

39. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА ИРКУТСКОМ РАДАРЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Лебедев В.П.

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, г. Иркутск

Аннотация. В работе рассматривается возможность проведения интерференционных измерений на Иркутском радаре некогерентного рассеяния (ИРНР). Показано, что после проведенной модернизации программно-аппаратного комплекса ИРНР появилась возможность программного управления формой диаграммы направленности (ДН) радара и проведение интерферометрических измерений. Показано, что ИРНР может рассматриваться как интерферометр с базой, примерно, $A = 5\text{ м}$, а также с эффективной шириной гауссовой ДН передатчика приемников $\gamma_{\Sigma,0.5} = 4.55$ град.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА РАДАРАХ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Интерференционным методом могут быть исследованы объекты, рассеянный сигнал от которых для двух приемников является когерентным. Применительно к изучению ионосферы эту методику начал использовать Фарли в 1981г. для определения параметров движущихся вихрей в экваториальном электроджете по данным радара НР в Джикамарке.

В настоящее время интерференционные методы получили развитие как теоретическом так и в плане постановки эксперимента, появились «image radar», установки позволяющие получать радиолокационных изображения тонкой структуры неоднородностей в засвечиваемом объеме, данная технология также распространилась на высоты нейтральной атмосферы, для исследования турбулентности и скорости нейтрального ветра в нижней атмосфере.

ВИДЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящее время развиты следующие виды интерференционных наблюдений: пространственная интерферометрия (spatial domain interferometry SDI) и частотная интерферометрия (frequency domain interferometry FDI). Принципиальные схемы этих методов приведены на Рис. 1 и 2. Пространственная интерферометрия используется для улучшения горизонтального разрешения, в данном методе используются две или

больше антенн, регистрирующих фазу отражения и работающих на одной длине волны.

Частотная интерферометрия используется для улучшения разрешения в вертикальном направлении, в данном методе измеряется разность фаз между двумя различными частотами сигнала принятого на одной антенне.

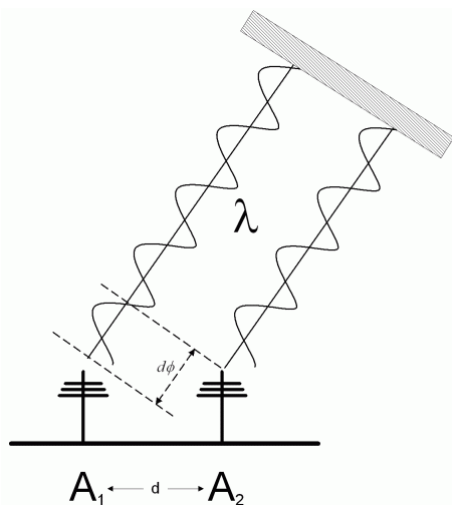


Рис. 1. Принципиальная схема пространственной интерферометрии,

$$\Delta\varphi = kd \sin \theta.$$

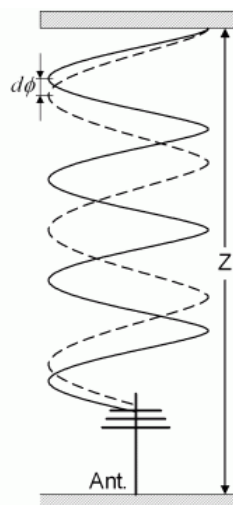


Рис. 2. Принципиальная схема частотной интерферометрии,

$$\Delta\varphi = 2(k_2 - k_1)z.$$

В настоящее время широкое распространение получил метод Доплеровского качающегося луча (Doppler Beam Swinging DBS) данный метод позволяет определить направление ветра. Метод DBS не является интерференционным методом, но широко используется совместно с SDI методом для

получения более устойчивых результатов. Принципиальная схема DBS метода приведена на Рис. 3, здесь используются как минимум три направления, вдоль которых определяется радиальная скорость и при известных углах прихода можно определить направление ветра. Для DBS необходимо как минимум три уравнения:

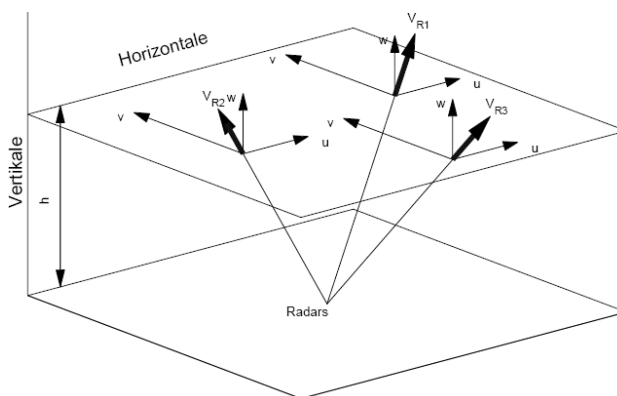


Рис. 3. Принципиальная схема метода DBS

$$\begin{bmatrix} \sin \theta_1 \sin \varphi_1 & \sin \theta_1 \cos \varphi_1 & \cos \theta_1 \\ \sin \theta_2 \sin \varphi_2 & \sin \theta_2 \cos \varphi_2 & \cos \theta_2 \\ \sin \theta_3 \sin \varphi_3 & \sin \theta_3 \cos \varphi_3 & \cos \theta_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_r^{(1)} \\ v_r^{(2)} \\ v_r^{(3)} \end{bmatrix}$$

Решая данную систему относительно u, v, w , получаем вектор скорости ветра [1].

На ИРНР для исследования неоднородностей имеется возможность использовать все три метода, что делает его перспективным инструментом для использования в этом направлении.

РАДАРНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ С ОДНОЙ БАЗОВОЙ ЛИНИЕЙ, С УЧЕТОМ ОСОБЕННОСТЕЙ АНТЕННОЙ СИСТЕМЫ ИРНР

ИРНР представляет собой моностатический импульсный радиолокатор с частотным сканированием в направлении Север-Юг в секторе $\pm 30^\circ$ путем изменения несущей частоты в диапазоне 154 - 162 МГц. Частота следования импульсов – 24.4 Гц.

АНТЕННАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ

Ориентация антенной системы координат (XYZ) показана на Рис.4. Антенная система радара ориентирована следующим образом, угол между большой осью антенны (OY) и меридианом (NS) составляет 7° , угол между нормалью (OZ) к плоскости раскрытия антенны (XY) и зенитом составляет 10° . Пунктирными линиями обозначены границы сектора сканирования радара по уровню 0.5. В антенной системе координат положение цели (когерентного рассеивателя) задается двумя углами ε и γ а также дальностью до цели R . На Рис. 4 в качестве примера приведен трек некоторой цели. Угол ε ($\angle ZOD$), далее будем называть антенным азимутом, лежит в плоскости частотного сканирования (ZY), отсчитывается от направления OZ. Угол γ ($\angle DOC$), далее будем называть антенным углом места, лежит в плоскости перпендикулярной плоскости частотного сканирования, γ - угол между направлением на цель и плоскостью частотного сканирования. Далее для иллюстрации геометрии экспериментов будет использоваться проекция на сферу единичного радиуса, пример того как будет выглядеть Рис. 4 в такой проекции представлено на Рис. 5.

В штатных измерениях используют несколько рабочих частот и для удобства дальнейшего изложения перейдем в СК, которая связана с направлением

максимального излучения на рабочей частоте f_0 , пример такой системы координат приведен на Рис. 5. Переход в данную СК, выполняется поворотом антенной системы координат вокруг направления ОХ на азимутальный угол ε_0 , который определяется из уравнения сканирования, который соответствует направлению максимального излучения, азимутальный угол $\delta\varepsilon$ в системе координат, связанной с частотой f_0 , выражается через антенный азимут следующим образом: $\delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0$.

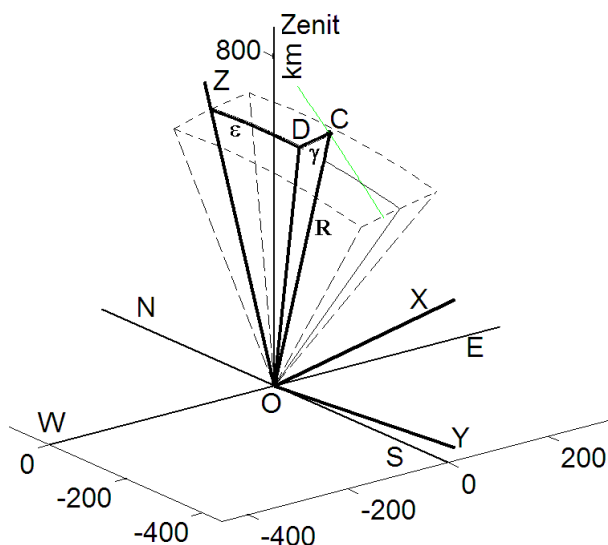
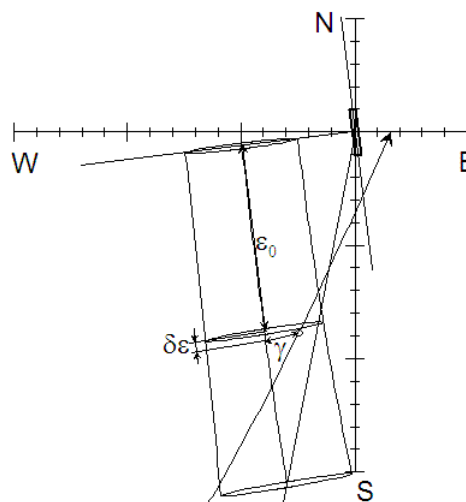


Рис. 4. Ориентация антенной системы
координат.



*Рис. 5. Проекция сектора сканирования
и эфемериды КА на сферу единичного
радиуса.*

Диаграмма направленности (ДН) антенны радара вдоль длинной оси (азимутальное направление в антенной системе координат) формируется протяженной линейной решеткой щелевых излучателей и имеет ширину около 0.5^0 (Рис.5). Формирование ДН в поперечном направлении (угломестная плоскость) осуществляется с помощью секториального рупора разделенного металлической перегородкой на две равные части (два полурупора), каждая из которых связана со своим приемным и передающим трактом. При этом перегородка несколько короче рупора, и составляет примерно $2/3$ его высоты [2]. Такая конструкция позволяет проводить независимые наблюдения каждым полурупором и измерять фазовый сдвиг сигнала между ними.

ПРИНЯТЫЙ СИГНАЛ

Передающую антенну обозначим t , приемные u и d , соответственно верхний и нижний полурупор. Перейдем в антенную СК связанную с какой-либо рабочей частотой, в этой СК направление максимального излучения совпадает с осью z . Поле будем рассматривать в дальней зоне, амплитудные ДН антенн обозначим $G_t(x/z, y/z)$ и $G_{u,d}(x/z, y/z)$.

Электромагнитное поле, падающее на рассеивающий объем:

$$E_{inc} = \frac{A}{R} G_t(x/z, y/z) \cdot \exp(-ikR) \quad (1)$$

$R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ - расстояние от передающей антенны, $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, константа A описывает энергетику падающего поля.

Сечение рассеивающего объема пропорционально флуктуации электронной концентрации $C \cdot n(x, y, z)$. Далее будем использовать приближение плоского фронта падающего поля и приближение слабого рассеяния (приближение Борна). Константа C описывает силу рассеяния среды, содержит поперечное рассеяние электрона.

