

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПРИНИМАЕМОГО СИГНАЛА ПРИ БИСТАТИЧЕСКОМ РАЗ В ПРИБЛИЖЕНИИ ФРЕНЕЛЯ

Введение

Современные системы РАЗ, созданные, в основном, по бистатической схеме, не позволяют выделить полезную информацию с нижнего участка трассы зондирования. При этом сигнал с этого участка уверенно регистрируется приемной аппаратурой. Трудности определения метеопараметров объясняются сложностью дифракционной задачи на этом участке. Существенное влияние на параметры сигнала здесь оказывает несоосность расположения приемной и передающей радиоантенн и акустического излучателя. А в самой нижней точке, с которой может быть принят сигнал, в точке соприкосновения основных потоков мощности (ОПМ) радиоантенн, этот фактор является определяющим.

Несмотря на очевидную возможность принципиального решения этой задачи, получить его в виде, удовлетворяющем потребностям практики, не удастся. Причиной этому является значительный объем необходимых для аналитической записи промежуточных выкладок и чрезмерная громоздкость окончательного результата. Отсутствие численного решения также обусловлено громоздкостью задачи. Проведение непосредственного интегрирования даже на современных мощных компьютерах требуют неоправданных, а порою невозможных временных затрат. Поэтому необходим многоэтапный анализ возможных упрощений задачи. Усилия в этом направлении нельзя считать излишними. История развития метода, представленная в [1], показывает, что недостаточно тщательный подход к решению дифракционной задачи РАЗ, неоднократно задерживал его развитие.

Цель работы – дальнейший анализ условий применимости принципов волновой оптики для решения задачи дифракции в бистатической зоне. Ранее была показана принципиальная возможность получения результата в приближении Фраунгофера [2]. Здесь обосновывается представление решения в приближении Френеля [3].

Предварительные замечания

В известных подходах к решению данной задачи обоснование метода получения результата основано на тех же постулатах, что и само решение [1, 4]. В частности, используется представление об элементе Гюйгенса как составляющей части излучающих апертур, при описании поля ограничиваются сферической функцией нулевого порядка. Несмотря на то, что относительные размеры апертур систем РАЗ небольшие – рабочая область менее $5...7\lambda$, не учитывается влияние конструктивных элементов антенной системы. Кроме того, при РАЗ сферическая, или близкая к ней форма неоднородностей диэлектрической проницаемости воздуха, которая создается волновым полем акустического излучателя, фокусирует отраженное электромагнитное поле в область, размеры которой соизмеримы с размерами антенн. Поэтому здесь вновь проявляются особенности ближней зоны, и приемная антенна работает в условиях существенно неоднородного поля.

Для зоны моностатического приближения, в которой влиянием несоосности расположения радиоантенн на распределение полей можно было пренебречь, решение существенно упростилось [4]. Но и в этом случае для получения окончательной записи потребовались эвристические подходы, а именно: лишь приближенно обосновано привлечение центральной предельной теоремы. Но полученное решение было неоднократно проверено экспериментально [5]. При решении задачи в бистатической зоне можно ориентироваться только на адекватность выкладок. Таким образом, сначала необходимо с максимальной строгостью обосновать возможность использования методов волновой оптики и приближения Френеля.

Предварительное, приближенное решение этой задачи показало необходимость учета квадратичной добавки в фазовом пути лучей радиантенн, обусловленной их смещением относительно центра акустического излучателя [2]. Но величина этого смещения и размеры апертур соизмеримы, поэтому, учитывая не всегда удачный опыт предыдущих решений, нельзя пренебрегать этими факторами, не проведя детального анализа.

Схема решения задачи, основные условия и обозначения

На первом этапе будем считать среду однородной и неподвижной. Схема формирования сигнала при бистатическом РАЗ показана на рис. 1.

