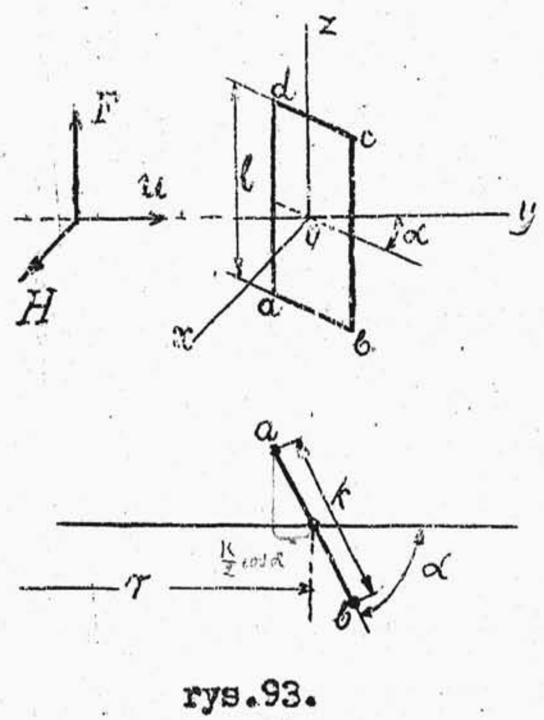
nie linjowej, gdy $\alpha = 0$ t.j. gdy przewodnik będzie równoległy do kierunku natężenia pola elektrycznego F.

70. Siły elektromotoryczne w odbiorniku ramowym.

Umieszczamy antenę ramową składającą się z jednego prostokątnego zwoju drutu tak aby w jej płaszczyznie leżała oś Z i aby ad było równoległe do Z.



rys. 93.

Względem osi y płaszczyzna anteny jest położona pod $\measuredangle \alpha$ i jej środek znajduje się w środku spółrzędnych; długość jednego boku jest l drugiego l'.

Układ pól taki sam jak porzednio.

Obliczymy siłę elektromotoryczną wypadkową wywołaną w bokach tej anteny polem elektrycznym.

Boki ab i dc nie mają żadnej siły elektromotorycznej, boki zaś ad i bc będą miały siły elektromotoryczne co do wartości skutecznych równe ale co do fazy różne, oczywiście przypuszczając że źródło fal elektromagnetycznych jest daleko w porównaniu do wymiarów anteny.

Zakładamy, że początek spółrzędnych znajduje się na odległości r od źródła fal.

Wtedy chwilowe wartości sił elektromotorycznych w bokach ad i bc dadzą się przedstawić następującemi wzorami:

$$\mathcal{E}_{adt} = E_m \cdot l \cdot \sin[(mr - \omega t) - \psi]$$

$$\mathcal{E}_{bct} = E_m \cdot l \cdot \sin[(mr - \omega t) + \psi]$$

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{k}{2} \cdot \cos\alpha = \pi \cdot \frac{k}{\lambda} \cos\alpha$$

Maximalna siła elektromotoryczna wypadkowa otrzyma się przez geometryczne odejmowanie, gdyż dodatnie kierunki przy wypisywaniu wzorów zostały przyjęte tak jak pokazano na rys. 95.

Wobec tego wypadkowa siła elektromotoryczna maximalna będzie:

$$\mathcal{E}_m = 2F_m \cdot l \cdot \sin\psi$$

$$\sin\psi = \sin\left(\pi \cdot \frac{k}{\lambda} \cdot \cos\alpha\right)$$

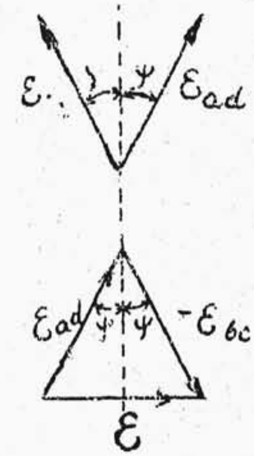
Załóżmy że $\frac{l}{\lambda}$ jest liczbą małą wtedy:

$$\sin\psi \cong \pi \cdot \frac{k}{\lambda} \cdot \cos\alpha$$

$$\mathcal{E}_m = 2F_m \cdot l \cdot \frac{\pi \cdot k}{\lambda} \cdot \cos\alpha$$

czyli:

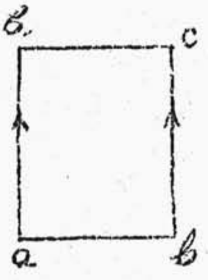
$$\mathcal{E}_m = F_m \cdot l \cdot k \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \cos\alpha = F_m \cdot l \cdot k \cdot m \cdot \cos\alpha$$



rys. 94.

