

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОТРАЖЕННОГО ПОЛЯ ПРИ РАДИОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

А.Ю. ПАНЧЕНКО

Системы радиоакустического зондирования являются одним из наиболее эффективных средств контроля метеорологических параметров воздушного пространства аэропортов. Представлен анализ основных составляющих дифракции электромагнитных волн на неоднородностях диэлектрической проницаемости воздуха, вызванных акустическими волнами при радиоакустическом зондировании атмосферы. Разработана дифракционная модель радиоакустического зондирования, которая может служить основой для проектирования действующих систем РАЗ и разработки методик зондирования.

The systems of radio acoustic sounding are one of the most efficient methods for controlling the meteorological parameters in airspace of airports. The analysis of main components of electromagnetic waves diffraction on heterogeneities of air that stimulated by acoustic waves during the radio acoustic sounding of the atmosphere is presented. The diffraction model of the radio acoustic sounding that can be by the basis for designing the similar active systems and creating the sounding methods are developed.

ВВЕДЕНИЕ

При создании единой системы контроля за подвижными объектами немаловажным фактором является обеспечение непрерывного поступления метеорологической информации. Особенно важно обеспечить контроль метеоситуаций в районах морских портов и аэропортов. Поэтому совершенствование метода радиоакустического зондирования атмосферы (РАЗ), появившегося в последние десятилетия [1], является актуальной задачей. Метод РАЗ, так же, как и другие методы дистанционного неконтактного зондирования, основывается на строгом теоретическом исследовании процессов распространения волн в неоднородной среде. Поэтому развитие техники РАЗ и методик зондирования определяется качеством решения теоретических задач.

Первые подходы к решению задачи РАЗ как задачи в строгой электродинамической постановке были сделаны в [2]. Однако использованная в данной работе модель точечного излучателя с гауссовской диаграммой направленности, которая применялась для описания работы как антенн электромагнитных волн, так и акустического излучателя, не дает возможность получить количественные соотношения для параметров принимаемого сигнала и описать их пространственное распределение.

Модель, в которой используются излучатели в виде апертур, описываемых на основании современной теории антенн, в объеме, достаточном для представления основных процессов при взаимодействии свободно распространяющихся пучков акустических и электромагнитных волн, показана в [3]. Эта модель оказалась существенно более сложной, чем в [2], и сейчас можно говорить лишь об этапах ее развития.

Решения, полученные в [2] и [3] позволяют, в принципе, учесть многие факторы, определяющие сигнал при РАЗ в динамической атмосфере. Для этого достаточно его аргументы представить функциями, описывающими характеристики среды. Однако их непосред-

ственное использование для аналитических решений или создания численных алгоритмов будет весьма трудоемко. Поэтому данная работа посвящается детальному анализу для поиска допустимых упрощений, которые возможны при описании РАЗ турбулентной атмосферы.

Целью данной работы являются разработка и анализ дифракционной модели при радиоакустическом зондировании, которая позволит учесть процессы, происходящие в турбулентной атмосфере с акустическими и, далее, с электромагнитными волнами, а также оценка вклада основных динамических факторов и получение аналитических выражений для описания параметров принимаемого сигнала.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМП ПРИ РАЗ

Можно считать, что отражение электромагнитных волн от случайных неоднородностей воздуха, которые обусловлены турбулентностью или иными метеорологическими факторами, мало. Акустическое поле так же незначительно изменяет диэлектрическую проницаемость воздуха, поэтому будем считать, что во всем пространстве постоянная распространения ЭМ волн $k_e = \text{const}$, а требуемая амплитуда отраженного сигнала получается, благодаря синфазному сложению от протяженной последовательности (пакета) звуковых волн. В [3] показано, что в зависимости от положения приемной антенны $\vec{r}_{ns}$ сигнал, принимаемый в зоне моностатического приближения, можно представить интегралом по области рассеяния (V_e) и областям, занятым источниками и приемником излучений:

$$U(\vec{r}_{ns}) = \frac{1}{r^3} \int_{V_e} \int_{V_e} \int_{V_n} \int_{S_a} \exp[-ik_e 2r + ik_e \vec{n}(\vec{r}_n + \vec{r}_{ns} + \vec{r}_e) - i(\omega_a t - k_a r + k_a \vec{n} \vec{r}_a)] \times \\ \times p_a(\vec{r}_a) \cdot E_e(\vec{r}_e) \cdot E_n(\vec{r}_n) d^3 r d^3 r_e d^3 r_n d^2 r_a, \quad (1)$$

