

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	10 <sup>17</sup> eV以上の空気シャワーの縦方向発達と高エネルギー粒子相互作用
Title(English)	
著者(和文)	垣本史雄
Author(English)	FUMIO KAKIMOTO
出典(和文)	学位:理学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第1235号, 授与年月日:1983年5月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Science, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第1235号, Conferred date:1983/5/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

10<sup>17</sup> eV 以上の空気シャワーの縦方向の発達と  
高エネルギー粒子相互作用

提出者 垣本史雄

《目次》	
第一章 序論	1
1. 空気シャワー	3
2. 空気シャワー中の粒子の縦方向の発達の測定	8
(a) 等頻度法	8
(b) 空気シャワー中のミュオンへの到着時間分布	9
(c) 空気シャワー中の電子への到着時間分布	11
(d) 空気シャワーフェレニコフ光への到着時間分布	12
(e) 空気ミニフェレニコフ光の観測	14
第二章 観測装置及び観測方法	15
1. 空気シャワー観測装置	15
(a) 粒子密度検出の原理	15
(b) 粒子密度検出装置	17
(c) 時定数 $\tau$ の測定	18
(d) 検出器を1粒子が入射した時の主増幅器のLINEAR出力 波高( $V_1$ )とLOG出力の時間 $T_1$ の設定	19
(e) 観測装置のモニター	20
(f) 空気シャワー到来方向の測定	21
2. 観測装置のトリガー条件	22
3. 空気シャワー中のミュオン及び電子への到着時間分布測定装置	24
(a) ミュオン検出器	24
(b) N19検出器	27
(c) 加算回路	28
(d) 波形記録装置	31

4.	ミューオンの到着時間分布測定のためのトリガー条件	32
5.	ミューオンの到着時間分布測定装置の応答特性	34
(a)	加算回路の応答特性	34
(b)	Biomation 8100の直線性特性	35
(c)	三角波入力に対する加算回路及びBiomation 8100の応答特性	37
(d)	到着時間分布測定装置全体の応答特性	38
(e)	ミューオン及び電子の到着時間分布波形のBiomation 8100出力における立上りチャネル位置の測定	41

第三章 ミューオン到着時間分布測定結果の解析 44

1.	空気シャワーデータの解析	44
(a)	空気シャワー到来方向の決定法	44
(b)	空気シャワーサイズの決定法	48
2.	ミューオンの到着時間分布測定結果の解析	52
(a)	バースト・イグントの除去	54

第四章 空気シャワー中のミューオンの到着時間分布のモデル計算 57

1.	測定装置の応答特性の考慮	57
2.	水本及びMcCombとTurverによるモデル計算結果の比較	59
3.	空気シャワーサイズと一次宇宙線のエネルギーとの関係	61
4.	Target nucleus 効果	63
5.	地磁気効果	65

第五章 ミューオン到着時間分布測定結果及びそのモデル計算結果との比較 66


1.	解析に用いた到着時間分布測定数	66
2.	第一ミーンズ及び第二ミーンズにおけるミュオン到着 時間分布測定結果の比較	68
3.	Bシャワーについての結果	70
4.	Cシャワーについての結果	72
5.	Dシャワーについての結果	73
6.	Eシャワー以上の結果	74
7.	ミュオン到着時間分布の平均波形	75
8.	K中核子の影響	78
9.	観測されるミュオン粒子数が有限であることによる到 着時間分布波形への影響	80
10.	ミュオンの到着時間分布の測定結果とモデル計算結果 との比較のまとめ	84
第六章 結論及び議論		85
1.	ミュオンの到着時間分布と大気ของความ 200 g/cm <sup>2</sup> から 700 g/cm <sup>2</sup> におけるミュオンの縦方向の発達	85
2.	大気ของความ 550 g/cm <sup>2</sup> から 1200 g/cm <sup>2</sup> までのミュオン の縦方向の発達	87
3.	大気ของความ 550 g/cm <sup>2</sup> から 1300 g/cm <sup>2</sup> までの電子の縦方 向の発達	91
4.	大気上空における電子の縦方向の発達	93
5.	Elongation rate	97
6.	空気シャワー中のミュオン及び電子の縦方向の発達の 観測結果から結論される超高エネルギー相互作用の様相 及び一次宇宙線の核組成	100
7.	結論	107



第一章 序論

南米ボリヴィアにあるチャカルタヤ宇宙線観測所は、この種の観測所としては世界最高高度に位置し(海拔 5200 m, 大気ของความ 550  $g \cdot cm^{-2}$ ), 一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16}$  eV 以上の空気シャワーを観測し、現在加速器では到達できない超高エネルギー相互作用の研究, 及び一次宇宙線の起源の研究を行っている。

高エネルギー相互作用, 及び一次宇宙線の核組成についての研究は空気シャワー粒子(主に電子とミュオン)の縦方向の発達を測定することによって行われる。特に, 高エネルギー相互作用が実際に起っている大気上空における縦方向の発達の観測は上記テーマに対して明確な解答を与えてくれる。このような観測高度より上空における空気シャワー粒子の縦方向の発達の観測方法としては, その電磁成分に対しては空気シャワーチェレンコフ光の到着時間分布の測定及び空気ミネラルシヨニ光の測定, またミュオンに対してはミュオンの到着時間分布の測定が現在最も有効な方法である。

本論文ではチャカルタヤ観測所において 1977 年から 1979 年までに行われた  $10^{17}$  eV 以上の空気シャワー中のミュオンの到着時間分布の測定, 及びその測定結果を示し, 種々のモデル計算による計算結果との比較から大気上空における空気シャワー中のミュオンの縦方向の発達の様相を示す。

更に, チャカルタヤ観測所, 及び明野東京大学宇宙線観測所で筆者達のグループによって行われた空気シャワーチェレンコフ光の到着時間分布の測定結果から得られる大気上空での電磁成分の縦方向の発達の様相, 及び等強度法 (equi-intensity cut) による観測高度より大気の深い場所での電子, 及びミュオンの縦方向の発達の測定結果を示し, 種々のモデル計算結果と比較する。これらの結果から, 空気シャワー中の電子, 及びミュオンの縦方向の発達の様相を同時に合理的に説明できるような conventional な相互作用モデルはないことを示し, 測定された電子, 及びミュオンの縦方向の発

達の結果から予想される超高エネルギー相互作用の様相について一次序近似  
の核組成を考慮しながら議論を行う。

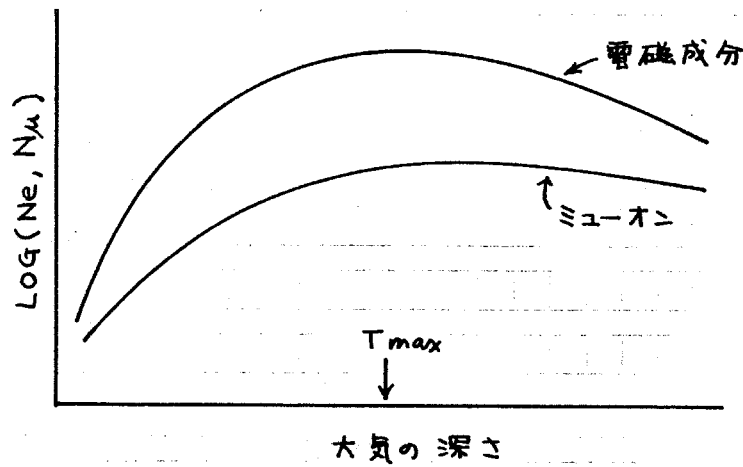
Blank lined area for writing.

## § 1. 1 空気シャワー

空気シャワーとして観測される一次宇宙線の核組成については、現在まで明確な結果は得られていない。このような一次宇宙線が地球大気に入ると空気の原子核と相互作用し、二次粒子を多量に発生させる(多重発生)。この二次粒子はほとんどが $\pi$ 中間子で、このうち $\pi^+$ 中間子はその寿命が $2.6 \times 10^{-8}$ 秒と比較的長く、一部は $\mu$ 、 $K$ 、 $\Lambda$ に崩壊するが、残りは空気原子核と相互作用をして更に二次粒子多重発生を行い核カスケードを構成する。一方、 $\pi^0$ 中間子は寿命が $0.84 \times 10^{-16}$ 秒と短い為、そのほとんどが生成されると同時に崩壊して $2\gamma$ となり、電子陽電子対生成、制動輻射、電離損失、コンプトン散乱を経て電磁カスケードを構成する。これらの粒子が一群となって降りそぐ現象を空気シャワー(extensive air shower)と呼ぶ。

空気シャワー中の粒子の組成、及びその粒子数は大気の深さとともに変化し、これを空気シャワーの縦方向の発達(longitudinal development of air shower)と呼ぶ。空気シャワー中で最も多い粒子は電磁成分で、この総粒子数を電子サイズ(electron size)或は単にサイズと呼び $N_e$ で表わされる。この電子サイズは大気の深さとともに増大し、或る深さで最大となる。この深さを空気シャワーの最大発達の深さ(depth of maximum development)と呼び $T_{max}$ で表わされる。これより大気の深い所では大気中での吸収が勝り、だいたく減少していく。電磁成分以外の空気シャワー中の粒子は主にミュオンで、その総粒子数をミュオンサイズ( $N_\mu$ )と呼び、 $T_{max}$ における $N_\mu$ は $N_e$ に対して1%未満を占める。しかしミュオンは強い相互作用を行わないため、 $T_{max}$ より大気の深い所では空気シャワー中の全荷電粒子数の数%から数十%を占めるようになる。次回、空気シャワーの縦方向の発達の様相を簡単に示しておく。

このような空気シャワーの縦方向の発達の様相は超高エネルギー原子核相

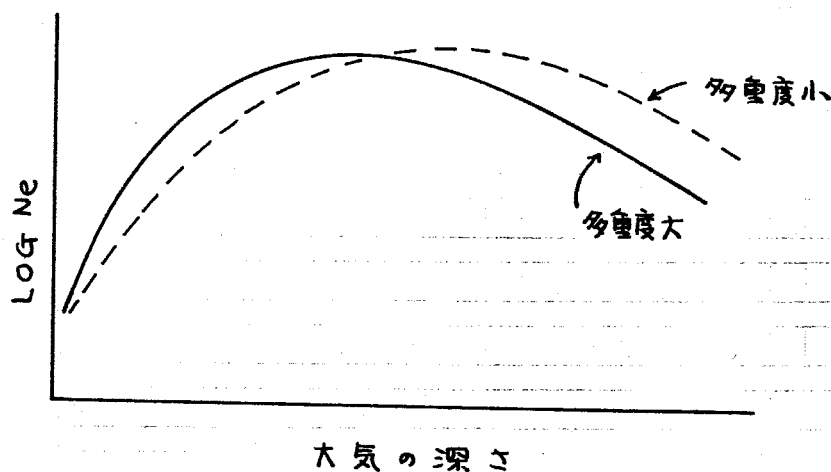


相互作用、及び一次宇宙線の核組成に大きく依存する。

高エネルギー相互作用については、加速器のエネルギーが次第に高くなり、現在、CERNのSPS(Super Proton Synchrotron)による陽子-反陽子実験で、実験室系のエネルギーに換算して $1.55 \times 10^{16}$  eVまでの情報が得られるようになった。しかし本論文で対象としている $10^{17}$  eV以上といったエネルギー領域における相互作用の研究には宇宙線を用いるのが唯一の手段である。

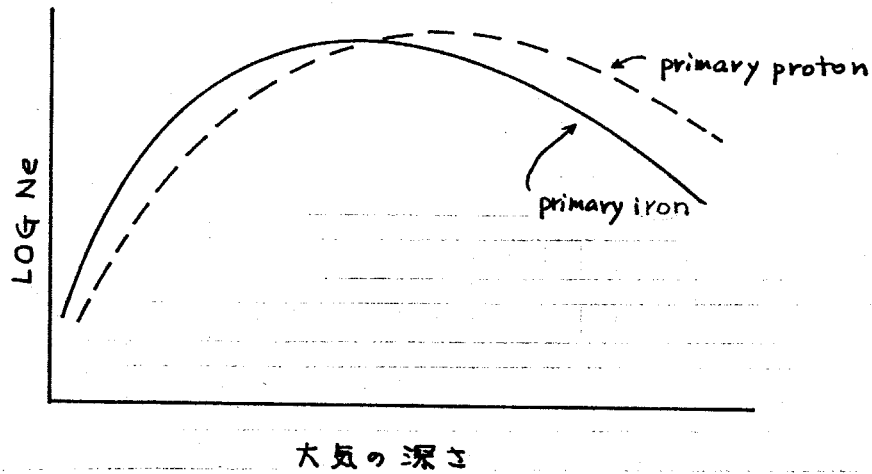
高エネルギー相互作用において最も重要な現象は多重発生現象であり、加速器では到達し得ないエネルギー領域における多重発生の様相を研究することが宇宙線物理学における重要な課題の一つである。

ここで、一次宇宙線として一種類の原子核が大気に入射し、空気シャワーを形成していく場合を考える。この一次宇宙線と空気原子核との高エネルギー相互作用における二次粒子多重度が、そのエネルギーとともに $E^{\alpha}$ に比例して大きくなるような比較的大きな多重度を与えるようなモデルで説明できる場合(多重度モデルについてはA.7, A.8 参照)には空気シャワーの発達の早い段階で二次粒子数が急激に増大し、それに従って二次粒子個々の平均エネルギーが小さくなり、critical energy(臨界エネルギー)程度の電子が増え、大気の比較的上空で最大発達を迎える。このようなシャワーを発



産の早い空気シャワーと呼ぶ。これに対して高エネルギー相互作用における多重度が、そのエネルギーと共に  $\ln E$  に比例して大きくなるような比較的的多重度の小さなモデルで説明される場合には、前記のモデルと比較して二次粒子はあまり急激に増大せず、従って二次粒子個々のエネルギーも比較的高く、エネルギーの配分が遅く、前記の場合と比較して大気のより深い所で最大発産を迎える。このようなシャワーを産の遅い空気シャワーと呼ぶ。勿論、空気シャワー中のミューオン成分についても、この発産の傾向は反映される。上図にその様子を簡単に示す。従って、大気中における空気シャワーの縦方向の発産を測定し、その測定結果と種々のモデル計算結果との比較から、高エネルギー相互作用における多重度ばかりでなく、相互作用断面積、二次粒子のエネルギー・運動量分布、非弾性度などについても情報を得ることが可能である。

他方、一次宇宙線の核組成の研究は、このような高いエネルギーの宇宙線の発生機構、発生場所などの起源について重要な情報を与える。一次宇宙線の核組成については、そのエネルギーが  $10^{13}$  eV までについては直接測定による測定結果が報告されている。しかし、一次宇宙線のエネルギー (E) と



とも  $KE_0^{-2}$  に比例してその頻度が減少していくため、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV 程度については空気シャワーを観測することによって核組成の研究が行なわれている。

ここで一次宇宙線が陽子の場合と鉄の場合の空気シャワーの発達の様相について考えてみる。陽子が地球大気に突入した場合、大気中での interaction mean free path は、陽子-陽子反応の断面積を  $\sim 40 \text{mb}$  とすると約  $80 \text{g/cm}^2$  となる。これに対して、鉄原子核が入射した場合、大気中での interaction mean free path は約  $40 \text{g/cm}^2$  となり、陽子の場合より平均として大気の上空で空気の原子核と一回目の相互作用をする。更け、簡単なモデルを採用すると、大気原子核との一回目の相互作用で鉄の原子核はばらばらとなり (Superposition モデル)、個々の核子のエネルギーは一次宇宙線のエネルギーの  $1/56$  の反応で失われなかつたものの  $56$  分の  $1$  になってしまい、更けこの  $56$  個の核子によって空気シャワーが形成されていく。従って、一次宇宙線が陽子の場合と比較して、鉄原子核の場合には、二次粒子へのエネルギー細分化が早くなりより早い発達を示すようになる。その様子を上図に示す。また空気シャワーの個々の発達のばらつき (fluctuation) は一次宇宙線の大気中での interaction mean free path (特に空気の原子核との一回目

の衝突の行った大気の深さ)に基づくもの、二次粒子多重発生に基づくもの  
 によつて大きく影響をうける。従つて一次宇宙線が陽子の場合に比べて、  
 鉄原子核の場合では先に述べた如く大気中での mean free path は小さく、  
 更ニ二次粒子へのエネルギー細分化が早く、早い発産を示し、よつて縦方向  
 の発産の fluctuation が小さくなる。

以上のよつて空気シャワーの縦方向の発産の様相の測定結果、及び縦方向  
 の発産の fluctuation の測定結果とモデル計算結果との比較から一次宇宙線の  
 核組成について情報を得ることが可能である。しかし、実際には、高エネ  
 ルギー相互作用の様相と、一次宇宙線の核組成の影響を複雑に織りながら空  
 気シャワーが形成され、この二つの影響を分離して研究することは難しく、  
 できるだけ多くの空気シャワーの縦方向の発産に関連したパラメータを測定  
 し、その結果と種々のモデル計算結果との比較を行うことによつて、高エネ  
 ルギー相互作用、及び一次宇宙線の核組成についての明確な情報を得ること  
 ができる。特に大気上空における空気シャワーの縦方向の発産はいつもで  
 述べてきた如く、高エネルギー相互作用、及び一次宇宙線の核組成を強く反  
 映しており、これを測定し、その測定結果とモデル計算結果とを詳細に比較  
 することによつて、これらの課題に対して最も必要な情報を得ることができ  
 る。

## §1.2 空気シャワー中の粒子の縦方向の発達の測定

空気シャワーの個々の縦方向の発達を直接測定することは非常に難しく、そこで以下に述べるようないくつかの間接的方法によって測定が行われている。

### (a) 等強度法 (equi-intensity cut)

図1-1に一次宇宙線の積分スペクトラムの測定結果を示す。<sup>(101, 102, 103, 104, 105)</sup>

これは或るエネルギー ( $E_0$ ) 以上の一次宇宙線が、どの程度の頻度で観測されるかを示したもので、それぞれの観測所の結果は多少異なるが、ほぼ

$$J(\geq E_0) \propto E_0^{-2}$$

と表わすことができる。ここで  $J(\geq E_0)$  は積分頻度である。

ここで、一次宇宙線が地球に等方的に入射すると仮定すると一次宇宙線の到来方向の天頂角 ( $\theta$ ) がそれぞれ異なる、各角度において等強度で観測される空気シャワーの一次宇宙線のエネルギーは同じであると考えることが出来る。従って、天頂角がそれぞれ異なる角度における等強度の空気シャワーのサイズを測定すれば、このような空気シャワーは大気中を  $T_0 \cdot \sec \theta \text{ g cm}^{-2}$  通過してきたことになり、縦方向の発達を間接的に測定したことになる。

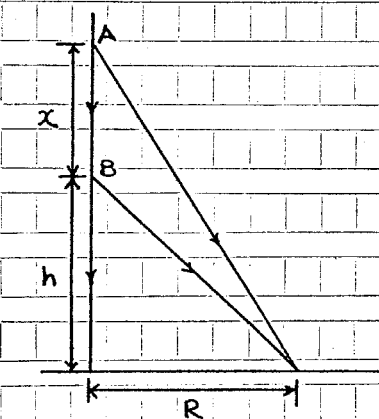
ここで  $T_0$  は観測高度の大気の深さである。このような方法を等強度法 (equi-intensity cut) と呼び、得られた結果は等強度カーブと呼ばれることもある。その測定結果については第6章で述べる。

この方法によれば、観測高度より大気の深い場所での縦方向の発達についての観測が可能で、明らかにより高い場所での測定が有利である。一方、超高エネルギー原子核相互作用の様相、 $\beta$  一次宇宙線の核組成についての情報は空気シャワーの発達のより早い段階に強く反映されるため、観測高度より上空での縦方向の発達を観測することがより重要となる。

(b) 空気シャワー中のミューオンの到着時間分布

空気シャワー中のミューオンの観測高度より上空での縦方向の発達を観測するにはミューオンの到着時間分布を測定すれば良い。ミューオンは強い相互作用を起さないため一度生成されると崩壊(ない限り)ほぼ直進してくる。従って原理的には図1-2に示すように観測されるミューオンの発生高度の違いにより経路差を生じ時間的広がり示すこととなる。そして、その時間的広がり図1-2から判るよう発達の早いシャワーに対してより狭くなる。また、同一の空気シャワーに対して、シャワー軸からの距離が同じ所に到着時間分布を観測した場合、より高い高度で観測する程より時間的広がり広がって測定される。従って空気シャワーの発達の早い段階をより精度良く測定するには、より高い高度での測定が望まれる。

今、簡単のため到来方向の天頂角θが0°で入射したシャワーを考慮してみる。観測点上空(h+x)の点A、hの点Bで発生したミューオンをシャワー



軸からの距離Rで観測したとすると、これらのミューオンが観測される時間差tは、cを光速とした時、

$$ct = x + \sqrt{h^2 + R^2} - \sqrt{(h+x)^2 + R^2}$$

$$= x + \sqrt{h^2 + R^2} - \sqrt{h^2 + R^2 + x^2 + 2xh}$$

となる。x, Rが一定だとすると、上で述べたようにhが大きいく程tは小さくなる。

このミューオンの到着時間分布を測定し、その結果と種々の相互作用モデル計算による計算結果と比較を行うことにより上空でのミューオンの発達の様相を知ることが出来る。

現在空気シャワー中のミューオンの到着時間分布測定は、チャカルタヤ宇宙線観測所、明野東京大学宇宙線観測所(海拔900m, 大気の深さ930g/cm<sup>2</sup>)

東京工業大学ケル-70), ハヴラ・ハーフ観測所 (sea level, Nottingham 大学ケル-70, 英国) において行なわれている。この他に, ハヴラ・ハーフ観測所では Durham 大学のケル-70によって空気シャワー中のミューオンのシャワー軸に対する角度 (core angle) 及びその分散 (core angle spread) を測定している。

チャカルタヤ観測所では 1977 年 12 月よりミューオンの到着時間分布の測定を開始した。本論文では 1979 年 8 月までの測定結果について報告する。

(C) 空気シャワー中の電子の到着時間分布

観測高度より上空での電子の縦方向の発達は、ミューオンの場合と同様、その到着時間分布を測定し、モデル計算結果と比較することによって、その様相を知ることが出来る。ファカルタヤ観測所ではミューオンと同時に電子の到着時間分布の測定も行なっている。しかし、その測定結果と比較すべき電子についてのモデル計算は、ミューオンに対する計算と比較して以下に述べる点で困難である。

1° ミューオンの場合と比較して低いエネルギーの電子についてまで計算する必要があり10倍以上の記憶容量と計算時間を必要とする。

2° 低エネルギーの電子まで取扱うため、多重散乱、地球磁場の影響まで考慮する必要があり計算の素過程がより複雑となる。

以上の理由から、現在実験結果と比較できるように精度の良いシミュレーション計算の報告はなく明確な結論を導くことは困難である。よって本論文では第六章において、電子の到着時間分布の測定結果の提示、及びそれに対する議論を述べるにとどめる。

上空における電子の縦方向の発達の観測には次項で述べる空気千エレンコフ光の測定が有効である。

Empty grid lines for writing.

(d) 空気シャワーフェルニコフ光の到着時間分布

空気シャワー中の荷電粒子(主に電子)が大気中を通過する際、その荷電粒子の速度を $v$ 、空気の屈折率を $n$ とすると

$$\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}$$

の条件を満たす粒子はフェルニコフ光を放射する。その粒子の進行方向 $K$ に対する放射角 $\theta$ は

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$$

となる。大気1気圧でのフェルニコフ光放射の Threshold energy は電子 $K$ に対して21 MeV, ミューオン $K$ に対して4.3 GeVである。上空 $K$ においては $n$ が(だいたく1.0 $K$ 近くなり) Threshold energyは高くなる。

このフェルニコフ光の到着時間分布を測定すれば原理的 $K$ はミューオンの場合と同様 $K$ , 上空 $K$ における空気シャワー中の電子の縦方向の発達の様相を知ることが出来る。ところで、空気シャワーフェルニコフ光の観測は電子の到着時間分布の測定 $K$ 比較して以下の $K$ で有利である。

1° 波長 $\lambda_1$ から $\lambda_2$ の間で放射されるフェルニコフ光量子数 $N$ は

$$N = 2\pi \alpha \ell^2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right)$$

である。ここで、 $\alpha = \frac{1}{137}$ (微細構造定数),  $\ell$ は電荷 $q$ をもった粒子の通過距離である。いま、1 GeVの電子が1気圧の空気中を1 m通過したとすると、400 nm から 500 nm までの波長をもった光量子数は $n = 1.00028$ (for 400 nm),  $\beta \approx 1.0$ として約13個となる。従って空気シャワー中の光量子数は電子数 $K$ 比較して数桁以上であり、大面積を有する検出器を用いなくとも観測される光量子数の統計的ゆらぎの影響を被らず $K$ シャワー一軸からの距離の差 $K$ で測定することが出来る。

2° 程度の直進性から、上空での電子の空間分布が重要となる。しかし、モデル計算によれば、シャワー軸からの距離が200 m程度以上におけるチェレンコフ光到着時間分布測定結果とモデル計算結果との比較も行なう場合、測定精度を考慮すると、電子が全てシャワー軸上にあるとして、各大気層の深さにおける電子のエネルギースペクトラムから得られる角度分布を用いて計算すれば充分であることが判っている。従って電子の到着時間分布の場合よりも計算が容易で、現在多くのモデル計算結果が報告されている。但し、欠点としては、観測は月のない晴天日を選んで行なわれるため観測時間が短いことである。

現在、空気のチェレンコフ光の到着時間分布測定は筆者等のグループによって明野宇宙線観測所、チャカルタヤ観測所で行われている。その結果については第六章で述べる。また、Durham大学のグループ、Moscow大学のグループ、更にAdelaide大学のグループによっても測定が行われており、これらの結果も第六章で述べる。

### e) 空気シニチレ-シヨニ光の観測

荷電粒子が物質中を通過すると物質を構成する原子、分子を励起してシニチレ-シヨニ光を発生させる。このシニチレ-シヨニ光は等方的に放射されることから、空気シャワーの発進に伴って発生する空気シニチレ-シヨニ光を測定してやれば、個々のシャワーの発進の様相を直接観測することができる。超高エネルギー相互作用の研究とともに、個々のシャワーの発進のゆらぎ (fluctuation) から一次宇宙線の核組成の研究についても重要な情報を与えてくれることが期待される。<sup>106)</sup>

縦方向の発進の観測方法としては最も有効な方法であるが大規模な装置を必要とし、現在 Utah 大学のクルーゴによって観測が開始されているがまだ詳細な結果は報告されていない。

ところで、空気シニチレ-シヨニ光は等方的に放出されるため、測定のための有効面積を広くとることができ一次宇宙線のエネルギーが  $10^{20} \sim 10^{21}$  eV の空気シャワーまで観測できる可能性がある。

以上、空気シャワーの縦方向の発進の測定方法について述べてきたが、空気シャワーを観測して超高エネルギー相互作用、及び一次宇宙線の核組成を研究する為には、空気シャワーそのものが複雑な過程を経ているため、できる限り多くの種類の観測結果と理論計算結果との比較を行う必要がある。そこで本論文では空気シャワー中のミュ-オニの到着時間分布測定方法及び測定結果を示し、更にモデル計算結果との比較を行い、等角度法で得られたミュ-オニの縦方向の発進の結果も含めて大気上空から地上までのミュ-オニの縦方向の発進について考察を行う。更に、空気シャワー中の電子の縦方向の発進についての測定結果を示し、 $10^{17}$  eV 以上の超高エネルギー相互作用及び一次宇宙線の核組成について議論を行う。

## 第二章 測定装置及び測定方法

本章では先づ、ファカルタヤ宇宙線観測所における空気シャワー観測装置及び空気シャワー観測方法について述べ、次に本論文の目的である空気シャワー中のミューオンの到着時間分布の測定装置及び測定方法について述べる。

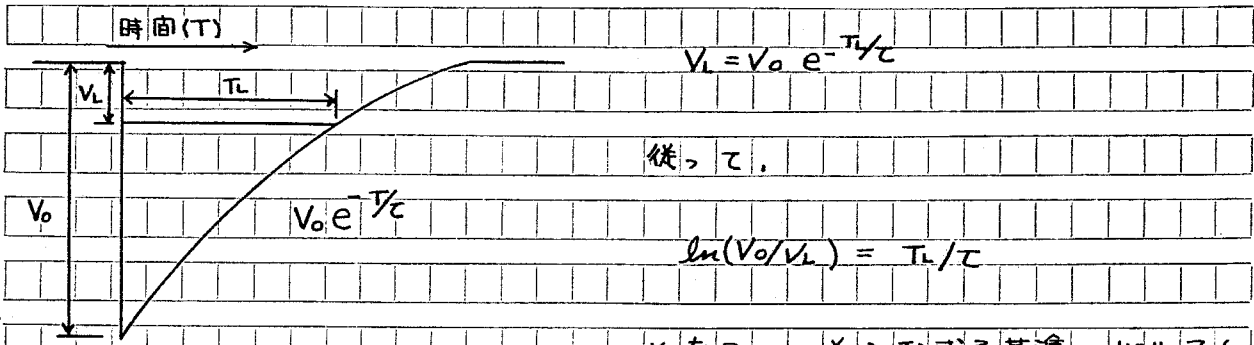
## §2.1 空気シャワー観測装置

ファカルタヤ宇宙線観測所における空気シャワー検出装置は図2-1に示してあるように、約700m×700mの広さに44台のシールドされていない検出器と60m<sup>2</sup>のシールドされた1台の検出器で構成されている。<sup>201)</sup> シールドされていない検出器は主に、空気シャワー中の荷電粒子(主に電子)の密度を測定し、シールドされている検出器では空気シャワー中の600MeV×secθ以上のエネルギーを有したミューオンの粒子密度を測定している。

(a) 粒子密度検出の原理<sup>202)</sup>

空気シャワー中の荷電粒子の密度は空気シャワーの中心軸からの距離(core distance と呼ばれる)に依存し各検出器で1~10<sup>5</sup>個の粒子数の測定を行う必要がある。(このcore distanceに對する粒子密度の分布を横分布(lateral distribution)と呼び、その具体的な分布は§3.1(b)で述べる。)従って測定装置全体のdynamic rangeとして10<sup>5</sup>程度が必要となる。このような広い範囲にわたって直線的に増やし、更にその結果を表示することは大変困難で、以下に述べる対数増中法が用いられている。

次回に示すような、時定数 $\tau$ をもつ指数関数波の波高値 $V_0$ と、或る設定されたレベル $V_L$ における時間中 $T_L$ との間には、次の関係が成り立つ。



従って、

$$\ln(V_0/V_L) = T_L/\tau$$

となる。そこで或る基準のパルス(

普通検出器を1粒子が通過した時の出

カパルスを使う)の波高値を $V_i$ 、その時の設定レベル $V_L$ での時間 $T_i$ をあら

かじめ測定しておけば、任意のパルス(その波高値 $V$ 、 $V_L$ での時間 $T$ )に

対して、

$$\ln(V/V_i) = \frac{1}{\tau}(T - T_i)$$

となり、たとえパルスが回路の中で飽和しても、その時間 $T$ を測定するこ

とによつて

$$V = V_i \exp\left(\frac{1}{\tau}(T - T_i)\right)$$

から検出器に入った粒子数を求めることができる。

## (b) 粒子密度検出装置

チャカルタヤ宇宙線観測所で用いられている粒子検出器はプラスチック・ミニテレータを用いたミニテレーシヨニ検出器である。空気シャワー中の荷電粒子がミニテレータを通過し、実際に放出されるミニテレーシヨニ光は光子増倍管 (Photomultiplier: PMT) で電気信号に変換され増幅される。このPMTのアノード出力の電気信号は10倍、または30倍の増幅度をもつ前置増幅器で電気信号の総電荷量に比例したパルス高、 $\beta$ 時間定数約10 $\mu$ 秒をもつ信号に整形され、同軸ケーブル (RG 62UまたはRG 71B/U) を介して主増幅器に送られる。

主増幅器は100倍または300倍の増幅度をもち、増幅されたパルスはミュニットディスクに入り、前項で述べたTに対応する時間中をもつ矩形波 (LOG出力と呼ぶ) が出力される。このLOG出力の時間中を5MHzのオシレータパルスを用いて計測し記録される。

また、前項で述べた基準のパルスとしては、各検出器を荷電粒子1個が通った時のパルスを用いており、このときの主増幅器の出力 (LINEAR出力と呼ぶ) のパルス高 $V_0$ を2.8V、LOG出力の時間中を8.0 $\mu$ 秒になるように、PMTの印加電圧、 $\beta$ のミュニットディスクリミネータのディスクリレイルを設定する。

粒子検出器はその役割に応じていくつかの種類に分けられる。有名な3種類の検出器はF、N、 $\mu$ -検出器と呼ばれ主に空気シャワー中の電子の密度を測定する。一方3種類の検出器はMU検出器と呼ばれ、空気シャワー中のミュオン密度を測定する。更にF検出器では立上り応答の早いPMTを用いて空気シャワーの到来方向の決定にも用いられている。これら検出装置のブロック図を図2-2に、また各検出器の特性を表II-1に示す。

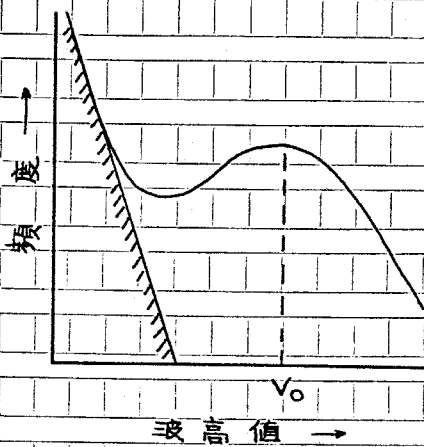
## (C) 時定数での測定

LOG出力の時間中の測定結果から検出器に入射した粒子数を求めるには、個々の検出器の時定数を精度良く測定しておく必要がある。図2-3にて測定のプロック図を示す。

光のシミュレータとしてはPEK社製放電型光パルサー(PEK tubeと呼ぶ)を用いる。これは水素ガスが10cm Hg 詰められた放電管で波長390nmから660nmの間6本の輝線スペクトラムを有している。これに対してフラスチックシミュレータの発光スペクトラムは420nmから440nmにピークを有し、また現在使用しているPMTの光電面の入射光に対する分光量子効率はそのresponseで示され400nmから500nmにピークを有している。従ってこの放電管は本測定装置の光のシミュレータとして最適であるといえる。またこの放電管の発光時間中、及び発光周期はドライバ回路によつて適当に設定することができ、現在は発光時間中10n秒、発光周期10Hzで時定数での測定を行っている。なお、発光パルス決高値のシッターは10%~20%である。また減光用フィルターとしてKODAK社製ラッタニフィルター(透過率の公称値、 $10^{-0.5}$ ,  $10^{-1.0}$ ,  $10^{-2.0}$ ,  $10^{-3.0}$   $\times 100\%$ )を用いている。フィルターの実際の透過率値は、現在使用している全ての種類のPMTについてそれぞれ数本づつについて実測された透過率値の平均値を用いている。実際には、 $10^{-0.5}$ のフィルターと他のものとを組合せて透過率 $10^0$ (則ちフィルターなし)、 $10^{-0.5}$ ,  $10^{-1.0}$ ,  $10^{-1.5}$ ,  $10^{-2.0}$ ,  $10^{-2.5}$ ,  $10^{-3.0}$ ,  $10^{-3.5}$ の8つの透過率に対するLOG出力の時間中を測定して値を決定する。この時、PMT印加電圧、PEK Tube印加電圧をそれぞれ変えて測定を行う。図2-4にて値測定の一例を示す。

(d) 検出器を1粒子が入射した時の主増中器の LINEAR出力波高値 ( $V_1$ ) と LOG出力の時間中 ( $T_1$ ) の設定

検出装置の主増中器の LINEAR出力の波高値分布 (P.H.D.) を測定すると下図の如くなる。則ち、波高値の低い雑音(主にPMT内の熱電子雑音、



前置増中器、主増中器の雑音、図中斜線部) 部分の後クビークが見られる。このクビークは検出器内のミニチレータを荷電粒子が1粒子通過した時の出力に対応しておりミニケルビーク (single peak) と呼ばれる。このミニケルビークの分布は、ポアソン分布に近い分布をしている。現在、チャカルタヤ観測所では図の  $V_0$  に対する値を 2.8 V になるようにPMT印加電圧を設定している。また、ミニケルビークに対する LOG出力の時間中が 8  $\mu$  秒になるようにシュミットディスクリミネータのディスクリレベルを設定している。

以上から、LOG出力の時間中の測定値を  $T$  とすると検出器に入射した粒子数  $N$  は

$$N = \exp\left(\frac{T - 8.0}{\tau}\right) \quad T \text{ in } \mu\text{sec}$$

で与えられる。  
 と、ここで、 $\tau$  の測定精度は約 0.1  $\mu$  秒、シュミットディスクリレベルの設定精度は 8.0  $\mu$  秒に対して約 0.2  $\mu$  秒、 $T$  の測定精度は約 0.2  $\mu$  秒より  $N$  の測定精度は粒子数 1000 程度で 10% 以下である。

(e) 観測装置のモニター

各検出装置が安定に動作していることを確認するため月に一度の頻度で各検出器のP.H.D.が測定される。また一日に一度の頻度でニニマルローフ以上の波高値を有したパルスの頻度を測定している。この頻度分布はポアソン分布に従い、この分布から大きく離れた頻度を与えた時には検出装置点検後異常がなければPMT印加電圧の再設定を行う。

気温の変化に伴う検出装置の変動としては、ニニマルローフの発光効率の変化( $\sim 0.1\%/deg$ )、PMTの分光量子効率の変化( $\sim -0.2\%/deg$ )が主で、全体として $\sim -0.2\%/deg$ 程度である。

尚、標高5200mにおけるニニマルローフ以上の波高値を有したパルスの頻度は $\sim 500個/m^2 \cdot sec$ である。


(f) 空気シャワーの到来方向の測定

空気シャワーは、核カスケード、電磁カスケードによって生成された粒子が一群となり、ほぼ光速に近い速さで大気中を通過していく現象である。これらのシャワー粒子はシャワーの到来方向に垂直でわずかな厚みをもちたディスクの中へ集中している。これをシャワーディスク (shower disk) と呼ぶ。

空気シャワーの到来方向を決定するには、このシャワーディスクの最先端 (shower front) に存在する粒子が検出器に入った時刻を数多くの検出器について測定すればよい。チャカルタ中観測所ではF検出器 (Fast timing detector) に立上り応答の早いPMT (表Ⅱ-1参照) を用いて2つの組合されたF検出器に shower front の粒子が入射した時間差を測定している。測定の詳細、及び到来方向の決定法は第三章で述べる。

## 2.2. 観測装置のトリガー条件

チャカルタヤ観測所ではその一次宇宙線のエネルギーが $10^{16}$  eV以上の空気シャワーの観測を行っている。このような空気シャワーを記録するためのトリガー条件は現在以下の如くに設定されている。

- (1) F2, F3, F5 の各検出器に20粒子以上同時に入射した時(これをコード100のシャワーと呼ぶ)
- (2) F4, F9に5粒子以上, F6, F7に10粒子以上が同時に入射した時(コード020のシャワーと呼ぶ)
- (3) F8, F10, F11の各検出器に20粒子以上同時に入射した時(コード003のシャワーと呼ぶ)

ここに示したコードは観測された空気シャワーがどのトリガー条件を満足したのかを明確にする。また、上記トリガー条件(1)と(2)を同時に満足する空気シャワーについてはコード120と表示され(このようなものをマルチコードのシャワーと呼ぶ)観測されたシャワーのサイズの大きさの目安ともなる。

上記トリガー条件下におけるサイズが $10^8$ のシャワーに対する有効面積(effective area)は $\sec\theta=1.0$ ( $\theta$ :到来方向の天頂角)のものに対して約 $1.0 \times 10^5 \text{ m}^2$ (シャワーのage = 0.8 : ageについては後述), また $10^9$ のシャワー、 $\sec\theta=1.0$ に対して $6.0 \times 10^5 \text{ m}^2$ (age = 0.7)である。

上記トリガー条件が満足されるとその現象の起った年月日時, 現象番号, コードが続いて以下の観測結果がシステムディスプレイに出力される。

(1) 2つづつ組合せられた検出器に shower front にある粒子が入射した時  
間差の測定結果

(2) 各粒子検出器(F, N, W, MU-検出器)のLOG出力の時間中

チャルタヤ観測所における上記トリガー条件下で観測される空気シャワ

ーの頻度は1時間あたり約5 eventsである。

Blank lined area for writing.

## § 2.3. 空気シャワー中のミューオン及び電子の到着時間分布測定装置

### (a) ミューオン検出器

空気シャワー中のミューオンの検出器は図2-1に示したように検出器アレイの東端に位置している。その詳細を図2-5に示す。ニールド層はギャレーナ ( $\text{PbS}$  鉱石,  $231\text{g}/\text{cm}^2$ ), コニクリート ( $132\text{g}/\text{cm}^2$ ) 及び鉛板 ( $23\text{g}/\text{cm}^2$ ) で構成されており垂直に入射するミューオンの Threshold energy は  $600\text{MeV}$  である。このニールド層下に  $4\text{m}^2$  のミニテレータ検出器 15 ユニットがある。(総面積  $60\text{m}^2$ )

各ユニットにはミューオン数測定用として Du Mont 社製 PMT-K1328 (16"φ) が用いられている (MUX チャネルと呼ぶ)。PMT の光電面面積に対してミニテレータの面積が広いことから荷電粒子がミニテレータのどの場所を通過しても PMT の光電面に入射する光量を一樣にするため、ミニテレータの厚さを中心部分で  $5\text{cm}$ , 外周で  $10\text{cm}$  という様に中心から外周にいくに従って厚くなるようにしてある。尚、各ユニットにおけるミニテレータ以上の波高値を有したシグナルの頻度は  $\sim 600/4\text{m}^2 \cdot \text{sec}$  である。

これらミューオン検出器ユニットのうち図2-5に示した中央部、即ち、MU4 ~ MU12 に PMT-K1328 の他に空気シャワー中のミューオンの到着時間分布波形を測定するため Philips 社製 PMT-XP2040 (5"φ) が設置されている (これを MUX チャネルと呼ぶ)。この PMT の主要特性を表 II-2 に示してある。PMT の photo cathode, 各 dynode, anode への印加電圧分配方式は Philips 社指定の Type B' を用いており anode 出力の時間応答は立上り時間  $2\text{ms}$ , 半値巾 (FWHM)  $3\text{ms}$  である。図2-6にその Voltage divider 回路を示す。

ここでユニットの1つに荷電粒子が1粒子通過した時の anode 出力の波高電圧値を算出しておく。荷電粒子が通過した時、プラスチックミニテレータ

から放出される光量子数は1 MeVのエネルギー損失に対して約1700個（ア  
ニトラエニの蛍光効率を100とした時、フラッシュミニチュレータに対して  
28を用いる）、後、ミニチュレータ5cmを通過したとして約17000個の光量  
子が放出される。<sup>203)</sup> ミニチュレータからXP2040までの距離は約1mであり  
PMT光電面への直接光は約14個、反射光も含めて約40個の光量子が入る。  
光電面の分光量子効率は図11特性を有しているので量子効率は約10%であ  
る。後、光電子は約4個放出される。XP2040の絶対ゲインは印加電圧  
2500Vで約 $5 \times 10^7$ であるからanodeにける電荷量 $Q$ は

$$Q = 4 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 5 \times 10^7 = 2 \times 10^{-11} \text{ (C)}$$

となる。ここで出力パルス幅を10nsなる矩形波でanode電流パルスを近  
似してみると、その波高値 $I_{max}$ は

$$I_{max} = \frac{2 \times 10^{-11}}{10 \times 10^{-9}} = 2 \text{ mA}$$

となる。後、図2-6でanode出力をRG62U同軸ケーブル（特性イ  
ンピーダンス93Ω）で取り出し整合抵抗で受ければ出力パルスの波高値 $V_{max}$   
は

$$V_{max} = I_{max} \times \frac{93}{2} \sim 100 \text{ mV}$$

となる。

図2-7に本実験で用いられているVoltage divider回路に対してPEK Tube  
を光ミニチュレータとした時のPMT印加電圧に対する相対ゲインの直線性（  
linearity）の測定結果を示す。この結果から印加電圧約2000V以上でanode  
電流100mAまでの直線性があることが判る。

ところで図2-6でdynode後段に挿入されたcoupling condenserはこのコ  
ンデンサ1粒子以上通過する頻度が600/km<sup>2</sup>.secを考慮して各dynode間の電  
圧の時定数をほぼ10msecとなるように挿入されている。

各XP2040の出力はRG62U同軸ケーブル約30mを介して後述する加算回

路(ADD回路と呼ぶ)で加算される。そこで各ユニットのPMTが光を受光してからシグナルがADD回路に至るまでの経過時間を測定装置全体の測定精度(詳細は§2-5-d)を考慮して1msecの精度で一致させる必要がある。この経過時間に寄与するのはPMT光電面に光が入射してからanode出力が現れるまでの時間(Transit timeと呼ぶ)、及び中継同軸ケーブル中の伝送時間である。図2-8に印加電圧に対するXP2040内のTransit timeの測定結果を示す。印加電圧が高くなるにつれて各dynode間の電位差が大きくなりTransit timeは短くなる傾向を示す。また表II-3に実際の測定時におけるPMT印加電圧値と、それに対するTransit time値、RG62Uケーブル長とその伝送時間、更に全体の経過時間を示してある。この表から見ると各ユニットの経過時間は±1msecの精度で一一致している。

以上は空気シャワーが垂直に入射した場合を前提とした。今、入射天頂角を $\theta$ とした時、 $\sec \theta = 1.8$ までのシャワーについて考慮すると $\theta = 56.3^\circ$ となり、例えば、MU4からMU12の対角線方向に $\theta = 56.3^\circ$ に入射してくるシャワーの場合、その幾何学的行路差から生ずる時間差は最大16msecと有る。

§2-5-d)で述べるように到着時間分布測定装置全体の時間応答は半値巾で約30msecであるから、シャワーとして $\sec \theta = 1.8$ のものまで採用する限り、この幾何学的行路差の影響は半値巾に対して(二乗法則を仮定すると $\sqrt{30^2 + 16^2} = 34 \text{ msec}$ )10%以下である。

## (b) N19 検出器

MU 検出器のシールド層の上でシールドされている検出器 N18, N19, N20 (それぞれ  $0.83 \text{ m}^2$ ) がある。このうち MU8 の直上位置する N19 検出器には PMT として X P2040 が設置されており電子の到着時間分布を測定している。PMT 印加電圧分割方式は Philips 社指定の Type B で、実際に用いている Voltage divider 回路を図 2-9 を示す。Type B は Type B' と比較して立上り特性は良くないが dynamic range を広くとることができる。(表 II-2 参照) これはシャワー中の電子の横分布がミューオンの横分布と比較して core distance に対する変化の割合が大きいため dynamic range を広くとる必要があるからである。図 2-9 を示した Voltage divider 回路を用いた時の Gain 特性の測定結果を図 2-10 を示す。約 2500 V の PMT 印加電圧に対して anode 出力 300 mA までの直線性 (linearity) が保証される。実際の測定時における印加電圧、更には PMT 光電面が光を受けてから RG 62U ケーブル約 30m の出力ケーブルが現われるまでの経過時間を表 II-3 を示してある。

尚、N19 検出器に入射した粒子数は直接測定していない。(勿論、到着時間分布波形の面積は粒子数に比例した量であるが) 従って必要有るときには N19 検出器からそれぞれ 2m 離れた所にある N18, N20 検出器の粒子数測定値  $P_{18}, P_{20}$  の平均値を用いる。則ち

$$P_{19} = \frac{P_{18} + P_{20}}{2}$$

である。

この N19 検出器の出力は電子の到着時間分布を測定すると同時に、後述の如く、ミューオンの到着時間分布測定のためのトリガーパルスとしても用いられる。

(C) 加算回路 (ADD 回路)

空気シャワー中のミューオン数は電子数に比較して数%しかなく、到着時間分布波形を得るために充分なミューオン粒子数を測定するためには大面積が必要となる。従って MUX の各ユニットの出力は加算回路 (ADD 回路) で加算され記録される。この加算方法は時期により以下に成る二つの方式を採用している。

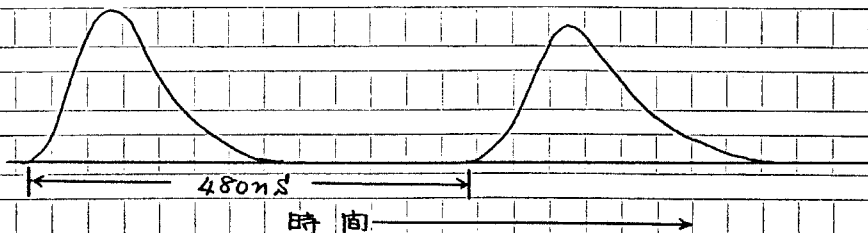
(1) 第一シーズン (1977 年 12 月 ~ 1978 年 11 月: 1st run と呼ぶ)

この時期には図 2-11(a) に示すように 9 個の MUX ユニットの出力は RG 62U 同軸ケーブルを介して一つの ADD 回路で加算される。図 2-12(a) に ADD 回路の詳細を示す。この ADD 回路は、到着時間分布波形が可能な限り変形を被ることを回避することを考慮して抵抗だけで構成されておりエミッターフォロア (以降 E.F.) 一段を介して記録装置に出力される。この E.F. は東芝社製トランジスタ 2SA495 1 個が使用されている。尚このトランジスタの  $f_T$  は 200 MHz である。図 2-12(a) に示すように、各 MUX ユニットからの出力は E.F. を介してエミッター回路に送られ、一日に一度、シングルピーク以上の波高を有したパルスの頻度を測定することにより、そのゲインの安定性が調べられる。

一方、NI9 検出器からの出力は同軸ケーブル RG 62U で 480 nsec 遅延

ミューオンの到着時間分布

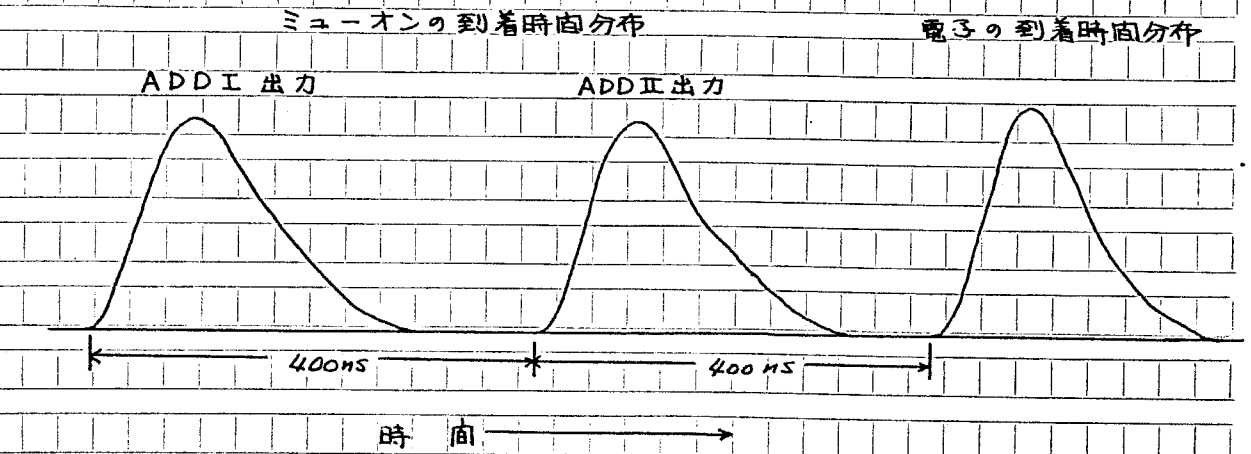
電子の到着時間分布



された後、6倍のゲインを有するアンプ(立ち上り応答10msec)を経て加算される。従って、ADD回路出力時における各パルス位置関係は前図の如くなる。

(2) 第二シーズン(1978年11月~1979年8月: 2nd runとも呼ぶ)