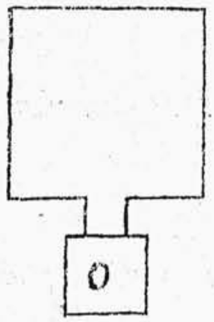
Największą siłę elektromotoryczną otrzymamy gdy $\alpha = 0$.

Obracając antenę można znaleźć kierunek biegu fal; ma to zastosowanie w gonjometrji.



rys. 95.

Dla połączenia z odbiornikami takie anteny



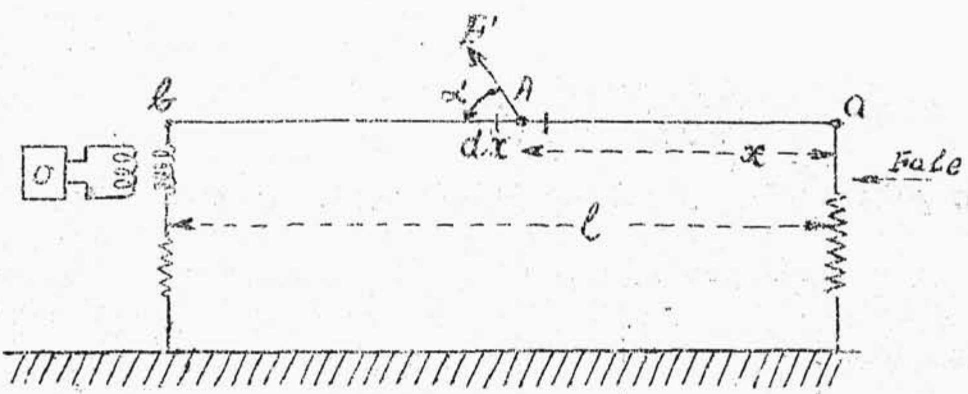
rys, 96.

rozcinają się w jednym miejscu rys. 96.

Stosują się zwykle anteny wielozwojowe.
Gdy uwzględnimy, że $l \cdot l'$ jest polem ramy S, a zwojów mamy Z, to

$$\mathcal{E}_m = F_m \cdot (SZ) \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \cos\alpha$$

71 Antena falowa Beverage 'a. Wskutek niedoskonałej przewodności ziemi wektor natężenia pola elektrycznego na poweirzchni ziemi jest nieco pochylony naprzód w kierunku ruchu fal elektromagnetycznych *) .



rys.97.

Wobec tego w drucie zawieszonym poziomo w kierunku biegu fal elektromagnetycznych powstaje siła elektromotoryczna i taki drut może służyć jako antena.

Beverage stosuje drut długości kilkunastu kilometrów zawieszony na izolatorach jak zwykły drut tele-

---

*) Dowód teoretyczny patrz I.Zanneck Ueber die Fortpflanrung abeuer elelktrum Wellen längs einer abenen Leterfläche Annalen der Physik Tom 23 str. 846 rok 1907.

foniczny. Na końcach on jest uziemiony przez opory omowe.

W tych warunkach w tym drucie powstają indukowane prądy różne w końcu a i b

Znajdziemy wzory na te prądy.

Prądy te wywołuje siła elektromotoryczna powstająca wzdłuż drutu, wobec tego jednakże drut ma długość współmierną z długością fali elektromagnetycznej, więc prąd powstający w drucie jest wynikiem współdziałania różnych elektromotorycznych sił elementarnych, działających w poszczególnych cząstkach drutu.

Załóżmy, że w zależności od czasu natężenie pola elektrycznego w punkcie a zmienia się według wzoru:

$$F_t = F_m \cdot \sin \omega t$$

w takim razie w punkcie A na odległości x od a natężenie pola elektrycznego będzie zmieniać się według wzoru:

$$F_t = F_m \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{u}\right)$$

Siła elektromotoryczna powstająca w elemencie drutu będzie:

$$F_t \cdot dx \cos\alpha = F_m \cdot dx \cos\alpha \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{u}\right)$$

Wprowadzmy skrót:

$$\mathcal{E}_m = F_m \cdot \cos\alpha$$

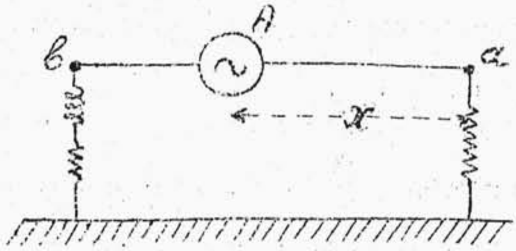
wtedy wzór powyższy przybierze postać:

$$\mathcal{E}_m \cdot dx \cdot \sin\omega\left(t - \frac{x}{u}\right);$$

Zakładamy że drut stanowi linję bez strat i że niema odbić, wtedy prąd elementarny wywołany tą siłą elektromotoryczną będzie miał wartość w punkcie A w chwili t:

$$di_{xt} = \frac{\mathcal{E}_m \cdot dx}{2Z} \cdot \sin\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)$$

gdzie: $$Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$$



rys.98.