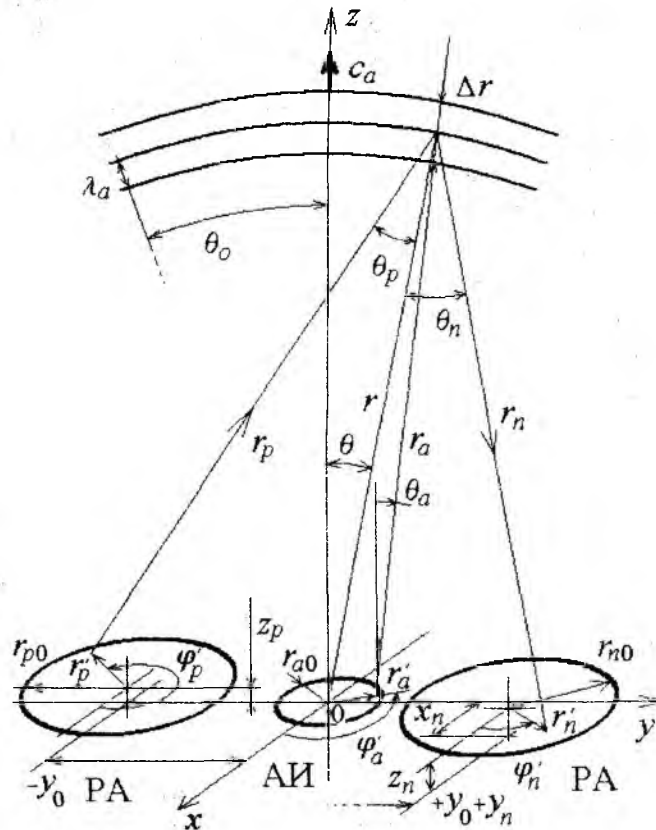


Рис. 1. Геометрическая схема лучей при бистатическом РАЗ

На этом рисунке и далее принята следующая индексация: индексы a относятся к акустическим волнам (АВ) и акустическому излучателю (АИ), e – к электромагнитным волнам (ЭМВ), индексы p и n – к радиантеннам (РА): индекс p – к передающей, n – к приемной. Штрихом обозначаются переменные, по которым идет интегрирование.

Точно указать все связи между размерами на данной схеме можно только для конкретной системы. Поэтому для дальнейшего выбора геометрических соотношений воспользуемся обобщенными данными, приведенными в литературе, имеющимся опытом и оценочными расчетами. Все размеры будут нормированы к длинам волн – λ_a и λ_e .

Антенны бегущих волн при РАЗ не применяются, поэтому дальнейший анализ проведем для круглых апертур. Это в достаточной степени обобщает случай иных форм, поскольку показано, что эффективно работают только те участки апертур, которые не более апертур остальных антенн [6]. Для измерений на нижнем участке радиантенны должны находиться на минимальном расстоянии. Поскольку совмещение излучателей технически сложно, то акустическая апертура должна иметь минимальные поперечные размеры. Можно также считать, что возбуждение всех апертур осесимметричное, тогда с учетом требований дифракции Брэгга и сохранения энергетических характеристик системы радиусы апертур должны отно-

ситься как $r_{e0} = 2r_{a0}$. Кроме излучателей должны быть элементы крепления, защитные экраны и прочее. Тогда y_0 можно оценить как $y_0 \approx 1,2(r_{a0} + r_{e0}) = 1,8r_{e0} = 3,6r_{a0}$.

Центр систем координат (сферической – r, θ, φ и декартовой x, y, z , рис.1) совмещен с центром акустического излучателя. Апертура АИ лежит в плоскости xOy , апертуры РА в плоскостях $z = const$ и могут быть смещены по высоте ($z_p \neq 0, z_n \neq 0$) и в общем случае несимметрично расположены ($x_n \neq 0, y_n \neq 0$). Возможный наклон фазовых фронтов акустических и электромагнитных волн на выходе апертур учитывается в фазе комплексных распределений источников на апертурах – $f_p(r'_p, z_p), f_n(r'_n, z_n, x_n, y_n)$ и $f_a(r'_a)$.

В волновой оптике функция Грина представляется в виде $\exp(-ikr)/r$. В приближении Френеля расстояние между точками излучения и приема волн вычисляется с точностью до квадратичных членов, например, для отраженной волны имеем (рис.1):

$$r_n \approx r - z_n \cos \theta - r'_n \sin \theta \cos(\varphi - \varphi'_n) - \sin \theta [x_n \cos \varphi + (y_0 + y_n) \sin \varphi] - r^{-1} r'_n \sin \theta [x_n \cos \varphi'_n + (y_0 + y_n) \sin \varphi'_n] + 0,5r^{-1} [z_n^2 + (y_0 + y_n)^2 + x_n^2] + \dots \quad (1)$$

Здесь сохранены все слагаемые второго порядка, но заметим, что их вклад существенно различается. Остальные расстояния описываются аналогично.

