

제 출 문

본 보고서를 「M(M)IC의 시간영역측정 및 응용에
관한 연구」 과제의 최종보고서로 제출합니다.

2003. 1. 31.

연구책임자 : 이 승 엽 (여수대학교 부교수)

연구보조원 : 백 광 흠 (여수대학교 석사과정)

정 병 훈 (여수대학교 석사과정)

요 약 문

1. 과제명 (2002-14)

M(M)IC의 시간영역측정 및 응용에 관한 연구

2. 연구기간 : 2002. 3. 1. ~ 2002. 12. 31. (10개월간)

3. 연구책임자 : 이 승 업

4. 계획 대 진도

가. 월별 추진계획 및 실적 : ----- 당초계획 , ———— 진 도

| 세부내용 | 연구자 | 월별 추진계획 | | | | | | | | | | | 비 고 |
|--------------------------------|------------|---------|----|---|----|---|----|---|----|----|----|--|--------|
| | | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | | |
| o 자료수집 및 분석 | 이승엽 | | | | | | | | | | | | |
| o M(M)IC에서 주요 선로 연구 | | | | | | | | | | | | | |
| - 스펙트럴 영역에서 선로 해석 및 주요 파라미터 산출 | 이승엽 백광흠 | | | | | | | | | | | | |
| - 선로상에서 전자파 펄스의 왜곡 특성 해석 | | | | | | | | | | | | | |
| o TDR를 이용한 전송특성 측정 | | | | | | | | | | | | | |
| - 선로상에서 전자파 펄스 왜곡 측정 | 이승엽 정병훈 | | | | | | | | | | | | |
| - 선로상의 불연속점에 대한 측정 | | | | | | | | | | | | | |
| o 최종보고서 | | | | | | | | | | | | | |
| 분기별 수행진도(%) | | 10 | 30 | | 40 | | 20 | | | | | | |

나. 세부 과제별 추진사항

- 1) 스펙트럴영역방법과 여러 가지 간략화된 식을 통한 주파수에 따른 단일 마이크로스트립 선로의 유효 유전율을 계산함으로써 선로상에서 여러 형태의 전자파 펄스(가우시안 펄스, RF펄스, 사다리꼴 펄스, 구형펄스)의 전송특성 고찰
- 2) 결합선로에서 분산 및 누화(crosstalk)에 의한 여러 형태의 펄스 신호에 대한 전송 특성 및 결합특성 고찰 완료
- 3) 이론적 결과를 토대로 한 전송선 설계, 제작
- 4) 네트워크분석기(HP8510C)의 시간 영역측정(TDR)을 이용하여 제작된 선로에서 펄스 신호전송특성 측정
- 5) 단일 및 결합마이크로스트립 선로에서 펄스 전송에 대한 특성에 대한 이론 및 S/W 보완
- 6) CPW에 대한 수치해석적 결과를 바탕으로 CPW상에서 펄스신호의 전송 특성 해석 및 S/W개발
- 7) TDR을 이용한 CPW에 대한 펄스의 분산 특성 측정
- 8) 결과들에 대한 최종 보고서 작성

5. 연구결과

- 1) 단일 및 결합마이크로스트립 선로에서 구형, 가우시안 사다리꼴 그리고 RF펄스와 형태의 다양한 펄스의 분산 효과 및 누화에 의한 왜곡을 고찰하기 위해서, 유효유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 을 여러 가지의 closed-form 수식과 스펙트럴 영역에서의 해석적 방법을 결합하여 수치적 해석 및 S/W 완성
- 2) 단일 및 결합마이크로스트립 선로에서 가우시안 펄스에 대한 전송 특성(분산 및 누화)을 TDR방법에 의해 측정
- 3) M(M)IC회로에 적합한 전송선로인 CPW 전송선로에 대한 유효유전율에 대한 이론적 해석 및 S/W 완성
- 4) 단일 CPW에서 가우시안 펄스에 대한 전송 특성(분산 특성)을 TDR방법에 의해 측정

6. 기대효과

- 1) M(M)IC회로에서의 전자파 장애 및 내성을 연구에 활용
- 2) UWB(Ultra-Wideband)시스템을 연구하는 데도 도움
- 3) 주파수영역(Frequency domain)에서 펄스전송 특성분석
- 4) 각종 선로의 효과적인 트랜지션 설계에 응용
- 5) PIMD 원인 분석 및 개선에 활용
- 6) RF 패키징(Packaging) 설계 및 측정에 응용

7. 기자재 사용 내역

- Spectrum Analyzer(HP8592D) : 주파수 분포 측정
- 벡터네트워크분석기(HP8510C) : 펄스 전송특성 측정(시간
및 주파수 영역)
- Personal Computer(Pentium) : 수치해석 및 워드프로세서
- CAD Tool(IE3D) : 회로설계

| 시설·장비명 | 규격 | 수량 | 용도 | 보유현황 | 확보방안 | 비고 |
|----------------|-------------|----|------------|------|------|-----|
| - PC | Pentium | 5 | 시뮬레이션 | 유 | | 기보유 |
| -벡터네트워크 분석기 | HP8510 C | 1 | 측정 | 유 | | 기보유 |
| -스펙트럼 분석기 | E4407B | 1 | 측정 | 유 | | 기보유 |
| - IE3D | (Agilent) | 1 | 전자파해석 툴 | 유 | | 기보유 |

8. 기타사항

SUMMARY

As circuit dimension of M(M)IC's is smaller due to recent advances in microelectronic technology and increase of clock rates, inter-line spacing is decreasing and the substrate with high dielectric constant is used.

Therefore an accurate time domain analysis of electromagnetic pulse(EMP) propagation is required according to the various formed transmission lines used in M(M)IC's.

In this study, the distortion of a picosecond pulses caused by dispersion and crosstalk as it propagates along microstripline and CPW is investigated and measured.

Especially, this study presents the distortion of practical CPW line is exactly analyzed considering the relation between the dispersion effect and cut-off frequency of fundamental TE mode for the substrate of line.

Several samples of lines are fabricated in order to confirm the validity of this analysis. The results of experiments are compared with those of computation simulation.

목 차

| | |
|---------------------------------------|------|
| 표 목 차..... | viii |
| 사진목차..... | viii |
| 그림목차..... | ix |
| | |
| 제 1 장 서 론 | 1 |
| 제 2 장 평면 전송선로 | 4 |
| 제 2-1 절 평면전송선로 종류 | 7 |
| 제 2-2 절 근사식에 의한 선로해석 | 12 |
| 제 2-3 절 Green함수에 의한 선로해석 | 30 |
| 제 3 장 선로에서의 펄스 전송 특성 | 45 |
| 제 3-1 절 단일마이크로스트립 선로 | 47 |
| 제 3-2 절 결합마이크로스트립 선로 | 59 |
| 제 4 장 펄스 전송에 대한 수치해석 결과 | 65 |
| 제 4-1 절 단일 마이크로스트립 선로 | 65 |
| 제 4-2 절 결합 마이크로스트립 선로 | 71 |
| 제 4-3 절 CPW(Coplanar Waveguide) | 82 |
| 제 5 장 TDR을 이용한 실험 및 결과 | 86 |
| 제 6장 결론 | 100 |
| 참 고 문 헌 | 102 |

표 목 차

| | |
|--|----|
| 표 2-1 유효유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 에 대한 closed-form 수식 | |
| 비교 | 31 |
| 표 5-1 제작된 50 μ 마이크로스트립 선로의 제원 | 79 |
| 표 5-2 선로 3과 4에 대한 결과의 주요 비교점들에 대한 값 | |
| 비교 | 93 |
| 표 5-3 그림 5-7의 중요 포인트에 대한 측정값 및 이론값 | |
| 비교 | 87 |
| 표 5-4 그림 5-8의 중요 포인트에 대한 측정값 및 이론값 | |
| 비교 | 87 |
| 표 5-5 그림 5-9의 중요 포인트에 대한 측정값 및 이론값 | |
| 비교 | 98 |

사진 목 차

| | |
|-----------------------------|----|
| 사진 5-1 전체 실험 구성 | 87 |
| 사진 5-2 실험에 사용된 각종 선로들 | 87 |

그 립 목 차

| | |
|--|----|
| 그림 2-1 일반적인 전송선로의 단면구조 | 6 |
| 그림 2-2 단일 스트립 선로 | 7 |
| 그림 2-3 마이크로스트립 선로 | 8 |
| 그림 2-4 슬롯 선로 | 9 |
| 그림 2-5 코플레너 선로 | 11 |
| 그림 2-6 가우시안 펄스 신호의 주파수분포 | 26 |
| 그림 2-7 정규화된 주파수(f/f_{TE})에 따른 마이크로스트립 선로와 CPW의 유효유전율 변화 | 29 |
| 그림 2-8 마이크로스트립 및 CPW선로의 구조 | 32 |
| 그림 2-9 유전체 기판에서의 x축방향의 미소전기쌍극자 | 32 |
| 그림 2-10 단일 마이크로스트립 선로의 유효유전율 변화 | 38 |
| 그림 2-11 50Ω 마이크로스트립 선로와 CPW의 주파수 변화 에 따른 유효유전율 변화 | 40 |
| 그림 2-12 마이크로스트립 선로와 CPW에서 선로 크기에 따른 유효유전율 변화 | 42 |
| 그림 2-13 CBCPW와 CPW의 유효유전율 변화 비교 | 43 |
| 그림 3-1 마이크로스트립 선로상의 전압 또는 전계 분포 | 46 |
| 그림 3-2 가우시안 및 구형 펄스신호의 Fourier 변환쌍 | 51 |
| 그림 3-3 적분구간 L 에 따른 적분값의 수렴성 | 59 |

| | |
|---|----|
| 그림 3-4 펄스 신호가 여기되는 결합 마이크로스트립 선로 구조 | 59 |
| 그림 3-5 무손실, 무분산 선로상의 우,기모드 분산 | 62 |
| 그림 4-1 거리에 따른 가우시안 펄스 전송특성 | 67 |
| 그림 4-2 거리에 따른 사다리꼴 펄스 전송특성 | 69 |
| 그림 4-3 거리 5cm에서 w/h에 따른 분산된 펄스 비교 | 69 |
| 그림 4-4 거리에 따른 펄스 전송특성 | 74 |
| 그림 4-5 거리 5cm에서 s에 따른 분산된 펄스 비교 | 75 |
| 그림 4-6 거리 5cm에서 비유전율(ϵ_r)에 따른 펄스 비교 | 78 |
| 그림 4-7 거리 5cm에서 w/h에 따른 분산된 펄스 비교 | 80 |
| 그림 4-8 $F_{TE}=39\text{GHz}$ 인 기판에서의 거리에 따른 펄스 전송 특성 | 83 |
| 그림 4-9 $F_{TE}=216\text{GHz}$ 인 기판에서 펄스 전송특성 | 85 |
| 그림 5-1 펄스 신호 측정을 위한 실험 블록도 | 77 |
| 그림 5-2 포트1과 포트2를 직접 연결했을 경우의 측정 펄스 | 78 |
| 그림 5-3 마이크로스트립 선로(No. 1)에 대한 왜곡된 가우시 안 펄스의 이론값 및 측정값 | 80 |
| 그림 5-4 마이크로스트립 선로(No. 2)에 대한 왜곡된 가우시 안 펄스의 이론값 및 측정값 | 81 |
| 그림 5-5 마이크로스트립 선로(No. 3)에 대한 왜곡된 가우시 | |

| | |
|---|----|
| 안 펄스의 이론값 및 측정값 | 82 |
| 그림 5-6 마이크로스트립 선로(No. 4)에 대한 왜곡된 가우시 안 펄스의 이론값 및 측정값 | 83 |
| 그림 5-7 결합 마이크로스트립 선로 1에서의 왜곡된 가우시 안 펄스의 이론값 및 측정값 | 85 |
| 그림 5-8 결합 마이크로스트립 선로 2에서의 왜곡된 가우시 안 펄스의 이론값 및 측정값 | 86 |
| 그림 5-9 CPW에 대한 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값 | 99 |

제 1 장 서 론

최근에 이동통신, 위성통신, 위성방송 등과 같은 무선통신기술의 발달과 더불어 사용 주파수 대역도 센티미터 단위의 파장을 갖는 마이크로파(microwave)에서 밀리미터 단위의 파장을 갖는 밀리미터파(millimeterwave)대역으로 높아지고 있다. 따라서, 이러한 높은 주파수 대역에서 사용되는 무선통신회로에 대한 연구는 점차 그 중요성을 더하고 있다.

또한, 무선통신의 세계에서든 근래 수년간 새로운 통신시스템이 탄생하거나 새로운 주파수대역이 할당되어, 종래 유선 통신의 한계를 벗어나 광역성, 이동성, 소형 휴대성 등의 장점을 가진 새로운 기술이 구축되고 있다. 무선 통신은 정보화사회가 진전됨에 따라 전파가 공간을 자유로이 전파될 수 있다는 특성을 이용하여, 대량의 정보를 여러 사람에게만 정보를 국한시켜 전달할 수도 있어, 여러 가지 고속서비스를 요구하는 현 시점에서 그 중요성이 증대되고 있다. 또한 양질 및 고속의 반도체 소자와 각종 전자부품들의 출현으로 여러 통신용 송수신기가 소형, 경량화되어 취급이 간단하고 용이하게 되었으며, 게다가 마이크로파(Microwave)기술, 펄스(pulse)공학 및 자동제어기술이 고도로 발달함에 따라 다중방식에 의한 장거리 통신이 가능해졌으며, 국제 간의 통신에서도 인공위성을 이용한 다중통신이 실현화되고 있다. 또한 레이더(Radar)등의 기기도 고도로 발달된 전자기술에 힘입어 더욱 정밀한 운용이 가능하게 되었다. 이와 같이 무선통신은 산업분야 뿐 만 아니라 우리의 일상생활에 있어서도 필수 불가결한 요소가 되었으며, 특히, 무선통신의 발전이 거의 모든 분야의 기술발전을 주도하고 있다해도 과언이 아니다.

이에 따라 통신기기들의 고속 및 디지털화, 소형 및 집적화가 가속화됨에 따라 인접선로 및 부품간에 상호결합이 커져 정보손실 및 오동작 가능성도 커지고, 자동화 및 저전력화에 따라 외부 전자파 간섭에 대한 내성(immunity)도 점차 약해지고 있다. 특히 외부 및 내부에서 발생하는 강력한 펄스는 시스템에 광범위하게 영향을 미치며, 현재와 같이 집적도가 높은 전자부품으로 이루어진 시스템에서는 펄스에 의한 피해 정도는 한층 더 심각해지리라 예상된다. 이처럼 펄스신호는 전자파 내성 측면에서는 부정적인 측면이 있지만 반대로 차세대 무선통신 시스템에서는 매우 긍정적이고 중요한 역할을 담당하고 있다. 즉 매우 짧은 펄스신호를 송수신하는 초 광대역 통신 시스템이다. 예를 들어 2GHz의 송신 주파수를 기준으로 해서 그 대역폭의 크기가 500MHz보다 클 경우에 이러한 시스템을 두고 초광대역(UWB:Ultra-Wide Band)라고 정의한다. 이는 현재 쓰이고 있는 무선 통신 시스템의 경우 최대 5MHz 정도의 대역폭을 가지고 있으면(3세대 이동 통신의 경우) 광대역이라고 부르던 것에 비해 100배 이상 넓은 대역폭을 의미한다. 물론 이를 2세대인 GSM 기준인 200KHz에 비교하면 몇 천 배 넓은 대역폭을 의미한다. 이러한 라디오 신호는 보통 아주 폭이 좁은 펄스(이 펄스의 폭은 대역폭에 반비례한다)를 생성함으로써 송신이 되고 수신된 라디오 신호는 보통 CDMA와 같이 처리되는 것이 상례이다. 여기서 키 포인트는 대역폭이 넓어질수록 그 송신 신호의 세기가 작아질 수 있다는 것이다. 따라서 이 시스템은 작은 파워의 신호를 넓은 대역에 실어 송신하고 이 넓은 대역의 신호를 다시 모아 높은 파워의 신호로 재생한다는 CDMA의 기본 원리에 충실한 시스템이라 할 수 있다.

광대역 신호의 이용이라는 측면에서, 대역확산을 이용하는 CDMA 시스템과 유사한 점이 있으나, 현재 기술로서는 CDMA시스템의 대역폭을

수 MHz이상으로 확산하기 어려운데 반해 UWB시스템은 수백 MHz에서 수 GHz의 중심주파수를 사용하고 이와 거의 동일한 초광대역폭을 가진다는 큰 차이점이 있다. 이러한 초광대역화는 1nsec이하의 짧은 폭을 갖는 임펄스열(impulse train)을 PPM(Pulse Position Modulation)변조하여 전송하고 상관복조기(Cross Correlator)를 통해 수신함으로써 가능하여 다중 접속 사용자의 수도 획기적으로 증가시킬 수 있다.

이와 같이 무선통신 서비스 확대 및 시스템 발전으로 무선 회로의 소형화와 경량화의 필요성에 따른 집적회로 기술의 발달과 더불어 마이크로파 회로의 전송선로로서 도파관이나 동축케이블에서 마이크로스트립 선로, CPW(coplanar waveguide) 선로, 슬롯(slot) 선로 등과 같은 평면 전송선로들을 이용한 MIC(Microwave Integrated Circuit) 및 MMIC(Monolithic Microwave Integrated Circuit)의 응용이 증가함에 따라 이러한 선로상에서 펄스신호의 전송특성은 시스템을 구현하는 데 기초적이고 중요한 연구가 되고 있다.

따라서 본 보고서는 전자파 내성에도 중요한 역할을 하며, 차세대 무선통신 시스템인 초광대역 무선시스템에서도 사용되는 광대역 펄스신호가 평면 전송선로(예:마이크로스트립선로)에서 전송되는 특성을 연구하고자 한다. 이를 위해 본 보고서에서는 단일 마이크로스트립 선로의 주파수에 의존하는 유효유전상수와 평행한 결합 마이크로스트립 선로의 우수 및 기수 모드 유효유전상수에 대한 수치해석적 방법을 연구하고 이를 바탕으로 마이크로스트립 선로상에서 가우시안(Gaussian) 펄스, 구형(square) 펄스, 사다리꼴 펄스, RF 펄스와 같은 전자파 신호가 진행해 갈 때 비유전율 ϵ_r , 스트립폭 w , 기판높이 h , 선간 간격 s 등에 따른 신호 펄스의 전파 및 누화 특성을 분석하고자 한다.

제 2 장 평면 전송선로

1965년경 전까지 거의 모든 마이크로파 장비는 동축선로, 도파관 또는 평행판 도파관(parallel plate waveguide)를 사용하였다. 그러나 현재에는 집적회로 기술의 발달과 더불어 마이크로파 집적회로(MIC : microwave integrated circuits) 또는 모노리식 마이크로파 집적회로(MMIC : monolithic MIC)의 응용에서 평면형 전송선로(planar transmission line)의 구조를 널리 사용하고 있다. 그 이유는 기판(substrate)의 한면을 자유롭게 사용하여 반도체 소자를 부착할 수 있기 때문이다.

평면 전송선로중 가장 일반적인 구조는 한쪽면은 접지이고 다른 한쪽면은 전송선로로 이루어진 단면구조를 갖는 마이크로스트립 선로이며, 특히 일반 전송선로, 도파관, 동축선로의 전자계가 하나의 매질에 한정되는 반면, 이 선로의 전자계는 부분적으로는 공기중에 있고 부분적으로는 유전체에 존재하도록 되어있다. 이러한 선로상에 전자파펄스(Electromagnetic Pulse) 신호가 진행해 갈 때 이 공기-유전체의 경계면에서는 순수한 TEM 모드외에 고차모드가 발생하게 된다. 그러므로 위상상수는 더 이상 주파수의 선형함수가 아니며 선로의 분산특성으로 인해 파형의 분산을 야기시킨다.

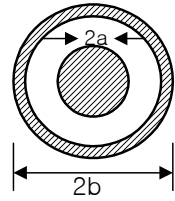
결합 마이크로스트립 선로의 경우에 있어서 MIC 및 MMIC 회로의 집적밀도가 높아지고 선간 간격이 좁아지면 좁아질수록 마이크로스트립 선로상의 신호의 분산왜곡 뿐만 아니라 인접 선로사이의 신호 결합은 회로 설계에 중요한 영향을 미치게 된다. 특히, 아주 작은 펄스폭을 갖는 전자파 펄스 신호에 대해 밀집되게 위치한 스트립 도체는 고유 주파수 분산과 전파 감쇄에 더하여 신호 펄스의 결합 왜곡을 일으키며, 이

웃하는 선로에 예기치 않는 누화(crosstalk)를 발생시킨다.

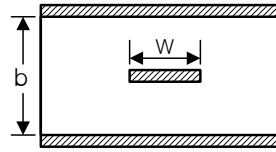
전자파 펄스 신호가 갖는 낮은 주파수에서 파의 전파는 TEM으로 근사화되고 분산은 실제적으로 거의 무시할 수 있다. 그러나 높은 주파수 성분을 갖는 펄스형태의 신호는 펄스의 고차 고조파 성분이 저차 고조파 성분보다 더 느린 속도로 진행하기 때문에 분산될 수 있다. 또한 결합 마이크로스트립 선로의 선로간 간격이 좁을수록 신호선의 결합 왜곡이 크게 일어나며 인접선의 누화도 현저하게 나타난다.

마이크로파 집적회로의 소자로서 적합한 전송선로 구조에서 중요한 사항의 하나는 그 구조가 평면형 구조이어야 한다는 것이다. 평면형 구조를 사용하면 각 소자의 특성을 단일 평면에서의 크기로부터 결정할 수 있기 때문이다. 따라서 그림 2-1에서 보는 바와 같이 여러 가지 모양의 평면형 전송선로를 만들어 MIC 및 MMIC에 사용할 수 있다. 스트립 선로, 마이크로스트립 선로, 슬롯 선로, 코플레너 선로는 대표적인 평면형 전송선로이다. 이러한 전송선로들을 사용해서 실현된 회로들을 재래식 마이크로파 회로와 비교하면 무게가 가볍고, 크기가 작고, 성능이 향상되고, 신뢰성과 다산성(reproducibility)이 좋고 비용이 적게드는 명확한 장점을 갖는다.

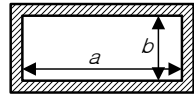
본 장에서는 이러한 평행 스트립선로, 마이크로스트립 선로, 슬롯(slot) 선로, 코플레너 스트립(coplanar strip) 선로 등에 관하여 설명하고 이들 선로를 해석하는 방법에 대해 설명하고자 한다. 이들의 단면 구조는 그림 2-1에 보인 바와 같으며, 여기에 참고로 재래식 전송선로의 구조도 함께 포함하였다.



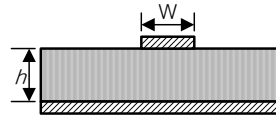
동축선로



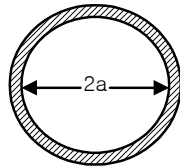
스트립선로



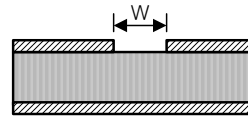
구형도파관



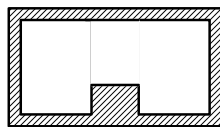
마이크로스트립



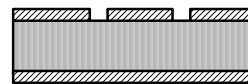
원형도파관



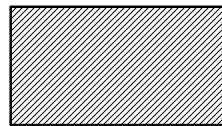
슬롯선로



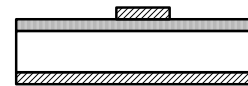
리지드(ridged)도파관



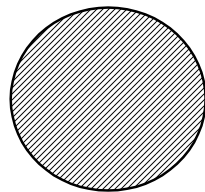
코프레너도파관



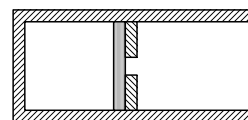
구형유전체도파관



지지마이크로스트립



원형유전체도파관



핀(Fin)선로

(a) 도파관 구조

(b) 평면형 MIC 구조

그림 2-1 일반적인 전송선로의 단면구조

제 2-1 절 평면전송선로 종류

1. 스트립 선로

스트립 선로(또는 triplate)는 수동 MIC용으로 사용하는 가장 보편적인 전송선로의 하나였다. 스트립 선로는 특별히 전체 회로의 일부에 Gunn 다이오드 또는 믹서 다이오드와 같은 능동 또는 수동소자를 회로 설계의 한 부분으로 포함하거나 또는 회로를 소형화할 필요가 있는 경우에 동축형이나 도파관 회로보다 이점이 많다. 그러나 회로 사이의 격리와 전력 취급 용량면에서는 동축형이나 도파관에 비하여 상당한 단점도 있다.

스트립 선로의 구조와 전자계의 분포는 그림 2-2에 보인 바와 같다. 간격이 h 인 두 개의 넓은 접지 도체판사이의 중앙에 폭이 w 인 얇은 도체 스트립이 있으며, 이 두 개의 접지판사이의 전 영역은 균일한 유전체로 채워져 있다.



그림 2-2 단일 스트립 선로

2. 마이크로스트립 선로

스트립 선로와는 달리 마이크로스트립 선로는 그림 2-3에 보인 바와 같이 스트립과 도체판 사이의 전자계 분포가 기판안에 완전히 집중되어 있지 않기 때문에 비균질 전송선로(imhomogeneous transmission line)이다. 그러므로 마이크로스트립을 따라 전파하는 모드는 순수한 TEM이 아닌 준 TEM(quasi-TEM)이다. 마이크로스트립 선로는 얇은 접지 도체판위에 두께가 h 이고 비유전율이 ϵ_r 인 유전체가 있으며 그 위에 두께가 t 이고 폭이 w 인 도체 스트립을 프린트한 것이다.

마이크로스트립 선로는 가장 널리 사용하고 있는 평면형 전송선로 중의 하나이다. 그 이유는 마이크로스트립 선로를 사진식판기술 과정(photolithographic process)으로 제조할 수 있으므로 다른 수동·능동 마이크로파 소자와 함께 쉽게 집적화할 수 있기 때문이다. 이 선로에 대한 특성은 다음 장에서 자세히 알아볼 것이다.

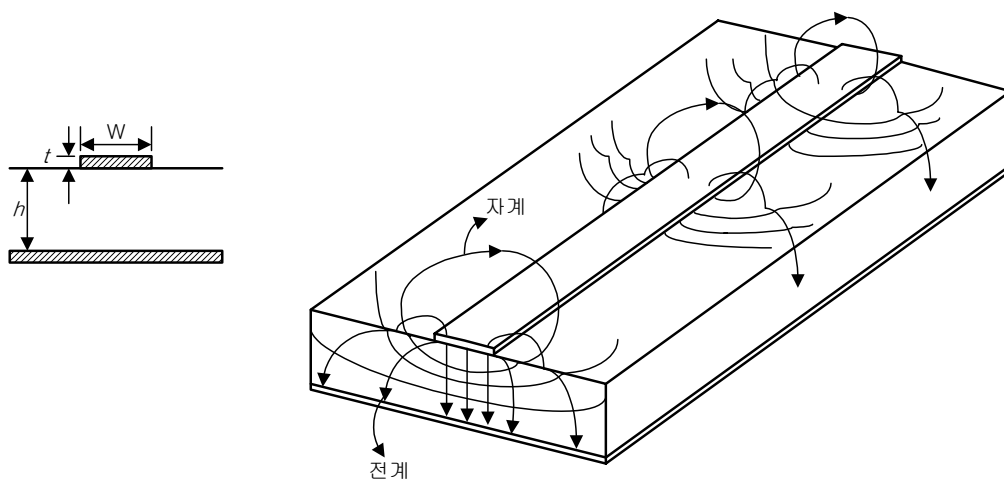


그림 2-3 마이크로스트립 선로

3. 슬롯 스트립 선로

슬롯 스트립 선로(slot stripline)는 그림 2-4에 보인 바와 같이 아주 높은 유전율을 갖는 유전체 기판의 한면에 부착된 얇은 도체층을 분리하는 좁은 슬롯 또는 갭(gap)으로 구성하며 기판의 다른 면은 유전체 판으로 되어있다. 그러므로 슬롯 선로는 마이크로스트립 선로의 구조와 반대 형식이다. 이와 같은 슬롯 선로는 마이크로스트립 선로의 경우처럼 유전체 기판을 뚫어서 회로를 구성할 필요가 없으므로 MIC나 MMIC 응용에 유용하다. 예를들면 마이크로파용 필터, 결합기(couplers) 및 페라이트 소자용 기판의 반대편에 슬롯 선로만을 사용할 수도 있다. 전파의 주모드는 TEM파가 아니고 TE파이다.

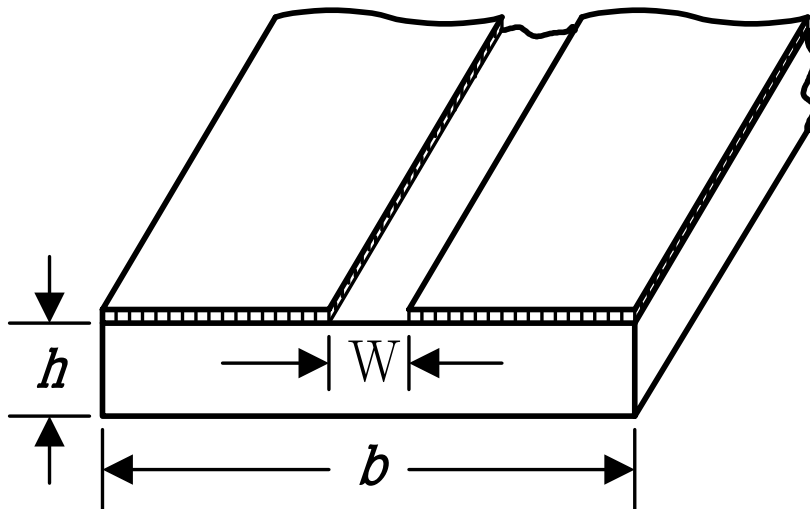
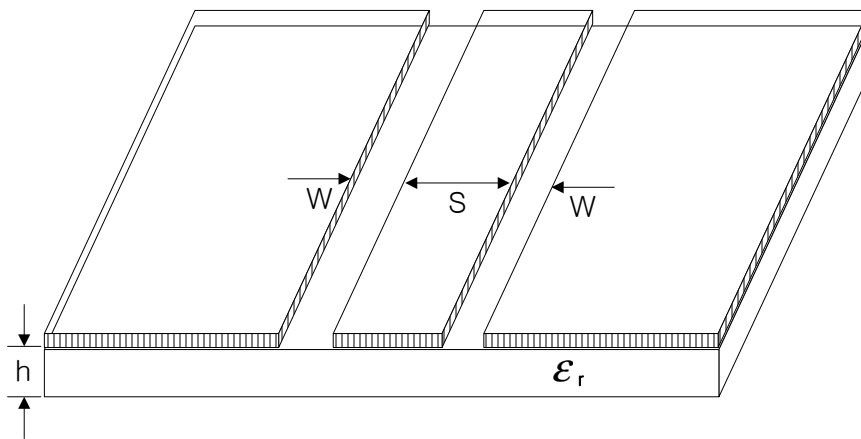


그림 2-4 슬롯 선로

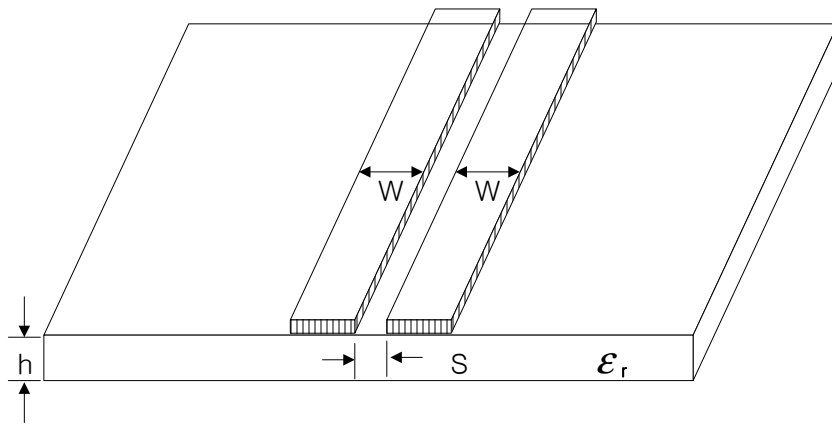
4. 코플레너 선로

코플레너 도파관(CPW : coplanar waveguide)은 MIC에 널리 쓰이고 있다. 코플레너 도파관을 마이크로파 회로에 사용하면 회로를 설계할 때 융통성이 향상되며, 회로의 성능을 개선할 수 있다. 코플레너 도파관(CPW)의 구성은 그림 2-5(a)에 보인 바와 같다. 평면 전송선로인 CPW구조는 전파가 전송되는 한쪽면은 접지이고 다른 한쪽면은 전송선로, 또는 한쪽은 공기이고 다른 쪽은 유전체로 이루어진 단면구조를 갖는 비균질(inhomogeneous)선로 이다 이러한 비균질에서 전파가 전송되면, 이 공기-유전체의 경계면에서는 순수한 TEM 모드외에 고차모드가 발생하게 된다. 그러므로 위상상수는 더 이상 주파수의 선형함수가 아니며 주파수에 따라 유효유전율($\epsilon_{eff}(f)$)이 틀려져 위상속도가 달라지는 선로의 분산특성이 발생한다.