где ω_a и k_a – частота и постоянная распространения акустических волн; $\vec{n}$ – единичный вектор в радиальном направлении сферической системы координат.

Последние три сомножителя описывают функции распределения возбуждающих полей на акустическом излучателе и радиоантеннах. Индексами a , e и n обозначены параметры, относящиеся к акустическому излучению, падающего и отраженного ЭМ поля соответственно. Векторами $\vec{r}_a$, $\vec{r}_e$, $\vec{r}_n$ обозначены точки излучения и приема, причем $\vec{r}_n$ относительно общего сдвига приемной антенны $\vec{r}_{ns}$.

Изменяя последовательность интегрирования и задавая условия в (1), его можно адаптировать к конкретной задаче. Выражение (1) содержит значительное число параметров, поэтому его анализ надо проводить последовательно, рассматривая действие различных факторов и физических механизмов.

Интегрирование по радиусу r области рассеяния V_ε можно пояснить с помощью рис. 1.

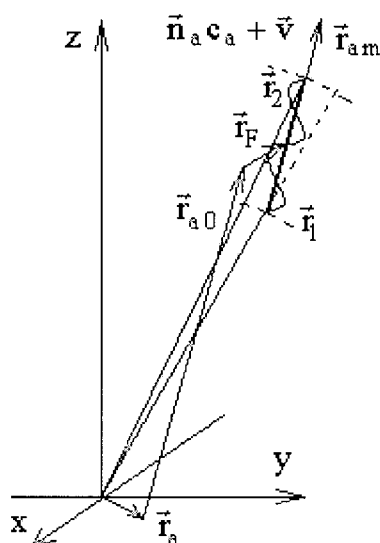


Рис. 1. Интегрирование по радиусу пакета

В строгом представлении интегрирование по радиусу должно проводиться вдоль направления $\vec{r}$ системы координат, но с учетом движения пакета, пределы интегрирования удобнее записать вдоль направления движения акустических волн $\vec{r}_{am}$. Подобное приближение допустимо, так как допустимо $\vec{n} \approx \vec{n}_a$, где $\vec{n}_a$ – единичный вектор в направлении распространения волн в однородной неподвижной атмосфере, а движение содержит ветровую $\vec{v}$ и собственно звуковую $\vec{n}_s c_a$ составляющие.

Для текущих координат точки, которой достигает акустическая волна, излученная в точке $\vec{r}_a$ в неоднородной движущейся атмосфере, можно записать:

$$\vec{r}_{at} = \vec{r}_a + \vec{r}_{a0} + \vec{r}_F(\vec{r}) + (\vec{n}_a c_a(\vec{r}) + \vec{v}(\vec{r}))t, \quad (2)$$

где $\vec{r}_{a0}$ – координаты точки, которой достигла бы акустическая волна, излученная из точки $\vec{r}_a$ в однородной неподвижной атмосфере; $\vec{r}_F$ – суммарный сдвиг пакета на всех предыдущих участках трассы относительно $\vec{r}_{a0}$.

Выбирая из аргумента экспоненты в подынтегральном выражении (1) слагаемые, в которые в качестве сомножителя входит модуль $|\vec{r}|$, и оставив временной множитель, после несложных преобразований для радиального сомножителя $U(\vec{r}_-)$ имеем:

$$I_r = \exp(-i\omega_a t - i\phi_{a0}) \times$$

$$\times \int_{|\vec{r}_1|}^{|\vec{r}_2|} p_{at} \left(\frac{|\vec{r}_2| - r}{c_a} \right) \exp[-i(2k_e - k_a(\vec{r}))r] dr, \quad (3)$$

где φ_{a0} – начальная фаза, учитывающая изменение начала отсчета текущего времени, выбор которого согласован с определением $\vec{r}_{a0}$ и $\vec{r}_F$; $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ – радиальные границы области, занимаемой пакетом.