この期間、図2-11(b)に示すように各MUXユニットからの出力を二つのゲル-70に分けてそれぞれ別の加算回路(即ちADDI, ADDII回路)で加算される。更、ADDII回路の出力は400msec遅延に相当する長さの同軸ケーブル11C4AF(200MHzにおける減衰量標準値は34dB/km, これに対してRG62Uでは125dB/km)を介し、ADDIII回路においてADDI出力と加算される。N19検出器の出力は400msec遅延相当の長さの同軸ケーブル5C4E(200MHzにおける減衰量標準値は72dB/km)を経て6倍のアンプを介してADDII回路に入力される。従ってADDIII出力における出力波形の時間的位置関係は下図の如くなる。



このような加算方式を採用した理由はMUXユニット出力を二つのクルー  
 ーフに分けることにより、局所的なバーストの有無を識別するためである。  
 この局所的バーストは特にミューオン軸近傍に存在する高エネルギーのハド  
 ロン、ミューオンとミールド物質との相互作用により、起される。バ  
 ーストにより発生した二次粒子数をバーストサイズと呼ぶ。このように  
 バーストが発生すると、このバーストサイズに対応した巾の狭いパルスが  
 ミューオンの到着時間分布波形に附加される。従ってバーストの影響を  
 うけた到着時間分布波形は解析から除外する必要があり、その判定方法の  
 詳細は§3-2-(a)で述べる。

尚、図2-12(b)に第二ミーズンに用いられた加算回路の詳細を示す。  
 各MUX出力は抵抗を介して加算され、各加算出力(ADD I, ADD II 出力)  
 はそれぞれエミッタフォロアで受け取り、ADD III 回路で加算されエミッタフ  
 オロアを通して出力される。エミッタフォロアに使用しているトランジ  
 スタは第一ミーズンの加算回路と同様にSA495である。

## (d) 波形記録装置 (Biomation 8100)

加算回路の出力波形は Biomation 社製 8100 Transient Recorder (以降 Biomation 8100 と呼ぶ) で記録される。この装置によつてあらかじめ発生することが予知できないようなアナログ信号波形を 10 msec から 10 sec までのサンプリングレートを高分解能 8 bits でデジタル化し 2048 Words のメモリークリップタイムで記録することができる。この装置の主な特性を表 II-4 に示す。尚、この装置の内蔵アンプ特性は 25MHz である。本実験では、第一チャンネルにおける入力感度はフルスケール 1V、第二チャンネルではフルスケール 0.4V としている。またサンプリングレートは 10 msec で後述するトリガ信号を受け付けるとメモリーの内容が自作のインターフェイスを介して紙テープ上に出力される。

2.4 ミューオンの到着時間分布測定のためのトリガー条件

空気シャワー中のミューオン及び電子の到着時間分布測定のためのトリガー回路のブロックダイアグラムを図2-13に示す。N19検出器出力は同軸ケーブルRG-62U 30mを介して三個のエミッタファオロアで受ける。エミッタファオロア出力の一つは6倍のアンプ、及び遅延ケーブルを経て加算回路に出力される。また他の一つはモニター回路に出力される。残りの一つがBiomation 8100トリガー回路に出力される。このトリガー回路に入力されたN19信号は先アンプで増幅された後RC積分回路で時定数100 nsecの指数関数波形に整形されディスクリミネータ回路に入る。この回路のディスクリレベルはN19検出器に4粒子入射した時のハルス波高に設定されている。このディスクリミネータ回路の出力信号と、空気シャワーアレイのトリガー信号とのコイシデンスが得られるとBiomation 8100に対するトリガー信号が発生される。このトリガー信号によって、現象の年月日、時間、現象番号、空気シャワーコードと共にBiomation 8100の記録内容が紙テープ上に出力される。

N19検出器の出力をトリガー信号として使用した理由は、チャカルタヤム高度におけるミューオンサイズは電子サイズに比較して数%しかなく、しかも同サイズの空気シャワーに対してcore distanceが同一の場所でのミューオンの密度は1桁に渡って分布しており、ミューオン検出器出力を用いてトリガー信号を発生するようになると、ミューオン数の少ない場合の到着時間分布波形を得ることが出来なくなるからである。尚N19検出器に4粒子以上入射する頻度は約780/10secである。一方図2-13で示したディスクリミネータ回路の出力波の時間中は5μsecに設定しており、従って1秒間のdead timeは0.39 m secとなりdead timeの影響は殆どない。

図2-14に上記トリガー条件下でミューオンの到着時間分布が測定された空気シャワーのサイズとMU8ユニットまでのcore distanceの関係を示す。

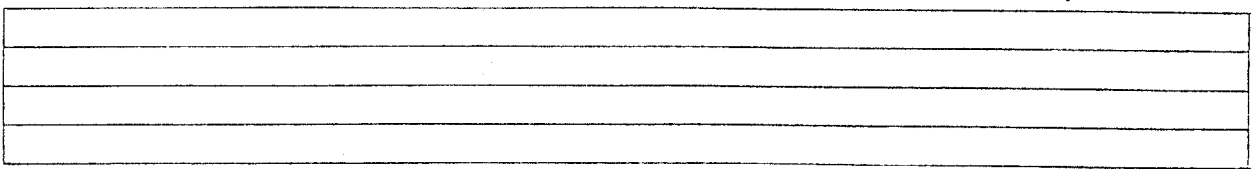


図2-14には空気シャワーの到来方向が  $\sec \theta$  で1.0 から1.2 までのものがある。更に同図中に干渉カルタ観測所で実験的に決られた電子の横分布(§3.1(b)で詳しく述べる)を用いてNi9 検出器に4粒子入射する距離を実線を示してある。到着時間分布波形の得られる core distance の領域とほぼ一致する。

尚、上記トリガー条件でミュオンの到着時間分布波形が測定される空気シャワーの割合は全空気シャワーの約1/2である。

## § 2. 5 ミューオン到着時間分布測定装置の応答特性

既に PMT-XP2040 のゲイノの直線性特性については述べた。ここでは到着時間分布測定に用いられた加算回路、記録装置の応答特性、更に測定装置全体の応答特性について述べる。

### (a) 加算回路の応答特性

加算回路の詳細は図 2-12 に示した。図 2-15 は、加算回路の入力端子に波高値  $e_i$  の矩形波を入力した時の加算回路出力波の波高値  $e_o$  と  $e_i$  との関係を示す。図 2-15 (a) は第一ミーズンに用いられた加算回路についての測定結果で

$$e_o/e_i = 0.090$$

である。一方図 2-15 (b) は第二ミーズンに用いられた加算回路についての結果で

$$\begin{aligned} e_o/e_i &= 0.070 && \text{for ADD I} \\ &= 0.065 && \text{for ADD II} \end{aligned}$$

である。測定結果はそれぞれ非常に良い直線性を示している。

尚、入力矩形波はソニテクトロ社製ハルスジェネレータ PG-2101 の出力波を用いておりハルスの立ち上がり時間約 5 msec, ハルス中 50 nsec, 繰返し周期は 2 kHz である。

## (b) Biomation 8100 の直線性特性

図2-16K 時間中 50msec の入力矩形波の波高値  $e_i$  と、それに対する Biomation 8100 の出力波高値のカウント数  $C_o$  との相関を示す。図2-16(a) は Biomation 8100 の入力感度がフルスケールで 1V の時のもので、同(b)図はフルスケール 0.4V の時のものである。それぞれ第一ミーズン、第二ミーズンのセット条件に対応している。

図2-16K 示した測定結果より、第一ミーズンにおけるセット条件に対して

$$C_o/e_i = 0.256 \text{ カウント/mV}$$

第二ミーズンのセット条件に対しては

$$C_o/e_i = 0.460 \text{ カウント/mV}$$

である。

一方、Biomation 8100 の出力のフルスケールカウント数は 255 であるから、第一ミーズンに対しては

$$1V/255 \text{ カウント} = 3.9 \text{ mV/カウント}$$

第二ミーズンに対しては

$$0.4V/255 \text{ カウント} = 1.6 \text{ mV/カウント}$$

である。以上から入力波の波高値  $e_i$  と Biomation 8100 の出力波の波高値を電圧に換算した値  $e_o$  との比は、第一ミーズンに対して

$$e_o/e_i = 1.00$$

第二ミーズンに対して

$$e_0/e_i = 0.74$$

である。両者の結果の違いは、Biomation 8100入力感度設定値の不定性及び内蔵アンプの応答特性(25MHz)の影響と考えられる。

(c) 三角波入力に対する加算回路及び Biomation 8100 の応答特性。

実際に測定されるミュ-オンの到着時間分布波形は三角波に類似した波形を示している。従って三角波パルスジェネレータ(ソニテクトロ社製 PG-508)を用い、三角波パルスの立ち上がり時間  $T_R$  (パルス波高の 10% から 90% に到るまでの経過時間) 及び半値巾  $T_w$  を変えて加算回路に入力し、加算回路の出力波形、及び Biomation 8100 の出力波形の  $T_R$  値、 $T_w$  値を測定することにより、それぞれの応答特性を得る。

Biomation 8100 の出力波形は前述の如く 10 nsec サンプルレイト率でデジタル化されて出力されるが、この出力結果をスム-ズィンク(smoothing)することにより  $T_R$  値、 $T_w$  値を 1 nsec の精度で測定することができる。

図 2-17 にその測定結果を示す。加算回路でのパルス波形の変形は、回路中のエミッタフォロア、及び配線による影響である。また Biomation 8100 での変形は、主に内蔵 A/D の周波数特性、及びデジタル化による影響である。尚、図 2-17 の測定結果は第二ステージに ADDI 出力に対する応答特性の結果を示している。

更に図 2-18 には加算回路入力波形の  $T_w$  値 ( $T_{wi}$ ) と Biomation 8100 出力波形の  $T_w$  値 ( $T_{wo}$ ) との関係を示す。この関係は入力波形の  $T_R$  値には殆んど依存せず

$$T_{wo}^2 = T_{wi}^2 + (27)^2 \quad T_{wo}, T_{wi} \text{ in } \mu\text{sec}$$

で良く近似できる。この関係を図中実線で示してある。

これに対して  $T_R$  値については、入力波形の  $T_w$  値に依存し、単に二乗法則を適用することはできない。

(d) 到着時間分布測定装置全体の応答特性

前項(c)では三角波パルスを用いた加算回路, Biomation 8100の応答特性の測定結果を述べたが, ミューオンの到着時間分布の測定結果と種々の相互作用モデルによる計算結果との比較を行う場合, 測定装置全体の応答特性を考慮する必要がある。

実際に測定される到着時間分布の波形は前項(c)で述べた加算回路, Biomation 8100での変形を被る以外に,

- (i) ミューオン検出器外壁におけるミニチレータ光の多重反射
  - (ii) PMT-XP2040内における transit time spread
  - (iii) 同軸ケーブル RG 62U 30m内での高周波成分の減衰
- に起因する変形を被る。

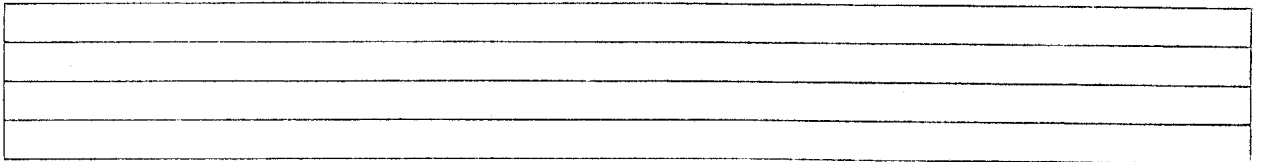
そこで, 荷電粒子1個がMUXユニットを通過した時のBiomation 8100出力における平均波形を測定することにより, 測定装置全体の応答特性を測定する。MUXユニットを荷電粒子1個が通過すると放出されるミニチレータ光の発光時間中は, ミニチレータの厚さを10cm, フラスチックミニチレータ光の減衰時間を3msecとすると, 荷電粒子が光速で走っているとして

$$\sqrt{\left(\frac{10\text{ cm}}{3 \times 10^{10}\text{ cm/sec}} \times 10^9\text{ ms}\right)^2 + (3\text{ ms})^2}$$

~ 3 msec

となるから, ミニチレータから約3msecの時間中に有した光が放出されることになる。これは本実験に用いられている測定装置全体の応答特性を考慮するとδ函数的発光として近似できるからMUXユニットを荷電粒子1個(以降ミニクルミューオンと呼ぶ)が通過した時のBiomation 8100の平均出力波形が装置全体の応答特性を示すことになる。

先づ第一ミニスニ使用の測定装置について応答特性の測定方法及び測定結果について述べる。図2-19(a)に測定法のブロック図を示す。ミニクル



ミューオン波形測定には MUX 8 の出力を用い、これを ADD I 回路の MUX 6  
 入力端子、ADD II 回路の MUX 8 入力端子に入力することにより ADD I 出力、  
 ADD II 出力に対するシングルミュオン波形を測定する。Biomation 8100  
 は N19 検出器に 0.5 粒子以上、MUX 8 に 0.5 粒子以上が同時に入射した時にと  
 りがーされ MUX 8 の出力波形が記録される。更に同時に MUX 8 のモニター  
 出力は MAIN AMP で増幅されその LOG 出力の時間中が記録される。このよ  
 うにして得られた MUX 8 の LOG 出力の時間中の分布と Biomation 8100 記録波形  
 の波高値のカウント数の分布からシングルミュオンに対応する記録波形を  
 選択する。前にも述べたように MUX 8 の LOG 出力の時間中は PMT で受光し  
 た総光量に対応する。

図 2-19 (b) に MUX 8 の出力を ADD I 回路の MUX 6 入力端子に入力した時の  
 MUX 8 の LOG 出力の時間中分布と Biomation 8100 記録波形の波高値のカウント  
 数分布の相関を示す。図 2-19 (c) は MUX 8 の出力を ADD II 回路の MUX 8 入  
 力端子に入力した時の結果である。前述の如く検出器を 1 粒子が通過する  
 頻度が最も多いと期待されるから LOG 出力の時間中分布及び波高値分布で  
 ピークに対応する波形を平均操作することにする。図 2-19 (b) では LOG 出力  
 の時間中分布では 12~14 でピークを示し、波高値分布では 8~10 でピークを  
 示している。また同(c)図では、LOG 出力の時間中分布で 12~14、波高値分  
 布で 7~9 でピークを示している。波形の平均操作は、それぞれの Biomation  
 8100 記録波形のピークのチャンネル位置を一致させ、それぞれに対応したチ  
 ャネル毎に各波形のカウント数の平均値を求めることにより得られる。

図 2-19 (d), (e) にそれぞれ ADD I 出力、ADD II 出力におけるシングルミュ  
 オンに対する Biomation 8100 出力の平均波形を示す。ADD I 出力における平  
 均波形については Rise time ( $T_R$ ) ~ 13 msec, FWHM ( $T_w$ ) ~ 30 nsec であり、ADD  
 II における平均波形については  $T_R$  ~ 12 msec,  $T_w$  ~ 36 nsec である。ADD  
 I 出力に対して ADD II 出力に対する応答特性が劣っていることが判る。従  
 って第二ステージにおける到着時間分布測定波形は ADD I 出力波形を用いる。


第一ステージ使用の測定装置の応答特性の測定方法は上記とは少々異なる。

その測定方法のブロック図を図2-19(f)に示した。Biomation 8100はN19検

出器に0.5粒子以上入射した時にトリガーされMU検出器とのコイシデニ

スはとらない。この時、MUX 8以外のPMT印加電圧は0Vとしておく。

このようにして得られたBiomation 8100記録波形の平均波形を求める。平均

操作は前述した方法と同じである。その結果として得られたシングルミュ

ーオの平均波形を同じく図2-19(f)に示す。この波形のTR値は $\sim 14$

nsec, Tw値は $\sim 32$ msec ほぼ第二ステージのADD出力に対する応答特性

の測定結果に一致する。これは図2-12(a), (b)を比較して判る如く、第一

ステージのADD出力と第二ステージのADD出力はエミッタフォロアの数は

別として加算回路入力信号はほぼ同じ経路を経て出力されることから理解で

きる。

更け、§5.1で述べる如く第一ステージのADD出力と第二ステージのADD

出力における到着時間分布のTR値, Tw値測定結果が一致することを確

認し第一ステージのADD出力と第二ステージのADD出力における到着時間

分布波形を何等補正することなく取扱うことにする。

Blank lined area for additional text or notes.

(E) ミューオン及び電子の到着時間分布波形の Biomation 8100 出力における立  
上りチャネル位置の測定

Biomation 8100 出力においては § 2.3 で述べた如くトリガー条件が満足され  
ると第一ミーズンではミューオンの到着時間分布と電子の到着時間分布が記  
録され第二ミーズンでは ADD I 出力, ADD II 出力に対応した2つのミューオ  
ン到着時間分布と電子の到着時間分布が記録される。それぞれの到着時間  
分布波形は図 2-11 に示した如く同軸ケーブルを用いて時間的に遅延され、  
Biomation 8100 出力においてそれぞれ分離して記録されている。従って、そ  
れぞれの到着時間分布波形の詳細を比較を行うためには Biomation 8100 出力に  
おいてそれぞれの到着時間分布波形が何チャネルから現われてくるかを知っ  
ておく必要がある。それには N19 検出器及び MUX ユニットと同時に現象が  
発生した時(即ち、同一粒子が両検出器を通過した時)の Biomation 8100 出力  
においてそれぞれの波形の立上りチャネルを測定すれば良いことになる。

しかし実際には図 2-3 に示したトリガー回路ブロック図から判るよう  
N19 検出器出力波高に対するディスクリミネータ回路の応答時間特性、空気  
シャワートリガー信号発生時の時間的不定性、更には Biomation 8100 内におい  
てトリガー信号を遅延させるが、その遅延時間不定性(表 II-4 参照)によつて  
Biomation 8100 出力における各到着時間分布波形の立上りチャネルの絶対着地  
は一定ではなく、立上りチャネル相互の相対着地が一定となる。尚、図 2-  
3 に示したトリガー回路に用いられているディスクリミネータ回路の入力  
波高に対する応答時間特性を図 2-20 に示した。同図から入力波高がディ  
スクリレベルに近くなるにつれてディスクリ出力の応答時間が数  $\mu$ sec 遅れ  
ることが判る。

(1) 第一ミーズン使用の判定装置に対するキャリアレシヨ

第一ミーズン使用の測定装置に対しては図 2-12(a) に示した加算回路の

MUX 8 及び N19 入力端子に同時にパルスジェネレータからの信号を入力することによって測定された。その測定方法及び測定結果を図 2-21 に示す。パルスジェネレータからの信号は立上り時間 10 msec, 立下り時間 20 msec の三角波を用いている。波高値は 4V (図 (b)), 0.22V (図 (c)) である。これらの測定結果からそれぞれの波形の立上りチャンネルの差  $\langle N19 - MUX \rangle$  は、

$$\langle N19 - MUX \rangle = 49.7 \text{ チャネル}$$

となる。標準誤差は  $\pm 0.1$  チャネルである。しかし、実際に N19 検出器と MUX ユニットに同一粒子が通過した場合、N19 検出器と MUX ユニットの幾何学的距離、それぞれの PMT 内での transit time 差、ADD 回路までの同軸ケーブル伝播時間差が更に関与する。これらの寄与を算出すると、同一粒子が垂直に N19 検出器及び MUX 8 ユニットを通過した場合、MUX の波形が 2.5 チャネル先に表示されることになる。従って

$$\langle N19 - MUX \rangle \sim (52.2 \pm 0.1) \text{ チャネル}$$

となる。

## (2) 第二ミーズン使用の測定装置に対するキャリアフレシヨン

第二ミーズン使用の測定装置に対するキャリアフレシヨンは 2 つの方法で行なわれた。第一の方法は前項 (1) と同じである。但し、パルスジェネレータからの信号は立上り 10 msec 以下、時間中 100 msec の矩形波を用いている。測定方法及び測定結果は図 2-22 に示した。信号は N19 入力端子と ADD I 回路の MUX 6 入力端子、または ADD II 回路の MUX 10 入力端子に同時に入力することによって測定された。測定結果より ADD I 出力と N19 出力に対する波形の立上りチャンネルの差  $\langle N19 - MUX 6 \rangle$  は、

$$\langle \text{NI9-MUX6} \rangle = (81.1 \pm 0.2) \text{ フェネル}$$

ADD II 出力, NI9 出力 K 対する差  $\langle \text{NI9-MUX10} \rangle$  は,

$$\langle \text{NI9-MUX10} \rangle = (42.0 \pm 0.0) \text{ フェネル}$$

である。前項(1)で述べたように 2.5 フェネル更 K MUX が先 K 現われること  
から、それぞれ

$$\langle \text{NI9-MUX6} \rangle = (83.6 \pm 0.2) \text{ フェネル}$$

$$\langle \text{NI9-MUX10} \rangle = (44.5 \pm 0.0) \text{ フェネル}$$

となる。

第二の方法は図 2-23(a) K 示す如く実際の入射粒子を用いて、NI9 検出器出力と MUX8 ユニット出力とのコイシテニス信号を用いて Biomation 8100 をトリガーしそれぞれの波形を記録する。この時、MUX8 の出力は ADD I 回路の MUX6 入力端子、または、ADD II 回路の MUX8 入力端子 K 入力されること K より、それぞれの波形の立上りチャンネル差  $\langle \text{NI9-MUX(ADD I)} \rangle$ ,  $\langle \text{NI9-MUX(ADD II)} \rangle$  を直接測定する。測定結果はそれぞれ図 2-23(b), (c) K 示してある。結果は、

$$\langle \text{NI9-MUX(ADD I)} \rangle = (84.1 \pm 0.2) \text{ フェネル}$$

$$\langle \text{NI9-MUX(ADD II)} \rangle = (45.0 \pm 0.2) \text{ フェネル}$$

であり、両方法 K よる結果は前項(1)で述べたホルスピネレータ K よる測定結果 K 対する補正値の算出 K 伴う誤差 (数 msec) を考慮すれば、ほぼ一致している。

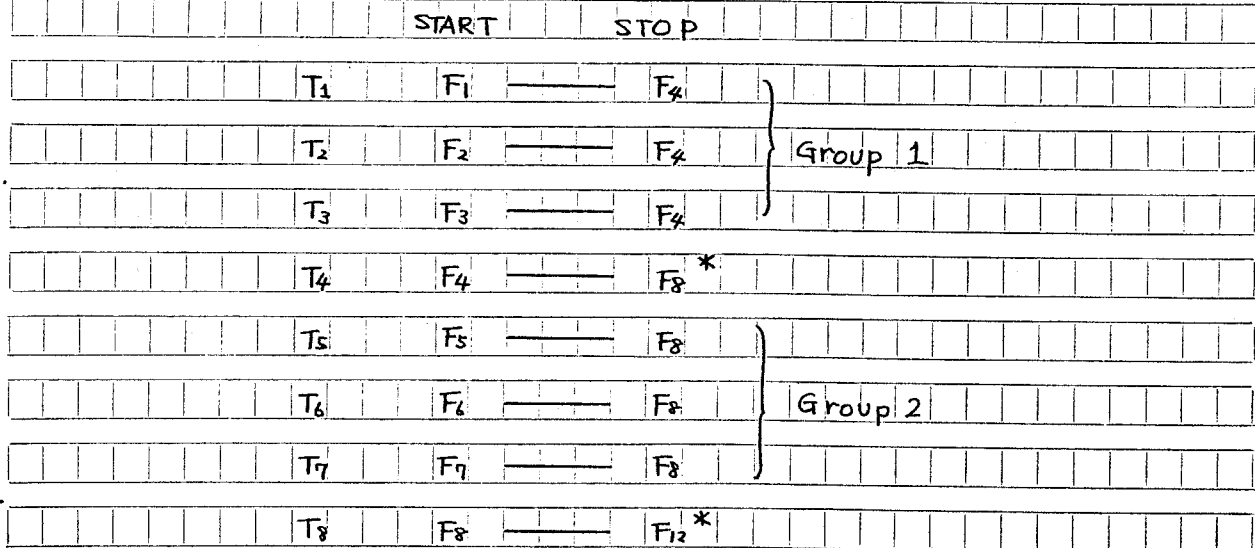
第三章 ミューオン到着時間分布測定結果の解析

本章では先づ、第二章で述べたトリガー条件を満足した空気シャワーの到来方向、及びそのサイズの決定方法を述べ、次に本論文の目的であるミューオンの到着時間分布測定結果の解析方法について述べる。

§ 3. 1 空気シャワーデータの解析

(a) 空気シャワー到来方向の決定法

チャカルタヤ観測所における検出器配置図は図2-1に示したが、このうち16個のF検出器を用いて空気シャワー到来方向が測定される。実際には下記に示した2個づつを組合せたF検出器を空気シャワーフロントに存在する荷電粒子が入射した時間差  $T$  を  $\sim 2msec$  (但し下記のうち\*印を付したものは  $\sim 4msec$ ) の精度で測定する。



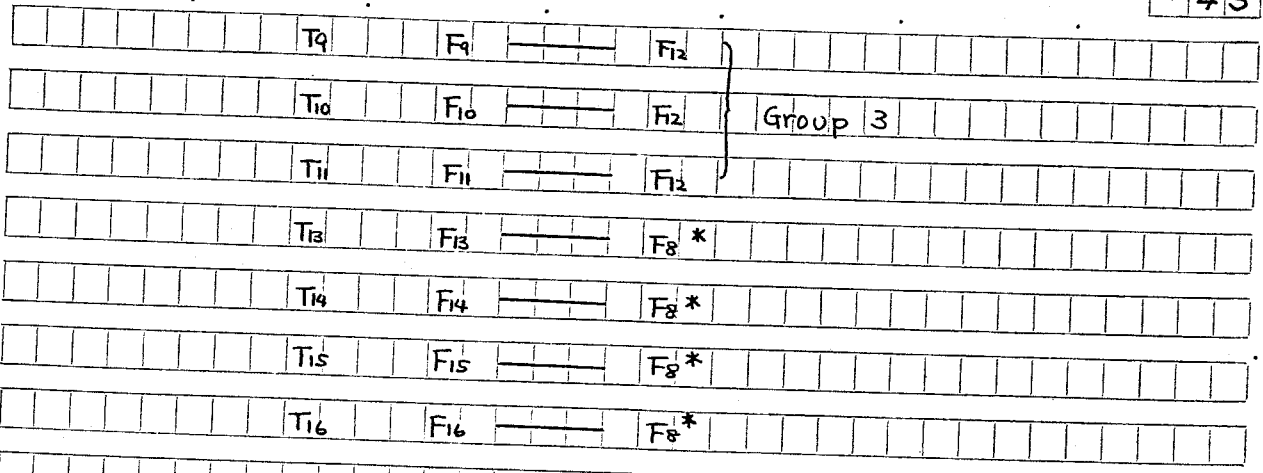


図3-1に測定回路のブロック図を示す。同図中ディスクリミネータ回路のディスクリレベルは各F検出器に0.5粒子入射した時の出力レベル(則ち1粒子入射した時の出力波高の1/2)に設定されている。また遅延線はスタートパルス(前記左側のF検出器出力)に対してストップパルスを遅延させて常に時間差の出力が正の値となるように挿入されている。実際に観測される時間差は非常に短いためストレッチャー回路を通じた後の時間差が記録される。

以上のようにして測定された時間差Tのデータを用いて空気シャワーの到来方向が以下の手順に従って決定される。

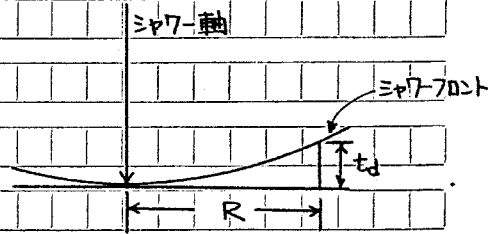
(i) 前記 Group で区分けされたものは図2-1に示した如く、それぞれ一辺100mの正方形の各頂点に位置する4個のF検出器によって測定された時間差である。各 Group の3つの時間差のデータを用いて各 Group 毎に空気シャワーの到来方向の方向余弦を最小二乗法で決定する。この場合は空気シャワーフロントが平面であるという近似をする。方向余弦の決定と同時にその決定誤差も算出しておく。但し、時間差Tの有効なデータとしては前記2個づつに組合されたF検出器のそれぞれに2粒子以上検出した時のみを用いる。

(ii) 各 Group で決定された到来方向の中で、それぞれに対応する決定誤差が最も小さい値を与えるものを初期値として有効な時間差のデータの全てを


用いて  $\chi^2$ -minimum 法で到来方向を決定する。この場合には広い面積  
 をわたる時間差のデータを用いるため空気シャワーフロントの形状関数  
 として次式を用いる。

$$(3.1) \quad t_d = 0.330 R + a R^2$$

$t_d$  in nsec,  $R$  in meters



ここで  $R$  は core distance,  $t_d$  はシャワー軸に垂直な平面からのシャワー  
 フロント面の遅れ時間である。この形状関数はチャカルタヤ観測所で  
 観測された空気シャワーデータを用いて決定されたものである。但し  
 この段階ではまだ正確な空気シャワーのコアの位置は決定されておらず  
 その代用としてミールドされていない検出器の粒子数出力を重みとして  
 求めた重心の位置を用いる。上式中係数  $a$  も到来方向と同時に  $\chi^2$ -  
 minimum 法で決定される。上式を用いて算出される2個の組合された  
 F検出器間の時間差を  $T_{exp}$ , 実際に測定された時間差を  $T_{ob}$  とすると  
 $\chi^2$  は

$$(3.2) \quad \chi^2 = \sum \left( \frac{T_{ob}^i - T_{exp}^i}{\sigma_i} \right)^2 / (n-3)$$

と表わせる。ここで、 $n$  は有効な時間差データ数、また時間差  $T_{ob}^i$  が  
 測定された2つのF検出器の core distance をそれぞれ  $R_{\alpha}^i, R_{\beta}^i$  とすると

$$(3.3) \quad \sigma_i = 0.06 R^i + 9.0 \quad (\text{msec})$$

$$R^i = \frac{R_{\alpha}^i + R_{\beta}^i}{2} \quad \text{in meters}$$

であり、実験的に決められたものである。尚(3.1)式の適用範囲は、

$$\text{空気シャワーサイズ} \quad N_e > 10^6$$

$$\text{core distance} \quad R > 50 \text{m}$$

である。

以上の方法によって決定される空気シャワー到来方向の天頂角 $\theta$ の決

定精度は $\theta$ が $60^\circ$ 以下の場合 $3^\circ$ 以内である。これは、シミュレート

したシャワーを上記方法によって解析することにより確かめられる。

(b) 空気シャワーサイズ決定法

空気シャワーのサイズ (Ne) 決定は44個のミールドール型検出器の粒子数出力データを用いる。空気シャワー中の粒子密度  $P$  は core distance  $R$  に依存しこれを空気シャワーの横分布 (lateral distribution) と呼ぶ。一次宇宙線が電子または  $\gamma$  線の場合の横分布は西村, 鎌田によって解析的に求められており<sup>301)</sup>, 更しく Greisen によって近似関数形が与えられている<sup>302)</sup>。これは NKG-関数と呼ばれる式で与えられる。

$$(3.4) \quad P(R, S) = C(S) X^{S-2} (1+X)^{S-4.5}$$

$$X = R/R_0, \quad R_0 = (2 \text{ MeV} / \epsilon_0) X_0$$

ここで  $\epsilon_0$  は critical energy,  $X_0$  は radiation length で空気に対してそれぞれ  $\epsilon_0 = 84 \text{ MeV}$ ,  $X_0 = 37.7 \text{ g/cm}^2$  である。また,  $R_0$  は Moliere length と呼ばれるファカルタヤ観測所高度における  $R_0$  は 155 m である。S は age parameter と呼ばれる空気シャワーの発達段階を表すパラメータで  $S = 1.0$  でシャワーの最大発達 (maximum development) に対応し,  $S < 1.0$  では最大発達に達する前の "若い" シャワー段階を, また  $S > 1.0$  では最大発達以後の "古い" シャワー段階を表す。

ファカルタヤで観測される空気シャワーを作る一次宇宙線は原子核であり空気シャワーの横分布は NKG-関数で core distance の広い範囲にわたって表現することはできない。そこで空気シャワーサイズ (Ne) 決定に用いる横分布は実験的に決定される

$$(3.5) \quad P(R, S, \theta) = N_e f(R, S, \theta) \\ = N_e \frac{C_1}{2\pi R_0^2} X^{S-2} (1+X)^{S-4.5} (1+C_2 X^{2.0}) / \text{m}^2$$

と表わされ,  $C_1, C_2$  は


$$C_1 = \left( \frac{P(s) \Gamma(4.5 - 2s)}{\Gamma(4.5 - s)} + C_2 \frac{P(2.0 + s) \Gamma(2.5 - 2s)}{\Gamma(4.5 - s)} \right)^{-1}$$

$$C_2 = 0.100 + 0.125 (\sec \theta - 1.0)$$

である。

空気シャワーサイズ ( $N_e$ ) はこの横分布を用いて次の手順に従って決定される。

- (i) 空気シャワーの到来方向はすでに決定されているので、この到来方向に対して垂直な平面に44個の検出器を投影し、以下の平面内で処理される。更に各検出器のプラスチックミニチラータ内における遷移効果 (Transition effect) に対する補正を行う。則ち、検出器に入射した粒子数を  $P_{inc}$ 、測定された粒子数を  $P_{obs}$  とすると

$$(3.6) \quad P_{inc} = P_{obs} e^{t \sec \theta / \lambda}$$

なる関係が実験より与えられている。ここで  $t$  はプラスチックミニチラータの厚さ、 $\lambda$  は  $60 \text{ cm}$  である。以下の解析では  $P_{inc}$  を用いて行う。

- (ii)  $\chi^2$ -minimum 法によつて空気シャワーコアの位置 ( $X, Y$ )、age parameter  $s$ 、空気シャワーサイズ ( $N_e$ ) を決定する。採用する方法は、( $X, Y$ )、 $s$  の grid search 法である。 $s$  に関しては (3.5) 式の横分布の積分が発散しない様く  $0.4$  から  $1.2$  までの範囲で  $\Delta s = 0.1$  として grid search を行う。初期値として  $s = 0.8$  とする。一方 ( $X, Y$ ) の初期値は各検出器で測定された粒子数密度を重みとした重心 ( $X_0, Y_0$ ) を用いる。則ち、

$$X_0 = \frac{\sum P_i X_i}{\sum P_i}, \quad Y_0 = \frac{\sum P_i Y_i}{\sum P_i}$$

ここで ( $X_i, Y_i$ ) は  $i$  番目の検出器の位置、 $P_i$  は  $i$  番目の検出器によつて測定された粒子数密度である。

このようにして得られた

重心(C.G)を中心として一

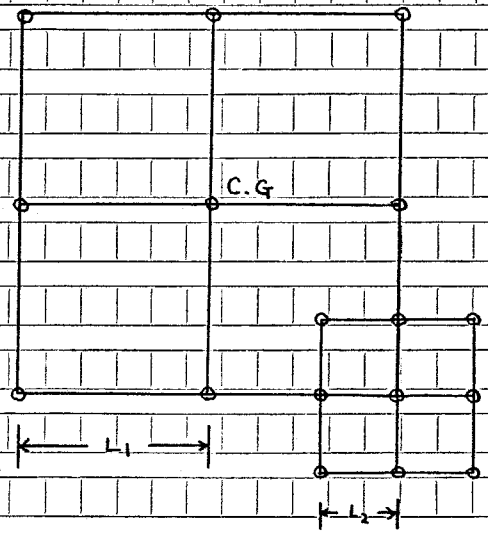
辺  $2L_1$  の正方形の右図を示

した9つの場所において空

気シャワーサイズ(No)及び

$\chi^2$ 値を以下の式を用いて計

算する。



$$(3.7) \quad Ne = \frac{\sum w_i P_i / f(R_i)}{\sum w_i}$$

$$\chi^2 = \frac{\sum \chi_i^2 - \chi_{max}^2}{n-3}$$

ここで、

$$w_i = P_i^2 / (P_i + (0.3P_i)^2)$$

$$\chi_i^2 = \frac{(P_i - Ne f(R_i))^2}{w_i}, \quad w_i' = 1 / (P_i + (0.3P_i)^2)$$

であり、 $n$ は各検出器の粒子数出力が0.6粒子以上(検出器のThreshold  
粒子数)を表示した検出器の数である。このThreshold粒子数以下の表

示を示す検出器は解析に用いない。また  $\chi_{max}^2$ は  $\chi_i^2$ のうち最大値を  
示すものである。上記9つの場所で算出された  $\chi^2$ 値の中で最小値を与

える場所を中心として更に一辺  $2L_2$  ( $L_2 = L_1/2.5$ ) の正方形を上図の  
如く設定し、同様に9つの場所で  $Ne, \chi^2$ を算出する。この操作を数

回繰返して  $\chi^2$ の最小値に対する  $Ne$  及び空気シャワーコアの位置( $x,$   
 $y$ )を先く設定された age parameter  $S=0.8$ に対する最確値として採用

する。上記  $L_1$ の値及び正方形の設定回数はマルチフルコードの比較的  
大きなサイズのシャワーに対しては  $L_1=250m$ で4回繰返して行い、そ

れ以外のシングルコードの空気シャワーに対しては  $L_1=100m$ , 3回繰返

1で行う。尚、Ne, B<sub>w</sub>がχ<sup>2</sup>計算に用いられている weightは空気シヤワ  
一粒密度の分布の測定結果によって決定されたものである。

(iii) 次に age parameter s = 0.9として(ii)の操作を行い、このs値に対するχ<sup>2</sup>最小値、Ne B<sub>w</sub>(X, Y)の最確値を求める。

(iv) 次に age parameter sが0.8及び0.9の場合のχ<sup>2</sup>最小値、則ちχ<sup>2</sup><sub>s=0.8</sub>  
、χ<sup>2</sup><sub>s=0.9</sub>の比較を行い次のスラツ70のsの値を決める。則ち、

$$\chi^2_{s=0.8} > \chi^2_{s=0.9} \text{ ならば } s = 1.0 \text{ とする。}$$

$$\chi^2_{s=0.8} < \chi^2_{s=0.9} \text{ ならば } s = 0.7 \text{ とする。}$$

この決定された age parameter を用いて(ii)の操作を繰返す。

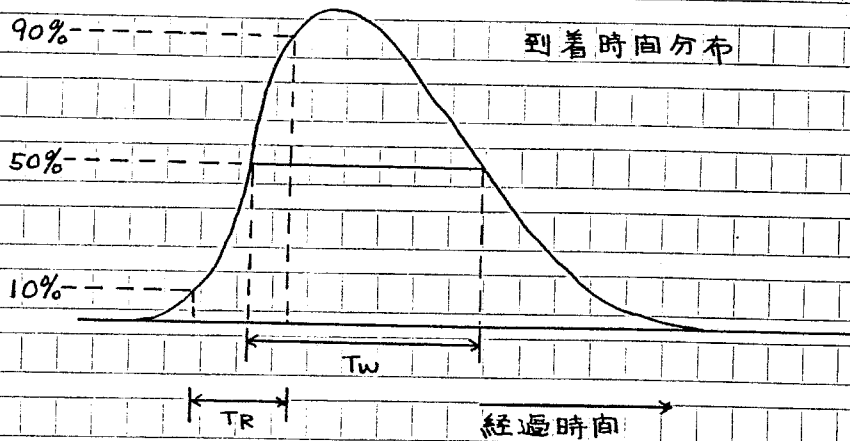
(v) 以下同様にしてχ<sup>2</sup>の最小値を与えるsを決定し、その時のNe B<sub>w</sub>  
(X, Y)の最確値を最終の値として採用する。

以上の手順で決定されたシヤワサイズ(Ne)の決定精度は10%以内であ  
る。

Blank lined area for additional notes or calculations.

§3.2. ミューオン到着時間分布測定結果の解析

紙テープから出力された Blomation 8100 記録波形はコンピュータで処理され LP用紙上にタイプライターで出力される。その一例を図3-2に示す。これは、第一ミーズンにおける測定結果の LP出力を示したもので左上に現象番号、現象年月日時が出力される。左上図は ADD I 出力波形、左下図は ADD II 出力波形を、更々右下図は ADD I, ADD II 出力波形を §2.5 (e) で述べた結果を考慮してコンピュータで加算した波形を、更々右上図は N19 検出器出力波形を示している。また各波形の下には、10nsec サンプル毎の Blomation 8100 記録カウンタ数が示されている。右下方には更々 5nsec 精度でコンピュータによって算出した立上り時間、FWHM、及び波形面積 (オフセットレベル以上の総カウンタ数) が示されている。更々必要なデータはグラフ用紙上にプロットし、10nsec 毎のデジタル出力値をスムーズにつなげる。その波形から到着時間分布を特徴づけるパラメータとして下図に示す立上り時間  $T_R$  値、半値巾 (FWHM)  $T_W$  値を 1nsec の精度で測定する。



尚、図3-3にミューオン数に対する Blomation 8100 出力波形の面積の関係を示す。同(a)図は第一ミーズン使用の測定装置に対するものでミューオン数は MUK4 から HUK12 によって測定された粒子数の総和である。図より



(a) バースト・イベントの除去

空気シャワー軸近傍では比較的高エネルギーのハドロン、ミュオン及び電子が存在し、ミールド物質との相互作用(制動輻射、強い相互作用)によってバーストが発生する。このバーストによって発生する二次粒子数をバーストサイズと呼ぶ。このバーストによって Biomation 8100 記録波形が変形を被った到着時間分布測定結果をバーストイベントと呼ぶ。このようなバーストイベントを明確に判定するため第ニミーズには MUX ユニット出力を二つのグループに分けて到着時間分布を測定した。以下にこのようなバーストイベントの判定方法について述べる。

図3-4にバーストイベントの事例を示す。図中、ADD I, ADD II ぞれぞれの出力波形は図2.5(c)の結果を考慮して上下の波形の座標が時間的に一致するように図示されている。同(a)図では ADD II 出力波形にはピークが1つであるのに対して ADD I 出力波形には2つのピークを示している。MUK チャネルの粒子数出力を調べてみると (Caption of Figure 参照) MUK 6 の粒子数出力は他の MUK チャネル出力と比較して異常に大きくバーストが発生したことを示している。前述のように、ミュオン1粒子あたり Biomation 8100 出力において7カウントとすると ADD I 出力波形の第ニピークには約22粒子が寄与しており MUK 6 の粒子数出力に相当する。また、第ニピークの FWHM は約 30 msec でミニグルミュオンが通過した時の波形に類似している。従ってバーストが発生するとミュオンの到着時間分布波形に、バーストサイズに相当した面積を有し、波形としてはミニグルミュオンに相当した波形が付加される。同(b)図は MUK 7 ユニットにバーストが発生しており、ADD I 加算回路に入力される他の MUK チャネルの粒子数出力の総和に対して MUK 7 の粒子数出力は約4倍であり ADD I 出力波形は殆んどこのバーストの寄与をうけた波形と考えられる。同(c)図は MUK 7 ユニットにバーストが発生したものである。ADD I, ADD II 両出力波形を比較してみるとミュ


一オニの到着時間分布の裾の部分にバースト波形が付加されていることが判  
 る。以上のようにバーストが発生すると、バーストサイズとミューオニ粒  
 子数との関係、及びミューオニ到着時間分布波形とバースト波形の時間的関  
 係によつて到着時間分布波形のTR値、Tw値に対するバーストの影響は多様で  
 これを定量的に補正することは不可能である。従つて個々の測定結果につ  
 いて詳細に検討しバーストイベントを除去する必要がある。

(i) 第一ミーズの測定結果に対するバーストイベントの除去

第一ミーズの測定結果に対してはMUK4からMUK12までのミューオニ  
 粒子数出力値の分布を調べる。この分布で異常に大きな粒子数出力値 $p_B$   
 を示すMUKチャネル(複数チャネルの場合もある)以外のMUKチャネル粒  
 子数出力値の平均 $\bar{p}$ 、及び標準偏差 $\sigma$ を求め

$$p_B > \bar{p} + 3\sigma$$

であるとき、このMUKチャネルをB-チャネル(Burst channel)と呼び、  
 この時の測定結果をバーストイベントと判定する。但し、図3-4(a)の  
 例の如く、バースト波形がミューオニ到着時間分布波形と明確に分離して  
 おりTR値、Tw値の両方、またはいづれか一方がバーストの影響をうけ  
 ず測定できる場合は測定結果を含め以後の解析に用いる。

(ii) 第二ミーズの測定結果に対するバーストイベントの除去

第二ミーズの測定結果に対しては先づ、MUK4からMUK12チャネルの  
 粒子数出力値の小さい方より5番目までの粒子数平均値 $\bar{p}_5$ と標準偏差値  
 $\sigma_5$ を求め6番目の粒子数出力値 $p_6$ について次の判定を行う。則ち

$$p_6 < \bar{p}_5 + 3\sigma_5$$

であれば、この6番目の粒子数出力値までの粒子数平均値 $\bar{p}_6$ 、及び標準

偏差値  $\sigma_6$  を求め 7 番目の粒子数出力値  $\rho_7$  について

$$\rho_7 < \bar{\rho}_6 + 3\sigma_6$$

の判定を行う。このような判定操作を 9 番目の粒子数出力値についてま  
で行うわけであるが、その課程において

$$\rho_{i+1} > \bar{\rho}_i + 3\sigma_i$$

となつた場合、粒子数出力値の小さい方から数えて (i+1) 番目から 9 番目  
までの粒子数値を与える MUK チャネルを B チャネルとし以下に示す手エッ  
クを行う。

前述の如く第二ミーンズの到着時間分布波形は ADD I 出力を用いるが、  
この B チャネルが ADD II 出力に関与している時は ADD I 出力波形に対し  
て TR 値、 $T_w$  値測定を行う。一方、B チャネルが ADD I 出力に関与してい  
る場合は、バーストサイズの大きさ、及び ADD I、ADD II 両出力波形の比  
較から、ADD I 出力波形の TR 値、 $T_w$  値測定結果に対してバーストが影響を  
与えていない場合には、その測定結果を採用し以後の解析に用いる。

例えば、図 3-4 (a) のようにミュオン到着時間分布波形とバースト波  
形が充分分離している場合には、ミュオン到着時間分布波形について TR  
値、 $T_w$  値両方あるいは一方を測定し解析に用いる。また同 (b) 図のように  
バーストサイズが大ききものについては直ちに除去する。また同 (c) 図の  
ように両波形の分離が明確でないものについても直ちに除外して以降の解  
析には用いない。

以上のようにして除外されたバーストイベントの割合はシャワー軸からの  
距離、及び空気シャワーサイズの大きさによって異なる。本解析に用いた  
1359 例の波形のうち 91 例がバーストイベントとして除外され、その割合は  
6.7% である。

第四章 空気シャワー中のニューオン到着時間分布のモデル計算

空気シャワー中のニューオンの到着時間分布のモデル計算は4次元モンテカルロシミュレーション法によって行われる。地上高度については McComb と Turver による計算がある<sup>401)</sup>。一方、カルタヤ観測所高度については、水本<sup>402)</sup>及び McComb と Turver<sup>403)</sup>の計算が存在する。それぞれの計算に用いられている相互作用モデルの特徴を表 IV-1, IV-2 に簡単に示す。また、それらの詳細な内容については Appendix I, II に述べる。

§4.1 測定装置の応答特性の考慮

モデル計算結果と測定結果とを比較する場合、実際に使用している測定装置の応答特性を考慮する必要がある。測定装置の応答特性については既に §2.5 で述べた。測定装置全体の応答特性はシングルニューオンに対する Biomatron 8100 平均記録波形で表わされ、経過時間を  $t$  とした時の平均波形を  $f(t)$  とする。一方、モデル計算によるニューオン到着時間分布が  $F(t)$  で表わされると、実際に記録される波形  $G(t)$  は線型重ね合せ原理を仮定すると

$$G(t) = \int_0^t dt_1 F(t_1) \cdot f(t-t_1)$$

$$\text{where } \begin{cases} F(t_1) = 0 & \text{for } t_1 < 0 \\ f(t-t_1) = 0 & \text{for } t-t_1 < 0 \end{cases}$$

と表わすことができる。実際には  $F(t)$  としてモデル計算結果、 $f(t)$  として §2.5 で述べた測定結果を用いて数値積分を行う。この時、Biomatron 8100 の記録サンプリングレートが 10 nsec であることを考慮して、この数値積分の间隔を 5 nsec で行う。



## § 4. 2 水本及び McComb と Turver によるモデル計算結果の比較

一次宇宙線のエネルギーが  $10^{12}$  eV である空気シャワー中のミュオンに到着時間分布波形の  $T_R$  値及び  $T_W$  値に対する水本及び McComb と Turver による種々のモデル計算結果をそれぞれ図 4-1 (a), (b), (c) に示す。同 (b), (c) 図は McComb と Turver による計算結果であるが (b) 図は一次宇宙線が陽子の場合、(c) 図は鉄の原子核の場合である。

両者で採用しているモデルの中で同一のものは、表 IV-1, 2 との比較から判るよう、水本の A, B, C モデルに対して McComb と Turver の  $MT_1(P)$ ,  $MT_3(P)$ ,  $MT_2(P)$  モデルがそれぞれ対応する。(ここで (P) は一次宇宙線が陽子の場合であることを示す)

スケーリングモデルを用いている A, B モデルと  $MT_1(P)$ ,  $MT_3(P)$  モデルによる計算結果を比較してみると、core distance が 200 m 以上では FWHM 値においては、前者の結果が約 2.5 m sec 小さな値を示しているが、core distance が 200 m 以内ではシャワー軸近傍になるに従ってこの差が大きくなる。Rise time 値についてはほぼ一致しているが core distance が遠方になるにつれて A, B モデルの計算結果が大きな値を示すようになる。一方、C モデルと  $MT_2(P)$  モデルとの比較では FWHM 値においては前者の結果が約 8 n sec 小さいが Rise time 値についてはほぼ一致している。

但し、同一のモデルといってもその詳細については多少異なり、例えば、第一回目の陽子と空気原子核との相互作用の起る大気中の深さは、水本の場合、各モデルで採用している相互作用断面積モデルによって  $40 \text{ g/cm}^2$ ,  $80 \text{ g/cm}^2$  に固定しているのに対して、McComb と Turver の場合は各モデルで採用している相互作用断面積モデルを考慮して確率的取扱いをしている。また測定装置応答特性の考慮の方法も両者で異なっていると考えられる。このような違いを考慮すれば同一モデルを用いた両者の結果はほぼ一致していると結論できる。更け両者の計算結果を比較すると、McComb と Turver の M

T5(P), MTS(Fe)モデルの計算結果は水本のD, Eモデルの結果とほぼ一致

していることを特に明記しておく。

### § 4.3 空気シャワーサイズ ( $N_e$ ) と一次宇宙線のエネルギー ( $E_0$ ) との関係

ミューオンの到着時間分布の測定結果とモデル計算結果との比較を行う場合、測定結果に対する一次宇宙線のエネルギー ( $E_0$ ) を知る必要がある。

種々の空気シャワーモデル計算によれば、採用した相互作用モデル毎に一次宇宙線の核組成モデルに依存せず

$$(4.1) \quad E_0 = (1.6 \sim 2.0) \times (N_e)_{\max}^{0.4} \text{ GeV}$$

なる関係があることが知られている。ここで  $(N_e)_{\max}$  は空気シャワー最大発達における空気シャワーサイズである。しかし、任意の大気の深さにおける空気シャワーサイズと  $E_0$  との間には (4.1) 式のような単純な対応関係は存在しない。

しかしながら空気シャワー中の電子の縦方向の発達の様相が判っていれば、天頂角  $\theta$  の方向に観測される空気シャワーは大気を  $t_0 \times \sec \theta$  g/cm<sup>2</sup> ( $t_0$  は観測地点の大気の深さ) だけ通過してきたことになり、その空気シャワーサイズと  $(N_e)_{\max}$  とを対応させることが可能となり、則ち  $E_0$  と関係づけることができる。

大気の深さが 550 g/cm<sup>2</sup> より深い所における空気シャワーの縦方向の発達がチャカルタヤ観測所で等頻度法によって測定されている。その結果を図 4-2 に示す。その詳細については第六章で述べるが、この結果を用いてチャカルタヤ観測所で、その到来方向の天頂角が  $\theta$  である空気シャワーのサイズと  $E_0$  との関係を求めた結果を  $\sec \theta$  を 1.0 として図 4-3 に示した。ここでは

$$(4.2) \quad E_0 = 1.8 \times (N_e)_{\max} \text{ GeV}$$

を用いた。

第五章で述べるように、ミューオン到着時間分布測定結果はその空気シャワーサイズ、 $\sec \theta$  測定値によって分類され、それぞれの bin において平均

操作が施される。図4-3の結果から、それぞれの $b_{ih}$ に対応する一次宇宙線のエネルギー( $E_0$ )が求められ、この $E_0$ 値に対するモデル計算結果と測定結果とが比較される必要がある。従って必要なモデルについてはいくつかの $E_0$ 値に対する計算を行い、その計算された到着時間分布波形の $T_R$ 値、 $T_w$ 値の $E_0$ 値に対する依存傾向から内挿、外挿によって任意の $E_0$ 値に対する $T_R$ 値、 $T_w$ 値を求める。表IV-3に各モデルについて計算の行われた $E_0$ 値、 $\sec\theta$ 値を示す。また図4-4に、モデルC、F、Hについてcore distance毎の $E_0$ 値と到着時間分布波形の $T_R$ 値、 $T_w$ 値との相関を示す。同図から判るよう、 $E_0$ が大きくなるにつれて $T_R$ 値、 $T_w$ 値とも大きくなる傾向を示しており、その傾向は多重度の小さなモデル程顕著である。最も多重度の大きなモデルHでは特に $T_R$ 値において $E_0$ 値に対する依存性はわずかである。

McComb と Turner によるモデル計算では  $E_0=10^9\text{eV}$ 、 $\sec\theta=1.0$ の時の結果のみが報告されており任意の $E_0$ 、 $\sec\theta$ 値に対する $T_R$ 値、 $T_w$ 値を予測することは不可能である。


§ 4. 4 Target nucleus の効果

多くの空気シャワー-シミュレーションの計算は、加速器で得られた精度の良い高エネルギー相互作用の測定結果をもとにモデルを作り実行される。しかし、これらの測定結果の大部分は陽子-陽子反応によって得られたもので実際の空気シャワー-計算では標的が空気原子核であることを考慮しなくてはならない。

水本のモデル計算では陽子-陽子反応の多重度を  $\langle m_{p-p} \rangle$  とすると陽子-原子核(質量数  $A$ ) 反応における多重度  $\langle m_{p-A} \rangle$  との関係は

$$(4.3) \quad R_A = \frac{\langle m_{p-A} \rangle}{\langle m_{p-p} \rangle} = A^{0.129}$$

とされている。<sup>A35)</sup>

一方、最近の CERN-SPS 加速器による測定結果<sup>405)</sup> によれば

$$(4.4) \quad R_A = \frac{1}{2} + \frac{U}{2} \quad \text{where } U = \frac{A \cdot \sigma_{p-p}^{inel}}{\sigma_{p-A}^{inel}}$$

で表わされ、ここで  $\sigma^{inel}$  は非断性散乱断面積である。

空気原子核-陽子散乱に対して  $A \sim 14.5$  とすると (4.3) 式では  $R_A \sim 1.41$ 、

(4.4) 式では  $R_A \sim 1.24$  ( $\sigma_{p-p}^{inel} \sim 30 \text{ mb}$ ,  $\sigma_{p-A}^{inel} \sim 295 \text{ mb}$  とした) となり

(4.3) 式を用いた場合 (4.4) 式を用いた場合に対して 20% 程度多重度が大きい値を示す。

一方、二次粒子分布は表 IV-4 示すように、<sup>405)</sup> 標的核の  $A$  が大きくなるにつれて Target fragmentation region における多重度が増大して行くことが判る。そこで、この標的核の効果はミュ-オンの到着時間分布波形に与える影響を調べるため二次粒子分布の backward cone における多重度を forward cone の多重度の 2 倍とした水本のモデル計算結果によれば、測定装置全体の応答特性を考慮した後の到着時間分布波形の TR 値については殆んど影響がなく、TR 値において数 msec 程度大きな値を示す。従って、本論文にお

ける測定精度を考慮すれば、この標的核の効果は無視できる。尚、McComb

とTurneyの計算においてもこの標的核の効果は考慮されている。(10)

Blank lined writing area consisting of multiple horizontal rows for text entry.