Пространственная часть рассеянного поля в плоскости апертуры антенны $z = 0$.

$$E_{sc}(x, y) = C \iiint \frac{1}{R'} E_{inc}(x', y', z') n(x', y', z') g(z' - z_0) \exp(-ik|\vec{R}' - \vec{r}|) \cos \Omega(\vec{R}') dx' dy' dz' \quad (2)$$

где $g(z)$ - весовая функция, описывающая импульсный отклик, $\vec{r} = (x, y)$ - радиус вектор в раскрые рупора, $|\vec{R}' - \vec{r}| = \sqrt{x'^2 - x^2 + y'^2 - y^2 + z'^2}$ расстояние между элементом рассеивающего объема и точкой в раскрые рупора, $\cos \Omega(\vec{R}')$ - описывает эффект Фарадея, величина угла Ω определяется интегральным содержанием электронов вдоль пути распространения волны, далее Ω будем считать настолько медленно меняющейся функцией, что будем выносить ее за знак интеграла.

Т.к. $g(z)$ - локальна и $z_0 \gg 1, x, y$, тогда $1/z, x/z, y/z$ почти константы для рассматриваемого объема, исключая фазу. Тогда можно сделать следующее приближение:

$$R = z \sqrt{1 + \frac{x^2 + y^2}{z^2}} \approx z \left(1 + \frac{x^2 + y^2}{2z^2} \right) = z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \quad (3)$$

$$\left| \vec{R}' - \vec{r} \right| = z + \frac{x'^2 + y'^2 + x^2 + y^2 - 2xx' - 2yy'}{2z} \quad (4)$$

Подставляя (1) в (2) и вводя следующее определение:

$$n_{\vec{k}}(x, y; z_0) = \int n(x, y, z) g(z - z_0) \exp(-i2kz) dz, \quad (5)$$

получим.

$$E_{sc}(x, y) = \frac{C}{z_0^2} \cos \Omega(z_0) \iint G_{tx} \left(\frac{x'}{z_0}, \frac{y'}{z_0} \right) n_{\vec{k}}(x', y'; z_0) \exp \left(-ik \frac{x'^2 + y'^2}{z_0} \right) \exp \left(ik \frac{xx' + yy'}{z_0} \right) \exp \left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2z_0} \right) dx' dy' \quad (6)$$

Принятый сигнал в некоторой наземной антенне может быть найден интегрированием падающего поля по апертуре антенны или, что эквивалентно, умножением интеграла (6) на диаграмму направленности приемной антенны.

Принятый сигнал в случае ИРНР для верхнего и нижнего полурупоров можно представить в следующей форме:

$$U_{u,d} = \frac{C}{z_0^2} \cos \Omega(z_0) \iint G_t \left(\frac{x}{z_0}, \frac{y}{z_0} \right) G_{u,d} \left(\frac{x}{z_0}, \frac{y}{z_0} \right) n_{\vec{k}}(x, y; z_0) \exp \left(-ik \frac{x^2 + y^2}{z_0} \right) dx dy \quad (7)$$

КРОССКОРРЕЛЯЦИЯ И АВТОКОРРЕЛЯЦИЯ

Используя выражение (7) для формирования кросскорреляции и далее усредняя по ансамблю принятые реализации, получаем выражение для комплексной пространственной кросс-корреляции принятого рассеянного сигнала для двух приемных антенн. Введем следующее обозначение:

$$\rho_{ud} = \langle U_u, U_d^* \rangle \quad (8)$$

Выражение для кросс-корреляции реализаций полученных с помощью разных полурупоров, примет следующий вид:

$$\rho_{ud} = \frac{C^2}{z_0^4} \cos^2 \Omega(z_0) \iiint G_t \left(\frac{x'}{z_0}, \frac{y'}{z_0} \right) G_t \left(\frac{x}{z_0}, \frac{y}{z_0} \right) G_u \left(\frac{x}{z_0}, \frac{y}{z_0} \right) G_d \left(\frac{x'}{z_0}, \frac{y'}{z_0} \right) \langle n_{\vec{k}}(x', y'; z_0) n_{\vec{k}}^*(x', y'; z_0) \rangle \exp \left(-ik \frac{x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2}{z_0} \right) dx' dy' dx dy \quad (9)$$

Предположим, что имеет место пространственная однородность; т.е. пространственная корреляция зависит только от расстояния внутри рассеивающего

объема, а не от абсолютной позиции. Такое предположение удобно, для того, чтобы выделить пространственный масштаб, который определяет рассеяние, хотя данное предположение не является необходимым для определения полного сечения рассеивающего объема.

$$\langle n_{\vec{k}}(x', y'; z_0) n_{\vec{k}}^*(x', y'; z_0) \rangle = \langle |\Delta n|^2 \rangle \delta(x - x') \delta(y - y') \quad (10)$$

Определим углы, по которым будем интегрировать:

$$\gamma = \frac{x}{z_0}, \quad \varepsilon = \frac{y}{z_0} \quad (11)$$

После сделанных предположений кросс-корреляция будет выглядеть так:

$$\rho_{ud} = \frac{C^2}{z_0^2} \cos^2 \Omega(z_0) \iint \langle |\Delta n_{\gamma, \varepsilon}|^2 \rangle G_t^2 \gamma, \varepsilon G_u \gamma, \varepsilon G_d^* \gamma, \varepsilon d\gamma d\varepsilon \quad (12)$$

Аналогично получаются выражения для пространственной автокорреляции для каждого полурупора:

$$\rho_{uu, dd} = \langle |U_{uu, dd}|^2 \rangle = \frac{C^2}{z_0^2} \cos^2 \Omega(z_0) \iint \langle |\Delta n_{\gamma, \varepsilon}|^2 \rangle G_t^2 \gamma, \varepsilon G_{u, d}^2 \gamma, \varepsilon d\gamma d\varepsilon \quad (13)$$