(a) CPW

그림 2-5 코플레너 선로(계속)



(b) CPS

그림 2-5 코플레너 선로

그림 2-5(b)에 보인 바와 같이 CPW의 보완적 구조를 갖는 또 다른 유망한 코플레너 스트립(CPS : coplanar strip)이 있다. 위의 두 구조를 코플레너 선로(coplanar line)이라 부른다. 이와 같이 부르는 이유는 모든 도체를 유전체 기판 윗면의 동일한 평면에 제조하기 때문이다. 이 선로는 능동 또는 수동소자와 같은 집중소자를 병렬 또는 직렬로 회로 구성할 때 용이한 장점을 갖고 있다. 코플레너 선로는 준 TEM모드를 전송할 수 있다.

제 2-2 절 근사식에 의한 선로 해석

전자파의 전파에 관한 한 크게 두가지 형식의 속도를 다를 수 있다. 즉,

① 매질 안에서 광속 ($c = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$)

② 위상속도 ($v_p = \omega/\beta$)

매질안에서 광속은 주어진 매질안에서 전파하는 평면파의 속도이다. 다른 한편 위상속도는 일정한 위상이 전송하는 속도이다. 예를들면 TEM 평면파에서는 위의 두 속도가 동일하지만 다른 형식의 유도(또는 도파)파의 전파(guided wave propagation)에서는 위상속도가 빛의 속도보다 더 빠를 수도 있고 느릴 수도 있다. 만약 선로 또는 도파관의 위상속도와 감쇠가 주파수에 따라 변하지 않는 상수라면 한 개 이상을 포함한 신호의 위상은 왜곡되지 않는다. 만약 위상속도가 주파수에 따라 다르면 각각의 주파수 성분은 그들의 전송선로 또는 도파관을 따라 전파할 때 원래의 위상관계를 유지하지 못하므로 신호에 왜곡이 발생한다. 이와 같은 현상은 위상속도가 더 빠른 파와 더 늦은 파를 발생하게 하므로 신호가 선로를 따라 전파할 때 원래의 위상관계가 점점 분산된다. 이러한 효과를 분산(dispersion)이라 한다. 이 경우에는 주어진 신호를 한 묶음으로 볼 수 있는 단일 위상속도가 존재하지 않는다. 그러나 만약 신호의 대역폭이 비교적 적거나 또는 분산이 너무 심하지 않으면 군속도(group velocity)를 정의하여 이와 같은 성질을 갖는 신호의 전파속도로 사용할 수 있다.

나. 마이크로스트립 선로

마이크로스트립 선로는 현재 마이크로파 시스템의 기본소자로 매우 중요하고도 필수적인 역할을 하고 있다. 이러한 마이크로스트립 선로의 저주파수대 준정적(quasi-static)해석은 마이크로스트립 모드의 non-TEM 특성을 고려하지 않는다. 마이크로스트립 선로상에 펄스신호가 전송될 때 그 펄스신호의 주파수 성분들은 수십~수백 GHz까지 광대역으로 존재하게 된다. 시간영역에서 펄스신호는 어떤 전송선로에 대해 주파수 영역에서 서로 다른 주파수 성분들의 위상속도가 다르면 분산을 가져오게 되는데, 마이크로스트립 선로의 분산효과는 기판 및 마이크로스트립 선로의 크기 뿐만 아니라 주파수 의존성을 고려하여 유효 유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 를 계산함으로써 정확히 해석될 수 있다.

마이크로스트립 선로의 $\epsilon_{eff}(f)$ 를 결정하는데는 많은 방법들이 이용되어져 왔으며, 이들 중 대부분이 이미 그 정확함이 알려져 있는 스펙트럴 영역법 혹은 횡전류분포법과 같은 full-wave 해를 이용한다. 그러나 이러한 방법들은 복잡한 프로그램을 요구하고 또한 계산하는데 시간이 많이 걸리고 CAD(Computer-Aided Design)에 유용한 closed-form 해를 제공하지 않는다. $\epsilon_{eff}(f)$ 를 계산함에 있어서 비록 full-wave 해석처럼 정확하지는 않지만 물리적 이해와 아주 간단한 closed-form 수식을 제공하는 방법이 2가지 있다. 첫째는 결합모드(TEM, TE, TM 모드) 모델이고 둘째는 LSE(Longitudinal Section Electric) 모델이다.

결합모드에 의한 $\epsilon_{eff}(f)$ 결과는 Schneider(TEM/TE), Carlin(TE/TM), Kobayashi(TEM/TM), Pramanick과 Bhartia(TEM/TE), 그리고 Yamashita(TE모드를 이용한 curve-fitting)

에 의해 연구되어 졌다. LSE 모델을 이용하여 Getsinger는 주파수 의
존 유효유전상수를 산출하였고, LSE 모델의 정확도를 높이기 위해
Kirschning와 Jansen은 full-wave와 curve-fitting을 이용하였다.

물리적인 관점에서 마이크로스트립 선로의 유전성 분산(dielectric
dispersion)은 다음의 규칙을 따른다.

a) $\epsilon_{eff}(f)$ 는 단조롭게 증가하는 주파수 f 의 함수이다. 즉,

$$\frac{\partial \epsilon_{eff}(f)}{\partial f} \geq 0 \quad (2-1)$$

b) $\frac{\partial \epsilon_{eff}(f)}{\partial f} = 0$ $f=0$ 에서, (2-2)

c) $\frac{\partial \epsilon_{eff}(f)}{\partial f} = 0$ $f \rightarrow \infty$ 에서 (2-3)

d) $\epsilon_{eff}(0) = \epsilon_{eff0}$ (2-4)

여기서, ϵ_{eff0} 는 마이크로스트립의 준TEM 유효유전상수이다.

e) $\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_r$ $f \rightarrow \infty$ 에서 (2-5)

f) $\frac{\partial^2 \epsilon_{eff}(f)}{\partial f^2} = 0$ 변곡주파수 $f=f_i$ 에서 (2-6)

1. Schneider 등식

식(2-1) ~ (2-6)은 유리함수에 의해 만족되어지며, 정규화 위상속도는 식(2-7)과 같다..

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_{eff}}} \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}} f_n^2 + \sqrt{\epsilon_r}}{f_n^2 + 1} \quad (2-7)$$

여기서,

$$v_p = \frac{v}{v_o} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \quad (2-8)$$

그리고 정규화 주파수 f_n 은 다음과 같이 정의된다.

$$f_n = \frac{f}{f_c} = \frac{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}}{\lambda_o} \quad (2-9)$$

여기서, h 는 기판두께이다. TE_1 표면파의 차단주파수 f_c 는

$$f_c = \frac{v_o}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (2-10)$$

$v_o = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s는 자유공간에서 빛의 속도이고 유효유전상수 ϵ_{eff0} 는 식(2-11)과 같다.

$$\epsilon_{eff0} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{10h}{w}}} \quad (2-11)$$

여기서 w 는 스트립폭이다.

2. Kobayashi 등식

마이크로스트립 구조에서는 횡방향 TM-과 TE-파 모드가 존재한다. 단지 우수차 TM표면파 모드와 기수차 TE 표면파 모드만이 가능하다. TM₀모드가 Zero차단주파수를 갖기 때문에 우세하고 반면에 고차 모드는 무시할만한 영향을 갖는 관심영역이상의 차단주파수를 갖는다. 그러므로 중요한 모드결합은 마이크로스트립 선로의 TEM 모드와 TM₀ 모드사이 존재하며 변곡주파수 f_i 는 이러한 결합에 관련한다.

마이크로스트립 선로에서 다른 매질의 경계면에서 필드에 대한 파동방정식과 연속조건을 이용하면 TEM모드의 위상속도가 TM₀모드의 위상속도와 같아지는 주파수로 정의되는 결합주파수 $f_{k, TM}$ 와 TEM모드와 TE₁모드사이의 결합주파수 $f_{k, TE}$ 를 유도할 수 있다.

$$f_{k, TM} = \frac{v_o \tan^{-1} \left(\epsilon_r \sqrt{\frac{\epsilon_{eff0} - 1}{\epsilon_r - \epsilon_{eff0}}} \right)}{2\pi h \sqrt{\epsilon_r - \epsilon_{eff0}}} \quad (2-12)$$

$$f_{k, TE} = \frac{v_o \left(\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon_{eff0} - 1}{\epsilon_r - \epsilon_{eff0}}} \right)}{2\pi h \sqrt{\epsilon_r - \epsilon_{eff0}}} \quad (2-13)$$

여기서 ϵ_{eff0} 는 영주파수에서 유효유전상수이다.

$$\epsilon_{eff0} = 1 + q(\epsilon_r - 1) \quad (2-14)$$

여기서 q 는 effective filling fraction이다. q 가 0.5($w/h \rightarrow 0$ 일때)와 1($w/h \rightarrow \infty$ 일때)사이 에 있기 때문에 $f_{k, TM}$, $f_{k, TE}$ 에 대해 다음의 제한을

둔다.

$$1.5(q=0.5, \varepsilon_r \rightarrow \infty) \leq \frac{f_{k, TE}}{f_{k, TM}} \leq 3(q=1) \quad (2-15)$$

또한 $f_{k, TM}$ 이 항상 $f_{k, TE}$ 보다 더 작기 때문에 TM_0 모드가 우세하며, 이에 기초한 근사공식은 다음과 같다.

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}(f)}} = \frac{\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{f}{f_k} \right)^2 + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff0}}}}{\left(\frac{f}{f_k} \right)^2 + 1} \quad (2-16)$$

여기서,

$$f_k = f_{k, TM} / \left(1 + \frac{w}{h} \right) \quad (2-17)$$

식(2-16)은 주파수 f 에 관한 $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}(f)}}$ 의 2차 미분이 영이 되는 다음의 변곡주파수 f_i 를 갖는다.

$$f_i = f_k / \sqrt{3} \quad (2-18)$$

3.Pramanick와 Bhartia 등식

Pramanick와 Bhartia 등식에서는 준TEM 마이크로스트립 모드가 최저차 TE파 모드와 강하게 결합하는 주파수를 고려함으로써 마이크로스트립상의 분산을 보여주고 있다. 이러한 주파수에서 전개된 분산등식은 실험적 결과와 대단히 일치하며 변곡주파수에 대한 Kobayashi의

고찰을 설명하고 있다.

위의 식(2-1)-(2-6)에 대한 모든 조건은 $\epsilon_{eff}(f)$ 에 대한 다음의 등식에 의해 만족된다.

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{eff0}}{1 + (f/f_T)^2} \quad (2-19)$$

여기서 ϵ_{eff0} 는 영주파수에서 유효유전상수이며 Hammerstad의 수식을 이용하였다.

$$\epsilon_{eff0} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \left(1 + \frac{10h}{w}\right)^{-a \cdot b} \quad (2-20)$$

$$a = 1 + \frac{1}{49} \ln \left(\frac{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + \left(\frac{w}{52h}\right)^2}{\left(\frac{w}{h}\right)^4 + 0.432} \right) + \frac{1}{18.7} \cdot \ln \left(1 + \left(\frac{w}{18.1h}\right)^3 \right) \quad (2-20a)$$

$$b = 0.564 \left(\frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053} \quad (2-20b)$$

마이크로스트립 선로의 최저차 TE모드 차단주파수 f_T 는 다음과 같이 정의된다.

$$f_T = \frac{v_o}{2(w + \Delta w)\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2-21)$$

여기서 v_o 는 자유공간에서 빛의 속도이고, 스트립의 모서리에서 가장자리 필드 효과(fringing field effect)를 보여주는 Δw 는 Napoli와 Hughes에 의해 정의되었다.

$$\Delta w = \frac{h\sqrt{\epsilon_{eff}}}{Z_o c \epsilon_o \epsilon_r} - w \quad (2-22)$$

여기서 Z_o 는 마이크로스트립의 특성임피던스이고 ϵ_o 는 자유공간 유전율이다. 조건(f)는 다음의 변곡주파수 f_i 에서 만족된다.

$$f_i = \frac{f_T}{\sqrt{3}} \quad (2-23)$$

식(2-19)으로부터 f_i 에서 $\epsilon_{eff}(f)$ 값은 다음과 같다.

$$\epsilon_{eff}(f_i) = \frac{1}{4}(\epsilon_r + 3\epsilon_{eff0}) \quad (2-24)$$

4. Kirschning와 Jansen 등식

이 등식은 물리적 매개변수 스트립폭 w , 기판두께 h , 비유전율 ϵ_r 의 아주 작은 값과 큰 값에 대해 마이크로스트립 구조의 정확한 점근적 동작을 고려하였다.

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{eff0}}{1 + P(f)} \quad (2-25)$$

$$P(f) = P_1 P_2 [(0.1844 + P_3 P_4) 10 f h]^{1.5763}$$

$$P_1 = 0.27488 + [0.6315 + 0.525/(1 + 0.157 f h)^{20}](w/h) - 0.065683 \exp(-8.7513(w/h))$$

$$P_2 = 0.93622[1 - \exp(-0.03442\epsilon_r)]$$

$$P_3 = 0.0963 \exp(-4.6(w/h)) \times [1 - \exp(-(f h / 3.87)^{4.97})]$$

$$P_4 = 1 + 2.751[1 - \exp(-(\epsilon_r / 15.916)^8)]$$

나. 결합마이크로스트립 선로

시간영역에서 펄스신호는 마이크로스트립 선로에 대해 주파수 영역에서 서로 다른 주파수 성분들의 위상속도가 다르면 분산을 가져오게 되며, 또한 결합 마이크로스트립 선로에 있어서 선간 간격에 따라 결합 왜곡이 심하게 발생한다. 결합 마이크로스트립 선로의 분산 및 누화 특성은 기판 및 마이크로스트립 선로의 크기 뿐 만 아니라 주파수 의존성을 고려하여 우수 및 기수 모드 유효유전상수를 계산함으로써 정확히 해석될 수 있다.

본 연구에서는 우수 및 기수 모드 유효유전상수는 Kirschning과 Jansen의 closed-form 근사식을 이용하여 계산되었으며, 이 모델의 유효성의 범위는 식(2.26)과 같다.

$$0.1 \leq u \leq 10 \quad 0.1 \leq g \leq 10 \quad 1 \leq \epsilon_r \leq 18 \quad (2.26)$$

여기서, $u=w/h$ 는 정규화 스트립폭이고 $g=s/h$ 는 정규화 선간 간격이다. 식(2.27)와(2.28)에서는 영주파수에서 정적(static) 우수 및 기수 모드 유효유전상수를 나타낸다.

$$\epsilon_{eff_e}(0) = 0.5(\epsilon_r + 1) + 0.5(\epsilon_r - 1) \cdot (1 + 10/v)^{-a_e(v) \cdot b_e(\epsilon_r)} \quad (2.27)$$

$$v = u(20 + g^2)/(10 + g^2) + g \cdot \exp(-g)$$

$$a_e(v) = 1 + \ln((v^4 + (v/52)^2)/(v^4 + 0.432))/49 \\ + \ln(1 + (v/18.1)^3)/18.7$$

$$b_e(\epsilon_r) = 0.564((\epsilon_r - 0.9)/(\epsilon_r + 3))^{0.053}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_{eff_0}(0) = & (0.5(\varepsilon_r + 1) + a_0(u, \varepsilon_r) - \varepsilon_{eff}(0)) \\ & \cdot \exp(-c_0 \cdot g^{d_0}) + \varepsilon_{eff}(0)\end{aligned}\quad (2.28)$$

$$a_0(u, \varepsilon_r) = 0.7287(\varepsilon_{eff}(0) - 0.5(\varepsilon_r + 1)) \cdot (1 - \exp(-0.179u))$$

$$b_0(\varepsilon_r) = 0.747\varepsilon_r / (0.15 + \varepsilon_r)$$

$$c_0 = b_0(\varepsilon_r) - (b_0(\varepsilon_r) - 0.207) \cdot \exp(-0.414u)$$

$$d_0 = 0.593 + 0.694 \cdot \exp(-0.562u)$$

주파수의 변화에 따른 결합 마이크로스트립 선로의 우수 및 기수 모드 유효유전상수는 식(2.29)와 같이 표현되며, 식(2.30)와(2.31)의 $F_e(f_n)$ 과 $F_o(f_n)$ 에 의해 각 모드의 유효유전상수가 결정된다. 수식 상에서 $f_n = (f/\text{GHz}) \cdot (h/\text{mm})$ 는 정규화된 양이다.

$$\varepsilon_{eff_{e,o}}(f_n) = \varepsilon_r - (\varepsilon_r - \varepsilon_{eff_{e,o}}(0)) / (1 + F_{e,o}(f_n)) \quad (2.29)$$

$$F_e(f_n) = P_1 P_2 ((P_3 P_4 + 0.1844 P_7) \cdot f_n)^{1.5763} \quad (2.30)$$

$$P_1 = 0.27488 + (0.6315 + 0.525 / (1 + 0.0157 f_n)^{20}) \cdot u - 0.065683 \cdot \exp(-8.7513u)$$

$$P_2 = 0.33622 \cdot (1 - \exp(-0.03442\varepsilon_r))$$

$$P_3 = 0.0363 \cdot \exp(-4.6u) \cdot (1 - \exp(-(f_n/38.7)^{4.97}))$$

$$P_4 = 1 + 2.751 \cdot (1 - \exp(-(\varepsilon_r/15.916)^8))$$

$$P_5 = 0.334 \cdot \exp(-3.3(\varepsilon_r/15)^3) + 0.746$$

$$P_6 = P_5 \cdot \exp(-(f_n/18)^{0.368})$$

$$P_7 = 1 + 4.069P_6g^{0.479}\exp(-1.347g^{0.595} - 0.17g^{2.5})$$

$$F_0(f_n) = P_1P_2 \cdot ((P_3P_4 + 0.1844) \cdot f_n \cdot P_{15})^{1.5763} \quad (2.31)$$

$$P_8 = 0.7168(1 + 1.076/(1 + 0.0576(\epsilon_r - 1)))$$

$$P_9 = P_8 - 0.7913 \cdot (1 - \exp(-(f_n/20)^{1.424})) \cdot \arctan(2.481(\epsilon_r/8)^{0.946})$$

$$P_{10} = 0.242 \cdot (\epsilon_r - 1)^{0.55}$$

$$P_{11} = 0.6366 \cdot (\exp(-0.3401f_n) - 1) \cdot \arctan(1.263(u/3)^{1.629})$$

$$P_{12} = P_9 + (1 - P_9)/(1 + 1.183u^{1.376})$$

$$P_{13} = 1.695 \cdot P_{10}/(0.414 + 1.605P_{10})$$

$$P_{14} = 0.8928 + 0.1072 \cdot (1 - \exp(-0.42(f_n/20)^{3.215}))$$

$$P_{15} = \text{abs}(1 - 0.8928(1 + P_{11})P_{12} \cdot \exp(-P_{13} \cdot g^{1.092})/P_{14})$$

표 2.1에서는 유효유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 에 대한 본 보고서에서 선택한 closed-form 수식들을 보여주고 있으며, 이들 수식의 대수적 형태는 비교를 위해 원래의 형태에서 조금 수정되었다. 그리고 $\epsilon_{eff}(0)$ 는 영 주파수 혹은 quasi-TEM의 유효유전상수이며, ϵ_r 은 기판의 비유전율, h는 기판두께, w는 스트립폭, Z_0 는 선로의 특성임피던스, f는 주파수, c는 빛의 속도를 나타낸다.

Atwater에 의하면 이들 수식들을 실험치와 비교 분석한 결과 오차가 2.3 %로 Kirschning와 Jansen의 근사식이 가장 정확한 값으로 나타났다.

표 2.1 유효유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 에 대한 closed-form 수식 비교

| | closed-form 수식 | 비 고 |
|----------------------|--|---|
| 1. M. V. Schneider | $\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left(\frac{1 + f_{n1}^2}{1 + K_1 f_{n1}^2} \right)^2$ | $K_1 = \sqrt{\epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r}$ $f_{n1} = (4hf/c) \sqrt{\epsilon_r - 1} K_2 = \sqrt{\epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r}$ |
| 2. M. Kobayashi | $\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \left(\frac{1 + f_{n2}^2}{1 + K_2 f_{n2}^2} \right)^2$ | $K_2 = \sqrt{\epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r}$ $f_{n2} = (2\pi hf/c) \left(1 + \frac{w}{h} \right) \cdot \sqrt{\epsilon_r - \epsilon_{eff}(0)/D}$ $D = \tan^{-1} \left(\epsilon_r \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(0) - 1}{\epsilon_r - \epsilon_{eff}(0)}} \right)$ |
| 3. Kirschning-Jansen | $\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \frac{1 + K_3 P}{1 + P}$ | $K_3 = \epsilon_r / \epsilon_{eff}(0)$ $P = P_1 P_2 [(0.1844 + P_3 P_4) 10 \cdot F]^{1.5763}$ $P_1 = 0.27488 + [0.6315 + 0.525 / (1 + 0.157F)^{20}] (w/h) - 0.065683 \exp(-8.7513(w/h))$ $P_2 = 0.93622 [1 - \exp(-0.0344 \epsilon_r)]$ $P_3 = 0.0963 \exp(-4.6(w/h)) \times [1 - \exp(-(F/3.87)^{4.97})]$ $P_4 = 1 + 2.751 [1 - \exp(-(\epsilon_r / 15.916)^8)]$ $F = fh \text{ (GHz-cm)}$ |
| 4. Pramanick-Bhartia | $\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_{eff}(0) \frac{1 + f_{n4}^2}{1 + K_4 f_{n4}^2}$ | $K_4 = \epsilon_{eff}(0)/\epsilon_r$ $f_{n4} = 2\mu_o hf / Z_o$ |

다. CPW에 대한 근사식

CPW 선로의 $\epsilon_{eff}(f)$ 를 결정하는데는 많은 방법들이 이용되어져 왔으며, 이들 중 대부분이 이미 그 정확함이 알려져 있는 스펙트럴 영역법 혹은 횡전류분포법과 같은 full-wave 해를 이용한다. 그러나 이러한 방법들은 복잡한 프로그램을 요구하고 또한 계산하는데 시간이 많이 걸리고 CAD(Computer-Aided Design)에 유용한 closed-form 해를 제공하지 않는다. $\epsilon_{eff}(f)$ 를 계산함에 있어서 비록 full-wave 해석처럼 정확하지는 않지만 물리적 이해와 아주 간단한 closed-form 수식을 제공하는 방법이 있다.

다음은 closed-form 수식을 제공하는 방법 중에서 이론적으로 구한 값과 실험적으로 측정된 값을 이용하여 $\epsilon_{eff}(f)$ 을 구하는 방법에 대해 간단히 설명하고자 한다.

$$\beta = 2\pi \frac{f}{c} \sqrt{\epsilon_{eff}(f)} \quad (2-32)$$

$$\sqrt{\epsilon_{eff}(f)} = \sqrt{\epsilon_q} + \frac{(\sqrt{\epsilon_r} - \sqrt{\epsilon_q})}{(1 + aF^{-b})} \quad (2-33)$$

여기서, $F = f / f_{TE}$ 는 정규 주파수이다. $f_{TE} = 4C\sqrt{\epsilon_r - 1}/d$ 는 최저의 TE모드를 위한 cut-off 주파수이다. ϵ_q 는 준 정적한계에서의 유효 유전율이다. 그리고 a, b 는 배열과 치수에 의존하는 상수이다. 이 실험식은 원래 마이크로스트립 선로에 적용되는 수식이나 코플레나 도파관(CPW)이나 코플레나 스트립(CPS)에서도 주파수에 대한 분산 관계 잘 나타낸다.

분산을 구하기 식(3-14)에서 상수 a , b 는 코플레나도파관의 치수와 밀접한 관계가 있다. b 는 치수에 따라 거의 변화가 없이 $b \approx 1.8$ 인 고유치수를 가지며, a 는 식(3-15)와 같이 치수에 따라 값이 계산되어진다.

$$\log(a) = u \log(s/w) + v \quad (2-34)$$

u , v 는 유전체 두께에 의해 정의되고, 식(3-16)과 식(3-17)으로 나타낸다.

$$u = 0.54 - 0.64q + 0.015q^2 \quad (2-35)$$

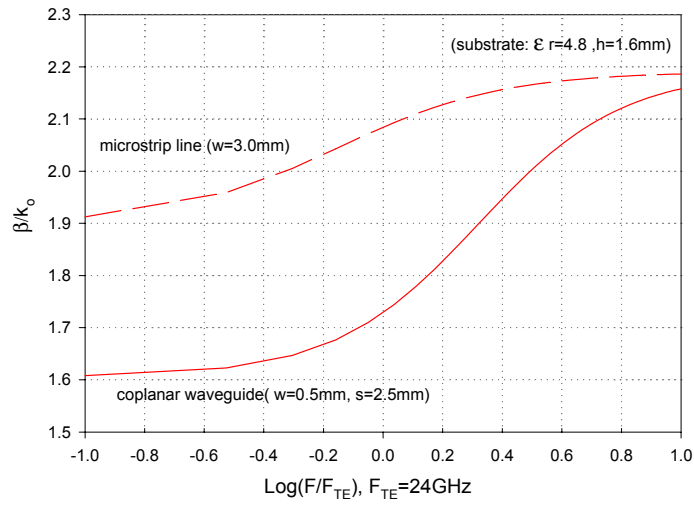
$$v = 0.43 - 0.86q + 0.540q^2 \quad (2-36)$$

여기서, $q = \log(s/d)$ 로 정의된다. 위와 같이 코플레나도파관에 대한 주파수 변화에 따른 유효유전율을 구할 수 있는 간단한 수식을 얻었다. 위의 간략화된 식은 다음과 같은 선로 파라미터의 범위에 따라 약 5% 안의 오차를 갖는다.

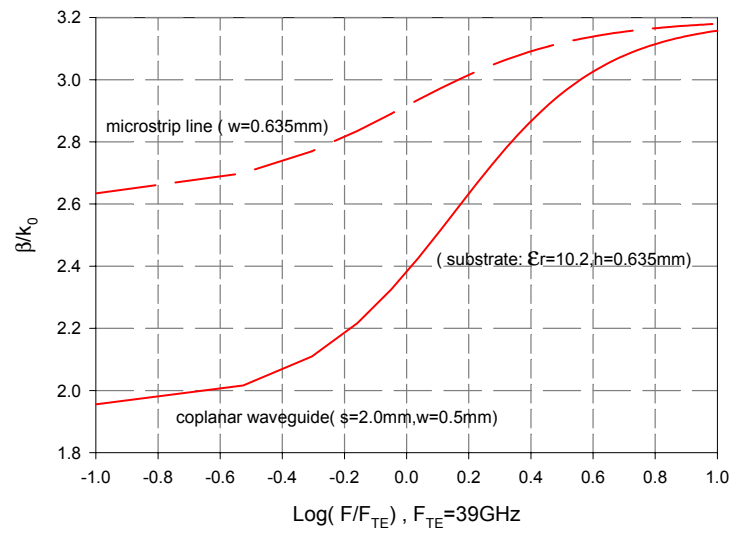
이 식의 상위 범위 밖의 값도 유효하다.

$$0.1 < s/w < 5; \quad 0.1 < s/d < 5; \quad 1.5 < \epsilon_r < 50; \quad 0 < f/f_{TE} < 10$$

그림 2-6은 펄스 폭과 주파수 분포와의 상관 관계를 그린 것이다. 그림과 같이 시간 축에 짧은 폭은 주파수 영역에서 보면 넓은 주파수 대역을 갖고 있음을 뜻한다. 이것은 다음 그림 2-7의 결과 그림을 분산 특성과 연관지어 해석하는 데 매우 유용한 그림이다.

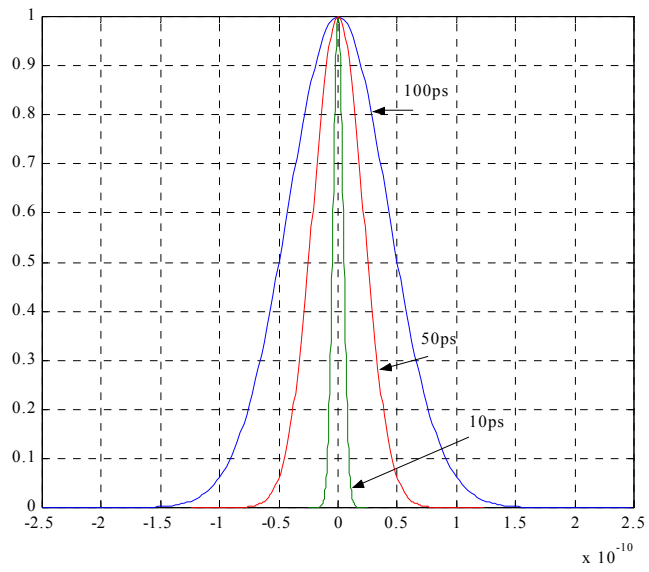


(a)

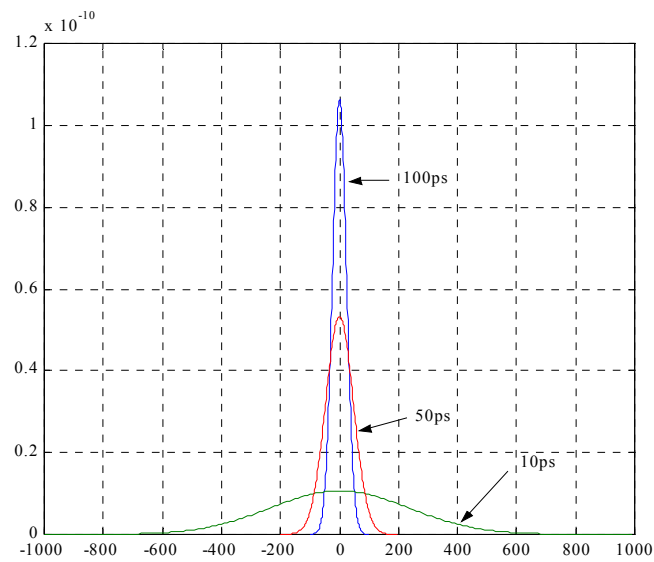


(b)

그림 2-7. 정규화된 주파수(f/f_{TE})에 따른 마이크로스트립 선로와 CPW의 유효유전율 변화 (계속)



(a) 시간 영역에서의 가우시안 신호



(b) 주파수영역에서의 가우시안 분포

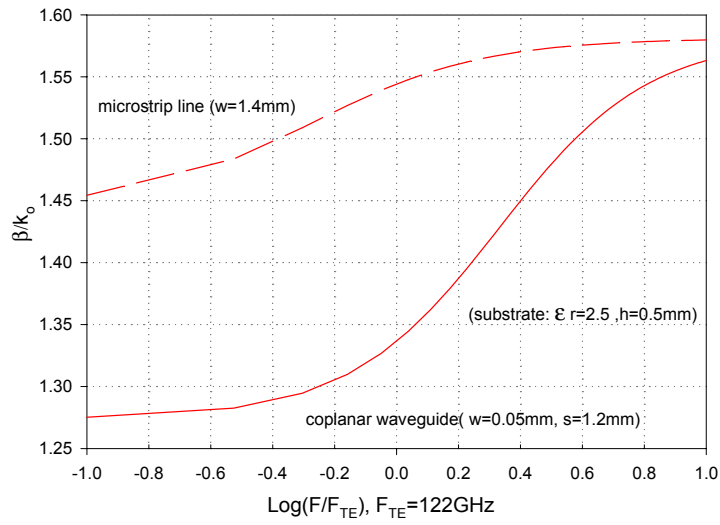
그림 2-6 가우시안 펄스 신호의 주파수 분포

그림 2-7은 50Ω인 마이크로스트립 선로와 CPW의 유효유전율 변화를 주파수에 따라 그린 것이다. 그림에서 F_{TE} 기본 TE모드의 차단 주파수를 나타낸 것이다. 기판의 구조 및 유전율에 따라 유효 유전율의 변화가 매우 다를 수 있다. 특히, CPW는 낮은 주파수 대역에서 유효유전율 변화가 없지만($F/F_{TE} < 1$) 전체적인 유효유전율 변화는 CPW가 크다 이것은 전대역의 주파수를 고려한 분산특성은 CPW가 더 크다는 것이다. 따라서 선로에 전송되는 펄스의 주파수 대역이 크면 많은 분산이 마이크로스트립 선로보다 CPW에서 많이 일어남을 알 수 있다. 그러나 F_{TE} 가 큰 경우 일반 수십psec의 가우시안 펄스 주파수 범위와 비슷해지기 때문에 이런 경우는 위와 반대로 마이크로스트립 선로보다 적은 분산 특성을 얻을 수 있다.