Здесь сохранено локальное значение общей скорости перемещения акустических волн, поэтому коэффициент распространения акустических волн является функцией координат, и для него с учетом сделанных приближений можно записать:

$$k_a(\vec{r}) = \frac{\omega_a}{c_a(\vec{r}) + \vec{n}\vec{v}(\vec{r})} . \quad (4)$$

Получить выражение для I_r в элементарных функциях можно только в предположении локального постоянства величины $k_a(\vec{r})$. Если это предположение недопустимо, то интегрирование необходимо проводить численно или разделяя всю дистанцию на участки, в которых параметры можно считать постоянными. Но в большинстве случаев его можно считать допустимым, тем более, что в пределах чувствительности аппаратуры можно укорачивать длительность пакета. Тогда после интегрирования имеем:

$$I_r = \frac{\sin\left[\left(2k_e - k_a(\vec{r})\right)\frac{\Delta r_a}{2}\right]}{\left(2k_e - k_a(\vec{r})\right)} \exp\{-i\omega_a t - i\phi_{a0} +$$

$$+ ik_a(\vec{r})(c_a(\vec{r}) + \vec{n}\vec{v}(\vec{r}))t + ik_a\vec{n}(\vec{r}_{a0} + \vec{r}_r(\vec{r})) + ik_a\vec{n}\vec{r}_a -$$

$$- i2k_e\vec{n}(\vec{r}_a + \vec{r}_r(\vec{r})) - i2k_e\vec{n}\vec{r}_{a0}(\vec{r}) - i2k_e c_a(\vec{r})t -$$

$$- i2k_e\vec{n}\vec{x}_o v_x(\vec{r})t - i2k_e\vec{n}\vec{y}_o v_y(\vec{r})t - i2k_e\vec{n}\vec{z}_o v_z(\vec{r})t\} . \quad (5)$$

Первый сомножитель (5) описывает условие согласования волн по Брэггу (в нем $\Delta r_a = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$). Влияние вертикальных токов войдет в погрешность измерения температуры, а рассогласование условия Брэгга — в погрешность измерения параметров, которые определяются на основании амплитуды принятого сигнала. Второе слагаемое в аргументе экспоненты $-i\varphi_{w0}$ является полной суммарной фазой доплеровского сдвига в турбулентной атмосфере, оно определяется расстоянием до пакета и зависит от неоднородностей предыдущих участков трассы. Третье слагаемое дает стоксовский сдвиг частоты, а четвертое — фазу этого сдвига, так как

$\vec{r}_{a0} + \vec{r}_F(\vec{r})$ полное расстояние, прошедшее акустической волной в турбулентной движущейся атмосфере. Тогда первое слагаемое сокращается с третьим, второе — с четвертым. Процесс воздействия турбулентности на звуковые волны весьма сложен, поэтому в (5) сохранена лишь его линейная часть. Три последних слагаемых представляют его компоненты по координатам декартовой системы.

Турбулентная атмосфера имеет случайные ветровые неоднородности. Если размер этих неоднородностей много больше размеров зондирующего пакета, то это вызывает общее перемещение. Их действие эквивалентно переносу акустического излучателя в другую точку. Если размер турбулентных вихрей соизмерим или меньше размеров пакета, то их действие на участки пакета различно. Изменение скорости ветра в пространстве (сдвиги ветра), которые происходят перпендикулярно распространению акустической волны, приводят к деформациям пакета, нарушающим его сферичность. Это приведет к изменению амплитудного распределения отраженного поля и уровня принимаемого сигнала.