Нормализованная комплексная кросс-корреляционная функция или как ее еще называют комплексная функция когерентности:

$$\eta_{ud} = \frac{\langle U_u \cdot U_d^* \rangle}{\sqrt{\langle |U_u|^2 \rangle \langle |U_d|^2 \rangle}} \quad (14)$$

АМПЛИТУДНАЯ И ФАЗОВАЯ ДН ИРНР В УГЛОМЕСТНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Формирование широкой ДН в угломестной плоскости обеспечивает рупор, разделенный металлической перегородкой на две равные части (два полурупора), каждая из которых связана со своим приемным и передающим трактом и имеющих электрический контакт со щелевой панелью.

Возбужденная щелями волна распространяется в рупоре между разделительной перегородкой и нижней (западной)/верхней (восточной) плоскостью рупора. За счет резкого и несимметричного изменения размеров рупора за перегородкой, кроме основной волны H_{10} , возникают волны высших типов H_{20} , H_{40} , H_{80} . Эти волны,

распространяясь далее по рупору с разными скоростями, приходят к его раскрытию с разными амплитудами и фазами.

В результате в раскрытии рупора получается несимметричное амплитудное распределение соответствующее нижнему $E^D(x)$ и верхнему $E^U(x)$ полурупору, максимум которого сдвинут соответственно в западном/восточном направлении, Рис. 6.

$$E^D(x) = A_{10} e^{i\psi_1} \left(\cos\left(\frac{\pi}{D} x\right) - \alpha_{21} e^{i\Delta\psi_{21}} \sin\left(\frac{2\pi}{D} x\right) + \alpha_{41} e^{i\Delta\psi_{41}} \sin\left(\frac{4\pi}{D} x\right) + \alpha_{81} e^{i\Delta\psi_{81}} \sin\left(\frac{8\pi}{D} x\right) \right) \quad (15)$$

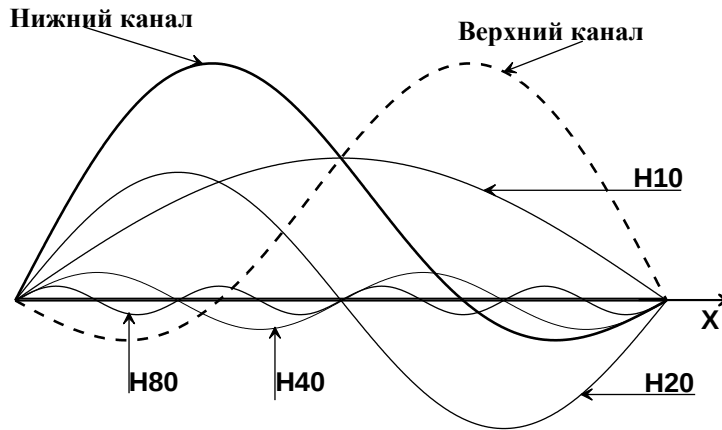


Рис. 6. Амплитудное распределение поля в раскрытии рупора.

Для восточного полурупора (верхнего полурупора) получается аналогичная картина, но максимум амплитудного распределения $E^U(x)$ сдвинут в противоположную сторону (в восточном направлении):

$$E^U(x) = A_{10} e^{i\psi_1} \left(\cos\left(\frac{\pi}{D} x\right) + \alpha_{21} e^{i\Delta\psi_{21}} \sin\left(\frac{2\pi}{D} x\right) - \alpha_{41} e^{i\Delta\psi_{41}} \sin\left(\frac{4\pi}{D} x\right) - \alpha_{81} e^{i\Delta\psi_{81}} \sin\left(\frac{8\pi}{D} x\right) \right). \quad (16)$$

Коэффициенты $\alpha_{2n1} = A_{2n0}/A_{10}$ определяют отношение амплитуды волны высшего типа H_{2n0} к амплитуде волны основной волны H_{10} . Фазы $\Delta\psi_{2n1} = \psi_1 - \psi_{2n}$ - определяют фазовое запаздывание волны высшего типа H_{2n0} от волны H_{10} в раскрытии рупора.

Рассмотрим в угломестной плоскости, амплитудную и фазовую ДН, которые можно получить из следующего интеграла, предполагается, что в раскрые рупора равномерное распределение фазы:

$$G_{u,d}(\gamma) = \alpha_{11} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} E_{u,d}(y) \cdot e^{ikx \sin(\gamma)} dx, \quad (17)$$

здесь γ - антенный зенитный угол, α_{11} - нормировочный множитель. Если перейти к безразмерной переменной $u = k \frac{D}{2} \sin(\gamma)$, то в результате получим следующие выражения для ДН верхнего и нижнего полурупоров:

$$G_u(\gamma) = I_0(u(\gamma)) + \sum_{n=1} \alpha_{2n} e^{i\Delta\psi_{2n1}} I_{2n}(u(\gamma)), \quad (18)$$

$$G_d(\gamma) = I_0(u(\gamma)) - \sum_{n=1} \alpha_{2n} e^{i\Delta\psi_{2n1}} I_{2n}(u(\gamma)), \quad (19)$$

где:

$$I_0(u) = \frac{2 \cos u}{1 - \left(\frac{2u}{\pi}\right)^2}, \quad I_{2n}(u) = \frac{\cos(\pi n) \sin(u)}{n \left(1 - \left(\frac{u}{\pi n}\right)^2\right)} \quad (20)$$

Тогда амплитудная и фазовая диаграммы направленности:

$$\left| G_{u/d}(\gamma) \right| = \alpha_{11} \sqrt{I_0(\gamma) \mp \alpha_{2n1} \sin(\Delta\psi_{2n1}) I_{21}(\gamma)^2 + \pm \alpha_{2n1} \cos(\Delta\psi_{2n1}) I_{21}(\gamma)^2} \quad (21)$$

$$\arg(G_{u/d}(\gamma)) = \arctan \left(\frac{\pm \alpha_{2n1} \cos(\Delta\psi_{2n1}) I_{21}(\gamma)}{I_0(\gamma) \mp \alpha_{2n1} \sin(\Delta\psi_{2n1}) I_{21}(\gamma)} \right). \quad (22)$$

Здесь оставлена только одна волна высшего тапа H_{20} , так как в интересующей нас области $\gamma = \pm 11^\circ$, по энергетике она намного мощнее других волн высших типов.