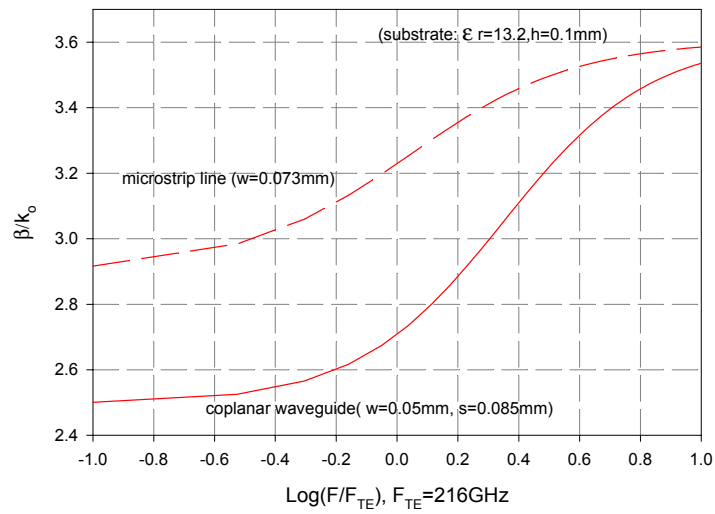
그림 2-7의 (a)와 (b)는 회로 기판에 일반적으로 사용되고 있는 FR-4와 마이크로파 기판 중 유전율이 높은 기판에 대한 결과 그림이다. 이들 기판에 대한 F_{TE} 는 각각 24GHz와 39GHz로 다른 기판에 비해 낮다. 이것은 수십 psec의 펄스 폭(FWHW:Full Width Half Maximum)을 갖는 가우시안 펄스라도 CPW에서 더 많은 분산이 일어남을 예측할 수 있다.

그림 2-7의 (c)와 (d)는 MMIC 및 MIC기판용으로 사용되는 유전율이 큰 기판에 대한 결과 그림이다. 이들 기판에 대한 F_{TE} 는 각각 122GHz와 216GHz로 다른 기판에 비해 낮다. 이것은 수십 psec의 펄스 폭(FWHW:Full Width Half Maximum)을 갖는 가우시안 펄스라도 CPW에서 더 적은 분산이 일어남을 예측할 수 있다. 이것은 (a)와 (b)의 결과와는 다른 결과로 기판의 유전율과 기판의 두께에 따라 분산의 정도를 조정할 수 있음을 알 수 있다.

결과적으로 그림 2-7은 펄스 폭(시간 축에 짧은 폭은 주파수 영역에서 보면 넓은 주파수 대역을 갖고 있음을 뜻함.)에 따라 선로간의 분산 특성이 매우 다양하게 일어짐을 알 수 있다.



(c)



(d)

그림 2-7. 정규화된 주파수(f/f_{TE})에 따른 마이크로스트립 선로와 CPW의 유효유전율 변화

제 2-3 절 Green함수에 의한 선로의 해석

가. 이론적 해석

마이크로파 소자를 구성하는 평면전송선로에는 마이크로스트립선로, 슬롯선로, CPS(Coplanar Strip)선로, CPW 선로등이 주로 쓰이고 있으며, 그 중에서도 마이크로스트립 선로는 가장 범용적으로 쓰이는 데 마이크로스트립 선로가 거의 TEM (Transverse Electro-Magnetic) 모드에 가깝게 전파되기 때문이다. 완전한 TEM 모드로 전파되지 않기 때문에 파의 진행방향으로 작은 전계와 자계 성분을 가지며 이런 성분들은 유전체와 도체 사이의 경계조건을 만족하게 된다. 이러한 현상은 단지 마이크로스트립 선로 뿐만 아니라 대부분의 전송선로에서 발생하는 것으로, 이와 같은 Non-TEM 모드는 단순한 정전용량 캐패시턴스와 인덕턴스만으로는 설명이 불가능하기 때문에 마이크로스트립 선로의 정확한 전자계 해석을 위해서는 시간에 따라 변화하는 전계와 자계를 함께 고려하고 적절한 경계조건을 만족하는 파동방정식을 풀어야 한다.

본 연구에서는 전파해석법(Full wave analysis)중 1974년 Tatsu Itoh 와 Raj Mittra가 제안한 주파수영역에서 Galerkin 방법을 사용한 SDA(Spectral Domain Analysis) 방법을 사용하였다. SDA 방법은 시간영역에서의 해석법과는 달리 주파수 영역에서 경계조건에 의해 적분방정식을 유도하기 때문에 다음과 같은 장점을 가진다.

첫째, 미분방정식이 아닌 적분방정식이 간단한 대수방정식의 형태로 나타내어지고,

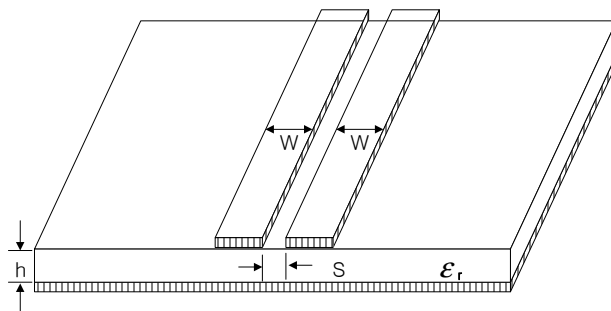
둘째, 전파상수를 결정하는 해의 수렴성이 좋으며,

셋째, 적분이 시간영역에서의 컨볼루션이 아닌 대수곱의 적분으로 표현되고,

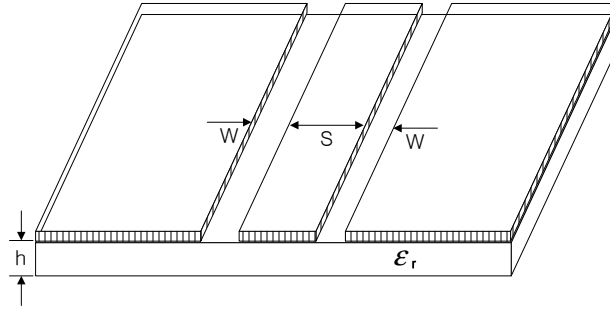
넷째, 전류와 전계의 기저함수에 따른 각각의 해에 대한 모드의 물리적 특성을 파악하기 쉽다.

SDA 방법은 위와 같은 장점을 가지므로 마이크로스트립 선로등의 단일평면 전송선로와 손실이 있는 유전체로 이루어지는 Slow-wave 선로, 평면구조 공진기(Resonator of Planar Configuration) 등의 해석에 매우 용이하게 적용될 수 있다. 그러나, SDA 방법에서는 도체 스트립의 두께를 무시하므로 임의의 전도도를 가지는 도체로 이루어지는 구조에는 적용이 어려우며, 측벽방향으로의 불연속에 대해서는 해석이 매우 어렵다는 단점을 가지고 있다. SDA 방법은 이러한 단점에도 불구하고 수학적으로 효율적이며 특히 수치해석에 용이한 장점을 가지고 있어서 가장 널리 쓰이는 전파해석법중 하나이다.

본 보고서에서는 SDA 방법을 이용하여 단일 마이크로스트립 전송선로와 마이크로스트립 전송선로의 특성을 해석하였다. 여기에서 모든 구조의 접지면과 선로에 사용된 도체의 도전을, 선로는 무한하며 도체의 두께는 0 이라고 가정을 하였으며 또한 기판의 손실은 무시하였다. 본 보고서에서 SDA 방법으로 해석하기 위한 마이크로스트립 선로의 구조는 그림 2-8과 같은 구조를 가지며 폭이 w 인 도체가 두께 d , 비유전율(relative dielectric constant) ϵ_r 인 얇고 접지된 유전판 위에 인쇄된다.



(a) 마이크로스트립 선로의 구조



(b) CPW 선로

그림 2-8. 마이크로스트립 및 CPW선로의 구조

스펙트럴영역에서의 해석법은 유전체 층의 효과를 정확하게 모델링하는 것으로 유전체가 무한히 펼쳐져 있다고 가정하고 유전체-공기 층간의 경계에 대한 적당한 경계조건을 이용한다. 이러한 유전체 층에 대한 정확한 Green함수는 방사파, 표면파, 유전체 손실, 외부소자와의 결합 등을 포함하며 이러한 Green함수를 모멘트법에 적용하므로써 비록 계산시간은 증가하더라도 정확한 결과를 얻을 수 있다.

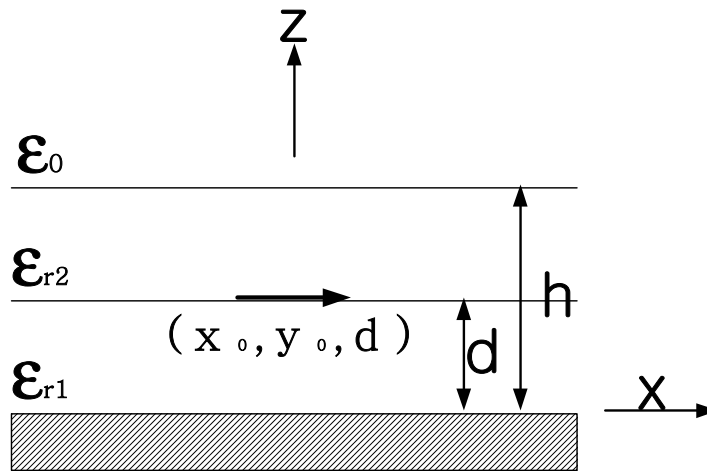


그림 2-9. 유전체 기판에서의 x축방향의 미소전기쌍극자

그림 2-9와 같이 유전체 두께 d , 상대 유전율이 ϵ_r 인 유전체 기판 위에 x 축 방향으로 단위 크기의 미소 전기쌍극자(Electric Dipole)가 (x_0, y_0, d) 인 지점에 놓여 있고 그 위에 두께 $h-d$, 상대 유전율이 ϵ_{r2} 인 유전체 덮개 층이 놓여 있는 구조를 가정하면, 이 단위 크기의 미소 전기쌍극자로부터 전자계를 유도할 수 있다.

그림 2-9에서의 스칼라 전위함수를 ϕ 라고 하면 이는 식(2-37)과 같은 Helmholtz 방정식을 만족한다.

$$\nabla_t^2 \phi + \gamma^2 \phi = 0 \quad (2-37)$$

식(2-37)의 해는 식(2-38)와 같고, 아래첨자 e 와 h 는 각각 TE 와 TM 형태의 필드를 의미한다.

$$\begin{aligned} \widetilde{\phi}_e(\alpha, y) &= A_s \sin \beta_1 y & , y < d \\ &= B_s \exp[-\beta_2(y-d)] & , y > d \\ \widetilde{\phi}_h(\alpha, y) &= C_s \cos \beta_1 y & , y < d \\ &= D_s \exp[-\beta_2(y-d)] & , y > d \end{aligned} \quad (2-38)$$

여기에서 α 는 푸리에 변수이고, β 는 미지의 전파상수이다. 식(2-38)에서 가정한 전위함수를 각각의 전자계 성분에 대입하고 식(2-39)와 같은 영역 ①과 ②의 경계 $y = d$ 에서의 경계조건을 대입하면 미지의 변수 A_s, B_s, C_s, D_s 를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
\widetilde{E}_{z_1}(\alpha, d) &= \widetilde{E}_{z_2}(\alpha, d) \\
\widetilde{E}_{x_1}(\alpha, d) &= \widetilde{E}_{x_2}(\alpha, d) \\
\widetilde{H}_{z_1}(\alpha, d) - \widetilde{H}_{z_2}(\alpha, d) &= \widetilde{J}_x(\alpha) \\
\widetilde{H}_{x_1}(\alpha, d) - \widetilde{H}_{x_2}(\alpha, d) &= \widetilde{J}_z(\alpha)
\end{aligned} \tag{2-39}$$

도체가 완전 도체라는 가정으로부터 식(2-40)와 같은 두 개의 조건을 얻을 수 있고, 이 두 식을 $|x| < \infty$ 의 구간에서 푸리에 변환하면 주파수 영역에서의 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
E_{z_2}(x, d) &= j \frac{k_2^2 - \beta^2}{\beta} u(x) \\
\frac{d}{dy} H_{z_2}(x, d) &= j \frac{k_2^2 - \beta^2}{\beta} v(x)
\end{aligned} \tag{2-40}$$

이 때 $u(x)$ 와 $v(x)$ 는 미지의 함수이다. 전계와 자계의 푸리에 변환된 식에 경계조건에서 구한 미지의 변수를 대입하면 식(2-41)과 같은 두 방향의 전류분포에 대한 결합방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
G_{11}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_x(\alpha) + G_{12}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_z(\alpha) &= \widetilde{U}_1(\alpha) + \widetilde{U}_2(\alpha) \\
G_{21}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_x(\alpha) + G_{22}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_z(\alpha) &= \widetilde{V}_1(\alpha) + \widetilde{V}_2(\alpha)
\end{aligned} \tag{2-41}$$

식(2-41)의 해를 구하기 위해서 주파수 영역에서의 Galerkin 방법을 적용하였다. 우선 식(2-30)의 미지의 함수 중 $\widetilde{J}_x, \widetilde{J}_z$ 를 이미 알려진 기저함수

$\widetilde{J}_{xn}, \widetilde{J}_{zn}$ 으로 전개시켜 식(2-42)의 관계를 정의하면,

$\widetilde{U}_1(\alpha), \widetilde{U}_2(\alpha), \widetilde{V}_1(\alpha), \widetilde{V}_2(\alpha)$ 네 개의 미지의 함수를 Parseval의 정리에 의해서 소거할 수 있다.

$$\begin{aligned}\widetilde{J}_x(\alpha) &= \sum_{n=1}^M c_n \widetilde{J}_{xn}(\alpha) \\ \widetilde{J}_z(\alpha) &= \sum_{n=1}^N d_n \widetilde{J}_{zn}(\alpha)\end{aligned}\tag{2-42}$$

여기에서 기저함수 $\widetilde{J}_{xn}, \widetilde{J}_{zn}$ 는 각각의 역푸리에 변환이 $|x| < \frac{w}{2}$ 의 영역에서만 0이 아니고, 그 외의 영역에서는 0인 값을 가지는 함수로 선택되어야 한다. 식 (2-42)을 식(2-41)에 대입하고 $\widetilde{J}_{xm}, \widetilde{J}_{zm}$ 을 각각 내적시켜 주면 식 (2-43)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}\sum_{n=1}^M K_{mn}^{(1,1)} c_n + \sum_{n=1}^N K_{mn}^{(1,2)} d_n &= 0, \quad m=1, 2, \dots, N \\ \sum_{n=1}^M K_{mn}^{(2,1)} c_n + \sum_{n=1}^N K_{mn}^{(2,2)} d_n &= 0, \quad m=1, 2, \dots, M\end{aligned}\tag{2-43}$$

여기서,

$$\begin{aligned}K_{mn}^{(1,1)} &= \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{J}_{zm}(\alpha) G_{11}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_{xn}(\alpha) d\alpha \\ K_{mn}^{(1,2)} &= \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{J}_{zm}(\alpha) G_{12}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_{zn}(\alpha) d\alpha \\ K_{mn}^{(2,1)} &= \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{J}_{xm}(\alpha) G_{21}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_{xn}(\alpha) d\alpha \\ K_{mn}^{(2,2)} &= \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{J}_{xm}(\alpha) G_{22}(\alpha, \beta) \widetilde{J}_{zn}(\alpha) d\alpha\end{aligned}\tag{2-44}$$

로 주어진다.

전파상수 β 는 행렬 식(2-42)의 Determinant 식(2-43)가 영이 되는, 즉 식(2-45)의 근으로 주어진다.

$$D(\beta) = \begin{vmatrix} K_{mn}^{(1,1)} & K_{mn}^{(1,2)} \\ K_{mn}^{(2,1)} & K_{mn}^{(2,2)} \end{vmatrix} = 0 \quad (2-45)$$

이렇게 해서 얻어진 전파상수 β 로부터 식(2-46)을 이용하여 유효유전율 ϵ_{eff} 를 구할 수 있다.

$$\epsilon_{eff} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_g} \right)^2 = \left(\frac{\beta}{k} \right)^2 \quad (2-46)$$

마이크로스트립 선로의 특성 임피던스는 전력과 전압, 전류의 관계에 따라 여러 가지 형태로 정의될 수 있는데 본 논문에서는 파의 진행방향으로 전달되는 포인팅전력과 마이크로스트립 선로 위의 전류의 관계로부터 식(2-47)과 같은 정의식을 사용하였다.

$$Z_0 = \frac{P}{I^2} \quad (2-47)$$

여기에서, 포인팅 전력 P 는 식(2-48)로 정의된다.

$$P = \text{Re} \int_0^c \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \, dy \quad (2-48)$$

선로상의 전류밀도는 실제 선로의 전류의 특성을 갖는 독립적인 기저함수로

확장하여 표현해야 한다. 그리고 선로의 구조에서 공기-유전체
 접촉면(air-dielectric interface plane)에서 전류의 진행방향과 수직방향 성분을
 가정 할 수 있으며, 본 연구에서 사용한 선로상의 전류 밀도에 대한
 확장함수(expansion function)는 아래와 같이 Kobayashi와 Iijima에 의해
 제안한 체비셰프(Chebyshev) 다항식을 사용하였다.

$$J_{zn}(x) = \frac{T_n(2x/w)}{\sqrt{1-(2x/w)^2}}$$

$$J_{xn}(x) = U_n(2x/w) \sqrt{1-(2x/w)^2}$$

여기서, $n=0, 1, 2, 3, \dots$ 이고, $|x| \leq w/2$ 이다. $T_n(x)$ 와 $U_n(x)$ 는 각각
 첫 번째와 두 번째 체비셰프다항식이다. 단일 마이크로스트립 선로에 대한 종
 방향 및 횡방향의 전류분포는 각각 우함수적 대칭성 및 기함수적 대칭성을 갖
 지만, 복수의 마이크로스트립 선로에 대해서는 전류 분포가 우함수 및 기함수
 적 성분이 동시에 존재한다. 그러므로 복수의 선로에 대해서는 우함수 및 기함
 수의 대칭성을 동시에 가지고 있는 체비셰프 다항식을 전류 확장함수로 모두
 사용해야 한다. 위의 식의 대응되는 푸리에 변환식은 다음과 같다.

$$\widetilde{J}_{zn} = (-j)^n \frac{\pi w}{2} J_n\left(\frac{\alpha w}{2}\right)$$

$$\widetilde{J}_{xn} = (-j)^{(n+1)} \frac{\pi w}{\alpha} J_{(n+1)}\left(\frac{\alpha w}{2}\right)$$

여기서, $\widetilde{J}_n(\alpha)$ 는 n 차 베셀(Bessel)함수를 나타낸다.

나. 수치적 계산 결과

그림 2-10은 앞 절의 방법과 주파수 영역에서 모멘트법인 Full-wave 방법을 이용하여 구한 마이크로스트립 선로의 유효유전율의 변화를 그린 것이다. 선로의 치수는 $w=1.0\text{mm}$ 이고 사용된 기판은 GaAs로 유전율이 13.0이고 기판 두께가 1.0mm 이다.

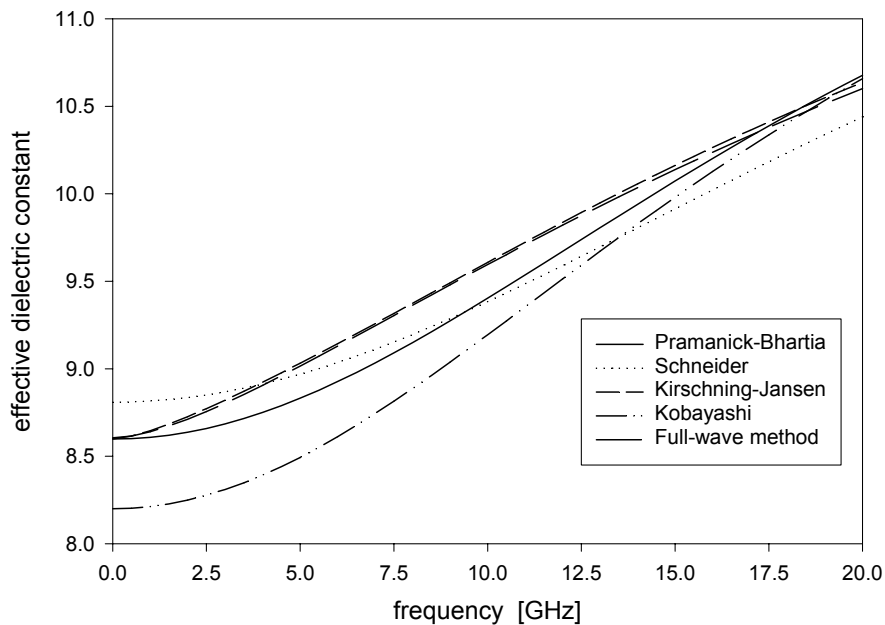
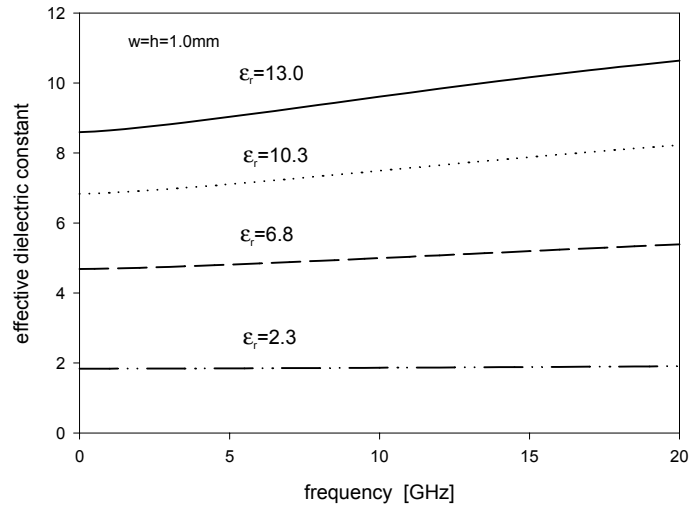


그림 2-10. 단일 마이크로스트립 선로의 유효유전율 변화

주파수 변화에 유효유전율도 점점 커짐을 알 수 있다. 또한 각 방법을 비교하면 Jansen방법이 Full-wave방법으로 계산된 결과와 가장 잘 일치함을 알 수 있다.

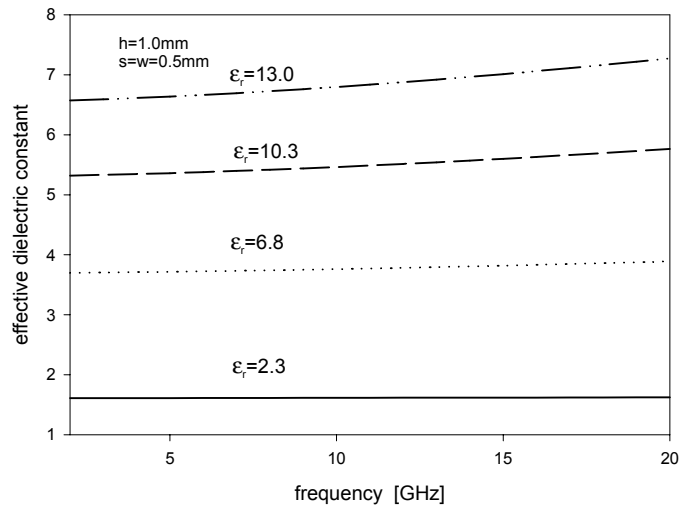
그림 2-11은 $50\ \Omega$ 인 마이크로스트립 선로와 CPW에서 주파수 및 유전율 변화에 따른 유효유전율의 변화를 계산한 결과이다. 마이크로스트립 선로인 경우 유전율 6.8일 때 최대 17.8% 변화하였고, CPW인 경우는 기판 유전율이 13.0일 때 최대 5.4%변화함을 알 수 있다.



| 마이크로스트립선로: w=h=1.0mm | 기판 유전율 | 유효유전율 | | 오차: $\epsilon_{eff}(f_{\max}) - \epsilon_{eff}(f_{\min})$ | 오차율= 오차/유전율 $\times 100$ |
|-------------------------|-----------|----------------------------|----------------------------|--|--------------------------------|
| | | $\epsilon_{eff}(f_{\min})$ | $\epsilon_{eff}(f_{\max})$ | | |
| | 13.0 | 8.60 | 10.64 | 2.04 | 15.7 |
| | 10.3 | 6.83 | 8.23 | 1.40 | 13.6 |
| | 6.8 | 4.18 | 5.39 | 1.21 | 17.8 |
| | 2.3 | 1.84 | 1.91 | 0.07 | 3.0 |

(a)microstripline

그림 2-11. $50\ \Omega$ 마이크로스트립 선로와 CPW의 주파수 변화에 따른 유효유전율 변화 (계속)



| CPW: h=1.0mm, s=w=0.5mm | 기판 유전율 | 유효유전율 | | 오차: $\epsilon_{eff}(f_{\max})$ - $\epsilon_{eff}(f_{\min})$ | 오차율= 오차/유효유전율 $\times 100$ |
|-------------------------------|-----------|----------------------------|----------------------------|---|----------------------------------|
| | | $\epsilon_{eff}(f_{\min})$ | $\epsilon_{eff}(f_{\max})$ | | |
| | 13.0 | 6.57 | 7.27 | 0.70 | 5.4 |
| | 10.3 | 5.32 | 5.76 | 0.44 | 4.3 |
| | 6.8 | 3.70 | 3.89 | 0.19 | 2.8 |
| | 2.3 | 1.61 | 1.62 | 0.01 | 0.4 |

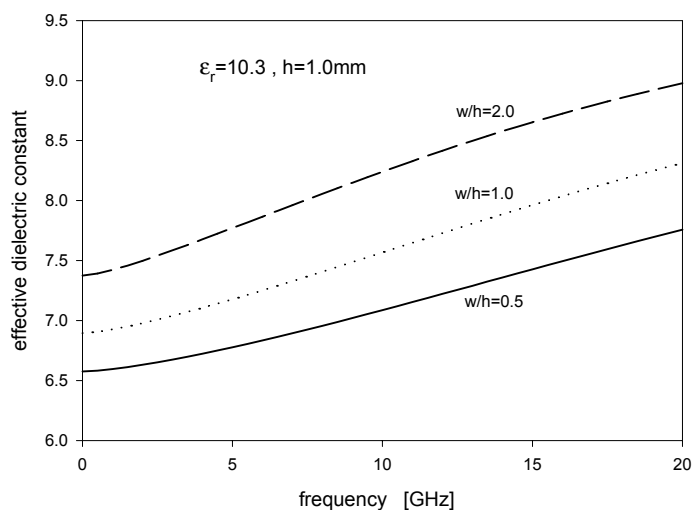
(b) CPW

그림 2-11. $50\ \Omega$ 마이크로스트립 선로와 CPW의 주파수 변화에 따른 유효유전율 변화

기판의 유전율이 커짐에 따라 유효유전율의 변화는 점점 커지지만 주파수 변화에 유효유전율 변화는 마이크로스트립 선로의 경우와 비교

하면 매우 작음을 알 수 있다. 이것은 주파수에 따라 선로의 전반적인 특성이 변화하지 않아 광대역 안테나의 급전 선로로 사용 가능함을 나타내는 것이다.

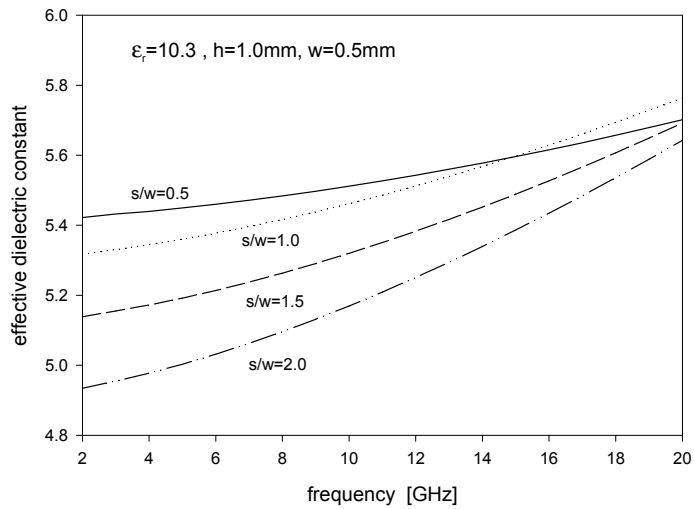
그림 2-12는 유전율이 10.3이고 두께가 1.0mm인 기판에서 마이크로 스트립 선로와 CPW에 대한 주파수 변화에 따른 유효유전율 변화를 구한 것이다.



| 마이크로스트립선로: 유전율10.3, h=1.0mm | w/h 변화 | 유효유전율 | | 오차: $\epsilon_{eff}(f_{max}) - \epsilon_{eff}(f_{min})$ | 오차율= 오차/유효유전율 $\times 100$ |
|-----------------------------------|-----------|---------------------------|---------------------------|--|----------------------------------|
| | | $\epsilon_{eff}(f_{min})$ | $\epsilon_{eff}(f_{max})$ | | |
| | 0.5 | 6.58 | 7.76 | 1.18 | 11.5 |
| | 1.0 | 6.83 | 8.23 | 1.40 | 13.6 |
| | 2.0 | 7.37 | 8.98 | 1.61 | 15.6 |

(a)microstripline

그림 2-12. 마이크로스트립 선로와 CPW에서 선로 크기에 따른 유효유전율 변화(계속)



| CPW: h=1.0mm, w=0.5mm | s/w 변화 | 유효유전율 | | 오차: | 오차율= 오차/유효유전율 × 100 |
|-----------------------------|-----------|---------------------------|---------------------------|---|---------------------------|
| | | $\epsilon_{eff}(f_{min})$ | $\epsilon_{eff}(f_{max})$ | $\epsilon_{eff}(f_{max}) - \epsilon_{eff}(f_{min})$ | |
| | 0.5 | 5.42 | 5.70 | 0.28 | 2.7 |
| | 1.0 | 5.32 | 5.76 | 0.44 | 4.3 |
| | 1.5 | 5.14 | 5.69 | 0.55 | 5.3 |
| | 2.0 | 4.93 | 5.64 | 0.71 | 6.9 |

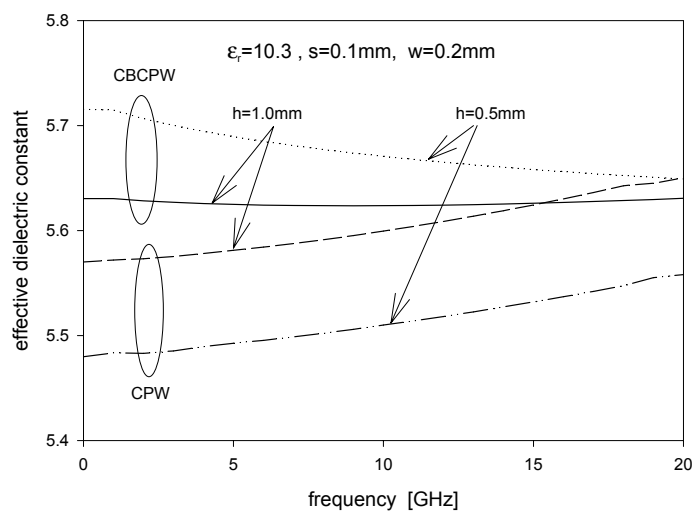
(b) CPW

그림 2-12. 마이크로스트립 선로와 CPW에서 선로 크기에 따른 유효유전율 변화

마이크로스트립 선로인 경우는 선로의 폭 변화에 대한 유전율을, CPW 인 경우는 중심 도체와 접지간 사이의 거리인 s변화에 대한 유전율 변화를 구한 것이다. 마이크로스트립 선로인 경우 w/h가 2.0일 때 최대

유전율 변화는 1.61%였고 CPW인 경우 $s/h=2.0$ 일 때 최대 유전율 변화는 0.71%로 CPW의 유전율 변화가 현저히 낮음을 알 수 있다.