L i C wartości indukcyjności i pojemności drutu na 1 cm., a Z oporność falowa.

W mianowniku mamy $2Z$ dlatego że jak widać z rysunku prąd powstaje od siły elektromotorycznej w obu gałęziach drutu na prawo i na lewo w szereg połączonych.

Prąd w punkcie a drutu będzie w fazie opóźniony; czas $\frac{x}{v}$ potrzebny dla przebycia fal prądu drogi x od A do a, tu v - szybkość przesuwania się fal prądu.

Wobec tego:

$$di_{at} = \frac{\mathcal{E}_m}{2Z} \cdot dx \cdot \sin \omega \left[t - \left(\frac{x}{u} + \frac{x}{v}\right)\right]$$

$$u\left(\frac{x}{u} + \frac{x}{v}\right) = \frac{\bar{\omega} \cdot x}{v}\left(\frac{v}{u} + 1\right) = \beta x (n+1)$$

$$\text{tu: } \beta = \frac{\bar{\omega}}{v} \; ; \; n = \frac{v}{u}$$

Wtedy:

$$di_{at} = \frac{\mathcal{E}_m}{2Z} \cdot dx \cdot \sin[\omega t - \beta(n+1)x]$$

Cały prąd w punkcie a drutu będzie:

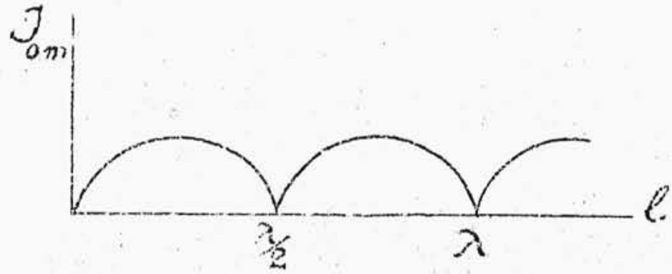
$$J_{at} = \int_0^l di_{at} = \frac{\mathcal{E}_m}{2Z \cdot \beta(n+1)} \cdot 2 \sin \frac{1}{2} \beta l (n+1) \cdot \sin\left[\omega t - \frac{1}{2} \beta l (n+1)\right]$$

a więc maximum tego prądu będzie:

$$J_{am} = \frac{\mathcal{E}_m}{Z \cdot \beta(n+1)} \cdot \sin \frac{1}{2} \beta \cdot l (n+1)$$

n - zwykle bywa bliskie do jedności wobec tego:

$$J_{am} = \frac{E_m}{2\beta Z} \sin \beta l$$



rys.99.

Z powyższego wzoru widzimy, że natężenie tego prądu zależy od długości anteny l, i jest proporcjonalne do funkcji sinusoidalnej tej długości.

Ponieważ:

$$\beta = \frac{\omega}{v} \cong \frac{2\pi f}{u} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

więc: przy $l = 0$; $l = \frac{\lambda}{2}$; $l = \lambda$

$$\beta l = 0 \;;\; \beta l = \pi \;;\; \beta l = 2\pi$$

$$\sin \beta l = 0 \;;\; 0 \;;\; 0$$

przy:

$$l = \frac{\lambda}{4} \;;\; \beta l = \frac{\pi}{2} \;;\; \sin \beta l = 1$$

W tych warunkach absolutna wartość natężenia prądu zmienia się w zależności od długości anteny według wykresu podanego na rys.99.

Obliczmy teraz prąd w punkcie b drutu.

Rozumując jak poprzednio otrzymamy:

$$di_{bt} = \frac{\mathcal{E}_m}{2Z} \cdot dx \cdot \sin\omega\left[t - \left(\frac{x}{u} + \frac{l-x}{v}\right)\right]$$

$$\omega\left(\frac{x}{u} + \frac{l-x}{v}\right) = \frac{\omega}{v}(xn + l - x) = \beta[l + x(n-1)]$$

$$\frac{\omega}{v} = \beta \; ; \; \frac{v}{u} = n$$

$$J_{bt} = \int_0^l di_{bt} = \frac{\mathcal{E}_m}{2Z} \cdot \frac{\sin\frac{1}{2}\beta l(n-1)}{\beta(n-1)} \cdot 2\sin\left[\omega t - \frac{1}{2}\beta l(n+1)\right]$$

$n-1$ - liczba mała więc można przyjąć:

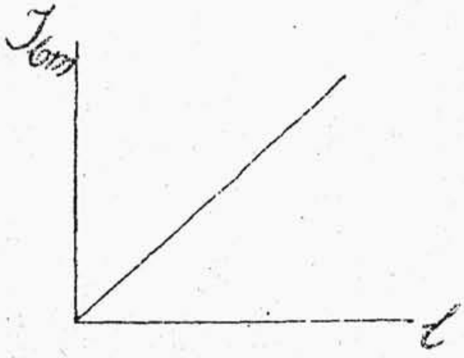
$$\sin\frac{1}{2}\beta l(n-1) \cong \frac{1}{2}\beta l(n-1)$$

wtedy maximalna wartość prądu w punkcie b drutu będzie:

$$J_{bm} = \frac{\mathcal{E}_m}{2Z} \cdot l$$

A więc natężenie prądu jest proporcjonalne do długości anteny.

Z tego powodu odbiorniki przyłączają się do anteny indukcyjnie w końcu b, przeciwnym względem tej strony z której przychodzą fale elektro-magnetyczne.

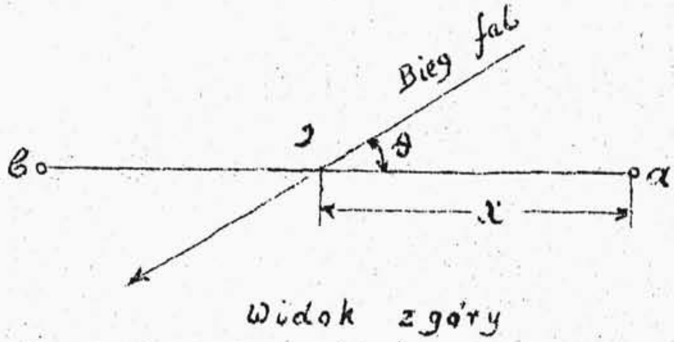


rys.100.

Antena falowa jest aperjodyczna, nie nastrojona do żadnej fali.

Natężenie prądu: I_{bm} nie zależy od długości fal elektromagnetycznych, więc przez nią można odbierać jednocześnie kilka sygnałów nadawanych przy różnych długościach fali i odbieranych następnie przez specjalne odbiorniki nastrojone na odpowiednie długości fal sprzęgnięte indukcyjnie z tą samą anteną.

72. Kierunkowość anteny Beverage´a. Jeżeli antena nie leży wzdłuż kierunku biegu fal, ale tworzy kąt



Widok zgóry

rys.101.

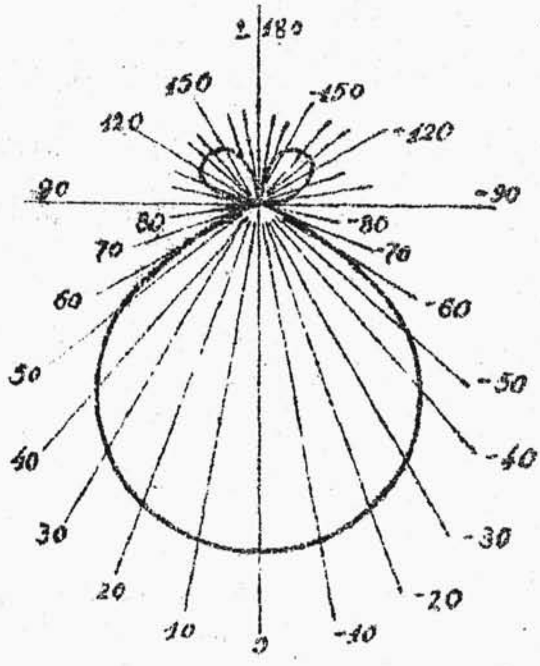
$\overset{\theta}{\cancel{\alpha}}$ z tym kierunkiem, to czynna składowa natężenia pola elektrycznego będzie teraz:

$$F_t \cdot \cos\alpha \cdot \cos\theta$$

Pozatem przy rozważaniu szybkości względnej fal elektromagnetycznych względem drutu, mamy zamiast u wyraz $\frac{u}{\cos\theta}$; a przeto zamiast $\frac{v}{u}$ mamy $\frac{v}{u}\cos\theta$. Zamiast n ; mamy $n\cos\theta$, a więc łatwo sprawdzić że np. prąd w punkcie b przybierze postać:

$$J_{bm} = \frac{E_m \cos\theta}{Z\,\beta(n\cos\theta-1)} \cdot \sin\frac{1}{2}\beta l(n\cos\theta-1)$$

a wielkość prądu zależy tu wyraźnie od kąta θ : Widzimy więc że antena Beverage'a jest wybitnie kierunkowa. Oto przykład wykresu biegunowego wyrażającego zależność natężenia prądu od kierunku biegu fal elektromagnetycznych względem drutu anteny rys. 102.



rys. 102.