Из (18) и (19) можно получить выражение для ДН на излучение:

$$G_t \gamma = G_u(u) + G_d(u) = 2I_0(u) \quad (23)$$

Таким образом, $G_t \gamma$ - реальная функция. Разность фаз ϕ между полурупорами дает следующее выражение:

$$\arg(G_{ud}(u)) = \phi = 2\alpha_{21} \cos \Delta\psi_{21} \frac{I_0(\gamma) I_{21}(\gamma)}{I_0^2(\gamma) - \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma)} \quad (24)$$

Фазово-угломестная характеристика антенны измерялась экспериментально путем наблюдения мощного космического источника радиоизлучения «Лебедь-А» и изображена на Рис. 7а, в результате калибровочных измерений было найдено $\alpha_{21} = 0.8$.

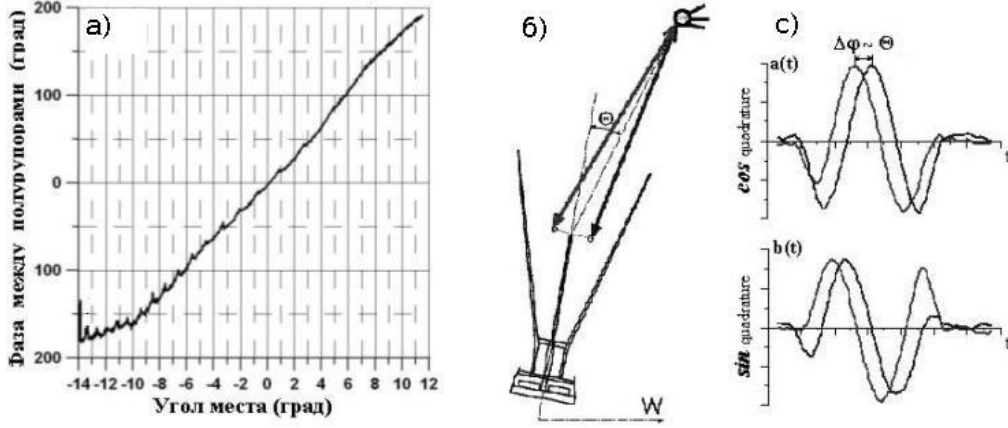


Рис. 7. а) Фазовая характеристика ИРНР. б) Угол места КА на ИРНР определяется из разности фаз сигналов от верхнего и нижнего полурупоров. с) Квадратуры прямоугольного РЛ сигнала, серая линия - $a_1(t)$ и $b_1(t)$ квадратуры нижнего полурупора, черная линия – $a_2(t)$ и $b_2(t)$ квадратуры верхнего полурупора, пример наличия разности фаз в РЛ сигнале между полурупорами.

Из рисунка видно, что фазовая характеристика антенны ИРНР обладает следующими свойствами, в диапазоне углов места (θ) $\pm 11^\circ$ разность фаз между полурупорами ϕ растёт линейно с изменением θ по закону $\phi = \theta \cdot k_\phi$ ($k_\phi = 16^\circ$), что составляет линейный диапазон для фазы $\pm 176^\circ$, вне этого диапазона зависимость между разностью фаз и антенным углом места цели более сложная, не линейная [3]. Далее рассматривается именно этот диапазон антенного угла места.

Выпишем следующие комбинации, которые в дальнейшем пригодятся:

$$G_t^2 \gamma, \varepsilon = F^2(\varepsilon) G_t^2 \gamma = F^2(\varepsilon) 2I_0(\gamma)^2 \quad (25)$$

$$G_{u,d}^2 \gamma, \varepsilon = F^2(\varepsilon) \left| G_{u,d} \gamma \right|^2 \quad (26)$$

$$G_{u,d}^2 \gamma, \varepsilon = F^2(\varepsilon) I_0^2(\gamma) + \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma) \mp 2\alpha_{21} \sin(\Delta\psi_{21}) I_{21}(\gamma) I_0(\gamma) \quad (27)$$

$$G_u \gamma, \varepsilon G_d^* \gamma, \varepsilon = F^2(\varepsilon) \left| G_u \gamma \right| \left| G_d \gamma \right| \exp(i\phi) \quad (28)$$

$$G_u \gamma, \varepsilon G_d^* \gamma, \varepsilon = I_0^2(\gamma) - \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma) + 2i\alpha_{21} \cos(\Delta\psi_{21}) I_{21}(\gamma) I_0(\gamma) F^2(\varepsilon) \quad (29)$$

На Рис. 8а приведено сечение ДН в азимутальном $|F(\varepsilon)|$ на Рис. 8б сечение в угломестном направлении $|G_{u,d} \gamma|$, видно, что ДН полурупоров разнесены в угломестном направлении, примерно, на 4° , что позволяет увеличить область обзора.