## § 4.5 地磁気効果

McComb と Tuver のモデル計算では地磁気の効果を考えているが、水本の計算では無視している。地球磁場強度は緯度及び高度によって異なるが、簡単のため  $0.5 \text{ Gauss}$  の一様磁場を考えると、 $1 \text{ GeV}$  のミュ-オンの Larmor 半径は  $67 \text{ km}$  となる。一方、チャカルタヤ観測所で測定される空気シャワーミュ-オンの平均発生高度は図 4-2 に示すモデル計算結果によれば数 km ( $< 10 \text{ km}$ ) 上空であり、測定装置の精度を考慮すれば到着時間分布に対する地磁気効果を無視して良い。

第五章 ミューオンの到着時間分布測定結果とモデル計算結果との比較

§5.1 解析に用いた到着時間分布測定数

ミューオン到着時間分布測定結果は、それが附随する空気シャワーのサイズ ( $N_e$ ),  $\sec \theta$ , core distance ( $R$ ) に応じて各 bin に分類される。それぞれの bin 中は、 $\log N_e$  において 0.5,  $\sec \theta$  において 0.2 (但し、 $1.0 \leq \sec \theta \leq 1.8$ ),  $R$  については 50m である。

便宜上、サイズの各 bin について以下の呼称を用いる。

	サイズ
A-shower	$10^{7.0} \sim 10^{7.5}$
B-shower	$10^{7.5} \sim 10^{8.0}$
C-shower	$10^{8.0} \sim 10^{8.5}$
D-shower	$10^{8.5} \sim 10^{9.0}$
E-shower	$10^{9.0} \sim 10^{9.5}$
⋮	⋮

とすることで、core distance の近い所では図 2-14 示したような Biomation 8100 出力における saturation のため到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_w$  値を測定できない。第一ミーズン, 及び第二ミーズン使用の測定装置において Biomation 8100 出力において saturation するときの観測されたミューオン数の密度はそれぞれ約  $200 \text{ ミューオン} / 36 \text{ m}^2$  以上, 約  $200 \text{ ミューオン} / 20 \text{ m}^2$  以上であり、

B-shower では core distance が 60m 以内, C-shower では 100m 以内, D-shower では 150m 以内で Biomation 8100 出力において saturation する到着時間分布波形が増大する。

一方, core distance の遠方では、観測されるミューオン粒子数が少なくな

リミューブニ到着時間分布測定波形から  $T_R$  値,  $T_W$  値を測定することが困難となる。従って、各サイズ bin 毎に core distance  $R$  について制限を設ける。また、core distance が 100 m 以内においてはモデル計算の精度が悪く、core distance 100 m 以上の到着時間分布測定結果を解析する。表 D-1 に、§ 3.2 で述べたバーストイベント除去後の解析に用いられた到着時間分布波形測定数を各 bin 毎に示す。総数は 1268 である。また同表には各サイズ bin,  $\sec \theta$  bin 毎に分類された空気シャワーの平均サイズ  $N_{ch}$  とこれに対応する一次宇宙線のエネルギー値を示しておく。

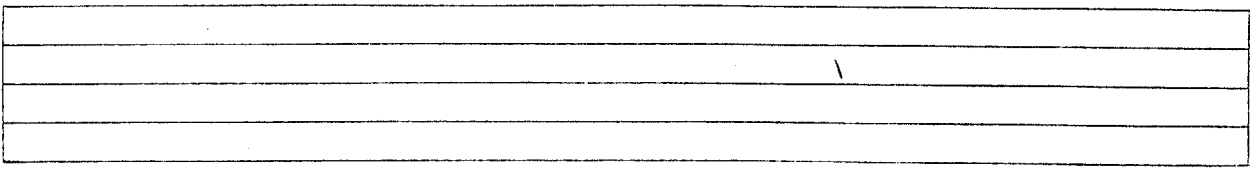
尚、A-shower については図 2-14 に示した如く、到着時間分布の有効な測定結果が得られる core distance の範囲が狭いため本論文では解析から除外した。

§ 5. 2 第一ニースン, 及び第二ニースンにおけるミューオニ到着時間分布  
測定結果の比較

第二章で述べたように第一, 及び第二ニースンにおけるミューオニ到着時間分布測定装置が異なり, 特ク第二ニースンにおいてはミューオニ到着時間分布測定波形として応答特性の良い ADDI 出力を採用する。そこで, これら両ニースンのミューオニ到着時間分布波形測定結果の比較を行う。表 V-2 の C チャワークについて第一ニースン, 及び第二ニースンの ADDI 出力に対する波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値の測定結果についての比較を示す。代表値はメディア値を, 誤差は標準誤差を示す。両者の結果は誤差の範囲で一致しており, これは § 2-5 (d) で述べたニースルミューオニに対する両ニースンにおける出力平均波形が一致していることから予想されることであり, 従って以降の解析では両ニースンの測定結果を何等補正することなく一諸として扱う。

B チャワークについては測定結果の得られる頻度が高いため, core distance が 150m から 250m の範囲については第一ニースンの測定結果を用いている。また, core distance が 100m から 150m の範囲については第二ニースンの測定結果を用いる。これは前述のように Biomation 5100 の出力における saturation が第一ニースンでは  $200 \text{ ミューオニ} / 36 \text{ m}^2$ , 第二ニースンでは  $200 \text{ ミューオニ} / 20 \text{ m}^2$  であり, 第二ニースンにおいては core distance の小さい所まで有効な測定結果が得られるからである。同様ク, C チャワークの core distance が 100m から 150m の範囲についても第二ニースンの測定結果のみを用いる。

図 5-1, 2 の C チャワーク,  $\sec \theta = 1.0 - 1.2$  のビーンク分類された到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値測定結果をその core distance に対してプロットした一例を示す。代表値としては, 50m 毎に区切られた各 core distance ビーンクにおける中央値 (median 値) を採用する。誤差としては, 各ビーンクにおいて, 中央値はさんでそのビーンクに含まれる測定数 (n) の 68% までを含む巾 (これは正規分





## §5.3 Bシャワーについての結果

先づ, Bシャワー,  $\sec\theta = 1.0 - 1.2$  の  $\theta > \theta_c$  を分類された到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_w$  値測定結果と, 各種のモデル計算結果との比較を行う。表 V-1 によれば Bシャワー,  $\sec\theta = 1.0 - 1.2$  の  $\theta > \theta_c$  を分類された空気シャワーの一次宇宙線のエネルギーの平均値は約  $1.1 \times 10^{17} \text{eV}$  である。

図 5-3(a) に測定結果と水本による各モデル計算結果との比較を示す。このモデル計算結果は, その一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17} \text{eV}$ , モデル A から C については  $\sec\theta = 1.0$ , モデル D から H については  $\sec\theta = 1.1$  のときのものである。各種モデル計算結果は  $T_R$  値,  $T_w$  値とも多重度の大きなモデル程小さな値を与えており, 観測されるシュ-オの平均生成高度がより上空であることを示している。同図から判るよう  $R_{\text{rise}}$  time については, core distance  $100 \text{m}$  から  $250 \text{m}$  の範囲で測定結果とモデル G, H による計算結果との一致が良い。一方, FWHM については, core distance  $150 \text{m}$  から  $250 \text{m}$  については誤差の範囲内で測定結果とモデル H による計算結果と一致するが, むしろ測定結果の方が小さい値を示している。しかし, core distance が  $100 \text{m}$  から  $150 \text{m}$  の範囲についてはモデル D, E による計算結果と測定結果とが一致する。このような, FWHM における core distance 遠方ではモデル H による計算結果と測定結果と一致し, 近傍では多重度の小さなモデル計算結果と一致して行く傾向は他のサイズ  $\theta > \theta_c$  についても存在し, このことは後章で議論する。

以上, core distance の近傍における  $T_w$  値測定結果を除いて,  $T_R$  値,  $T_w$  値ともモデル H 計算結果と一致する。

更け, 図 5-3(b), (c) に McComb と Turver によるモデル計算結果との比較を示す。計算は一次宇宙線のエネルギーを  $10^{17} \text{eV}$ ,  $\sec\theta = 1.0$  とした時のものである。また同(b)図は一次宇宙線の核組成を陽子とした場合で, (c)図は鉄とした場合の計算結果を示している。Rise time, FWHM とも測定値に最も

近い値を示しているのは(b), (c)図とも "Landau  $E^{1/2}$ " モデルを用いた計算結果であるが測定値との不一致は明瞭である。

更に図 5-3 (d)に B ミャワーの他の  $\sec\theta$  に  $K$  についての測定結果とモデル  $H$  による計算結果との比較を示す。計算結果は表 V-1 を考慮して各  $\sec\theta$  に  $K$  対応する一次宇宙線のエネルギー  $K$  に対するものである。測定結果とモデル  $H$  の計算結果は、core distance の近傍における FWHM  $K$  における不一致を除けば良く一致していると結論できる。

§ 5.4 Cチャワ-についての結果

図5-4(a)にCチャワ-の各 $\sec\theta$ に $\theta$ についての測定結果とモデルHによる計算結果との比較を示す。この場合も、*core distance*が100mから200mの範囲におけるFWHMについての測定結果と計算結果との不一致を除けば、両者の結果は良く一致している。特にRise timeにおける一致は非常に良い。

更に、図5-4(b)には $\sec\theta=1.0-1.2$ の $\theta$ に対する測定結果とモデルC、Fによる計算結果との比較を示す。Rise timeに対して測定結果とモデルC、Fの計算結果との不一致は明瞭であるが、*core distance*近傍におけるFWHMについては測定結果とモデルFによる計算結果とは一致している。

尚、*core distance*が300mから350mの範囲のFWHMの測定結果とモデル計算結果との比較については§5.9で述べる。

§5.5 Dニャワ-クフツの結果

図5-5(a)にDニャワ-の各sec $\theta$ ニクフツの測定結果とモデルHによる計算結果との比較を示す。測定数が少なく、統計は悪いが、Rise timeクフツについては測定結果とモデルH計算結果との一致は非常に良い。一方、FWHMクフツについてはcore distance 250mから350mクフツについてはモデルH計算結果との一致は良い。core distance 350mから400mクフツについては§5.9において考察する。

図5-5(b)にはsec $\theta = 1.0 - 1.2$ の $\theta$ ニクフツの測定結果とモデルC, Fによる計算結果との比較を示す。Rise timeクフツについてはcore distance 150mから200mの範囲を除いて両モデル計算結果との一致は良くない。一方FWHMクフツについてはcore distance が200mから250mクフツについては測定結果とモデルC計算結果と一致するが、150mから200mの範囲ではモデルC計算結果より大きな値を測定結果が示している。

## §5.6 Eニャワ-以上の結果

Eニャワ-以上になると測定数が極端に少なくなる。従って個々の到着時間分布測定波形のTR値, Tw値とミニユレ-ニコニ計算結果との比較を行う。

図5-6(a)-(d)にEニャワ-の各 $\sec\theta$ について個々の測定結果とモデルH計算結果との比較を示す。同(a)図には更にモデルCによる計算結果も

示してあるが測定結果との一致はモデルH計算結果の方が全般的に良い。

同(b)図においてもモデルH計算結果との一致は良いが、同(c), (d)図では測定数も少なく明瞭なことは言えない。

図5-6(e)にはFニャワ-以上について測定結果とモデルH計算結果(一次宇宙線のエネルギーは $1.1 \times 10^9 \text{ eV}$ ,  $\sec\theta=1.3$ )との比較を示しているが、ほぼ一致していると考えられる。

### §5.7 ミューオン到着時間分布の平均波形

ここでは、いくつかのビニクにおいて分類されたミューオン到着時間分布の平均波形を求めモデル計算結果との比較を行う。

それぞれ $n$ のビニク分類された到着時間分布測定結果からその平均波形を求めるにはいくつかの方法が考えられるが、ここでは Biomation 8100 出力において到着時間分布波形が現れるチャネルを立上りチャネルと定義し、ビニク分類された数十例についてこの立上りチャネルを一致させて各チャネル毎に出力カウンタ数の平均値を求める。但し、Biomation 8100 出力は前述の如くサニタリゼイタブルが  $10\text{ nsec}$  であるためこのような平均操作では最大  $\pm 5\text{ nsec}$  の不確定さは考慮しておかねばならない。

図5-7(a), (b) 以上の様にして求められた平均波形とモデル計算結果との比較を示す。モデル計算は一次宇宙線のエネルギーを  $10^{12}\text{ eV}$  とした時のものである。(a)図はBシャワー,  $\sec\theta = 1.0 - 1.2$  についての平均波形を示しておりその一次宇宙線のエネルギーはほぼ  $10^{12}\text{ eV}$  であるが、(b)図についてはCシャワー,  $\sec\theta = 1.0 - 1.2$  についてのものでその一次宇宙線のエネルギーは  $3.4 \times 10^{17}\text{ eV}$  に対応する。従って(b)図における測定結果とモデル計算結果との比較ではこの一次宇宙線のエネルギーの違いを考慮するとモデル計算結果は図示したものより立上りも遅くFWHMも広いことを考慮しておく必要がある。

到着時間分布波形の立上り部分における測定結果とモデル計算結果との比較では(a), (b)図ともモデルHによる計算結果が良く測定結果を再現している。更なる波形の最高値から波高値の50%附近までの部分では測定結果とモデルHによる計算結果との一致が良い。一方、それ以降の波形のtail部分においては測定結果の方がモデルHによる計算結果よりも大きな値を示している。この両者の差の面積は平均波形全面積に対して(a)図では約18%, (b)図では約13%である。

最近 McComb et al.<sup>50)</sup> は、空気シャワー中の高エネルギー $\gamma$ 線と空気原

子核との相互作用により $\pi$ 中間子が生成され、このうち $\pi^\pm$ 中間子は $\mu^\pm$ 粒子の崩壊 (photo produced  $\mu$  と呼ぶ) し、このようにしてできたミュオンは空気シャワー中のミュオン成分への寄与が大きいという指摘をしている。McComb et al. によるチャカルタヤ観測所高度における "Landau  $E^{1/3}$ " モデル、"Landau  $E^{1/4}$ " モデルを用いた計算結果によれば、図 5-8 (a) に示したように観測されるミュオンの threshold エネルギーが 600 MeV の場合、"Landau  $E^{1/3}$ " モデルでは一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV から  $10^{18}$  eV で normal  $\mu$  (= 二次粒子多重発生によってできた $\pi$ 中間子の崩壊によるミュオン) の量に対する photo produced  $\mu$  の量は約 30% である。またこの割合は、同 (a) 図から判るようによく多重度の大きなモデル程小さい。第六章で述べるように、チャカルタヤで測定された空気シャワー中の電子の縦方向の発達は McComb と Turver による鉄を一次宇宙線の核組成としたときの "Landau  $E^{1/3}$ " モデルによる計算結果と良く一致することから photo produced  $\mu$  の量は多くて normal  $\mu$  の量の 30% 程度と考えられる。また図 5-8 (b) に示したように、この寄与の割合は core distance に依存し、例えば一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV で "Landau  $E^{1/3}$ " モデルによる計算結果では core distance が 100m から 200m で photo produced  $\mu$  の寄与の割合は 25% である。

このような photo produced  $\mu$  の平均エネルギーは normal  $\mu$  のそれに対して低いことが予想され、ミュオンの到着時間分布に対する影響を知るためには、このような発生機構の異なるミュオンの相対的な時間関係を知る必要がある。図 5-8 (c) に、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV,  $10^{18}$  eV の場合で、"Landau  $E^{1/3}$ " モデルを用いた時の発生機構の異なるミュオンの平均到着時間の差を示す。但し、観測されるミュオンの threshold エネルギーは 300 MeV であり、600 MeV の場合より大きな時間差を与えるものと考えられる。(何故ならば、photo produced  $\mu$  の平均エネルギーは normal  $\mu$  のそれより小さいことによる。) 同図から判るようによく一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV で core distance が 200m において、normal  $\mu$  及び photo produced  $\mu$  の平均

到着時間はそれぞれ  $80\text{ nsec}$ ,  $160\text{ nsec}$  である。ここで  $\text{normal } \mu$  の量に対する  $\text{photo produced } \mu$  の量の割合を  $27\%$  とすると単純を重ね合せ計算からこの場合  $\text{normal } \mu$  の到着時間分布波形の FWHM が  $80\text{ nsec}$  に対して、 $\text{photo produced } \mu$  が加わった到着時間分布波形の FWHM は  $86\text{ nsec}$  になる。このように、 $\text{photo produced } \mu$  の到着時間分布への影響は発生機構の異なるミューオン量の割合、及び両者の相対的時間関係に大きく依存し、その詳細はこのような過程を含んだシミュレーション計算による結果を待つ他ないが、 $\text{core distance}$  近傍におけるミューオン到着時間分布の FWHM 測定結果とモデル計算結果との差のいくらかの部分は説明可能であろう。

## 8.5.8 K中周子の影響

水本<sup>34)</sup>は McComb と Turver の ミニユレ-ミヨニ計算では生成二次粒子は総て  $\pi$  中周子としており K 中周子 K に対しては考慮されていない。CERN の ISR K による加速器の実験結果<sup>35)</sup>によれば  $K^\pm$  中周子の多重度は  $\pi^\pm$  中周子の多重度 K に対して約 10% であり、その崩壊モードから  $K^\pm$  中周子 1 個が崩壊すると約 1.03 個の ミューオン<sup>36)</sup>がでることになる。

ここで、空気シャワー中の  $\pi^\pm$  中周子、 $K^\pm$  中周子のエネルギースペクトラムがエネルギー K に対して同じ形をしており、それぞれの粒子数比が、 $\pi^\pm$  中周子 0.9 K に対して  $K^\pm$  中周子が 0.1 と仮定する。同一エネルギーの  $\pi^\pm$  中周子、 $K^\pm$  中周子が同じ距離を、た時の崩壊確率  $D_K$  について

$$D_{K^\pm \rightarrow \mu^\pm} : D_{\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm} = \frac{m_{K^\pm}}{\tau_{K^\pm \rightarrow \mu^\pm}} : \frac{m_{\pi^\pm}}{\tau_{\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm}} \\ \sim 7.6 : 1$$

となる。ここで  $m, \tau$  はそれぞれの中周子の質量と寿命である。従って生成二次粒子を総て  $\pi$  中周子とした場合に比較して

$$\frac{0.9}{(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm)} + \frac{0.1 \times 7.6 \times 1.03}{(K^\pm \rightarrow \mu^\pm)} \sim 1.68$$

1.68 倍 ミューオンが多くなる。

二次  $K^\pm$  中周子の崩壊によって作られる ミューオンによる到着時間分布への影響は  $K$  中周子生成を考慮に入れたミニユレ-ミヨニ計算を待たずとも他はないが、少なくとも各モデルによる計算された到着時間分布波形をよりよく遅く、FWHM を広くする効果を生ずると考えられる。

従って、本論文で引用した各モデル計算結果はそれぞれのモデルにおける最も立上りの早い、FWHM の中の狭い到着時間分布波形を与えるものである

と考えることが出来る。

§ 5.9 観測されるミューオン粒子数が有限であることによる到着時間分布

波形への影響

チャルタヤ観測所で実験的に決定した空気シャワー中のミューオンの横分布は

$$(5.1) \rho_{\mu}(R, Ne, \theta, S) = (Ne/10^8) \cdot K \cdot R^{-\alpha} (1 + R/r_0)^{-\beta} / m^2$$

と表わされる。<sup>502)</sup> ここで

$$\alpha = (0.13 \pm 0.01) \sec \theta - (0.20 \pm 0.01) S + (5.0 \pm 0.4) \times 10^{-4} \log Ne + (0.79 \pm 0.04)$$

$$\beta = -(1.00 \pm 0.02) \sec \theta - (0.11 \pm 0.01) S + (0.19 \pm 0.03) \log Ne + (2.07 \pm 0.25)$$

$$r_0 = (12.0 \pm 1.2) \sec \theta - (4.4 \pm 0.4) S - (2.7 \pm 0.2) \log Ne + (159.0 \pm 13.0) \quad (M)$$

$$K = -(179.0 \pm 6.0) \sec \theta - (38.0 \pm 3.0) S + (18.0 \pm 1.6) \log Ne + (443.0 \pm 36.0)$$

であり、 $Ne$  は空気シャワーサイズ、 $S$  は age のラックスである。(5.1)式の

適用範囲は

$$7.0 \leq \log Ne \leq 8.5$$

$$1.0 \leq \sec \theta \leq 1.7$$

$$63.1 m \leq R \leq 631 m$$

$$0.4 \leq S \leq 1.2$$

である。またミューオンサイズ ( $N_{\mu}$ ) と  $Ne$  との関係は

$$(5.2) \quad N_{\mu} = A \cdot (Ne/10^8)^B$$

と表わされる。<sup>502)</sup> ここで

$$A = [(1.3 \pm 0.1) \sec \theta + (6.97 \pm 0.70)] \times 10^5$$

$$B = (0.033 \pm 0.003) \sec \theta + (0.83 \pm 0.03)$$

である。

(5.1) 式より  $P_{\mu}$  は core distance ( $R$ ) が数百 m の付近で  $\propto R^{-2}$  で小さくなるこ  
とが判る。従って core distance の遠方では観測されるミュオン粒子数が  
少なくなり、このことによる到着時間分布波形への影響を考慮する必要があ  
る。

図 5-9 k-1 次宇宙線のエネルギーが  $10^{12}$  eV の時のモデル H による計算結  
果からサニマルする粒子数を変えた時の到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値の変  
化を示す。本来のモデル計算による到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値はそれ  
ぞれの core distance ごとに  $T_{R(IN)}$ ,  $T_{W(IN)}$  と表わすと,  $T_R$  値については観測されるミュオン  
粒子数が 10 個程度でも誤差の範囲内で  $T_{R(IN)}$  と一致する。一方  $T_W$  値につ  
いては core distance が 350 m から 400 m の範囲で顕著に見られる如く観  
測されるミュオン数が減少してくると  $T_W$  値が小さな値を示すようになる。  
 $T_{W(IN)}$  が 60 ns 程度までは観測される粒子数が 20 個以上あれば、求められ  
た  $T_W$  値は誤差の範囲内で  $T_{W(IN)}$  と一致している。一方  $T_{W(IN)}$  が 70 ns 程  
度のときは 50 個以上の観測粒子数が必要となる。

従って core distance 遠方におけるミュオン到着時間分布測定結果とモデル  
計算結果との比較においては実際に観測されたミュオンの粒子数の各ビ  
における分布を考慮しなければならぬ。各ビにおけるミュオン粒子  
数の分布はほぼ LOG-NORMAL 分布をしており、表 V-3 k B, C, D シャワ  
ーの core distance 遠方におけるビごとのミュオン粒子数の対数平均  
値とその分散を示す。

B シャワーで core distance が 200 m から 250 m の範囲については第一シ  
ズの結果を用いており表に示すように観測粒子数は約 20 個以上である。  
一方図 5-3 (a) に示したようにモデル計算による  $T_W$  値は core distance 225 m  
でモデル D, E, F, G, H に対して 60 nsec 以下の値を示しており観測結  
果とモデル計算結果との直接比較に対して問題は無い。一方モデル A, B


, C K については core distance が 150m から 200m K における Tw 値の測定結果とモデル計算結果との比較から排除される。

C ミヤワ - C core distance が 250m から 300m K については第一ミーズ - K におけるミュ - オ - 粒子数平均値が約 40 であるの K に対して第二ミーズ - C では約 17 である。しかし表 V - 2 で示したよう K の core distance どの K における

両ミーズ - C の Tw 値測定結果は systematic な差はなく誤差の範囲で一致していた。このことは本来のミュ - オ - の到着時間分布の広がりがこの core distance どの K に対して 60nsec 程度以下であることを示している。更く, 図 5-10

K は一次宇宙線のエネルギーが  $10^{12} \text{eV}$ ,  $\sec \theta = 1.1$  のときの core distance 275m K におけるモデル E B が H K について表 V - 3 K 示した粒子数分布を考慮した時の到着時間分布波形の TR 値, Tw 値の分布を示している。それぞれ 50 例づ

つ K についての分布である。同図はモデル E K に対する結果で, 平均粒子数が 39, 18 とでは TR 値, Tw 値両者の分布は殆ど差はなく両者の中央値はほぼ一致している。(TR)<sub>N</sub>, (Tw)<sub>N</sub> との比較では, (TR)<sub>N</sub> と (a) 図の TR 値の中央値と

はほぼ一致している K に対して, FWHM K に対しては (a) 図 K における平均粒子数が 39 B が 18 K に対して Tw 中央値がそれぞれ 62.1 nsec, 61.7 nsec であるの K に対して (Tw)<sub>N</sub> は 73.8 nsec であり 10 nsec 程度の差がある。一方, モデル H

を用いた場合の (b) 図では, Rise time K については粒子数平均値 39 と 18 K に対する TR 値の中央値は (TR)<sub>N</sub> は一致しており, FWHM K については (Tw)<sub>N</sub> が 54 nsec であるの K に対して粒子数平均が 39, 18 であるときの Tw 中央値はそれぞれ

54.7 (±1.5) nsec, 50.4 (±3.2) nsec であり誤差を考慮すればほぼ一致している。また観測粒子数平均が 18 程度でも TR 値, Tw 値分布におけるモデル E B が H との差は明白である。これ K に対してこの C - K に対する測定結果は

TR 値 K に対しては図 5-4(a) K 示した如くモデル H K による計算結果 K 一致し, また FWHM K については  $Tw = 54.0^{+6.0}_{-2.0} \text{ nsec}$  であり示したモデル H K による結果と一致している。更く同じ core distance どの C で sec θ が大きい C においては TR 値, Tw 値が sec θ とともに小さくなるので観測粒子数が少ないことによ




第5.10 ミューオン到着時間分布の測定結果とモデル計算結果との比較のまとめ

以上本章で述べてきた到着時間分布測定結果とモデル計算結果との比較の結果を以下にまとめておく。

- (i) Bシャワー, core distance が 150m から 250m
- Cシャワー, core distance が 200m から 350m
- Dシャワー, core distance が 250m から 400m

以上の各ビームについては、ミューオン到着時間分布波形の $T_R$ 値,  $T_W$ 値測定結果とモデルH計算結果との一致が良い。但し、モデルGについては測定精度, 計算精度から排除はできない。

- (ii) Bシャワー, core distance が 100m から 150m
- Cシャワー, core distance が 100m から 200m
- Dシャワー, core distance が 150m から 250m

以上の各ビームについては、 $T_R$ 値測定結果とモデルH計算結果とは良く一致するが、 $T_W$ 値測定結果については core distance 近傍になると従って多重度の小さなモデル計算結果と一致してくる。

(iii) Eシャワー以上では測定数もわずかで明確な議論はできないが、個々のシャワー毎の $T_R$ 値,  $T_W$ 値測定結果の分布は、モデルHで予想される結果と矛盾しない。

上記(ii)の $T_W$ 値における不一致を除けば(この点に関しては更に第六章で議論を行う)、 $10^{17}eV$ 以上の空気シャワー中のミューオンの到着時間分布測定結果はモデルHと似た多重度の大きなモデル、或いは、質量数(A)~20程度の一次粒子を仮定すればEとモデルで良く説明することが出来る。また一次宇宙線として鉄原子核を仮定しても、スケーリングモデル, E<sup>1/2</sup>モデル E<sup>1/3</sup>モデルでは測定結果を説明することは明らかに不可能である。

第六章 結論及び議論

§6.1 ミューオン到着時間分布と大気の深さ  $200 \text{ g/cm}^2$  から  $700 \text{ g/cm}^2$  におけるミューオンの縦方向の発達

序論で述べた如くミューオンの到着時間分布は観測高度より上空に於けるミューオンの縦方向の発達の様相を強く反映する。

図6-1は一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17} \text{ eV}$  で  $\sec \theta = 1.0$  のときのモデルA, C, E計算における、或る core distance に到達するミューオンの平均発生高度(チャカルタヤ観測所高度を  $0 \text{ km}$  とする)を示してある。<sup>402)</sup> 同図から、平均発生高度は多重度、大きなモデル程より高い高度を与えておりました core distance が遠方である程より高い高度を示している。従って、core distance 遠方における到着時間分布はより高い高度でのミューオンの縦方向の発達を反映することになる。また、到着時間分布波形を特徴づけるパラメータとして  $T_R$  値,  $T_W$  値を用いたが、 $T_W$  値は平均発生高度附近の、 $T_R$  値はそれより高い高度におけるミューオンの縦方向の様相を反映する。前章で述べたように一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17} \text{ eV}$  附近の空気シャワー中のミューオンの到着時間分布波形の  $T_W$  値測定結果は core distance が  $150 \text{ m}$  から  $250 \text{ m}$  でモデルH計算結果と良く一致し、 $T_R$  値測定結果は core distance が  $100 \text{ m}$  から  $250 \text{ m}$  でモデルH計算結果と一致している。モデルHの場合については観測されたミューオンの平均発生高度と core distance との関係は得られていないが、図6-1のモデルEの結果をみると、core distance が  $100 \text{ m}$  から  $500 \text{ m}$  においてミューオンの平均発生高度は  $2 \text{ km}$  から  $7 \text{ km}$  上空であり、大気の深さにして  $\sim 200 \text{ g/cm}^2$  から  $400 \text{ g/cm}^2$  までに対応する。更に  $\sec \theta$  を  $1.8$  まで考慮すれば大気の深さ  $\sim 700 \text{ g/cm}^2$  までのミューオンの縦方向の発達を観測していることになる。従って前章の結果から、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17} \text{ eV}$  附近の空気シャワー中のミューオンの大気の深さ  $200 \text{ g/cm}^2$  から

700 g/cm<sup>2</sup>までの縦方向の発達現象的KモデルH(勿論モデルGは排除すべき  
ないが)で示されるような発達をしていると結論できる。図6-2(a)には、  
モデルE, G, Hによる一次宇宙線の10<sup>17</sup>eVでsecθ=1.19とき、1GeV×  
1.1(=secθ)以上のエネルギーのミューオン<sup>2</sup>の縦方向の発達の計算結果を示す。  
同図から判るように、上空に行く程、モデルの違いによるミューオンの縦方  
向の発達の様相の差が顕著であり、モデルHが他のモデルと比較して  
早い発達を示している。

更に一次宇宙線のエネルギーが高い領域でも前章で示した範囲でTR値測定  
結果はモデルH計算結果と一致する。またTR値測定結果はcore distanceの  
近傍を除いてモデル計算結果と一致する。一方、core distance近傍では、  
シャワー軸に近くなるにつれてより多重度の低いモデル計算結果と一致し  
、このようなcore distance領域は空気シャワーサイズが大きくなるにつれて  
より遠方へとなるが、このことは、或るcore distanceにおけるミューオン<sup>2</sup>  
の平均生成高度は一次宇宙線のエネルギーが大きくなるにつれてたいく低  
くなることから理解できる。従って、一次宇宙線のエネルギーが10<sup>17</sup>eVか  
ら3×10<sup>19</sup>eVまでの空気シャワー中のミューオンの大気の深さ約200 g/cm<sup>2</sup>か  
ら400 g/cm<sup>2</sup>(更にsecθ=1.8までの結果を考慮すれば700 g/cm<sup>2</sup>まで)まで  
の縦方向の発達はモデルHで表わされるような早い発達をしていると結論す  
ることが出来る。

図 6.2 大気の深さ  $550 \text{ g/cm}^2$  から  $1200 \text{ g/cm}^2$  までのミュオン<sup>601)</sup>の縦方向の発達。

図 6-2 (b) にチャカルタヤ観測所<sup>601)</sup> 及び東京大学明野宇宙線観測所 (標高  $900 \text{ m}$ , 大気の深さ  $930 \text{ g/cm}^2$ )<sup>602)</sup> において等頻度法によつて得られた空気シャワー中のミュオン<sup>601)</sup>の縦方向の発達の測定結果を示す。チャカルタヤ観測所, 明野観測所における観測されるミュオン<sup>602)</sup>の threshold energy は, 空気シャワーの到来方向の天頂角を  $\theta$  とするとそれぞれ  $600 \text{ MeV} \times \sec \theta$ ,  $1 \text{ GeV} \times \sec \theta$  である。チャカルタヤ観測所の  $935 \text{ g/cm}^2$  ( $\sec \theta = 1.7$ ) に対する結果と明野観測所の  $930 \text{ g/cm}^2$  ( $\sec \theta = 1.0$ ) の結果を比較してみると, ミュオン<sup>603)</sup>の threshold energy はそれぞれ  $1.02 \text{ GeV} (= 600 \text{ MeV} \times 1.7)$ ,  $1 \text{ GeV}$  となり殆ど一致するが, 観測されるミュオンが通過してきた距離が異なり, チャカルタヤ観測所で観測される  $\sec \theta$  の大きな空気シャワー中のミュオンに対してはミュオン崩壊 ( $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ) の影響をより多く被る。大気の深さ  $930 \text{ g/cm}^2$  附近における両観測所の結果を比較すると誤差の範囲で一致しており, 更にチャカルタヤ観測所の結果が明野観測所の結果と比較して小さい値を示しているのはミュオン崩壊の影響と考えられ, 両観測所の結果は非常に良く一致していると結論できる。図 6-2 (a) ではこれら測定結果とモデル計算結果との比較を示す。モデル計算は一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17} \text{ eV}$ ,  $\sec \theta = 1.1$  に対するモデル E, G, H によるもので, それぞれ threshold energy が  $1.1 \text{ GeV}$  については細い線を示されており, 一方太い線は threshold energy を  $1 \text{ GeV} \times \sec \theta$  ( $\theta$  はチャカルタヤ観測所及び明野観測所における観測される空気シャワーの到来方向の天頂角である) とした時の結果でどちらもミュオン崩壊の効果を考慮している。水本によるモデル計算結果によれば,<sup>603)</sup>  $10^{17} \text{ eV}$  程度の空気シャワー中の  $600 \text{ MeV}$  から  $1 \text{ GeV}$  までのエネルギーを有したミュオン数は  $1 \text{ GeV}$  以上を有したミュオン数の約 15% で, チャカルタヤ観測所高度ではモデルによらずこの割合はほぼ一定である。従つ

て図6-2(a)におけるチャカルタヤ観測所の結果はモデル計算結果と比較を行  
うため前記のことを考慮して threshold energy が  $1 \text{ GeV} \times \text{sec}^{\theta}$  に相当する結果を  
示したものである。チャカルタヤ観測所の結果は既に減衰の傾向を示して  
おりモデルH計算結果と非常に良く一致する。モデルG計算結果との一致  
は良くなく、モデルE計算結果とは明かに一致しない。一方、明野観測所  
の測定結果とモデルH、E計算結果は誤差の範囲で一致している。モデル  
G計算結果は示していないが、モデルH、E計算結果の間にくさることからや  
はり測定結果とは一致する。従って、明野観測所の結果から明確なことは  
結論できないが、チャカルタヤ、明野西観測所の結果はモデルHによく  
良く説明できる。§5.8で述べた中間子生成の影響を考慮するとどれ  
だけのモデル計算結果はより早い発達を示すと考えられる。図6-2(a)に  
はモデルEについてこの影響を考慮した場合の計算結果を示してあるが測定  
結果と一致する程の早い発達は示さない。

最近、筆者等のアルーフによって明野宇宙線観測所で空気シャワー中のミ  
ューオニの到着時間分布の測定が行なわれている。<sup>604)</sup> 測定には  $2 \text{ m}^2$  の検出器  
4台(現在は  $4 \text{ m}^2$  検出器4台)が用いられ、観測されるミューオニ数が少な  
いことから測定されたミューオニ到着時間分布波形を積分し、その立上りの  
20%から70%に至るまでの経過時間  $T_{20}^{70}$  を到着時間分布を特徴づけるパラメ  
ータとしている。測定結果及びモデル計算結果との比較を図6-3に示す。  
また測定数も少なく core distance 近傍の結果しか得られていないが、測定結  
果はモデルF計算結果と良く一致しており、誤差を考慮すればモデルC、H  
計算結果とも一致する。ここでモデルCは相互作用断面積として  $\sigma_{\text{PT}}$  を用  
いている他はモデルCと同じである。前記述べた如く、より上空における  
ミューオニの縦方向の発達は core distance のより遠方において反映される。  
今回の明野における測定結果は core distance 近傍における結果であり、 $T_{20}^{70}$   
値はほぼ到着時間分布波形の  $T_w$  値に相当することから、チャカルタヤ観測所  
の core distance 近傍における  $T_w$  値とモデルH計算結果の不一致の傾向も考え

ると core distance 遠方における  $T_{20}^{\circ}$  測定結果が重要である。尚図 6-3 に示した測定結果は空気シャワーサイズが  $10^{2.5}$  から  $10^{8.0}$  のもので一次宇宙線のエネルギーは  $10^{17}$  eV 代後半のエネルギーに相当する。

また、英国 Haverah Park 観測所 (標高 0 m) では Nottingham 大学のクルーフォークによって一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV から  $10^{18}$  eV までの空気シャワー中のミューオンの到着時間分布測定が行われている。<sup>605)</sup> 測定にはミュー

オンの threshold energy が 318, 420, 489 MeV のそれぞれ  $10\text{m}^2$  のミニチレ-ニオン検出器が用いられ、到着時間分布波形を特徴づけるパラメータとして到着時間分布積分波形のなまり 10% から 70% までの経過時間  $T_{10}^{\circ}$  値を採用している。測定装置全体の時間応答特性は  $T_{10}^{\circ}$  に対して 32 msec であり、

筆者等の明野観測所における測定装置の応答特性 ( $T_{20}^{\circ}$  に対して 4.9 msec) と比較して非常に悪い。この測定結果とモデル計算との比較が McComb と Turner によって行われている。<sup>606)</sup> 図 6-4 にミューオンの threshold energy

が 489 MeV の測定結果とモデル計算結果との比較を示す。その結果によれば、一次宇宙線の核組成が鉄原子核だとしても MTS モデルでは説明できず、より早いミューオンの発達を示している。この MTS (Fe) モデルは厚層モデル F に相当しており、本論文の結論と矛盾はない。ところで、この Nottingham

大学の測定は標高 0 m における測定であり到着時間分布波形を特徴づけるパラメータ  $T_{10}^{\circ}$  値は、チャカルタヤ観測所でのミューオン到着時間分布測定で観測している縦方向の発達の大気の深さよりは地上に近しい深さでのミュー

オンの発達を観測していることとなることを明記しておく。

同じく、Haverah Park 観測所では Durham 大学のクルーフォークによって、一次宇宙線のエネルギーが約  $3 \times 10^{17}$  eV 附近の空気シャワー中の個々のミューオンの

シャワー軸に対する角度 (core angle と呼ぶ) の測定が行われている。<sup>607)</sup> 測定に用いられている検出器はミューオンの threshold energy が 300 MeV 及び

800 MeV のそれぞれ  $20\text{m}^2$  のネオンフラッシュチューブを用いた装置である。角度の決定精度は  $0.5^{\circ}$  である。測定された core angle の平均値及びその

分散の幅について同じく McComb と Turner のよってモデル計算との比較が行われて<sup>606)</sup>いる。Threshold energy が 800 MeV についての結果をそれぞれ図 6-5, 図 6-6 に示す。図 6-5 に示した core angle の平均値については測定結果の精度は悪いが広い core distance の範囲にわたってこれらを説明できるモデルが存在しないことが判る。Haverah Park 観測所における空気シャワー到来方向の決定精度は約  $5^\circ$  は見込まれミューオンの core angle 決定に大きく影響していることが予想される。一方図 6-6 に示した core angle の分散についての測定結果はこのような空気シャワー到来方向の決定精度の影響は被らない。この測定結果とモデル計算結果との比較では一次宇宙線の核組成を鉄原子核とした時のモデル MTS の計算結果との一致が良いが、測定結果はより早い発達を示しており本論文の結果と一致している。

以上をまとめると、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV、 $\mu$  がそれ以上の空気シャワー中のミューオンの縦方向の発達は大気の深さが  $200 \text{ g/cm}^2$  より深い所でモデル H とした非常に大きな多重度を与えるモデルによつて統一的に説明することが出来る。但し、チャカルタヤ観測所、及び明野観測所における core distance 近傍における到着時間分布波形の  $\mu$  値及び  $\mu T_{20}^{70}$  値がモデル H よりも多重度の小さなモデル E, F 計算結果と一致している。このことは § 6.6 で更に議論する。しかし、多重度モデルとしてスケーリング則、及び E<sup>1/4</sup> 則を用いたモデルでは一次宇宙線の核組成が鉄原子核としてもミューオンの縦方向の発達の観測結果を説明することは不可能であることは強調することが出来る。

§ 6.3 大気の深さ  $550 \text{ g/cm}^2$  から  $1300 \text{ g/cm}^2$  までの電子の縦方向の発達

空気シャワーを観測することにより超高エネルギー相互作用の研究、及び一次宇宙線の核組成の研究を行う場合、できるだけ多くの観測パラメータとモデル計算結果との比較を行うことが重要である。本論文で対象としている  $10^{17} \text{ eV}$  以上の空気シャワー中の観測可能な成分は電磁成分とミューオンであり、以下に空気シャワー中の電子の縦方向の発達についての議論を行う。

大気の深さが  $550 \text{ g/cm}^2$  より深い所における  $10^{17} \text{ eV}$  以上の空気シャワー中の電子の縦方向の発達はチャカルタヤ観測所<sup>608)</sup>、明野観測所<sup>609)</sup> において等頻度法によって得られておりその結果を図6-7を示す。両者の測定結果が存在する大気の深さにおいては誤差の範囲内で良く一致している。更に同

図にはモデルG、H及びモデルMTS(Fe)<sup>610)</sup>による計算結果を示してある。モデルG、H計算結果は一次宇宙線が  $10^{17} \text{ eV}$  のときのものであり、モデルMTS)計算結果については不明である。測定結果とモデル計算結果との比較では、モデルMTS(Fe)計算結果との一致が良く、一方モデルG、H計算結果は

測定結果よりも早い発達を示しており一致しない。また図6-8には一次宇宙線のエネルギーを  $10^{17} \text{ eV}$ 、その核組成を陽子とした時の原による多重度モデルとしてE<sub>1/2</sub>則及びE<sub>1/4</sub>則を用いた時の計算結果との比較を示している。<sup>611)</sup>

大気の深さ  $700 \text{ g/cm}^2$  より深い所の測定結果はE<sub>1/2</sub>モデルを用いた時の結果と良く一致していることが判る。スケーリング則を用いた場合の計算結果は図示していないがE<sub>1/4</sub>モデルより遅い発達を示し、一次宇宙線の核組成として鉄原子核を用いても測定結果と一致させることは不可能である。但し、

図6-8には宇宙線の  $10^{13} \text{ eV}$  程度までのエネルギー領域における核組成の直接測定の結果を用いて、多重度モデルとしてはスケーリング則、相互作用断面積として加速器で得られた結果を高エネルギー領域まで外挿した rising-cross section を用いた Ouldrige と Hillas<sup>612)</sup> による計算結果を示してある。

この計算ではK中間子及びNN生成の効果を考慮している。その発達の様

相は測定結果と一致しているが大気の深い所における縦方向の発達のは減衰は

測定結果より緩やかである。

Blank handwriting practice lines.

