

초광대역배열에서 복사에너지특성에 대한 연구

정원철, 리영명

경애하는 최고령도자 김정은동지께서는 다음과 같이 말씀하시였다.

《우주를 정복한 위성과과학자들처럼 최첨단돌파전을 힘있게 벌려 나라의 전반적과학기술을 하루빨리 세계적수준에 올려세워야 합니다.》

초광대역임펄스신호는 무선통신과 전자측정에서 널리 이용되고있으며 그에 대한 연구가 심화되고있다. 선행연구[1-3]에서는 위상배열안테나의 지향선도를 비롯한 복사특성과 단일복사요소에 의한 초광대역복사특성에 대해 밝혔으나 요소들의 배열복사에서 나타나는 구체적인 특성에 대하여 밝히지 못하였다.

논문에서는 여러개의 초광대역복사요소들을 공간에 배열하여 출력을 합성할 때 그것의 복사에너지특성에 대하여 논의하였다.

1. 직각배열에서 복사신호의 수학적모형화

물리적으로 실현할수 있는 초광대역전자기임펄스를 표현하는 적당한 신호모형은 시간편차를 가진 가우스임펄스신호로서 다음과 같이 표시할수 있다.

$$\Omega(t) = E_0 \sum_{k=0}^1 I_k \exp\{-a_k[(t-t_0)/\Delta T]^2\} \quad (1)$$

여기서

$$I_0 = 1/(1-\alpha), \quad I_1 = -\alpha/(1-\alpha), \quad \alpha \neq 1 \quad (2)$$

$$a_0 = 4\pi, \quad a_1 = 4\pi\alpha^2 \quad (3)$$

이며 E_0 은 $t=t_0$ 에서의 첨두진폭, ΔT 는 정격지속시간, α 는 가우스임펄스신호의 에너르기밀도스펙트르를 규정하는 척도상수이다.

한편 $\Omega(t)$ 를 푸리에변환하면 다음과 같은 스펙트르함수를 얻는다.

$$\begin{aligned} \Lambda(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega(t) \exp\{-j2\pi ft\} dt = \\ &= \left(\frac{E_0}{2(1-\alpha)\Delta f} \right) \exp\{-j2\pi t_0(f/\Delta f)\} \times \\ &\quad \times \{\exp[-(\pi/4)(f/\Delta f)^2] - \exp[-(\pi/4\alpha^2)(f/\Delta f)^2]\} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 $\Delta f = 1/\Delta T$ 는 정격주파수대역폭이다.

이때 신호 $\Omega(t)$ 의 출력스펙트르는 $\Psi(f) = |\Lambda(f)|^2$ 이다.

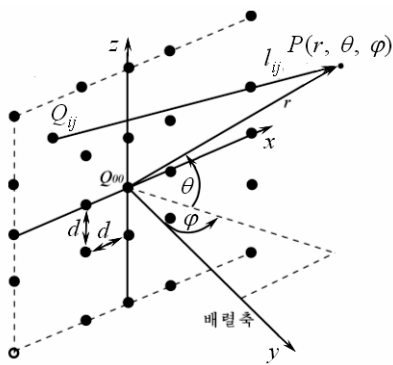


그림 1. $M \times M$ 요소로 된 2차원
직각배열

가우스임펄스신호가 그림 1과 같은 $M \times M$ 요소로 된 2차원직각배열에 의하여 복사된다고 하자.

매 배열요소들은 xz 평면에서 임의의 두 요소사이의 거리가 d 로서 고르롭게 배치되어있다. 이때 y 축을 배열축으로 정하였다. 매 배열요소는 하나의 초광대역임펄스 복사체로서 Q_{ij} 로 표시하였다. 여기서 $i=0, \pm 1, \dots, \pm m$, $j=0, \pm 1, \dots, \pm m$ 이고 $M=2m+1$ 이다.

그러면 직각배열의 크기는 $D=2md$ 이다.

이때 직각배열의 중심에 있는 요소 Q_{00} 을 기준요소

로 정한다.

