

技術解説

原子時計

崔 順 達 *

要 約

原子的固有振動에서 일어나는 매우規則的인振動을利用하여前例없이正確하고安定한時計를 여기에紹介한다.

1. 時間의 定義

時計의根本用途는周知하는바와같이하루의때를말하는時刻(epoch)과科學的現象이일어나는때의기리를表現하는時間(Interval)을正確히提供하는데있다.오늘의하루와내일의하루가과연어느정도로기리가같으며一秒란것은무엇이며우리의一秒가다른나라의一秒와과연어느정도같은것인가하는것은宇宙의크기가점점줄어들어가고原子的크기가점점커가는오늘날의科學界에서무엇보다더큰問題中的하나라하겠다.

歷史上時間의定義는科學의發達에따라여러번바뀌졌으며그예를들면地球의天體에대한運動을測定함으로써얻어지는平均太陽時와恒星時등이있다.較正할수있는不規則的인變化(즉周期가긴地軸의動搖,季節的으로일어나는地球表面上的質量的移動,地球內部組織의끊임없는變化로인한地球直徑의變動等)를모두較正한平均太陽時를 UT₂ 時間(universal time)라하여世界的으로가장널리쓰이고있으며恒星時は 주로天文學에서使用되고있다.위에말한 UT₂時도豫則할수없는不規則的變動으로因하여그正確성이制限된다.한편科學者들은不變한原子的固有振動을利用하여均一한時間을誘導할수있는方法을研究發明함으로써簡單한時間의標準器를만드는데구준한努力을래왔든것이다.마침내이

를成功시켜1964年10월에PARIS에서열린第12次國際度量衡會議는原子時間을時間의새로운定義로採擇하여그의使用이점차普及되어가고있다.이原子時間의定義는다음과같이되어있다."外部磁界가없는狀態에서Cs133原子的最低準位(Fundamental State) S_{1/2}의두hyperfine level (F=4, m_F=0과 F=3, m_F=0)사이의轉換(Transition)을標準으로하고그값을9,192,631,770Hz로한다.즉上記한狀態에서Cs133原子가hyperfine轉換을할때發生하는電磁波가9,192,631,770사이클을그리는데要하는時間이原子時間으로一秒인것이다.이原子時間은天體運動의觀測에依한時間보다 훨씬正確하고또後者를測定하는데는數年이라는長時間을要하는反面前者는標準器에서언제나쉽게더正確한時間을얻을수있는데그魅力이있는것이다.

2. 原子時計의 構成要素

위에서말한바와같이原子時間은電磁波의振動에서誘導된것이므로正確하고安定된時間을얻으려면먼저正確하고安定된周波數標準器가있어야한다.이事實은時間(T)와周波數(f)는 $T = \frac{1}{f}$ 이라는式으로關聯되어있는것으로쉽게알수있다.一旦信賴할만한周波數標準器가있으면이것에서나오는信號로서同期모터를稼動함으로써時計의運動部分을構成한다.따라서原子時計라함은原子的性質을利用한周波數標準器로서稼動하는時計를

* HEWLETT-PACKARD
PALO ALTO, CALIFORNIA

tor)에 加한다. 檢波器의 基準信號는 5MHz를 變調한 信號와같이 基準信號 發生器에서 온다. 檢波器의 出力은 入力信號의 크기와 入力信號와 基準信號의 位相差에 比例하고 그 極性은 入力信號의 位相이 基準信號의 位相보다 앞섰는지 뒤졌는지에 따라 決定된다. 出力信號는 原子轉位 周波數에 비해 遞倍된 水晶發振器의 出力周波數가 얼마마한 周波數誤차를 가졌는가를 말해주는 誤差信號인 것이다.

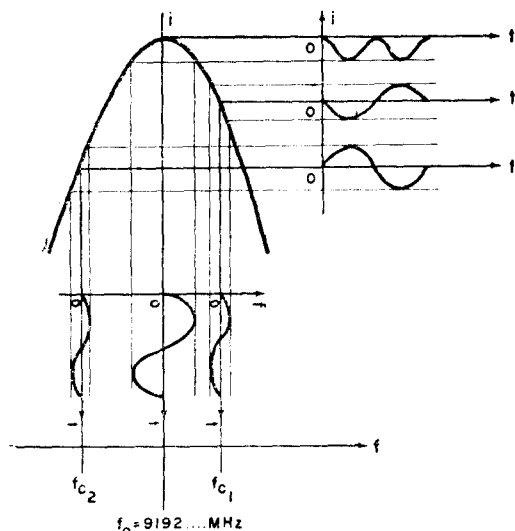


그림 3 빔관의 辨別器 作用

이 誤差信號는 積分回路에 加해지고 積分器의 特定數에 依한 平均誤差信號가 水晶發振器의 周波數를 決定하는 同調回路에 있는 電壓可變容量器를 稼動함으로써 水晶發振器의 出力周波數는 Cesium原子轉位周波數에 隸屬되어 上記한 正確度와 安定度를 維持하게 된다.

