} \cdot e^{2B}\right] dB. \end{aligned} \quad (9)$$

Интеграл в (9) приводится к табличному [5], и среднее значение B оказывается равным

$$m_1(B) = -\frac{1}{2} \left[C + \ln\left(\frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right) \right], \quad (10)$$

где $C = 0,5772\dots$ – постоянная Эйлера.

Второй начальный момент распределения (8) также выражается через табличный интеграл:

$$\begin{aligned} m_2(B) &= \int_{-\infty}^{\infty} B^2 \cdot w(B) dB = \\ &= \frac{A_0^2}{\sigma^2} \int_{-\infty}^{\infty} B^2 \cdot e^{2B} \exp\left[-\frac{A_0^2}{2\sigma^2} \cdot e^{2B}\right] dB = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{A_0^2}{8\sigma^2} \int_0^\infty (\ln y)^2 \cdot \exp\left[-\frac{A_0^2}{2\sigma^2} \cdot y\right] dy = \\
&= \frac{1}{4} \left\{ \frac{\pi^2}{6} + \left[C + \ln\left(\frac{A_0^2}{2\sigma^2}\right) \right]^2 \right\}, \quad (11)
\end{aligned}$$

где $y = e^{2B}$.

Дисперсия уровня амплитуды с учетом (10) и (11) равна

$$\sigma_B^2 = m_2(B) - m_1^2(B) = \frac{\pi^2}{24}, \quad (12)$$

т.е. не зависит от опорного значения A_0 .

Поскольку поле в плоскости наблюдения не содержит детерминированной составляющей, распределение фазы $w(\varphi) = 1/2\pi$, а дисперсия $\sigma_\varphi^2 = \pi^2/3$.

Входящий в выражение (1) параметр α , таким образом, равен

$$\alpha = \sigma_B^2 + \sigma_\varphi^2 = \frac{\pi^2}{24} + \frac{\pi^2}{3} = 3,7011\dots \approx 3,7. \quad (13)$$

Непосредственная подстановка найденного значения α в точное расчетное соотношение (1), очевидно, приведет к ошибке, связанной с отличием распределения (8) от нормального. Уточнить анализ можно следующим образом.

Поскольку σ_B^2 не зависит от выбора A_0 , найдем такое A_0 , чтобы максимум $w(B)$ достигался при $B = 0$. Приравнявая к нулю производную $\frac{d[w(B)]}{dB}$, получаем

$$B = \frac{1}{2} \ln 2 - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{A_0^2}{\sigma^2}\right). \quad (14)$$

Из (14) при $B = 0$ следует $A_0 = \sqrt{2}\sigma$.

Выберем параметр σ_n некоторого нормального закона распределения $w_n(B)$ так, чтобы при $B > 0$ функции $w(B)$ и $w_n(B)$ совпадали по крайней мере в одной точке, например, при $B = \frac{1}{2}$.

Подставляя в (8) значение $A_0 = \sigma\sqrt{2}$ и полагая $w(1/2) = w_n(1/2)$, получаем уравнение относительно σ_n :

$$w(1/2) = 2e \cdot \exp(-e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} \exp\left(-\frac{1}{8\sigma_n^2}\right),$$

или
$$0,8992\sigma_n = \exp\left(-\frac{1}{8\sigma_n^2}\right). \quad (15)$$

Приближенному решению трансцендентного уравнения (15) соответствует $\sigma_n \approx 0,32$. Сравнение σ_n с вычисленным ранее σ_B показывает, что $\sigma_n = 0,5\sigma_B$. Для этого значения σ_n нормальное распределение с нулевым средним показано на рис. 1 пунктиром. Там же приведено распределение

$w(B)$ при $A_0 = \sigma\sqrt{2}$ и $\sigma_B^2 = \pi^2/24$ (сплошная линия). На рис. 2 изображены соответствующие интегральные функции распределений. Их сопоставление показывает, что, если в выражение (13) ввести вместо σ_B^2 найденное σ_n^2 , то рассчитанное по формуле (1) значение среднего КНД приемной антенны нужно рассматривать как верхнюю грань возможных средних \bar{B} при заданных размерах антенн.