## §6.4 大気上空における電子の縦方向の発達

観測高度より上空での電子の縦方向の発達は空気シャワーに付随するフェレンコフ光の到着時間分布の測定によって観測することが出来る。このような測定は筆者等のクルーゾクによって明野観測所<sup>613)</sup>、チャカルタヤ観測所<sup>614)</sup>で行なわれており、他に Moscow 大学クルーゾク<sup>615)</sup>、Adelaide 大学クルーゾク<sup>616)</sup>及び Durham 大学のクルーゾク<sup>617)</sup>によって行なわれている。

明野観測所における測定ではフェレンコフ光の到着時間分布波形を特徴づけるパラメータとして Rise time ( $T_R$ : ノルスの立上りにおける波高値の 10% から 90% までの経過時間) 及び FWHM ( $T_W$ ) を採用している。図 6-9 による測定結果とモデル計算結果との比較を示す。このモデル計算には空気シャワー中の電子の角度分布として Ivanenko の結果<sup>618)</sup>を用いている。また電子の縦方向の発達としては、一次宇宙線の核組成が陽子とした時の原の E<sub>0</sub> モデル、E<sub>0</sub> モデル、及び H モデル、また MT5(Fe) モデルによる計算結果を用いて計算する。各サイズ領域においてフェレンコフ光到着時間分布波形の  $T_R$  値、 $T_W$  値測定結果とモデル計算結果との比較のまとめを表 VI-1 に示す。測定装置の時間応答特性は Rise time に対して 3.5 nsec、FWHM に対して 6.1 nsec であり  $T_R$  値測定結果からはあまり明確なことは言えないが、FWHM 測定結果は空気シャワーのサイズ(即ち一次宇宙線のエネルギー)が大きくなるにつれて、多重度の大きなモデルから小さなモデルによる計算結果と一致してくる。明野高度におけるフェレンコフ光の到着時間分布波形の  $T_W$  値は、モデル計算によれば大気の深さ  $400 \text{ g/cm}^2$  から  $700 \text{ g/cm}^2$  における電子の縦方向の発達を反映している。これに対して  $T_R$  値は大気の深さ  $250 \text{ g/cm}^2$  から  $500 \text{ g/cm}^2$  までの電子の縦方向の発達を反映している。明野高度における空気シャワーサイズが  $10^7$  の一次宇宙線のエネルギーは約  $10^{12} \text{ eV}$  に相当し、このサイズ領域でフェレンコフ光の到着時間分布測定結果がモデル MT5(Fe) 計算結果と一致するということは、チャカルタヤ観測所での筆頭度法によって得ら

水た一次宇宙線のエネルギーが $10^{17}$ eV附近の測定結果がモデルMTS(Fe)計算結果と一致していたことと合致している。空気シャワーサイズが $10^{25}$ から $10^{30}$ までの領域では測定結果の誤差が大きき明確なことは結論できないがモデルMTS(Fe)を排除しない。

一方、一次宇宙線のエネルギーが $10^{17}$ eV以下の領域におけるチエレニコフ光到着時間分布波形の $T_w$ 値測定結果はサイズが小さくなるに従ってより多量の大きなモデル計算結果と一致するようになり、 $10^{25}$ から $10^{30}$ のサイズ領域ではE<sub>2</sub>モデル、Hモデル計算結果と一致している。

一方、一次宇宙線のエネルギーが $10^{17}$ eV以下の領域における、チャカルタヤ観測所<sup>(619)</sup>、Tien Shan 観測所(標高3330m, 大気の深さ $700 \text{ g/cm}^2$ )<sup>(620)</sup>、及び明野観測所<sup>(609)</sup>

において等頻度法によって得られた空気シャワー電子の縦方向の発達を図6-10を示す。相互で重複する大気の深さにおけるそれぞれの測定結果の一致はあまり良くはない。同図には更にモデルH、及びモデルMTS(Fe)による計算結果を示してあるが、明野観測所及びTien Shan観測所の結果はモデルMTS(Fe)計算結果とほぼ一致するのに対して、チャカルタヤ観測所の結果はモデルH計算結果と一致している。

従って明野観測所におけるチエレニコフ光到着時間分布測定結果も考慮すれば、一次宇宙線のエネルギーが $10^{16}$ eV附近の空気シャワーの大気の深さ $700 \text{ g/cm}^2$ 程度までの電子の縦方向の発達はモデルHで説明されるような非常に早い発達をしていると結論できる。

一方、チャカルタヤ観測所におけるチエレニコフ光到着時間分布測定は、1951年5月より明野観測所において使用した測定装置を用いて開始されたがその予備的な結果を図6-11を示す<sup>(614)</sup>。サイズ領域が $10^{20}$ から $10^{25}$ までの

ついでにチエレニコフ光到着時間分布波形の $T_R$ 値、 $T_w$ 値測定結果はモデルH計算結果と良く一致していることが判る。また $10^{25}$ から $10^{30}$ のサイズ領域では測定数も少なく明確なことは言えないがE<sub>2</sub>モデル、モデルH計算結果と一致している。チャカルタヤ高度におけるモデル計算によれば、チエレニコフ光到着時間分布波形の $T_R$ 値、 $T_w$ 値は大気の深さが約 $100 \text{ g/cm}^2$ から約3

$00 \text{ g/cm}^2$ , 及び約  $250 \text{ g/cm}^2$  から  $450 \text{ g/cm}^2$  程度における空気シャワー電子の縦方向の発達の様相をそれぞれ反映している。従ってチャカルタヤ観測所におけるフェレニコフ光到着時間分布測定結果は一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV 附近の空気シャワーの大気の深さ約  $450 \text{ g/cm}^2$  までの電子の縦方向の発達はモデル H で説明されるような早い発達をしていることを示している。

前記述べた如くチャカルタヤ観測所においては空気シャワー中のニューオと同時電子の到着時間分布を測定しておりその測定結果と Lapikens による計算結果<sup>(2)</sup>との比較を図 6-12 に示す。採用した電子の到着時間分布波形を特徴づけるパラメータはニューオのものと同じものを用いておりすなわち Rise time は FWHM である。同図に示した測定結果は C シャワーに対しての  $\sec \theta$  が 1.0 から 1.6 までのそれぞれに対してのもので、 $\sec \theta$  が 1.8 から 2.0 の値については結果は得られていないが、測定結果の  $\sec \theta$  に対する依存傾向から、この値における Rise time, FWHM の値は  $\sec \theta$  が 1.0 から 1.2 の値における測定結果より小さい値を示すことが予想される。

C シャワーで  $\sec \theta$  が 1.8 から 2.0 に対する値については、シャワーが通過してきた大気の深さはほぼ地表の大気の深さに相当し、この値に分類される空気シャワーの一次宇宙線のエネルギーは約  $14 \times 10^{18}$  eV 程度である。一方、モデル計算は、一次宇宙線をエネルギー  $1.15 \times 10^{18}$  eV の陽子とし、相互作用断面積は一定、Target 核の効果을考慮(すなわち二次粒子分布における Backward cone の多重度を Forward cone のものの 2 倍にとっている)した CKP モデルによるもので、モデル C, MT2(P) モデルに相当する。また計算は地上に対するもので、測定装置の応答特性は考慮されておらず、チャカルタヤ観測所の測定結果と比較する場合、採用したモデル計算の lower limit 値を示す。これと比較すべき測定結果は得られていないが上述の如く C シャワーで  $\sec \theta$  が 1.0 から 1.2 の結果をその upper limit 値と考えて良い。両者の結果を比較すると、モデル計算結果のほうが大きな値を示しており、上空における空気シャワー電子の発達がかなり早い発達をしていることが明らかで

あり、チャカルタヤ観測所におけるチエレニコフ光到着時間分布測定結果から得られた結論と矛盾しない。

以上空気シャワー電子の縦方向の発達について得られた結果を以下にまとめる。

(i) 一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV 程度以上のエネルギー領域においては、大気の深さが約  $100 \text{ g/cm}^2$  から約  $400 \text{ g/cm}^2$  までにおける空気シャワー電子の縦方向の発達は、現象論的にはモデル H で説明できるような早い発達をしており、それより大気の深い所ではモデル MTS(Fe) で示される発達をする。

(ii) 一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV 以下のエネルギー領域では少なくとも大気の深さが約  $100 \text{ g/cm}^2$  から  $700 \text{ g/cm}^2$  までの電子の縦方向の発達はモデル H で示されるような早い発達をしている。

§ 6.5 Elongation rate

一次宇宙線のエネルギー ( $E_0$ ) の変化に対する空気シャワー電子の最大飛達 (maximum developments) の大気の深さ ( $t_{max}$ ) の変化の割合を Elongation rate<sup>622)</sup> と呼ぶ近似的に次式で表わされる。

$$(6.1) \quad E.R \equiv \frac{\partial t_{max}}{\partial \log E_0} = X_0 \cdot \ln 10 \cdot (1-\alpha) \cdot \left(1 - \frac{\partial \log A}{\partial \log E_0}\right) + K \frac{\partial (\lambda_N + \lambda_\pi)}{\partial \log E_0}$$

ここで、生成二次粒子の多重度は  $n \propto E^\alpha$ ,  $A$  は一次宇宙線の核組成の平均質量数,  $\lambda_N, \lambda_\pi$  は核子及び  $\pi$  中間子の空気中における mean free path である。また,  $X_0$  は空気中における電子の radiation length であり,  $K$  は核子,  $\pi$  中間子と空気原子核との相互作用における非弾性度である。

(6.1) 式によれば、一次宇宙線のエネルギーの変化に対して相互作用の様相が変化しないならば (すなわち,  $\alpha, \lambda_N, \lambda_\pi$  及び  $K$  分布が変化しない),  $E.R.$  の測定結果から一次宇宙線の核組成について情報を得ることが出来る。

このような立場から、Linley & Watson<sup>623)</sup> 等は加速器領域において示された相互作用断面積増大傾向が  $10^{20}$  eV まで続くとし、更に生成二次粒子分布の fragmentation 領域におけるステータス則が成立していると仮定して、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{15}$  eV から  $10^{17}$  eV へ増大するにつれて核組成が軽い原子核から軽い核 (主に陽子) へ移行していると結論している。

しかし、McComb & Turver による詳細なミニコンシヨニ計算の結果によれば<sup>624)</sup>、Elongation rate は (6-1) 式のような簡単な式では表わされず、一次宇宙線のエネルギーが変化するにつれて、核組成や、核相互作用の様相が変化しないとしても  $E.R.$  値は一次宇宙線のエネルギーとともに変化することを示している。従って  $E.R.$  値だけでなく一次宇宙線のエネルギーに対する  $t_{max}$  の絶対値についての測定結果とミニコンシヨニによる計算結果との比較を行うことが重要となる。

Kalmykov et al.<sup>625)</sup>, Ivanenko et al.<sup>626)</sup>, Turver et al.<sup>627)</sup> 等のモデル計算


結果  $K$  よりは或る特定の core distance  $K$  における空気シャワーチェレンコフ光到着時間分布波形の FWHM 値と空気シャワー最大発達の大気の深さ  $t_{max}$  値との間には一対一の関係があり、この相関は一次宇宙線のエネルギー、その核組成、及び計算に用いている相互作用モデルには依存しないことが示されている。この計算結果を用いて、Moscow 大学クルーゾフ<sup>615)</sup>、Adelaide 大学クルーゾフ<sup>616)</sup>、Durham 大学クルーゾフ<sup>617)</sup>、及び筆者等のクルーゾフによる明野観測所<sup>613)</sup>における測定結果から得られた一次宇宙線のエネルギーに対する  $t_{max}$  値測定結果を図 6-13 に示す。更に同図には、チヤカルタヤ観測所で等頻度法によつて得られた結果<sup>619)</sup>、及び Antonov et al<sup>628)</sup> による低いエネルギー領域における気球及び飛行機を用いた直接測定の結果も示してある。同図から判るようく、Moscow 大学クルーゾフがサマルカントで行つた測定結果を除くと、大気の深さの巾として  $100 \text{ g/cm}^2$  程度を許せばチェレンコフ光到着時間分布より得られたそれぞれのクルーゾフの結果は良く一致している。これに対してチヤカルタヤ観測所において等頻度法で得られた結果は、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16} \text{ eV}$  から  $10^{17} \text{ eV}$  程度まではチェレンコフ光測定による結果と一致するが、それより大きなエネルギー領域ではチェレンコフ光測定による結果の下限が誤差の範囲で一致する程度である。

更に図 6-13 には McComb と Turver<sup>624)</sup> によるモデル計算結果及びモデル H $K$  による計算結果を示してある。測定結果は一次宇宙線のエネルギーが小さくなるにつれて一般に空気シャワーの発達が早くなることを示しており、 $10^{16} \text{ eV}$  から  $10^{17} \text{ eV}$  にかけて急激な変化を、更に  $10^{17} \text{ eV}$  以上では再び  $t_{max}$  値の変化は一次宇宙線のエネルギーの変化に対して緩かくなる。モデル計算結果との比較では、スケーリング則で、相互作用の断面積を一定とした時のモデルでは一次宇宙線の核組成を鉄原子核としても測定結果を説明することはできない。一方、"Landau  $E^{1/2}$ " モデルで、相互作用の全エネルギー  $\sqrt{s}$  とともに  $\propto \ln^2 s$  で増大する相互作用断面積を用いた時のモデル計算では、一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16} \text{ eV}$  程度までは核組成を鉄原子核とした時の計算結果が


測定結果と一致し、 $10^{17}$  eV 以上では陽子を一次宇宙線とした場合の計算結果と一致する。従って超高エネルギー相互作用の様相が McComb と Tuver が採用している後者のようなモデルで表わされるようなものであるならば、一次宇宙線の核組成は、そのエネルギーが  $10^{16}$  eV 以下では鉄原子核が主で、 $10^{17}$  eV 以上では陽子が大部分を占め、 $10^{16}$  eV から  $10^{17}$  eV にかけて重い原子核から軽い原子核へと移行していくと結論できる。しかしこれはあくまでも、一次宇宙線のエネルギーの変化に対する  $t_{\max}$  値の変化に対する議論であり、本来は大気の深さの広い領域にわたる空気シャワーの縦方向の発達の観測結果とモデル計算結果との詳細な比較を行うべきであり、特に超高エネルギー相互作用は、大気のより上空でおこっていることから、このような大気上空での縦方向の発達の様相について究明することが最も重要である。図 6-13 はモデル計算結果も示してあるが、 $10^{16}$  eV 以下では測定結果と一致するが  $10^{16}$  eV 以上では、全く一致せず、5.6.4 で述べた結果と一致している。

図6.6 空気シャワー中のミューオン、及び電子の縦方向の発達の観測結果から結論される超高エネルギー相互作用の様相、及び一次宇宙線の核組成

以上示してきた空気シャワー中のミューオン、及び電子の縦方向の発達の測定結果に対して次の如く統一的に解釈することが出来る。則ち、現象論的には、一次宇宙線のエネルギーが $10^{17}$  eV附近の空気シャワー中のミューオン、及び電子の縦方向の発達は大気の深さ約 $100 \text{ g/cm}^2$ から約 $400 \text{ g/cm}^2$ まではモデルHで説明されるような早い発達を示している。一方、大気の深さが $400 \text{ g/cm}^2$ より深い所における電子の縦方向の発達は"Landau  $E^{3/4}$ "モデル、 $E^{3/4}$ モデルで説明されるような発達を示し、ミューオンの縦方向の発達は、大気の深さが約 $700 \text{ g/cm}^2$ までモデルHで説明されるような早い発達を示しており、それより大気の深い所における発達は"Landau  $E^{3/4}$ "モデル、 $E^{3/4}$ モデルを排除しない。このような様相はファカルタヤ観測所における空気シャワー中のミューオンの到着時間分布測定結果をみる限り一次宇宙線のエネルギーが $10^{19}$  eV程度まで大きく変化していないようである。

一方、一次宇宙線のエネルギーが $10^{16}$  eV附近の空気シャワー中の電子の縦方向の発達は少なくとも大気の深さ約 $100 \text{ g/cm}^2$ から約 $700 \text{ g/cm}^2$ までモデルHで示されるような早い発達を示している。

以上の現象論的解釈をもとに、一次宇宙線のエネルギーが $10^{17}$  eVに対する空気シャワー電子の縦方向発達を忠実に再現したのが図6-14に示されている。図中実線は、一次宇宙線のエネルギーが $10^{17}$  eVのときのモデルH、及びモデルMTS(Fe)("Landau  $E^{3/4}$ "モデル)による縦方向の発達の計算結果を大気の深さ $400 \text{ g/cm}^2$ でスムースくつなげたものである(これをP-curveと呼ぶ)。図中点線は大気の深さが $400 \text{ g/cm}^2$ より深い所におけるP-curveからモデルH計算結果を差し引いたものである(これをA-curveと呼ぶ)。

以上示した空気シャワー中の電子、及びミューオンの縦方向の発達の様

Blank table area at the bottom of the page.

相互統一的に説明するモデル次のようなものを考えることができる。則ち  
 エネルギーが  $10^{17}$  eV 程度の一次宇宙線と空気の原子核との相互作用の結果、  
 モデルHで説明されるような早い発達をするような成分(第一成分)と同時  
 に大気の深さ約  $400 \text{ g/cm}^2$  から図6-14に示した A-curve のような縦方向の発  
 達をする成分(第二成分)が作られる。従ってこの第二成分は相互作用の  
 断面積が小さく、この成分が生成される threshold energy は  $10^{16}$  eV 附近と考  
 えられる。これは一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16}$  eV 附近の空気シャワーに  
 ついてチャカルタヤ観測所で等頻度法によって得られた電子の縦方向の発達  
 がモデルH計算結果と一致していることから推定できる。更に A-curve か  
 ら判断すると第一成分及び第二成分に分配されるエネルギーの割合はほぼ同  
 じ程度である。P-curve を求める不定性のために A-curve の立上り部分の  
 様相については厳密なことは言えないが、その減衰部分は明らかに P-curve  
 のそれより緩やかである。従ってこの第二成分の発達の様相は現象論的に  
 は多重発生モデルとして "Landau E<sup>3</sup>" モデルよりも小さな多重度を与えるよ  
 うなモデル(例えば E<sup>4</sup> モデル)を示唆している。更にこの第二成分によ  
 りる多重発生の様相が E<sup>4</sup> モデルで記述されるとするとミューオンの縦方向  
 の発達に対する影響は、等頻度法で得られる測定結果に対しては大気の深さ  
 が  $800 \text{ g/cm}^2$  程度より深い所で現われてき、図6.2に示した結果と矛盾しない。  
 更に、チャカルタヤ観測所及び明野観測所における空気シャワーミューオニ  
 の到着時間分布測定結果に対する影響は core distance 近傍においてより顕著  
 になり、この第二成分から生成されるミューオンの平均発生高度は第一成分  
 のそれと比較して観測高度に近いため、時間的に遅れた成分として測定され  
 るであろう。従って本論文で述べたチャカルタヤ観測所におけるミューオ  
 ニ到着時間分布波形の core distance 近傍における Tw 値測定結果がモデルH計  
 算結果と一致しないこと、及び明野観測所における core distance 近傍におけ  
 る T<sub>50</sub> 測定結果がやはりモデルH計算結果と一致しないことを定性的には  
 説明することがこの第二成分によって可能である。更に、Tw 値測定結果と


モデルH計算結果との不一致を示す core distance の範囲が空気シャワーサイズが大きくなるにつれて遠方まで及んでいく傾向は以下の如く考えれば説明することができる。則ち、一次宇宙線のエネルギーが増大するにつれて第一成分から生成されるミュオン平均生成高度が1丈以上大気の深い方へ移行していくのに対して、第二成分が付け加わる大気の深さがほぼ一定で、しかも第二成分から生成されるミュオン平均生成高度がほぼ一定であると考えれば良い。このことは第二成分を構成するものが或る量子状態であり、しかもその生成量は相互作用のエネルギーとともに増加することを示唆する。

更け、このような第二成分の解釈についての一つの示唆を与えるものとしてチヤカルタヤ観測所におけるミュオン到着時間分布測定において core distance 近傍における時間的=重構造を示す到着時間分布波形の存在を上げることができる。これはいよりの解析においてパーセントとして除去されていたものである。なおこれはミュオンと同様に、あまり明確ではないが電子の到着時間分布波形も時間的=重構造を示すものがある。これらの例を図6-15に示す。測定装置の時間応答特性により二つの成分が40nsec以上離れていないと図示したような明確な重構造を示すことはならない。この重構造のうち時間的に遅れた部分の波形を類推すると、FWHMが30nsec程度であり測定装置の応答特性を考慮すると、この遅れた部分を構成する粒子は時間的にほとんど広がりを持たずに入射したと考えることができる。この入射粒子をハドロンであると仮定するとそのエネルギーは図(a), (b), (c)についてそれぞれ約20 GeV, 約40 GeV, 約50 GeVであり、時間的に早い成分に対して約40nsec遅れている。このような時間的に遅れた成分が上に述べた第二成分によって生成された粒子であるかどうかはまだ不明であるが、仮にそうだと仮定してみると以下の如く考えられる。

一次宇宙線が大気の深さ80g/cm<sup>2</sup>で空気原子核と第一回目の衝突をし、このとき第二成分が形成され、大気の深さ400g/cm<sup>2</sup>まで相互作用、または崩壊せ

ずく通過してきて、この間で第一成分に対して約40 nsec遅れたとすると、

この第二成分の遅れ係数は約10と計算できる。

空気シャワー中の遅れたハドロンの存在は大気の深さが730 g/cm<sup>2</sup> における Maryland 大学ケルーフによる実験での例報告されている。<sup>629)</sup> 但し、一次

宇宙線のエネルギーは10<sup>15</sup> eVまでの測定結果である。この時間的に遅れた

ハドロンの空気シャワーフロントからの遅れは約30~40 nsec であり質量

が5 GeVでその寿命が10<sup>-7</sup> sec以上の安定な粒子の存在を示唆していると結

論している。また明星大学ケルーフによる明野観測所における測定結果に

よれば空気シャワーサイズが10<sup>5</sup> から10<sup>6</sup> 程度の、core distance 近傍において

数10 nsec 遅れたハドロンが存在し、その測定される頻度の割合は空気シ

ャワーサイズが大きくなるにつれて増大する。<sup>630)</sup>

ここで、以上述べてきた第二成分に対する理論的解釈の可能性について考

えてみる。Bjorken と McLerran<sup>631)</sup> 及び Halzen と Liu<sup>632)</sup> によれば、

相互作用におけるエネルギー密度が約2 GeV/fm<sup>3</sup> 以上になると quark matter

への相転移が起こることが指摘されている。一次宇宙線が陽子だとして空気

原子核との相互作用を考えると陽子のエネルギーが30 TeV程度以上で運動学

的には quark matter が生成されることになる。(しかし、相互作用をしてい

る短時間の間に相互作用のエネルギーが効率良く核物質 (quark) に配分され

る必要がある、この機構を考慮すると quark matter を生成するのに、入射

粒子として重い原子核のほうが有効である。一次宇宙線が鉄の原子核の場合

は、そのエネルギーが約100 TeV で quark matter を生成することになる。<sup>632)</sup>

quark と核子との相互作用の断面積は核子と核子の場合の約1/2であり、更に

quark matter と核子との相互作用については、quark matter 内での binding

energy の増大、幾何学的断面積の減少などの効果により相互作用断面積が

小さくなり、大気中500 g/cm<sup>2</sup> 程度を相互作用せずく通過できる。<sup>631)</sup> このよう

な quark matter が生成されると、quark matter 中での quark の bremsstrahlung

による direct- $\gamma$  生成、及び前方生成二次粒子中における strange、及び


charm 粒子の増大などの特徴を示すようになる。更に, quark matter はその安定性が崩れると explosive に崩壊し, 多重度の大きなバリオン生成を行う。このような quark matter の性質によつて, 100 TeV 以上の宇宙線について観測されている異常な現象を説明することが可能である。その一つは Tien Shan 観測所におけるカロリメータで観測された "long flying component" である。<sup>633)</sup> これは, 一次宇宙線のエネルギーが  $10^{15}$  eV 附近から観測され始めその観測される割合は増加する。  $10^{15}$  eV 附近ではそのエネルギーの 25% がこの成分の生成に費される質量が 2 GeV から 450 GeV で, 寿命が  $10^{-12}$  から  $10^{-10}$  sec の安定粒子の存在を示唆している。更に, このような成分は理論的に予想されるより以上の電磁成分を伴っており quark matter の性質に合致している。また, Japan-Brasil クルーフによつてフヤカルタヤ観測所でのエマルジョンカメラで観測された Centauro 現象は,<sup>634)</sup> quark matter の explosive な崩壊による高多重度のバリオン生成によつて説明される。また乗鞍観測所で観測された parallel muon bundle<sup>635)</sup> は quark matter による前方向生成二次粒子中での strange, B<sup>+</sup> charm 粒子の増大によつて説明される。

以上述べてきた quark matter が相互作用のエネルギーとともに, どのように生成されるかは不明であるが, 生成される quark matter の質量が相互作用のエネルギーとともに増大するとすると, 一次宇宙線のエネルギーが  $10^{12}$  eV では運動学的に質量が 10 TeV の quark matter が約 10 個生成可能となる。

勿論, このような quark matter のかわりに安定な粒子を仮定することはできよう。仮にこの粒子の質量を 10 TeV とし, 大気の深さを  $400 \text{ g/cm}^2$  程度通過して崩壊すると仮定すると, その  $\gamma$  係数を 10 とすればその寿命は約  $10^{-6}$  sec となり Maryland 大学クルーフによる時間的に遅れたハドロンの観測から得られた結論に合致する。しかし質量の大きな粒子の生成断面積はその質量の二乗に逆比例して小さくなり, その寿命も非常に短いことが予想される。

以上空気シャワーの縦方向の発達, 観測結果に対する二成分モデルによる

解説を述べたが以下で一次宇宙線の核組成と関連させて検討を行う。

一次宇宙線のエネルギーが  $10^{13}$  eV 以上における核組成については「明確

結論は得られておらず、 $10^{15}$  eV 程度以上のエネルギー領域についてはその頻

度がエネルギー  $E_0$  の逆二乗に比例して少なくなることから空気シャワーの観

測によつてその情報を得る以外に他の方法は無い。先く述べた Maryland

大学のクルーゾは空気シャワー中のハドロンに到着時間分布を測定すること

により一次宇宙線のエネルギーが  $10^{15}$  eV 付近において鉄原子核が非常に多い

ことを示唆している。<sup>629)</sup> また、図 6-13 に示した一次宇宙線のエネルギー

に対する  $t_{max}$  値の変化(すなわち E.R 値)測定結果から Thornton と Clay

等は  $10^{15}$  eV から  $10^{17}$  eV の領域において核組成が重い核から軽い核へと変化し

ていることを示唆している。<sup>616)</sup> また Linsley と Watson は同じく  $t_{max}$  値の変化

から相互作用としてスケーリング則、及び加速器実験で示された rising cross

section を仮定すれば  $10^{15}$  eV 付近の核組成はその殆んどが鉄原子核であり、エ

ネルギーが大きくなるにつれて軽い核へと移行していき  $10^{17}$  eV 付近では殆ん

どが陽子であると結論している。<sup>622)</sup> また、Chantler 等はその平均エネルギー

が  $2 \times 10^{17}$  eV である空気シャワーに付随したフェレニコフ光の到着時間分布

の測定結果から得られた  $t_{max}$  値、及びその分散値の結果とモデル計算結果

との比較から "Landau  $E^{1/4}$ " モデルで、rising cross section を採用した場合

鉄原子核が 30% から 40% 存在すると結論している。<sup>626)</sup> しかしながらこれらの

議論は一次宇宙線のエネルギーに対する  $t_{max}$  値、及びその分散についてだけ

のものであり、本論文では大気上空から大気の深い所までの空気シャワーの

縦方向の発達の様相に対する詳細な検討が重要であり、特に高エネルギー相

互作用が実際に起っている大気上空での発達の様相を研究することがより重

要であると主張する。

本章で述べたように大気の深さが  $400 \text{ g/cm}^2$  程度より上空における一次

宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV 程度の空気シャワーの縦方向の発達をモデル計

算結果と良く一致し、それぞれの誤差を考慮すればモデルによつてい説

明できる。このモデルGは表IV-1K示したように採用している相互作用  
 モデルとしてはモデルFと同一で、核組成として質量数が20の原子核を仮定  
 している。一方大気の深い所における縦方向の発達はモデルHTS(Fe)で良  
 く説明することができ、このモデルは§4.2で述べた如くモデルFと同一  
 としている。従って高エネルギー相互作用の様相がモデルFで記述される  
 ようなものであるならば観測された空気シャワーの縦方向の発達の様相から  
 大気上空における縦方向の発達の観測については重い原子核を一次宇宙線と  
 する空気シャワーについてより効率良く観測が行われ、一方大気の深い所  
 では逆に軽い原子核を一次宇宙線とするものについて効率良く観測が行われ  
 ているのではないかとの疑問が生ずる。これは一次宇宙線のエネルギー  
 が同一であつてもその核組成が重い原子核である程早い縦方向の発達を示す  
 ことになり、観測された空気シャワーサイズによって測定結果を分類した場  
 合、異なるサイズ別に分類される空気シャワーをつくる一次宇宙線の核組成  
 はチャカルタヤ観測所における月が例之は明野観測所における場合よりも  
 重い原子核が多くなる。また同様に傾いた天頂角方向から観測される空気  
 シャワーに対して垂直方向に観測される空気シャワーの一次宇宙線の核組成  
 は重い原子核のものが多くなる。また同一のシャワーサイズで同じ方向か  
 ら観測される空気シャワーでも、一次宇宙線が重い原子核である程空気シャ  
 ワーの横分布が平坦となることから core distance 遠方まで観測される。  
 このことは本論文で示したチャカルタヤ観測所におけるミュオン到着時間  
 分布波形の  $T_{90}$  値測定結果と一致するモデル計算結果は core distance 近傍にお  
 ける程多重度の小さいモデルであることを示しているということも定性的に  
 は説明することができ、しかしミュオン到着時間分布波形の  $T_{90}$  値測定  
 結果は  $\sec \theta$  が 1.0 から 1.8 までの全ての値について core distance に係ら  
 ずモデルH計算結果と良く一致しており、二成分モデルを支持している。  
 更に、ミュオン到着時間分布に見られる時間的二重構造の存在はこの二成  
 分モデルの一つの例証を与えている可能性が強い。

§ 6. 17 結論

以上述べてきた空気シャワー中の電子及びミューオンの縦方向の発達に対する観測結果から高エネルギー相互作用の様相、及び一次宇宙線の核組成について次の如くに結論することが出来る。

一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16}$  eV 以下の空気シャワーの大気の深さが少なくとも  $700 \text{ g/cm}^2$  までの縦方向の発達は非常に早い発達を示している。この早い発達は一次宇宙線の核組成が陽子だとするとモデル H と呼ぶ非常に大きな多重度モデルを導入する必要がある。一方、一次宇宙線の核組成が鉄原子核と叫ぶ重い原子核が主体である場合、相互作用の断面積として rising cross section を用い、多重度モデルとして  $E/E_0$  モデル, "Landau  $E^{1/3}$ " モデルを採用すれば観測結果は説明出来る。一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV までの直接測定の結果によれば、陽子, He, C+O の成分に対するエネルギー依存プロトンが  $\propto E^{-2.7}$  で表わされるのに対して Fe の成分に対しては  $\propto E^{-2.2}$  となりこの傾向が高いエネルギー領域まで続くとすれば  $10^{15}$  eV 領域では一次宇宙線の核組成は殆んど鉄原子核となる。<sup>(637)</sup> また § 6.6 で述べた Maryland 大学ケル-フによる空気シャワー中の塵れたハドロンの測定結果も  $10^{15}$  eV 附近において一次宇宙線の核組成が殆んど鉄原子核であると報告している。<sup>(629)</sup> これに対して JACEE ケル-フによる気球に乗せたエマルジョンコンテナーによる直接測定によれば  $10^{14}$  eV までの鉄成分のエネルギー依存プロトンの指数は軽い原子核成分のそれと変らず一次宇宙線のエネルギーが大きくなるにつれ重い原子核が多くなることはないことを報告している。<sup>(638)</sup> 従って現在の段階では  $10^{15}$  eV から  $10^{16}$  eV のエネルギー領域の一次宇宙線の核組成に対する予測は難しい。

一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16}$  eV から  $10^{17}$  eV までの空気シャワーの縦方向の発達は  $10^{16}$  eV 以下の空気シャワーについて示された非常に早い発達の成分に対して大気の深さ  $400 \text{ g/cm}^2$  程度から発達を始める第二成分が1だいに付

Blank lines for additional notes or calculations.

け加わる。この第二成分は一次宇宙線と空気の原子核との第一回目の相互作用で生成され、相互作用のエネルギーが増大するにつれてこの第二成分に配分されるエネルギーの割合も増大していく。この第二成分は *quark matter* 生成によって説明することが可能であり、*quark matter* 生成の機構を考慮すると一次宇宙線として重い原子核のほうが有効である。

一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV 以上では空気シャワーの縦方向の発達に対する第二成分の及ぼす影響は  $10^9$  eV 程度までほぼ一定であり、第一成分、及び第二成分に配分されるエネルギーの割合はほぼ同程度である。

謝 辞

本論文を作製するにあたり熱心を御指導と有益な御助言を賜りました菅浩一東京工業大学教授に心からの感謝の意を表します。本論文は菅浩一教授が主宰されているBASJE (Bolivian Air Shower Joint Experiment) グループによる南米ボリガイアにあるチャカルタヤ宇宙線観測所における空気シャワー実験の一環として行われたものをテーマとしており、本論文作製に際しBASJEメンバー各位から多大なる御指導と御助言を賜りました。特に豊田好男神戸大学教授、村上昭名古屋大学教授、金子達之助岡山大学助教授、吉井尚愛媛大学助教授各位に心からの感謝の意を表します。また測定装置の設計・製作を担当していただいた理化学研究所の西克夫主任研究員、中谷英夫研究員、山田豊研究員、田島則夫研究員各位に感謝致します。更に測定結果の解析に対する御助力、及び討論に御参加いただいた東京工業大学物理学科管研究室学生各位、特に井上直也君、田村高志君、須川成利君、館和夫君、河合正澄君に感謝致します。またシミュレーション計算を行っていただいた東京大学宇宙線研究所水本好彦研究員に感謝の意を表します。更に、本論文では筆者等のグループによる明野宇宙線観測所における測定結果を引用しているが、この測定に対し多大なる便宜と御助言をいただいた東京大学宇宙線研究所鎌田甲一教授、永野元彦助教授に感謝の意を表します。

Appendix I

空気シャワーのシミュレーション計算には現在までに加速器実験によって精度よく得られている高エネルギー相互作用の結果、及びそれを更に高エネルギー領域まで外挿した相互作用モデルを用いる。

ここでは、加速器実験で得られた結果<sup>A01)</sup>の概要を述べ、次のAppendix IIで本論文で引用したシミュレーション計算に用いられた相互作用モデルの詳細について述べる。

§ A. 1 相互作用断面積

本論文では $10^{17}$  eV程度の宇宙線を対象としており、その核組成は原子核で構成されており、加速器実験による陽子-陽子散乱の結果が重要な情報を与えてくれる。陽子-陽子散乱における全断面積を図A-1に示す。<sup>A02, A03, A04, A05, A06, A07)</sup>結果は実験室系でのエネルギー ( $E_{LAB}$ ) が50 GeV 付近で下限値 (約38 mb) を示し、それより高いエネルギーでは増大の傾向を示しており、これは非弾性散乱断面積の増大に起因する (rising cross section)。

この結果は重心系での全エネルギーを $\sqrt{s}$  (in GeV) で表すと、

$$(A.1) \quad \sigma_{TOT}(PP) = 38.4 + 0.49 \ln^2\left(\frac{s}{122}\right) \text{ mb}$$

と表現でき図中実線で示されている。

陽子と空気原子核散乱における断面積としてはYodh<sup>A08)</sup>によって与えられた次の結果が空気シャワーシミュレーション計算で用いられる。

$$(A.2) \quad \begin{aligned} \sigma_{YPT} &= 295 \text{ mb} & s < 100 \text{ GeV}^2 \\ &= 295 + 2.5 \cdot \ln^{1.8}\left(\frac{s}{100}\right) & s \geq 100 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

従って、大気中での陽子の平均自由行程 $\lambda_{p-air}$  は

Blank lines for calculation or continuation of the text.

$$(A.3) \quad \lambda_{p\text{-air}} \equiv \frac{2.41 \times 10^4 (\text{mb} \cdot \text{g}/\text{cm}^2)}{\sigma_{p\text{-air}} (\text{mb})}$$

と表わせるから、 $\sigma_{p\text{-air}} \sim 295 \text{ mb}$  で  $\lambda_{p\text{-air}}$  は  $81.7 \text{ g}/\text{cm}^2$  となる。  $\pi$  中  
 向きに対しては  $\sigma_{\pi\text{-air}} \sim \frac{2}{3} \cdot \sigma_{p\text{-air}}$  とする。 従って、 $\lambda_{\pi\text{-air}} \sim 122.5 \text{ g}/$   
 $\text{cm}^2$  である。

$10^{17} \text{ eV}$  程度のエネルギー領域まで断面積の増大の傾向が続くとすると  $\lambda_{p\text{-air}} \sim 40 \text{ g}/\text{cm}^2$  となる。 この時  $\sigma_{p\text{-air}} \sim 600 \text{ mb}$  である。

§ A. 2 平均多重度  $\langle n \rangle$ 

相互作用によって多重発生する二次粒子数を多重度と呼ぶ。加速器実験による陽子-陽子反応における結果を図 A-2<sup>A09)</sup>に示す。同図には CERN の SPS 加速器による陽子-反陽子反応における結果も示してある。<sup>A10)</sup>同図は荷電粒子の平均多重度  $\langle n_{ch} \rangle$  を示しており、これらの結果は

$$(A.4) \quad \langle n_{ch} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln s' + 0.118 \ln^2 s', \quad s' \text{ in } \text{GeV}^2$$

で良く表現できる。<sup>A11)</sup>

更なる比較のため DESY における  $e^+e^- \rightarrow \text{hadron}$  反応における平均多重度の結果を図 A-3<sup>A12)</sup>に示す。この結果は同じ重心系のエネルギーの陽子-陽子散乱の結果と比較して大きな多重度を与える。更にこの結果は Q.C.D 理論で予想される函数形で良く近似でき

$$(A.5) \quad \langle n_{ch} \rangle = 2.47 + 0.030 \cdot \exp[1.97 \sqrt{\ln(s/\Lambda^2)}], \quad \Lambda = 0.5 \text{ GeV}$$

と表わされる。<sup>A13)</sup>

Bassile 等による CERN の ISR の陽子-陽子反応における結果の解析によれば leading particle の影響を補正すると、陽子-陽子反応の多重度は  $e^+e^- \rightarrow \text{hadron}$  反応の結果と一致すると報告している。<sup>A14)</sup>

多重発生する二次粒子のうち最も多いのは  $\pi$  中間子で、その他としては K 中間子、 $\bar{p}$  である。これらの二次粒子毎の多重度のエネルギー依存性を図 A-4<sup>A15)</sup>に示す。それぞれの二次粒子多重度はエネルギーとともに増大するがそれぞれの割合はほぼ一定である。反応粒子が陽子であることから正電荷二次粒子の多重度が負電荷二次粒子のそれより多い。シミュレーション計算では荷電独立性から同一粒子に対して電荷の違いによる多重度の区別はない。

## §A.3 多重度分布

相互作用エネルギーが一定の場合の多重度分布はポアソン分布とは異り、

KNOスケールニク則で良く表わされる。<sup>A16)</sup> 則ち

$$(A.6) \quad \sigma_n(s) = \sigma_{inel}(s) \frac{1}{\langle n \rangle} \psi(x), \quad x = \frac{n}{\langle n \rangle}$$

であり、 $\sigma_{inel}$  は非弾性散乱断面積、 $\sigma_n$  は多重度  $n$  を与える断面積であり topological cross section と呼ばれる。 $\langle n \rangle$  は平均多重度である。陽

子-陽子反応における topological cross section の測定結果を図A-5に示す。

$\psi(x)$  は普通、50 ~ 300 GeV/c の測定結果から Slattery によって求められた結果を用いる。<sup>A17)</sup> 則ち

$$(A.7) \quad \psi(x) = (3.79x + 33.7x^3 - 6.64x^5 + 0.332x^7) \cdot \exp(-3.04x)$$

である。図A-6には CERN の ISR による  $\sqrt{s}$  が 24 GeV から 63 GeV までの多重度分布と KNOスケールニクによる計算結果との比較を示す。また図A

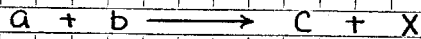
-7には  $e^+e^- \rightarrow \text{hadron}$  反応における DESY の多重度分布の測定結果と P-P、<sup>A18)</sup> P- $\bar{P}$  反応によつて得られた結果、B.G.C.D理論による予測値を示す。 $e^+$

$e^-$  反応においてもスケールニク則が成立しているが、その分布のなかりは P-P 反応の場合よりも狭い。先述べた、P-P 反応における leading

particle の影響を補正すれば両者の結果は一致することが予想される。<sup>A14)</sup>

§ A. 4 横方向運動量分布 ( $P_T$ -分布)

二つのハドロニ  $a, b$  の反応



で、二次粒子  $c$  のみに着目して、 $X$  についてはその内容を向めないことを包括反応 (inclusive reaction) と呼び、この時の断面積  $\sigma_{ab \rightarrow c}$  を包括反応断面積 (inclusive cross section) と呼び、以下において単に  $\sigma$  で表わす。相互作用エネルギーが増大するにつれてどんどん発生二次粒子数が増え、その自由度の多様化のため測定結果の整理、記述が複雑化することをさけるために Feynman が、この包括反応の概念が提唱された。<sup>A18)</sup> このような包括反応実験では反応の全角度を測定する必要がなく測定が容易であり、エレクトロニクスを用いたカウンター実験が可能となる。この包括反応の測定結果を記述するのに以下の変数を定義しておく。

$\sqrt{s}$  : C.M系での全エネルギー

$P_T$  : 二次粒子 ( $c$ ) の横方向運動量

$P_L$  : 二次粒子 ( $c$ ) の C.M系における縦方向運動量

$P_0$  : C.M系での入射粒子の運動量

$X_F \equiv \frac{P_L}{P_0} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{2P_L}{\sqrt{s}}$  : Feynman scaling 変数

$y \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_L}{E - P_L}$  : Rapidity 変数,  $E$  は粒子のエネルギー。

また, inclusive cross section の相対論的不変な形は

$$(A.8) \quad f \equiv f(s, P_T, P_L) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$$

で表わされる。

二次粒子の  $P_T$  分布は相互作用のエネルギーに依存せずほぼ一定で、その平

均値は

$$\langle P_T \rangle \sim 350 \text{ MeV}/c \quad \text{for secondary } \pi\text{-meson}$$

$$\langle P_T \rangle \sim 500 \text{ MeV}/c \quad \text{for secondary proton}$$

である。11-7 かの = 次粒子  $K$  対する  $P_T$  分布の平均値の測定結果を図 A-8 <sup>A19)</sup> を示す。

$0.2 \leq P_T \leq 1 \text{ GeV}/c$  の領域  $K$  における invariant cross section  $f$  は

$$(A.9) \quad f = A e^{-b P_T}$$

で良く表わされる。この時、 $P_T$  の平均値は

$$(A.10) \quad \langle P_T \rangle = 2/b$$

となる。図 A-8 から判るよう  $K$  = 次粒子の質量が重くなるにつれて  $P_T$  の平均値は大きくなり、また相互作用エネルギー  $\sqrt{s}$  とともに大きく増える。

図 A-9  $K$  は  $\sqrt{s}$  が 23 GeV から 63 GeV までの陽子陽子反応における各二次粒子の  $P_T$  分布測定結果を示す。<sup>A15)</sup> = 次粒子の質量が大きくなるにつれて大きな  $P_T$  での形が緩かである。

図 A-10  $K$  は = 次粒子  $\pi^0$  中子の大  $P_T$  領域における測定結果を示す。<sup>A21)</sup>  $P_T$  が  $2 \text{ GeV}/c$  以上の大  $P_T$  領域では、素粒子の内部構造が大きく関係していることから最近精力的に研究が行われている。 $2 \leq P_T \leq 7 \text{ GeV}/c$  領域では、測定結果が  $f \sim P_T^{-8}$  で良く表わされるのに対して Q.C.D 理論によるとき  $f \sim P_T^{-4}$  が示される。但し、Q.E.D 理論における輻射補正と同様のことを Q.C.D 理論で考慮すると  $f \sim P_T^{-8}$  が導かれる。<sup>A22)</sup>

§A.5 縦方向運動量分布 (P<sub>L</sub>-分布) と Feynman スケーリング則

縦方向運動量はエネルギー-運動量保存則で許される範囲、すなわち

$$-\sqrt{s}/2 \leq P_L \leq \sqrt{s}/2$$

K分布する。従って Feynman scaling 変数については

$$-1 \leq X_F \leq 1$$

である。この X<sub>F</sub> を用いると invariant cross section は

$$(A.11) \quad f = \frac{2E}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^3\sigma}{dx_F dP_T^2} \equiv f(P_T, X_F)$$

となり、f は P<sub>T</sub> と X<sub>F</sub> だけで表わされる。これを Feynman スケーリング則と呼ぶ。<sup>A18)</sup>

この時、通常 |X<sub>F</sub>| ≤ 0.1 の領域を central region 又は pionization region と呼ぶ、|X<sub>F</sub>| > 0.1 の領域を fragmentation region と呼ぶ。

更なる P<sub>L</sub> 分布が √s にあまり依存しないことから

$$(A.12) \quad F(X_F, s) \equiv \int f dP_T^2$$

が良く用いられる。

ここで位相空間における1粒子当りの体積要素は d<sup>3</sup>p ではなく d<sup>3</sup>p/dE である。

先く定義した Rapidity 変数によれば

$$dy = dP_L/E$$

となり1粒子当りの体積要素は dy d<sup>2</sup>P<sub>T</sub> となる。y はローレンツ変換に対して不変ではないが、その差は不変となる。

今、y のとりうる最大値、最小値をそれぞれ y<sub>max</sub>, y<sub>min</sub> とすると

$$(A.13) \quad L \equiv y_{max} - y_{min} = \ln(s/m_a \cdot m_b)$$

となる。ここで  $m_a, m_b$  は粒子  $a, b$  の質量である。従って, inclusive reaction  $k$  における二次粒子  $c$  の平均多重度を  $\langle n_c \rangle$  とすると

$$\langle n_c \rangle = \frac{1}{\sigma_{inel}} \int dy \frac{d\sigma}{dy}$$

であり, Feynman スケーリニク則から  $\frac{1}{\sigma_{inel}} \frac{d\sigma}{dy}$  は  $\sqrt{s}$  によらず一定となるから

$$(A.14) \quad \langle n_c \rangle \propto \ln s$$

となる。

加速器のエネルギーが増大する毎に, Feynman スケーリニク則の検証が行われてきているが, 図 A-11 に示すように central region におけるスケーリニク則の破れが示されている。<sup>A10)</sup> 一方 fragmentation region でのスケーリニク則の破れはいまだ明白ではない。

このように Feynman スケーリニク則の破れを考慮して, スケーリニク変数を

$$(A.15) \quad x_R = E/E_0$$

とする Radial スケーリニク則<sup>A23)</sup>,

$$(A.16) \quad x_S = R/T$$

とする statistical スケーリニク則<sup>A24)</sup>がある。ここで,  $E_0, E$  はそれぞれ  $C, M$  系における入射粒子, 二次粒子のエネルギーであり,  $T$  は二次粒子の平均エネルギーである。

図 A-12 に陽子-陽子反応における生成二次粒子の Rapidity 分布を示す。これは  $\sqrt{s}$  が 23 GeV から 53 GeV までの結果で,  $P_T = 0.4 \text{ GeV}/c$  の時のものである。<sup>A01)</sup>

生成二次粒子の  $P_T$  分布は, その fragmentation region に対して

$$(A.17) \quad F(x_F) \propto (1-x_F)^m$$

Blank space for additional notes or equations.

で良く表わすことができる。<sup>Aol)</sup> Q.C.D理論による簡単なモデルでは、

$$n = (2 \cdot n_{\text{spect}} - 1)$$

と表わされ、陽子-陽子反応において二次粒子が $\pi^\pm$ 中間子、 $K^\pm$ 中間子に対して $n=3$ 、 $K^-$ 中間子に対して $n=7$ 、反陽子に対して $n=9$ と予測され測定結果と良く説明する。ここで $n_{\text{spect}}$ はスピンクォーク-クォーク(すなわち、反応に関与しなかったクォーク)の数である。

また

$$(A.18) \quad F = A \exp(-B|X_F|)$$

でも良く近似できる。

## § A. 6. 非弾性度

重心系における非弾性度  $\eta^*$  は、その定義より

$$(A.19) \quad \eta^* = 1 - |X_F|$$

である。図 A-13 K は陽子-陽子反応における二次陽子の  $P_T = 0.4 \text{ GeV}/c$  と  $0.8 \text{ GeV}/c$  における  $X_F$  分布を示す。<sup>A01)</sup>  $X_F \sim 1.0$  附近のピークは leading proton による効果で、 $P_T$  が小さい場合程顕著である。この leading proton の効果を除けば、 $\eta^*$  の分布は  $X_F \sim 0.6$  で極大をもつなだらかな分布を示す。

)

§ A. 7 空気シャワー計算に用いられる多重発生モデル

(1) Heisenberg (E<sup>1/2</sup>モデル)モデル <sup>A26)</sup>

Heisenbergは中向き発見以前に相互作用における多重発生の重要性を指摘した。この理論によれば多重発生は二つの粒子の衝突を二つの波束の衝突として取り扱ひ、この衝突の際に波束を構成する固有場が Bremsstrahlung 的にその一部分が振落されることにより説明される。この理論によれば二次粒子の多重度は E<sub>lab</sub><sup>1/2</sup> に比例することになる。

今、陽子-陽子反応における全エネルギーが二次π中向き生成に費されたとするとその多重度の上限値は

$$N_{\pi} < \frac{\sqrt{S}}{m_{\pi}} = \frac{\sqrt{2m_p}}{m_{\pi}} \cdot E_{lab}^{1/2} \sim 9.79 \cdot E_{lab}^{1/2} \quad E_{lab} \text{ in GeV}$$

となる。

(2) LOWモデル (E<sup>1/3</sup>モデル) <sup>A27)</sup>

LOWモデルは、二粒子の衝突を除いて、運動量変化、Spin変化、isospin変化により固有場の中向きを制動輻射的に多重発生させるというものであり、このときの多重度は E<sub>lab</sub><sup>1/3</sup> に比例し、その分布はポアソン分布とする。

(3) Fermi-Landauモデル (E<sup>1/2</sup>モデル)

Fermiモデルでは <sup>A28)</sup> 二粒子の高エネルギー衝突を除いて、一つの熱的平衡状態にある複合体が形成され、その複合体から Stefan-Boltzmann 法則に従って中向きを輻射するというものである。このモデルでは多重度は E<sub>lab</sub><sup>1/2</sup> に比例する。

Fermiモデルでは、強い相互作用をしている複合体から自由粒子を放出するという矛盾を含んでおり、この矛盾を解決するため流体模型を導入したのが Landau <sup>A29)</sup> である。Landauモデルによれば相互作用は有限

速度で伝達され、複合体内部全体では熱平衡とはな、ておらず、局所平衡が実現されるというものである。更にその系を相対論的流体として取扱う。このような複合体は粒子の入射方向に膨張してゆきながら温度が減少していき、温度が中間子の静止質量程度になると始めて中間子多重発生が起る。結果として多重度は  $E_{lab}^{1/4}$  に比例するが Fermi モデルでは説明できなかった二次粒子の前後方向集中分布を説明する。また複合体の膨張は粒子の入射方向に限られることから  $P_T$  一定が導かれ実験結果を良く説明する。

$e^+e^-$  反応における二次ハドロンの多重度、また leading particle 効果を補正した後の  $p-p$  反応の多重度測定結果は  $E^{1/4}$  モデルで良く説明できる。

#### (4) 火の玉 (fire ball) モデルと CKP モデル

火の玉モデルは宇宙線に観測されたジェット現象から生<sup>A20)</sup>、Cocconi<sup>A31)</sup> 等によって提唱されたもので、二次粒子の衝突後、核子は反跳をうけるだけで二つの火の玉を造る。この火の玉の内部の中間子のエネルギーはポロニック分布をしており、静止系で二次粒子は等方的に放出されるとする。多重度は火の玉の質量で決まり、非弾性度は火の玉の質量と速度から決まる。二次粒子の分布は

$$(A.20) \quad f(E_\pi) dE_\pi \propto \left\{ \frac{P}{T} e^{-E_\pi/T} + \frac{Q}{U} e^{-E_\pi/U} \right\} dE_\pi$$

で与えられる。ここで  $P, T$  はそれぞれ前方に出る二次粒子の多重度と平均エネルギーで、 $Q, U$  は後方に出る二次粒子の多重度と平均エネルギーである。従って、 $P \times T, Q \times U$  は前、後方に生じた火の玉の質量を表すことになる。更に CKP モデルでは全体の多重度を  $E_{lab}^{1/4}$  に比例するよう<sup>A32)</sup> する。

これらの考え方を更に発展させたものに H-, SH-量子モデルがある。

これはジェットの  $\log \tan \theta$  の分布が二個以上のケル-ポロニックに分かれており

にとき着目し衝突後いくつかの量子化された火の玉(H, SH量子)が作られてこの量子から一定数の二次粒子が放出されると考える。このモデルを用いた加速器での inclusive reaction の諸分布や、大R現象の解析が行なわれている。

## Appendix II

本論文では主に水本, McComb と Tuver によるミニミュレ-シヨニ計算結果を引用して測定結果との比較を行っている。ここでは Appendix I で述べた加速器で得られた高エネルギー-相互作用の様相を背景として、これらのミニミュレ-シヨニ計算で用いられているモデルについて述べる。

B.A. 8 水本によるモデル計算<sup>A33)</sup>

表 IV-1 にその概要を示してある。

## (1) 相互作用断面積

陽子と空気原子核との相互作用断面積としては、加速器実験で示された断面積の増加を考慮して Yodh によって求められた式 (A.2) で示されるものとエネルギーに依らず  $\sigma_{const} = 295 \text{ mb}$  である二つの断面積を用いる。

## (2) 多重度

二次荷電粒子の平均多重度を  $\langle n_{ch} \rangle$  とする。

## a) スケーリングモデル

$$(A.21) \quad \langle n_{ch} \rangle = 2.04 \ln E - 3.04$$

b)  $E^{1/4}$  モデル

$$(A.22) \quad \langle n_{ch} \rangle = 1.965 E^{1/4}$$

c)  $E^{1/2}$  モデル

$$(A.23) \quad \langle n_{ch} \rangle = 0.129 E^{1/2} + 6.972$$

d) enhanced  $E^{1/2}$   $E^{-1}$  IL

$$(A.24) \quad \langle n_{ch} \rangle = 0.243 E^{1/2}, \quad E \text{ in GeV}$$

それぞれ  $E$  の  $E^{-1}$  IL における  $\langle n_{ch} \rangle$  のエネルギー依存性を図 A-14 に示す。  
 それぞれ  $E \sim 3 \text{ TeV}$  で加速器の結果と一致するようにしている。 Target が  
 空気の原子核であることから陽子と質量数  $A$  原子核反応について与えられ  
 ている。

$$(A.25) \quad R_A \equiv \frac{\langle n_{ch} \rangle_{P-A}}{\langle n_{ch} \rangle_{P-P}} = A^{0.129}$$

を用いている。<sup>A35)</sup>

また多重度分布は KNO スケールに規則を適用し、Slattery による結果を用  
 いている。二次粒子としては  $\pi^0$  中間子のみを考える。

(3)  $P_T$  分布

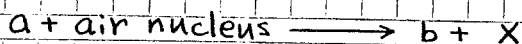
$P_T$  分布は、 $P_T \leq 1 \text{ GeV}$  領域における加速器の実験結果から Slansky<sup>A01)</sup> によ  
 って得られた結果を用いる。すなわち

$$(A.26) \quad f(P_T) = \frac{P_T}{P_0} \exp\left(-\frac{P_T}{P_0}\right)$$

で、 $P_0 \sim 0.2 \text{ GeV}/c$  としている。この時  $P_T$  の平均値は  $0.4 \text{ GeV}/c$  とある。

(4)  $P_L$  分布と非弾性度

今、inclusive reaction



に対して式(A.12) を  $F_{ab}(X_F)$  と表すと、leading particle すなわち陽子と  $\pi$   
 中間子に対して

$$F_{pp} = F_{\pi\pi} = X_F$$

とすると、この時非弾性度は

$$\eta = 1 - |X_F|$$

であり、定義より

$$F_{ab}(X_F) = X_F \frac{dN_b}{dX_F}$$

であるから (ここで  $dN_b$  は  $X_F$  と  $X_F + dX_F$  との間にある粒子数)

$$\left| \frac{dN_b}{d\eta} \right| = 1$$

となり、非弾性度  $(0, 1)$  の一様分布が得られる。<sup>A34)</sup>

スケーリ = フォモデルにおける  $P_L$  分布は  $y$  を Rapidity として

$$f(y) \propto \exp\left(-\left(\frac{y}{c}\right)^2\right)$$

とし、加速器実験結果に合うように  $c$  を決める。

その他の  $E^{1/2}$  モデル,  $E^2$  モデル, enhanced  $E^{1/2}$  モデルに対しては  $c$  と  $P$  モデルで用いられている分布, または式 (A.20) を用いる。

### (5) 低エネルギー $\pi$ -中間子とミューオンへの取扱い

低エネルギー  $\pi$ -中間子, ミューオンに対しては  $\pi$ - $\pi$  多重散乱, 崩壊, ionization loss を考慮する。

### (6) 大気モデル

大気の深さ  $X$   $g/cm^2$  と標高  $h$  との関係は U.S. 標準大気の T-T から

$$\begin{aligned} \text{(A.27)} \quad X(h) &= 1132 \cdot e^{-h/9.2(\text{km})} - 112 \quad g/cm^2 \quad \text{for } 0 \leq h \leq 10 \text{ km} \\ &= 1256 \cdot e^{-h/6.5(\text{km})} \quad g/cm^2 \quad \text{for } h \geq 10 \text{ km} \end{aligned}$$

を用いる。

§A.9 McComb と Turver によるモデル計算<sup>A34)</sup>

表IV-2Kの概要を示す。詳細については不明な点もあるが以下に判  
る範囲でまとめる。

## (1) 相互作用断面積

加速器実験結果を考慮して、エネルギーとともに  $\ln^2 s$  で増大するもの  
と constant cross section の二つを用いる。

## (2) 多重度モデル

a) Feynman スケールモデル

b) Landau  $E^{1/4}$  モデル

c) Landau  $E^{1/3}$  モデル

(a), (b) は central region での多重発生  $K$  については  $E^{1/4}$  モデル,  $E^{1/3}$  モデル  
を用い、 $|x_F| > 0.025$  での fragmentation region ではスケールモデル  
を適用する。

実際には

$$F_{N\pi}(x_F) = F_{N\pi}(0) \cdot \exp(-a x_F^2)$$

$$F_{\pi\pi}(x_F) = F_{\pi\pi}(0) \cdot \exp(-b x_F^2)$$

とし、

$$F_{N\pi}(0) = F_{\pi\pi}(0) \propto E^{1/4} \quad \text{for Landau } E^{1/4} \text{ モデル}$$

$$F_{N\pi}(0) = F_{\pi\pi}(0) \propto E^{1/3} \quad \text{for Landau } E^{1/3} \text{ モデル}$$

として、 $x_F = 0.025$  で連続的  $K$  があるよう  $a, b$  を決める。

(3) その他

・ ミューオン の崩壊

・  $\pi$  中間子, ミューオン に対する クォーク の多重散乱

・ 地球磁場の効果

以上を考慮している。

Blank lined area for writing.