4. 빔 관

그러면 다음으로 가장 特異한 要素인 Cs빔관의 内部에는 어떠한 것들이 있으며 어떻게 周波數 辨別器의 作用을 하는가를 說明하기로 한다. 그보다 앞서 Cs빔관의 動作原理를 理解하는데 必要한 現代物理學의 結果를 먼저 紹介하기로 한다. 우리가 잘 아는 바와같이 物質은 原子로 構成되어 있고 原子는 原子核과 그 周圍를 돌고있는 電子로 만들어졌다. 電子의 에너지狀態를 表

示하는때는 磁場이 없는 세가지 量子數(n, l, j)가 必要한데 여기서 n은 主量子數, l은 方位量子數 그리고 j는 全體内部量子數인 것이다. 萬一 原子가 外部에서 加한 磁場內에 놓여있을 境遇에는 (n, l, j)로 表示되는 에너지 準位가 2j+1의 새로운 에너지 準位로 갈라지는데 이 現象을 Zeeman效果라고 한다. 이 새로 생긴 에너지 準位는 m란 量子數로 表示되고 이것을 磁氣量子數라고 부른다. 따라서 外部磁界內에 있는 原子의 電子에너지狀態를 表示하는때는 n, l, j, m의 네가지 量子數를 要하게 된다.

原子核주위를 運動하는 電子는 等價電流를 形成하고 이에 依한 磁場이 形成되는데 이것을 orbital angular momentum으로 表示한다. 電子의 自轉 즉 Spin에 依한 Moment는 spin angular momentum이라 불리우고 orbital angular momentum과의 作用을 Spin-orbit coupling이라고 한다. spin은 두가지의 값을 가지므로 이에 依한 에너지準位는 둘이 되며 이것이 原子의 微細構造로 알려져 있다. 電子의 spin은 原子核의 spin에 依한 磁氣 moment와 作用하여 原子의 超微細構造를 構成하는데 이것이 原子周波數標準器에 利用되는 것이다. 超微細에너지準位를 表示하는때는 F量子番號를 쓰며 CESIUM 133 原子에 있어서는 F값이 3과 4로 表示된다.

즉 F=4인때는 原子核의 spin과 電子의 spin이 平行되는 때이고 F=3인 境遇에는 反對平行인 것이다.

外部에서 磁場을 加하면 F 에너지 準位은 2F+1의 새로운 準位로 갈라지며 이것을 mF量子番號로 表示한다. 超微細에너지 準位の ZEEMAN效果에 依한 에너지 準位 分裂은 그림 4에 表示한 바와 같다. 여기서 한가지 注目해야 할 것은 外部磁場이 零인 곳에서 mF=0을 除外하고는 모든 에너지 準位가 零이아닌 傾斜를 가지고 있다는 것이다. 즉 (F=4, mF=0)과 (F=3, mF=0) 사이의 轉換을 利用한 다고 하면 弱한 外部磁場을 加했을때 願하는 轉換周波數는 磁場의 세기에 對해서 二次函數로 表示되고 願치않

는 轉換은 一次的으로 變해서 選擇法則이 許容하는 轉換間的 周波數差가 分明하게 된다. 이때 外部에서 加한 磁場을 C-field라고 하고 ($F=4, m_F=0$)과 ($F=3, m_F=0$) 사이의 轉換을 0-0 轉換 또는 field independent transition이라고 하며 다른 것들을 field dependent transition이라고 한다. 0-0 轉換周波數와 磁場의 세기사이에는 다음과 같은 關係가 있다.

$$f = f_0 + 427H^2 \dots\dots\dots (1)$$

여기서 f는 HERTZ, H는 OERSTED로 表示되며 $f_0=0, 192, 631, 770$ HERTZ이다.

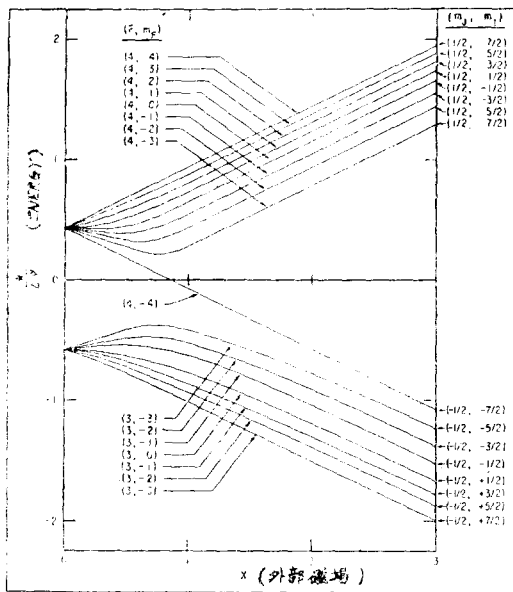


그림 4 Cs¹³³의 에너지 準位圖

勵起된 狀態에 있는 原子들이 勵起안된 元狀態로 復歸되는 데는 두가지의 樣式이 있는데 spontaneous transition과 forced transition이 바로 그것이다. 前者에 있어서는 放射되는 電磁波의 位相이 任意的인 反面 後者에서는 모든 原子가 放射하는 電磁波의 位相이 forced transition을 이르기기 爲해 外部에서 加해주는 電磁波와 同相이라는 特徵이 있다. 萬一 勵起된 많은 原子에 電磁波를 加해서 forced transition을 이르면 原子가 가지고 있던 에너지가 電磁波로 變하고 그 位相이 入力電磁波와 같으므로 出力은 入力보다 더 크게 될 것이다. 즉 原子에 依

한 信號의 增幅作用을 얻은 것이며 이것이 바로 MASER의 原理인 것이다.