Влияние продольных сдвигов сохранено в фазе принятого сигнала и в доплеровском сдвиге частоты, так как изменением амплитуды, вызванным смещением точки фокуса по вертикали, как следует из дальнейшего, на практике можно пренебречь.

Опуская фазовые множители, которые имеют постоянное значение, для окончательного выражения I_r получаем:

$$I_r = \Delta r_a \frac{\sin \left[(2k_e - k_a(\vec{r})) \frac{\Delta r_a}{2} \right]}{(2k_e - k_a(\vec{r})) \frac{\Delta r_a}{2}} \exp \{ ik_a \vec{n} \vec{r}_a - i2k_e \vec{n} \vec{r}_F(\vec{r}) - i2k_e \vec{n} (\vec{n} c_a(\vec{r}) + \vec{z}_0 v_z(\vec{r})) t - i2k_e \vec{n} [\vec{r}_a + (\vec{x}_0 v_x(\vec{r}) + \vec{y}_0 v_y(\vec{r})) t] \} . \quad (6)$$

После интегрирования по r в параметрах остается только зависимость от угловых координат $\vec{n}$, и дальнейшее интегрирование должно происходить по полусфере в пространстве $z > 0$. Учитывая требование локального выполнения условия Брэгга, эти результаты можно использовать при анализе РАЗ сигналами со сложной модуляцией.

Интегрирование по угловым координатам θ и φ поясняет схема, изображенная на рис. 2.

Углы θ и φ есть только в показателях экспонент, необходимо свести вместе все слагаемые показателей в (1) и (6). Для удобства описания представим координаты точек излучения и приема ЭМ волн в виде сумм координат положений центров антенн, добавив индекс 0, и координат внутри их объема, сохранив для него первоначальный индекс. Считаем, что акустический излучатель помещен в центре координат. Тогда оставшиеся слагаемые в аргументе экспоненты подынтегрального выражения в (1) имеют вид:

$$a_0 = ik_e \vec{n} (\vec{r}_{e0} + \vec{r}_e + \vec{r}_{n0} + \vec{r}_n) - ik_a \vec{n} \vec{r}_a . \quad (7)$$

Здесь в аргументе нет зависимости от времени, все переменные в нем относятся к системе координат. В соответствии с изображенной на рис. 1 схемой движения локального участка акустической волны, флуктуационное перемещение $\vec{r}_F$ можно представить как составляющую часть координаты точки излучения. Складывая (7) с аргументом экспоненты из (6) и учитывая, что дистанция зондирования много больше длины пакета, для интеграла по объему зондирующего пакета в (1) получим:

$$I_{\Theta\Phi+D} = \frac{1}{r} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \exp \{ -i2k_e c_a(\vec{r}) t + ik_e \vec{n} [\vec{r}_{e0} + \vec{r}_e + \vec{r}_{n0} + \vec{r}_n - 2(\vec{r}_a + \vec{r}_F(\vec{r}) + \vec{v}(\vec{r})t)] \} \times \sin \theta d\varphi d\theta . \quad (8)$$

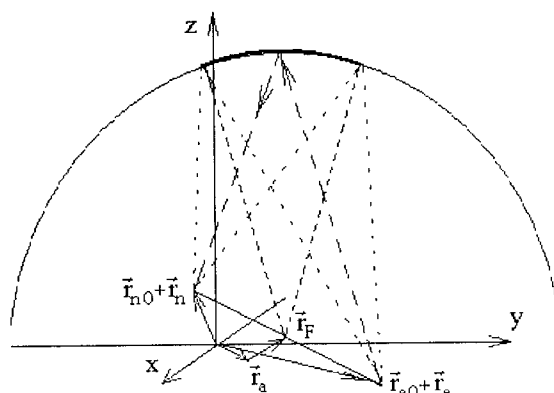


Рис. 2. Интегрирование по угловым координатам

Здесь сохранен доплеровский сдвиг частоты (обозначенный в индексе +D) для каждого участка пакета, чтобы это выражение могло служить исходным для последующего анализа. Пространственное перемещение точки фокусировки может происходить во всех направлениях и быть различным для разных участков пакета. Здесь так же нужно отметить, что переменные зависят только от направления $\vec{n}$, а интегрирование идет по всей полусфере (рис. 2).