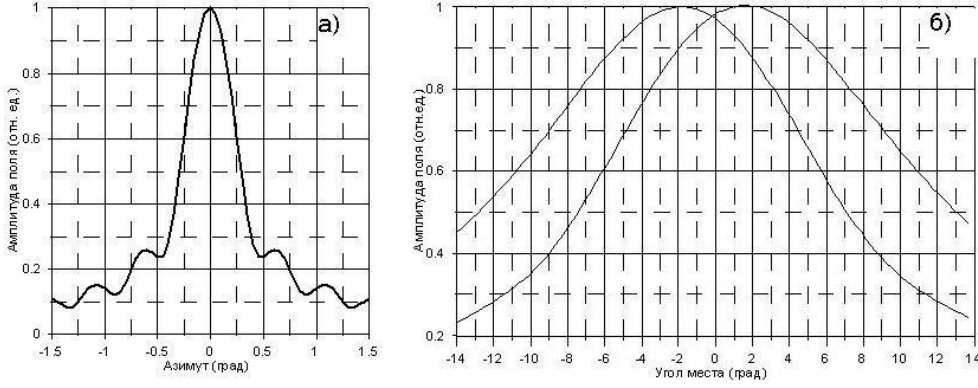


Рис. 8. а) Сечение ДН в азимутальном направлении $|F(\varepsilon)|$. б) Сечение ДН в угломестном направлении соответственно для нижнего и верхнего полурупора

$$|G_{u,d} \gamma|.$$

ПРИБЛИЖЕНИЕ МАЛОГО РАССЕИВАТЕЛЯ ГАУССОВОЙ ФОРМЫ

Предположим для удобства математических преобразований, что цель (дискретная рассеивающая структура) имеет гауссову форму с центром $\theta_0 = (\gamma_0, \varepsilon_0)$, шириной σ_γ и σ_ε соответственно в направлениях γ и ε , тогда:

$$\langle |\Delta n \gamma, \varepsilon|^2 \rangle = \exp \left(-\frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} \right) \exp \left(-\frac{\varepsilon - \varepsilon_0^2}{2\sigma_\varepsilon^2} \right) \quad (30)$$

Также предположим, что луч антенны намного шире рассеивателя. Подставляя (30) в (12) и проводя интегрирование по γ получим:

$$\rho_{ud} \propto \int \exp \left(-\frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} + ik_\phi \gamma \right) d\gamma = \sqrt{2\pi} \sigma_\gamma \exp ik_\phi \gamma_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \sigma_\gamma^2 k_\phi^2 \right). \quad (31)$$

Таким образом, комплексная кросс-корреляционная функция:

$$\rho_{ud} = 2\pi\sigma_\gamma \sigma_\varepsilon \frac{C^2}{z_0^2} \cos^2 \Omega(z_0) G_t^2 \gamma_0, \varepsilon_0 F^2(\varepsilon) |G_u \gamma| |G_d \gamma| \exp i k_\phi \gamma_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \sigma_\gamma^2 k_\phi^2 \right) \quad (32)$$

Пространственная автокорреляция для каждой антенны:

$$\rho_{uu,dd} = 2\pi\sigma_\gamma \sigma_\varepsilon \frac{C^2}{z_0^2} \cos^2 \Omega(z_0) G_t^2 \gamma_0, \varepsilon_0 F^2(\varepsilon) |G_{u,d} \gamma|^2 \quad (33)$$

Выражение для комплексной функции когерентности:

$$\eta_{ud} = \exp i k_\phi \gamma_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \sigma_\gamma^2 k_\phi^2 \right) \quad (34)$$

Данный результат эквивалентен выражению (8) в статье Фарли [4]. Подобные результаты будут появляться для любого сорта рассеивающих структур, до тех пор, пока они будут много уже чем ширина ДН антенны.

ПРИБЛИЖЕНИЕ ДН АНТЕННЫ ИРНР ГАУССОВОЙ ФОРМЫ

Как и раньше предполагаем, что рассеивающая структура имеет вид (30), тогда в выражении для коэффициента когерентности сократятся все множители, имеющие зависимость от ε , далее их исключаем из рассмотрения.

Рассмотрим знаменатель выражения (14):

$$\langle |\rho_u|^2 \rangle \langle |\rho_d|^2 \rangle = \int G_t^2 \gamma |G_u \gamma|^2 \exp \left(-\frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} \right) d\gamma \int G_t^2 \gamma |G_d \gamma|^2 \exp \left(-\frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} \right) d\gamma \quad (35)$$

Данное выражение можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle |\rho_u|^2 \rangle \langle |\rho_d|^2 \rangle = & \left(\int G_t^2 \gamma I_0^2(\gamma) + \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma) \exp \left(-\frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} \right) d\gamma \right)^2 - \\ & - 4\alpha_{21}^2 \sin^2(\Delta\psi_{21}) \left(\int G_t^2 \gamma I_{21}(\gamma) I_0(\gamma) \exp \left(-\frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} \right) d\gamma \right)^2 \end{aligned} \quad (36)$$

На **Рис. 9** представлен вид функций: $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$,

$G_t^2 \gamma I_0^2(\gamma) + \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma)$, $2\alpha_{21} \sin(\Delta\psi_{21}) G_t^2 \gamma I_{21}(\gamma) I_0(\gamma)$. Из рисунка видно, во-

первых, хорошее совпадение между $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$ и $G_t^2 \gamma I_0^2(\gamma) + \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma)$,

во-вторых, видно, что в интересующей нас области

$G_t^2 \gamma I_0^2(\gamma) + \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma) \gg 2\alpha_{21} \sin(\Delta\psi_{21}) G_t^2 \gamma I_{21}(\gamma) I_0(\gamma)$, таким образом, в выражении $\langle |\rho_u|^2 \rangle \langle |\rho_d|^2 \rangle$ вторым слагаемым можно пренебречь.