이 forced transition은 stimulated emission of radiation이라고도 하며 EINSTEIN에 依하면 높은 에너지 準位에 있는 原子의 數가 낮은 에너지 準位에 있는 原子의 數보다 많으면 많을수록 $\Delta E = h\nu$ 에 依해 定해지는 外部에서 加하는 電磁波의 세기가 클수록 Stimulated emission of radiation은 더 잘 일어난다는 것이다. 平衡된 狀態에 있어서는 原子가 가지고 있는 에너지의 分布는 BOLTZMAN統計에 依해 주어지는데 낮은 에너지 準位에 더 많은 原子가 있는 것은 잘 아는 바이다. 이 自然的인 分布를 벗어나 높은 에너지 準位에 더 많은 原子가 있게 하는 것을 population inversion이라 하고 CESIUM 빔管에서는 STERN GERLACK 實驗에서 처음 使用된 것과 같은 不均一한 磁場을 利用하여 population inversion을 이룬다. 均一한 磁場內에 磁石을 두면 N極과 S極에 作用하는 힘의 크기가 같고 方向이 反對이므로 磁石에는 偶力이 作用하나 磁場의 세기가 不均一하면 兩極이 받는 힘의 크기가 다르므로 그 合力은 零이 아니며 磁石에는 translational force가 作用하게 된다. F 量子數가 다른 原子는 磁氣 moment가 다르므로 不均一한 磁界內에서 크기가 다른 힘을 받는다는 것을 알수 있다 不均一한 磁界를 造成하는 磁石을 state separator라고 부른다.

state separator와 stimulated emission of radiation을 實際로는 어떻게 利用하는가를 그림 5에 表示한 CESIUM 빔管의 構造圖에 對해 說明하기로 한다. 80°C로 加熱된 炉속에 있는 CESIUM은 蒸發되며 그 熱에너지에 依해서 炉 밖으로 튀어 나오는데 炉밖에 있는 collimator에 依해서 가는 빔으로 形成된다. collimator를 거쳐나온 CESIUM 빔은 거의 같은 數의 $F=4$ 狀態(電子의 spin과 原子核의 spin이 平行인 狀態)의 原子와 $F=3$ (spin이 不平行) 狀態의 原子를 가지고 있는데 이것이 state separator magnet "A"를 지나갈때에 받는 힘의 크기가 다르므로 屈折角이 다르게 된다. $F=4$ 狀態에 있는 原

자들만을 마이크로波 空胴에 가계하고 $F=3$ 상태에 있는 原子들은 管壁에 吸着되게 하는데 마이크로波 空胴에 들어가는 原子들은 population inversion을 한 셈이 된다. 마이크로波 空胴은 CESIUM 빔이 다른 不純物과 충돌하여 運動方向이 달라지는 것을 피하기 爲하여 眞空狀態에 놓여 있고 또 소레노이드를 通하는 直流電流에 의한 均一磁界內에 놓여있다. 이 直流磁界는 흔히 C-field라고 불리우고 ZEEMAN 効果에 의한 에너지準位 分裂을 이르기 爲한 것이다. 外部에서 ($F=4, m_F=0$)와 ($F=3, m_F=0$)의 hyperfine transition 周波數를 가진 信號를 마이크로波 空胴에 供給하면 空胴內에서 forced transition이 일어나게 된다. 空胴이 U字型으로 된 것은 原子와 마이크로波 信號間의 作用時間(interaction time)을 길게 하기 爲한 것인데 空胴의 두 作用部 사이의 距離가 길수록 作用時間은 길어지고(주어진 빔의 速度에 對해서) 따라서 resonance line width가 좁아진다(line width의 說明은 나중에 나온다). 空胴을 거쳐온 CESIUM빔은 hypeline transition을 했고 따라서 空胴에 들어갈 때는 ($F=4, m_F=0$) 상태에 있는 原子들이 나올 때에는 ($F=3, m_F=0$) 상태에 있게 된다. 그러나 매우 많은 原子가 빔을 形成하므로 그 全部가 다 轉換을 하는 것은 아니고 따라서 空胴에서 나오는 빔에는 轉換을 하지 않은 原子도 섞여있는 것이다. 이 轉換을 하지 않은 ($F=4, m_F=0$) 상태에 있는 原子를 state selector magnet "B"로서 골라내고 轉換을 한 ($F=3, m_F=0$) 상태에 있는 原子들만을 hot wire ionizer에 보내어 電離되게 한다. hot wire ionizer는 텅스텐線을 1000°C 假量으로 加熱한 것인데 들어오는 C_s 原子가 熱에너지에 의해 最外殼電子를 急히 잃고 +이온이 된다. +이온들은 mass spectrometer (그림 5에는 表示되어 있지 않음)를 거쳐 電子増倍器로 가계 되는데 mass spectrometer는 hot wire ionizer의 表面에서 증발해 나오는 e/m가 C_s133의 그것과 다른 不純物을 除去하기 爲한 것이다. mass spectrometer에서 나오는 C_s133 이온들은 12個

의 DYNODE로 된 電子増倍器에 依해서 充分히 増幅되어 使用할 수 있는 크기의 電流가 되어 眞管 外部로 나오게 된다.