Поле акустических волн

Анализ взаимодействия полей электромагнитных и акустических волн начнем с описания поля, создаваемого акустическим излучателем.

Расчет волновых полей, излучаемых радиоантеннами, разработан детально. Для акустических излучателей методика менее детализирована. Обычно используют аналогии волновых процессов [7]. Но поле акустических волн имеет ряд особенностей, в частности у акустического диполя диаграмма направленности (ДН) имеет гантелеобразную, а не тороидальную форму. Для того чтобы сохранить энергетические характеристики, укажем на основные этапы полной последовательности вывода конечных выражений.

В точке пространства \vec{r} величину звукового давления $\dot{p}_a(\vec{r}, t)$, где t – время, представим с помощью интеграла Кирхгофа, выражающим его через запаздывающее значение на апертуре $\dot{p}_{at} = \dot{p}_a(\vec{r}'_a, t - r_a / c_a)$ [8]. Тогда

$$\dot{p}_a = \frac{1}{4\pi} \int_{S_a} \left[\frac{1}{r_a} \left(\frac{\partial \dot{p}_{at}}{\partial n_a} \right) + \frac{1}{c_a r_a} \left(\frac{\partial \dot{p}_{at}}{\partial t} \right) \frac{\partial r_a}{\partial n_a} - \dot{p}_{at} \frac{\partial (r_a^{-1})}{\partial n_a} \right] dS_a, \quad (2)$$

где \vec{n}_a – нормаль к элементу апертуры dS_a .

При этом для квазимонохроматического сигнала давление в апертуре запишем как $\dot{p}_a(\vec{r}'_a, t) = p_{a0} f_a(r'_a) \exp(i\omega_a t)$, где ω_a – звуковая частота, p_{a0} – амплитуда звукового давления в центре излучателя. Сохраняя множители, определяющие энергетические характеристики, и интегрируя по внешней нормали к охватывающей поверхности, получаем:

$$\dot{p}_a(\vec{r}, t) = \frac{ik_a p_{a0}}{2} \int_0^{r_{a0}} (1 + \cos \theta_a) f_a(r'_a) \frac{\exp[i(\omega_a t - k_a r_a)]}{r_a} r'_a dr'_a. \quad (3)$$

Подробная запись позволила выделить ДН элемента Гюйгенса. Таким образом учтены особенности ближнего поля. В целом данное выражение соответствует аналогичным выражениям, описывающим ДН радиоантенн, поэтому результаты дальнейшего анализа относятся к обоим видам излучений.

Угловой размер зондирующего пакета θ_0 определяется ДН АИ, и она учтена в (3). Радиальное положение и протяженность пакета Δr задается временем начала сигнала t_s , его

длительностью Δt и текущим временем. Эти параметры определяют доплеровский (а не стоковский) сдвиг частоты принятого сигнала: $\Delta\omega_D = (\cos\theta_p + \cos\theta_n)c_a k_e$. Связь неоднородностей диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_a(\vec{r}, t)$ с $\dot{p}_a(\vec{r}, t)$ известна [9], поэтому далее эта составляющая решения опущена. Поскольку величина $\Delta\varepsilon_a(\vec{r}, t)$ мала, то задача дифракции ЭМВ решается в приближении однократного рассеяния [1].

Поперечное распределение поля в области соприкосновения

Наиболее сложно оценить высоту, с которой начинает поступать отраженный сигнал (точку соприкосновения ОПМ) – R_w . Для этого нужно знать энергетические характеристики передающей и приемной аппаратуры, тип излучателей, возможности системы управления.

Высота R_w определяется, прежде всего, ДН радиоантенн. Обычно используются зеркально-параболические РА. Относительные ДН круглых апертур, построенные для обобщенного угла $\theta_r = \theta r_{e0}$ и трех видов распределения функций возбуждения по радиусу $f_1(r'_e) = 1$, $f_2(r'_e) = 1 - (r'_e/r_{e0})^2$ и $f_3(r'_e) = 0,5[1 + \cos(\pi r'_e/r_{e0})]$, представлены на рис.2. В области главного лепестка эта форма кривых практически сохраняется при $r_{e0} > 1,5$.