그림 2-13은 CPW와 현재 MMIC회로의 선로로 매우 유용한 CBCPW(Conductor-Backed CPW)의 주파수 변화에 따른 유효유전율 변화를 구한 것이다.



| 기관 두께 [mm] | 선로 종류 | 유효유전율 | | 오차: $\epsilon_{eff}(f_{\max}) - \epsilon_{eff}(f_{\min})$ |
|------------|-------|----------------------------|----------------------------|--|
| | | $\epsilon_{eff}(f_{\min})$ | $\epsilon_{eff}(f_{\max})$ | |
| 0.5 | CPW | 5.48 | 5.56 | 0.08 |
| | CBCPW | 5.72 | 5.65 | 0.07 |
| 1.0 | CPW | 5.57 | 5.65 | 0.08 |
| | CBCPW | 5.63 | 5.62 | 0.01 |

그림 2-13. CBCPW와 CPW의 유효유전율 변화 비교

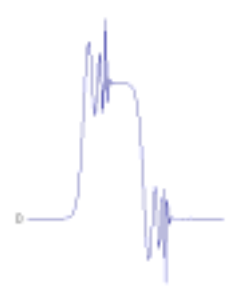
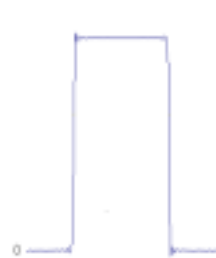
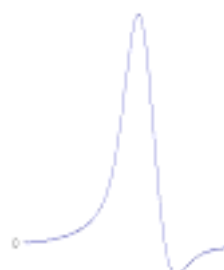
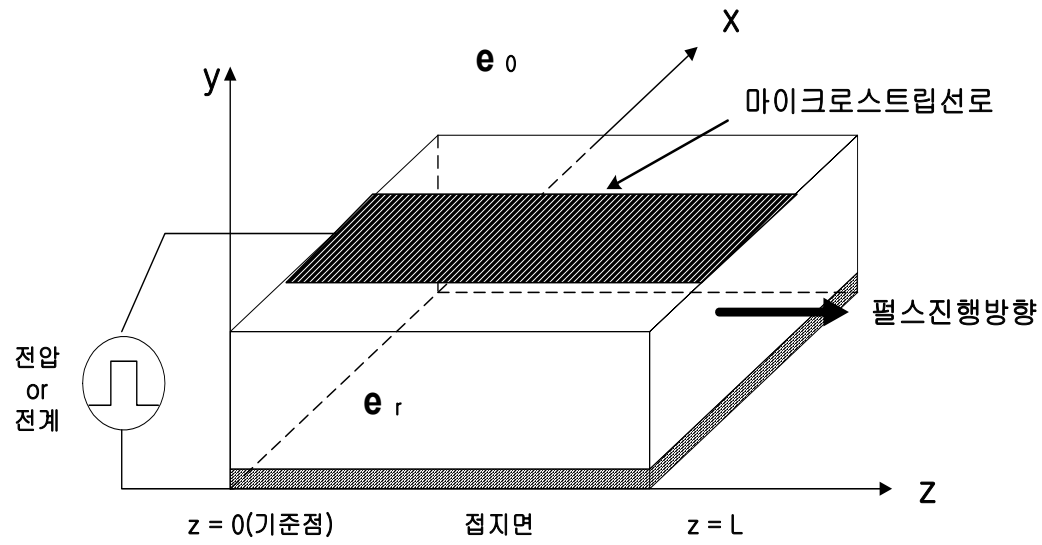
그리고 그림 아래의 표는 그림 결과 중 주요 수치를 비교하기 위한 표이다. 그림 2-13에서 알 수 있듯이 CBCPW는 약간의 차이지만 CPW보다 더욱 유전율 변화가 없음을 알 수 있다. 즉 신호의 분산이 더 적게 발생됨을 의미한다.

앞서 구한 결과들은 모두 주파수 영역에서 모멘트법인 Full-wave방법을 이용하여 구한 유효유전율의 변화를 그린 것이다. 이들 결과로부터 CPW는 단일평면 위에 선로와 접지면이 동시에 존재하고, 선로와 접지면 사이의 간격에 따라 특성이 변하게 되므로 마이크로스트립 선로에 비해 분산 즉 주파수 변화에 따른 유효유전율 변화가 적었다. 기관의 유전율이 커짐에 따라 유효유전율의 변화는 점점 커지지만 주파수 변화에 유효유전율 변화는 마이크로스트립 선로의 경우와 비교하면 매우 작음을 알 수 있다. 이것은 주파수에 따라 선로의 전반적인 특성이 변화하지 않아 광대역 안테나의 급전 선로로도 사용 가능함을 나타낸 것이다.

제 3 장 선로에서의 펄스 전송 특성

전자기 펄스 파형은 높은 주파수로 증가함에 따라 진폭은 감소하는 무한개의 정현파로 이루어져 있다. 마이크로스트립 선로 상에서 위상 속도는 주파수에 의존하기 때문에 펄스 파형의 다른 주파수 성분들은 다른 위상속도로 전파하게 되며, 결국 마이크로스트립 선로의 종단 점에서 펄스 파형의 왜곡을 야기 시킨다. 기하학적 구조상으로 볼 때 전자계가 도파로, 동축선로, 스트립선로에서는 하나의 매질에 한정되는 반면, 마이크로스트립 선로는 필드가 부분적으로는 공기 중에 있고, 부분적으로 유전체에 존재하도록 되어 있다. 이러한 선로 구조에서 공기와 유전체의 경계면에서는 순수한 TEM 모드 외에 고차모드가 발생하게 된다. 그러므로 위상상수는 주파수의 선형함수가 아니며 선로의 분산 특성으로 인해 파형의 분산을 야기시킨다. 또한 아주 작은 펄스폭을 갖는 EMP 신호에 대해 결합 마이크로스트립 선로와 같이 밀집되게 위치한 스트립 도체는 고유 주파수 분산과 전파 감쇄에 더하여 신호 펄스의 결합 왜곡을 일으키며, 이웃하는 선로에 예기치 않는 누화(crosstalk)를 발생시킨다.

본 보고서에서는 단일 마이크로스트립 선로상에서 가우시안(Gaussian) 펄스, 구형(square) 펄스와 결합 마이크로스트립 선로상에서 가우시안(Gaussian) 펄스, 구형(square) 펄스, 사다리꼴 펄스, RF 펄스와 같은 EMP 신호의 분산 및 누화 특성을 고찰하기위해서 앞에서 언급한 유효유전상수에 대한 Kirschning과 Jansen의 closed-form 근사식과 해석적 방법을 결합하였다.



(a) $z=0$ 에서 펄스신호

(b) $z=L$ 에서 펄스신호

그림 3-1 마이크로스트립 선로상의 전압 또는 전계 분포

제 3-1 절 단일 마이크로스트립 선로

$z=0$ (마이크로스트립 선로의 기준점)에서 전압 혹은 전계는 다음과 같이 표현된다.

$$v(t, z=0) = \begin{cases} v(t), & -T/2 \leq t \leq T/2 \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (3-1)$$

주파수 영역에서 신호는 식(4-2)처럼 씌여질 수 있다.

$$V(w, z=0) = \int_{-T/2}^{T/2} v(t, z=0) e^{-jwt} dt \quad (3-2)$$

여기서, $V(w)$ 와 $v(t)$ 는 변환쌍을 이룬다. 구형펄스와 같은 어떤 과도신호에 대해서 구간 $-T/2 \leq t \leq T/2$ 는 펄스폭을 정의하고 신호는 짧은 시간 간격에서 제한된다. 가우시안 펄스의 경우에 있어서 그 응답을 완전히 특성짓기 위해서는 $-\infty < t < \infty$ 의 시간 간격이 요구된다.

거리 L 에서 주파수 영역의 신호(혹은 펄스)는 식(3-3)과 같이 되며,

$$V(w, z=L) = V(w, z=0) e^{-\gamma(w)L} \quad (3-3)$$

주파수에 의존하는 전파상수는 다음과 같다.

$$\gamma(w) = \alpha(w) + j\beta(w) \quad (3-3a)$$

여기서 $\alpha(w)$ 와 $\beta(w)$ 는 각각 감쇄상수, 위상상수이다. 본 연구를 위해 주파수에 의존하는 감쇄상수 $\alpha(w)$ 는 무시된다고 가정하고, 식(3-3)은 식(3-4)과 같이 표현된다.

$$V(w, z=L) = V(w, z=0)e^{-j\beta(w)L} \quad (3-4)$$

식(3-4)에 역변환을 취하면 $z=L$ 에서 펄스의 시간영역을 알 수 있으며 식(3-5)과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} v(t, L) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(w, z=L)e^{+j\omega t} dw \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(w, z=0)e^{+j[\omega t - \beta(w)L]} dw \end{aligned} \quad (3-5)$$

손실이 없는 선로에 대해 위상상수 $\beta(w)$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\beta(w) = w\sqrt{\mu\epsilon(w)} = \frac{w}{c}\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}(w)} \quad (3-6)$$

$v(t, 0)$ 의 변환 식 $V(w, z=0)$ 는 구형, 가우시안, 삼각 dc 펄스, 그리고 이러한 펄스에 의해 변조된 임의의 RF파와 같은 많은 일반 파형에 대해 쉽게 얻어진다. 좀 더 복잡한 파형의 변환은 이러한 기본 파형을 이용하여 만들어질 수 있다.

시간영역 표기인 식(3-7)의 가우시안 펄스의 푸리에 변환은 식(3-8)으로 주어진다.

$$f(t) = A \exp(-a^2 t^2) \quad (3-7)$$

$$F(w) = \frac{A\sqrt{\pi}}{a} \exp(-w^2/4a^2) \quad (3-8)$$

여기서 $2/a$ 는 3-dB 펄스폭이고 A 는 시간영역에서 펄스의 진폭이다.

구형 펄스에 대한 시간영역 수식은 식(3-9)와 같다.

$$f(t) = \begin{cases} A, & -L \leq t \leq L \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3-9)$$

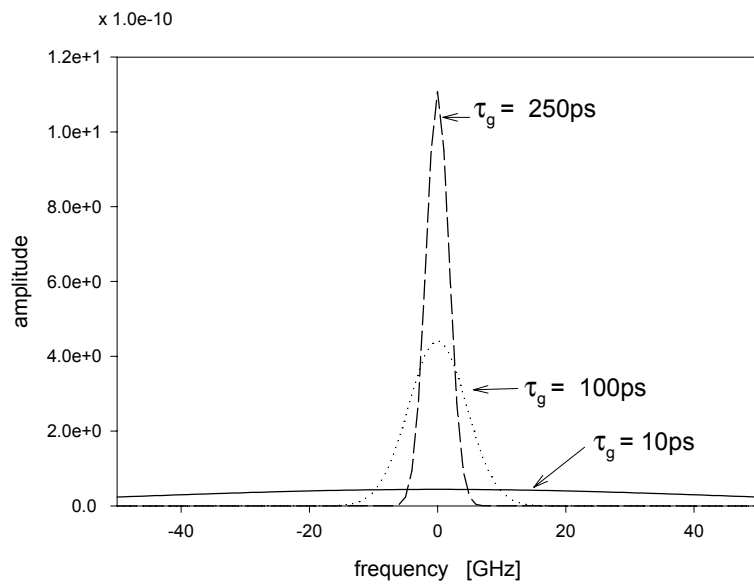
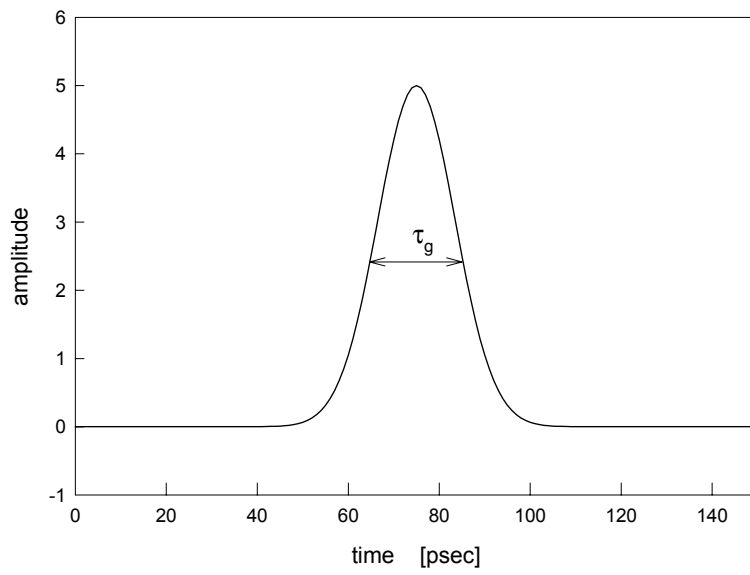
이 식의 푸리에 변환은 다음과 같다.

$$F(w) = 2A \frac{\sin(Lw)}{w} \quad (3-10)$$

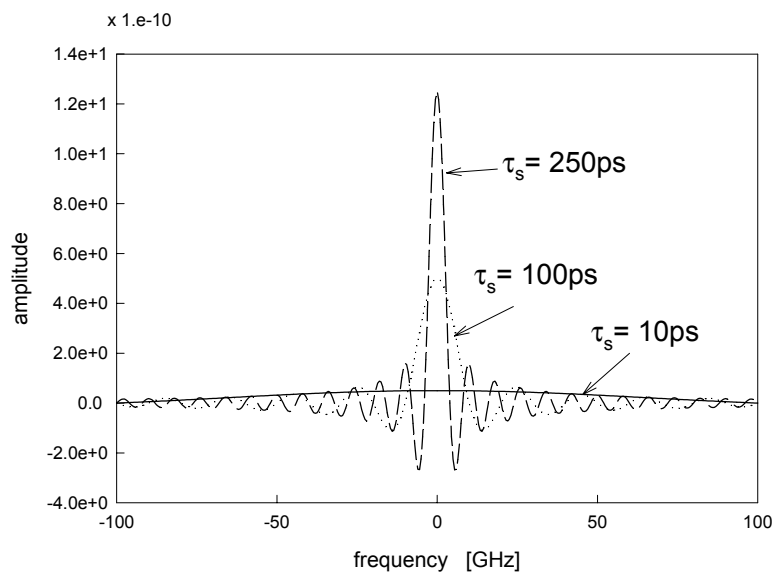
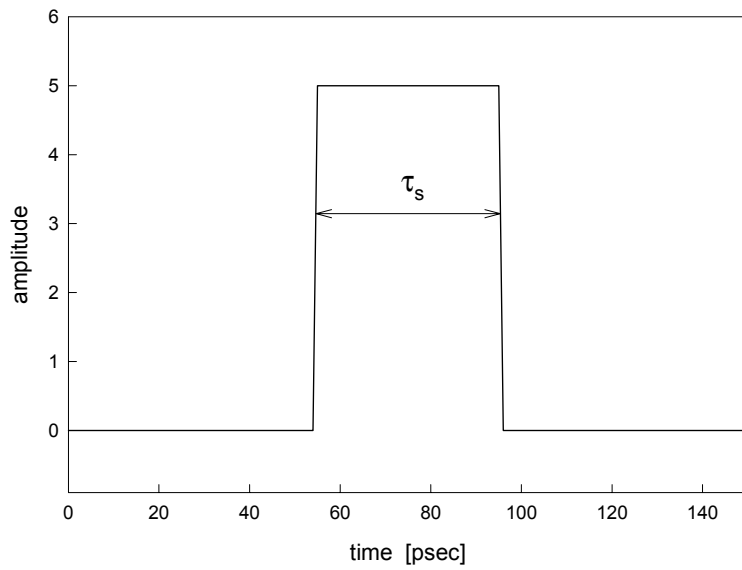
여기서 $2L$ 은 펄스폭이고 A 는 펄스의 진폭이다.

반송주파수 w_o 를 갖는 RF 펄스의 푸리에 변환은 dc 펄스와 같은 형태를 갖지만, 이것은 2개의 등가 성분으로 나뉘어지며, 하나는 주파수 상에서 위로 이동하고 다른 하나는 아래로 이동한다. 예를들면 식 (3-10)의 시간영역으로 표시되는 구형 펄스는 식(3-11)로 푸리에 변환된다.

$$f(t) = \begin{cases} A \cos w_o t, & -L \leq t \leq L \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3-11)$$



(a) 가우시안 펄스신호



(b) 구형 펄스신호

그림 3.2 가우시안 및 구형 펄스신호의 Fourier 변환쌍

$$F(w) = A \left[\frac{\sin[L(w - w_o)]}{(w - w_o)} + \frac{\sin[L(w + w_o)]}{(w + w_o)} \right] \quad (3-12)$$

푸리에 변환이 실제 주파수 스펙트럼 관점으로부터 분산 특성 표현에 적합하기 때문에 라플라스 변환대신에 펄스를 분석하는데 이용되었다. 이것은 주파수의 함수인 유효유전상수의 변화와 펄스 분산에 대한 영향을 연구하는데 효과적이다.

그림 3-2에서 가우시안 및 구형 펄스신호의 Fourier 변환쌍을 도시하고 있으며, 펄스폭 τ 가 좁으면 좁을수록 주파수 스펙트럼 분포는 더욱 광대역이 됨을 알 수 있다.

주파수 의존 위상상수 $\beta(f)$ 의 복잡성이 closed-form의 적분계산을 어렵게 한다. 이러한 적분 계산을 하는데는 크게 3가지로 분류할 수 있다. 첫째는 가장 직접적인 방법인 수치적분법이고, 둘째는 적분식의 전체 적분구간에 대해 근사화하는 테일러 급수 전개(Taylor series expansion) 방법이다. 이 방법은 수치적분법에 비해 계산시간이 덜 걸리는 장점은 있지만 정확도면에서는 떨어진다. 세째는 식(3-12)의 적분구간에 대해 어떤 정지위상점을 갖는 f_s 를 찾아 수식을 재배열함으로써 적분을 수행하는 정지위상법(The method of stationary phase)이다.^[20] 이는 펄스가 선로를 따라 진행해 갈 때 거리 L에 대한 정지위상점은 어떤 시간차에 대해서만 알 수 있으며, 시간차는 펄스의 위치와 일치한다. 그러나 시간 간격이 너무 짧아서 대부분의 경우에 전체 펄스를 포함할 수 없으므로 이 방법은 한정된 범위에서만 유효하다. 본 논문에서는 비교적 정확성을 가지며 시뮬레이션하기에 편리한 수치적분법을 이용하였다.

수치 적분이 식(3-2)를 계산하는데 가장 직접적인 방법이지만 그것의 정확도는 계산 시간량과 가용한 기억공간에 의존한다. dc 펄스는 RF 펄스보다 컴퓨터 자원을 덜 이용하고 이 방법이 이들 해석에 가장 적당하다. 테일러 급수전개 방법은 식(3-2)의 전체 적분에 대한 근사화이다. 이것은 수치적분보다 다소 덜 정확하지만 특히 RF 펄스에 대해 적분을 계산하는데 계산시간이 덜 걸린다.

식(3-2)에서 적분구간은 $-\infty < w < \infty$ 이다. 하지만 어떤 각주파수 w_L 이상에서는 적분값은 무시될 수 있다. 아주 폭이 좁은 펄스는 높은 주파수 성분을 갖으며 높은 w_L 를 필요로 한다. 만일 τ 이 펄스폭이라면 그 때,

$$w_L = \zeta / \tau \quad (3-13)$$

여기서, ζ 는 파형에 따른 상수이다. 예를들면 빠른 상승시간(높은 주파수 성분)을 갖는 구형펄스에 대해 ζ 는 약 500정도이다. 느린 상승시간을 갖는 가우시안 펄스에 대해 ζ 가 20이면 충분하다. 그래서 식(3-2)는 식(3-14)과 같이 된다.

$$v(t, L) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\zeta/\tau}^{\zeta/\tau} V(w, z=0) e^{j[wt - \beta(w)L]} dw \quad (3-14)$$

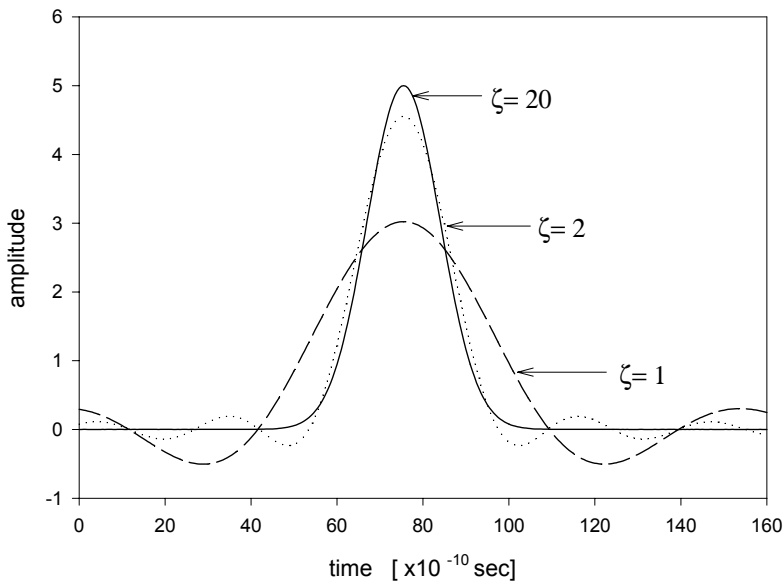
이것은 식(3-15) 형태의 전개 근사화로써 쓰여질 수 있다.

$$v(t, L) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N V(w_i, z=0) e^{j[w_i t - \beta(w_i)L]} \Delta w_i \quad (3-15)$$

여기서 N 은 주파수 스펙트럼에서 분할 횟수이고 $\Delta w (= 2\zeta/\tau/N)$ 은 각각의 균일 세그먼트의 폭이다. 펄스의 실수 부분만을 고려하기 때문에 식(3-15)은 식(3-16)과 같이 된다.

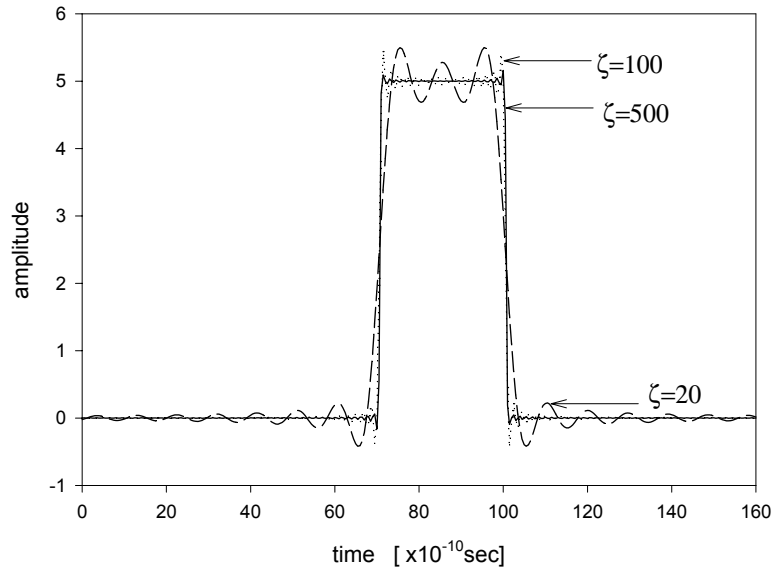
$$v(t, L) \cong \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N V(w_i, z=0) \cos[w_i t - \beta(w_i)L] \Delta w_i \quad (3-16)$$

그림 3-3에서는 식(13)의 ζ 에 따른 적분의 수렴속도를 나타내며 빠른 상승시간(높은 주파수 성분)을 갖는 구형 펄스에 대해 ζ 는 약 500정도가 적당하고, 느린 상승시간을 갖는 가우시안 펄스에 대해선 ζ 가 20정도이면 충분히 수렴함을 알 수 있었다.



(a) 가우시안 펄스신호

그림 3.3 적분구간 ζ 에 따른 적분값의 수렴성(계속)



(b) 구형 펄스신호

Fig 3.3 적분구간 \mathbb{I} 에 따른 적분값의 수렴성

일단 고려될 펄스의 푸리에 변환 $V(w_i, z=0)$ 이 알려지면 식(3-16)은 쉽게 프로그램되어진다.

식(3-2)을 계산하기위해 수치적분의 이용과 더불어 폐쇄형에서 나타낼 수 있는 근사화 방법이 있다. 그러한 한 방법이 테일러 전개 급수이며, 여기서 위상상수 $\beta(w)$ 는 테일러 전개에 의해 나타내어진다.

$$\beta(w) = \beta(w_0) + \beta'(w_0)(w - w_0) + \frac{1}{2} \beta''(w_0)(w - w_0)^2 \dots \quad (3-17)$$

테일러 전개 급수의 첫 번째 세 항은 w_0 근방에서 위상상수를 근사화하는데 이용된다. 이를 2차 근사화라고 한다.

만일 펄스가 반송주파수에 비해 충분히 폭이 넓다면 그 때 $\beta(w)$ 곡선의 단지 작은 부분만이 이용되며 그러한 근사화는 유효하다. $\beta'(w_0)$ 와 $\beta''(w_0)$ 에 대한 수식은 식(3-18), 식(3-19)과 같다.

$$\beta'(w_0) = \left. \frac{\partial \beta}{\partial w} \right|_{w=w_0} \quad (3-18)$$

$$\beta''(w_0) = \left. \frac{\partial^2 \beta}{\partial w^2} \right|_{w=w_0} \quad (3-19)$$

$\epsilon_{eff}(w)$ 에 대한 Pramanick와 Bhartia의 모델을 이용하여 주파수 의존 위상상수와 그것의 1차, 2차 도함수는 다음과 같다.

$$\beta(w) = \frac{w}{c} \sqrt{\epsilon_{eff}(w)} = \frac{w}{c} A \quad (3-20)$$

$$\beta'(w) = \frac{w}{c} \frac{B}{A} + \frac{A}{c} \quad (3-21)$$

$$\beta''(w) = 2 \frac{B}{cA} - \frac{w}{c} \frac{B^2}{A^3} + \frac{w}{c} \frac{D}{A} \quad (3-22)$$

여기서,

$$B = \frac{w(\epsilon_r - \epsilon_{reff}(0))w_T^2}{(w_T^2 + w^2)^2} \quad (3-22a)$$

$$D = \frac{B}{w} - 4.0B \frac{w}{w_T^2 + w^2} \quad (3-22b)$$

만일 $z=0$ 에서 주파수 영역의 신호 $V(w, z=0)$ 가 폐쇄형으로 써질 수 있다면 2차 근사화를 이용한 폐쇄형 해를 얻는 것이 가능하다.

정지위상 방법은 식(3-23)의 적분을 계산하는데 이용된다.

$$I(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(w) e^{jt\mu(w)} dw \quad (3-23)$$

$$\cong \sqrt{\frac{2\pi}{-t\mu''(w_s)}} F(w_s) e^{jt\mu(w_s)}$$

여기서 w_s 는 식(3-23a)를 이용하여 얻어진 정지위상점을 나타낸다.

$$\mu'(w_s) = 1 - \frac{L}{t} \beta'(w_s) = 0 \quad (3-23a)$$

식(3-2)는 식(3-24)로 다시 쓸 수 있다.

$$V(t, L) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(w, z=0) e^{jt[w - \beta(w)L/t]} dw \quad (3-24)$$

식(3-23)과 식(3-24)을 비교하면 다음의 식들이 명백해진다.

$$F(w) = \frac{1}{2\pi} V(w, z=0) \quad (3-24a)$$

$$\mu(w) = w - \beta(w) \frac{L}{t} \quad (3-24b)$$

펄스가 진행하고 있는 거리 L 에 대해 정지위상점은 어떤 시간장에

대해서만 알 수 있다는 것을 확인할 수 있다. 이 경우에 시간차는 펄스의 위치와 일치함을 알 수 있다. 그러나 시간 간격이 너무 짧아서 대부분의 경우에서 전체 펄스를 포함할 수 없다. 그러므로 이 방법은 한정된 범위에서만 유용하다.

제 3-2 절 결합 마이크로스트립 선로

그림 3-4와 같은 결합 마이크로스트립 선로의 응답을 분석하기 위한 가장 좋은 방법은 입력 신호를 우수 모드와 기수 모드로 나누는 것이다. 우수 모드에서는 원신호의 진폭이 절반이고 동상인 두 신호를 각각의 마이크로스트립 선로에 급전시키는 반면에 기수 모드에서는 같은 두 신호를 180° 의 위상 차이로 급전시켜준다.