Чтобы продолжить анализ, необходимо задать определенное значение этим зависимостям. Первоначально можно считать, что $\vec{n} c_a(\vec{r})$, $\vec{r}_F(\vec{r})$ и $\vec{v}(\vec{r})$ постоянны. Такое приближение позволит использовать кусочно-линейную аппроксимацию при решении обратных задач. Записывая скалярное произведение через компоненты, для аргумента в экспоненте подынтегральной функции $I_{\Theta\Phi}$ имеем:

$$a_{\Theta\Phi} = ik_e \{ \sin \theta [(x_{e0} + x_e + x_{n0} + x_n - 2(x_a + x_F + v_x t)) \cos \varphi + (y_{e0} + y_e + y_{n0} + y_n - 2(y_a + y_F + v_y t)) \sin \varphi] + (z_{e0} + z_e + z_{n0} + z_n - 2(z_a + z_F + v_z t)) \cos \theta \} . \quad (9)$$

Представляя суммы x -вых и y -вых компонентов в полярной системе переменными $\vec{r}_{np}$ и Φ_{np} и объединив z -е компоненты в z_Σ , для (8) имеем:

$$I_{0\Phi}(\vec{r}_{np}, z_\Sigma) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \exp[ik_e r_{np} \sin \theta \cos(\Phi - \Phi_C) + ik_e z_\Sigma \cos \theta] \sin \theta d\Phi d\theta. \quad (10)$$

После замены $\zeta = \cos \theta$ и интегрирования по Φ получим:

$$I_{0\Phi}(\vec{r}_{np}, z_\Sigma) = 2\pi \int_0^1 \exp(ik_e z_\Sigma \zeta) J_0(k_e r_{np} \sqrt{1-\zeta^2}) d\zeta. \quad (11)$$

Распределение интенсивности поля несколько вытянуто вдоль оси z за счет мнимой части, которая определяет бегущую волну в этом направлении. В соответствии с (9) пятно будет сфокусировано в точке, расположенной симметрично точке излучения электромагнитных волн относительно точки излучения акустических волн. Это соответствует представлениям о бистатической схеме РАЗ. Параллельный перенос пакета всегда приводит к смещению фокуса. Для точечных излучающих и приемных антенн смещение пакета в любую сторону не приводит к деформации пространственного распределения принятого сигнала.

Применение направленных антенн при РАЗ ставит целью обеспечить возможность получения метеоинформации с заданной области. Сам метод РАЗ не накладывает ограничений на тип применяемых антенн, различия возникают при создании систем РАЗ.

Направленные излучатели изменяют свойства поля отраженного сигнала. Рассмотрим эти изменения, считая радиоантенны точечными, а акустический излучатель – апертурным. Временной и пространственный характер распределений метеовеличин в атмосфере предполагает априорную анизотропию турбулентности в горизонтальной плоскости, поэтому для общего случая можно считать, что излучатель должен обладать осевой симметрией. Таким образом, для анализа выбираем круглый раскрыв с равномерным или спадающим к краю распределением возбуждающего поля. Тогда в (1) исчезают интегралы по объемам электромагнитных антенн, а интеграл по объему, занимаемым зондирующим пакетом, запишем с использованием (11):

$$U_1(\vec{r}_{n0}) = \frac{E_e E_n}{r} \int_{S_a} I_{0\Phi}(\vec{r}_{n0} - 2\vec{r}_a) p_a(\vec{r}_a) d^2 r_a. \quad (12)$$

Заменой переменных $\vec{r}_i = \vec{r}_{n0} - 2\vec{r}_a$ это выражение можно преобразовать к виду:

$$U_1(\vec{r}_{n0}) = \int_0^\infty I_{0\Phi}(\vec{r}_i) p_a\left(\frac{\vec{r}_{n0} - \vec{r}_i}{2}\right) d^2 r_i. \quad (13)$$

Сама функция $I_{0\Phi}$ осциллирует до бесконечности, но распределение p_a не равно нулю только на апертуре излучателя. Для численного расчета здесь можно использовать исходную формулу (12), но подобный переход будет полезен в дальнейшем.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчетное распределение модуля амплитуды отраженного поля в горизонтальной плоскости при равномерном возбуждении акустического излучателя, имеющего радиус $r_{as} = 1,6$, для ряда значений z_Σ показано на рис. 3, а.