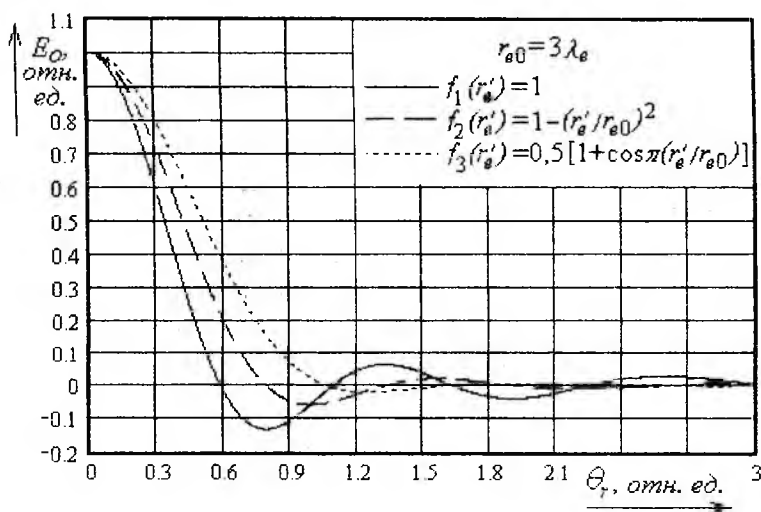


Рис.2. К определению высоты соприкосновения

тать, что осреднение по ансамблю даст равномерную фазу в раскрыве, поэтому дифракционную задачу рассмотрим для этого случая.

Следующим фактором, который нужно учитывать при оценке R_w является динамический диапазон обрабатываемых сигналов. Для систем РАЗ он может быть значительным. Если система может обрабатывать сигнал до уровня -40дБ , то точка соприкосновения находится на уровне $E_0 = 0,1$ и, если реальные РА имеют распределение несколько лучше, чем $f_3(r'_e)$, но хуже $f_2(r'_e)$ (рис.2), то отклонение R_w от направления главного максимума ДН составляет $x = 0,75$, или соответственно $\theta_{0,1} = 0,25\pi r_{e0}^{-1}$. Отсюда оценка высоты соприкосновения как $R_w = y_0 / \text{tg } \theta_{0,1} \approx 2,3r_{e0}^2$.

Для дальнейшей оценки будет достаточно двух вариантов $r_{e0} = 3\lambda_e$ и $r_{e0} = 5\lambda_e$, при этом условие $r_{a0} = 0,5r_{e0}$ сохраняется. Тогда при $r_{e0} = 3\lambda_e$ $R_{W(3)} \approx 21\lambda_e$, а при $r_{e0} = 5\lambda_e$ $R_{W(5)} \approx 57\lambda_e$, или для поля акустических волн $R_{W(3)} \approx 42\lambda_a$ ($R_{W(5)} \approx 114\lambda_a$). Разность фаз, пришедших из центра и краев круглой апертуры АИ в направлении главного максимума,

В системах РАЗ r_{e0} выбирают в диапазоне $3...7\lambda_e$. При меньших апертурах разрешающая способность по углу недостаточна.

Акустических излучатель может быть набран из отдельных элементов. Это увеличивает мощность акустических волн. Однако характеристики излучающих элементов существенно зависят от погодных условий и весьма нестабильны во времени. Поэтому, при отсутствии систем оперативной фазировки, ДН АИ также нестабильна. Можно счита-

равна $\Delta\psi_{(3)} = 0,2\pi$ (тоже $\Delta\psi_{(5)} = 0,2\pi$). Комплексное значение амплитуды $\dot{A}_0(R_w, \theta)$ поля акустических волн равно $A_{0(3)}(42, 0) = 0,976 - i154$ ($A_{0(5)}(114, 0) = 0,97 - i17$). Для расчета ДН радиантенн выберем квадратичное возбуждение. Для них фазовый критерий дальней зоны в направлении главного максимума близок к предельному значению ($0,5\pi$) – $\Delta\psi_{(3)} = 0,43\pi$ (тоже $\Delta\psi_{(5)} = 0,43\pi$), но, как известно, при $\theta > 0$ и при возбуждении, спадающем к краям, его использование дает несколько лучшие результаты. Соприкосновение произойдет при $\theta_{0,1(3)} \cong 15^\circ = 0,25 \text{ рад}$ ($\theta_{0,1(5)} \cong 9^\circ = 0,157 \text{ рад}$) в этой точке $\dot{E}_{0(3)}(21, 0,25) = 0,097 + i0,121$ ($\dot{E}_{0(5)}(57, 0,157) = 0,063 + i0,127$). Поскольку мнимые части \dot{A}_0 и \dot{E}_0 имеют разные знаки, то это усилит изменение доплеровского сдвига частоты.