## References

## §§. 1

101) F. Kakimoto et al.: Proc. 17th International Cosmic Ray Conference  
(ICRC), Paris, 11(1981)254

102) A.J. Bower et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)166

103) A.D. Bray et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)239

104) M.N. Dyakonov et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 8(1979)174

105) N.N. Efimov et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 2(1981)152

106) K. Suga: Proc. 5th Interamerica Seminar on Cosmic Rays, 2(1962)49

## §§. 2

201) C. Aguirre et al.: J. Phys. G:Nucl. Phys. 5(1979)139

: J. Phys. G:Nucl. Phys. 5(1979)151

202) M. Takano and S. Shibata: INS-TCA-22(1965)7-12

203) 三浦功, 菅浩一, 俣野恒夫: 放射線計測学 (裳華房, 1960年)

## §§. 3

301) K. Kamata and J. Nishimura: Suppl. Prog. Theoret. Phys. 6(1958)93

J. Nishimura: Handbuch der Physik, Bd. XLVI/2(1967)1

302) K. Greisen: Progress of Cosmic Ray Physics. vol. III(1956)1

## §§. 4

401) K.E. Turver: 14th ICRC, München, 8(1975)2851

402) Y. Mizumoto: PhD-Thesis, Tokyo Institute of Technology (1979)

Y. Mizumoto et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)116

: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)120

- K. Suga et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 13(1979)142
- 403) T.J.L. McComb and K.E. Turver: Preprint (1981)
- 404) J. Linsley and A.M. Hillas: Proc. Paris Workshop on Cascade  
Simulation (1981) unpublished.
- 405) C. De Marzo et al.: Preprint (1982), to be published to Phys. Rev. D
- §§. 5
- 501) T.J.L. McComb, R.J. Protheroe and K.E. Turver: J. Phys. G:Nucl. Phys.  
5(1979)1613
- T.J.L. McComb and K.E. Turver: Private communication (1979)
- 502) C. Aguirre et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 8(1979)107
- §§. 6
- 601) F. Kakimoto et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)254
- 602) T. Hara et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)227
- 603) Y. Mizumoto: PhD-Thesis, Tokyo Institute of Technology (1979)
- 604) T. Tamura: Thesis, Tokyo Institute of Technology (1981)
- T. Tamura et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)24
- 605) P.R. Blake et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)20  
: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 8(1979)82
- R. Armitage et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1979)35
- 606) T.J.L. McComb and K.E. Turver: Preprint (1981)
- 607) A.I. Gibson et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)16  
: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 8(1979)101
- 608) F. Kakimoto et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)254
- Y. Matsumoto: Thesis, Tokyo Institute of Technology (1979)
- 609) Y.H. Tan et al.: ICRC-Report 99-82-2(1982) Institute for Cosmic Ray

- Research, University of Tokyo
- T. Hara et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)250
- 610) T.K. Gaisser et al.: Rev. Mod. Phys. 50(1978)859
- 611) T. Hara: PhD-Thesis, University of Tokyo (1977)
- T. Hara et al.: Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 8(1977)308
- 612) M. Ouldrige and A.M. Hillas: J. Phys. G:Nucl. Phys. 4(1978)L35
- 613) N. Inoue et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)270
- S. Sugawa: Thesis, Tokyo Institute of Technology (1982)
- 614) N. Inoue et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)274
- 615) N. Aliev et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)262
- N.N. Kalmykov et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)73
- N.N. Kalmykov et al.: Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 8(1977)244
- N.N. Kalmykov et al.: Proc. 14th ICRC, München, 8(1975)30, 34
- V.M. Grigorév et al.: Sov. J. Nucl. Phys. 27(1978)225
- I.A. Berezhko et al.: Sov. J. Nucl. Phys. 30(1979)215
- 616) G.J. Thornton and R.W. Clay: J. Phys. G:Nucl. Phys. 4(1978)L193  
: J. Phys. G:Nucl. Phys. 4(1978)L251  
: J. Phys. G:Nucl. Phys. 5(1979)L137
- G.J. Thornton et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)103
- G.J. Thornton and R.W. Clay: Phys. Rev. Lett. 43(1979)1622
- J.D. Kuhlmann et al.: J. Phys. G:Nucl. Phys. 7(1981)L13
- G.J. Thornton and R.W. Clay: Phys. Rev. D23(1981)2090
- 617) R.T. Hammond et al.: Nuovo Cimento 1C(1978)315  
: Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 8(1977)281
- A. Andam et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)48  
: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)125  
: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)281

- M.P. Chantler et al.: J. Phys. G:Nucl. Phys. 8(1982)L51
- 618) I.P. Ivanenko et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)88
- 619) M. LaPointe et al.: Can. J. Phys. 46(1968)S68
- F. Kakimoto et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)254
- 620) I.N. Kirov et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 2(1981)109
- 621) J. Lapikens: J. Phys. A:Math. Gen. 8(1975)838
- 622) J. Linsley and A.A. Watson: Phys. Rev. Lett. 46(1981)459  
: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)238
- 623) J. Linsley: Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 8(1977)431
- T.K. Gaisser et al.: Rev. Mod. Phys. 50(1978)859
- 624) T.J.L. McComb and K.E. Turver: J. Phys. G:Nucl. Phys. 8(1982)871
- 625) N.N. Kalmykov et al.: Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 8(1977)244  
: Proc. 14th ICRC, München, 8(1975)3034
- 626) I.P. Ivanenko et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)88
- 627) R.T. Hammond et al.: Nuovo Cimento 1C(1978)315
- R.J. Protheroe and K.E. Turver: Nuovo Cimento 51A(1979)277.
- T.J.L. McComb and K.E. Turver: Proc. 17th ICRC, Paris, 6(1981)130  
: J. Phys. G:Nucl. Phys. 8(1982)871
- 628) R.A. Antonov et al.: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 9(1979)258
- 629) J.A. Goodman et al.: Phys. Rev. D19(1974)2572  
: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 6(1979)64  
: Phys. Rev. Lett. 42(1979)854
- 630) H. Sakuyama et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 11(1981)309
- H. Sakuyama: Private communication (1982).
- 631) J.D. Bjorken and L.D. McLerran: Phys. Rev. D20(1979)2353
- A. Anishetty et al.: Phys. Rev. D22(1980)2793
- 632) F. Halzen and H.L. Liu: Phys. Rev. Lett. 48(1982)771

- :Phys. Rev. D25(1982)1842
- 633) E.V. Bazarov et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 5(1981)32
- A.I. Demianov et al.: Proc. 17th ICRC, Paris, 5(1981)37
- 634) C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto and S. Hasegawa: Phys. Rep. 65(1980)151
- 635) Y. Muraki: Lett. Nuovo Cimento 32(1981)150
- 636) M.P. Chantler et al.: J. Phys. G:Nucl. Phys. 8(1982)L51
- 637) A.M. Hillas: Phys. Rep. 20(1975)59
- 638) T.H. Burnett et al.: Preprint (1982)
- . Appendix
- A01) R. Slansky: Phys. Rep. 11(1974)99
- E. Predazzi: Riv. Nuovo Cimento 2(1979)1
- G. Giacomelli: Phys. Rep. 23(1976)123
- L. Van. Hove and M. Jacob: Phys. Rep. 62(1980)1
- G. Giacomelli and M. Jacob: Phys. Rep. 55(1979)1
- J. Whitmore: Phys. Rep. 27(1976)187
- L. Criegee and G. Knies: Phys. Rep. 83(1982)151
- A02) K.J. Foley et al.: Phys. Rev. Lett. 19(1967)857
- A03) G. Bellettini et al.: Phys. Lett. 14(1965)164
- A04) A.S. Carroll et al.: Phys. Lett. 61B(1976)857
- A05) CERN-Pisa-Rome-Story Book Collaboration: Phys. Lett. 62B(1976)460
- A06) U. Amaldi et al.: Phys. Lett. 66B(1977)390
- A07) G. Carboni et al.: Phys. Lett. 113B(1982)87
- A08) G.B. Yodh et al.: Phys. Rev. Lett. 28(1972)1005
- : Phys. Rev. D8(1973)3233
- A09) E. Albini et al.: Nuovo Cimento 32A(1976)101 (references contained therein)

- A10) K. Arpgård et al.: Phys. Lett. 107B(1981)315
- A11) W. Thomé et al.: Nucl. Phys. B129(1977)365
- A12) L. Criegee and G. Knies: Phys. Rep. 83(1982)151 (references contained therein)
- A13) H. Ch. Berger et al.: Phys. Lett. 958(1980)313
- A14) M. Bassile et al.: Phys. Lett. 92B(1980)367  
: Phys. Lett. 95B(1980)311  
: Phys. Lett. 99B(1981)247  
: Nuovo Cimento 67A(1982)244
- A15) P. Capiluppi et al.: Nucl. Phys. B70(1974)1  
M. Antinucci et al.: Lett. Nuovo Cimento 6(1973)121
- A16) Z. Koba et al.: Nucl. Phys. 40B(1972)317
- A17) P. Slattery: Phys. Rev. Lett. 29(1972)1624  
: Phys. Rev. D7(1973)2073
- A18) R.P. Feynman: Phys. Rev. Lett. 23(1969)1415
- A19) E. Albinì et al.: Nucl. Phys. B84(1975)269
- A20) J. Allaby et al.: CERN Report No.70-12(1970)
- A21) F.W. Busser et al.: Phys. Lett. 46B(1973)471
- A22) W. Marciano and H. Pagels: Phys. Rep. 36(1978)137
- A23) E. Yen: Phys. Rev. D10(1974)836
- A24) J. Wdowczyk and A.W. Wolfendale: Nuovo Cimento 54A(1979)433  
: Proc. 16th ICRC, Kyoto, 6(1979)8
- A25) T. Kafka et al.: Phys. Rev. D16(1977)1261
- A26) W. Heisenberg: Z. Phys. 101(1936)533
- A27) H.W. Lewis et al.: Phys. Rev. 73(1948)127
- A28) E. Fermi: Progr. Phys. 5(1950)570
- A29) L.D. Landau: Izv. Akad. Nauk, SSSR, 17(1953)51



Titles of Tables

Table II - 1

ファカルタヤ観測所における空気シパワー検出器の特性

Table II - 2

Philips 社製光電子増倍管XP2040の主な特性

Table II - 3

各MUXユニットで粒子を検出してから加算回路にその信号が現われるまでの経過時間。Ni9 検出器についても示す。

Table II - 4

Biomation 社製 wave form recorder 8100 の主な特性

Table IV - 1

水本によるミニミュレ-シヨニモデルの概要。Aは原子質量数を示す。

Table IV - 2

McCombとTuverによるミニミュレ-シヨニモデルの概要

Table IV - 3

水本によるモデル計算 ( $E_0$ は一次宇宙線のエネルギー、 $\theta$ は入射天頂角)

Table IV - 4

陽子-原子核(A)反応における Target 効果<sup>405)</sup>

Table V-1

ミュ-オ<sub>2</sub>到着時間分布測定数,  $\bar{N}_e$  は各ビンにおける平均空気シャワーサイズ,  $E_0$  は各ビンに対応する一次宇宙線のエネルギー

Table V-2

Cシャワーに対する第一, 第二両ミ-ズンにおけるミュ-オ<sub>2</sub>到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値測定結果の比較

Table V-3

Core distance 遠方における観測ミュ-オ<sub>2</sub>粒子数平均値, 第一ミ-ズン, 第二ミ-ズンそれぞれについて示す。平均は対数平均値をとり( )内はその値と分散を示す。

Table V-4

Core distance 遠方におけるミュ-オ<sub>2</sub>到着時間分布測定結果と, 観測ミュ-オ<sub>2</sub>粒子数分布(表中  $N$  はその平均値)を考慮した時のモデル計算結果との比較。CシャワーについてはFWHM値のみの比較。表中単位は msec.

Table VI-1

明野観測所における空気シャワーフェルニコフ光到着時間分布波形の  $T_R$  値  $T_W$  値測定結果とモデル計算結果との比較。一致するものについては○印を示す。

## Captions of Figures

## Figure 1-1

一次宇宙線の積分エネルギースペクトラム。B(E), B(M) はそれぞれ  
 ヲカルタヤ観測所で測定された空気シャワー電子, ミューオンのサイズスペ  
 クトラムから得られたもの。<sup>101)</sup> HP は Haverah Park 観測所の結果。<sup>102)</sup> BY  
 は Sydney 大学カルフの結果。<sup>103)</sup> DY,<sup>104)</sup> E<sup>105)</sup> は Yakutsk 観測所の結果。

## Figure 1-2

到着時間分布測定による空気シャワーの縦方向の発達の観測法の原理図。

(A) 早い発達の空気シャワーの場合 (B) 遅い発達の空気シャワーの場合

## Figure 2-1

ヲカルタヤ宇宙線観測所空気シャワー検出装置配置図。■(I~XVI) は  
 Fast timing 検出器 (F-検出器), ●(1~20) 空気シャワー電子数測定装置 (N-  
 検出器), ●(1~8) 空気シャワー電子数測定装置 (M-検出器), ⊙  
 空気シャワーミューオン検出装置 (MU-検出器)

## Figure 2-2

空気シャワー検出装置ブロック図。図中 E, F はエミッターフォロア, M, M  
 はモノステイアブルマルチハイフレータである。

## Figure 2-3

検出器の時定数で測定ブロック図

## Figure 2-4

時定数で測定結果の一例 (F3 検出器)。各測定曲線毎に PHT 印加電圧 B<sub>0</sub>

PEK tube 印加電圧を変えている。

Figure 2-5

空気シャワー検出装置。(A)平面図。N19検出器はMU8検出器の直上ミールト層の上に位置する。(B)側面図。K1328 (MUKチャネル)はミューオン数検出用, XP2040 (MUXチャネル)はミューオン到着時間分布測定用。

Figure 2-6

XP2040用高電圧印加回路 (Type B')。AはAnode, SはDynode, GはFocusing electrode, ACCはAccelerating electrode, CはPhotocathodeである。

Figure 2-7

XP2040 (Type B') の利得直線性。各曲線毎に PMT 印加電圧 ( $V_H$ )、PEK tube 印加電圧 ( $V_P$ ) を変えている。

Figure 2-8

XP2040 における印加電圧と Transit time の相関。

Figure 2-9

N19 検出器 (XP2040) 用高電圧印加回路 (Type B)

Figure 2-10

N19 検出器 (Type B') の利得直線性。各曲線毎に PMT 印加電圧 ( $V_H$ )、PEK tube 印加電圧 ( $V_P$ ) を変えている。

Figure 2-11

到着時間分布測定用加算回路ブロック図。(A)第一ミーズン(1st Run)使用回路 (B)第二ミーズン使用回路

Figure 2-12

到着時間分布測定用加算回路。(A)第一ミーズン使用回路 (B)第二ミーズン使用回路。E, F は Emitter Follow

Figure 2-13

到着時間分布測定のためのトリガー回路のブロック図。E, F は Emitter Follow

Figure 2-14

到着時間分布測定結果を伴った空気シャワーサイズ分布。空気シャワー到来方向の  $\sec \theta$  は 1.0 から 1.2 のもの。図中  $\circ$  は Biomation 8100 出力カスケードアウトしたシャワーを示す。実線は N19 検出器に  $\alpha$  粒子入射する平均距離を示す。

Figure 2-15

加算回路入力波高値と出力波高値の直線性。(A)第一ミーズン使用加算回路 (B)第二ミーズン使用加算回路。実線は ADD I 回路入力、破線は ADD II 入力。

Figure 2-16

加算回路入力波高値に対する Biomation 8100 出力波高値の直線性 (A)第一ミーズン使用システム (B)第二ミーズン使用システム。ADD I 回路入力時の結果


Figure 2-17

三角波入力波形に対する加算回路, Biomation 8100出力波形応答特性. 横軸, 縦軸はそれぞれ入力波形(○), ADD回路出力波形(●), Biomation 8100出力波形(▲)の半値巾, 立ち上がり時間を示す。入力と各出力の関係は直線で結合されている。

Figure 2-18

加算回路入力波形, それぞれに対応する Biomation 8100 出力波形の半値巾の相関を示す。図中, 実線は  $(T_{w_{OUT}})^2 = (T_{w_{IN}})^2 + 27^2$

Figure 2-19

ミニクルミューオンに対する Biomation 8100 出力平均波形測定ブロック図

(A) 第二ミーズ使用システムに対して, 測定ブロック図, SCAはミニクルミューアナライザ。

(B) ADD I 回路入力時の MUX 8 LOG OUT 分布と Biomation 記録波形のピークカウンタ分布の相関, 実線のワケは両者のピークの範囲を示す。

(C) ADD II 回路入力時, 他は(B)と同じ。

(D) Biomation 8100出力における ADD I 入力のミニクルミューオン平均波形

(E) Biomation 8100出力における ADD II 入力のミニクルミューオン平均波形

(F) 第一ミーズ使用システムに対しての測定ブロック図と Biomation 8100出力におけるミニクルミューオン平均波形

Figure 2-20

到着時間分布測定トリガー回路内の N19 に対する ディスクリミネータ回路の入力波高に対する ディスクリ出力の遅延時間特性。

## Figure 2-21

(A) Biomatron 8100出力におけるミュオン、電子の到着時間分布波形が立上るチャネル測定ブロック図(第一モード使用システム)

(B), (C) 測定結果, ADD出力, N19出力両波形の立上りチャネルの相関

## Figure 2-22

(A) Fig. 2-21の(A)と同じ(第二モード使用システム)

(B) ADD I出力, N19出力両波形の立上りチャネルの相関

(C) ADD II出力, N19出力両波形の立上りチャネルの相関

## Figure 2-23

Fig. 2-22 (A), (B), (C)と同じ。但し実際の入射粒子を検出して測定を行う。

## Figure 3-1

空気シャワー到来方向測定回路ブロック図。E.F.はエミッタフォロア, M.H.はモノステイファルマルチバイアラータ, V→TはVoltage to time コンバータである。

## Figure 3-2

Biomatron 8100記録波形のLP出力。左上図は現象番号, 現象時間を出力される。左上図はADD I出力波形, 左下図はADD II出力波形, 右上図はN19出力波形, 右下図は計算機で加算したADD I, ADD II出力波形の和をそれぞれ示す。

## Figure 3-3

ミュオン数に対するBiomatron出力波形面積(オフセットレベル以上のカウント総数)の相関。(A)第一モード使用システム (B)第二モード使用シ

ステム

Figure 3-4

ハーストイグニト例。それぞれ上図は ADD I 出力波形，下図は ADD II 出力波形を示す。

(A)  $N_e \sim 5.7 \times 10^7$ ,  $\sec \theta = 1.19$ , core distance  $\sim 118$  m

ミュオン数出力, MUK(4)  $\sim 4.6$ , (5)  $\sim 1.8$ , (6)  $\sim 28.6$ , (7)  $\sim 4.8$ , (9)  $\sim 3.3$

MUK(8)  $\sim 5.7$ , (10)  $\sim 9.4$ , (11)  $\sim 2.9$ , (12)  $\sim 3.9$

(B)  $N_e \sim 5.9 \times 10^7$ ,  $\sec \theta = 1.19$ , core distance  $\sim 113$  m

ミュオン数出力, MUK(4)  $\sim 9.8$ , (5)  $\sim 7.6$ , (6)  $\sim 9.7$ , (7)  $\sim 137.3$ , (9)  $\sim 9.6$

MUK(8)  $\sim 5.7$ , (10)  $\sim 8.4$ , (11)  $\sim 23.3$ , (12)  $\sim 12.0$

(C)  $N_e \sim 1.5 \times 10^8$ ,  $\sec \theta = 1.17$ , core distance  $\sim 83.7$  m

ミュオン数出力, MUK(4)  $\sim 12.2$ , (5)  $\sim 6.2$ , (6)  $\sim 8.8$ , (7)  $\sim 28.8$ , (9)  $\sim 6.0$

MUK(8)  $\sim 6.4$ , (10)  $\sim 16.5$ , (11)  $\sim 17.0$ , (12)  $\sim 17.4$

Figure 4-1

一次宇宙線のエネルギーが  $10^{17}$  eV のときの空気シャワー中のミュオン数の到着時間分布の種々のモデル計算結果。大気の深さ  $550 \text{ g/cm}^2$  における結果。

(A) 水本による計算結果。各モデルについては表 IV-1 参照。モデル A から D は  $\sec \theta = 1.0$ , モデル E から H は  $\sec \theta = 1.1$  のものである。

(B) McComb と Turver による計算結果。各モデルについては表 IV-2 参照。一次宇宙線の核組成は陽子。

(C) (B) と同じ。一次宇宙線の核組成は鉄原子核。

Figure 4-2

等傾度法による空気シャワー中の電子の縦方向の発達。⊖: チャカルタヤ観測所における筆者達による観測結果, ⊕: 明野観測所における観測結果

Figure 4-3

大気の深さ  $550 \text{ g/cm}^2$  における空気チャワ-サイズと、その一次宇宙線のエネルギーとの相関。各実線に対する添字は  $\sec \theta$  値を示す。

Figure 4-4

各モデル計算における一次宇宙線のエネルギーとミューオン到着時間分布波形の Rise time と FWHM との相関

(A) モデル H, core distance  $\sim 150 \text{ m}$ , ;  $\sec \theta = 1.1$ , ;  $\sec \theta = 1.3$ , ;  $\sec \theta = 1.5$ , ;  $\sec \theta = 1.7$ ,

(B) モデル H, core distance  $\sim 250 \text{ m}$ , 他は (A) と同じ

(C) モデル F,  $\sec \theta = 1.10$ , ; core distance (R)  $\sim 325 \text{ m}$ , ;  $R \sim 275 \text{ m}$ , ;  $R \sim 225 \text{ m}$ , ;  $R \sim 175 \text{ m}$ ,

(D) モデル C,  $\sec \theta = 1.10$ , 他は (C) と同じ, 但し ;  $R \sim 125 \text{ m}$

Figure 5-1

C チャワ-,  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$  におけるミューオン到着時間分布波形の Rise time 測定結果

Figure 5-2

C チャワ-,  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$  におけるミューオン到着時間分布波形の FWHM 測定結果

Figure 5-3

B チャワ- に対するミューオン到着時間分布波形の Rise time, FWHM 測定結果と種々のモデル計算結果との比較。

(A) 木本によるモデル計算結果との比較。測定結果は  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$ 。

(B) McComb と Turner によるモデル計算結果との比較。一次宇宙線の核組成は

陽子

(C) (b) と同じ, 一次宇宙線の核組成は鉄原子核

(D) エネルギー計算結果との比較. 測定結果は  $\bar{E}$ ;  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$ ,  $\bar{E}$ ;  $\sec \theta = 1.2 \sim 1.4$

$\bar{E}$ ;  $\sec \theta = 1.4 \sim 1.6$ ,  $\bar{E}$ ;  $\sec \theta = 1.6 \sim 1.8$ . 一方計算結果は  $\text{---}$ ;  $\sec \theta =$

$1.1 (E_0 = 1.1 \times 10^{17} \text{eV})$ ,  $\text{---}$ ;  $\sec \theta = 1.3 (E_0 = 1.1 \times 10^{17} \text{eV})$ ,  $\text{---}$ ;  $\sec \theta =$

$1.5 (E_0 = 1.4 \times 10^{17} \text{eV})$ ,  $\text{---}$ ;  $\sec \theta = 1.7 (E_0 = 2.0 \times 10^{17} \text{eV})$

Figure 5-4

C シャワー- $\kappa$  に対するミュ-オン到着時間分布測定結果とエネルギー計算結果との比較.

(A) エネルギー計算結果との比較. 記号は Fig. 5-3 (D) と同じ. 各計算結果に対する一次宇宙線のエネルギーは  $3.4 \times 10^{17} \text{eV} (\sec \theta = 1.1)$ ,  $3.4 \times 10^{17} \text{eV} (\sec \theta = 1.3)$ ,  $4.0 \times 10^{17} \text{eV} (\sec \theta = 1.5)$ ,  $5.3 \times 10^{17} \text{eV} (\sec \theta = 1.7)$  である.

(B)  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$   $\kappa$  に対する測定結果とエネルギー C, F ( $E_0 = 3.4 \times 10^{17} \text{eV}$ ,  $\sec \theta = 1.10$ ) 計算結果との比較.  $\text{---}$ ; エネルギー F,  $\text{---}$ ; エネルギー C

Figure 5-5

D シャワー- $\kappa$  に対するミュ-オン到着時間分布測定結果とエネルギー計算結果との比較.

(A) エネルギー計算結果との比較. 記号は Fig. 5-3 (D) と同じ. 各計算結果に対する一次宇宙線のエネルギーは  $1.0 \times 10^{18} \text{eV} (\sec \theta = 1.1)$ ,  $9.0 \times 10^{17} \text{eV} (\sec \theta = 1.3)$ ,  $1.2 \times 10^{18} \text{eV} (\sec \theta = 1.5)$ ,  $1.7 \times 10^{18} \text{eV} (\sec \theta = 1.7)$  である.

(B)  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$   $\kappa$  に対する測定結果とエネルギー C, F ( $E_0 = 1.0 \times 10^{18} \text{eV}$ ,  $\sec \theta = 1.1$ ) 計算結果との比較. 記号は Fig. 5-4 (D) と同じ.

Figure 5-6

E シャワー- $\kappa$  以上に対するミュ-オン到着時間分布波形の  $T_R$  値 ( $\bullet$ ),  $T_W$  値 ( $\circ$ )


○) 測定結果とモデルH(——), モデルF(----)計算結果との比較.

(A) E ≧ 7- , sec θ = 1.0 ~ 1.2 , 計算は E<sub>0</sub> = 4.0 × 10<sup>18</sup> eV , sec θ = 1.1

(B) E ≧ 7- , sec θ = 1.2 ~ 1.4 , 計算は E<sub>0</sub> = 3.6 × 10<sup>18</sup> eV , sec θ = 1.3

(C) E ≧ 7- , sec θ = 1.4 ~ 1.6 , 計算は E<sub>0</sub> = 4.4 × 10<sup>18</sup> eV , sec θ = 1.5

(D) E ≧ 7- , sec θ = 1.6 ~ 1.8 , 計算は E<sub>0</sub> = 6.6 × 10<sup>18</sup> eV , sec θ = 1.7

(E) F ≧ 7- 以上 , sec θ = 1.0 ~ 1.8 , 計算は E<sub>0</sub> = 1.1 × 10<sup>19</sup> eV , sec θ = 1.3

Figure 5-7

ミュ-オン到着時間分布平均波形(○)とモデル計算結果(——: モデルH, ----; モデルC, .....; モデルE, それぞれ E<sub>0</sub> = 10<sup>17</sup> eV, sec θ = 1.1)との比較

(A) 測定結果は B ≧ 7- , sec θ = 1.0 ~ 1.2 , core distance R = 150 ~ 200 m .

計算は R ~ 175 m

(B) 測定結果は C ≧ 7- , sec θ = 1.0 ~ 1.2 , core distance R = 250 ~ 300 m

計算は R ~ 275 m

Figure 5-8

(A) 一次宇宙線のエネルギーKに対する多重発生π中間子崩壊のミュ-オンサイズ N<sub>μ</sub>(>E<sub>μ</sub>)<sub>NOR</sub> と Photo produced π中間子崩壊のミュ-オンサイズ N<sub>μ</sub>(>E<sub>μ</sub>)<sub>PHOTO</sub> の比. ミュ-オンの threshold energy は —— K に対して 600 MeV, ---- K に対して 1 GeV である. また ▲ は "Landau E<sup>1/4</sup>" モデル, ○ は "Landau E<sup>1/2</sup>" モデル計算結果

(B) core distance K に対する多重発生π中間子崩壊のミュ-オン密度 ρ<sub>μ</sub>(>E<sub>μ</sub>)<sub>NOR</sub> と Photo produced π中間子崩壊のミュ-オン密度 ρ<sub>μ</sub>(>E<sub>μ</sub>)<sub>PHOTO</sub> の比. E<sub>μ</sub> は 560 MeV, —— は "Landau E<sup>1/2</sup>" モデル, ---- は "Landau E<sup>1/4</sup>" モデル.

左図は一次宇宙線のエネルギー - 10<sup>17</sup> eV, 右図は 10<sup>18</sup> eV.

(C) シャワ-フロントからの多重発生π中間子崩壊ミュ-オン(----)と


Photoproduced  $\pi$  中間子崩壊ミュオン ( ) の平均遅延時間、計算は "Landau  $E^{1/2}$ " モデル、左図は一次宇宙線のエネルギー  $10^{16}$  eV、右図は  $10^{17}$  eV.

Figure 5-9

観測される粒子数に対する到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値依存性. 一次宇宙線のエネルギーが  $10^{16}$  eV,  $\sec \theta = 1.1$  のモデル H による到着時間分布波形から、 $\pi$  粒子をシミュレートする。  $\uparrow$ ;  $R \sim 275$  m の計算結果 (incident pulse shape は  $(T_R)_{IN} = 23.7$  msec,  $(T_W)_{IN} = 54.0$  nsec),  $\uparrow$ ;  $R \sim 325$  m の計算結果 ( $(T_R)_{IN} = 26.7$  msec,  $(T_W)_{IN} = 63.0$  nsec),  $\uparrow$ ;  $R \sim 375$  m の計算結果 ( $(T_R)_{IN} = 27.9$  msec,  $(T_W)_{IN} = 73.6$  nsec)

Figure 5-10

観測された粒子数分布を考慮した時のモデル計算による到着時間分布波形の  $T_R$  値,  $T_W$  値分布.

(A) モデル E, 一次宇宙線のエネルギー  $10^{16}$  eV,  $\sec \theta = 1.10$ ,  $R = 275$  m.  $(T_R)_{IN} = 28.4$  nsec,  $(T_W)_{IN} = 73.8$  nsec であり図中 --- の位置。粒子数分布の平均値 18 ( ) , 39 ( ) に対する  $T_R$  値,  $T_W$  値分布。それぞれの中央値の位置を --- ( $T_R = 27.8 \pm 1.8$  nsec,  $T_W = 61.7 \pm 2.5$  nsec), --- ( $T_R = 27.9 \pm 0.9$  nsec,  $T_W = 62.1 \pm 2.2$  nsec) で示す。

(B) モデル H, 一次宇宙線のエネルギー  $10^{17}$  eV,  $\sec \theta = 1.10$ ,  $R = 275$  m.  $(T_R)_{IN} = 23.7$  nsec,  $(T_W)_{IN} = 54.0$  nsec であり図中 --- の位置。記号は (A) 図と同じ。それぞれ中央値は --- に対して  $T_R = 23.2 \pm 0.7$  msec,  $T_W = 50.4 \pm 3.2$  nsec, --- に対して  $T_R = 23.3 \pm 0.5$  msec,  $T_W = 54.7 \pm 1.5$  nsec である。

Figure 6-1

一次宇宙線のエネルギー  $10^{17} \text{ eV}$ ,  $\sec \theta = 1.0$ , モデル A (---), モデル C (---), モデル E (---) のときの core distance  $R$  で観測される  $1 \text{ GeV}$  以上のミューオン平均生成高度 (チャカルタヤ観測所高度を  $0 \text{ km}$  とする)

Figure 6-2

(A) 等頻度法による空気シヤワー中のミューオンの縦方向の発達の測定結果とモデル E (.....), G (---), H (---) 計算結果との比較。

測定結果は  $\bar{\Phi} (E_{\mu} \geq 1 \times \sec \theta \text{ GeV at atmospheric depth } 550 \text{ g/cm}^2 \times \sec \theta, \text{ チャカルタヤ観測所})$ ,  $\bar{\Phi} (E_{\mu} \geq 1 \text{ GeV} \times \sec \theta \text{ at atmospheric depth } 930 \text{ g/cm}^2 \times \sec \theta, \text{ 明野観測所})$ 。モデル計算結果は細い線に対して  $E_{\mu} \geq 1.1 \text{ GeV}$  太い線に対して  $E_{\mu} \geq 1 \text{ GeV} \times \sec \theta$  (at atmospheric depth  $550 \text{ g/cm}^2 \times \sec \theta$ ,  $930 \text{ g/cm}^2 \times \sec \theta$ ) である。○○○はモデル E で K 中微子生成を考慮。

(B) 等頻度法による空気シヤワー中のミューオンの縦方向の発達の測定結果との比較。  $\bar{\Phi}$ ; チャカルタヤ観測所 ( $E_{\mu} \geq 600 \text{ MeV} \times \sec \theta$ ),  $\bar{\Phi}$ ; 明野観測所 ( $E_{\mu} \geq 1 \text{ GeV} \times \sec \theta$ )

Figure 6-3

明野観測所におけるミューオン到着時間分布測定結果とモデル B (---), C' (---, モデル C で  $\sigma_{\text{pp}}$  を用いる), F (---), H (---) 計算結果との比較。測定結果は  $N_e: 10^{7.5} \sim 10^{8.0}$ ,  $\sec \theta \leq 1.2$ , 計算結果は一次宇宙線のエネルギー  $10^{17} \text{ eV}$ ,  $\sec \theta = 1.1$  のときのもの。

Figure 6-4

Haverah Park 観測所におけるミューオン到着時間分布測定結果とモデル M1 (---), M2 (---), M3 (.....), M4 (---), M5 (---)

—) による計算結果との比較。測定結果は  $E_{\mu} \geq 489 \text{ MeV}$ ,  $\theta \leq 25^\circ$  のもの (——)。計算は一次宇宙線のエネルギー  $10^{17} \text{ eV}$ ,  $\sec \theta = 1.0$ 。

(A) 計算における一次宇宙線の核組成は陽子

(B) 核組成は鉄原子核。

Figure 6-5

Haverah Park 観測所におけるミュオン core angle 測定結果 (Ⅱ,  $E_{\mu} \geq 800 \text{ MeV}$ ,  $\theta \leq 25^\circ$ )、モデル計算結果 (記号は Fig. 6-4 に同じ) との比較。

(A) 計算における一次宇宙線の核組成は陽子

(B) 核組成は鉄原子核

Figure 6-6

Haverah Park 観測所におけるミュオン core angle spread 測定結果 (Ⅲ,  $E_{\mu} \geq 800 \text{ MeV}$ ,  $\theta \leq 25^\circ$ ) とモデル計算結果 (記号は Fig. 6-4 に同じ) との比較。

(A) 計算における一次宇宙線の核組成は陽子

(B) 核組成は鉄原子核

Figure 6-7

等傾度法による空気シャワー電子の縦方向の発達測定結果 (Ⅳ; ファカルタヤ観測所, Ⅴ; 明野観測所) とモデル H (——), G (---), M T5(Fe) (—) 計算結果との比較

Figure 6-8

電子の縦方向の発達の測定結果 (記号は Fig. 6-7 に同じ) と原による E<sup>4</sup> モデル (——), E<sup>4</sup> モデル (---), Ouldridge と Hillas によるステーリオンモデル (……) 計算結果との比較。

Figure 6-9

明野観測所における空気シヤワー-テェレニコフ光の到着時間分布測定結果  
 とモデルH(——), 原E<sup>2</sup>モデル(---), モデルMTS(Fe)(-.-.-),  
 原E<sup>1/2</sup>モデル(.....)計算結果との比較. 測定結果は  $\sec \theta \leq 1.2$ , 計算  
 結果は  $\sec \theta = 1.10$ .

(A) Ne:  $10^{5.5} \sim 10^{6.0}$ , FWHM(○)測定結果

(B) Ne:  $10^{6.0} \sim 10^{6.5}$ , FWHM(○)測定結果

(C) Ne:  $10^{6.5} \sim 10^{7.0}$ , Rise time(⊖), FWHM(⊖)測定結果

(D) Ne:  $10^{7.0} \sim 10^{7.5}$ , Rise time(⊖), FWHM(⊖)測定結果

(E) Ne:  $10^{7.5} \sim 10^{8.0}$ , FWHM(⊖)測定結果.

Figure 6-10

等頻度法による電子の縦方向の発達の測定結果(⊖; チャカルタヤ観測所,  
 ⊖; 明野観測所, ⊖; Tien Shan 観測所)とモデルH(——), モデル  
 MTS(Fe)(---)計算結果との比較

Figure 6-11

チャカルタヤ観測所における空気シヤワー-テェレニコフ光到着時間分布測  
 定結果(⊖; FWHM, ⊖; Rise time)とモデル計算結果(記号はFig. 6-9と  
 同し)との比較

(A) Ne:  $10^{7.0} \sim 10^{7.5}$

(B) Ne:  $10^{7.5} \sim 10^{8.0}$

Figure 6-12

チャカルタヤ観測所における空気シヤワー-電子の到着時間分布測定結果(  
 Cシヤワー, ⊖;  $\sec \theta = 1.0 \sim 1.2$ , ⊖;  $\sec \theta = 1.2 \sim 1.4$ , ⊖;  $\sec \theta = 1.4 \sim 1.6$ )と  
 Lapikensによるモデル計算結果との比較.

Figure 6-13

一次宇宙線のエネルギー  $K$  に対する空気シャワー最大発達の大気の深さ。  
 空気シャワーフェルニコフ光の到着時間分布測定 (⊖; 明野観測所, ⊕; Moscow 大学クルーゾ, ⊙; Moscow 大学クルーゾ (サマルカント), ⊚; Adelaide 大学クルーゾ, ⊛; Durham 大学クルーゾ), チャカルタP観測所  
 $K$  における等類度法 (□) B. Antonov et al.  $K$  による直接測定 (⊖; Linsley  
 と Watson  $K$  による再検討結果<sup>622</sup>)  $K$  による結果を示す。またモデル MT1(P) (—  
 —), MT1(Fe) (---), MT5(P) (-...-), MT5(Fe) (—•—),  
 モデル H (—•—) 計算結果を示す。

Figure 6-14

空気シャワーの縦方向の発達の成分モデル。大気の深さ  $\sim 400 \text{ g/cm}^2$  ま  
 ではモデル H, それより深い所はモデル MT5(Fe) 計算結果を示す。図中  
 (-...-) は大気の深さ  $400 \text{ g/cm}^2$  より深い所におけるモデル MT5(Fe) とモ  
 デル H (---) 両計算結果の差を示す (A-curve)

Figure 6-15

ミューオン到着時間分布波形に見られる時間的=重構造波形の例。  
 (A)  $N_e: 3.3 \times 10^7$ ,  $\sec \theta = 1.13$ , Core distance  $R = 108.5 \text{ m}$   
 ミューオン粒子数  $MUK(4) = 4.7$ , (5) = 10.3, (6) = 3.3, (7) = 25.6  
 (8) = 5.1, (9) = 7.6, (10) = 9.4, (11) = 4.9, (12) = 5.7  
 (B)  $N_e: 9.8 \times 10^7$ ,  $\sec \theta = 1.08$ ,  $R = 127.5 \text{ m}$   
 ミューオン粒子数  $MUK(4) = 12.2$ , (5) = 15.4, (6) = 19.3, (7) = 22.7  
 (8) = 20.4, (9) = 17.4, (10) = 11.8, (11) = 5.5, (12) = 5.0  
 (C)  $N_e: 1.8 \times 10^7$ ,  $\sec \theta = 1.12$ ,  $R = 87.8 \text{ m}$   
 ミューオン粒子数  $MUK(4) = 32.5$ , (5) = 34.7, (6) = 4.8, (7) = 5.4  
 (8) = 7.2, (9) = 2.3, (10) = 3.6, (11) = 6.8, (12) = 0

## Figure A-1

加速器実験による陽子-陽子反応の全断面積.

⊖; Foley et al.<sup>A02)</sup>, ⊖; Belletini et al.<sup>A03)</sup>, ○; Carroll et al.<sup>A04)</sup>,

⊖; CERN-Rome<sup>A05)</sup>, Amaldi et al.<sup>A06)</sup>, ⊖; Carboni et al.<sup>A07)</sup>

## Figure A-2

陽子-陽子反応における二次荷電粒子の平均多重度  $\langle n_{ch} \rangle$

⊖; Albini et al.<sup>A09)</sup>, ⊖; Arpgård et al. (陽子-反陽子反応)<sup>A10)</sup>

実線は  $\langle n_{ch} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln s' + 0.118 \ln^2 s' \quad s' \text{ in GeV}^2$

破線は  $\langle n_{ch} \rangle = 2.47 + 0.030 \cdot \exp [1.97 \sqrt{\ln(s/\Lambda^2)}]$

## Figure A-3

$e^+e^-$  反応における二次荷電粒子の平均多重度<sup>A12)</sup>

## Figure A-4

各二次粒子毎の平均多重度のエネルギー依存性<sup>A15)</sup>

## Figure A-5

Topological cross section<sup>A01)</sup>

## Figure A-6

荷電 = 二次粒子多重度分布 (CERN-ISR) と KNOスケーリング規則<sup>A11)</sup>

## Figure A-7

$e^+e^-$  反応における荷電 = 二次粒子多重度分布 (DESY)<sup>A13)</sup> と陽子-陽子反  
応 (——), 陽子-反陽子反応 (---), Q.C.D.理論 (---) との

比較.

Figure A-8

陽子-陽子反応における各二次粒子の平均  $P_T$  <sup>A19)</sup>

Figure A-9

陽子-陽子反応における荷電二次粒子の  $P_T$  分布 <sup>A15)</sup>. 真線は  $\sqrt{s} = 6.8 \text{ GeV}$  の測定結果 <sup>A20)</sup>

Figure A-10

陽子-陽子反応における  $\pi^0$  中間子の高  $P_T$  領域における  $P_T$  分布 <sup>A21)</sup>

Figure A-11

多重発生二次粒子分布における central region の plato のエネルギー-依存性 <sup>A10)</sup> と Feynman スケーリングの破れ

Figure A-12

陽子-陽子反応における生成二次粒子のラビティティ分布 <sup>A01)</sup>

Figure A-13

陽子-陽子反応における非弾性陽子のスロクトラム <sup>A01)</sup>

Figure A-14

空気シャワーシミュレーションで用いられる多重度モデルと加速器実験結果の外挿との比較.