이 때 선로 1의 입력 신호에 대해 선로 1과 2의 응답은 식(3-25)와 같이 나타낼 수 있다.

$$v_1(t, L) = \frac{1}{2} [v_e(t, L) + v_o(t, L)] \quad (3-25a)$$

$$v_2(t, L) = \frac{1}{2} [v_e(t, L) - v_o(t, L)] \quad (3-25b)$$

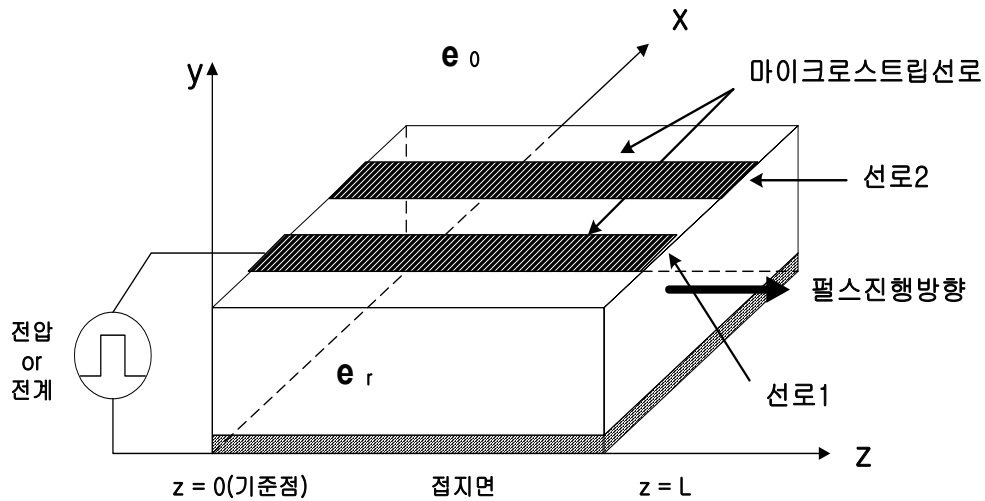


그림 3-4 펄스 신호가 여기되는 결합 마이크로스트립 선로구조

여기서 $v_e(t, L)$ 와 $v_o(t, L)$ 는 각각 입력 신호에 대한 선로 1의 우수 및 기수 모드 응답이며, 식(3-26)과 같이 나타낸다.

$$v_e(t, L) = \int_{-\infty}^{\infty} V(f, z=0) e^{+j[2\pi ft - \beta_e(f)L]} df \quad (3-26a)$$

$$v_o(t, L) = \int_{-\infty}^{\infty} V(f, z=0) e^{+j[2\pi ft - \beta_o(f)L]} df \quad (3-26b)$$

본 보고서에서 주파수에 의존하는 감쇄상수 $\alpha(f)$ 는 무시된다고 가정하였으며, 위상상수 β_e 와 β_o 는 식(3-27)과 같이 표현된다.

$$\beta_e = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_{eff_e}(f)} \quad (3-27a)$$

$$\beta_o = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{\epsilon_{eff_o}(f)} \quad (3-27b)$$

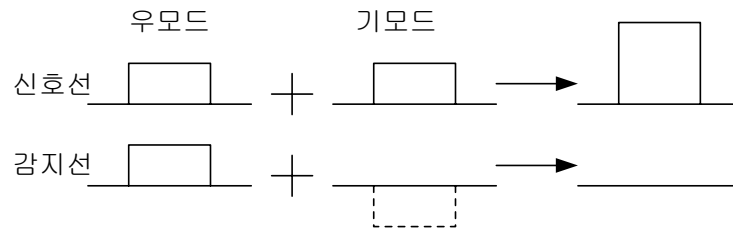
식(3-13)과 식(3-26)을 이용하여 식(3-25)을 다시 표현하면 식(3-28)과 같이 된다.

$$v_1(t, L) = \int_{-\xi/\tau}^{\xi/\tau} V(f, z=0) \cdot \cos \left[\frac{\pi L}{c} \sqrt{\epsilon_{eff_e}(f)} - \sqrt{\epsilon_{eff_o}(f)} \right] \cdot \cos \left[2\pi ft - \frac{\pi L}{c} (\sqrt{\epsilon_{eff_e}(f)} + \sqrt{\epsilon_{eff_o}(f)}) \right] df \quad (3-28a)$$

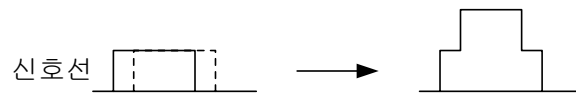
$$v_2(t, L) = - \int_{-\xi/\tau}^{\xi/\tau} V(f, z=0) \cdot \sin \left[\frac{\pi L}{c} \sqrt{\epsilon_{eff_e}(f)} - \sqrt{\epsilon_{eff_o}(f)} \right] \cdot \sin \left[2\pi ft - \frac{\pi L}{c} (\sqrt{\epsilon_{eff_e}(f)} + \sqrt{\epsilon_{eff_o}(f)}) \right] df \quad (3-28b)$$

손실이 없는 결합 마이크로스트립 선로에서 신호의 왜곡은 다음과 같은 두가지 메카니즘에 의해 이루어진다. 즉 분산 및 결합이 그것이다. 분산은 선로의 유효유전율이 주파수에 따라 다르기 때문에 펄스에 있는 여러 주파수 성분이 진행할 때 각 주파수의 전송속도가 달라져 이로 인하여 펄스 신호의 모양이 진행함에 따라 달라지는 것을 의미한다. 한편 결합은 음도 및 기모드의 유효유전율차로 인하여 발생한다. 이 두가지 분산 및 결합은 신호의 크기를 감소시키며, 시간영역에서 신호를 퍼지게 한다. 또한 결합은 신호의 전송에서 또 다른 중요한 영향을 미치는 데 그것은 인접 선로와의 응답에 영향을 미치는 것이다.

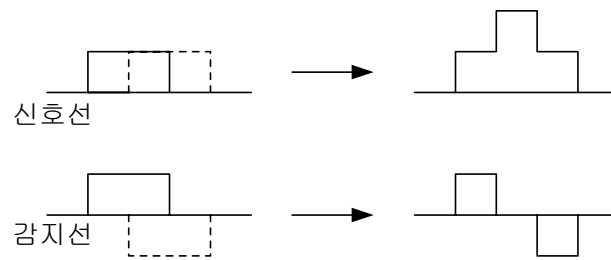
결합에 의한 신호의 왜곡은 그림3-5(a)에서 나타내 것처럼 한 선로에 2개의 신호 즉 모두 4개의 펄스가 두 선로에 있을 때 서로의 선형적인 결합으로 양쪽의 선로에 영향을 미친다. 일반적으로 동위상인 우모드와 역위상인 기모드는 각각의 유효유전율 차로 인해 서로 다른 속도로 전송된다. 이러한 두개의 펄스 짝은 신호선로에서 서로 보상될 수도 있고 또는 서로 상쇄될 수도 있다. 우모드 및 기모드에 대한 영향을 서로 분리하여 생각하기 위해 이론적으로 선로는 손실이 없고 도체의 치수는 무시할 수 있다고 가정하면, 그리고 구형파 펄스를 사용하여 단순화시킨다. 그리고, 기모드의 유효유전율(ϵ_m)은 우모드의 유효유전율보다 크다고 생각해보자. 신호가 선로에서 전송되기 시작하였을 때는 우모드 및 기모드 짝은 크게 분리되지 않는다. 그러므로 결합되는 선로에서는 신호가 서로 상쇄되어 결합되어진 신호는 나타나지 않는다. 그리고 약간의 시간이 지나 신호가 출발점에서 약간 떨어진 지점에서의 두 모드의 결합으로 인해 생기는 신호의 왜곡은 그림 3-5(b)와 같이 나타낼 수 있다. 여기서 알 수 있듯이 신호는 두 모드의 전송속도로 인하여 약간의 왜곡이 발생하였다. 그러나 신호가 좀 더 진행함에 따라 신호의



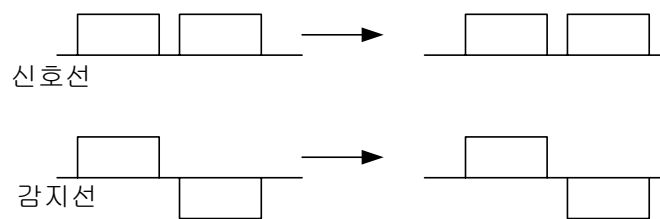
(a) 우모드와 기모드 분리



(b) 아주 짧은 거리 진행 후
왜곡



(c) 거리에 따른 왜곡 증가



(d) 먼거리후 우모드와 기
모드 안전 분리

그림 3-5 무손실, 무분산 선로상의 우,기모드 분산

왜곡정도는 점점 심화됨을 알 수 있다. 즉 그림3-5(c)에서 알 수 있듯이 두모드는 완전히 분리되어 결합되는 선로의 신호는 완전히 감쇄되지 않음을 알 수 있으며, 신호선의 신호도 원래의 신호에 비해 많은 왜곡이 되어 있음을 알 수 있다. 결과적으로 신호선의 신호는 왜곡이 되었으며 결합된 선로에는 결합에 의해 신호가 제거되지 않고 흐르는 누화(crosstalk)현상이 일어나고 있음을 알 수 있다. 그리고 신호가 신호선을 따라 더욱 진행됨에 따라 그림3-5(d)와 같이 이 두모드는 완전히 분리되어 두 선로에 각각의 모양으로 진행된다. 그림3-5(b)-(d)에서 결합선로에 유기되는 응답 중 우모드에 의한 신호가 기모드에 의해 유기되는 신호보다 빠른 것은 우모드의 유효유전율이 기모드의 유효유전율보다 작기 때문이다. 이와 반대인 구조에서는 기모드에 의한 유기 신호가 더욱 빠르게 진행될 것이다. 더우기 선로의 길이가 길수록 야쪽선로에 나타나는 신호의 응답의 크기는 단일 선로(분리된 선로)의 신호크기의 반으로 접근될 것이다. 신호의 진행방향으로 z_o 에서 우모드 및 기모드의 왜곡으로 시간적으로 신호가 분산되어지는 것을 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$t_s = \frac{z_o}{c} [\sqrt{\epsilon_{re}} - \sqrt{\epsilon_{ro}}] \quad (3-29)$$

여기서, ϵ_{re} 와 ϵ_{ro} 는 각각 우모드, 기모드의 유효유전율이다.

결합에 의한 왜곡과 마찬가지로 분산에 의한 왜곡 메카나즘도 이와 같다. 단지 선로로 진행함에 따라 우모드 및 기모드 쌍은 분산에 의해 신호가 왜곡되며, 특히, 신호의 크기는 결합에 의한 왜곡보다 더 감소된다.

이러한 분산 및 결합에 의한 신호의 왜곡 메커니즘을 표현하기 위해 가우시안(Gaussian) 펄스를 이용한다. 시간 및 주파수 응답은 다음과 같이 정의한다.

$$v(t) = A e^{-\ln(2)(t/\tau)^2} \leftrightarrow \tilde{V}(\omega) = A \tau \sqrt{\frac{\pi}{\ln(2)}} e^{-(\omega\tau/2)^2/\ln(2)} \quad (3-30)$$

여기서, A 는 펄스의 크기, τ 는 half maximum half width time 이고, 시간적으로 펄스의 중앙은 $t = 0$ 이다.

제 4 장 팔스 전송에 대한 수치해석 결과

제 4-1 절 단일 마이크로스트립 선로

마이크로스트립 선로에 대한 여러 분산모델이 많이 있지만 높은 주파수(20 GHz 이상)에서 마이크로스트립 선로에 대한 주파수 따른 유효 유전상수의 결정적인 실험 데이터가 없으므로 선택과정이 훨씬 더 어렵다. 그래서 수용할 수 있는 정확한 방법을 확인하기 위해서는 기존의 방법들을 서로 비교할 필요가 있다.

주파수에 따른 위상상수 $\beta(f)$ 를 조사할 때 대부분의 경우에 주파수에 따른 유효유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 의 변화를 고려하게 되며, 표 2.1에서 $\epsilon_{eff}(f)$ 의 closed-form 근사식들 중 4개를 선택하여 보여주고 있다. 위의 선택된 근사식들은 가장 믿을만한 등식들이며, 높은 주파수에서 유용하고 광대역의 비유전율과 마이크로스트립 선로의 기하구조를 포괄한다. 또한 마이크로스트립 선로의 물리적 현상에 깊이 관련하여 짧은 펄스와 높은 주파수 성분(빠른 상승시간)을 갖는 펄스의 해석을 가능하게 한다. 본 연구에서는 가우시안 및 구형 펄스신호의 전파특성을 고찰하기 위해 Atwater에 의해 그 정확함이 확인된 Kirschning와 Jansen의 모델과 Green방법에 의한 방법을 같이 이용하였다.

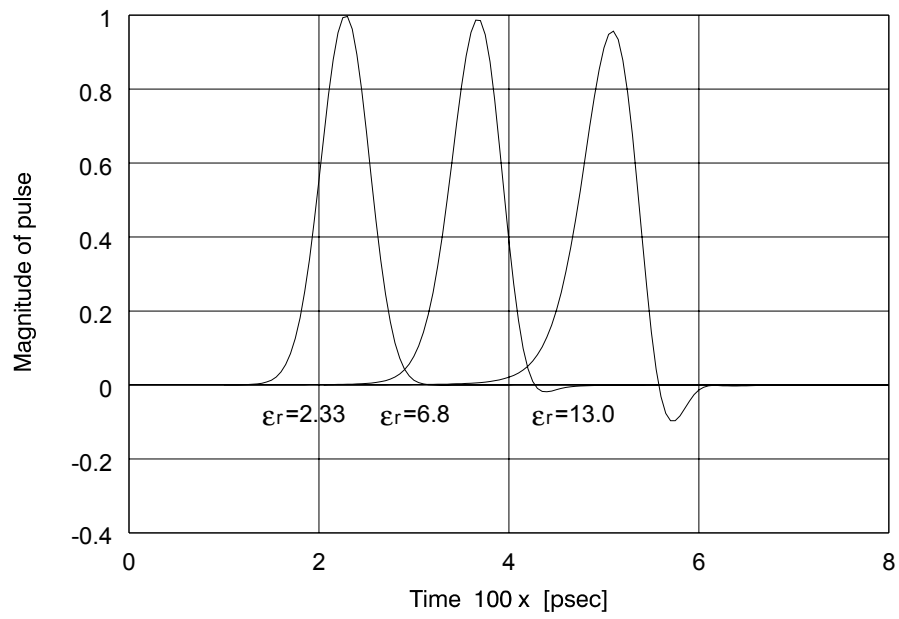
펄스신호의 전파특성 해석에 있어서 마이크로스트립 선로의 전체 분산영역을 포괄하도록 광대역의 주파수 범위가 이용되었고, 마이크로스트립 선로의 비유전율의 변화, w/h 비의 변화 그리고 신호 펄스폭의 변화에 대한 결과가 검토되었다. 2.33, 6.80, 10.2, 13.0의 비유전율은 각각 duroid형 매질, beryllium oxide, alumina, gallium arsenide 매

질을 나타내며, w/h 비가 각각 1보다 작은 경우, 같은 경우, 큰 경우에 대해 스트립폭과 기관두께를 결정하였다. 또한 스트립폭은 선로의 임피던스가 10-100 Ω 으로 현재 제조 기술에 맞도록 선택되었다.

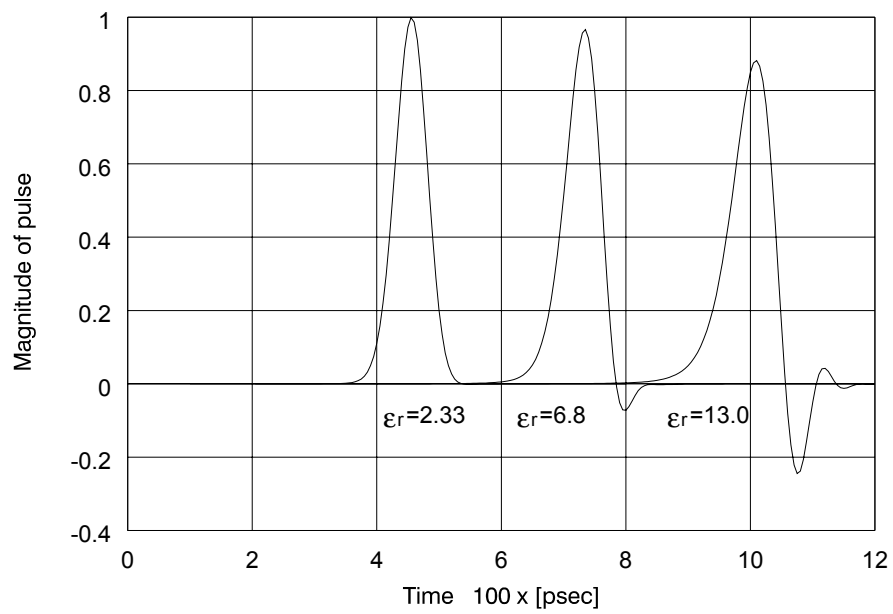
분산된 펄스신호를 정확히 계산하기 위해서는 앞서 3장의 적분 구간을 결정하는 ω_c 를 펄스 형태에 따라 다르게 정해야 한다. 적분 구간은 계산 결과의 정확성과 계산시간에 큰 영향을 미치기 때문에 펄스 신호의 주파수 성분에 따라 결정하여야 한다. 즉 고주파 성분이 많은 구형 펄스인 경우 적분구간은 크게 해야되며 구형 펄스에 비해 상대적으로 고주파 성분이 적은 가우시안 펄스에 대해서는 적분 구간을 작게해야 한다. 본 논문에서는 가우시안 펄스인 경우 ω_c 를 30으로 정하여 적분 구간은 $-10^{12} \sim 10^{12}[\text{Hz}]$ 되도록 했으며, 사다리꼴 펄스에 대해서는 $\omega_c=300$ 으로 하였다. 그리고 가우시안 펄스폭은 $\tau=30$ ps으로, 사다리꼴 펄스폭은 $\tau=250$ ps 로 고정하였고 펄스 크기는 1로 하여 계산하였다.

그림 4-1에서 $w/h=1(w=0.635, h=0.635)$, 거리 $L=5\text{cm}$ 와 10cm 일 때 마이크로스트립 선로상의 비유전율에 대한 가우시안 펄스신호의 분산을 비교하였다. 그림 4-1(a), (b)에서 가우시안 펄스신호는 마이크로스트립 선로의 비유전율 ϵ_r 이 커짐에 따라 시간축상에서 분산이 커지고, 이에 따른 진폭도 분산 왜곡으로 낮아짐을 알 수 있다. 유전율 2.33과 유전율 13.0인 기관에서의 펄스 지연시간을 비교하면 유전율 13.0에서의 펄스는 cm 당 60psec 지연을 갖으며 전송됨을 알 수 있다.

또한, 그림4-2는 그림4-1에서 사용한 같은 기관에서 사다리꼴 펄스 전송 특성을 구한 것이다. 시간축상의 펄스들의 위치가 달리 나타나는 것은 거리 L 에 대한 펄스의 지연으로 인한 결과이다. 그림 4-1에 비해 그림 4-2의 사다리꼴 펄스신호 전송 특성에서 많은 펄스 왜곡이 발생하는 것을 알 수 있다.

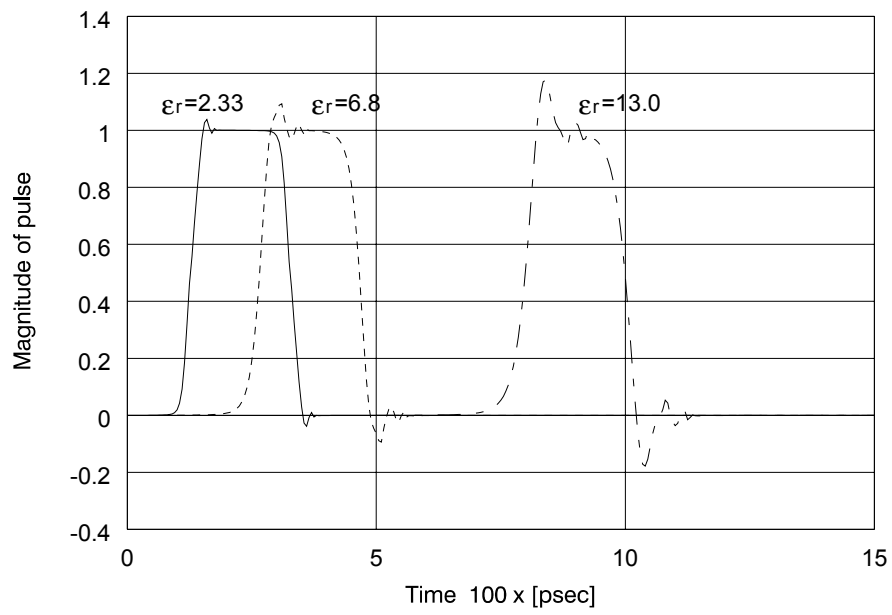


(a) $L=5\text{cm}$ 인 경우

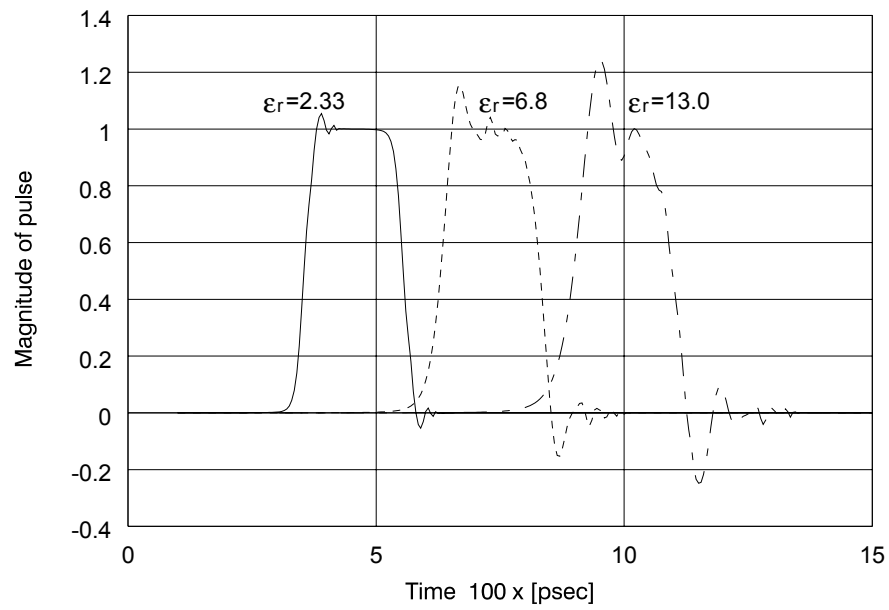


(b) $L=10\text{cm}$ 인 경우

그림 4-1. 거리에 따른 가우시안 펄스 전송특성

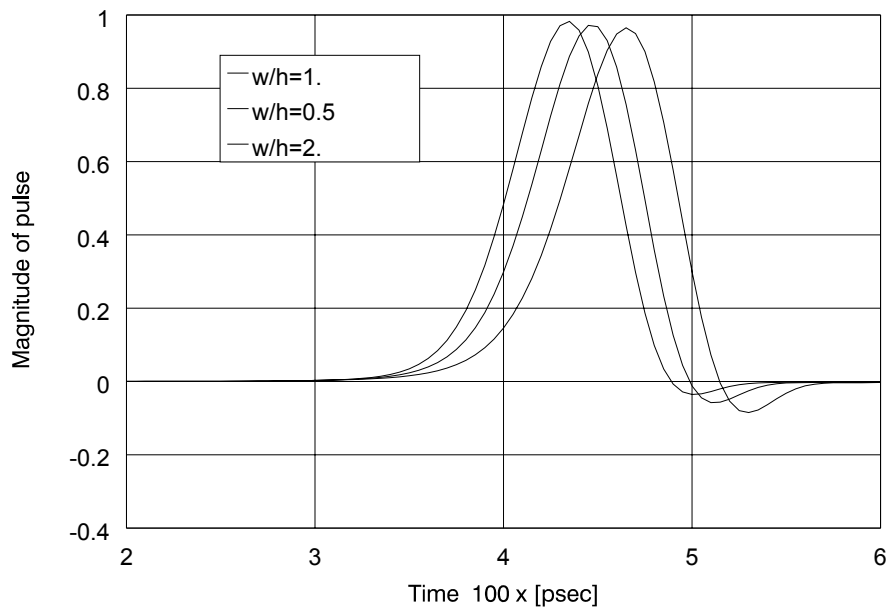


(a) $L=5\text{cm}$ 인 경우

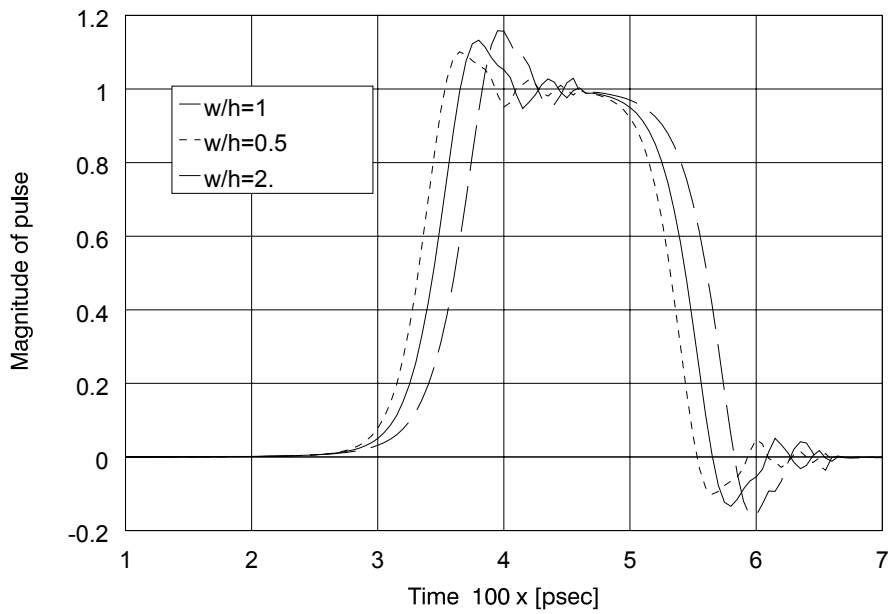


(b) $L=10\text{cm}$ 인 경우

그림 4-2. 거리에 따른 사다리꼴 펄스 전송특성



(a) $L=5\text{cm}$ 인 경우



(b) $L=10\text{cm}$ 인 경우

그림 4-3. 거리 5cm에서 w/h 에 따른 분산된 펄스 비교

이것은 사다리꼴 펄스 신호가 가우시안 펄스신호보다 높은 고차 고조파 성분을 가지고 있기 때문에 이에 따른 저차 고조파 성분과의 위상속도 차이가 거리 L 을 진행함에 따라 급격히 심해진다. 그림 4-2의 사다리꼴 펄스신호의 앞쪽과 뒤쪽의 가장자리에서 스파크를 볼 수 있는데, 이러한 스파크는 기생적이며 Fourier 변환과 관련되는 Gibbs 현상의 결과이다. 그림 4-1의 가우시안 펄스신호와 비교할 때 더 높은 주파수 성분을 갖는 구형 펄스의 대표적 현상이다.

그림 4-3에서는 $\epsilon_r=10.2$, 펄스폭 $\tau=30$ ps, 거리 $L=5$ cm 일 때 마이크로스트립 선로상의 w/h 비에 대한 가우시안 및 사다리꼴 펄스신호의 분산을 비교하였다. 기판의 두께 ($h=0.635$ mm)를 기준으로 w/h 비가 각각 0.5, 1 및 2인 경우에 대해서 살펴보았다. 그림 4-3을 살펴보면 w/h 가 큰 경우에 분산 및 신호 왜곡이 큼을 알 수 있다.

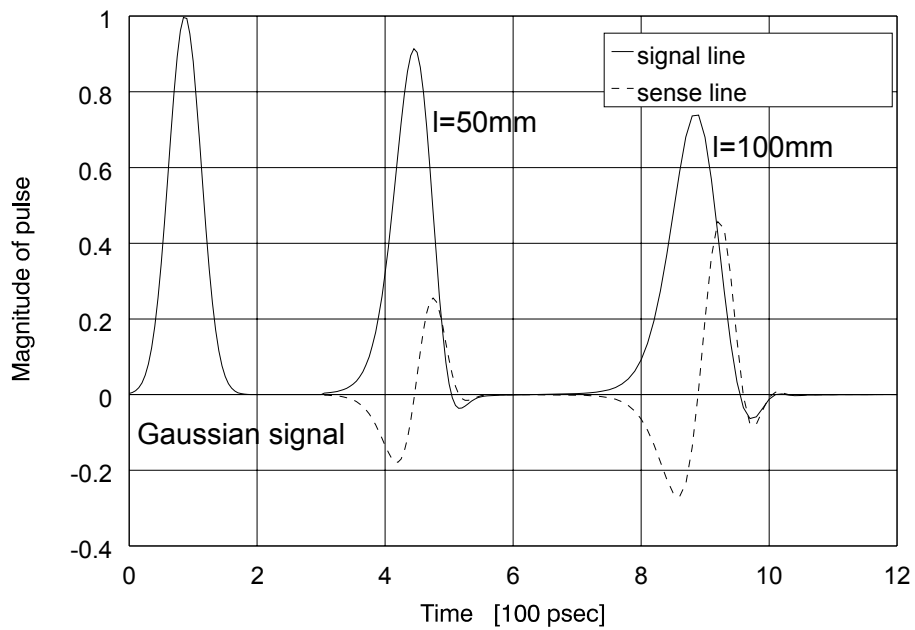
제 4-2 절 결합마이크로스트립 선로

무손실 결합 마이크로스트립 선로상에서 신호의 저하는 크게 분산과 결합으로 이루어진다. 분산은 다른 속도로 진행하는 펄스의 다른 주파수 성분들에 대한 유효유전상수의 주파수 의존성에 기인한다. 한편, 결합은 우수와 기수 모드 유효유전상수의 상이성 때문에 일어난다. 분산과 결합 모두 신호의 진폭을 감쇄시키고 시간축상에서 신호를 퍼지게 한다. 더욱이, 결합은 인접선에 누화를 발생시켜 신호 전송에 중요한 영향을 끼친다

결합왜곡은 그림 3-3(a)에서 처럼 각 선로상에 두 신호, 총 4개의 신호의 선형적 조합으로 두 선로의 응답을 나타낼 수 있다. 일반적으로 동상인 쌍(우수)과 이상인 쌍(기수) 신호는 우수 및 기수 모드 유효유전상수의 차이로 인한 서로 다른 속도로 선로상을 진행해 간다. 펄스신호의 우수 및 기수 모드 쌍은 신호선상에서는 구조적으로 더해지고 감지선상에서는 상쇄되어진다. 우수 및 기수 모드 왜곡의 영향을 보기위해서 가상적으로 무손실이고 분산이 없는 두 도체의 전송선로를 고려하고, 간략성을 위해 구형 펄스를 이용하였다. 신호가 처음 출발할 때는 우수 및 기수 쌍이 그다지 별로 분리되지 않으며, 신호선상에서는 거의 정확하게 신호를 만들어내고 감지선상에서의 우수 및 기수 쌍은 거의 상쇄된다. 신호가 더 멀리 진행함에 따라 우수 및 기수 쌍은 분리되기 시작하며, 왜곡과 누화를 일으키는 결과를 가져온다. 신호가 아주 먼 거리를 진행하고 난 후에는 우수 및 기수 쌍은 완전히 분리된다.

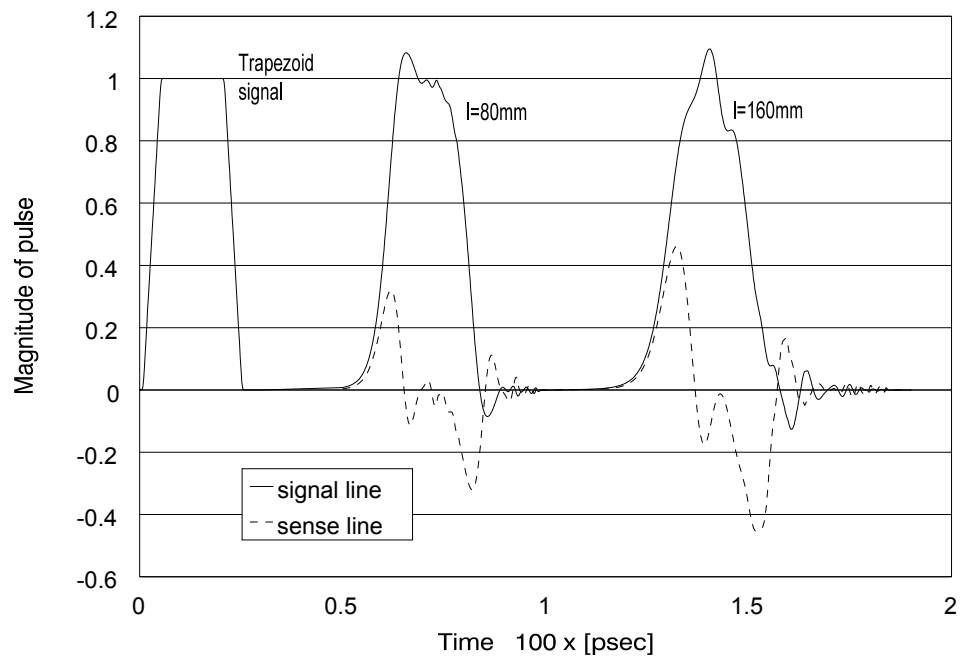
결합 마이크로스트립 선로의 주파수에 따른 유효유전상수 ϵ_{eff} 의 변화는 분산왜곡을 야기시키며, 한편 어떤 주어진 주파수 대역에서 ϵ_{eff_e} 와

ϵ_{eff_o} 의 차이는 결합왜곡을 야기시킨다. 아주 높은 주파수에서 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 는 같은 한계값인 ϵ_r 에 근접하므로 아주 높은 주파수에서 결합왜곡은 덜 중요하게 된다. 선로들 사이의 전기적 거리는 주파수가 증가함에 따라 더욱 멀어지며 아주 높은 주파수에서는 크게 멀리 격리되어 있는 것처럼 보인다. 이러한 구조에 대한 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 의 아주 큰 차이는 낮은 주파수에서 나타난다. 그래서 낮은 주파수 성분을 갖는 펄스(펄스폭인 큰 경우, 상승시간이 긴 경우)는 낮은 주파수에서 유효유전상수 ϵ_{eff} 에 기인한 분산왜곡을 거의 경험하지 않지만, 낮은 주파수에서 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 의 큰 차이에 기인한 결합왜곡에는 매우 민감하다.