На Рис. 10 черной линией представлена функция $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$, серой пунктирной линией вписанная в нее гауссиана $\exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Sigma^2}\right)$, видно достаточно хорошее совпадение между этими функциями, поэтому далее $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$ будем ее аппроксимировать гауссианой.

Используя вышеизложенные приближения, выражение для коэффициента когерентности будет выглядеть следующим образом:

$$\eta_{ud} = \frac{\int \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Sigma^2} - \frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2} + ik_\phi \gamma\right) d\gamma}{\int \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Sigma^2} - \frac{\gamma - \gamma_0^2}{2\sigma_\gamma^2}\right) d\gamma} \quad (37)$$

После интегрирования оно примет следующий простой вид:

$$\eta_{ud} = \exp\left(ik_\phi \gamma_0 \frac{\Sigma^2}{\Sigma^2 + \sigma_\gamma^2}\right) \exp\left(-\frac{\Sigma^2 \sigma_\gamma^2 k_\phi^2}{2 \Sigma^2 + \sigma_\gamma^2}\right) \quad (38)$$

Для ИРНР $\Sigma = 0.067447$, ширина гауссианы по уровню 0.5 $\gamma_{\Sigma,0.5} = 4.550036$ град.

При $\sigma_\gamma^2 \rightarrow 0$ выражение (38) переходит в (34), которое получено в приближении малого рассеивателя. На Рис. 11 приведена зависимость амплитуды коэффициента когерентности от размера рассеивателя σ_γ , который выражен в долях Σ . На Рис. 11 пунктирными линиями также приведено решение, полученное в результате численного интегрирования (14). Решения построены для двух случаев, когда центр тяжести цели находится в центре ДН, и когда центр тяжести цели смещен на 4° , из рисунка видно, что расхождения не значительные и наибольшее когда центр тяжести цели находится в центре ДН.

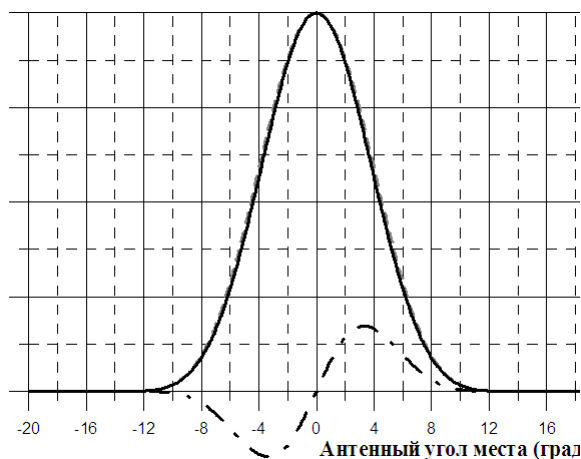


Рис. 9. $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$ - сплошная черная линия; $G_t^2 \gamma I_0^2(\gamma) + \alpha_{21}^2 I_{21}^2(\gamma)$ - серая пунктирная линия; $2\alpha_{21} \sin(\Delta\psi_{21}) G_t^2 \gamma I_{21}(\gamma) I_0(\gamma)$ - черная штрих пунктирная линия.

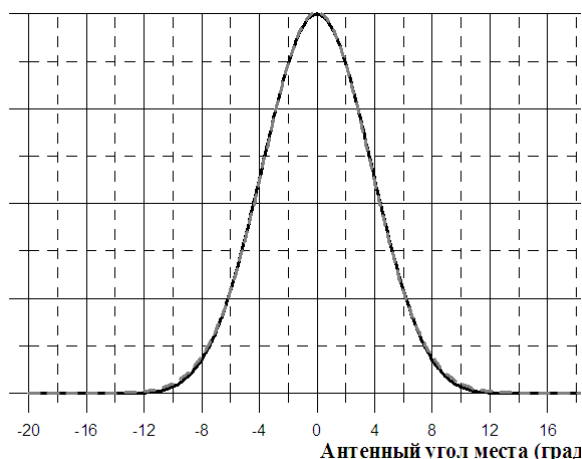


Рис. 10. сплошная черная линия - $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$, серая пунктирная линия - аппроксимация $G_t^2 \gamma |G_u \gamma| |G_d \gamma|$ гауссианой $\exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Sigma^2}\right)$.

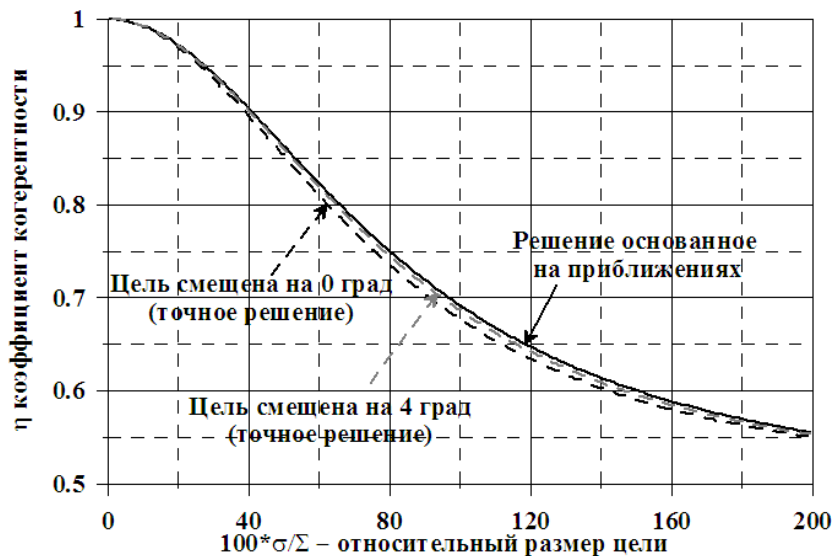


Рис. 11. Зависимость амплитуды коэффициента когерентности от размера рассеивателя σ_γ , который выражен в долях Σ .