---; enhanced  $E^{1/2}$  モデル, -o-o-;  $E^{1/2}$  モデル

-o-o-;  $E^{1/4}$  モデル

—; スケーリングモデル ( $\langle n_{ch} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln s + 0.118 \ln^2 s$ )

.....; CERN 測定結果 ( $\langle n_{ch} \rangle = 2.47 + 0.030 \cdot \exp [1.97 (\ln (s/\Lambda^2))^{1/2}]$ )  $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$

TABLE II-1 CHARACTERISTICS OF DETECTOR

detector	Number of detectors	area of scintillator	thickness of scintillator	photomultiplier
F <sub>1</sub> (fast-timing)	12 (I~XII)	0.87m <sup>2</sup>	9.6cm	RCA6810A (2")
F <sub>2</sub> (fast-timing)	4 (XIII~XI)	1.00m <sup>2</sup>	10.0cm	RCA6342A (2")
N	20 (1~20)	0.83m <sup>2</sup>	7.5cm	DuMont6364 (5") or RCA8055A (5")
n'	8 (1'~8')	1/16m <sup>2</sup>	2.0cm	RCA8055A (5")
MU	15	4.00m <sup>2</sup>	5.0cm	DuMontK1328 (16")

TABLE II-2 THE CHARACTERISTICS OF XP2040

Window

Glass:	Ultraviolet transmitting (type Schott 8337 or equivalent)
Shape	concave-convex
Radius of curvature	183±5 mm
Refractive index at 550nm	1,48

Photocathode

Semi-transparent, head on	
Useful diameter	> 110 mm
Spectral sensitivity characteristic	S11(type A) extended ultraviolet
Material	Sb-Cs
Maximum spectral sensitivity at $\lambda$	420±30 nm
Luminous sensitivity $N_k$	typ. 70 $\mu$ A/lm
Spectral sensitivity at 437±5 nm $N_{kr}$	$\approx$ 70 mA/W

Multiplier system

Number of stages	14
Dynode structure	linear focused
Dynode material	Ag-Mg
Capacitances	
Grid no.1 to K:g2:acc:S1	Dg1/k.g2,acc,S1 $\approx$ 70 pF
Anode to final dynode	Ca/S14 $\approx$ 5 pF
Anode to all	Ca $\approx$ 7 pF

Typical characteristics

(with voltage divider B'(B))

Gain at $V_p=2500V(2800V)$	$G=5 \times 10^7 (1 \times 10^7)$
Anode pulse rise time	2n sec (2.1 n sec)
Anode pulse width at half maximum	3n sec (3 n sec)
Anode current linearity within 2%	80mA (280mA)

TABLE II-3

No.	HV (v)	Transit Time (ns)	Cable Length (m)	Cable Delay (ns)	Total Delay (ns)
MUX 4	2.370	45.6	26.80	103	148.6
5	2.700	43.5	27.00	104	147.5
6	2.320	45.9	26.60	102.5	148.4
7	2.590	44.1	26.85	103.5	147.6
8	2.380	45.5	26.75	102.5	148.0
9	2.335	45.9	26.45	102.5	148.4
10	2.375	45.6	26.55	102.5	148.1
11	2.460	44.9	26.60	102.5	147.4
12	2.560	44.3	26.95	103.5	147.8
N 19	2.600	39.0		121	160.0

TABLE II-4 SPECIFICATIONS OF BIOMATION 8100

Input	
Sensitibility	±50mV-±5V
Impedance	50Ω
Bandwidth	DC~25MHz
Coupling	AC-DC
Gain stability	<3% over 24 hours
AD converter	
Resolution	8 bits (1 part in 256)
Aperture time	<2 ns
Bit rate	800 Mbits/sec
Time base and Memory	
Sample interval	10 ns to 10 sec
Memory length	2048 data words
Time base	100 MHz
Data recording	
Mode of operation	Normal, Pretrigger
Outputs	Plot, Digital
Trigger	
Coupling	DC-AC 25V full peak for 50Ω input
Delay	0~999 sampling interval
Delay stability	±1 sampling interval

TABLE IV-1 SIMULATION MODEL BY MIZUMOTO

Model	Primary particle	Multiplicity law	Cross section ( $\sigma$ )	Inelasticity	First Interaction depth ( $\text{gcm}^{-2}$ )
A	proton	$\ln E$	const	$\eta_p, \eta_\pi: (0,1)$	80
B	proton	$\ln E$	YPT	$\eta_p, \eta_\pi: (0,1)$	40
C	proton	$E^{1/4}$	const	$\eta_p, \eta_\pi: (0,1)$	80
D	proton	$E^{1/2}$	const	$\eta_p, \eta_\pi: (0,1)$	80
E	proton	$E^{1/2}$	const	$\eta_p = (0,1), \eta_\pi = 1.0$	40
F	proton	$E^{1/2}$	YPT	$\eta_p = \eta_\pi = 1.0$	40
G	A=20	$E^{1/2}$	YPT	$\eta_p = \eta_\pi = 1.0$	25,40
H	proton	enhanced $E^{1/2}$	YPT	$\eta_p = \eta_\pi = 1.0$	40

TABLE IV-2 SIMULATION MODEL BY McComb AND Turver

MODEL	MULTIPLICITY LAW IN CENTRAL REGION	CROSS SECTION
MT1	$\ln E$	const
MT2	$E^{1/4}$	const
MT3	$\ln E$	rising
MT4	$E^{1/3}$	const
MT5	$E^{1/3}$	rising

TABLE IV-3

MODEL	LOG E <sub>0</sub> (eV)	SECθ
A	17	1.0
B	17	1.0
C	15	1.1
	16	1.1
	17	1.0, 1.1
D	17	1.0
E	17	1.1
F	17	1.1, 1.3, 1.5, 1.7
G	17	1.1
H	15	1.1, 1.3, 1.5, 1.7
	17	1.1, 1.3, 1.5, 1.7
	18	1.1

TABLE IV-4 Average multiplicity in the forward hemisphere  $\langle n_F \rangle$  and in the backward hemisphere  $\langle n_B \rangle$

React.	$\langle n_F \rangle$	$\langle n_B \rangle$
pp	4.00±0.04	3.68±0.04
$\bar{p}p$	3.97±0.06	3.56±0.06
pAr	5.37±0.15	8.16±0.33
$\bar{p}Ar$	5.45±0.12	8.97±0.29
pXe	5.75±0.09	11.75±0.28
$\bar{p}Xe$	6.19±0.10	12.75±0.33

TABLE V-I The number of analysed events

SIZE(Ne)	sec $\theta$	CORE DISTANCE (m)						Ne	E <sub>0</sub> (ev)
		100-150	150-200	200-250	250-300	300-350	350-400		
$10^{7.5} \sim 10^{8.0}$ B - Shower	1.0-1.2	37	36	23				$(5.53 \pm 0.22) \times 10^7$	$1.1 \times 10^{17}$
	1.2-1.4	54	42	32				$(6.06 \pm 0.20) \times 10^7$	$1.1 \times 10^{17}$
	1.4-1.6	32	40	36				$(5.65 \pm 0.20) \times 10^7$	$1.4 \times 10^{17}$
	1.6-1.8	18	9	11				$(5.27 \pm 0.35) \times 10^7$	$2.0 \times 10^{17}$
$10^{8.0} \sim 10^{8.5}$ C - Shower	1.0-1.2	16	72	81	47	36		$(1.76 \pm 0.27) \times 10^8$	$3.4 \times 10^{17}$
	1.2-1.4	16	52	60	33	35		$(1.70 \pm 0.26) \times 10^8$	$3.4 \times 10^{17}$
	1.4-1.6	11	33	33	31	28		$(1.73 \pm 0.28) \times 10^8$	$4.0 \times 10^{17}$
	1.6-1.8	8	16	21	13	10		$(1.54 \pm 0.19) \times 10^8$	$5.3 \times 10^{17}$
$10^{8.5} \sim 10^{9.0}$ D - Shower	1.0-1.2		6	16	20	13	15	$(5.09 \pm 0.21) \times 10^8$	$1.0 \times 10^{18}$
	1.2-1.4		11	7	25	14	7	$(4.71 \pm 0.21) \times 10^8$	$9.0 \times 10^{17}$
	1.4-1.6		8	18	5	10	4	$(5.36 \pm 0.34) \times 10^8$	$1.2 \times 10^{18}$
	1.6-1.8		0	3	7	6	4	$(5.33 \pm 0.35) \times 10^8$	$1.7 \times 10^{18}$
$> 10^{9.0}$	1.0-1.8		1	7	16	9	14		

TABLE V-2 Comparison of rise time and FWHM of C-showers in both runs

sec $\theta$	Run	CORE DISTANCE (m)								
		150-200	200-250	250-300	300-350					
1.0-1.2	T <sub>R</sub>	1st Run	19.0	+1.0	21.5	+1.0	21.0	+4.5	23.0	+2.5
		2nd Run	19.6	+0.9	22.0	+1.5	20.0	+4.0	25.5	+7.5
	T <sub>W</sub>	1st Run	51.0	+2.0	53.0	+4.5	63.0	+6.0	56.0	+12.0
		2nd Run	53.0	+3.0	61.0	+3.0	53.0	+9.0	64.5	+6.5
1.2-1.4	T <sub>R</sub>	1st Run	18.5	+1.0	18.5	+1.5	20.0	+5.0	23.0	+5.5
		2nd Run	21.0	+1.5	21.0	+1.0	21.0	+4.5	26.0	+4.0
	T <sub>W</sub>	1st Run	48.0	+3.0	52.0	+4.0	56.0	+4.5	55.0	+7.5
		2nd Run	47.0	+2.5	54.5	+3.0	59.0	+9.0	60.0	+4.5
1.4-1.6	T <sub>R</sub>	1st Run	18.5	+1.0	20.0	+0.5	17.0	+2.0	24.5	+13.0
		2nd Run	19.0	+2.0	20.0	+1.5	16.0	+7.0	21.0	+9.0
	T <sub>W</sub>	1st Run	45.0	+1.5	44.0	+12.5	57.0	+5.0	50.0	+9.0
		2nd Run	47.0	+1.5	52.0	+3.5	54.0	+3.5	57.0	+5.5
1.6-1.8	T <sub>R</sub>	1st Run	18.5	+1.0	18.0	+1.5	19.0	+3.0	26.0	+11.0
		2nd Run	19.0	+1.0	17.0	+2.5	23.0	+2.5	29.0	+9.5
	T <sub>W</sub>	1st Run	51.0	+3.5	45.0	+6.0	52.0	+8.0	62.0	+9.5
		2nd Run	42.0	+3.0	42.0	+3.0	52.0	+8.0	40.5	+1.5



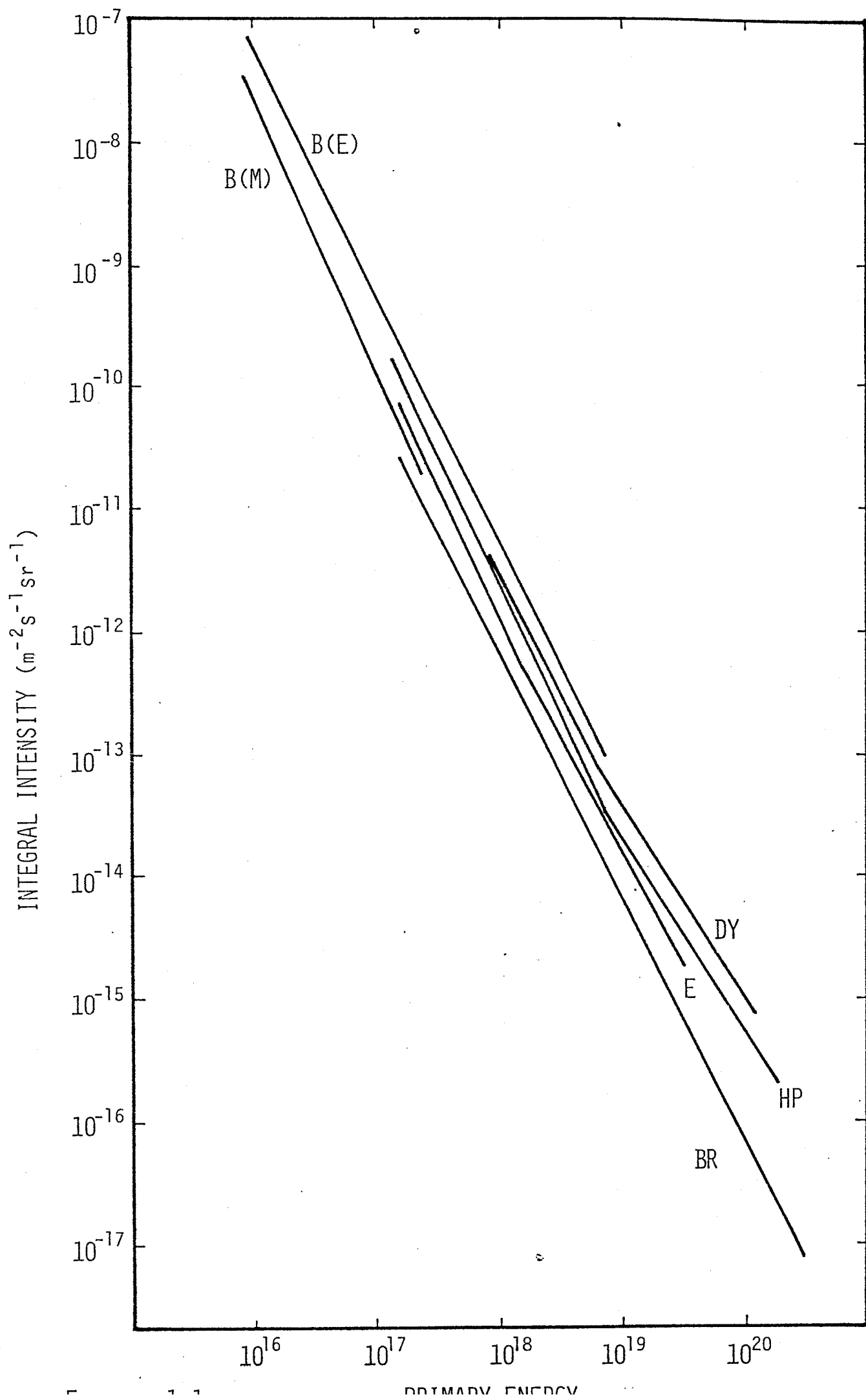
TABLE V-4

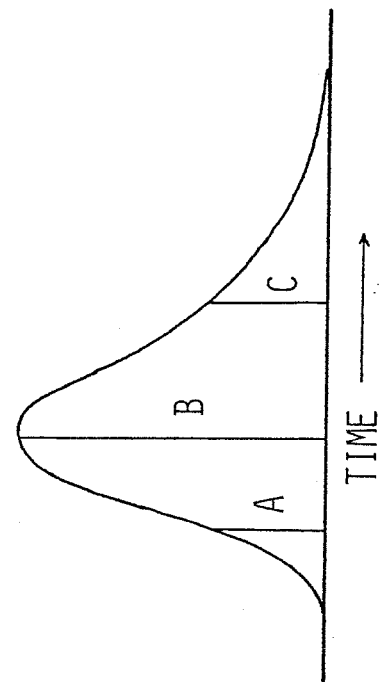
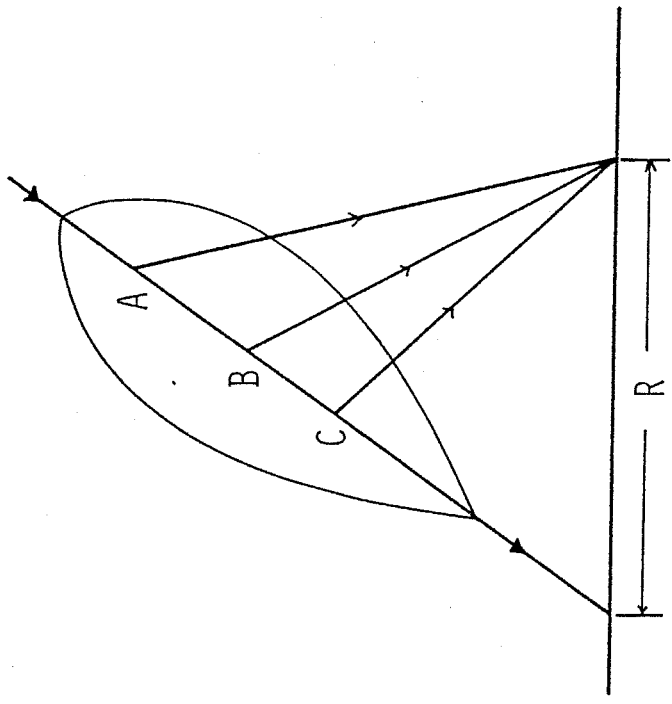
Ne: $10^{8.0-10^{8.5}}$		CORE DISTANCE (m)	sec $\theta$	Present results	Model H ( $10^{17}$ eV)		Model E ( $10^{17}$ eV)	
					N $\sim$ 40	N $\sim$ 18	N $\sim$ 40	N $\sim$ 18
250-300	1.0-1.2	54.0 <sup>+6.0</sup> <sub>-2.0</sub>	54.7 $\pm$ 1.5	50.4 $\pm$ 3.2	62.1 $\pm$ 2.2	61.7 $\pm$ 2.5		
	1.2-1.4	54.0 <sup>+2.5</sup> <sub>-2.0</sub>	52.3 $\pm$ 1.1	50.0 $\pm$ 2.1	65.7 $\pm$ 1.6	60.2 $\pm$ 2.8		
	1.4-1.6	53.3 <sup>+3.0</sup> <sub>-2.0</sub>	49.4 $\pm$ 1.2	46.8 $\pm$ 1.7	54.0 $\pm$ 1.2	50.2 $\pm$ 2.6		
	1.6-1.8	52.0 <sup>+6.0</sup> <sub>-4.0</sub>	45.7 $\pm$ 1.0	42.1 $\pm$ 0.9	50.5 $\pm$ 1.3	47.4 $\pm$ 2.3		
					N $\sim$ 25	N $\sim$ 13	N $\sim$ 25	N $\sim$ 13
300-350	1.0-1.2	58.8 <sup>+6.7</sup> <sub>-3.8</sub>	59.0 $\pm$ 2.0	55.0 $\pm$ 3.3	70.7 $\pm$ 3.1	56.6 $\pm$ 4.4		
	1.2-1.4	60.0 <sup>+6.0</sup> <sub>-3.5</sub>	55.0 $\pm$ 2.0	50.2 $\pm$ 3.5	72.7 $\pm$ 2.3	58.1 $\pm$ 2.8		
	1.4-1.6	52.0 <sup>+5.0</sup> <sub>-3.0</sub>	54.8 $\pm$ 1.7	56.4 $\pm$ 2.4	63.8 $\pm$ 2.5	54.5 $\pm$ 3.3		
	1.6-1.8	45.5 <sup>+8.0</sup> <sub>-3.0</sub>	48.5 $\pm$ 1.5	46.3 $\pm$ 1.2	52.2 $\pm$ 2.0	52.7 $\pm$ 2.2		

Ne: $10^{8.5-10^{9.0}}$		CORE DISTANCE (m)	sec $\theta$	Present results	Model H ( $10^{18}$ eV)	
					N $\sim$ 50	N $\sim$ 27
300-350	1.0-1.2	Tr 21.0 <sup>+4.5</sup> <sub>-1.0</sub>	26.1 $\pm$ 1.5	25.9 $\pm$ 1.6		
		Tw 69.5 <sup>+5.5</sup> <sub>-7.0</sub>	68.9 $\pm$ 2.1	71.2 $\pm$ 1.9		
					N $\sim$ 30	N $\sim$ 18
350-400	1.0-1.2	Tr 25.0 <sup>+6.0</sup> <sub>-1.0</sub>	32.6 $\pm$ 1.4	27.0 $\pm$ 1.2		
		Tw 51.5 <sup>+9.5</sup> <sub>-4.5</sub>	78.6 $\pm$ 2.7	70.4 $\pm$ 3.7		

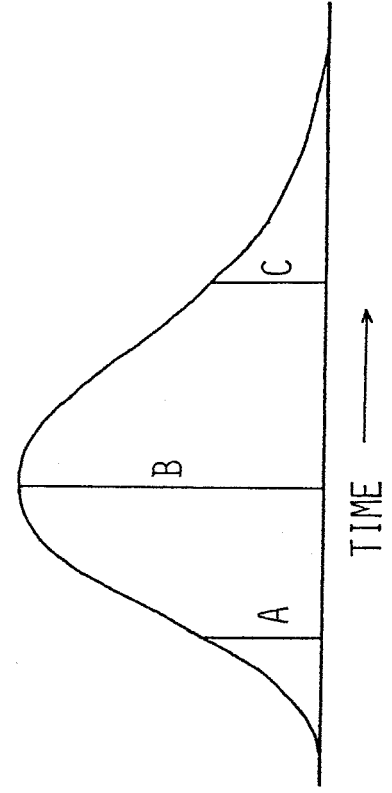
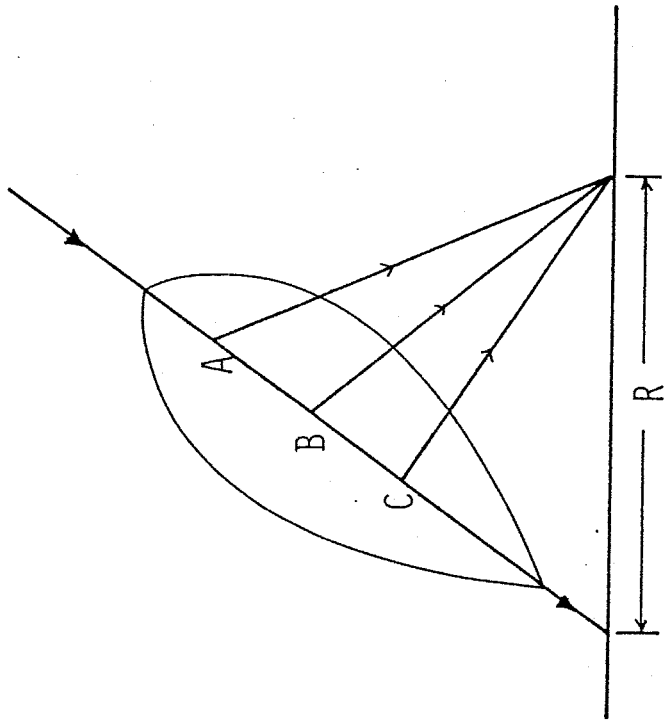
TABLE VI-1 Comparison of experimental results of  $\chi$  signal with calculation results

SIZE	MODEL	$E^{1/4}$	$E^{1/3}$	$E^{1/2}$	H
$10^{5.5-106.0}$	T <sub>R</sub>				
	T <sub>W</sub>			○	○
$10^{6.0-106.5}$	T <sub>R</sub>				
	T <sub>W</sub>			○	
$10^{6.5-107.0}$	T <sub>R</sub>	○			
	T <sub>W</sub>			○	
$10^{7.0-107.5}$	T <sub>R</sub>	○		○	
	T <sub>W</sub>			○	
$10^{7.5-108.0}$	T <sub>R</sub>				
	T <sub>W</sub>	○	○		





(A)



(B)

FIGURE 1-2

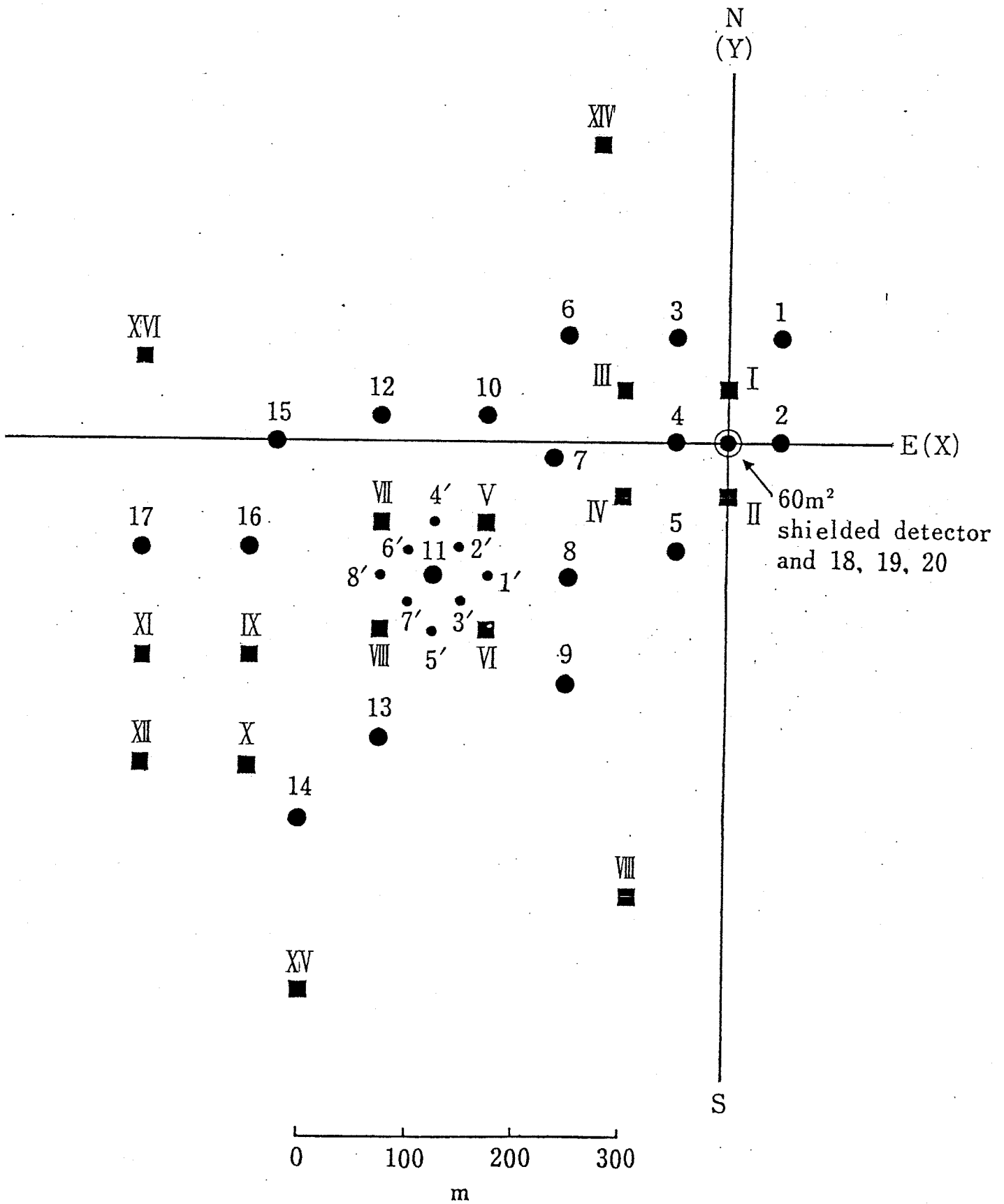


FIGURE 2-1

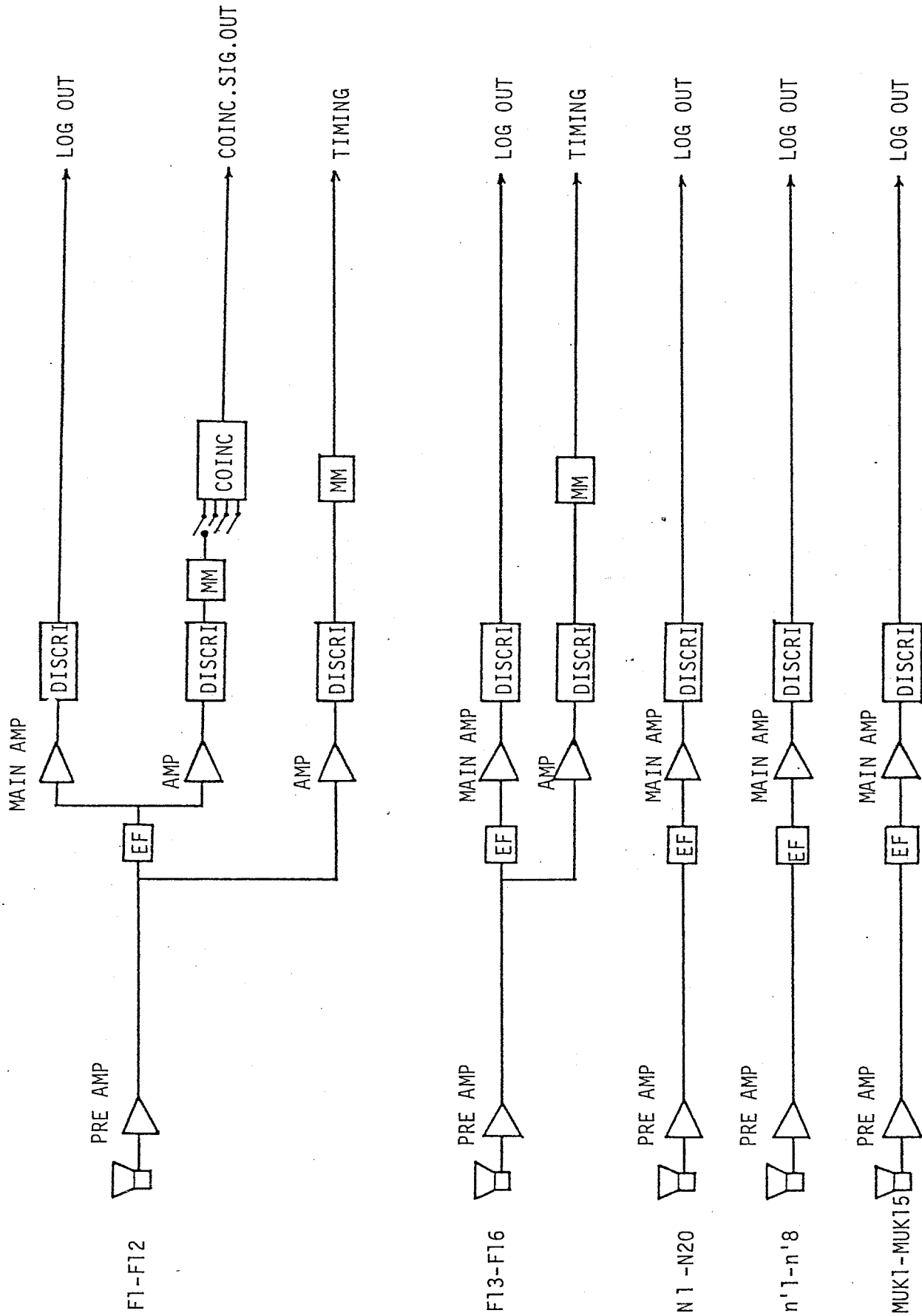


FIGURE 2-2

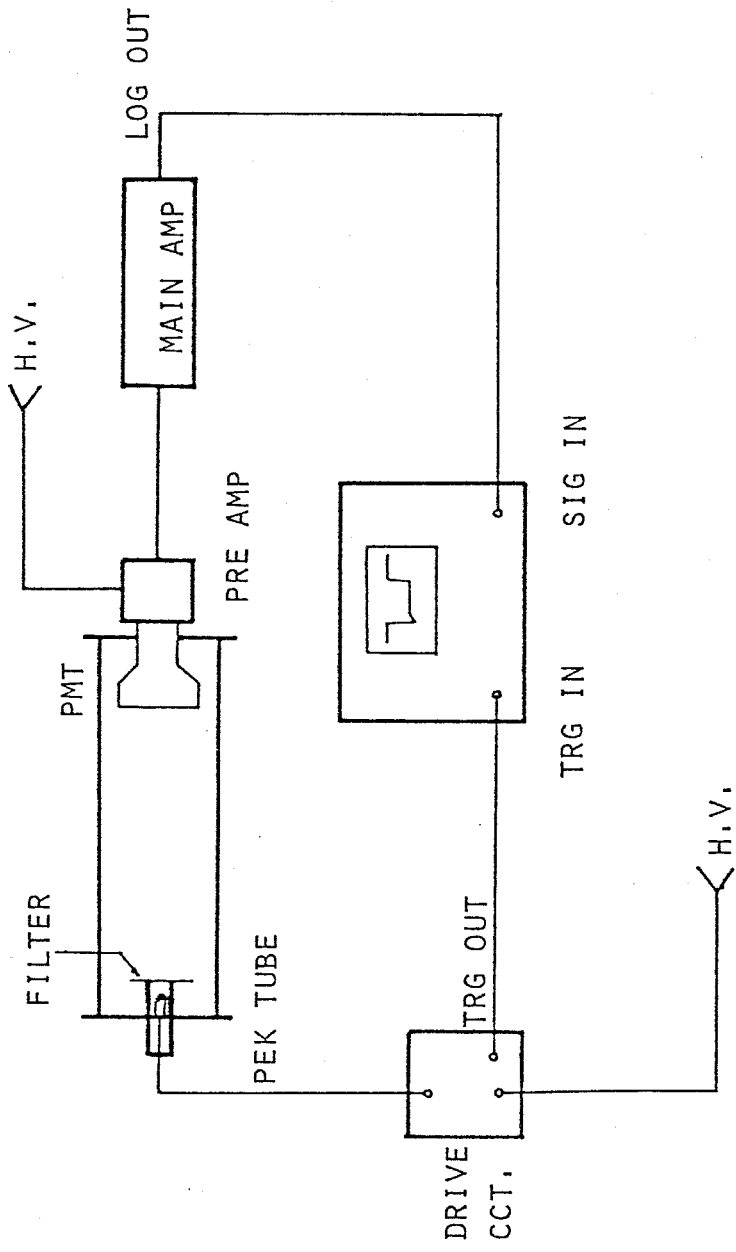


FIGURE 2-3

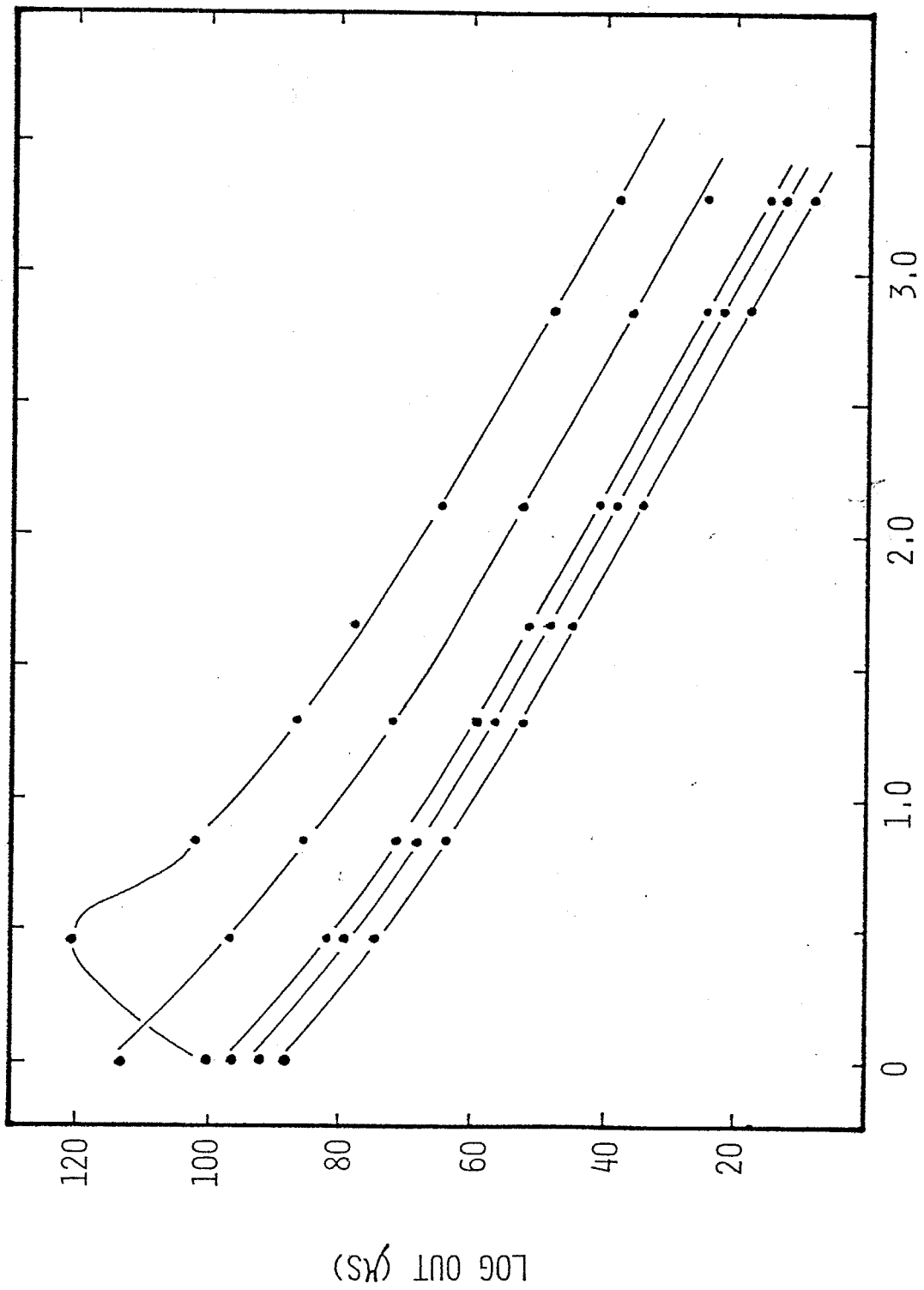
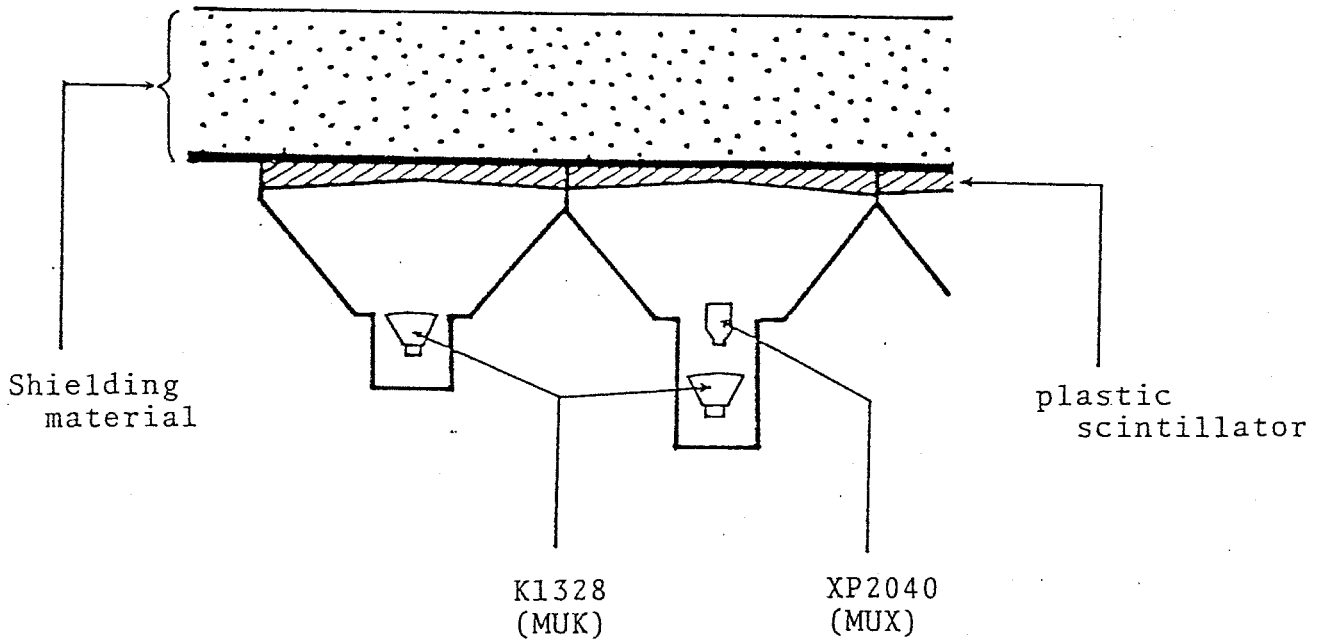


FIGURE 2-4

MUK 3	MUK 6	MUK 9	MUK 12	MUK 15
	MUX 6	MUX 9	MUX 12	
MUK 2	MUK 5	MUK 8	MUK 11	MUK 14
	MUX 5	(N19) MUX 8	MUX 11	
MUK 1	MUK 4	MUK 7	MUK 10	MUK 13
	MUX 4	MUX 7	MUX 10	

(a)



(b)

FIGURE 2-5

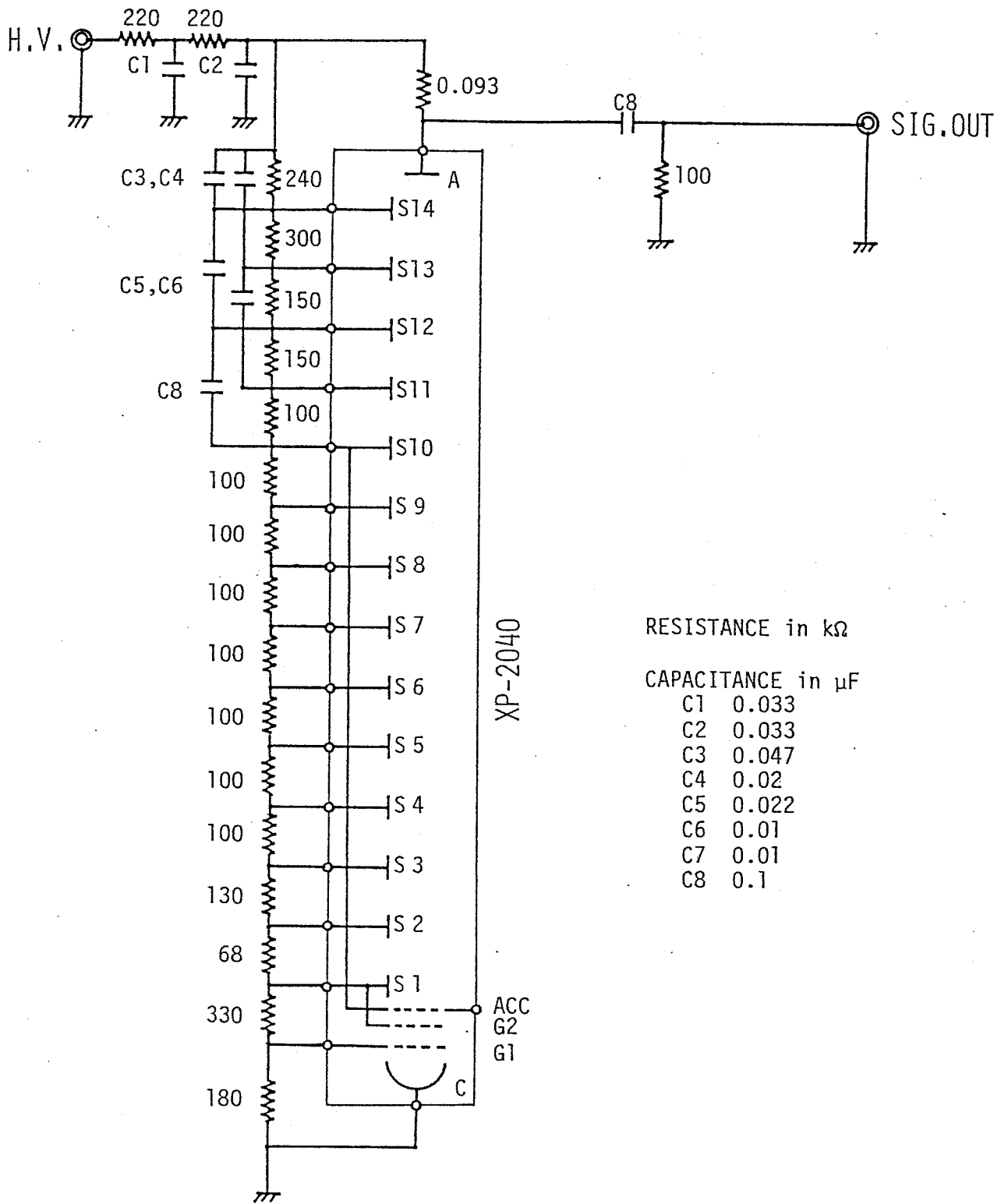


FIGURE 2-6

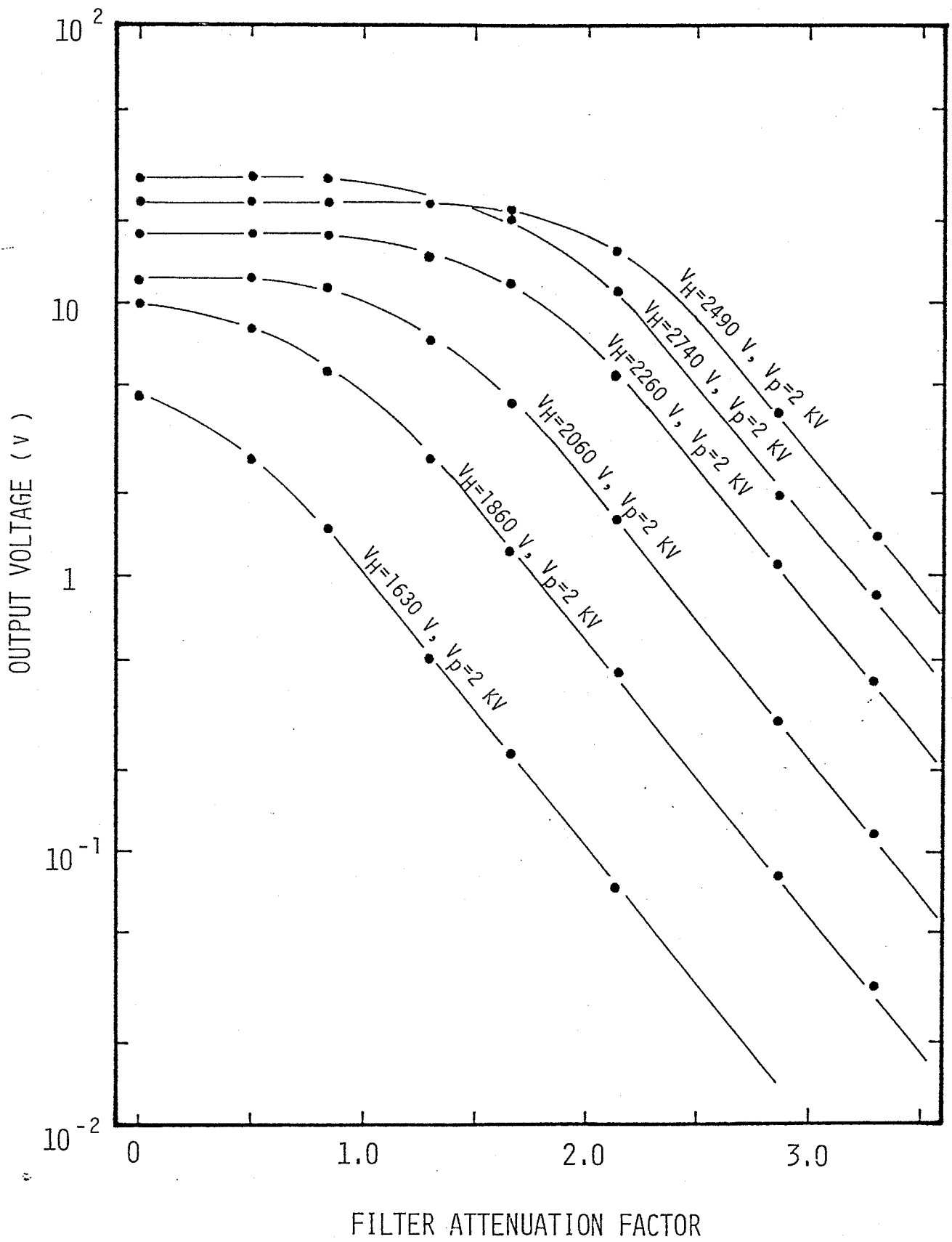
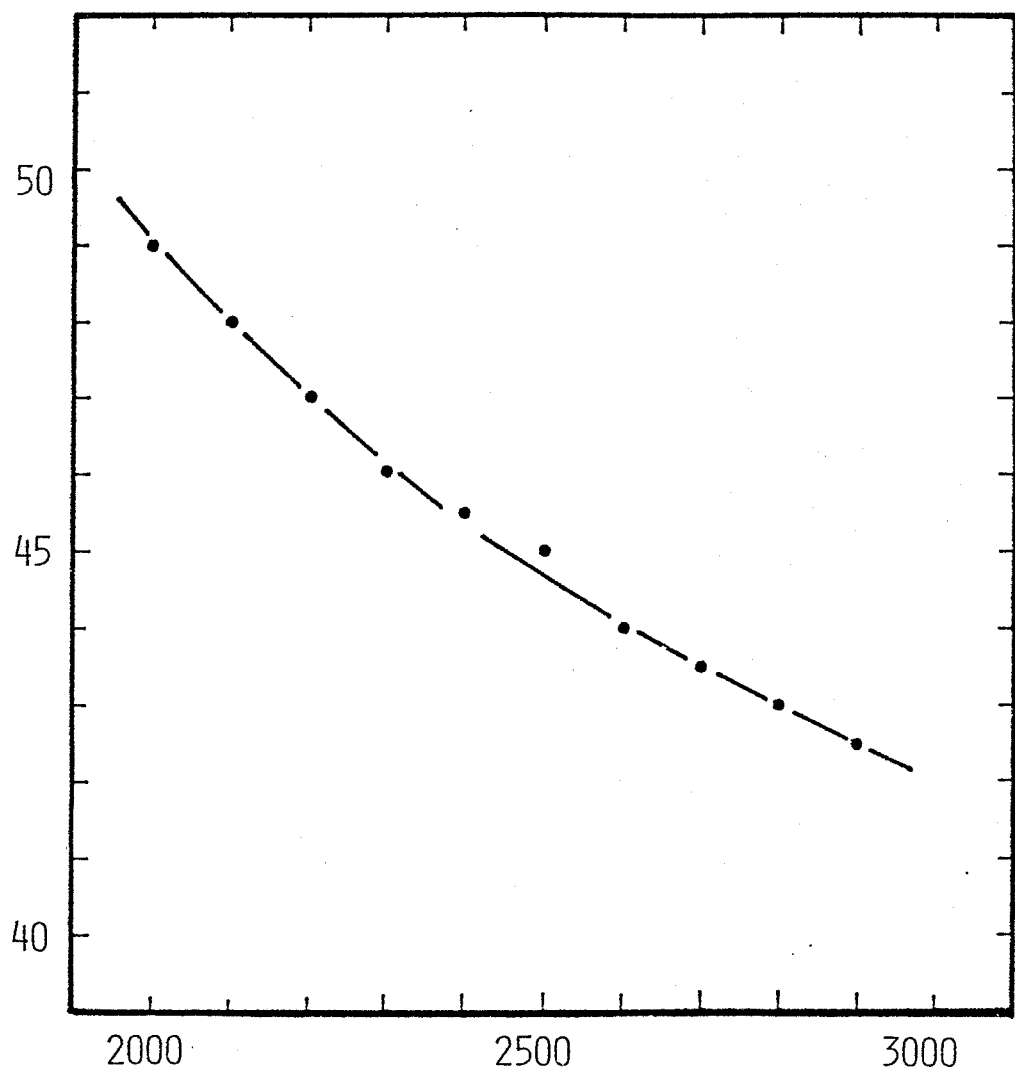


FIGURE. 2-7



SUPPLY VOLTAGE (V)