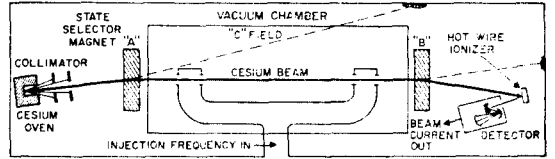


그림 5 CESIUM 빔 管의 構造

빔管의 出力電流는 이온化되는 CESIUM 原子의 數에 比例하고 이 原子의 數는 마이크로波空胴에 일어난 轉換에 比例하며 또 轉換은 外部에서 加한 마이크로波信號가 얼마나 C_s133의 hyperfine transition 周波數에 가까우냐에 比例한다. 즉 外部에서 오는 信號의 周波數가 原子의 轉換周波數와 꼭 같으면 眞管의 出力電流는 最大가 될 것이고 外部信號의 周波數가 原子의 轉位周波數보다 높거나 낮으면 出力電流는 줄어갈 것이다. 이 關係를 圖表로 表示하면 그림 6과 같다. 여기서 電流의 最高値는 10^{-7} Amp 이고, 溪谷點으로부터 한가운데의 가장 큰 lobe의 크기의 半되는 點의 幅이 먼저 말한 line width이며 이 경우에는 約 550Hz인 것이다. 마이크로波 空胴의 두 作用部사이의 距離가 클수록 이 中間lobe의 幅이 좁아지고 따라서 line width가 작아지는 것이다. 中間의 큰 lobe周圍에 있는 작은 lobe들은 마이크로波 空胴에 두 作用部가 있기 때문에 생기는 것인데 周波數標準器로 利用되는 部分은 中間lobe이고, 外部의

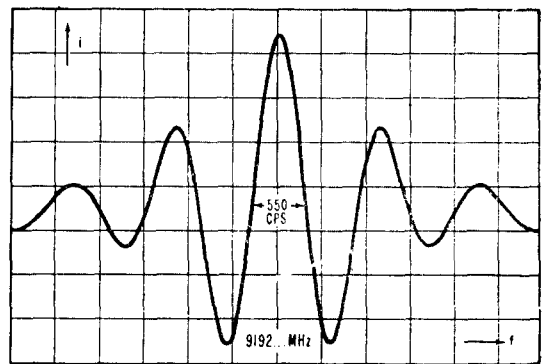


그림 6 眞管의 出力電流

서 加한 마이크로波 信號의 周波流를 바꾸어 出力電流의 크기를 測定함으로써 中間 lobe를 쉽게 찾을 수 있다.

이 빔管의 出力特性을 다른 方面에서 考察하면 그 優秀性을 쉽게 알 수 있다. 이 出力特性은 다른 電子回路의 同調特性과 모양이 같다. 電子回路의 同調特性은 흔히 回路의 Q로서 表示하는데 빔管의 Q는 얼마가 되겠는가. Q는 同調周波數를 帶域幅으로 나눈 것인데 빔管에 있어서의 그 값이 무려 16.6×10^6 이 되고 그 同調周波數의 安定度와 正確度가 10^{-12} 이라는데에 그 대력이 있는 것이다. 어떤 發振器에서 나오는 信號의 周波數를 คุม해올라가서 빔管에 供給하고 그 出力電流의 크기를 測定하였을 때 그것이 全然 變化하지 않는다고 하면 그 發振器의 周波數의 正確度와 安定度는 빔管의 正確度와 安定度와 같다고 볼 수 있고 萬一 한번 바꾸어둔 빔管의 入力周波數가 變한다고 하면 그 變하는 量이 出力電流의 變動으로 나타날 것이다. 즉 빔管의 出力電流의 變動은 入力周波數와 빔管特性이 定義하는 標準周波數와의 差의 自乘에 比例하게 된다.

周波數標準器의 거이 모든 電子回路는 빔管의 出力電流를 써서 外部發振器의 周波數를 恒常 原子의 轉位周波數와 같도록 하는 自動操從裝置에 不過한 것이다. 빔管의 入力信號로서 變調되지 않은 正弦波를 쓴다고 하면 그 周波數가 原子轉位周波數보다 높은지 낮은지 出力信號의 크기만 가지고는 區別하지 못한다. 따라서 入力信號를 낮은 周波數(137Hz)로 位相變調를 하는데 그動作은 그림 3에서 쉽게 알 수 있다. 그림에서 볼 수 있는 것처럼 入力信號의 周波數가 原子轉位周波數인 f_0 일 때는 그 出力電流는 入力變調周波數(f_m)의 第二高調波인 $2f_m(274Hz)$ 의 電流이고 入力信號의 周波數가 f_0 보다 낮은 f_{c1} 일 때에는 出力은 入力와 同相인 $137Hz(f_m)$ 電流이며 또 入力周波數가 f_0 보다 높은 f_{c2} 일 때에는 出力의 周波數는 f_m 이나 그 位相이 180° 다른 것이다. 따라서 出力電流의 크기와 周波數 그리고 그 位相을 測定함으로써 入力信號의 周波數가 原子의 標準周波數와 어떤 誤差를 가지고 있는

가를 알 수 있는 것이다.

以上이 즉 빔管이 電氣的으로 周波數 辨別器의 役割을 한다는 說明인 것이다. 그러면 다음으로 어떻게 해서 水晶發振器의 出力周波數인 正確한 $5MHz$ 로부터 그 整數倍가 아닌 原子轉位周波數 $9, 192, 631, 770MHz$ 를 얻는가를 說明하기로 한다.

5. 電子轉位周波數의 誘導

알서 原子時間의 單位를 말할때 Cs^{133} 原子가 外部磁界가 없는 狀態에서 hyperfine transition($F=4, m_F=0 \leftrightarrow F=3, m_F=0$)을 하는 周波數를 $9, 192, 631, 770Hz$ 로 定한다고 말했다. 그러나 實際로는 地球磁界 또는 周圍에 생기는 濕池磁界 등으로 無磁界狀態를 얻기가 어렵기 때문에 原子轉位를 既知量의 磁界內에서 일어나게 한다. 빔管의 外皮는 두겹의 磁界遮斷材로 되어 있어 管밖에 있는 磁場이 管內에 영향을 주지 않게 하고 管內에는 $61.4milligauss$ 의 高度의 均一磁場을 마련하는데 이와같이 既知의 세기의 磁界를 마련함으로써 外部에서 침투해오는 不規則한 磁場의 影響을 最少로 할 수 있다. 이 C-field의 세기($61.4mg$)에 있어서의 轉位周波數는 (1)式에 依해 計算되는데 無磁界狀態보다도 $1.6Hz$ 가 더 높은 $9, 192, 631, 771.6Hz$ 인 것이다. C-field의 變化범위는 $50 \sim 70milligauss$ 인데 이것은 原子轉位周波數를 $\pm 5 \times 10^{-11}$ 즉 $\pm 0.5Hz$ 바꿀 수 있는 범위인 것이다. 이 計算의 例를 들면 다음과 같다. (1)式을 f 로 나누어 微分하면