В условиях реального эксперимента распределение выборочных значений амплитуды A может не соответствовать точно ни релеевскому, ни логарифмически-нормальному закону. Поэтому можно считать, что α находится в пределах

$$\frac{1}{4}\sigma_B^2 + \sigma_\varphi^2 \leq \alpha \leq \sigma_B^2 + \sigma_\varphi^2,$$

или
$$3,4 \leq \alpha \leq 3,7. \quad (16)$$

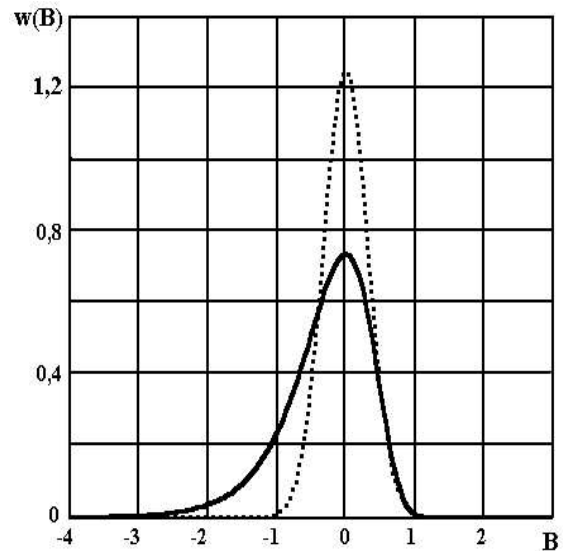


Рис. 1. Плотности распределений

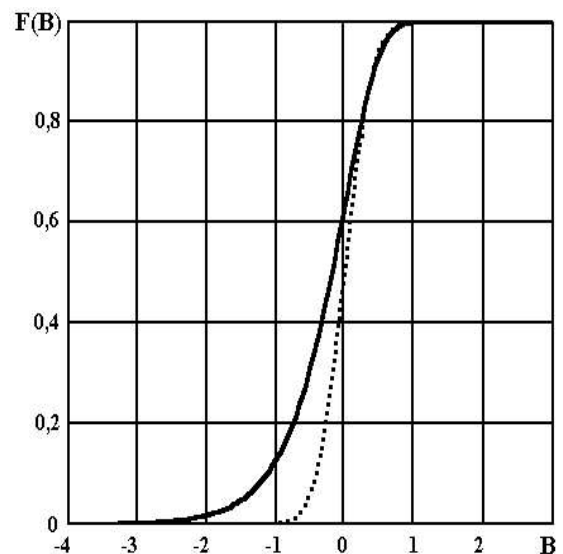


Рис. 2. Интегральные функции распределений

Для значений $\alpha = 3,4$ и $c = 1,3$ отношение \bar{D}/D_0 , вычисленное по формуле (1) с сохранением первых десяти членов ряда, составляет 0,309, т.е. $\bar{D} < 0,309D_0$. Потери усиления

$$\Delta\bar{D} = -10\lg\left(\frac{\bar{D}}{D_0}\right) \geq 5,1 \text{ дБ.}$$

Таким образом, средний КНД приемных антенн в таких системах, как измерители профиля ветра, при равенстве размеров передающей и приемной антенн не превышает приблизительно 1/3 максимального КНД. Потери усиления обусловлены преимущественно флуктуациями фазы поля в плоскости апертуры.

Одна из особенностей поля, рассеянного турбулентными неоднородностями атмосферы, состоит в том, что дисперсии уровня амплитуды и фазы выражаются через математические константы и не зависят от нормирующего амплитудного множителя A_0 . Если в результате эксперимента найдено численное значение α , то соотношение (16) может служить, как отмечается в работе [1], признаком для определения происхождения рассеянного сигнала.