FIGURE. 2-8

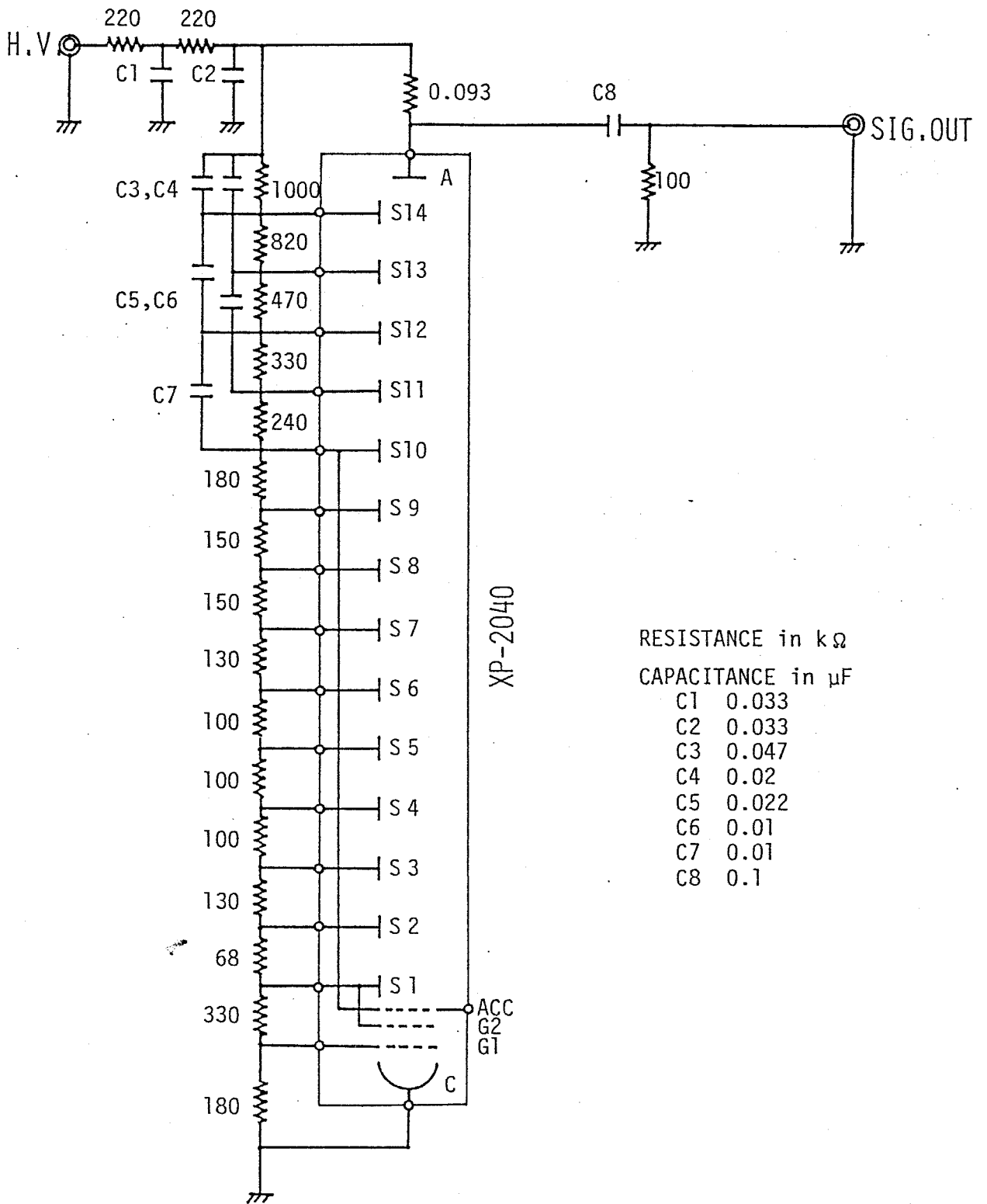


FIGURE 2-9

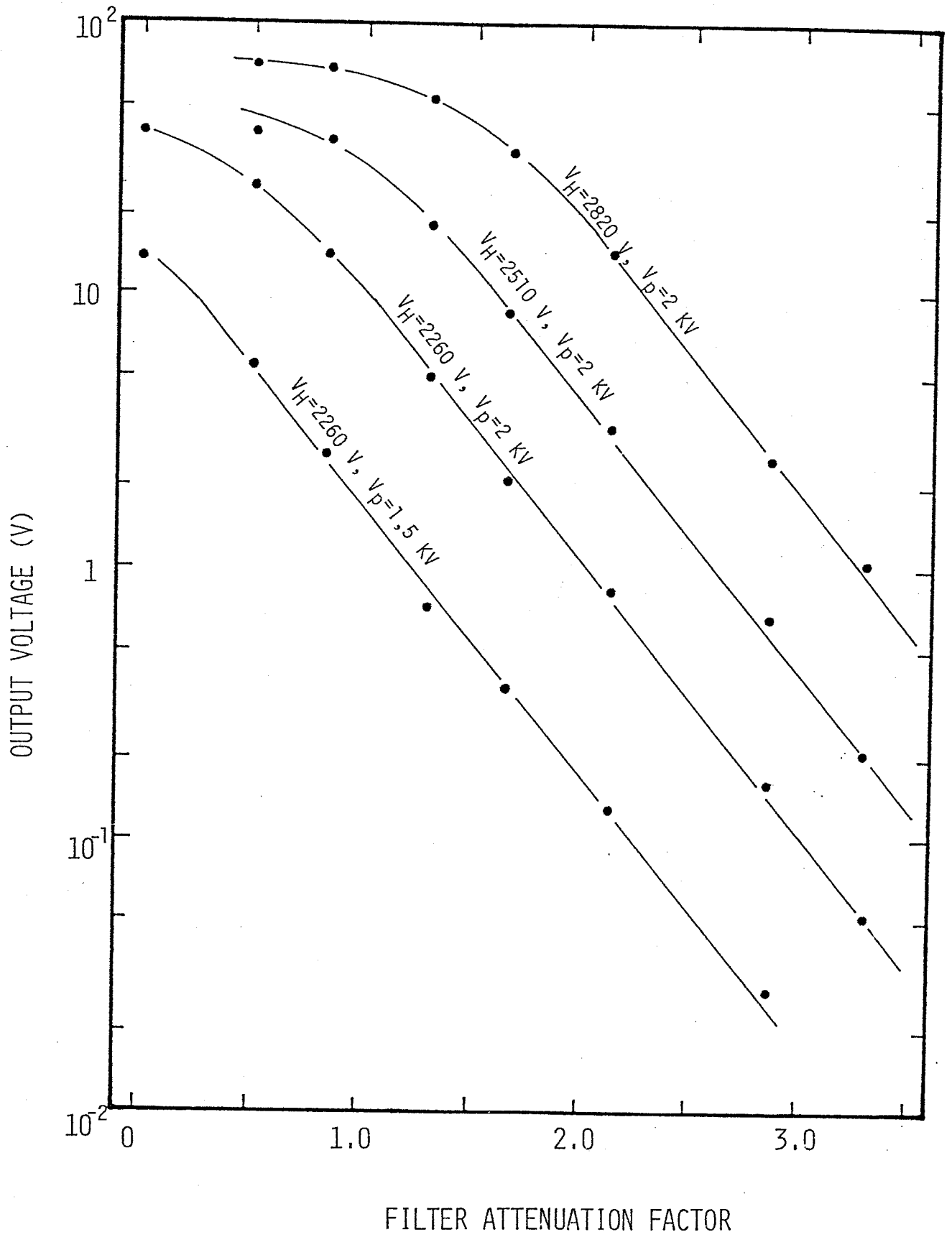
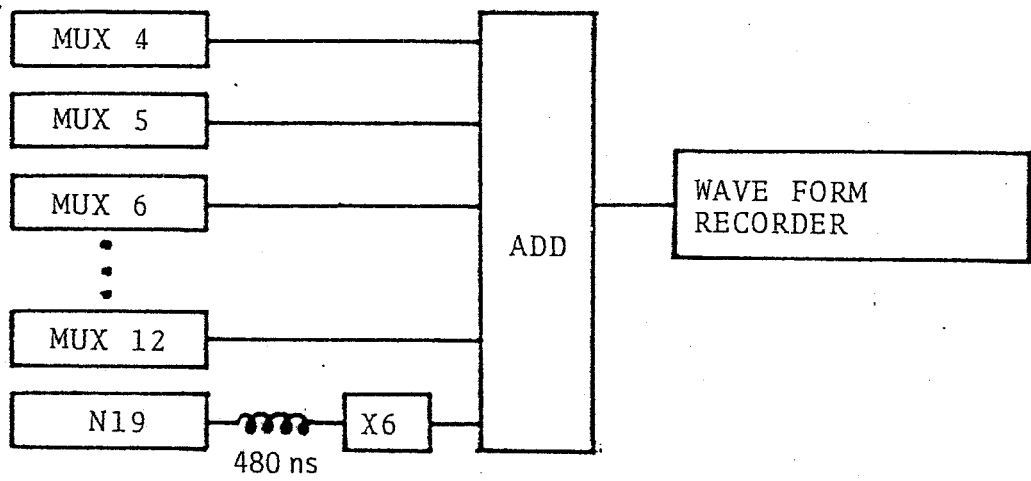
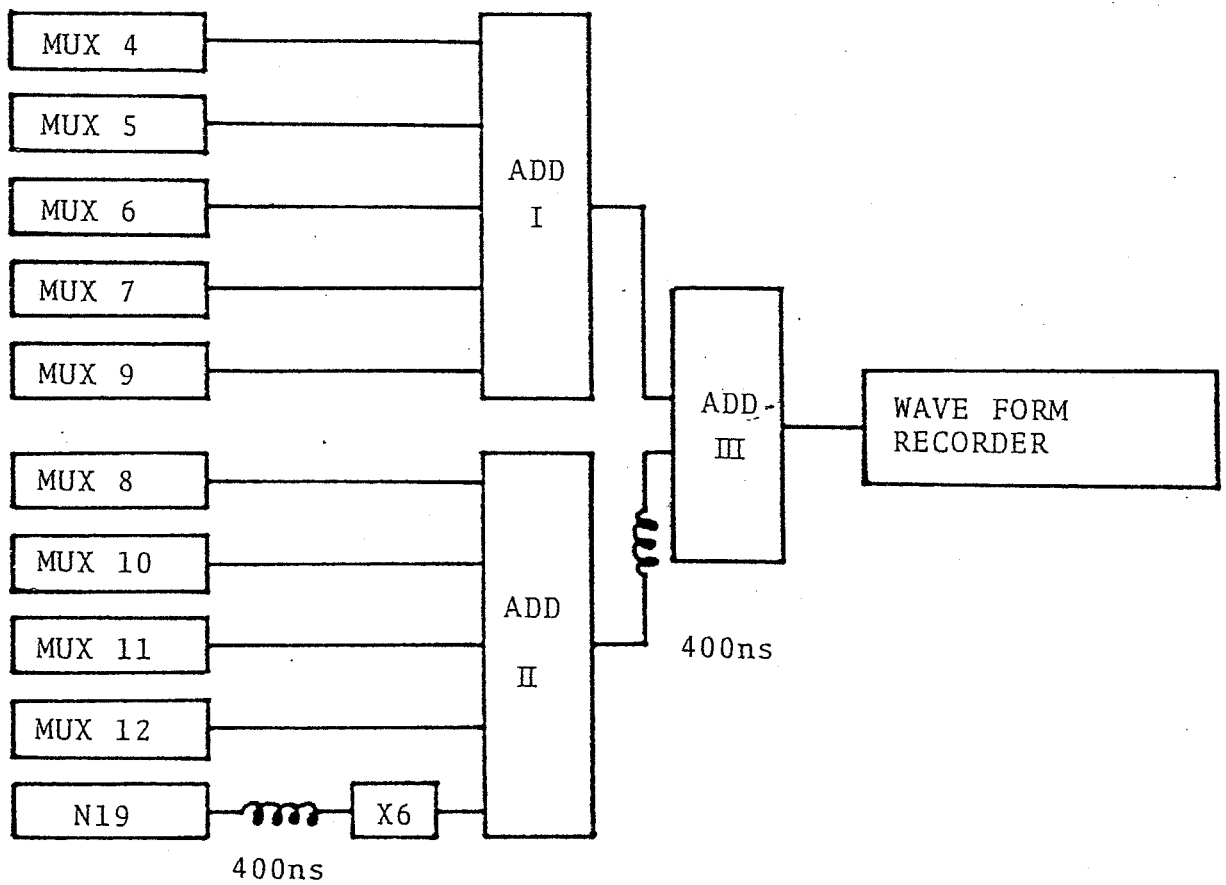


FIGURE. 2-10



(a)



(b)

FIGURE 2-11

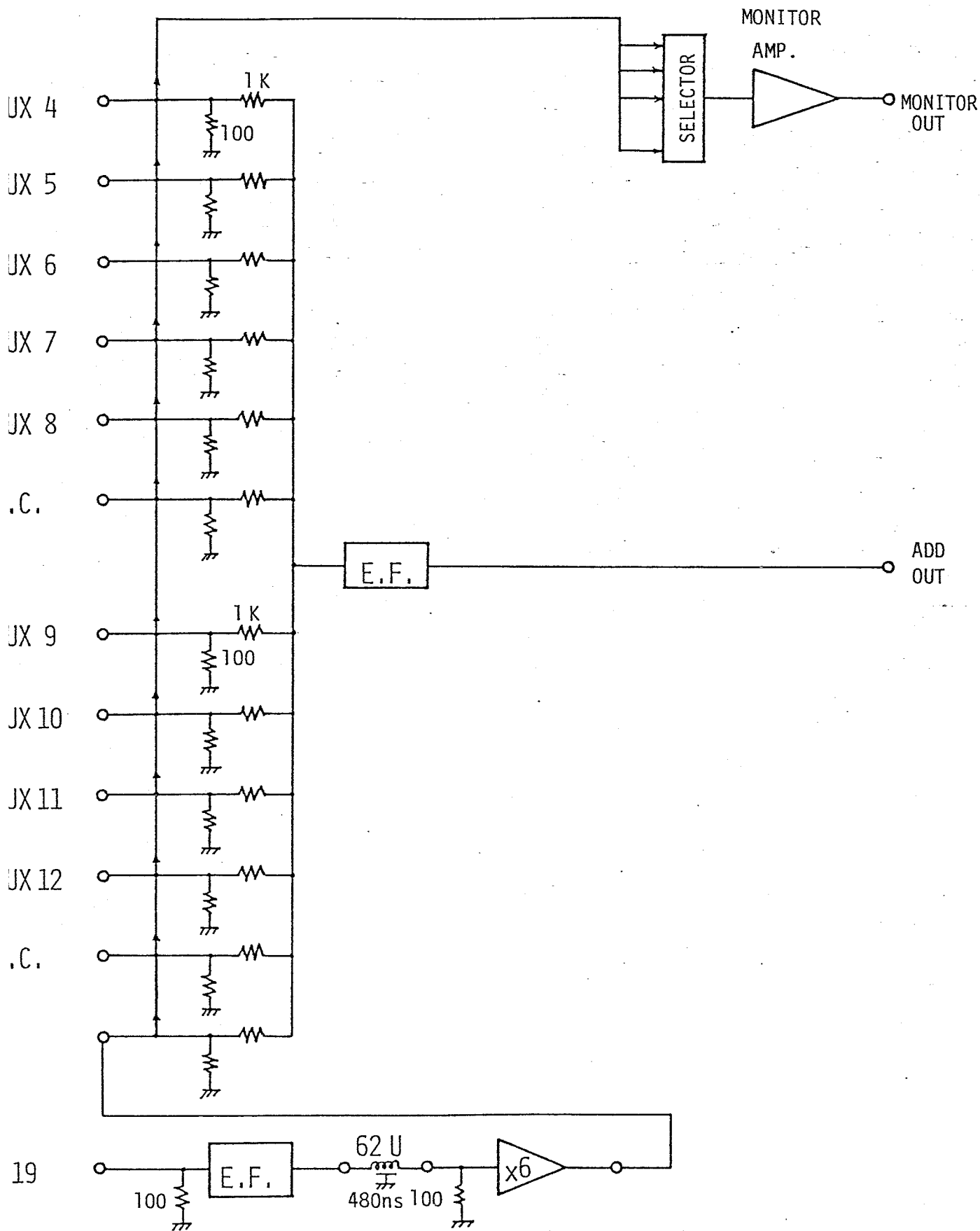


FIGURE 2-12(A)

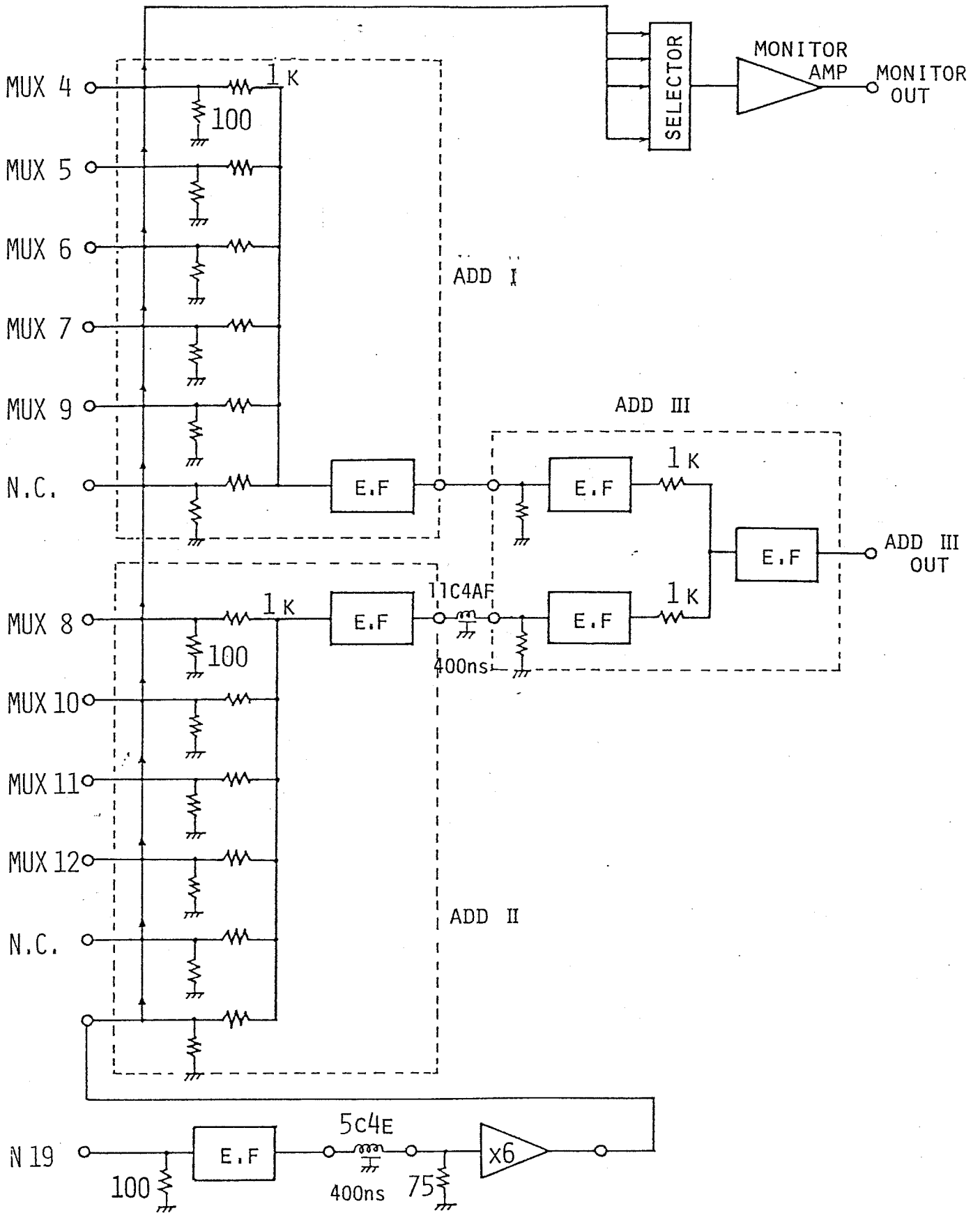
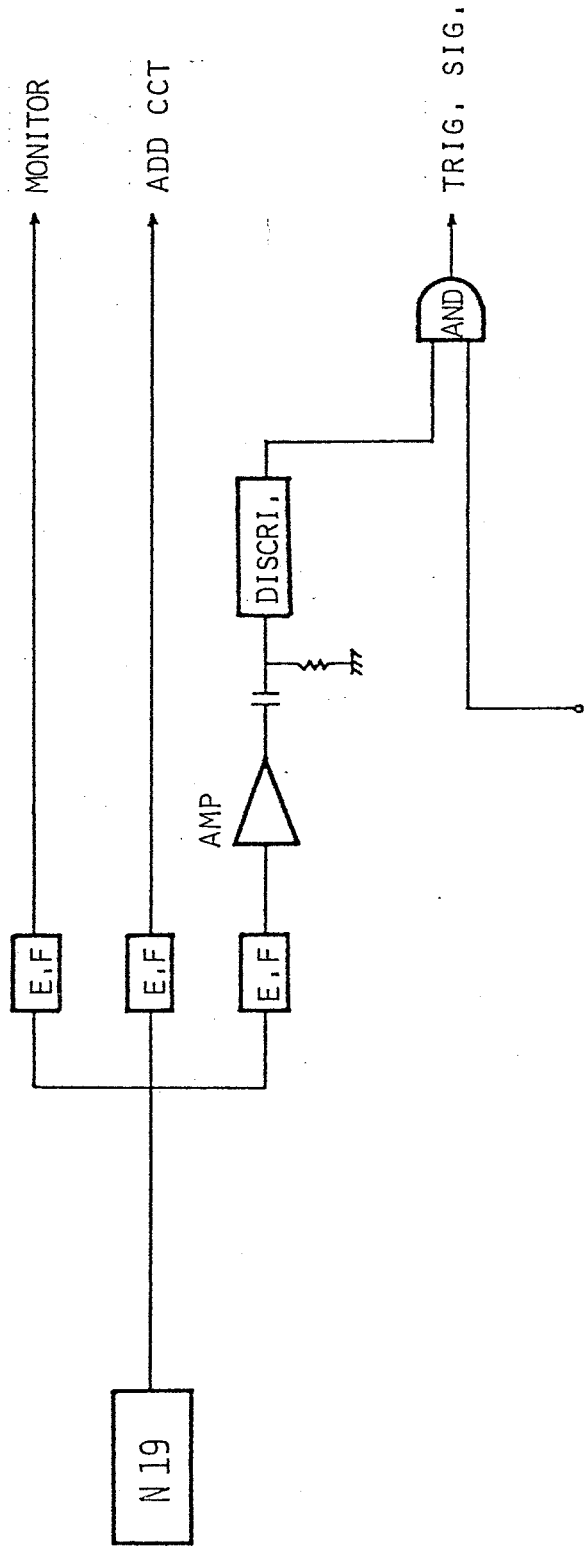


FIGURE 2-12(B)



A.S. MASTER SIG.

FIGURE 2-13

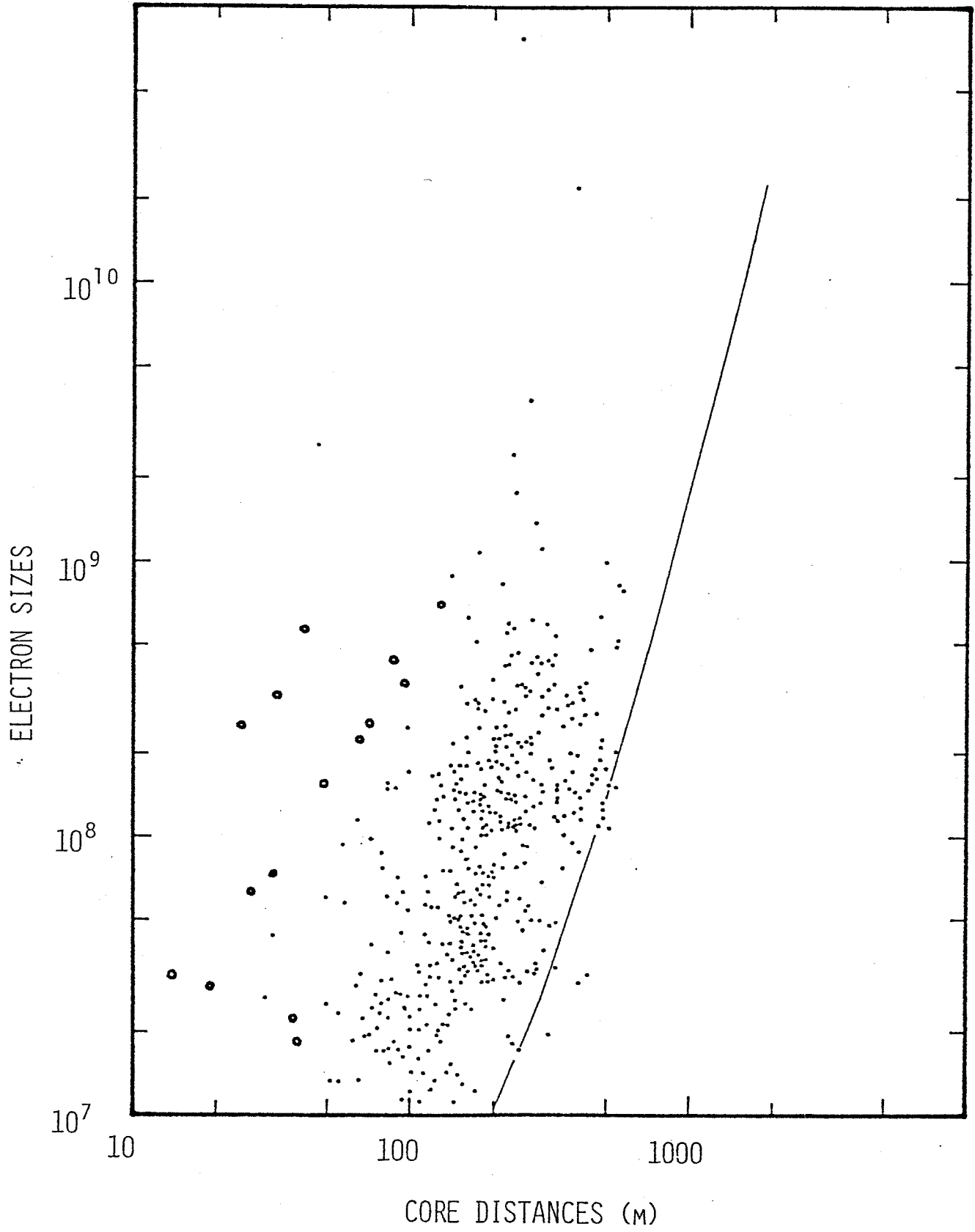


FIGURE. 2-14

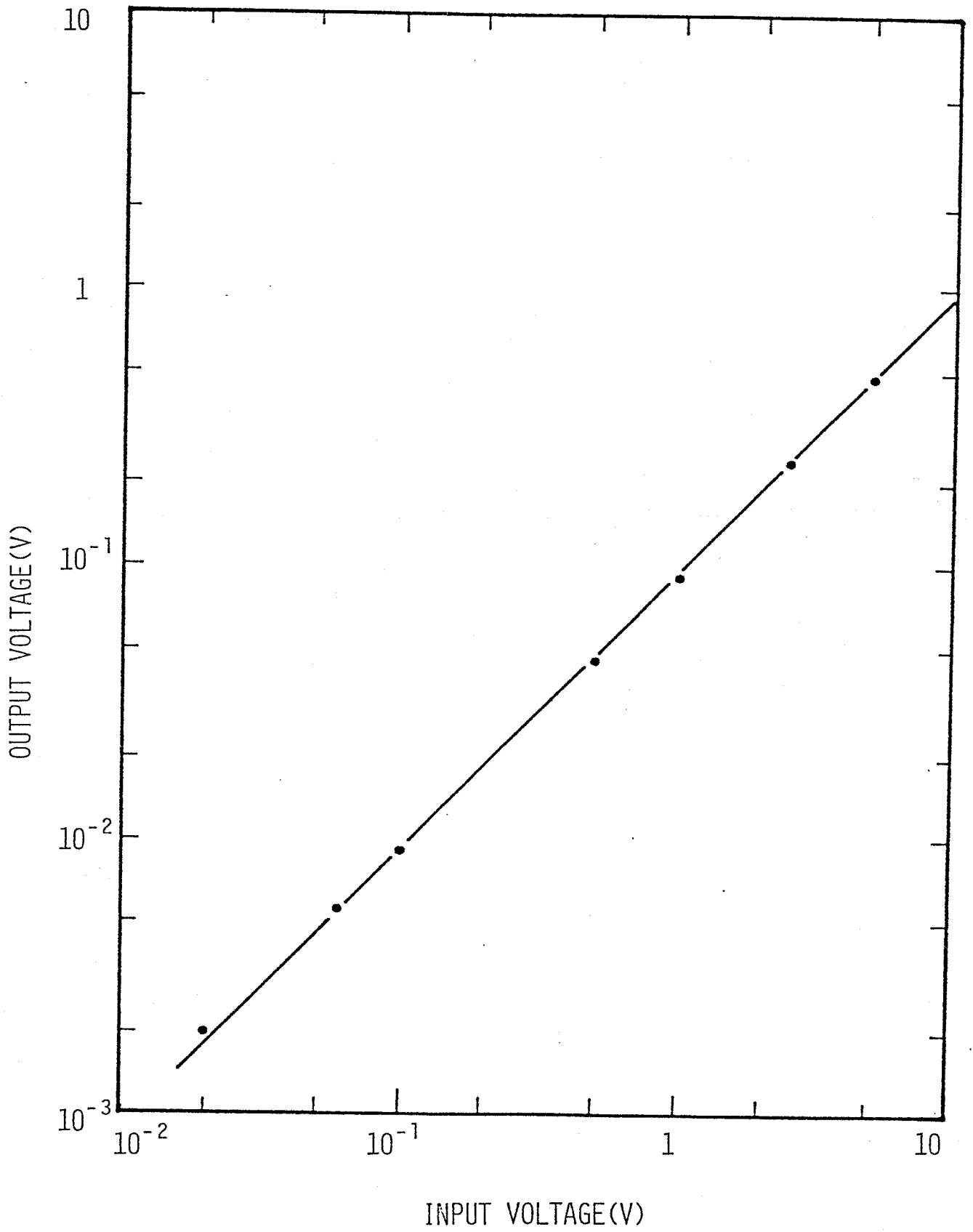
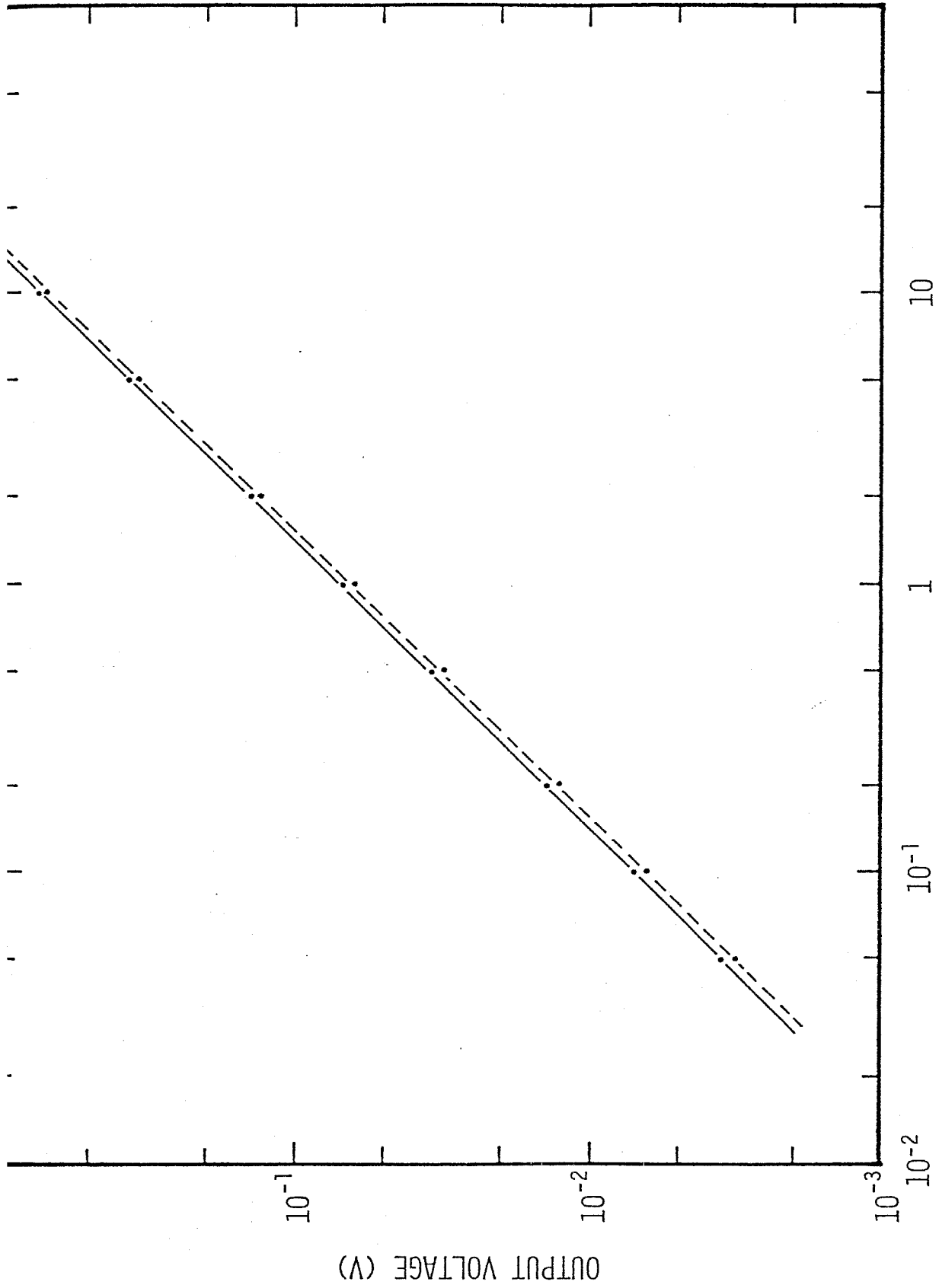


FIGURE 2-15(A)



INPUT VOLTAGE (V)

FIGURE 2-15(B)

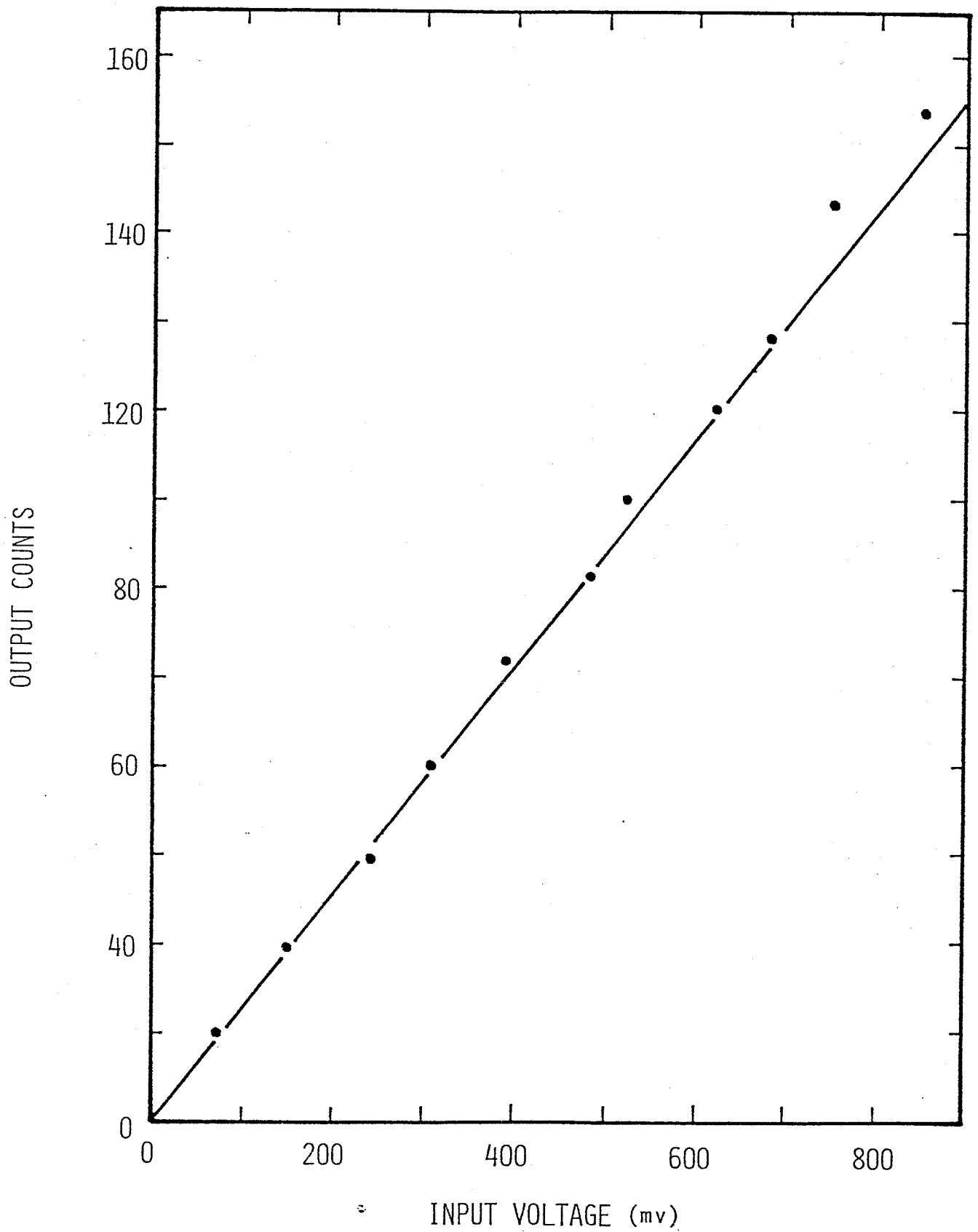


FIGURE 2-16(A)

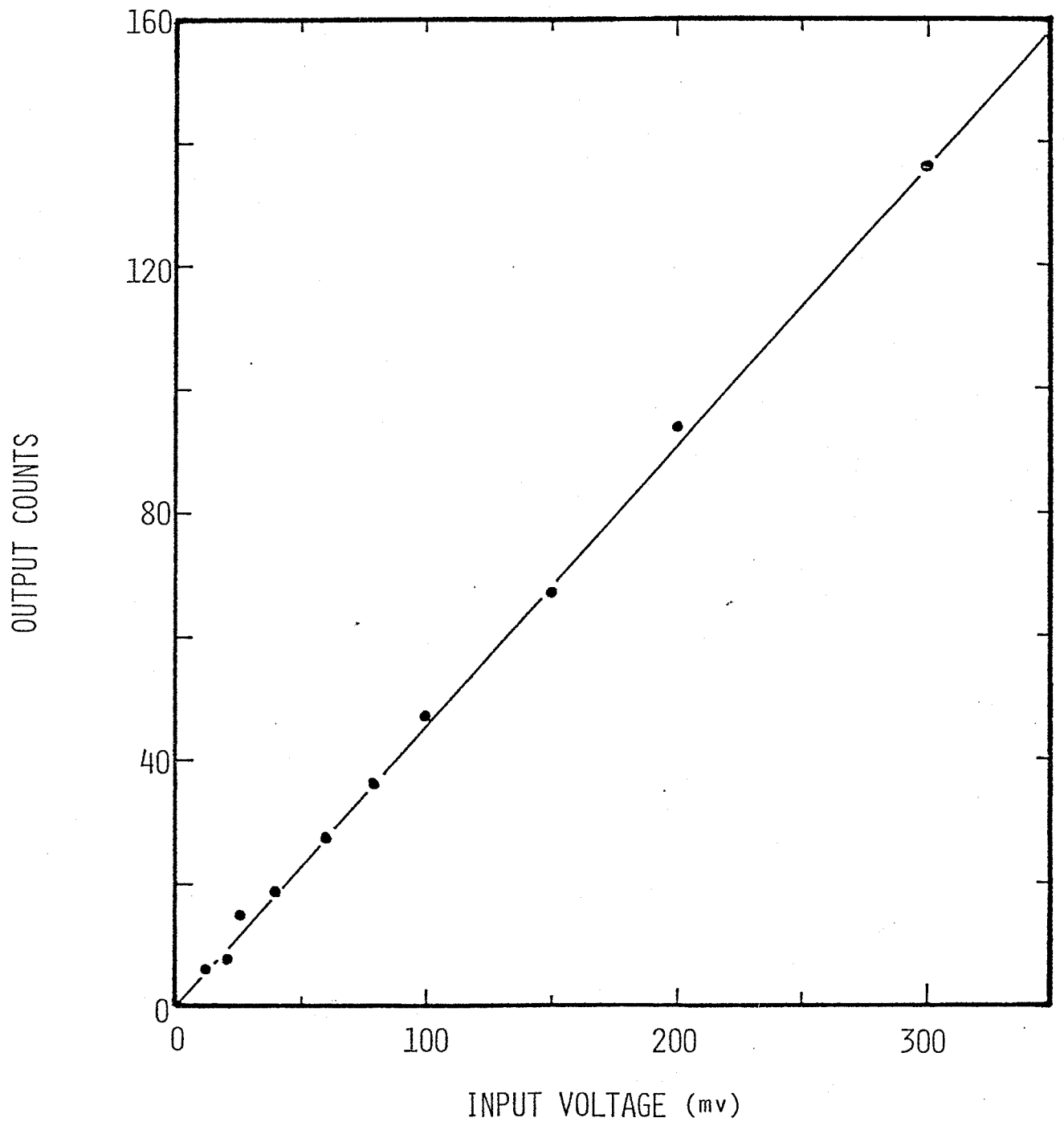


FIGURE 2-16(B)

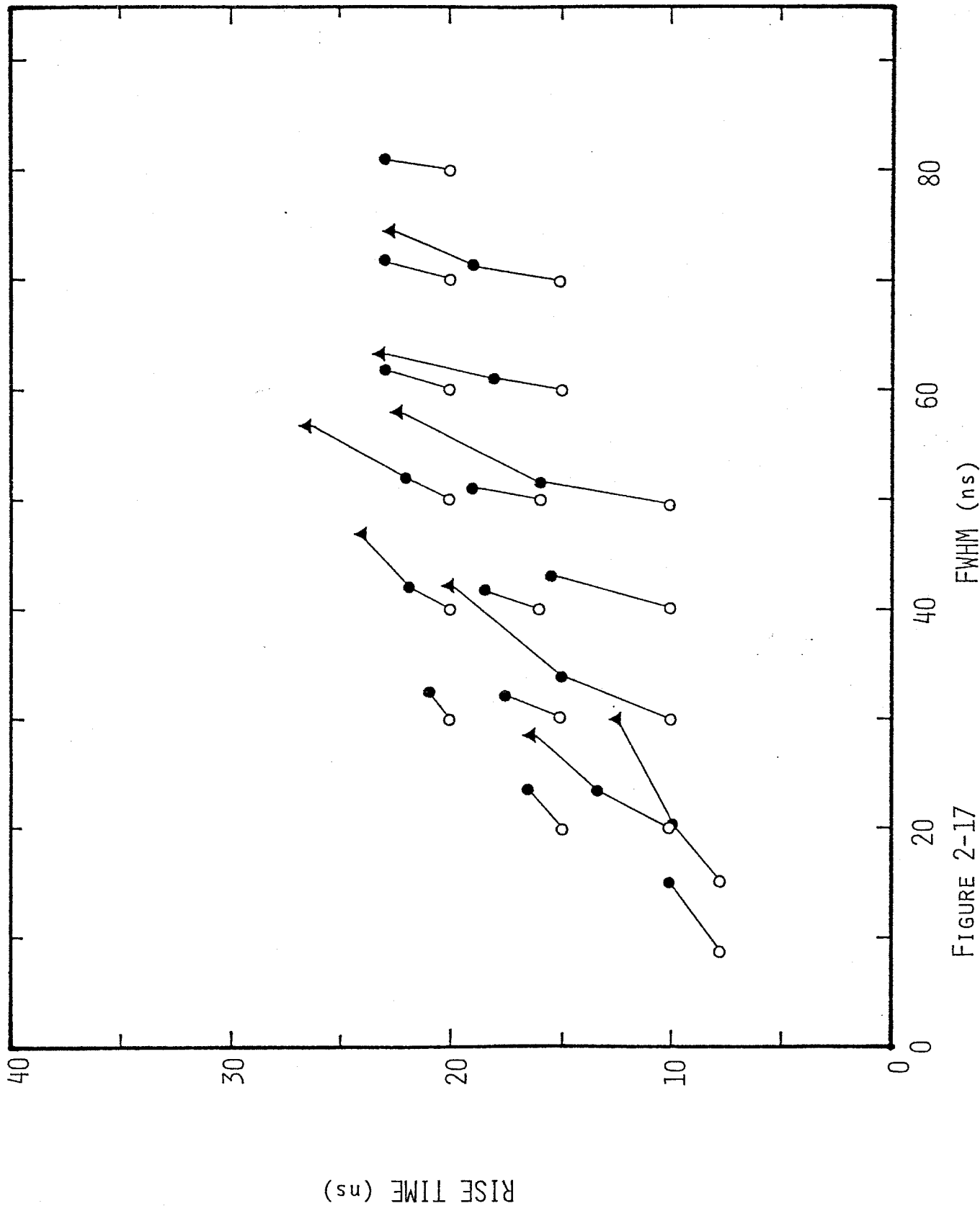


FIGURE 2-17

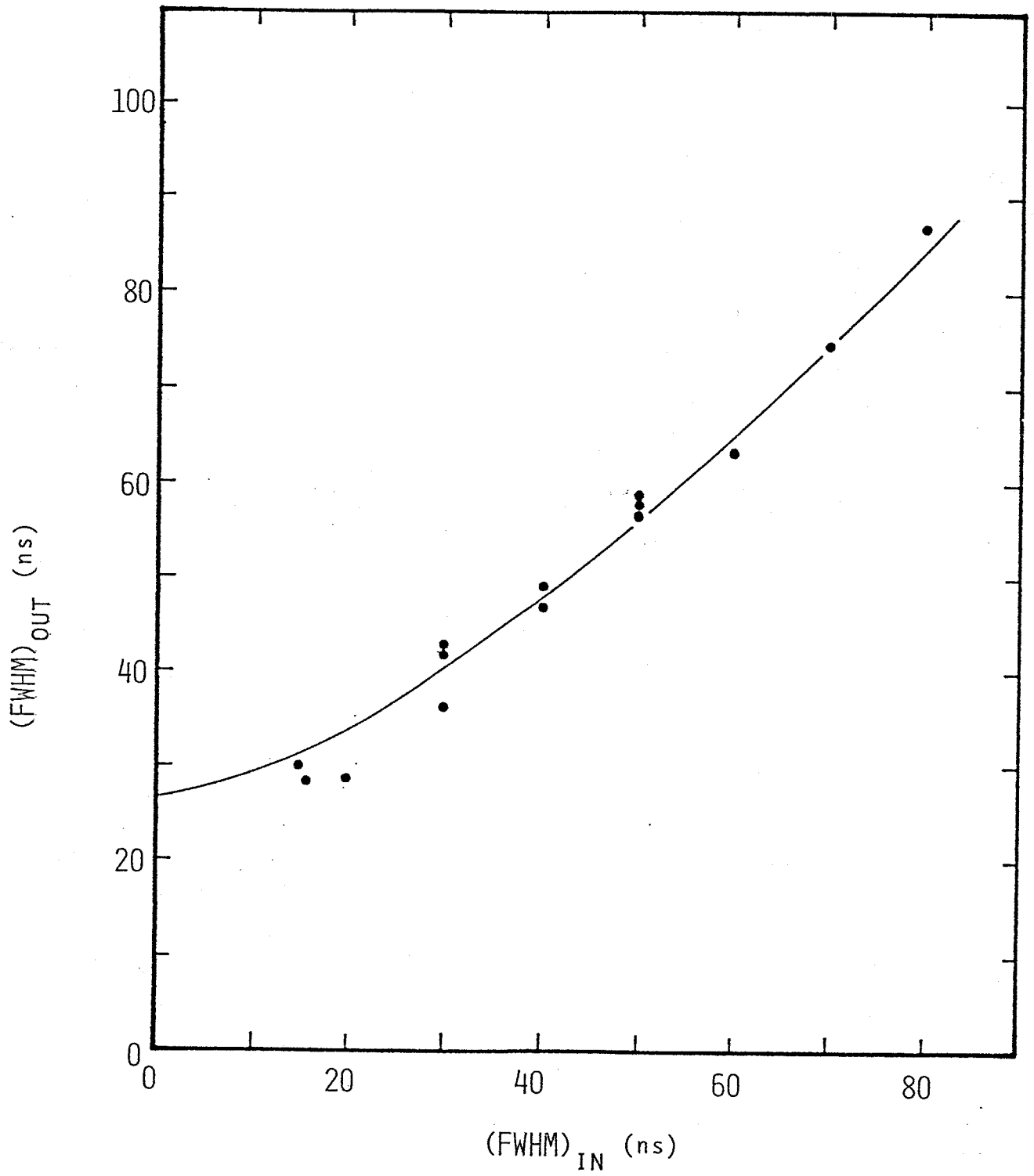


FIGURE 2-18

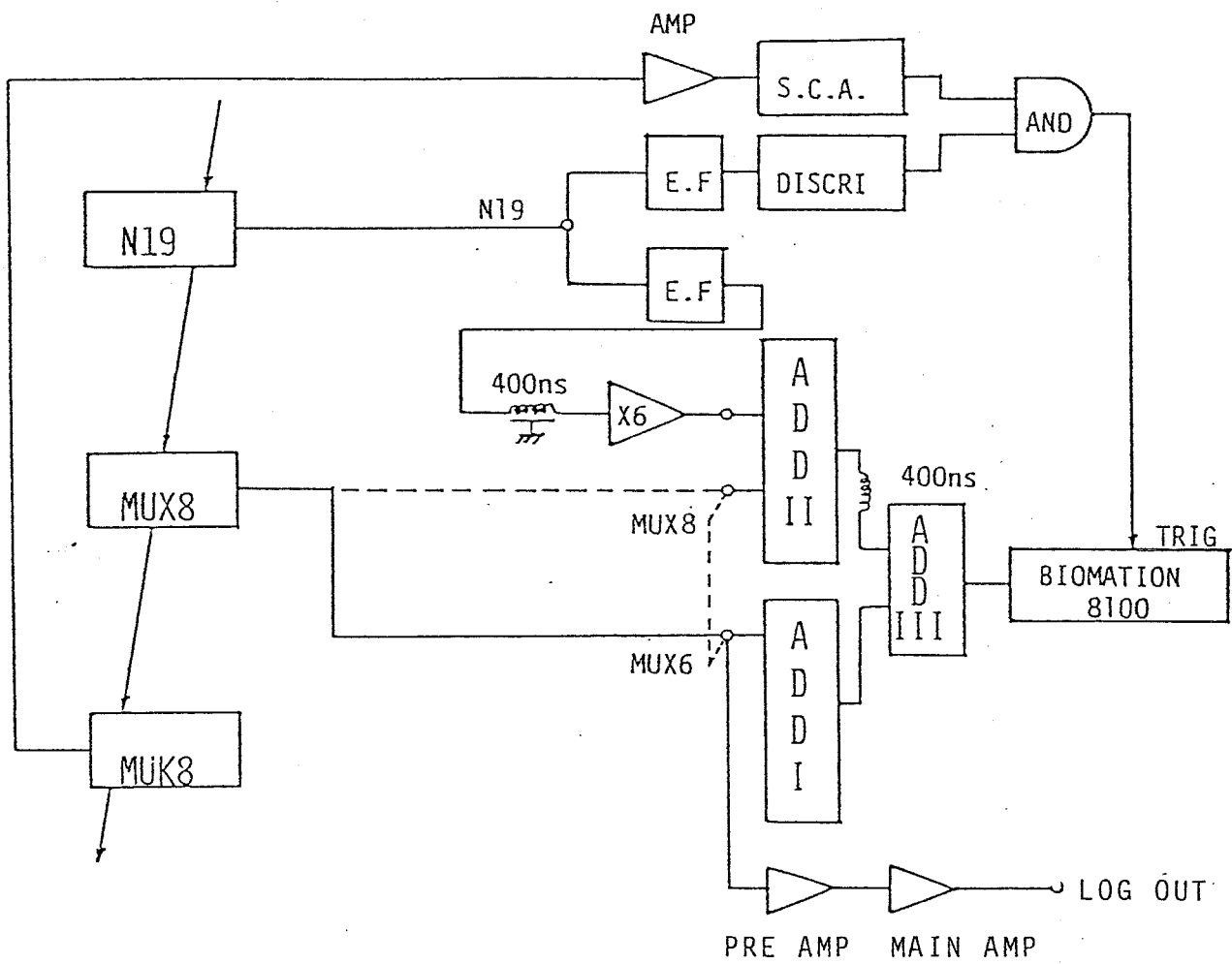


FIGURE 2-19 (A)

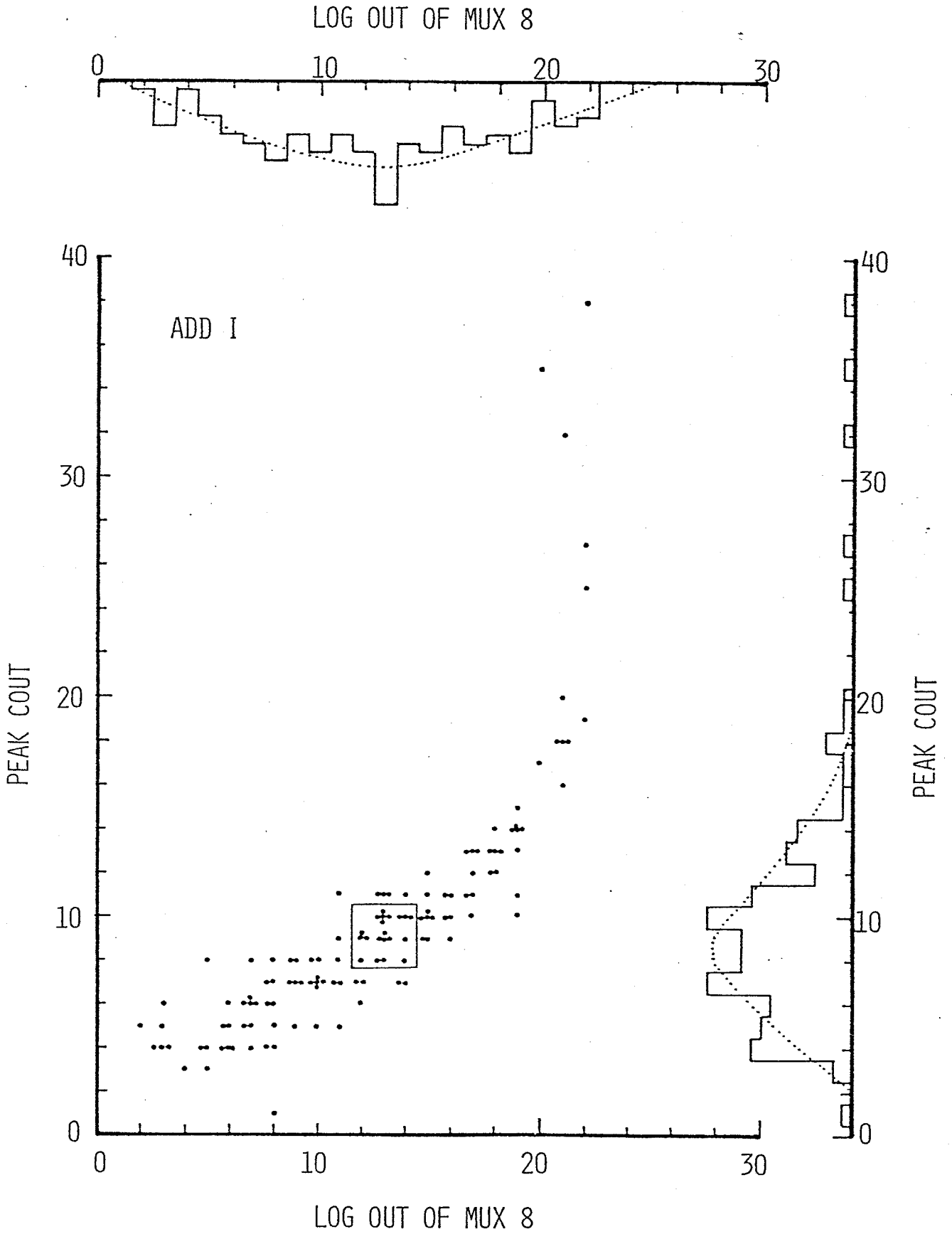


FIGURE 2-19 (B)