Распределение полей по углу места при $r_{e0} = 3\lambda_e$ показано на рис.3 а,б.

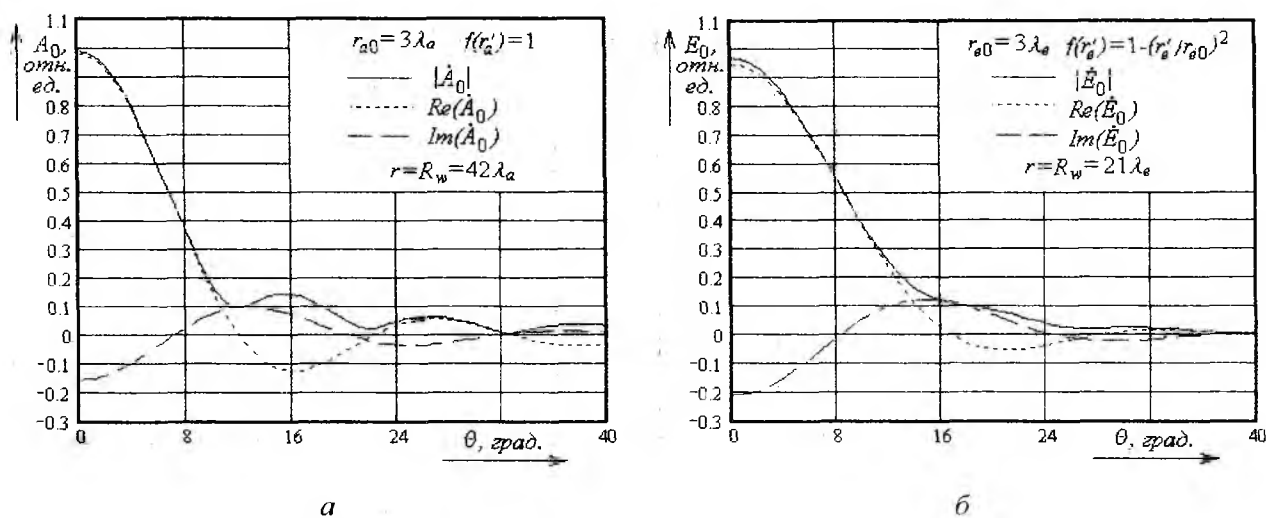


Рис. 3. Распределение полей на расстоянии R_w .

Для $r_{e0} = 5\lambda_e$ и соответственно при $R_{W(5)} \approx 57\lambda_e$ форма распределений в диапазоне рабочих углов (при $E_0 > 0,1$) практически сохраняется. Таким образом, ДН на расстоянии R_w можно считать сформированными. Остается открытым вопрос о влиянии фокусировки ЭМВ зондирующим пакетом. В зоне моностатического приближения поле в области расположения приемной антенны полностью соответствовало полю вблизи фокуса оптических систем [3]. Это следовало из геометрии задачи. В бистатической зоне возникнут волновые aberrации. Но это не исключает применения принципа Гюйгенса – Френеля, а только усложняет задачу. Поэтому, опираясь на проведенный выше анализ и позитивные результаты предыдущих экспериментальных работ, используем принципы волновой оптики и приближение до квадратичных членов для представления процессов во всей антенной системе.

Оценка распределения отраженного поля вблизи фокуса

Для моностатической зоны распределение поля получено в аналитическом виде [4]. Для оценки особенностей, присущих бистатической зоне, представим этот этап общей задачи двумя частями. Разделим все пространство сферой, радиус которой равен расстоянию до нижней границы зондирующего пакета r_0 . Точное значение r_0 задать сложно, нужно учесть интерференционные процессы, диффузию волн и прочие явления. Здесь требуется выбор и обоснование некоторых критериев. Но, если определить r_0 как $r_0 = c_a(t_s - \Delta t)$, то, очевидно, что в данной геометрической схеме (рис.1) этого приближения будет достаточно. Тогда пер-

вая часть является решением задачи определения отраженного поля зондирующим пакетом. В ней будет доминировать процесс интерференции ЭМВ, рассеянных на неоднородностях $\Delta\varepsilon_a(\vec{r}, t)$ внутри пакета. Его интегральное действие можно представить распределением комплексного коэффициента отражения на этой сфере – $\dot{K}_0(r_0, \theta, \varphi)$. Вторая часть – прохождение ЭМВ внутри сферы. Эта часть является задачей волновой оптики для фокусирующей системы. Используя проведенную выше оценку размеров, ограничимся анализом этой части. Для этого представим поле отраженных ЭМВ вблизи фокуса при точечном ненаправленном источнике.