초광대역배열인 경우 초점파를 발생시키기 위하여 매 복사요소 Q_{ij} 에 고유지연시간을 설정하는데 만일 기준복사요소 Q_{00} 으로부터 배열축에 있는 초점 $P_0(y=L, \theta=0^\circ, \varphi=0^\circ)$ 까지의 초점거리를 L 이라고 하면 배열요소 Q_{ij} 의 초점지연시간 t_{ij} 는 다음의 관계식에 의하여 규정된다.

$$t_{ij} = L/c - [L^2 + (id)^2 + (jd)^2]^{1/2} / c \quad (5)$$

여기서 c 는 빛의 속도이고 $i=0, \pm 1, \dots, \pm m$, $j=0, \pm 1, \dots, \pm m$ 이다.

이 경우 배열요소 Q_{ij} 는 기준요소 Q_{00} 보다 앞서서 신호를 복사하게 된다.

한편 점 $P(r, \theta, \varphi)$ 에서의 파 $s(t, r, \theta, \varphi)$ 는 배열의 요소들로부터 복사된 가우스신호들의 합으로서 다음과 같다.

$$s(t, r, \theta, \varphi) = \sum_{i=-m}^{+m} \sum_{j=-m}^{+m} \Omega(t - \tau_{ij}(r, \theta, \varphi)) \quad (6)$$

식 (6)에서 $\tau_{ij}(r, \theta, \varphi) = t_{ij} + l_{ij}(r, \theta, \varphi)/c$ 는 Q_{ij} 요소로부터 복사된 가우스신호의 총지연시간이다.

이제 D, L, r 를 다음과 같이 규격화하자.

$$\rho = D/c\Delta T, \quad \xi = L/c\Delta T, \quad \zeta = r/c\Delta T \quad (7)$$

여기서 ρ 는 규격화된 평면배열의 크기, ξ 는 규격화된 배열의 초점거리, ζ 는 Q_{00} 으로부터 $P(r, \theta, \varphi)$ 까지의 규격화된 기준거리이다.

그러면 총지연시간 $\tau_{ij}(r, \theta, \varphi)$ 를 다음과 같이 규격화할수 있다.

$$\begin{aligned} \tau'_{ij}(\zeta, \theta, \varphi) &= \tau_{ij}(r, \theta, \varphi) / \Delta T = \\ &= \xi + \rho[(\zeta/\rho)^2 - 2(\zeta/\rho)((i/2m)\sin\varphi\cos\theta + \\ &\quad + (j/2m)\sin\theta) + (i/2m)^2 + (j/2m)^2]^{1/2} - \\ &\quad - \rho[(i/2m)^2 + (j/2m)^2 + (\xi/\rho)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

결국 식 (6)을 다음과 같이 쓸수 있다.

$$s(t, \zeta, \theta, \varphi) = \sum_{i=-m}^{+m} \sum_{j=-m}^{+m} \Omega(t - \tau'_{ij}(\xi, \theta, \varphi)\Delta T) \quad (9)$$

2. 초광대역배열의 복사에너지

$s(t, \zeta, \theta, \varphi)$ 를 푸리에변환하면 그것의 주파수스펙트르는 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} S(f, \zeta, \theta, \varphi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} s(t, \zeta, \theta, \varphi) \exp(-j2\pi ft) dt = \\ &= \sum_{i=-m}^{+m} \sum_{j=-m}^{+m} \Lambda(f) \exp[j2\pi f \tau_{ij}(\zeta, \theta, \varphi)] \end{aligned} \quad (10)$$

전체 주파수대역에 대하여 $S(f, \zeta, \theta, \varphi)$ 를 적분하면 다음과 같다.

$$F(\zeta, \theta, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f, \zeta, \theta, \varphi) df = \sum_{i=-m}^{+m} \sum_{j=-m}^{+m} \int_{-\infty}^{+\infty} \Lambda(f) \exp[j2\pi f \tau_{ij}(\zeta, \theta, \varphi)] df \quad (11)$$