$$\frac{f-f_0}{f} = \frac{\Delta f}{f} = 427 \times 10^{-10} H^2$$
$$\delta\left(\frac{\Delta f}{f}\right) = 857 H \cdot \Delta H \times 10^{-10} \dots\dots\dots (2)$$

여기서 $f = 10^{10} Hz$, $H = 614 \times 10^{-3} Gauss$, $\Delta H = 20 \times 10^{-3} Gauss$ 이것을 代入하면 $\delta\left(\frac{\Delta f}{f}\right) \cong 1 \times 10^{-10} \rightarrow \pm 5 \times 10^{-11}$
 $\pm 5 \times 10^{-11} \times 9.2 \times 10^9 = \pm .5Hz$

周波數標準器로부터 外部로 供給되는 周波數는 使用者의 便宜를 圖謀하여 $5MHz$ 와 그의 subharmonic인 $1MHz$ 와 $100KHz$ 인데 基本發振

周波數는 5MHz인 것이다. 이 5MHz로부터 그의 整數倍가 아닌 原子轉位周波數 9, 192, 631, 771.6Hz를 얻는 데는 周波數遞倍器와 周波數合成器를 使用한다. 前者는 5MHz의 1836倍인 9180MHz를 만들고 後者는 12, 631, 771.6Hz을 5MHz로부터 誘導한다. 이 兩者가 다이오드에 의해 混合되면 上側와 下側波帶가 생기는데 上側波帶를 마이크로波 空胴으로 濾波함으로써 빔管入力信號를 얻는 것이다.

그런데 여기서 얼마까지 말려두어야 하는 것은 앞서 말한바와같이 現在 널리 使用되고 있는 時間의 單位에는 UT_2 와 原子尺度의 두가지가 있다고 했는데 上記한 周波數合成器의 出力周波數 12, 631, 771.6Hz는 原子時間尺度를 썼을 경우인 것이다. 그러면 原子時間尺度를 가진 周波數標準器를 UT_2 時間尺度를 가진 周波數標準器라고 치려면 어떻게 하면 좋은가를 說明하기로 한다. UT_2 時間은 地球의 天體에 對한 運動에서 定해 지므로 그 單位의 크기가 每年 달라지는데 原子時間 보다 얼마나 差異가 나는가 하는 것을 BUREAU INTERNATIONL de L'HEURE에서 每年 發表한다. 例를 들면 1969년에는 UT_2 時間 單位로 測定한 周波數와 原子時間單位로 한 周波數 사이에는 -330×10^{-10} 이라는 關係가 있다고 發表했으며 이에 따라 標準器를 校正하여야 한다. 즉 UT_2 의 5MHz는 原子時間에서 보면 $5MHz(1 - 330 \times 10^{-10}) = 499, 999. 85Hz$ 이고 이것을 1836倍한 點에서 보면 $9180 \times 10^6 \times (-330 \times 10^{-10}) = -275. 4Hz$ 가 작은 것이 되는데 原子轉位周波數는 原子時間單位로는 前과 같으므로 이 작아진 (275.4Hz) 만큼은 周波數合成器에서 더 얻어야 한다. 즉 이때의 周波數合成器의 出力周波數는 $12, 631, 771. 6 + 275. 4 = 12, 632, 047. 6Hz$ 가 되어야 한다. 時間의 單位를 바꾸든지 혹은 每年 달라진 수 있는 UT_2 時間에 맞는 標準周波數를 얻으려면 周波數合成器의 出力周波數를 바꾸어야 한다.