Так как в эксперименте, в каждой паре реализаций (от верхнего и нижнего полурупоров) для каждой задержки (дальности) определяются: модуль коэффициента корреляции $|\eta_{ud}|$ и его фаза $\arg(\eta_{ud})$, то на основе выражения (38) могут быть

получены: угол места центра тяжести цели γ_0 и характерный размер цели σ_γ вдоль угломестного направления в антенной системе координат:

$$\sigma_\gamma^2 = -\frac{2 \ln |\eta_{ud}| \Sigma^2}{2 \ln |\eta_{ud}| + \Sigma^2 k_\phi^2}, \quad (39)$$

$$\gamma_0 = \frac{\Sigma^2 + \sigma_\gamma^2}{\Sigma^2} \frac{\arg(\eta_{ud})}{k_\phi}. \quad (40)$$

Интересно сравнить полученное решение с результатами, приведенными в работе [5]. Первое решение в этой работе получено в приближении гауссовой цели, имеется один излучатель и два приемника. Как у приемника, так и у излучателя ДН гауссовой формы, но все разной ширины, тогда выражение для коэффициента когерентности (все три антенны разнесены в пространстве):

$$\eta_{ij} = \frac{\Sigma_{ij,x} \Sigma_{ij,y}}{\sqrt{\Sigma_{i,x} \Sigma_{i,y} \Sigma_{j,x} \Sigma_{j,y}}} \frac{\exp \left(-\frac{1}{2} \frac{\Sigma_{ij,x}^2}{\Sigma_{ij}^2} \frac{\theta_{x0}^2}{\sigma_x^2} - \frac{1}{2} \frac{\Sigma_{ij,y}^2}{\Sigma_{ij}^2} \frac{\theta_{y0}^2}{\sigma_y^2} \right)}{\sqrt{\exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\Sigma_{i,x}^2}{\Sigma_i^2} + \frac{\Sigma_{j,x}^2}{\Sigma_j^2} \right) \frac{\theta_{x0}^2}{\sigma_x^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\Sigma_{i,y}^2}{\Sigma_i^2} + \frac{\Sigma_{j,y}^2}{\Sigma_j^2} \right) \frac{\theta_{y0}^2}{\sigma_y^2} \right)}} \times$$

$$\times \exp \left(-\frac{(2\pi)^2}{2} A_{ij}^2 \Sigma_{ij,x}^2 \right) \exp \left(-\frac{(2\pi)^2}{2} B_{ij}^2 \Sigma_{ij,y}^2 \right) \times \quad \text{где}$$

$$\times \exp \left(i2\pi \left(A_{ij} \theta_{x0} \frac{\Sigma_{ij,x}^2}{\sigma_x^2} + B_{ij} \theta_{y0} \frac{\Sigma_{ij,y}^2}{\sigma_y^2} \right) \right)$$

$\frac{1}{\Sigma_i^2} = \frac{2}{\sigma_{tx}^2} + \frac{2}{\sigma_{tx,i}^2}$, $\frac{1}{\Sigma_{i,x}^2} = \frac{1}{\Sigma_i^2} + \frac{1}{\sigma_x^2}$ аналогичные выражения получаются для антенны j .

Если же ДН всех антенн одинаковые, то решение намного упрощается и принимает следующий вид:

$$\eta_{ij} = \exp \left(-\frac{(2\pi)^2}{2} A_{ij}^2 \Sigma_{ij,x}^2 \right) \exp \left(-\frac{(2\pi)^2}{2} B_{ij}^2 \Sigma_{ij,y}^2 \right) \exp \left(i2\pi \left(A_{ij} \theta_{x0} \frac{\Sigma_{ij,x}^2}{\sigma_x^2} + B_{ij} \theta_{y0} \frac{\Sigma_{ij,y}^2}{\sigma_y^2} \right) \right),$$

если теперь все антенны расположить вдоль оси x , тогда решение совпадает с решением (38), полученным нами, таким образом, ИРНР может рассматриваться как интерферометр с базой, примерно, $A = 5$ м, а также с эффективной шириной гауссовой ДН передатчика приемников $\gamma_{\Sigma,0.5} = 4.550036$ град.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-05-01099-а и 08-05-00274-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jurgen Rottger. MST Radar Interferometry. // School on Atmospheric Radar. SAR. Tirupati/Gadanki, India, 10-13 Dec. 1997.
http://www.ltu.se/polopoly_fs/1.37365!mstradarinterferometry.pdf
2. Жеребцов Г.А., Заворин А.В., Медведев А.В., Носов В.Е., Потехин А.П., Шпынев Б.Г. Иркутский радар некогерентного рассеяния // Радиотехника и электроника. 2002. Т.47, №11. С.1 - 7.
3. Лебедев В.П., Медведев А.В., Кушнарев Д.С. Методика калибровки диаграммы направленности Иркутского радара НР // IX Сессия молодых ученых «Физические процессы в космосе и околоземной среде»: Мат-лы БШФФ, Иркутск, 11-16 сентября 2006. Иркутск: С.185-188. 2006.
4. Farley, D. T., H. M. Ierke, B. G. Fejer, Radar interferometry: A new technique for studying plasma turbulence in the ionosphere, // J. Geophys. Res. - 1981. №86. -P. 1467-1472.
5. Tom Grydeland and Cesar La Hoz. WP5: Fundamentals of radar interferometry. One baseline. // Stage 2 report. I: April 2006.
http://e7.eiscat.se/groups/EISCAT_3D_info/WP5_Interferometry_Stage2_Report_April06.pdf