На рис. 3, б показано расчетное распределение поля вдоль главной оси $r_{n0} = 0$. Сплошной линией показан модуль, пунктирной – фаза отраженного поля, чтобы сохранить масштаб, для $|U_1|$ введен коэффициент 10. Количество и положение точек, в которых модуль равен нулю, определяется величиной r_{as} .

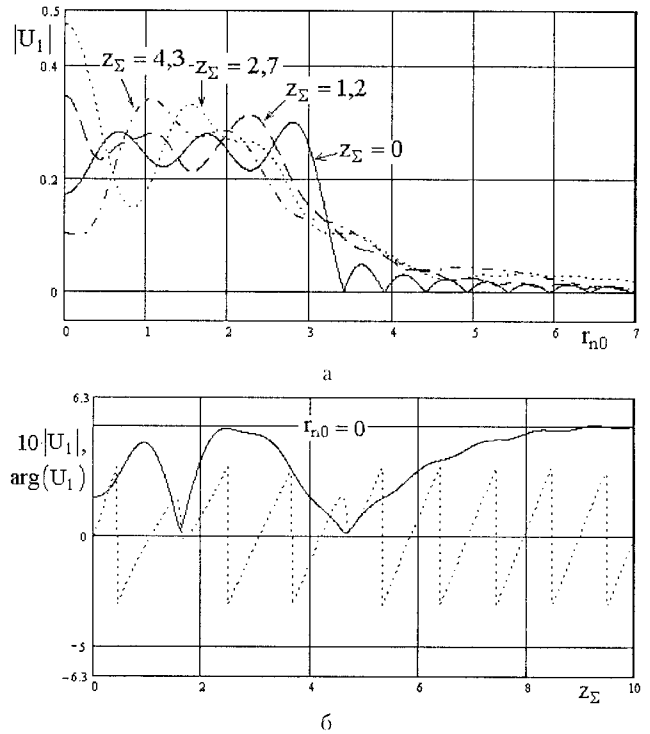


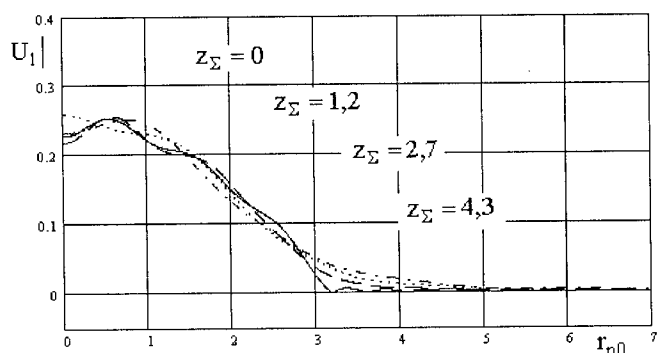
Рис. 3. Распределение модуля и фазы отраженного поля