6. 周波數合成器

周波數合成器의 부력線圖는 그림 7에 表示한 바와 같으며 그 出力周波數는 $5(2 + \frac{m}{n})MHz$ 이

고 周波數 offset에 따라 必要한 m과 n을 求하여야 한다. 여기서 m과 n은 整數이다. rational fraction $\frac{m}{n}$ 을 마련하는 데는 溫度調節을 하지 않는 두개의 水晶發振器를 5MHz 基本發振器에 phase lock 식히는 方法을 쓰고 있다. n loop에서는 低周波 VCO(voltage controlled oscillator)의 出力周波數를 7단의 binary divider로서 128로 나누어 이것으로서 blocking oscillator를 稼動시키고 blocking oscillator의 出力펄스는 高調波位相檢波器에 가서 5MHz 信號와 比較하게 된다. 高調波位相檢波器의 出力은 두 入力信號의 位相差에 比例하는 電壓이고 이것이 低周波發振器에 가서 그 發振周波數를 調節함으로써 phase lock loop를 形成하며 blocking oscillator의 出力 펄스는 $5/nMHz$ 이다. m loop는 H.F.VCO의 出力周波數와 blocking oscillator의 出力을 高周波發振器에서 比較해서 그 位相差에 의한 DC電壓으로 高周波發振器의 周波數를 $\frac{5}{n}MHz$ 에 phase lock 함으로써 $5(\frac{m}{n})MHz$ 를 마련한다. 이 $5(\frac{m}{n})MHz$ 信號와 5MHz를 두배로 하는 二倍器의 出力을 平衡混合器에서 合하여 그 出力이 곧 周波數合成器의 出力이 되는 것이다. 高一의 出力周波數를 바꾸어야 할 必要가 있을 때에는 低周波發振器의 水晶振動片을 바꾸므로써 n값을 바꾸는 것이다. 周波數offset가 -330×10^{-10} 인 경우에는 $\frac{m}{n} = \frac{1676}{3008}$ 인 것이고 이 때의 周波數合成器의 出力周波數는 12, 632, 047. 5Hz이며 이것을 5MHz의 1836倍인 9180MHz와 合하면 9, 192, 632, 047. 5Hz인데 이것이 곧 빔管의 入力이 되는 것이다. 整數인 m과 n로서 얻을 수 있는 原子轉位周波數에 가장 가까운 周波數인 것이다. 그러나 이 周波數는 단지 말한 原子時間單位를 썼을 때의 原子轉位周波數와 꼭 같지는 않고 0.5Hz의 差가 나는데 이것을 C field로서 調節하는 것이다. 즉 C field의 세기를 增加시켜서 原子轉位周波數가 0.5Hz더 높도록 하는 것이다.

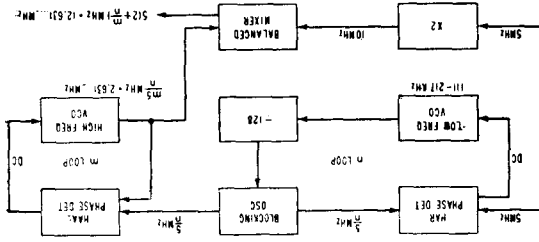


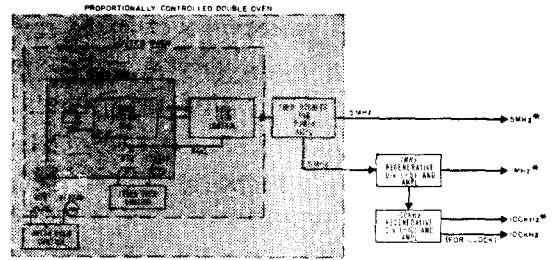
그림 7 周波數合成器(FREQUENCY SYNTHESIZER)의 부력 線圖

7. 水晶發振器

다음으로 水晶發振器에 對해서 說明하기로 한다. 安定度가 極히 높은 5MHz 信號는 二重爐속에 들어있는 水晶의 振動에서 얻는 것인데 그 内部構造는 그림 8에 表示하는 것처럼 세가지 要部로 構成되어 있다. 그 하나는 内部爐속에 있는 水晶發振器이고 또 하나는 外部爐 속에 있는 自動利得調整增幅器이며 나머지가 電力增幅器인 것이다. 水晶發振器가 5MHz의 信號를 發生하고 AGC增幅器가 饋送作用으로 水晶振動板을 흐르는 電流를 一定하게 한다. 電力增幅器는 二段으로 되어있고 外部變化가 들어오는 것을 막고 雜音波帶를 좁게 하기 爲하여 水晶濾波器를 가지고 있다. 水晶發振器의 發振周波數는 溫度의 函數이며 水晶이 들어있는 内部爐의 溫度는 溫度係數가 零인 點을 擇하여 一定하게 維持하고 있어 작은 溫度의 變化에 對해서 周波數變化가 極少인 것이다. 外氣溫度變化 50°C에 對해서 内部爐溫度變化는 0.01°C 以內이며 이러한 高度의 一定溫度維持를 爲해서 比例調節方法을 쓴 二重爐를 使用하는 것이다. 溫度를 感知하는 서어미스터가 水晶振動板과 같은 溫度에 있도록 内部爐에 設置되어 있고 그 抵抗을 溫度를 決定하는 基準抵抗과 比較한다. 萬一 두 抵抗값에 差가 있으면 低周波發振器가 發振하게 되고 發振信號의 크기가 溫度差에 比例하며 이것을 整流하여 直流로 만들어 爐를 加熱하게 된다.

水晶振動片이 定해진 溫度에서 動作하지 않으므로서 생기는 周波數變化率은 다음 式으로 주어진다.

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dT} = 3 \times 10^{-8} \Delta T \dots\dots\dots (3)$$



● OUTPUTS ARE BUFFERED TO KEEP EACH STABLE TO WITHIN 2 PARTS IN 10⁷ REGARDLESS OF LOAD CHANGE IN OTHERS
 ■ FREQUENCY ADJUST. A 10V CHANGE IN 10V SUPPLY APPLIES TO LOAD CHANGES THE SWR₂ DROPPED BY 1/2 PARTS IN 10⁸

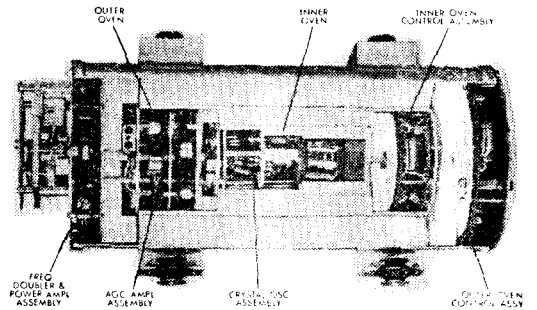


그림 8 精密級水晶發振器의 構造圖 및 内部構造

여기서 ΔT 는 實際溫度와 選定溫度와의 差이다. 萬一 65.0°C에서 動作하도록(溫度係數가 零인 點) 設計된 水晶을 65.1°C에서 動作시키고 또 그 動作溫度가 0.01°C 變化한다고 하면 이에 따르는 周波數變化率은 다음과같이 計算된다.

$$\Delta T = 65.1 - 65.0 = 0.1^\circ C, dT = 0.01^\circ C \text{ 따라서}$$

$$\frac{\Delta f}{f} = 3 \times 10^{-11}$$

여기서 보는 바와같이 周波數安定度を 높일려면 正確한 溫度를 極히 一定하게 維持해야 한다는 것을 알 수 있다.