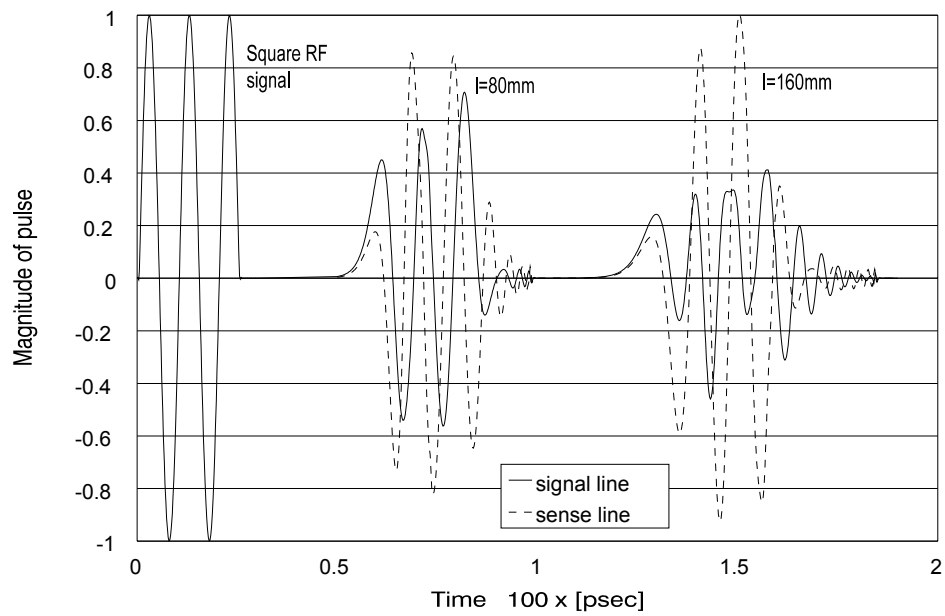


(a) 가우시안 펄스인 경우

그림 4-4. 거리에 따른 펄스 전송특성(계속)

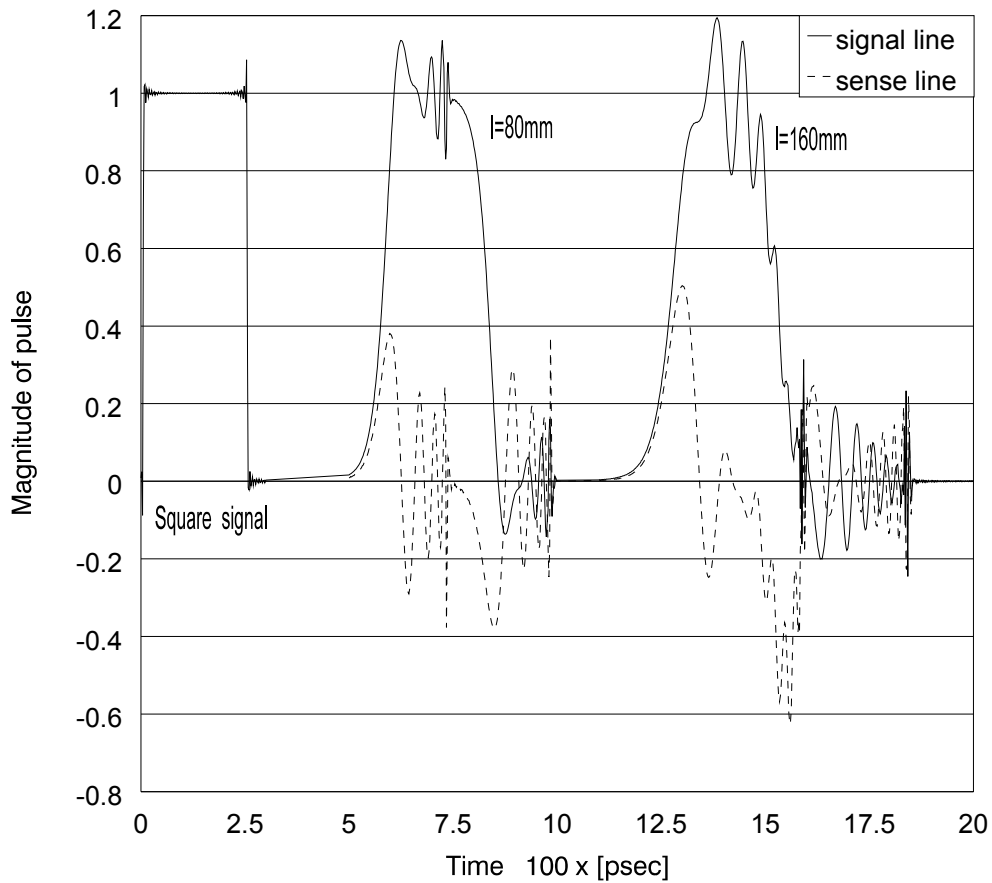


(b) 사다리꼴 펄스인 경우



(c) 사다리꼴 펄스

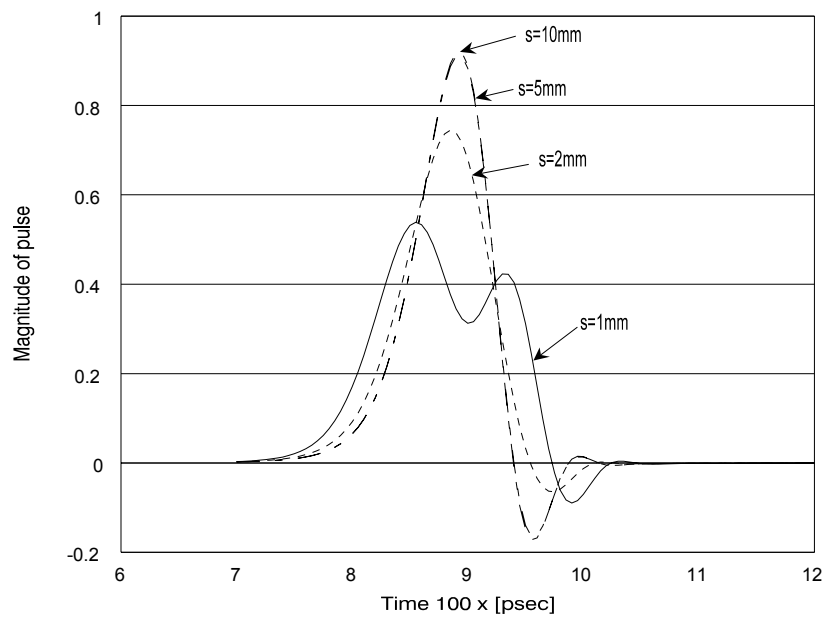
그림 4-4. 거리에 따른 펄스 전송특성(계속)



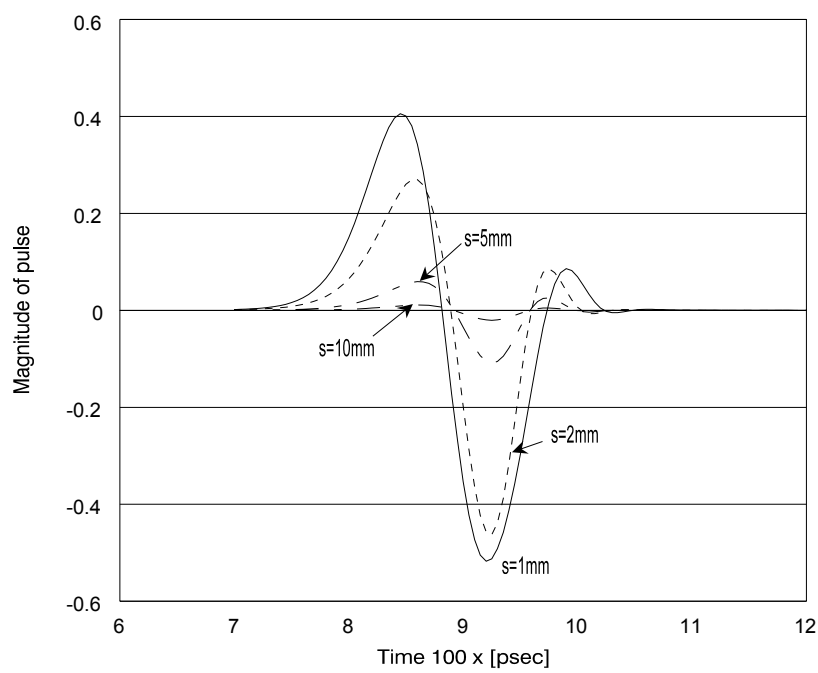
(d) 구형펄스

그림 4-4. 거리에 따른 펄스 전송특성

그림 4-4는 $w/h=1$ ($w=0.635$, $h=0.635$) $\epsilon_r=10.2$ 인 기판에서 선로간의 간격(s)이 2mm인 결합선로에서 결합 마이크로스트립 선로의 길이에 따른 여러 형태의 펄스에 대한 전송특성을 구한 결과이다. 그림 4-4에서 알 수 있듯이 시간축상에서 분산이 커지고, 이에 따른 진폭도 낮아짐을 알 수 있다. 또한 그림 4-4(d)의 구형 펄스신호의 앞쪽과 뒤쪽의 가장자리에서 스파크를 볼 수 있는데, 이러한 스파크는 기생적이며 Fourier 변환과 관련되는 Gibbs 현상의 결과이다.



(a) 신호선에서의 가우시안 펄스



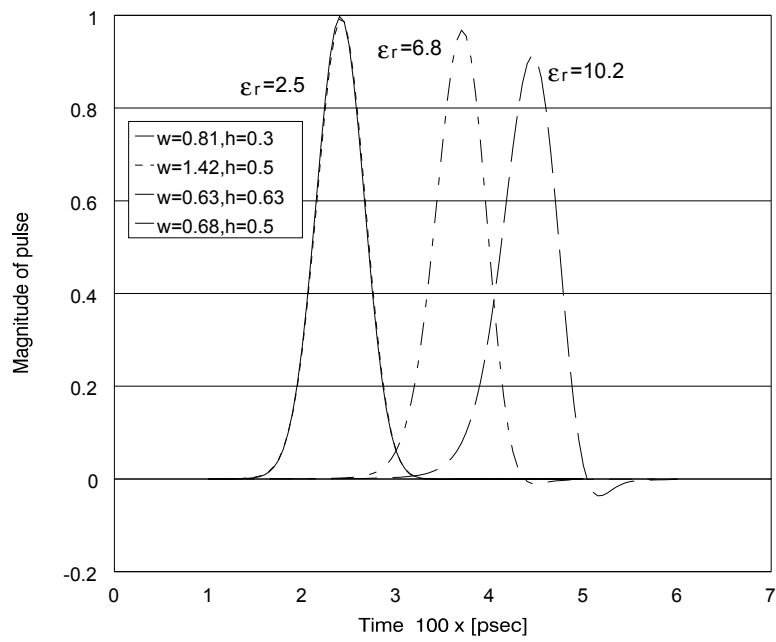
(b) 센서선에서의 가우시안 펄스

그림 4-5. 거리 5cm에서 s에 따른 분산된 펄스 비교

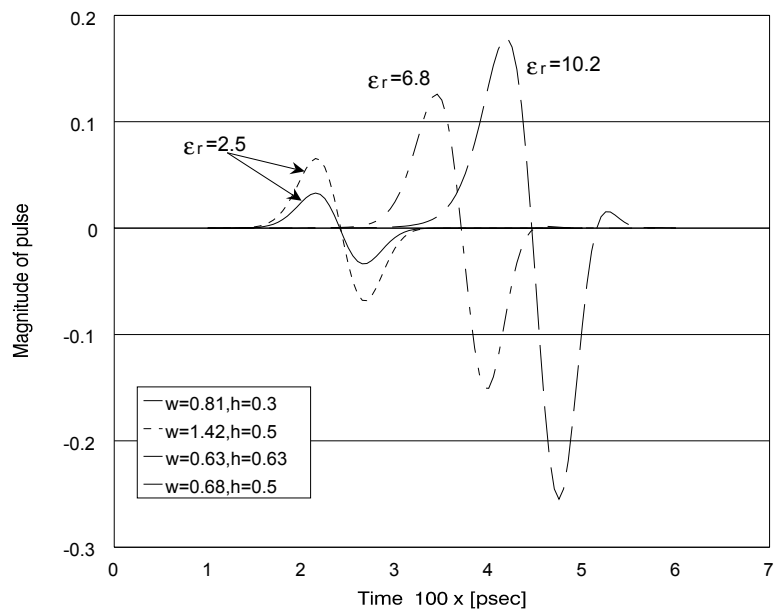
이러한 현상은 구형펄스와 유사한 RF와 사다리꼴 펄스에도 나타남을 알 수 있다. 그림 4-4(a)의 가우시안 펄스신호와 비교할 때 더 높은 주파수 성분을 갖는 구형 형태 펄스의 대표적 현상이다. 구형 펄스신호는 광대역의 주파수 성분을 갖기 때문에 가우시안 펄스에 비해 분산이 더 일어남을 알 수 있다. 결합마이크로스트립 선로는 단일 마이크로스트립 선로에서의 분산 이외에 선로 간의 결합으로 인한 누화 특성이 존재하여 신호의 왜곡 정도가 심하게 나타남을 알 수 있다. 그림 4-4(d)의 신호선에 단일 마이크로스트립 선로와 같이 Gibbs현상에 의한 사다리꼴 펄스신호의 앞쪽과 뒤쪽의 가장자리에서 스파크를 볼 수 있다.

그림 4-5에서는 거리 $L=5\text{cm}$ 일 때 선로간의 간격 s 에 대한 가우시안 및 사다리꼴 펄스신호의 분산을 비교하였다. 사용 기판은 $\epsilon_r=10.2$ 이고 선로는 $50\ \Omega$ ($w=h=0.635\text{mm}$)이 되도록 하였다. 가우시안 펄스인 경우 s 가 5mm 이상인 경우에는 선로간의 결합이 거의 없어지기 때문에 누화 현상이 감소되며, s 가 1mm 인 경우 선로간의 결합이 커 원래의 신호 모양이 심하게 왜곡되어 원래의 신호를 복원하기 어려울 정도임을 알 수 있다. 사다리꼴 펄스인 경우는 s 가 3mm 이상인 경우에는 신호선의 왜곡 특성은 변함이 없어 선로간의 결합에 의한 누화 현상이 줄어들음을 알 수 있다.

그림 4-6은 기판의 유전율에 따른 가우시안 펄스의 분산 특성을 구한 것이다. 기판의 비유전율이 2.33, 6.8 및 10.2은 각각 duroid형 매질, beryllium oxide, alumina매질로 일반적으로 많이 사용되고 있는 기판이다. 각 기판에 대해 $50\ \Omega$ 선로가 되도록 기판의 폭을 결정하였다. 비유전율이 크면 클수록 분산이 커짐을 알 수 있으며, 위상속도가 낮아져 같은 거리를 전송하는 시간이 비유전율이 낮은 것에 비해 많이 걸림을 알 수 있다.

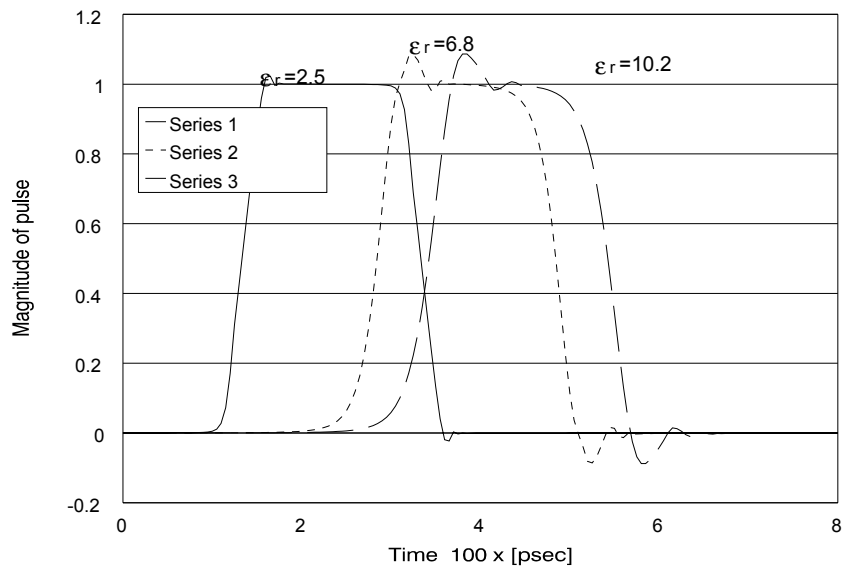


(a) 신호선에서의 가우시안 펄스

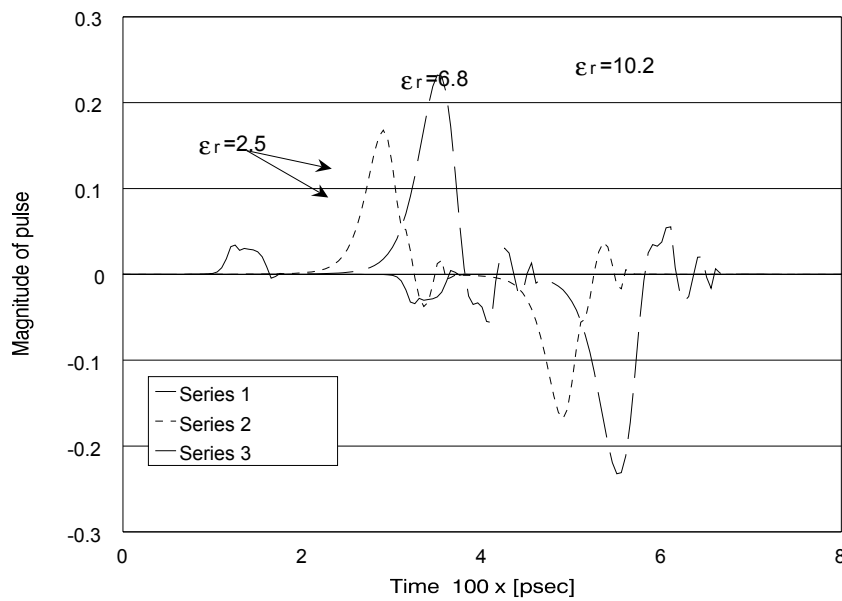


(b) 센서선에서의 가우시안 펄스

그림 4-6. 거리 5cm에서 비유전율 (ϵ_r)에 따른 펄스 비교(계속)

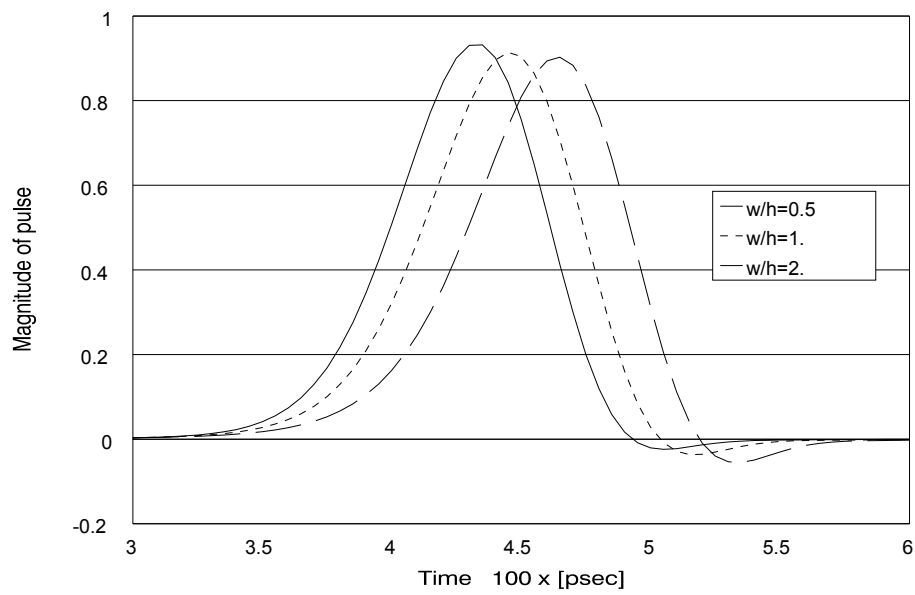


(c) 신호선에서의 사다리꼴 펄스

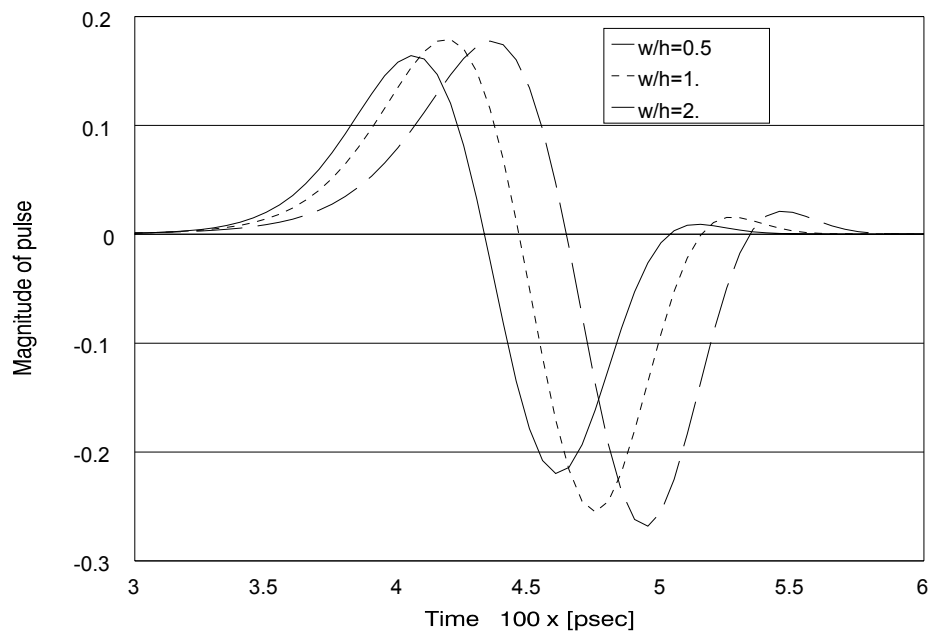


(d) 센서선에서의 사다리꼴 펄스

그림 4-6. 거리 5cm에서 비유전율(ϵ_r)에 따른 분산된 펄스 비교

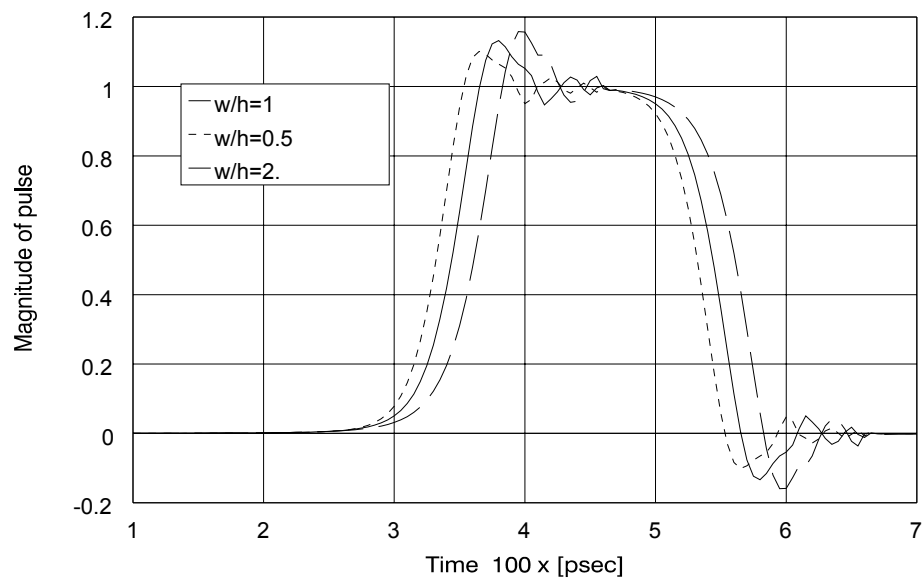


(a) 신호선에서의 가우시안 펄스

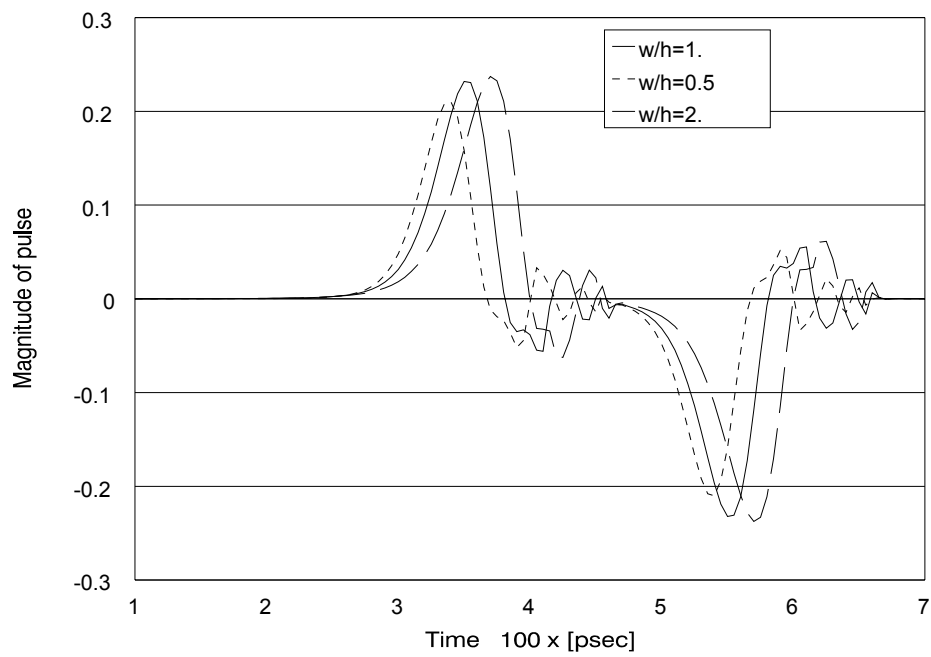


(b) 센서선에서의 가우시안 펄스

그림 4-7. 거리 5cm에서 w/h 에 따른 분산된 펄스 비교(계속)



(c) 신호선에서의 사다리꼴 펄스



(d) 센서선에서의 가우시안 펄스

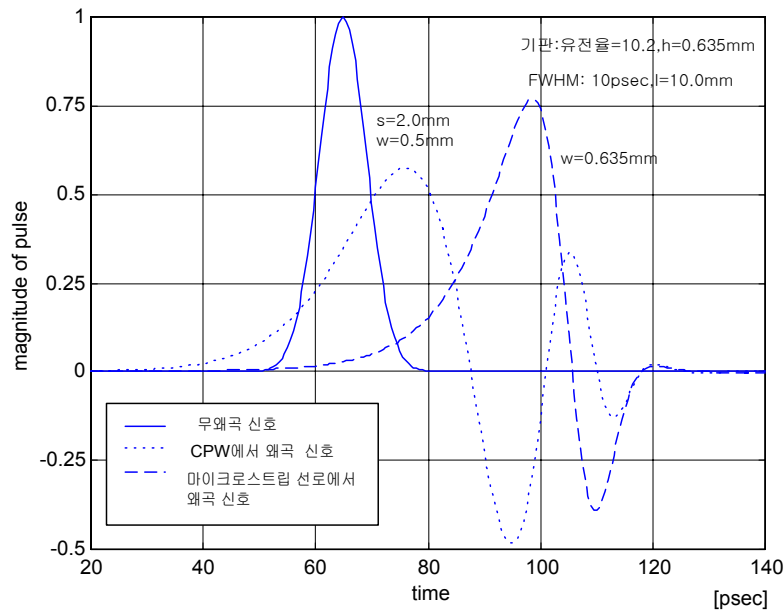
그림 4-7. 거리 5cm에서 w/h 에 따른 분산된 펄스 비교

그림 4-7는 비유전율이 10.2이고 두께가 0.635mm인 선로상에서 w/h 비에 대한 가우시안 펄스신호의 분산을 비교한 결과이다. w/h비에 따른 분산 특성은 전반적으로 큰 차이가 없으나 유효유전율의 변화로 인한 위상속도차로 인한 시간 축상의 차이를 보이고 있다.

위의 결과로부터 결합 마이크로스트립 선로의 주파수에 따른 유효유전상수의 변화는 분산왜곡을 야기시키며, 어떤 주어진 주파수 대역에서 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 의 차이는 결합왜곡을 야기시킨다. 아주 높은 주파수에서 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 는 같은 한계값인 ϵ_r 에 근접하므로 아주 높은 주파수에서 결합왜곡은 덜 중요하게 된다. 선로들 사이의 전기적 거리는 주파수가 증가함에 따라 더욱 멀어지며 아주 높은 주파수에서는 크게 멀리 격리되어 있는 것처럼 보인다. 이러한 구조에 대한 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 의 아주 큰 차이는 낮은 주파수에서 나타난다. 그래서 낮은 주파수 성분을 갖는 펄스(펄스폭인 큰 경우, 상승시간이 긴 경우)는 낮은 주파수에서 유효유전상수 ϵ_{eff} 에 기인한 분산왜곡은 작지만, 낮은 주파수에서 ϵ_{eff_e} 와 ϵ_{eff_o} 의 큰 차이에 기인한 결합왜곡에는 매우 민감하다.

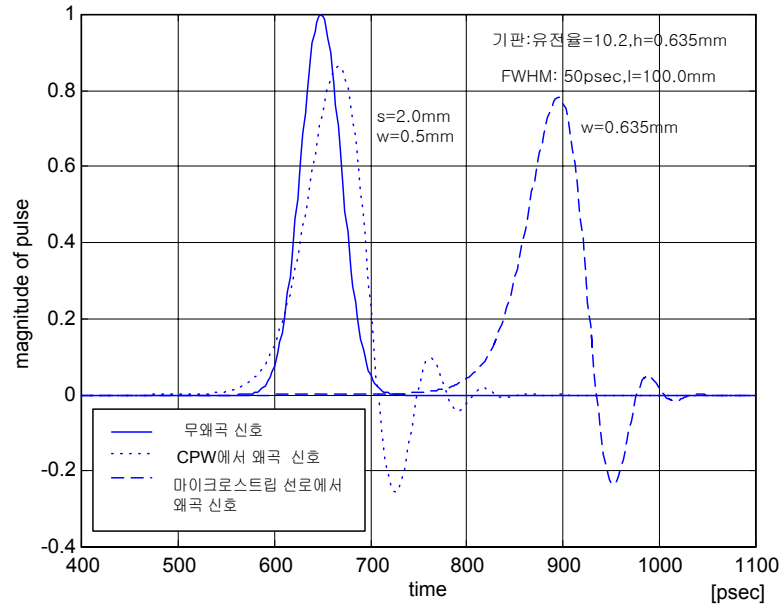
제 4-3 절 CPW(Coplanar Waveguide)

이 절에서는 2-2절의 근사식을 이용하여 CPW의 분산 및 전파전송에 대해 알아보려고 한다. 앞서 제2-2의 그림 2-7에서 구한 마이크로스트립 선로와 CPW와의 유효유전율의 변화의 결과로부터 기판의 종류 즉 기판의 두께 및 유전율에 따라 그리고 전송하려는 펄스 신호의 주파수 대역 사이에 밀접한 관계가 있음을 알 수 있었다. 여기서는 이러한 밀접한 관계를 임의의 펄스 폭을 갖는 가우시안 펄스를 선로에 서로 다른 기판으로 설계 된 마이크로스트립 선로와 CPW에 인가하여 길이에 따른 펄스 신호의 왜곡을 살펴보고자 한다.