Коэффициент \dot{K}_0 аппроксимируем $K_0 = 1 - \theta^2 / \theta_0^2$, где θ_0 определяется шириной ДН АИ ($\theta_0 \neq \theta_o$). На рис.4, а,б представлены результаты численных расчетов относительных значений модуля \dot{E}_o и фазы $\psi = \arg(\dot{E}_o) / \pi$ при смещении точки приема в плоскости xOy .

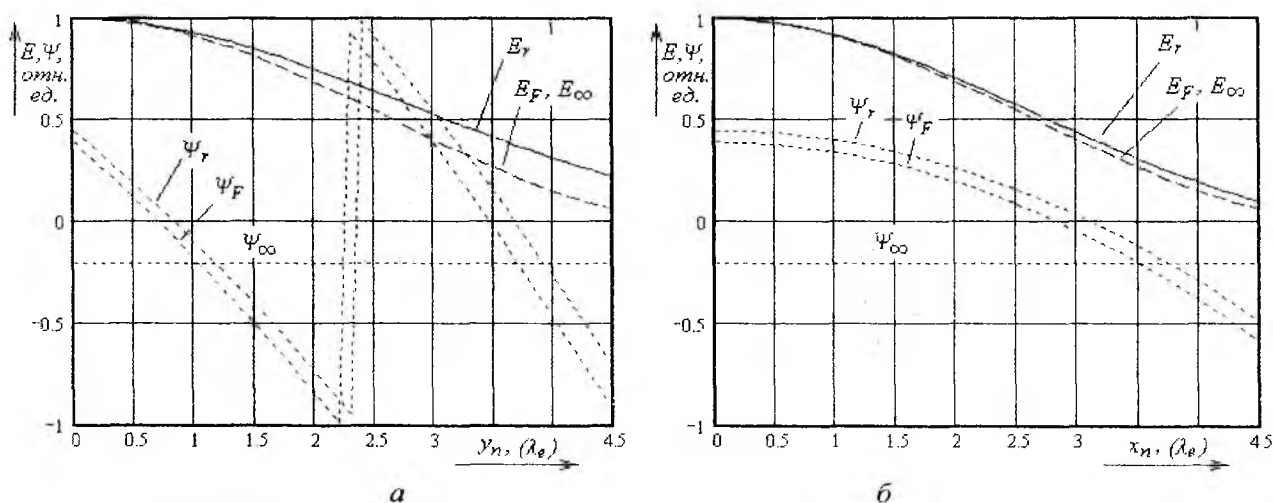


Рис. 4. ЭМП в области приемной антенны при $r_{a0} = 3\lambda_a$, $y_0 = 3,6r_{a0}$, $r_0 = R_w(3)$

На этих рисунках представлены результаты трех вариантов расчета. Результаты расчета для дальней зоны в приближении Фраунгофера обозначены индексом ∞ , Френеля (индекс F), при точных значениях r_p и r_n (индекс r). Последующие расчеты при $r_{a0} > 3\lambda_a$ и $r_0 > R_w$ показали еще более хорошее совпадение для второго и третьего вариантов.

Данные результаты и дальнейшие расчеты при изменении положений точек излучения АВ и ЭМВ показывают, что изменение модуля незначительно отличается от его изменений в зоне моностатического приближения. Постоянное значение $\psi_x = const$ на графиках соответствует выражениям для сигнала моностатической зоны [4]. Вертикальное перемещение $z_n \neq 0$ в пределах $3...5\lambda$ дает линейную добавку фазы, форма зависимостей в основном сохраняется. Диапазон такого перемещения возрастает с уменьшением θ_0 . Наибольшее влияние на фазу имеют перемещения вдоль оси y . Вклад вносят слагаемые, учитывающие бистатический параметр y_0 . При $y_0 = 0$ и при смещении в поперечном направлении $x_n \neq 0$ поведение фазы качественно описывает квадратичная добавка в (1).