УДК 539.3

ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ С ГЕОМЕТРИЧЕСКИМИ СИНГУЛЯРНОСТЯМИ

*РВАЧЕВ В.Л., ШЕЙКО Т.И., ШАПИРО В.,
ЦУКАНОВ И.Г., МИХАЛЬ Е.О.*

Рассматриваются проблемы полноты структур решений (GSS) краевых задач математической физики для областей, содержащих узкие разрезы, малые трещины и другие геометрические сингулярности (ГС). Приводится доказательство теоремы о полноте новой GSS, которая учитывает поведение решения в окрестностях ГС. На примерах показывается, что для случаев, когда область содержит ГС, решение, полученное с использованием классической GSS, может оказаться неадекватным, в то время как применение новой GSS позволяет получить адекватное решение краевой задачи.

Важным направлением информатизации, возникшим в связи с потребностями развития современного производства, является разработка методов преобразования сложной геометрической и логической информации в аналитическую и включение ее в разрешающие алгоритмы, наряду с другой логической и аналитической информацией. Существуют прикладные задачи, при решении которых данные разнообразных видов информации должны учитываться, взаимодействовать и совместно перерабатываться. К таким задачам относятся, в частности, проблемы математической физики, связанные с инженерными расчетами физико-механических полей. Применительно к задачам данного вида получила развитие теория R-функций [1] – направление в математике, возникшее на стыке классического непрерывного анализа и алгебры логики.

Литература: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384 с. 2. Петров В.А., Цветкова В.С. Физические модели обратного рассеяния волн в турбулентной атмосфере // Радиотехника. 1991. Вып. 97. С. 37–44. 3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с. 4. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 548 с. 5. Градштейн Н.С., Рыжик Н.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 1100 с.

Поступила в редколлегия 18.03.2002

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Прошкин Е.Г.

Петров Валерий Аркадьевич, канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры радиоэлектронных систем ХНУРЭ. Научные интересы: радиолокация, радиолокационное зондирование атмосферы. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-95-87.

Шейко Сергей Александрович, аспирант кафедры радиоэлектронных систем ХНУРЭ. Научные интересы: радиолокация, радиолокационное зондирование атмосферы. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-95-87.

Существенным этапом применения метода R-функций (RFM – R-functions method) к решению краевых задач математической физики является построение структур решений (GSS – general structure of solutions), учитывающих аналитическую, геометрическую, а иногда и логическую информацию, присутствующую в их постановке, которая обычно имеет вид:

$$Au = f \text{ в области } \Omega, \quad (1)$$

$$L_i u = \varphi_i \text{ на } \partial\Omega_i (i = 1, 2, \dots, m), \quad (2)$$

где Ω – область, в которой отыскивается решение u ; $\partial\Omega_i (i = 1, 2, \dots, m)$ – покрытие границы $\partial\Omega$ области Ω (участки $\partial\Omega_i$ не обязательно различны и могут совпадать с $\partial\Omega$); f и φ_i – известные функции. В RFM геометрическая информация учитывается функциями ω , ω_i , а решение u отыскивается в виде:

$$u = B(\Phi, \omega, \omega_i). \quad (3)$$

Здесь B – оператор, зависящий от формы границы $\partial\Omega$ и ее участков $\partial\Omega_i (i = 1, 2, \dots, m)$, который строится таким образом, что при любом выборе Φ (неопределенной функциональной компоненты) формула (3) точно удовлетворяет краевым условиям (2). Что касается решения u , то на основе анализа задачи в лучшем случае удается установить лишь содержащий его функциональный класс (компакт K) [2]. Если можно так выбрать неопределенную компоненту Φ , что (3) будет решением задачи, то эту GSS называют полной структурой решения.

Неопределенную компоненту Φ обычно представляют в виде аппроксимационно универсального