для $p_a(\vec{r}_a) = \text{const}$

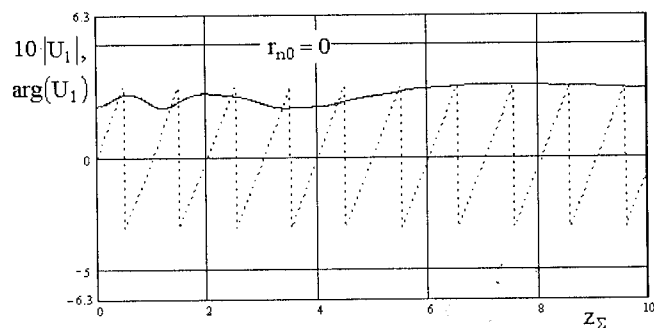
Равномерное возбуждение характерно для синтезированных раскрывов, в обычных излучателях возбуждение, как правило, спадает к краям, поэтому на рис. 4, а и б представлены аналогичные зависимости при квадратичном распределении возбуждающего поля:

$$p_a(\vec{r}_a) = 1 - r_a^2 / r_{as}^2. \quad (14)$$

Распределение параметров отраженного поля при таком возбуждении акустического излучателя более сглажено. Однако причиной этих различий является несовершенство используемого математического представления.



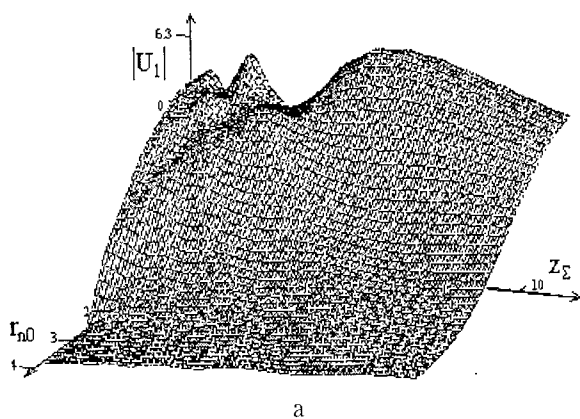
а



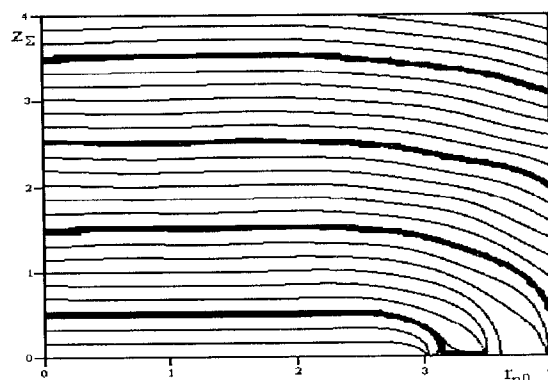
б

Рис. 4. Распределение модуля и фазы отраженного поля при квадратичном возбуждении акустической апертуры

Распределение модуля отраженного поля вблизи фокуса при квадратичном возбуждении акустического излучателя показано на рис. 5, а, положение эквифазных поверхностей — на рис. 5, б.



а



б

Рис. 5. Распределение модуля и фазы отраженного поля вблизи фокуса при квадратичном возбуждении акустической апертуры

При квадратичном возбуждении акустического излучателя осцилляции уменьшились, сохранилась их зависимость от z_Σ , а детальные расчеты показывают закономерности флуктуаций от размеров излучателя.

Для расчетных значений при равномерном возбуждении характерны сильные осцилляции. Они закономерно возникают вдоль потока фокусированного отраженного поля. В частности, при полупелых значениях радиуса излучателя в начале координат $r_{np} = z_\Sigma = 0$ поле равно нулю.

Выше было указано, что антенное устройство системы РАЗ может использовать антенны любой конструкции. Антенны бегущих волн (АБВ) имеют более простые конструкции, чем апертурные. Специфический механизм фокусировки отраженного поля при РАЗ будет иметь некоторые особенности при использовании АБВ. Однако для получения необходимой для РАЗ ширины главного лепестка длина АБВ будет значительной. Например, чтобы обеспечить параметры системы [6], потребуются АБВ длиной $40 \lambda_c$ или 8 м. Поэтому рассматривать применение АБВ небольших размеров для систем РАЗ можно только в качестве элементов ФАР, посему результаты для АБВ, подобные представленным на рис. 3, 4, 5, здесь анализироваться не будут.