Представление принимаемого сигнала

Анализ показал, что принцип Гюйгенса – Френеля позволяет представить сигнал в бистатической зоне. При этом структура конечного выражения будет совпадать со структурой выражения для моностатической зоны [4]. Не возвращаясь к ранее приведенным рассужде-

ниям, опуская несложные выкладки и постоянные коэффициенты, представим конечное выражение для напряжения на входе приемной радиоантенны:

$$u_{\text{вых}} = \int_{S_a} \int_{S_p} \int_{S_n} \int_{S_0} \bar{K}_0(r_0, \theta, \varphi) \hat{f}_a(\vec{r}'_a) \hat{f}_p(\vec{r}'_p) \hat{f}_n(\vec{r}'_n) g_{\Sigma}(\theta) \hat{G}(r_p, r_n) ds_a ds_p ds_n ds_0, \quad (4)$$

где $\hat{G}(r_p, r_n)$ – функция Грина: $\hat{G}(r_p, r_n) = \frac{\exp[-ik_e r_p]}{r_p} \frac{\exp[-ik_e r_n]}{r_n}$; $g_{\Sigma}(\theta)$ – функция, включающая ДН элементов Гюйгенса всех антенн.

Здесь функции возбуждения апертур \hat{f} записаны для произвольного случая, но при горизонтальном их расположении. Поэтому элементы интегрирования показаны как ненаправленные площадки ds . Исключение представляет запись интегрирования по отражающей сфере $r_0 = \text{const}$.

Работа приемной антенны в данных условиях требует отдельного анализа. При записи (4) использовано общее представление, вытекающее из теоремы взаимности, которое здесь без строгого доказательства очевидно для одинаковых приемной и передающей РА.

Выводы

Положение области, в которой возможен прием сигнала, удовлетворяет условиям дальней зоны антенн. Такое приближение позволяет оценить изменение сигнала только качественно. Анализ показывает, что для расчета параметров принимаемого сигнала приближение Френеля позволяет учесть изменение фазы по апертурам РА. Однако его недостаточно для строгой оценки методической погрешности. Измерения температуры в инверсионных слоях требует снижения погрешности до уровня десятых долей градуса, а это можно обеспечить при относительной погрешности измерений изменений скорости звука лучше, чем 0,001. Оставшиеся отличия, вероятно, можно компенсировать техническими средствами или введением корректирующих добавок. Этого нельзя сказать об использовании самого принципа волновой оптики. Поэтому уверенно обосновать справедливость окончательного результата можно только экспериментальным подтверждением.

Представление сигнала с требуемой точностью позволит построить передаточную функцию системы РАЗ как инструмента дистанционных метеоизмерений.

Список литературы: 1. *Каллистратова, М.А., Кон, А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы – М. : Наука, 1985. – 198с. 2. *Слипченко, Н. И., Лю Чан, Панченко, А. Ю.* К вопросу решения дифракционной задачи радиоакустического зондирования атмосферы бистатическими системами / Материалы 21-й Междунар. Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» Севастополь 12-16 сент 2011. Т.2. – С.1075-1076. 3. *Борн, М., Вольф, Э.* Основы оптики. – М. : Наука, 1970. – 856 с. 4. *Панченко, А.Ю.* Дифракция электромагнитных волн на акустических при радиоакустическом зондировании атмосферы // Электромагнитные волны и электронные системы (Москва, Россия). – 1997. – Т.2, №5. – С.37-42. 5. *Ульянов, Ю.Н., Панченко, А.Ю. Максимова, Н.Г.* Об использовании акустического и радиоакустического методов дистанционного зондирования АПС при получении метеоданных для оценки условий РРВ // Радиотехника. – 2005. – Вып. 143. – С. 188-195. 6. *Панченко, А.Ю.* Сканирование акустического пакета при радиоакустическом зондировании // Вестник ХНУ. – №646. Сер. радиофизика и электроника. – Вып.2'2004. – С.98-105. 7. *Скучик, Е.* Основы акустики. – Т.1. – М. : Мир, 1976. – 542 с. 8. *Смирнов, В.И.* Курс высшей математики. – Т.2. – М. : Наука, 1974. – 656 с. 9. *Бин, Б.П., Даттон, Е.Дж.* Радиометеорология. – Л. : Гидрометеоиздат, 1971. – 362 с.