(a)

그림 4-8. $F_{TE}=39\text{GHz}$ 인 기판에서의 거리에 따른 펄스 전송특성(계속)

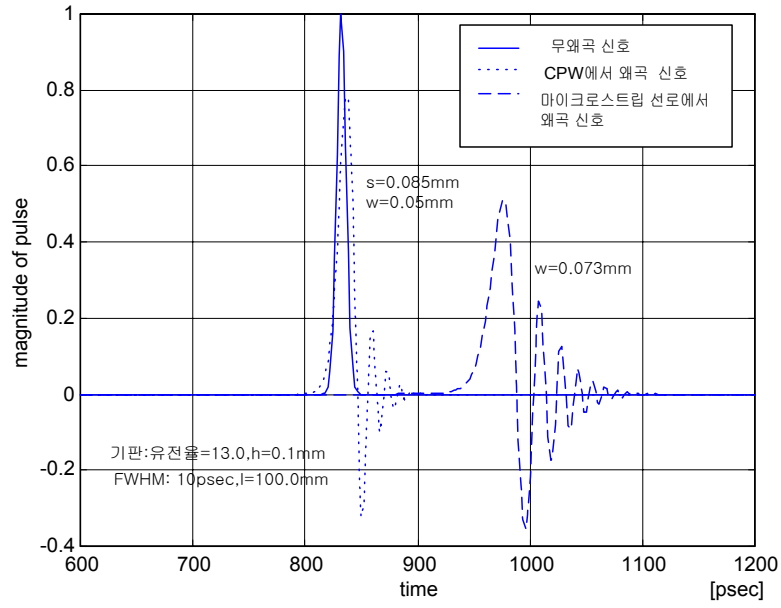


(b)

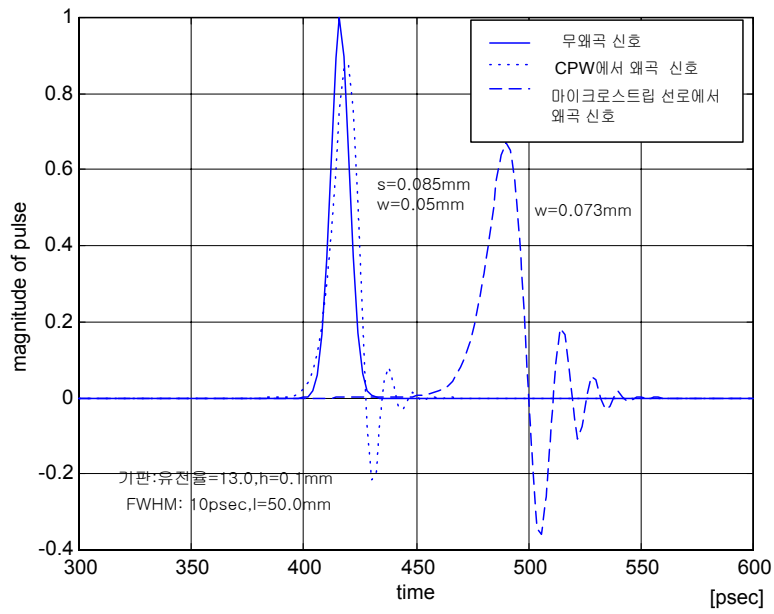
그림 4-8. $F_{TE}=39\text{GHz}$ 인 기판에서의 거리에 따른 펄스 전송특성

그림 4-8은 기판의 기본 TE모드 차단 주파수(F_{TE})가 39GHz(유전율=10.2, 두께=0.635mm)가 되는 기판에서 가우시안 펄스 전송 특성을 계산한 결과이다. 이 그림에서 알 수 있듯이 CPW상의 펄스가 마이크로스트립 선로 상의 펄스에 비해 더 많은 왜곡 특성을 보임을 알 수 있다. 이것은 제2-2절에서 언급했듯이 F_{TE} 가 낮은 경우의 기판에서 수십 psec의 펄스가 진행되면 주파수 대역 폭이 커진다. 이로 인한 유효유전율의 차이 즉 낮은 주파수에서의 유효유전율과 높은 주파수에서의 유효유전율차가 CPW가 더 커져 분산 왜곡이 더 생김을 알 수 있다.

그림 4-9는 F_{TE} 가 216GHz(유전율=13.2, 두께=0.1mm)인 기판에서 선로 길이 및 펄스 폭에 따른 전송 왜곡 특성을 계산한 결과이다.

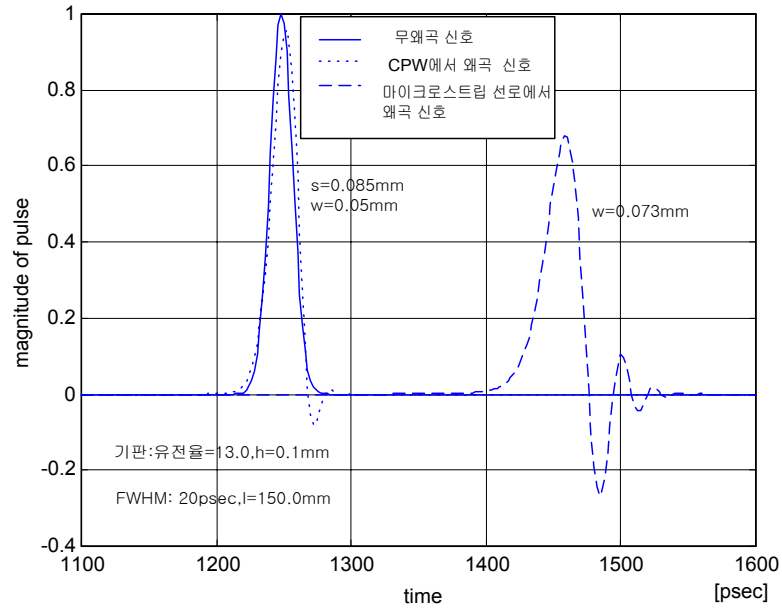


(a)



(b)

그림 4-9. $F_{TE}=216\text{GHz}$ 인 기판에서 펄스 전송특성(계속)



(c)

그림 4-9. $F_{TE}=216\text{GHz}$ 인 기판에서 펄스 전송특성

그림 4-9(a) ~ (c)의 결과는 그림 4-8의 결과와 반대의 결과를 보여주고 있다. 즉, 마이크로스트립 선로상에서의 펄스 왜곡이 CPW보다 많이 일어남을 볼 수 있다. 이는 기판의 F_{TE} 이 216GHz로 매우 높고 이 주파수까지 CPW의 유효유전율 변화가 거의 없기 때문에 이러한 결과를 얻을 수 있다. 따라서 기판 선정은 펄스 왜곡 특성에 매우 중요한 파라미터임을 알 수 있다. 특히, 그림 4-9(c)는 펄스폭이 20psec인 가우시안 펄스가 150mm 전파되었을 때 펄스의 분산 특성을 보인 것으로 위에서 말한 특성을 매우 잘 나타내고 있다. 그림 4-9의 왜곡되지 않은 펄스 모양은 CPW상에서의 무왜곡 신호를 그린 것이다.

제 5 장 TDR을 이용한 실험 및 결과

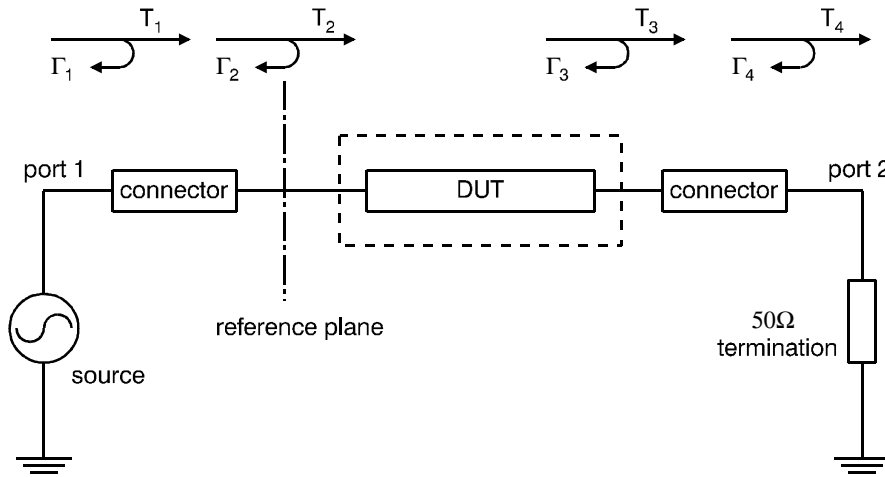


그림 5-1. 펄스 신호 측정을 위한 실험 블록도

그림 5-1은 펄스 왜곡 특성을 측정하기 위한 실험 블록도이다. 제작된 마이크로스트립 선로들을 측정하기 위해 S파라미터 시험세트(HP8517B)와 마이크로파 신호원(HP83651A:45MHz-50GHz)이 내장된 에이질런트사의 HP8510C 벡터 네트워크 분석기(Vector Network Analyzer:VNA)를 사용하였으며, VNA의 시간 영역 측정을 위해서 VNA를 시간 영역에서 사전교정(Calibration)을 하였다. 또한 마이크로스트립 선로를 정확하게 측정하기 위해 선로 측정용으로 Anritsu사에서 제작한 Universal Test Fixture(Model-3680K)를 이용하였다.

사진 5-1은 그림 5-1와 같은 전체 실험 장비를 찍은 것이며, 사진 5-2는 실험에 사용된 각종 선로들이다.



사진 5-1. 전체 실험 구성

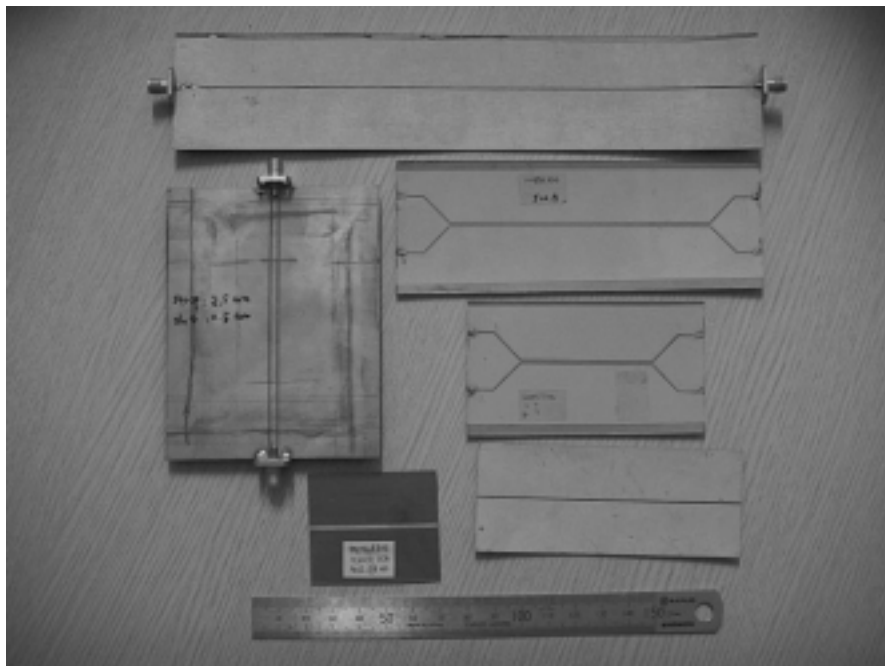


사진 5-2. 실험에 사용된 각종 선로들

VNA의 포트1의 코넥터와 포트2의 코넥터를 직접연결하여 S21의 파형을 측정한다. 측정 결과 그림 5-2와 같으며, 이것은 펄스 폭이 23ps인 가우시안 펄스 파형과 같은 파형임을 알 수 있다.

일반적으로 VNA의 두 개 포트에서 발생하는 반사(Γ_1 과 Γ_4)는 무시되며, DUT가 50 Ω 선로이면 DUT의 두 포트와 VNA의 코넥터 연결지점인 곳에서의 반사(Γ_2 와 Γ_3)도 무시할 수 있다. 그러므로 포트1과 포트2를 직접 연결하여 얻은 파형임으로 이 신호는 제작한 마이크로스트립 선로인 DUT(Device Under Test)에 인가하는 신호가 된다. 마이크로스트립 선로에서의 가우시안 펄스의 전송특성을 이론값과 비교하기 위하여, 표5-1과 같이 여러 가지 기판에 50 Ω 선로를 제작하였다.

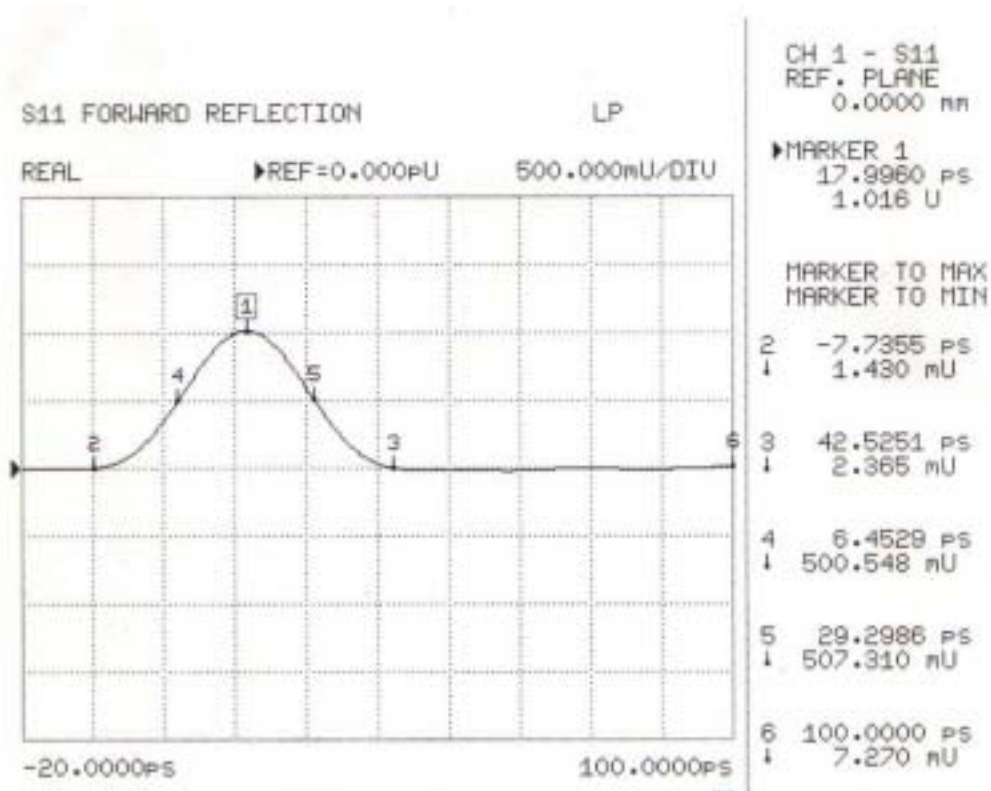


그림 5-2. 포트1과 포트2를 직접 연결했을 경우의 측정 펄스

표 5-1. 제작된 50 Ω 마이크로스트립 선로의 제원

| 선로번호 | 유전율 | 기판높이(mm) | 선로폭(mm) | 선로 길이(mm) |
|------|------|----------|---------|-----------|
| 1 | 2.5 | 0.3 | 0.81 | 50.0 |
| 2 | 2.5 | 0.5 | 1.42 | 50.0 |
| 3 | 10.2 | 0.635 | 0.635 | 50.0 |
| 4 | 10.2 | 0.635 | 0.635 | 100.0 |

그림5-3와 5-4는 표5-1에서 제작한 마이크로스트립 선로의 기판 1과2의 50 Ω 선로에 대한 이론적 결과 와 실험적 결과를 나타낸 것이다. 분산에 의해 원래의 가우시안 폭에서 선로1에서는 46ps 선로 2에서는 49ps로 원래의 신호에 비해 약 2배 정도로 신호가 퍼졌음을 알 수 있다. 그리고 폭 변화에 비해 신호의 크기 변화는 크게 일어나지 나지 않음을 알 수 있다.

선로1의 최고치가 나타나는 시간은 이론값이 측정값보다 약 18psec 빠르게 나타내었고, 펄스의 폭(FWHM)은 이론값은 60.1psec이고 측정값은 약 45.7psec로 두 값의 차이는 14.4psec이다. 선로2도 같은 방법으로 비교하면 최고치가 나타나는 차이는 측정값이 267.1psec이고 이론값이 248.1psec로 이론값이 17psec 빠르게 나타났다. 그리고 이론값과 측정값의 FWHM은 각각 60.1psec와 46.9psec로 이 차이는 13.2psec이다.

그림 5-5과 5-6은 유전율이 10.2인 기판을 사용한 선로 3과 4에 대한 분산 특성에 의한 신호의 왜곡 특성을 이론값과 측정값을 비교한 그림이다. 그림 5-5는 5cm인 선로의 길이에 대한 것으로 그림 5-3와 5-4의 같은 길이의 유전율 2.5인 선로에 비해 심하게 펄스가 왜곡되어 있음을 쉽게 알 수 있다. 그림에 표시된 중요 측정값은 실험값과 쉽게 구분 및 비교하기 위한 것으로 최대값(점1)은 크게 낮아졌으며, 펄스의 폭 또한 42ps로 넓어졌다.

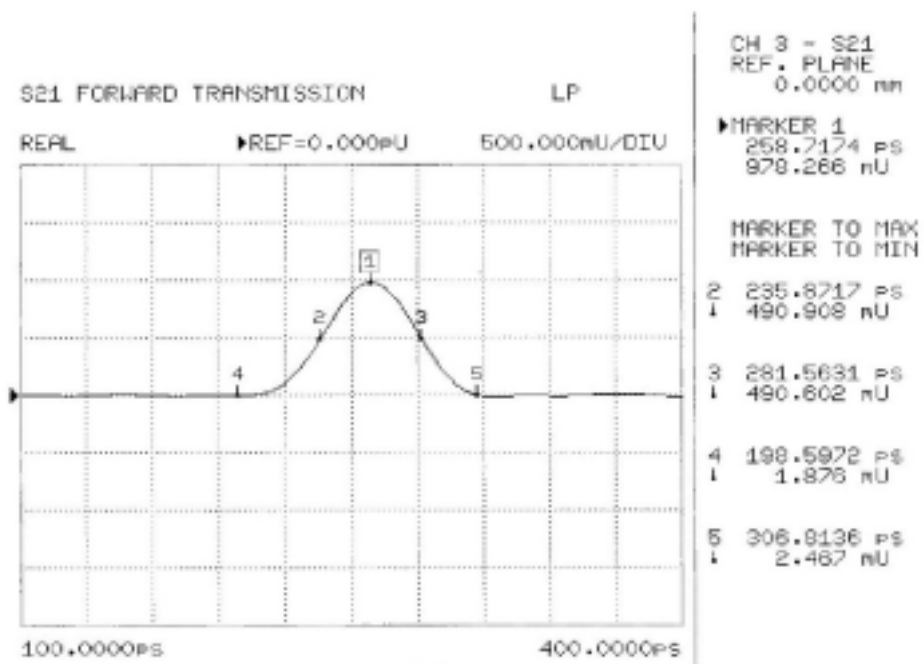
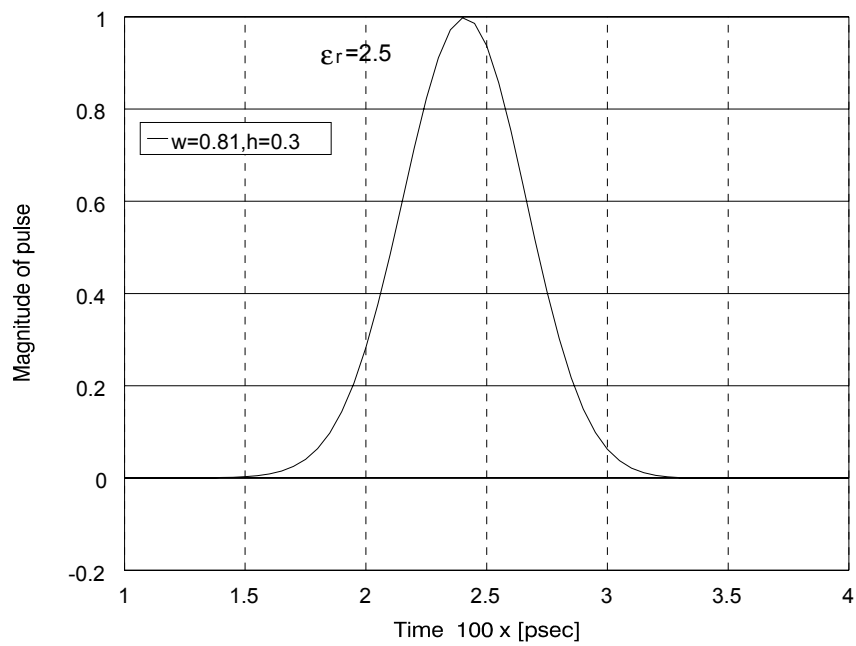


그림 5-3. 마이크로스트립 선로(No. 1)에 대한 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

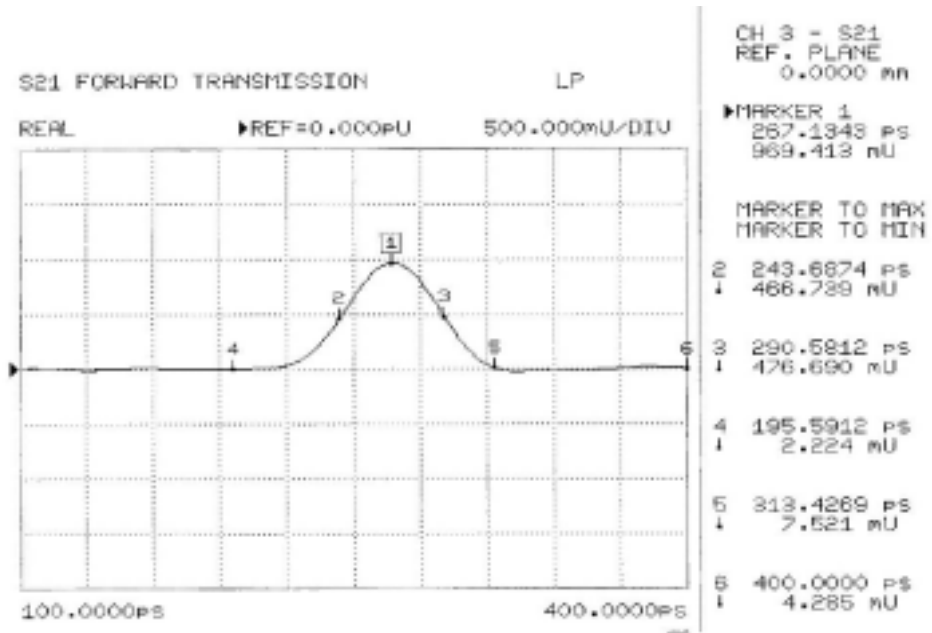
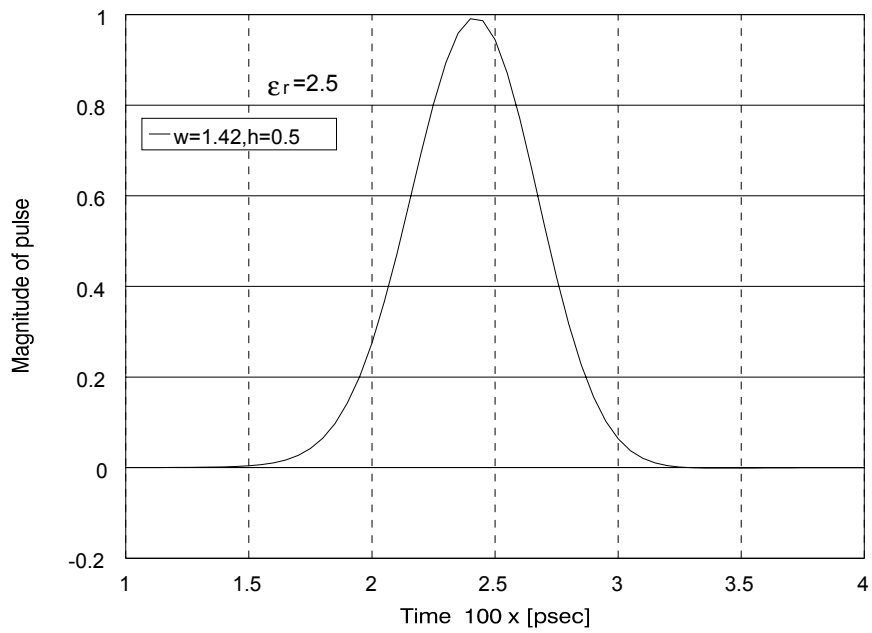


그림 5-4. 마이크로스트립 선로(No. 2)에 대한 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

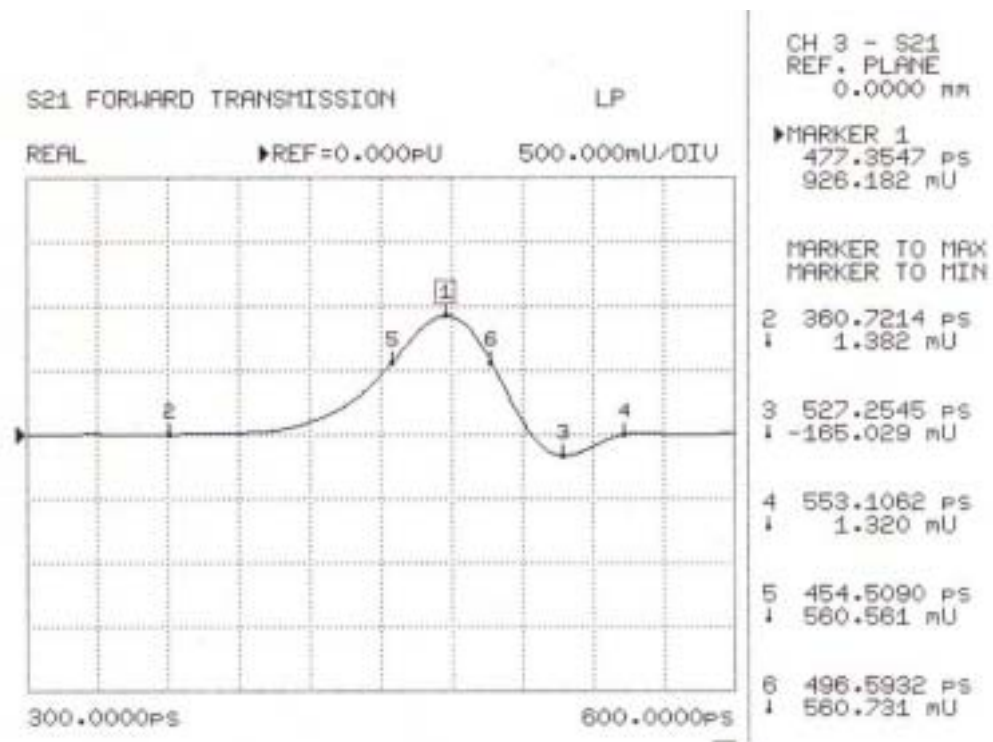
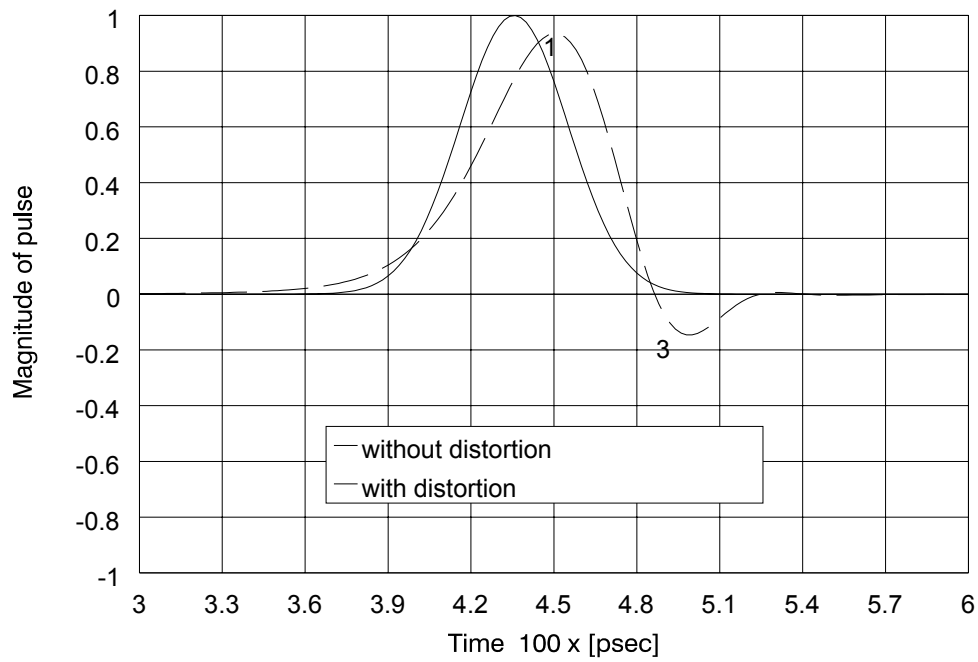


그림 5-5. 마이크로스트립 선로(No. 3)에 대한 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

이 값은 그림 5-3과 5-4의 결과에 비해 크게 차이가 나는 값은 아니지만 그림 5-3과 5-4에서는 발생하지 않은 음의 값을 갖는 신호 부분까지 포함 한다면 신호가 크게 확산되어 왜곡된 모양이다.

그림 5-6은 선로 길이 10cm에 대한 신호의 분산 특성을 측정한 값이다. 실제로 마이크로스트립 선로의 길이가 10cm인 경우는 극히 드물지만 이 실험은 심하게 왜곡된 신호를 분석하고, 길이 변화에 대한 펄스의 왜곡 특성을 이론값과 비교 분석하기 위한 것이다. 그림 5-6에서 알 수 있듯이 그림 5-5의 결과에 비해 신호의 최대값(점1)과 음의 최소점(점3)의 차이가 확연하게 나타나며, 특히, 음의 최소점의 크기가 그림 5-5의 결과보다 커져 있어 원래의 신호를 알 수 없을 정도로 심하게 왜곡 되었음을 알 수 있다.

표 5-2. 선로 3과 4에 대한 결과의 주요 비교점들에 대한 값 비교

| No. | 표시점 | 실험치 | | 이론치 | | 오차 | |
|-------------|-----|----------|--------|----------|--------|----------|--------|
| | | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 |
| 3 선 로 | 1 | 477.4 | 0.926 | 450.0 | 0.934 | 27.4 | -0.008 |
| | 3 | 527.3 | -0.165 | 500.2 | -0.146 | 27.1 | -0.019 |
| No. | 표시점 | 실험치 | | 이론치 | | 오차 | |
| | | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 |
| 4 선 로 | 1 | 952.3 | 0.766 | 897.0 | 0.838 | 55.3 | -0.072 |
| | 3 | 1008.8 | -0.326 | 951.2 | -0.307 | 57.6 | -0.019 |
| | 4 | 1044.9 | -0.099 | 984.4 | -0.071 | 60.5 | -0.028 |

실험결과 전반적으로 이론값과 측정값이 시간 축으로 평균 41ps정도 이동(time shift)된 것을 관측할 수 있는 데 이는 마이크로스트립 선로와 VNA의 코넥터 사이의 SMA코넥터에 의한 것으로 생각할 수 있다.