В реальном сигнале (рис. 6) осцилляции сигнала полностью отсутствуют. Они не появляются при изменении конструкций антенн и их смещении по вертикали, иначе это явление было бы замечено при измерениях и неоднократных модернизациях антенной системы. В частности, действующая система РАЗ [4, 5] эксплуатировалась в основном с акустическим излучателем, у которого распределение поля близко к равномерному.

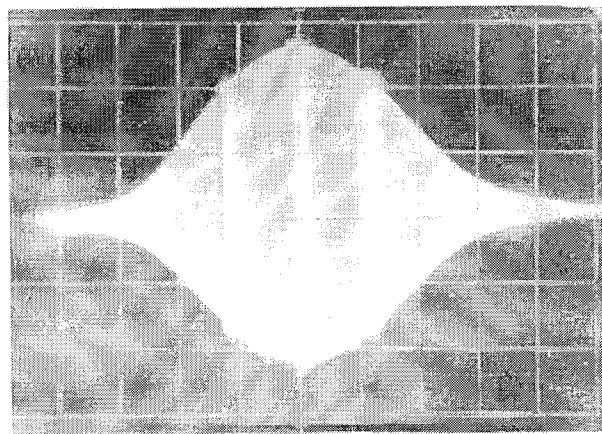


Рис. 6. Реальный принимаемый сигнал в системе РАЗ

Съемка проводилась в период работы на приморском полигоне [6]. Для съемки был выбран момент ночного бриза, когда ветер представляет собой равномерный ламинарный поток. Для увеличения разрешения на изображении запуск развертки осциллографа сдвинут относительно времени излучения зондирующей акустической посылки. Подсвеченные участки осциллограммы соответствуют моментам измерения

частоты и амплитуды принятого сигнала, по которым производились вычисления метеорологических параметров.

Таким образом, несмотря на строгое использование основных положений теории антенн в [3] и в данной работе, полученные формулы дают погрешность описания волновых процессов при РАЗ. Естественно, что представленное сравнение позволит сделать только качественное ограничение области применимости полученных выражений. Наиболее вероятно, что причина лежит в выбранной функции Грина, которая взята для свободного пространства. Поэтому, во-первых, рассматривая основные свойства и перспективные возможности РАЗ, эти погрешности необходимо учитывать. Во-вторых, актуальной является задача дальнейшего развития модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученное в данной работе более точное, чем в [1, 2], и более детальное, чем в [3], описание дифракционных процессов при РАЗ позволит создать более совершенные методики зондирования и получения метеоинформации. Особенно важно, что они могут использоваться для анализа сигналов с целью определения параметров турбулентности атмосферы без априорного выбора каких-либо ее моделей.

Литература: 1. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. — М.: Наука, 1985. — 198 с. 2. *Кон А.И.* Бистатическая система радиоакустического зондирования // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. — Т. 17. — № 6. — С. 657–660. 3. *Панченко А.Ю.* Дифракция электромагнитных волн на акустических при радиоакустическом зондировании атмосферы // Электромагнитные волны. — М., 1997. — Т. 2. — № 5. — С. 37–42. 4. *Ульянов Ю.Н.* Двухчастотная радиоакустическая система // Труды VIII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. — Томск, 1984. — Ч. 2. — С. 196–199. 5. *Ульянов Ю.Н., Панченко А.Ю., Максимова Н.Г., Прошкин Е.Г., Ветров В.И.* Комплекс вертикального акустического и радиоакустического зондирования в условиях прибрежного метеополлигона // М.: Препр. №7 ИФА АН СССР. Ч. 1. 1990. — С. 39–46. 6. *Ульянов Ю.Н., Панченко А.Ю., Максимова Н.Г., Прошкин Е.Г., Ветров В.И.* Результаты совместного акустического и радиоакустического зондирования атмосферы на границе суша-море // М.: Препр. №7 ИФА АН СССР. Ч. 1. 1990. — С. 47–53.

Поступила в редколлегию 25.03.2004



Панченко Александр Юрьевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Область научных интересов: радиофизика, микроэлектроника, неразрушающий контроль материалов и изделий.