水晶發振器에 長期安定度는 水晶의 aging rate이며 그 값은 5×10^{-10} /day이다. 이와같은 높은 安定度を 維持하려면 水晶振動板에 들어가는 電力을 되도록이면 작고 一定하게 하여야 하는데 그 理由로서는 入力電力變化로 因해서 水晶振動板에 局部的인 加熱이 생기고, 非線形的인 溫度特性에 依해서 周波數變化가 생기기 때문이다. 實際로는 入力電力이 0.1 乃至 $1 \mu W$ 이

이 변화는 0.1DB 以內로 維持되고 있다. 入力變化에서 오는 周波數變化率은 다음과 같다.

$$\frac{\Delta f}{f} = 10^{-9/\text{DB}} \text{ 入力 } 1\mu\text{W인때} \dots\dots(4)$$

水晶發振器의 安定度를 높이기 爲해서는 發振回路에 있는 部品 즉 트랜지스터, 直列容量器等도 높은 安定度를 가져야 함은 勿論이다.

8. 其他電子回路

지금까지 原子周波數標準器에서 가장 核心이 되는 部分을 說明하였는데 그림 2에 表示한 나머지 電子回路를 簡單히 說明하기로 한다.

18배하는 周波數遞倍器는 水晶發振器에서 오는 5MHz를 18배해서 安定度가 높은 300mW의 90MHz를 102배로 곱하는 高調波發生器로 보인다. 이 周波數遞倍器는 5MHz의 탱크回路에 VARICAP 다이오드를 가지고 있어 基準發振器에서 오는 137Hz를 받아 5MHz 信號의 位相을 137Hz率로 變調하게 하는데 137Hz의 振幅을 充分히 낮게하여 VARICAP의 近似的線形特性범위內에서만 動作하게 한다. 그 다음에 變調된 5MHz를 兩波整流하여 10MHz를 얻고 이것을 30MHz 同調回路를 콜렉터에 가지고 있는 C級 增幅器에 넣어 第三高調波를 發生하고 다른 高調波를 억제하기 爲한 濾波器를 거쳐 또 하나의 C級 遞倍器에 의해 90MHz가 되는 것이다. 溫度와 部品特性變化에서 오는 出力變化를 막기 爲해서 出力단계에 AGC回路를 가지고 있다.

102 배하는 高調波發生器는 90MHz를 받아 SRD(step recovery diode)에 의해 9180MHz를 發生하고 周波數合成器에서 오는 周波數를 합하여 原子轉位周波數를 빔管에 供給한다. SRD는 실리콘 P-N接合다이오드인데 그 接合에 도오핑 密度를 높게 함으로써 built-in 電場이 매우 높은 다이오드이다. 이러한 다이오드는 蓄積 少數 캐리어 濃度가 接合附近에서 極히 높아 逆方向 傳導에서 回復하는데 要하는 時間이 極히 짧아 (20psec=20×10⁻¹²sec) STEP 型을 가지고 있다 해서 그 이름이 step recovery diode인 것이다. 이러한 다이오드 正弦波로 驅動하면 振幅이 正 일 때에는 다이오드에 正의 바이아스가 실려 電

流가 흐르고 따라서 電荷蓄積이 생겼다가 振幅이 負가 되면 蓄積電荷가 없어질 때까지 電流가 계속 흐르다가 電荷가 다 없어질 때는 電流가 急作히 (STEP型으로) 멈추게되며 그 電流의 波形에는 많은 高調波成分이 包含되어있는데 이 中에서 必要한 高調波를 濾波器를 通해서 받아들임으로써 高調波發生器의 役割을 하는 것이다. 現在 SRD가 높은 高調波를 發生하는데 가장 能率이 높은 것으로 알려져있고 第n高調波의 出力은 入力電力의 1/n에 比例하며 이 目的으로 쓰이는 다른 것들은 1/n²에 比例함이 普通이다.

前置增幅器와 同調增幅器는 低雜音, 狹帶域, 高利得增幅器인데 빔管에서 오는 變調된 直流信號를 받아 交流成分만을 增幅해서 그 다음의 位相檢波器로 보내는 것이다. 正常的으로 動作할 境遇에는 빔管의 入力周波數가 原子轉位周波數와 거의 같으므로 變調信號는 약간의 137Hz와 많은 第二高調波 즉 274Hz로 되어 있는데 이 두가지가 다 前置增幅器에서 增幅되며 274Hz에 맞추어 둔 雙T型濾波器에 依해서 第二高調波는 抑制되고 137Hz 成分만이 同調增幅器에 依해서 增幅되어 位相檢波器로 가게 된다.

基準發振器는 變調信號 즉 137Hz를 만드는 回路인데 274Hz로 振動하는 移相型發振器와 SCHMITT 트리거 및 binary frequency divider로 되어있다. 274Hz 正弦波는 SCHMITT 트리거에 依해서 矩形波가 되고 이 矩形波는 binary frequency divider에 依해서 137Hz의 矩形波가 되어 이것이 位相檢波器의 基準信號가 되고 또 한편 濾波器를 通해서 正弦波가 되어서 變調信號가 되는 것이다.