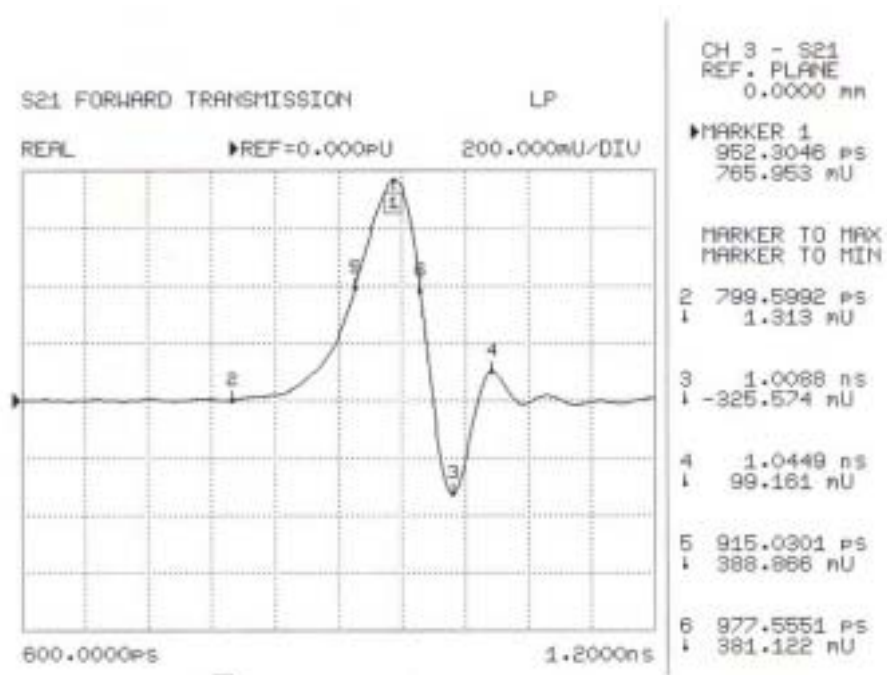
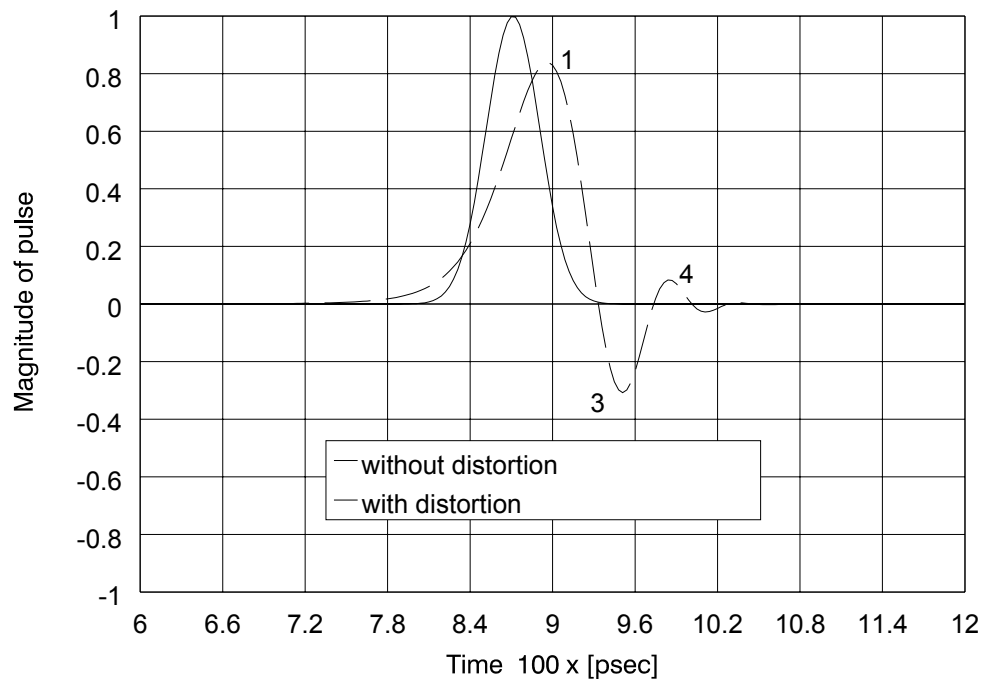


그림 5-6. 마이크로스트립 선로(No. 4)에 대한 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

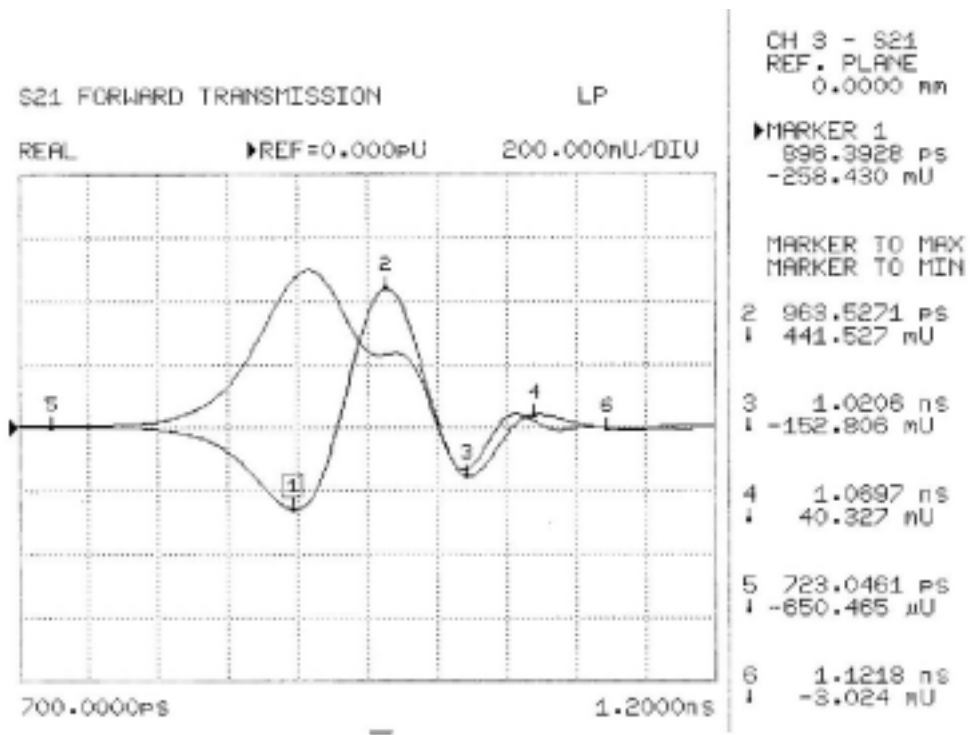
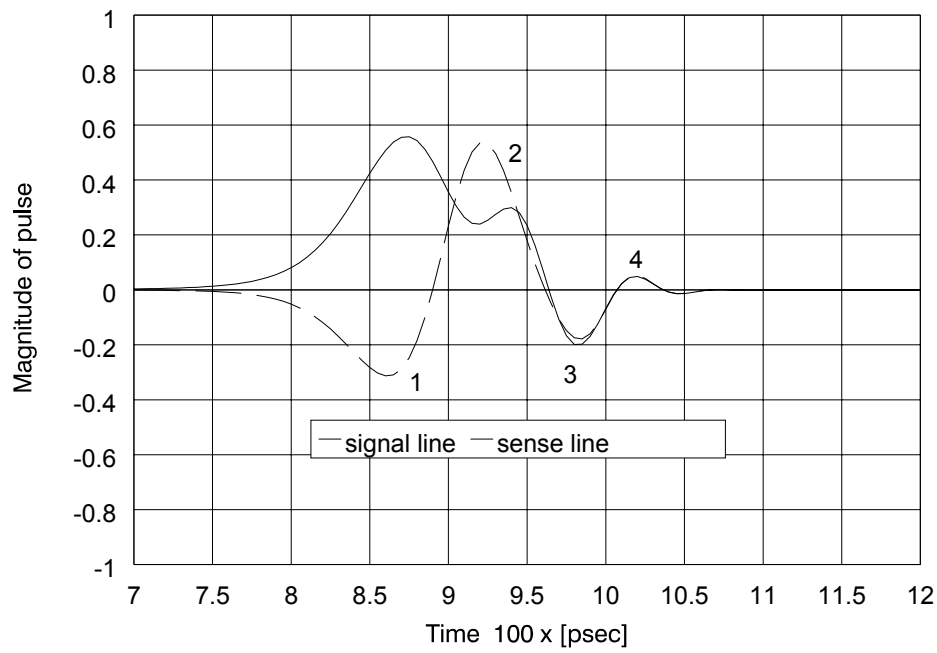


그림 5-7. 결합 마이크로스트립 선로 1에서의 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

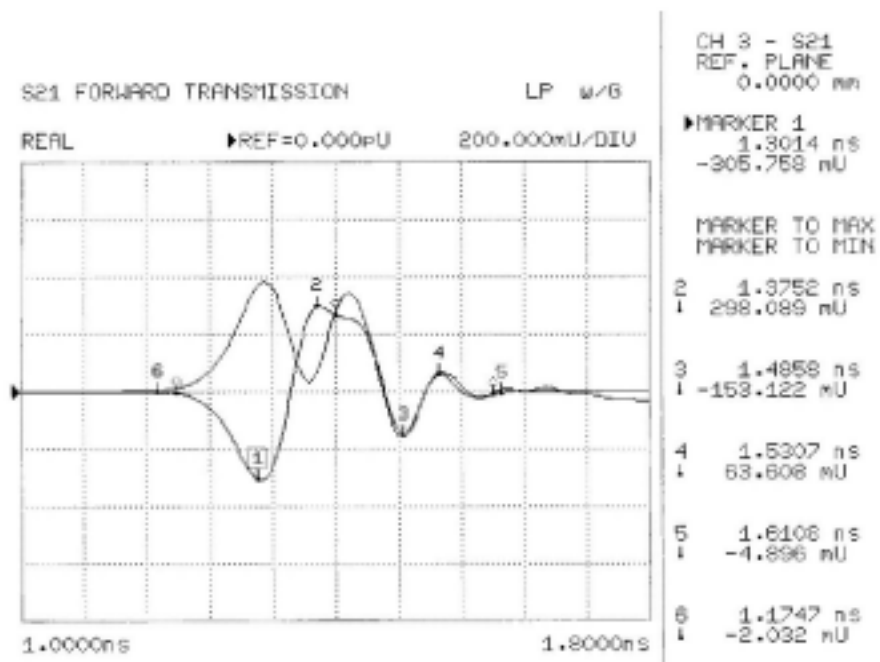
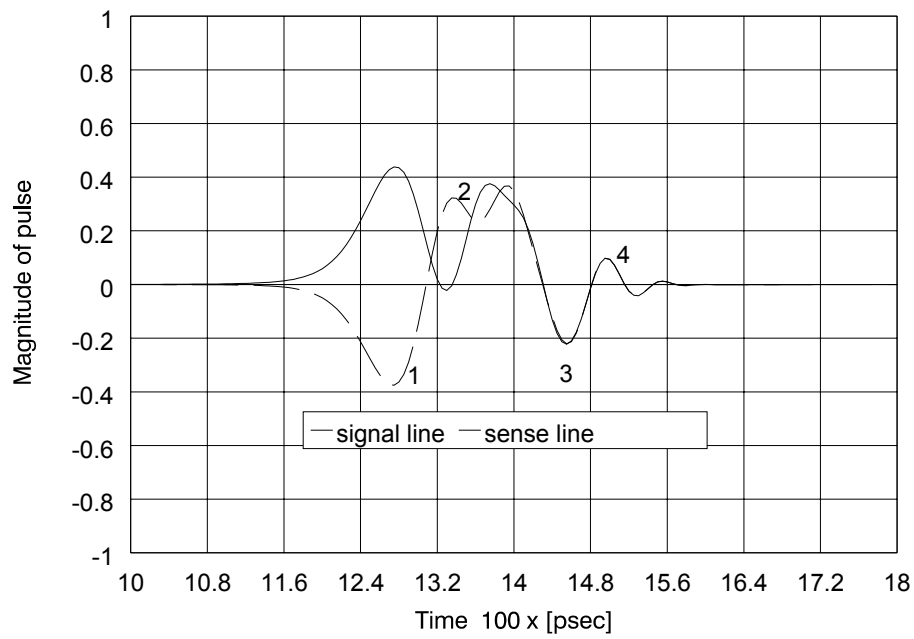


그림 5-8. 결합 마이크로스트립 선로 2에서의 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

그림 5-7은 유전율 10.3, 기판의 두께 0.635mm, 선로폭이 0.635mm인 선로가 1.0mm 떨어진 결합선로(결합선로1)로 총 결합길이는 50mm인 경우의 분산 및 결합에 의한 펄스 왜곡에 대한 결과 그림이다. 표5-3는 그림 5-7의 이론 값과 측정값을 4개의 중요한 점들을 비교한 표이다. 표5-3에서 알 수 있듯이 누화 및 분산으로 인하여 원래의 가우시안 펄스 형태를 알 수 없었고 이론 및 측정 값의 크기는 원래의 1의 크기에 비해 대략 49.6.% 감소되었다. 이론과 측정치를 비교하면 측정 값의 시간축이 최대 49.6psec만큼 천이되었으나 전반적인 왜곡 특성에 대한 모양은 잘 일치함을 알 수 있었다. 그림 5-8과 표 5-4는 결합에 의한 왜곡 특성을 보다 잘 측정한 것(결합선로2)으로 앞서의 선로 사양에 결합길이를 100mm로 한 경우의 분산 및 결합에 의한 펄스 왜곡에 대한 결과 그림이다 실험결과 앞서의 단일 선로 측정에도 나타난 현상이지만 전반적으로 이론값과 측정값이 시간 축으로 이동(time shift)된 것을 관측할 수 있는 데 이는 마이크로스트립 선로와 VNA의 코넥터 사이의 SMA코넥터에 기인 한 것으로 추측된다.

표5-3. 그림 5-7의 중요 포인트에 대한 측정값 및 이론값 비교

| 표시점 | 실험값 | | 이론값 | | 오 차 | |
|-----|-----------|--------|----------|--------|-----------|--------|
| | 시간 [psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 | 시간 [psec] | 크기 |
| 1 | 896.4 | -0.258 | 860.2 | -0.313 | 36.2 | 0.055 |
| 2 | 963.5 | 0.442 | 920.6 | 0.535 | 42.9 | -0.093 |
| 3 | 1020.6 | -0.153 | 985.4 | -0.179 | 35.2 | 0.026 |
| 4 | 1069.7 | 0.040 | 1020.1 | 0.052 | 49.6 | -0.012 |

표5-4. 그림 5-8의 중요 포인트에 대한 측정값 및 이론값 비교

| 표시점 | 실험값 | | 이론값 | | 오 차 | |
|-----|----------|--------|----------|--------|----------|--------|
| | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 |
| 1 | 1301.4 | -0.306 | 1275.0 | -0.375 | 26.4 | 0.069 |
| 2 | 1375.2 | 0.298 | 1335.2 | 0.323 | 40.0 | -0.025 |
| 3 | 1485.8 | -0.153 | 1455.4 | -0.221 | 30.4 | 0.0689 |
| 4 | 1530.7 | 0.064 | 1495.1 | 0.098 | 35.6 | -0.034 |

그림 5-9에 사용된 입력 가우시안 펄스 폭은 53psec이다. 그림5-9은 유전율 4.5 기판두께 16mm, 스트립 폭2.5, 슬롯 폭0.5mm 그리고 길이 100mm CPW에서 펄스 전송를 실험으로 측정한 것과 이론계산한 결과를 나타낸 것이다. 그림 5-9에 사용된 입력 가우시안 펄스 폭은 53psec이다. 시간적 차이는 이론값이 측정값보다 평균 31psec 지연 되었고 이 이유는 코넥터로 인해 사전교정된 기준면이 이동되어 생긴 오차로 보인다. 그리고 크기는 큰 차이를 보이지 않아 이론과 측정이 매우 잘 일치함을 알 수 있다. 본 실험에서는 한 종류의 CPW를 제작하여 실험 했지만 앞으로 CPW에 대한 실험은 여러 기판을 이용하여 다양한 치수의 CPW를 제작하여 실험해야할 것으로 사료된다.

표5-5. 그림 5-9의 중요 포인트에 대한 측정값 및 이론값 비교

| 표시점 | 실험값 | | 이론값 | | 오 차 | |
|-----|----------|--------|----------|--------|----------|-------|
| | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 | 시간[psec] | 크기 |
| 1 | 496.9 | 0.83 | 532.0 | 0.95 | -35.1 | -0.12 |
| 2 | 561.2 | -0.013 | 588.0 | -0.094 | -26.8 | 0.081 |
| 3 | 588.8 | 0.022 | 620.0 | 0.011 | -31.2 | 0.011 |

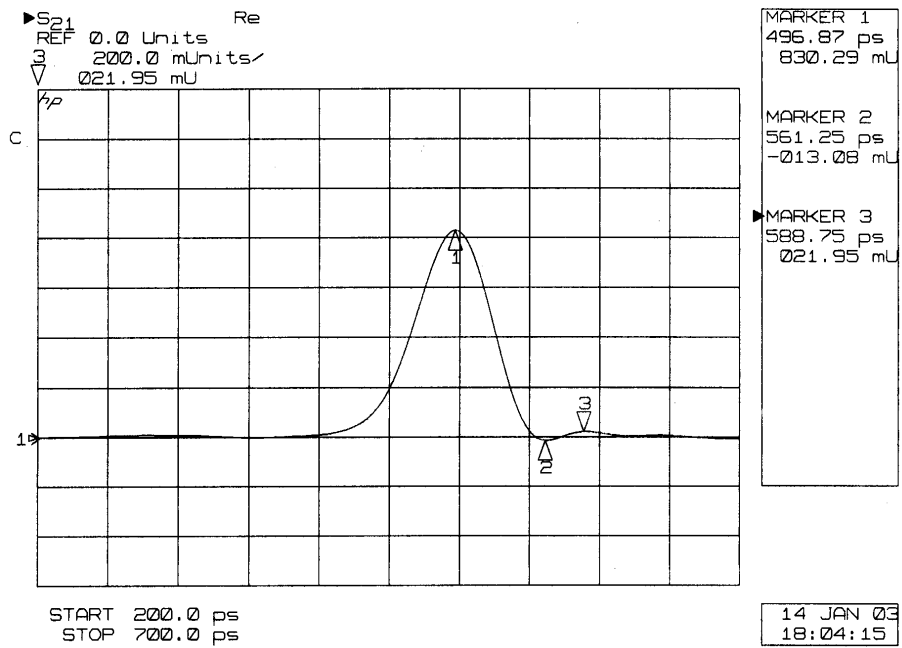
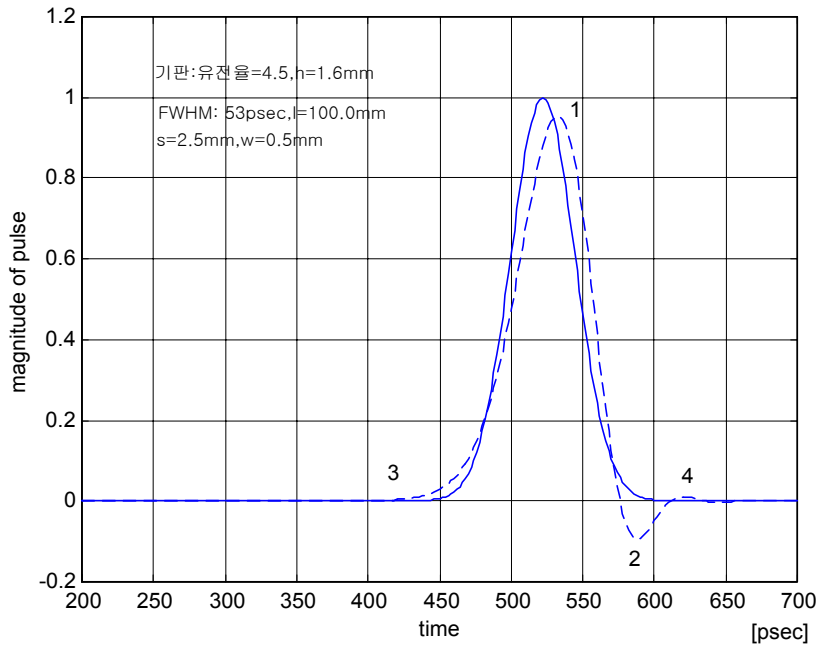


그림 5-9 CPW에 대한 왜곡된 가우시안 펄스의 이론값 및 측정값

제 6 장 결 론

마이크로스트립 모드의 non-TEM(TE와 TM 모드) 특성을 고려하여 마이크로스트립 선로의 주파수에 따른 유효유전상수의 closed-form 근사식들을 고찰해 보았으며, 신호 펄스의 해석을 위해 Atwater에 의해 그 정확함이 확인된 Kirschning와 Jansen의 모델을 선택하였다. 그리고 CPW는 근사식과 Full-wave방법을 병행하였다.

마이크로스트립 선로의 공기와 유전체의 경계면에서는 순수한 TEM 모드 외에 고차모드가 발생되며, 낮은 주파수에서 파의 전파는 TEM으로 근사화되지만 높은 주파수 성분을 갖는 펄스파형은 펄스의 고차 고조파 성분이 저차 고조파 성분보다 더 느린 속도로 진행하기 때문에 분산이 일어난다. 이에 대한 마이크로스트립 선로에서 구형과 가우시안 펄스파형의 분산 효과를 고찰하기 위해서 유효유전상수 $\epsilon_{eff}(f)$ 에 대한 Kirschning-Jansen의 closed-form 수식과 해석적 방법을 결합하였다. 그리고 비교적 정확성을 가지며 시뮬레이션하기에 편리한 수치적분법을 이용하여 가우시안 및 구형 펄스신호의 시간영역 응답을 알 수 있었다.

가우시안 및 구형 펄스신호의 분산효과는 선로의 비유전율 ϵ_r , 기관두께 h , 그리고 스트립폭 w 의 기하학적 구조의 영향을 받으며, 신호 펄스의 펄스폭 τ 에도 관련을 갖는다. 그래서 비유전율 ϵ_r 이 클수록, 그리고 w/h 비가 클수록 분산은 더욱 크게 일어나며, 또한 신호 펄스의 펄스폭 τ 가 작을수록 분산에 미치는 영향은 더욱 현저해진다. 가우시안 펄스신호에 비해 더욱 광대역의 고차 고조파 성분을 갖는 구형 펄스신호는 거리 L 을 진행함에 따라 고차와 저차 고조파 성분의

위상속도차가 심해져 분산왜곡이 더욱 두드러지게 나타난다.

결합선로인 경우 선로 간격 s 는 결합 마이크로스트립 설계에 중요한 파라미터이다. 우수 및 기수 모드의 왜곡 영향을 줄이기 위해서는 스트립 간격이 넓어야 한다. 그러나 회로의 크기를 작게하기 위해서는 그 간격은 가능한한 좁아야 한다. 그래서 가능한한 좁고 우수 및 기수 모드 왜곡의 수용할 수 없는 정도의 영향을 고려한 적당한 선간 간격을 선택해야만 한다. 다음에서 펄스 신호의 분산에 관한 우수 및 기수 모드 왜곡 영향을 평가하는데 있어서 주요 3가지 고려사항을 언급하였다.

- a) 신호선상의 펄스의 진폭 감쇄
- b) 감지선상의 원하지 않는 응답의 진폭
- c) 시간축상의 펄스 분산량

이러한 파라메타의 가용한 값은 특정 회로에 의해 결정되고 결합 마이크로스트립의 기하구조 파라메타 뿐만 아니라 전자파 펄스 신호의 형태, 선로 길이에 의존한다.

그리고 이론적으로 구한 펄스의 전파특성을 실험적으로 확인하기 위해 서로 다른 기판을 이용하여 $50\ \Omega$ 마이크로스트립 선로, 결합 선로 및 CPW를 제작하고, 각 선로에서의 신호 왜곡을 VNA의 시간영역 분석기능을 이용하여 측정하였다. 실험 결과, 이론 값과 측정값은 매우 잘 일치 하였다. 그리고 VNA의 사용대역 이 넓으면 더욱 짧은 펄스 신호에 대한 측정도 가능함을 알 수 있었다. 향후, 고속 컴퓨터 및 IC설계에서 펄스 신호의 왜곡에 대한 해석 및 측정 그리고 이에 대한 대책은 매우 중요한 연구 과제가 될 것으로 사료된다.

참 고 문 헌

- [1] R. Sorrentino, "Modeling and design of millimeterwave passive circuits : from 2 to 3D," 24th European Microwave Conf. in Cannes, France, pp. 48-61, Sept. 1994.
- [2] W. Schwab and W. Menzel, "On the design of planar microwave components using multilayer structures," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-40, no.1, Jan. 1992.
- [3] K. C. Gupta, R. Garg and I. J. Bahl, Microstrip Lines and Slotlines, Artech House, Dedham, Mass., 1979
- [4] T. C. Edwards, Foundations for Microstrip Circuit Design, John Wiley & Sons, N. Y., 1987.
- [5] M. Kirschning and R. H. Jansen, "Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimeterwave frequencies," Electron Lett., vol. 18, no. 6, pp. 272-273, Mar. 1982.
- [6] H. A. Wheeler, "Transmission line properties of parallel wide strips separated by a dielectric sheet," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-13, pp. 172-185, 1965.
- [7] R. L. Veghte and C. A. Balanis, "Dispersion of transient signals in microstrip transmission lines", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol MTT-34, no. 12, pp. 1427-1436, Dec. 1986.
- [8] T. Itoh and R. Mittra, "Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-21, no. 7, pp. 496-499, July 1973.

- [9] E. J. Denlinger et al., "A frequency dependent solution for microstrip transmission lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-19, no. 1, pp. 30-39, Jan. 1971.
- [10] P. Pramanick and P. Bhartia, "An accurate description of dispersion in microstrip," Microwave J., pp. 89-96, Dec. 1983.
- [11] M. V. Schneider, "Microstrip dispersion," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-20, no. 1, pp. 144-146, Jan. 1972.
- [12] H. J. Carlin, "A simplified circuit model for microstrip," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-21, no. 9, pp. 589-591, Sept. 1973.
- [13] M. Kobayashi, "Important role of inflection frequency in the dispersive properties of microstrip lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-30, no. 11, pp. 2057-2059, Nov. 1982.
- [14] E. Yamashita, K. Atsuki and T. Veda, "An approximate dispersion formula of microstrip lines for computer-aided design of microwave integrated circuits," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-27, no. 12, pp. 1036-1038, Dec. 1979.
- [15] W. J. Getsinger, "Microstrip dispersion model," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-21, no. 1, pp. 34-39, Jan. 1973
- [16] H. A. Atwater, "Tests of microstrip dispersion formulas," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-36, no.3, pp. 619-621, Mar. 1988.
- [17] D. C. Champeney, Fourier Transforms and their Physical Application, New York, Academic Press, 1973.
- [18] M. P. Forrer, "Analysis of millimicrosecond RF pulse

- transmission," Proceeding IRE, vol. 46, pp. 1830-1835, Nov. 1958
- [19] R. S. Elliott, "Pulse waveform degradation due to dispersion in waveguide," IRE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-5, no. 10, pp. 254-257, Oct. 1957.
- [20] A. Papoulis, The Fourier Integral and its Applications, New York, McGraw-Hill, ch. 7, pp. 120-143, 1962
- [21] Y. Qian and E. Yamashita, "Characterization of Picosecond Pulse Crosstalk Between Coupled Microstrip Lines with Arbitrary Conductor Width," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-41, no. 6/7, pp. 1011-1016, June/July 1993.
- [22] M. Kirschning and R. H. Jansen, "Accurate Wide-Range Design Equations for the Frequency-Dependent Characteristic of Parallel Coupled Microstrip Lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-32, no. 1, pp. 83-90. Jan 1984.
- [23] P. Pramanick and R. R. Mansour, "Dispersion Characteristics of Square Pulse with Finite Rise Time in Single, Tapered, and Coupled Microstrip Lines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-39, no. 12, pp. 2117-2122, Dec. 1991.
- [24] C.D. Taylor, R.S. Satterwhite, and C.W. Harrison, "The Response of a Terminated Two-Wire Transmission Line Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field," IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP-13, 987-989 (1965).
- [25] A.A. Smith, Jr., "A More Convient Form of the Equations for the Response of a Transmission Line Excited by Nonuniform Fields," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-15, 151-152 (1973).
- [26] K.S.H Lee, 'Two Parallel Terminated Conductors in External Fields,"

- IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-20, 288-295 (1978).
- [27] S. Frankel, "Forcing Functions for Externally Excited Transmission Lines," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-22, 210, 1980.
- [28] G.W. Bechtold and D.J. Kozakoff, "Transmission Line Mode Response of a Multiconductor Cable in a Transient Electromagnetic Field," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-12, 5-9 (1970)
- [29] A.K. Agrawal, H.J. Price, and S.H. Gurbaxani, "Transient Response of Multiconductor Transmission Lines Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-22, 119-129 (1980).
- [30] C.D. Taylor and J.P. Castillo, "On the Response of a Terminated Twisted-Wire Cable Excited by a Plane-Wave Electromagnetic Field," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-22, 119-129 (1980).
- [31] Y. Leviatan and A.T. Adams. "The Response of a Two-Wire Transmission Line to Incident Field and Voltage Excitation, Including the Effects of Higher Order Modes," IEEE Trans. on ANTENNAS and Propagation, AP-30, 998-1003 (1982).
- [32] G.E. Bridges and L. Shafai, "Plane Wave Coupling to Multiple Conductor Transmission Lines Above a Lossy Earth," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, 31, 21-33 (1989).
- [33] C.W. Harrison, "Generalized Theory of Impedance Loaded Multiconductor Transmission Lines in an Incident Field," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility. EMC-14, 56-63 (1972).
- [34] Y. Kami and R. Sato, "Transient Response of a Transmission Line Excited by an Electromagnetic Pulse," IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, EMC-30, 457-462 (1988).
- [35] E.S.M. Mok, and G.I. Costache, "Skin-Effect Considerations on

Transient Response of a Transmission Line Excited by an Electromagnetic Pulse," IEEE Trans. EMC-34, 320-329 (1992).

[36] M. V. Schneider, 'Microstrip dispersion model.' IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-20, pp.144-146, Jan. 1972.

[37] P. Pramanick and P. Bhartia, "An accurate description of dispersion in microstrip," Microwave J. pp. 89-96, Dec. 1983.

[38] Kirschning, M. and Jansen. R. H. "Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimetre-wave frequencies." Electro. Letters 18, pp. 272-273, 1982.

[39] R. H. Jansen and M. Kirschning, "Arguments and an accurate model for the power-current formulation of microstrip characteristic impedance, " Arch. ELeck. Übertragung(AEU), vol 37, pp. 108-112, 1983

[40] E. Hammerstad and O. Jensen, "Accurate models for microstrip computer-aided design," in IEEE MTT-S int. Microwave Symp. Dig. (Washington D.C), 1980, pp.407-409

[41] R. S. Elliott, "pulse waveform degradation due to dispersion in waveguide," IRE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-5, no.10, pp.254-257. Oct. 1957.

[42] K. K. Li et al., "Propagation of picosecond pulses in microwave striplines," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-30, pp.1270-1272, Aug. 1982.

[43] C. R. Paul, Analysis of Multiconductor Transmission Lines, John Wiley & Sons, 1994.