이제 식 (11)의 역푸리에변환함수가 $\Omega[\tau_{ij}(\zeta, \theta, \varphi)]$ 라고 하자. 그러면 식 (11)은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} F(\zeta, \theta, \varphi) &= \sum_{i=-m}^{+m} \sum_{j=-m}^{+m} \Omega[\tau_{ij}(\zeta, \theta, \varphi)] = \\ &= \sum_{i=-m}^{+m} \sum_{j=-m}^{+m} \sum_{k=0}^1 E_0 I_k \exp\{-a_k [\tau_{ij}(\zeta, \theta, \varphi) - (t_0 / \Delta T)]^2\} \end{aligned} \quad (12)$$

그리고 배열요소가 많을 때 ($m \gg 1$) 식 (12)는 2중적분으로 표시할수 있다.

$$F(\zeta, \theta, \varphi) = \int_{-1/2}^{+1/2} \int_{-1/2}^{+1/2} \sum_{k=0}^1 E_0 I_k \exp\{-a_k [\tau_{uv}(\zeta, \theta, \varphi) - (t_0 / \Delta T)]^2\} dudv \quad (13)$$

한편 신호 $s(t, \zeta, \theta, \varphi)$ 에 포함된 복사에너지는 다음의 적분식에 의하여 주어진다.

$$U(\zeta, \theta, \varphi) = \int_0^{+\infty} [s(t, \zeta, \theta, \varphi)]^2 dt = \int_0^{+\infty} |S(f, \zeta, \theta, \varphi)|^2 df \quad (14)$$

그러면 초점배열의 규격화에너지는 다음과 같다.

$$W(\zeta, \theta, \varphi) = \frac{U(\zeta, \theta, \varphi)}{U(\xi, 0, 0)} \quad (15)$$

여기서 $U(\xi, 0, 0)$ 는 초점 $P(\xi, 0, 0)$ 에 집중된 최대신호에너지이다.

복사요소들이 초점직각배열일 때 규격화에너지는 조건에 따라 다음과 같다.

$$W(\zeta, \theta, \varphi) = \begin{cases} W(\zeta), & \zeta \geq \xi, \quad \theta = \varphi = 0 \\ W(\theta), & \zeta = \xi, \quad \varphi = 0 \\ W(\varphi), & \zeta = \xi, \quad \theta = 0 \end{cases} \quad (16)$$

여기서 $W(\zeta)$ 는 초점에너지, $W(\theta)$ 는 위치각에너지, $W(\varphi)$ 는 방위각에너지이다.

$W(\theta)$ 와 $W(\varphi)$ 의 에너지선도모양은 일반적인 배열안테나의 에너지선도모양과 같으며 $W(\zeta)$ 는 원천으로부터 멀리 떨어진 곳에서의 에너지세기를 보여준다.

초점배열안테나의 초점력은 초점깊이 $\delta_f(\xi)$ 에 의하여 규정할수 있으며 이때 이것은 $W(\zeta)$ 와 다음의 관계가 있다.

$$\delta_f(\xi) = \frac{\int_0^{\infty} (\zeta - \xi)^2 W(\zeta) d\zeta}{\int_0^{\infty} W(\zeta) d\zeta} \quad (17)$$

복사신호가 $t_0/\Delta T=1$ 인 일반가우스임펄스신호에 대하여 배열요소수가 5×5 , $\theta=0^\circ$, $\varphi=0^\circ$, 공간폭이 $\rho=5$, 규격화초점거리가 $\xi=5$ 이고 척도상수 α 가 각이할 때 초점에너지선도를 그림 2에 보여주었다. 또한 공간폭 ρ 가 각이할 때 $\alpha=3$, 규격화초점거리가 $\xi=5$ 인 경우 초점에너지선도를 그림 3에 보여주었다.