位相檢波器의 出力은 同調增幅器에서 오는 交流信號의 크기와 이 信號와 基準發振器에서 오는 137Hz 矩形波의 位相差에 比例한다. AC의 크기는 周波數誤差의 크기를 말하고 位相差는 周波數誤差의 方向을 말하여 준다. 位相檢波器의 出力은 瞬間的으로 變動하는 直流誤差信號이므로 이것이 積分器에 가서 積分되고 增幅되어 水晶發振器의 發振回路에 있는 電壓同調容量器에 供給되므로써 發振周波數가 原子轉位周波數에 예속하게 된다. 이 積分器는 초퍼型演算增幅

器이며 그 時定數를 바꾸므로써 시스템 루우프 利得을 바꾸는데 그것은 아래에서 좀 자세히 說明하기로 한다.

VCO의 較正信號와 周波數變化率은 $f=K_{1A}\sqrt{C}$ 이고 $C=K_2/(\Delta v)^{1/3}$ 이므로

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{K_0}{C} \Delta v \dots\dots\dots(5)$$

여기서 C는 較正電壓 Δv 가 줄인 때의 VARI-CAP의 容量이며 Δv 가 커지면 C값이 달라지므로 $\frac{\Delta f}{f}$ 와 Δv 가 正比例하지 않음을 알수 있다. 따라서 VARICAP을 C값이 Δv 의 變化에 따라 더더 크게 變化하지 않는 곳에 바이아스한다.

9. 積分器 時間數의 選定

지금까지 說明한 周波數標準器를 數學的인 시스템부터 線圖로 表示하면 그림 9와 같다. 여기서 $F(\omega)$ 는 周波數의 FOURIER 變換이고 $S\phi(\omega)$ 는 周波數變動의 電力分布密度이다. 그리고 f_{Ref} 는 原子轉位周波數이고 f_{osc} 는 水晶發振器의 出力周波數이고 $H(\omega)$ 는 빔管과 VCO사이에 있는 모든 電子回路를 舍한 것이다. 이 시스템의 周波數傳達函數는 다음과 같다.

$$F_o(\omega) = \frac{K_o K_R H(\omega)}{1 + K_o K_R H(\omega)} F_{Ref}(\omega) + \frac{1}{1 + K_o K_R H(\omega)} F_{osc}(\omega) \dots\dots\dots(6)$$

여기서 $K_o K_R H(\omega)$ 를 $G(\omega)$ 로 놓고 發振器에서 나오는 雜音이 빔管 自體에서 나오는 雜音과 獨立의이라 보면 電力分布密度는 다음과 같이 表示된다.

$$S_{out}(\omega) = \frac{1}{|1+G(\omega)|^2} S_{osc}(\omega) + \left| \frac{G(\omega)}{1+G(\omega)} \right|^2 S_{Ref}(\omega) \dots\dots\dots(7)$$

여기서 S_{osc} 는 水晶發振器의 周波數變動을, S_{Ref} 는 빔管의 周波數變動을 表示하는 分布密度이다. $G(\omega)$ 는 全루우프利得이며 이것은 增幅과

積分回路로 構成되므로 $G(\omega) = \omega_o/j\omega$ 로 表示된다. 여기서 ω_o 는 루우프利得을 1로 하는 루우프 遮斷周波數이며 그 逆이 積分器의 時定數와 같다. 즉 $\tau_o = 1/\omega_o$ 이다. 式(7)을 다시 쓰면

$$S_{out}(\omega) = \frac{\omega^2}{\omega^2 + \omega_o^2} S_{osc}(\omega) + \frac{\omega_o^2}{\omega^2 + \omega_o^2} S_{Ref}(\omega) \dots\dots\dots(8)$$

이것은 곧 發振器에서 나오는 雜音은 HPF(高域通過濾波器)를 거쳐 나오고 基準雜音은 LPF(低域通過濾波器)를 거쳐 나온다는 것을 말하고 積分器 時定數가 濾波器의 遮斷周波數를 決定하는 것이다.

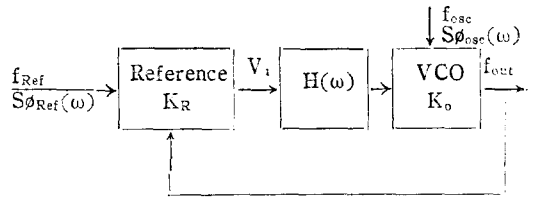


그림 9 原子周波數標準器의 시스템부터 線圖

따라서 萬一 빔管에서 水晶發振器보다 더 많은 雜音이 나오면 루우프遮斷周波數를 낮추어서 (時定數를 크게 하여) 여기서 나오는 雜音을 작게 함으로써 全시스템의 特性을 向上시킬수 있음을 알 수 있다.

10. 結 論

原子時計의 核心이 되는 原子周波數標準器의 簡略한 紹介를 하고 더 仔細한 原理를 探究하고자 하는 分에게는 美國 PROCEEDINGS OF IEEE 1966年 2月號를 參照하시기를 願하는 바이다.

12. 謝 意

大韓電子工學會誌에 投稿 要請리 주신 鄭萬永 博士에게 感謝드리는 同時에 本人의 게으른 탓으로 原稿가 當初 約束日字보다 훨씬 늦어짐을 謝過드리는 바이다.