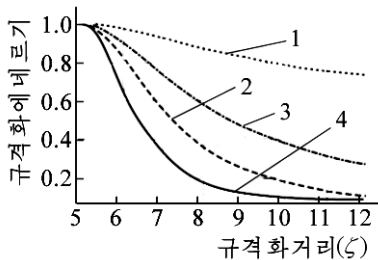


그림 2. 척도상수 α 가 각이할 때 초점에너지선도

1-4는 α 가 각각 0, 1.5, 3, 7.5일 때

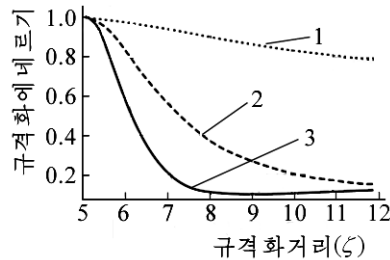


그림 3. 공간폭 ρ 가 각이할 때 초점에너지선도

1-3은 ρ 가 각각 2, 4, 6일 때

그림 2와 3으로부터 초점배열에 대한 공간폭 ρ 가 크고 척도상수 α (혹은 주파수대역 Δf)가 크면 일반가우스임펄스신호를 복사하는 경우 초점력이 큰 좁은 에너지선도가 얻어진다는것을 알수 있다.

또한 초점 $\zeta=\xi$ 근방에서 초점깊이 $\delta_f(\xi)$ 는 $\xi/(\alpha\rho)$ 에 비례한다는것을 보여준다. 따라서 식 (18)은 다음과 같이 쓸수 있다.

$$\delta_f(\xi) \approx \frac{K\xi}{\alpha\rho} = \frac{KL}{\alpha D} = \frac{KL}{2md\alpha}$$

여기서 K 는 비례결수이다.

한편 $\rho=5$, $\xi=3$ 일 때 척도상수 α 가 각이한 경우 방위각에너지선도를 그림 4에 보여주었다. 또한 $\alpha=3$, $\xi=3$ 일 때 공간폭 ρ 가 각이한 경우 방위각에너지선도를 그림 5에 보여주었다.

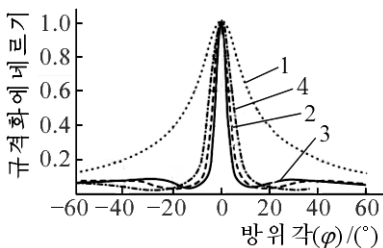


그림 4. 척도상수 α 가 각이한 경우 방위각에너지선도

1-4는 α 가 각각 0, 1.5, 3, 7.5일 때

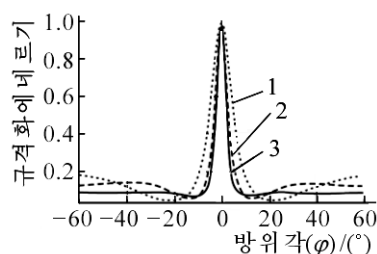


그림 5. 공간폭 ρ 가 각이한 경우 방위각에너지선도

1-3은 ρ 가 각각 2, 4, 6일 때

그림 4와 5로부터 α 와 ρ 가 클수록 방위각에너지선도모양은 더 좁아진다는것을 알수 있다.

한편 위치각에너지선도와 방위각에너지선도의 모양은 같다.

맺 는 말

초광대역배열에 의한 복사마당의 에너지는 초점근방에서 집중되며 초점과는 배열 축상에서 초점으로부터 멀리 전파할 때 $1/r^2$ 보다 훨씬 천천히 감소한다.

참 고 문 헌

- [1] I. Ya. Immoreev; Journal of Communications Technology and Electronics, 54, 1, 1, 2009.
- [2] M. Malanowski; IET Proceedings of Radar Sonar Navigation, 6, 8, 739, 2012.
- [3] 潘亚峰 等; 强激光与粒子束, 7, 1224, 2006.

주제106(2017)년 7월 5일 원고접수

Study on Radiating Energy Property of Ultra-Wideband Array

Jong Won Chol, Ri Yong Myong

We indicated that the radiated energy by ultra-wideband array is concentrated on the vicinity of the focusing point, and the radiation energy decays in fashion much more slowly than the inverse of distance squared when the focused wave propagates farther away from the focusing point on the array axis.

And we considered the effect of the array dimension and the scaling factor in the depth-of-focus and the pattern bandwidth.

Key words: ultra-wideband, radiation pattern