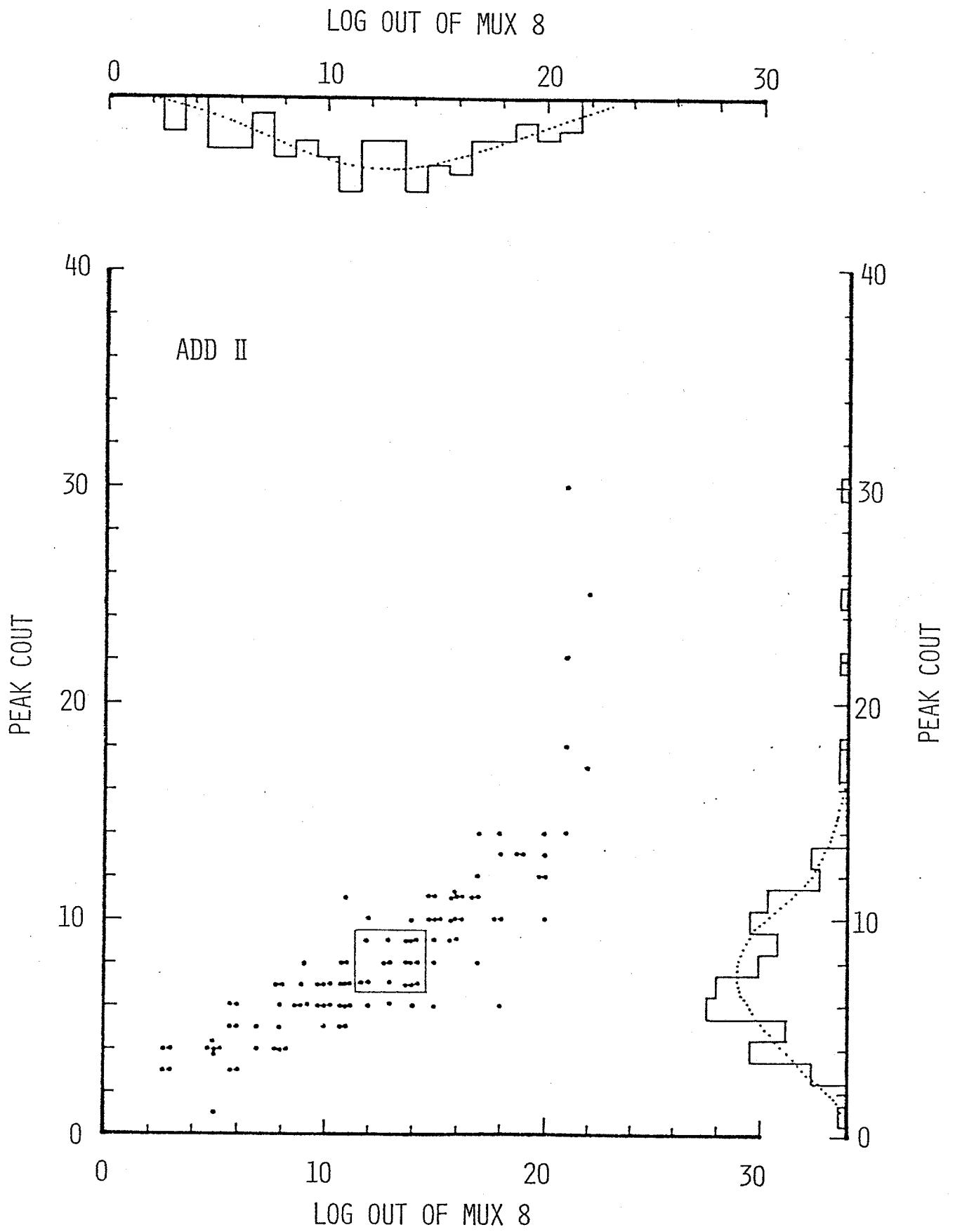


FIGURE 2-19 (c)

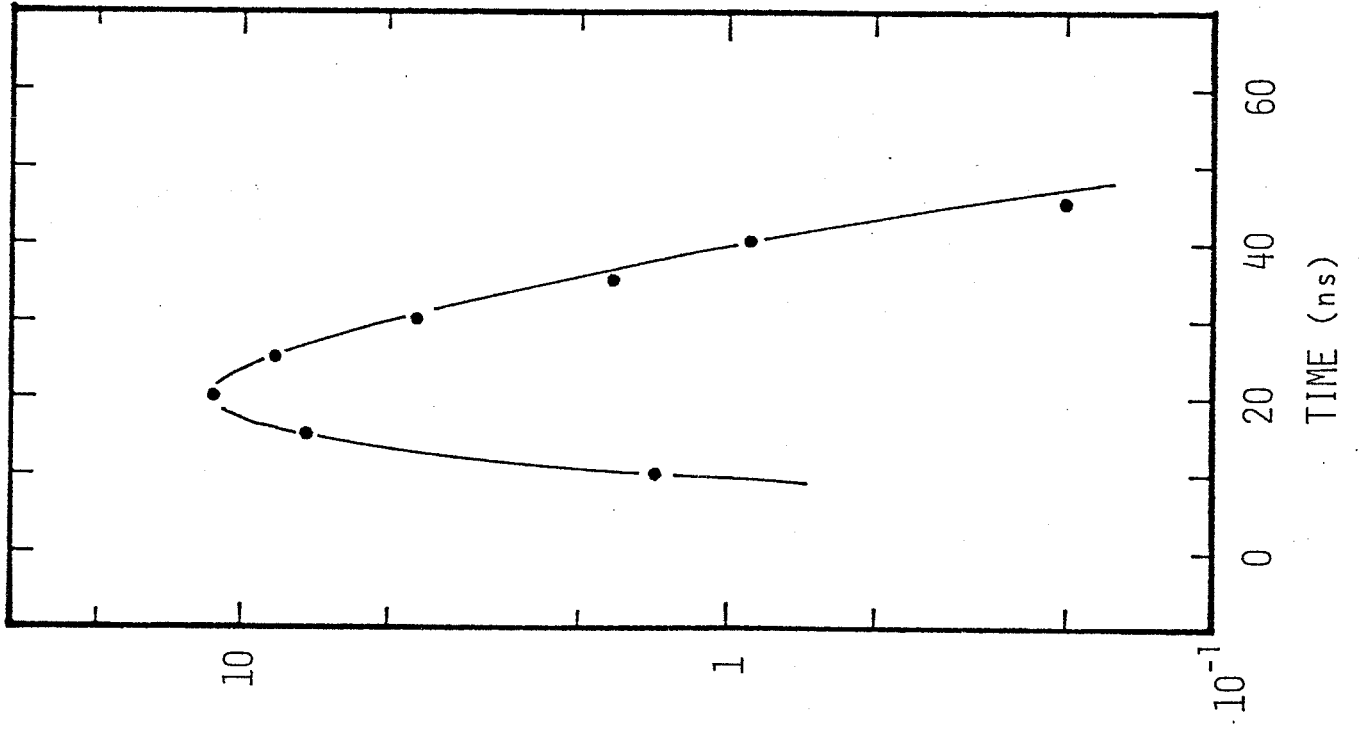


FIGURE 2-19 (D)

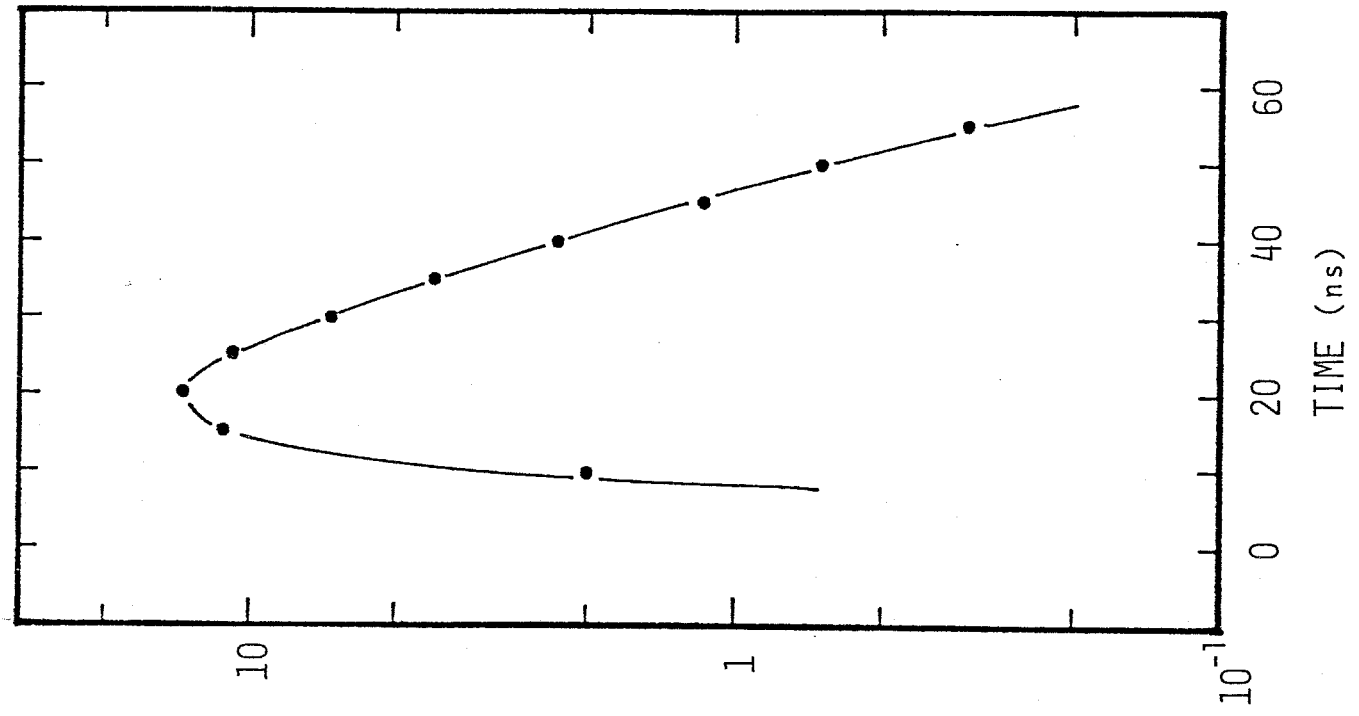
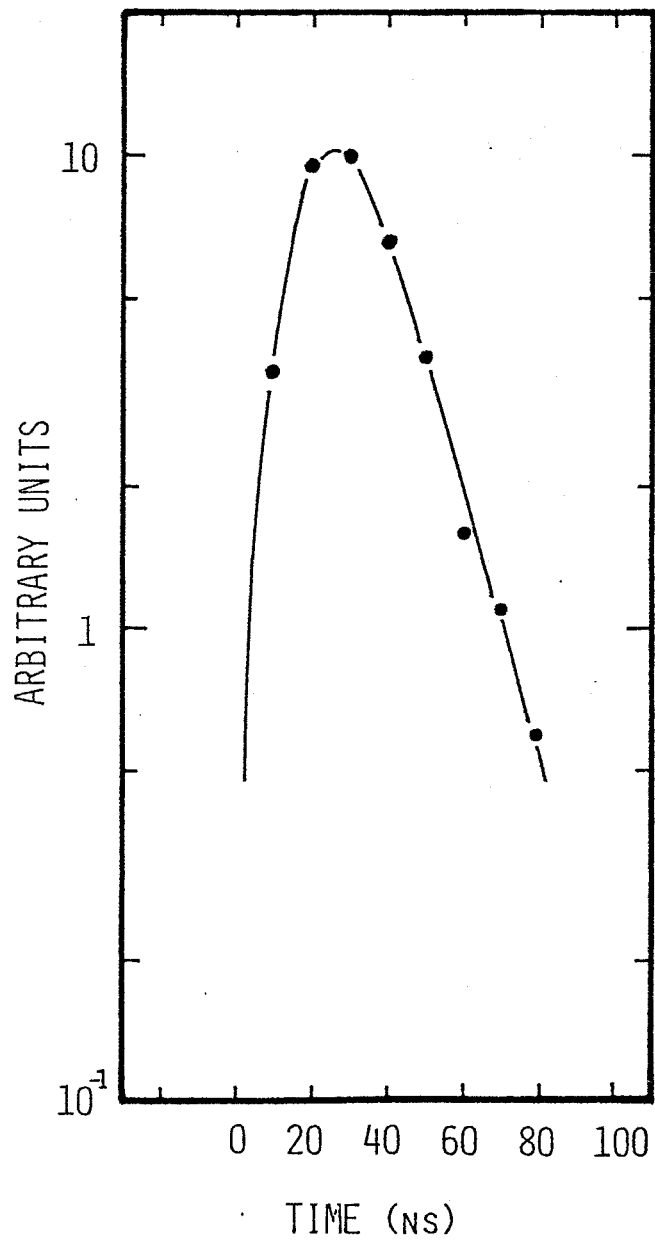
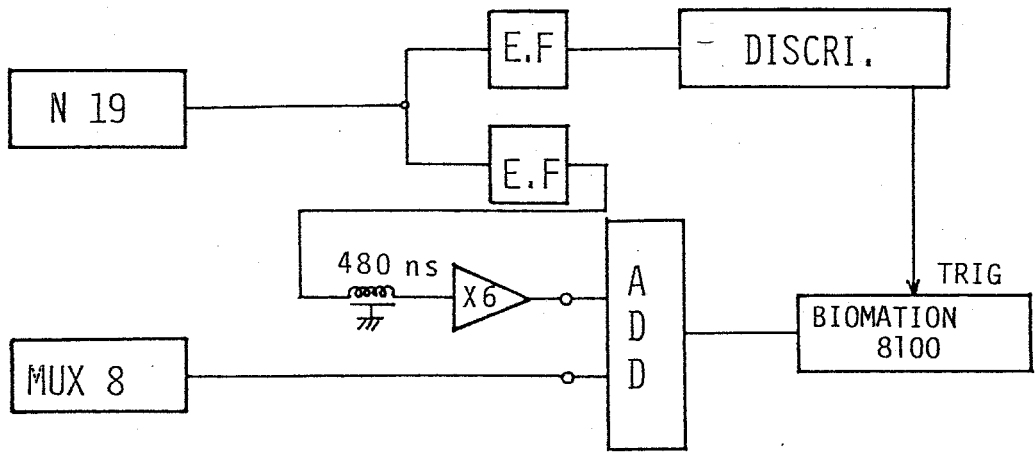
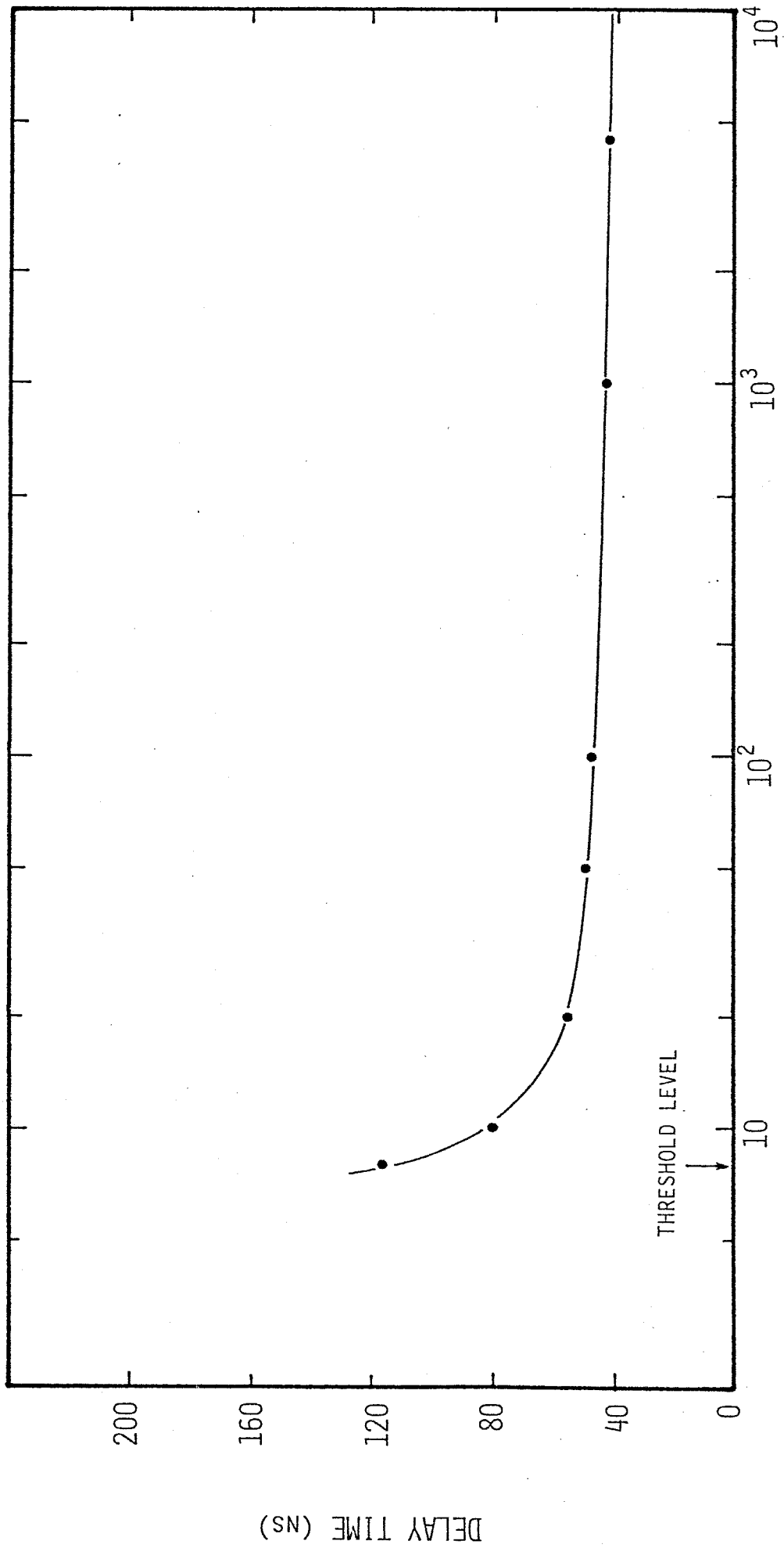


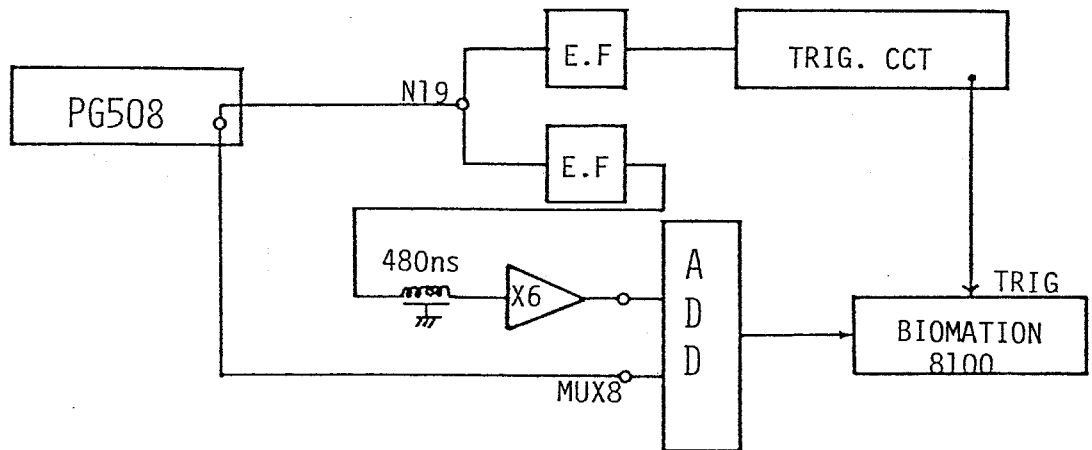
FIGURE 2-19 (E)



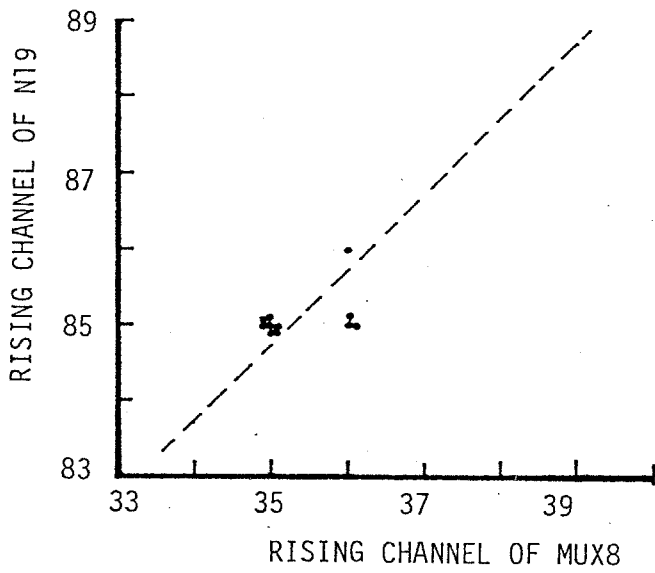


INPUT PULSE HEIGHT (mV)

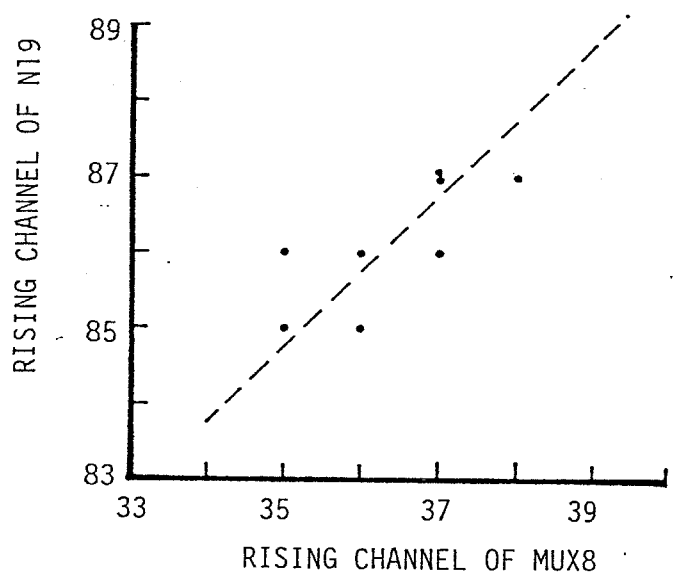
FIGURE 2-20



(A)



(b)



(c)

FIGURE 2-21

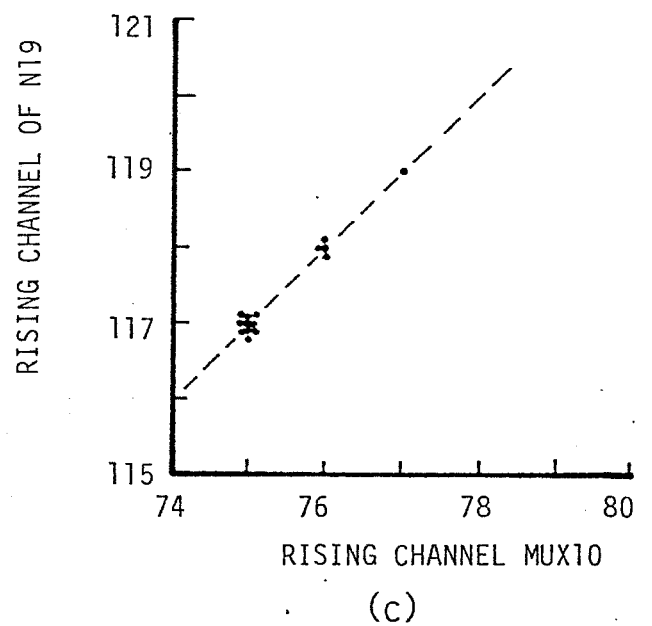
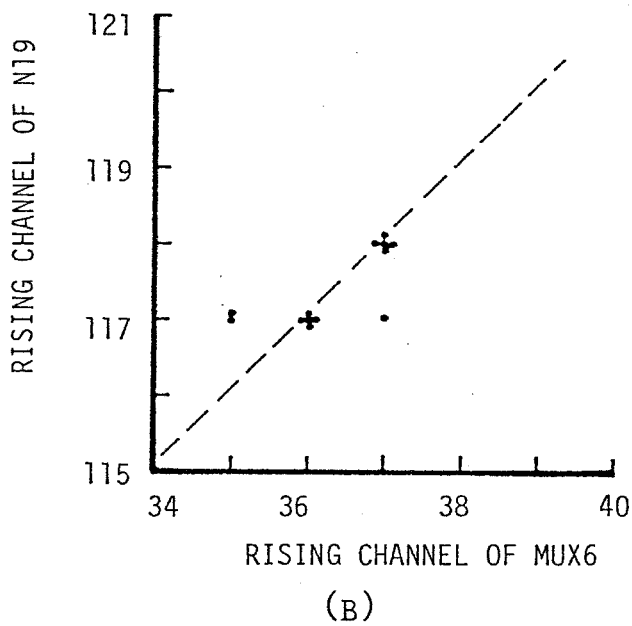
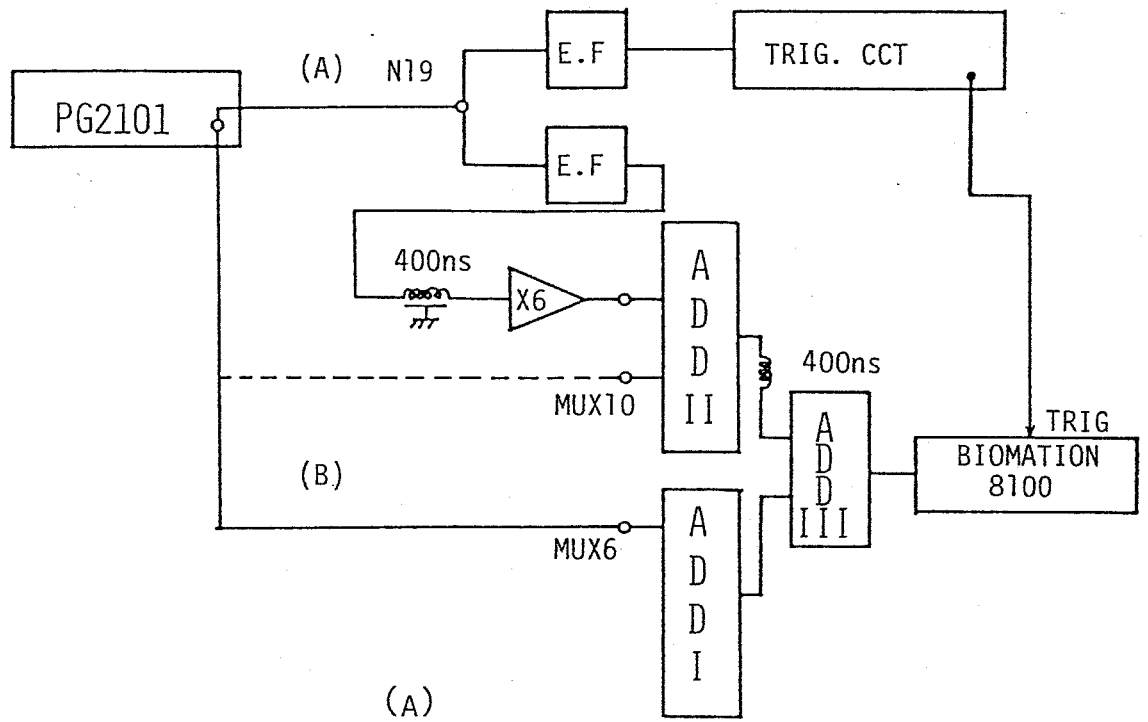
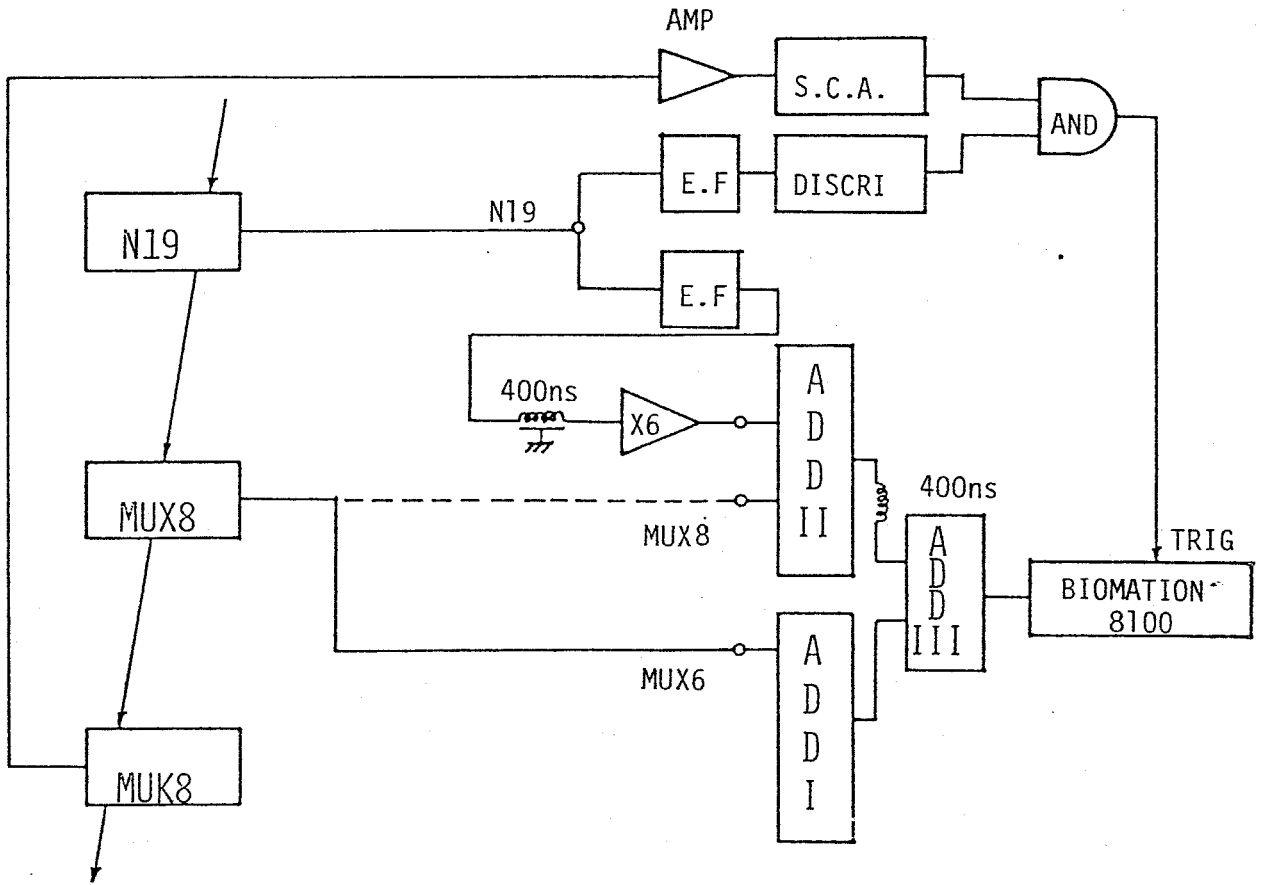
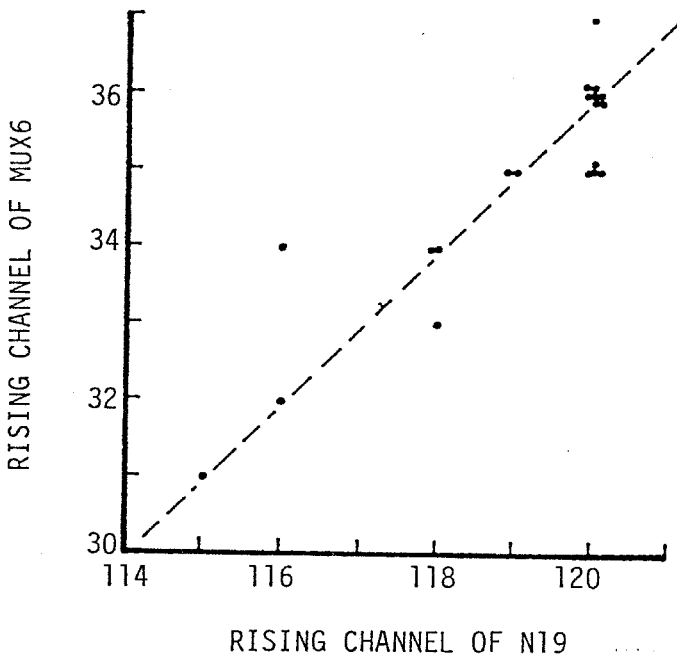


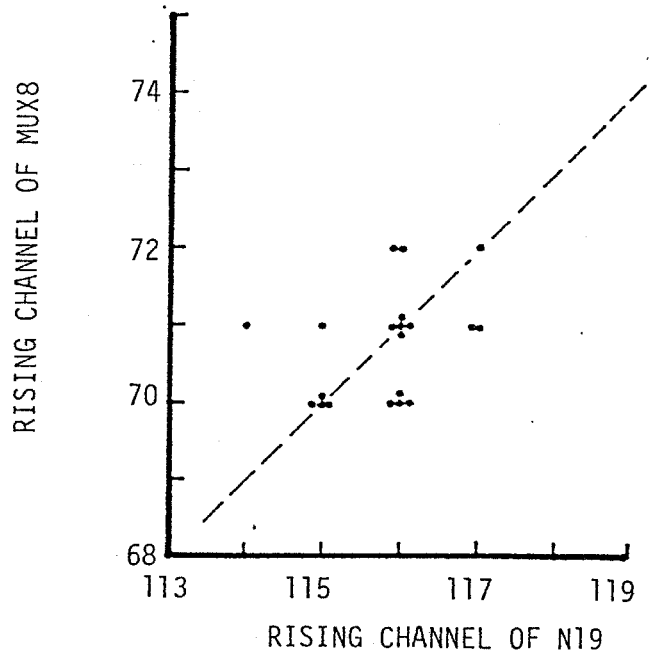
FIGURE 2-22



(A)

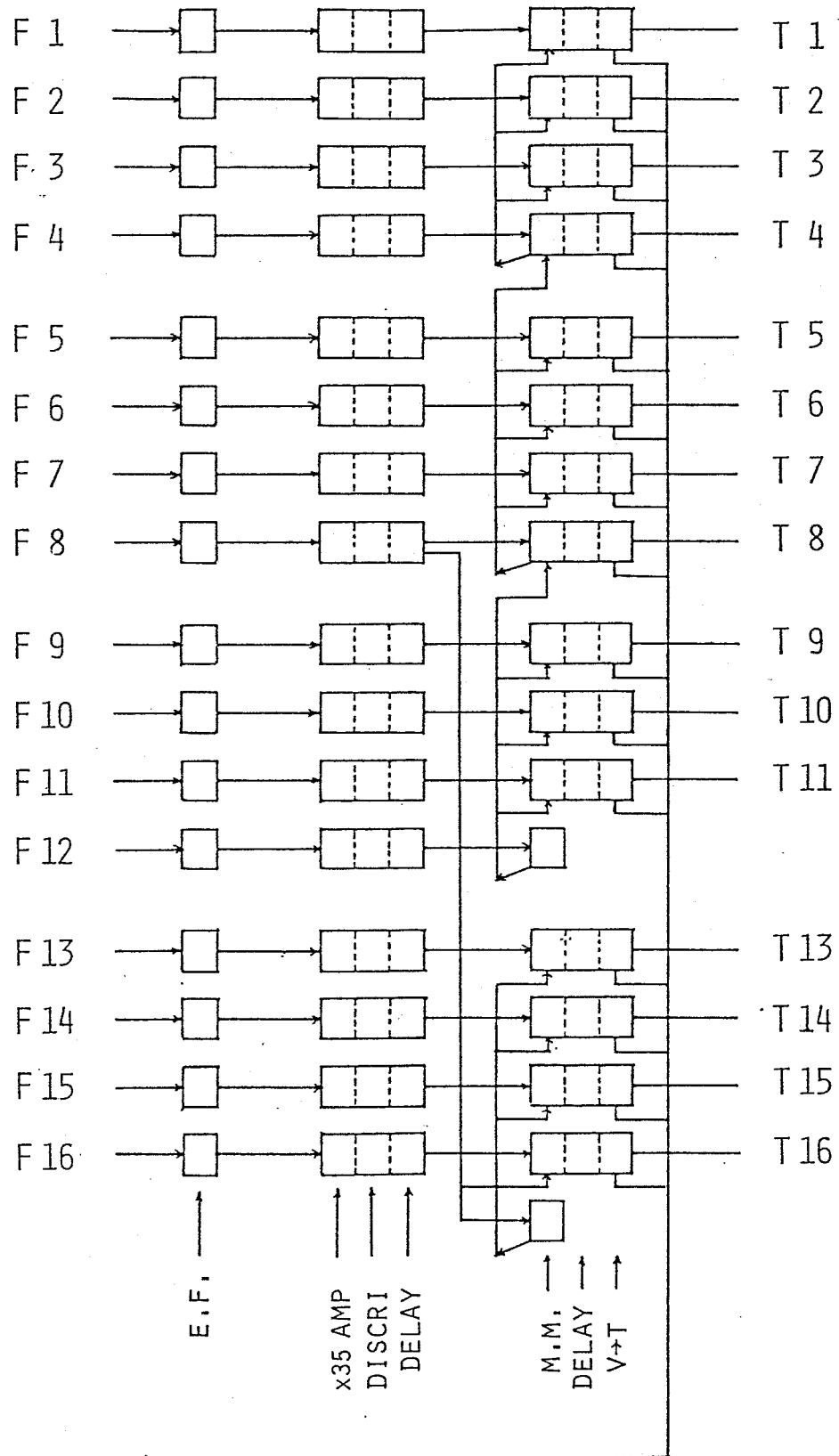


(B)



(C)

FIGURE 2-23 7-75



A.S. MASTER PULSE

FIGURE 3-1

```

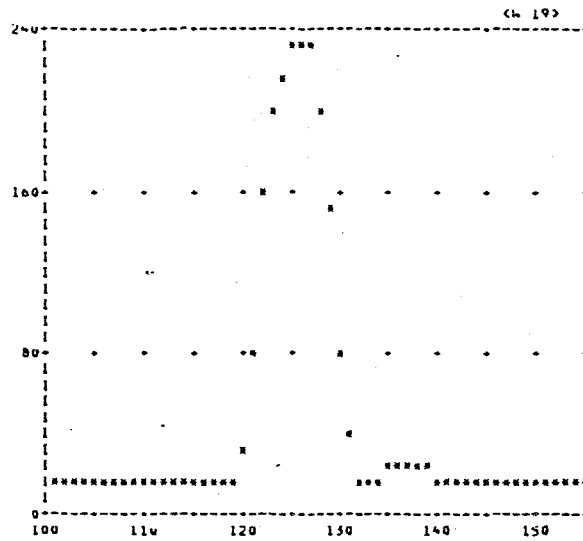
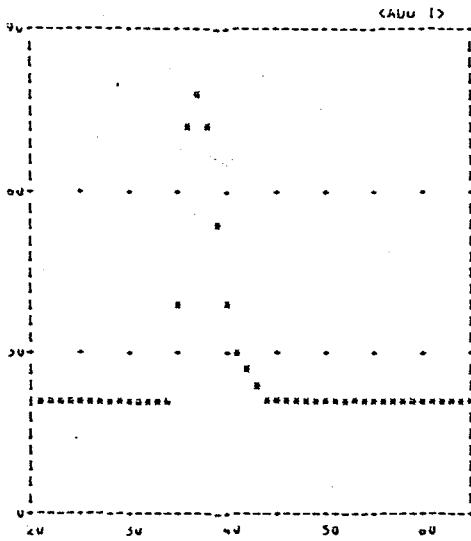
*****
LAS:          x
YUAT:        0452 x
TIME:        1522 x
EVENT#(H):   344 x
T.EVENT#(H): 152 x
CODE:        120 x
*****

```

```

***TFN-TIME TIMING DATA***
TIME TU-1 TU-2 TU-3 TU-4 TU-5
748 0 0 0 0 0
TFN-TIME: 345. 0. 0. 0. 0. 0.

```



\*\*\*INFORMATION OUT COUNTS FOR ADD 1\*\*\*

```

21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21
21 21 21 22 40 72 60 72 55 40 52 27 25 25 22 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21

```

\*\*\*INFORMATION OUT COUNTS FOR ADD 19\*\*\*

```

21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21
47 20 20 23 20 29 20 25 25 25 25 22 22 22 21 21 20 20 20 20 32 60 160 207 216 232 235 232 207 159 50

```

\*\*\*INFORMATION OF PROFILE\*\*\*

```

MAX(OFFSET LEV)= 60( 21 ) RISE TIME(PUIN)= 40.0( 33 )
INTERVAL= 250.0(A: 100.0 B: 157.5 ) B/A= 1.57

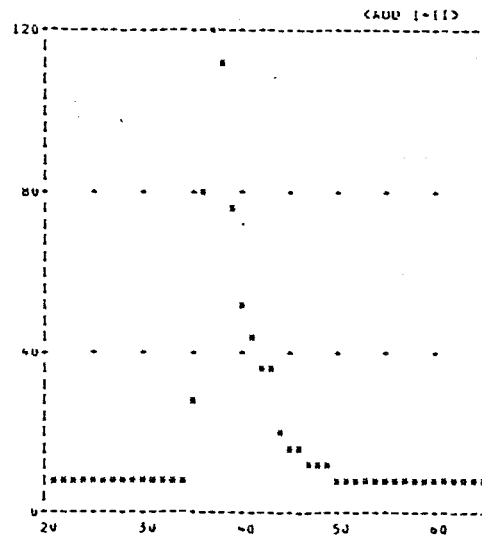
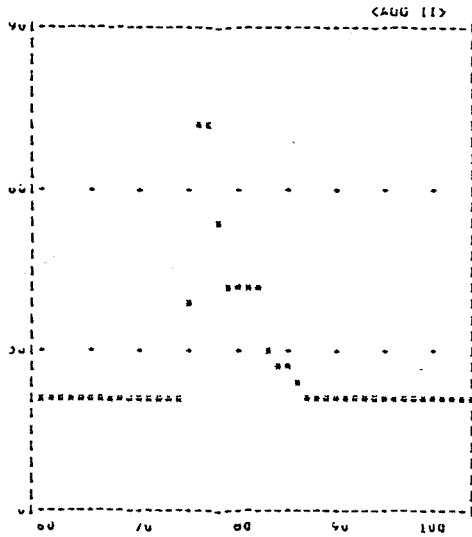
```

\*\*\*INFORMATION OF PROFILE\*\*\*

```

MAX(OFFSET LEV)= 235( 21 ) RISE TIME(PUIN)= 70.0( 119 )
INTERVAL= 1635.0(A: 908.0 B: 727.0 ) B/A= 0.80

```



\*\*\*INFORMATION OUT COUNTS FOR ADD 11\*\*\*

```

21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21
21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21 21

```

\*\*\*INFORMATION OUT COUNTS FOR ADD 1-11\*\*\*

```

10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10
10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10

```

\*\*\*INFORMATION OF PROFILE\*\*\*

```

MAX(OFFSET LEV)= 72( 21 ) RISE TIME(PUIN)= 35.0( 73 )
INTERVAL= 281.0(A: 70.0 B: 210.0 ) B/A= 2.96

```

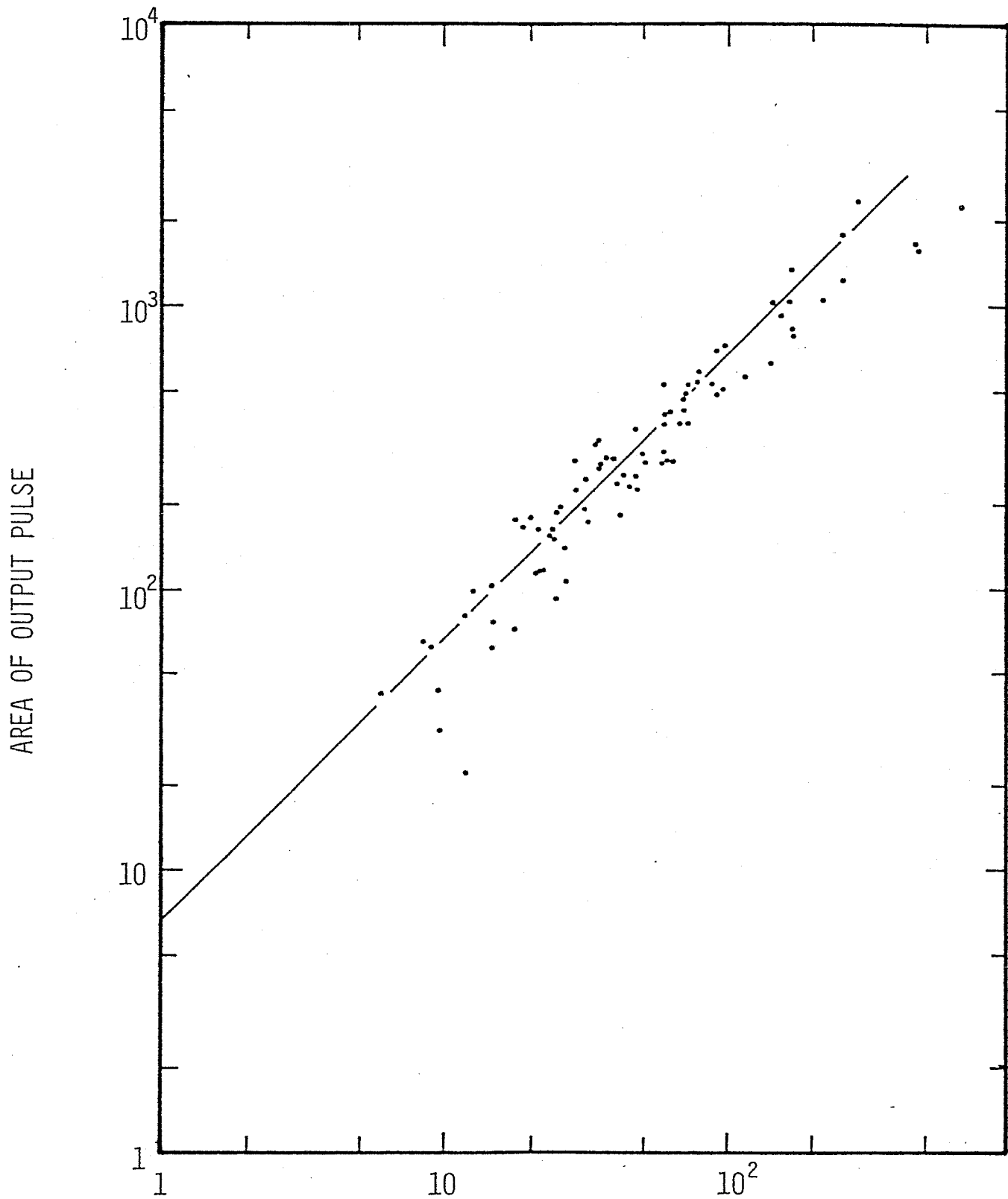
\*\*\*INFORMATION OF PROFILE\*\*\*

```

MAX(OFFSET LEV)= 120( 10 ) RISE TIME(PUIN)= 40.0( 33 )
INTERVAL= 539.0(A: 201.0 B: 338.0 ) B/A= 1.68

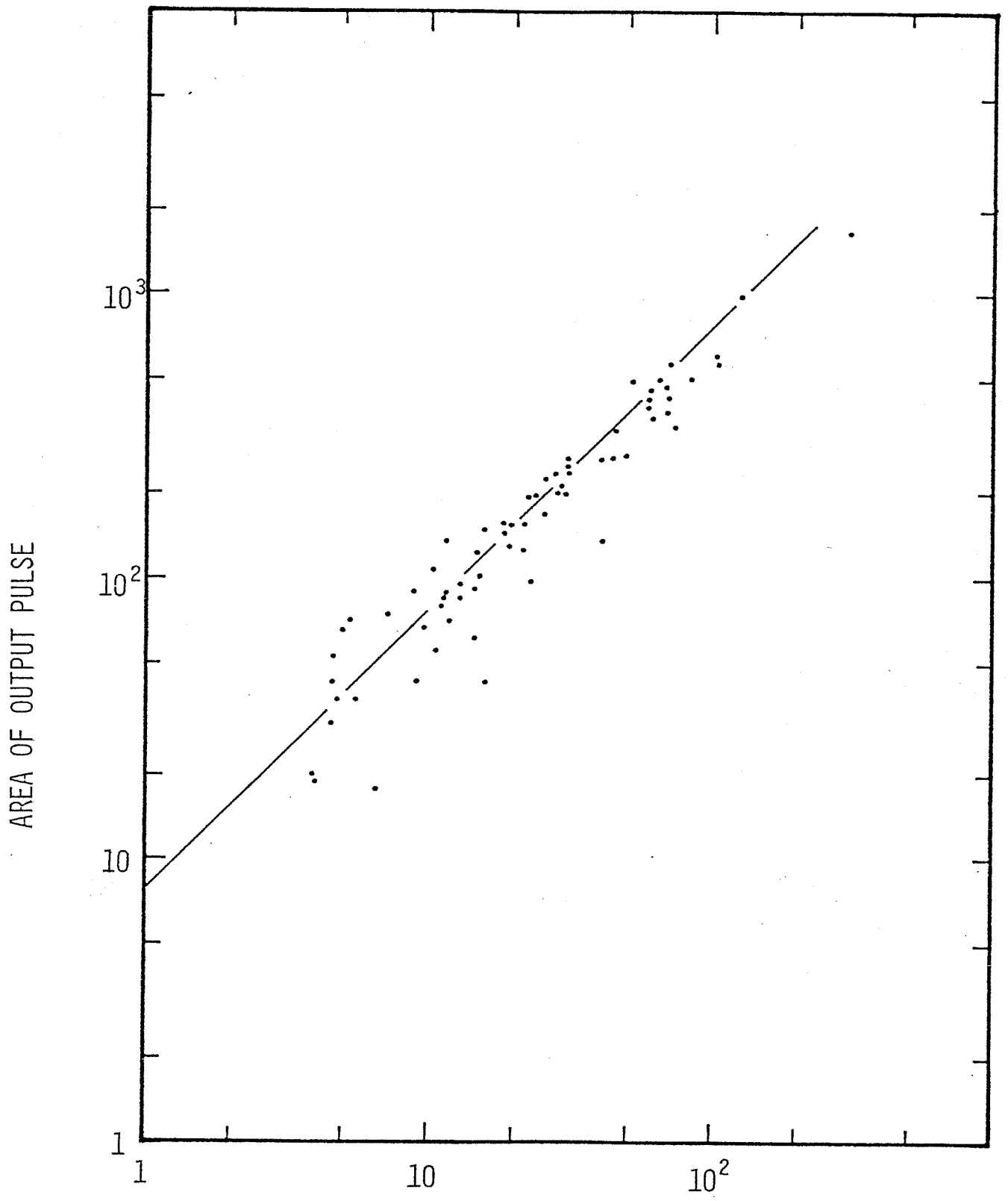
```

FIGURE 3-2

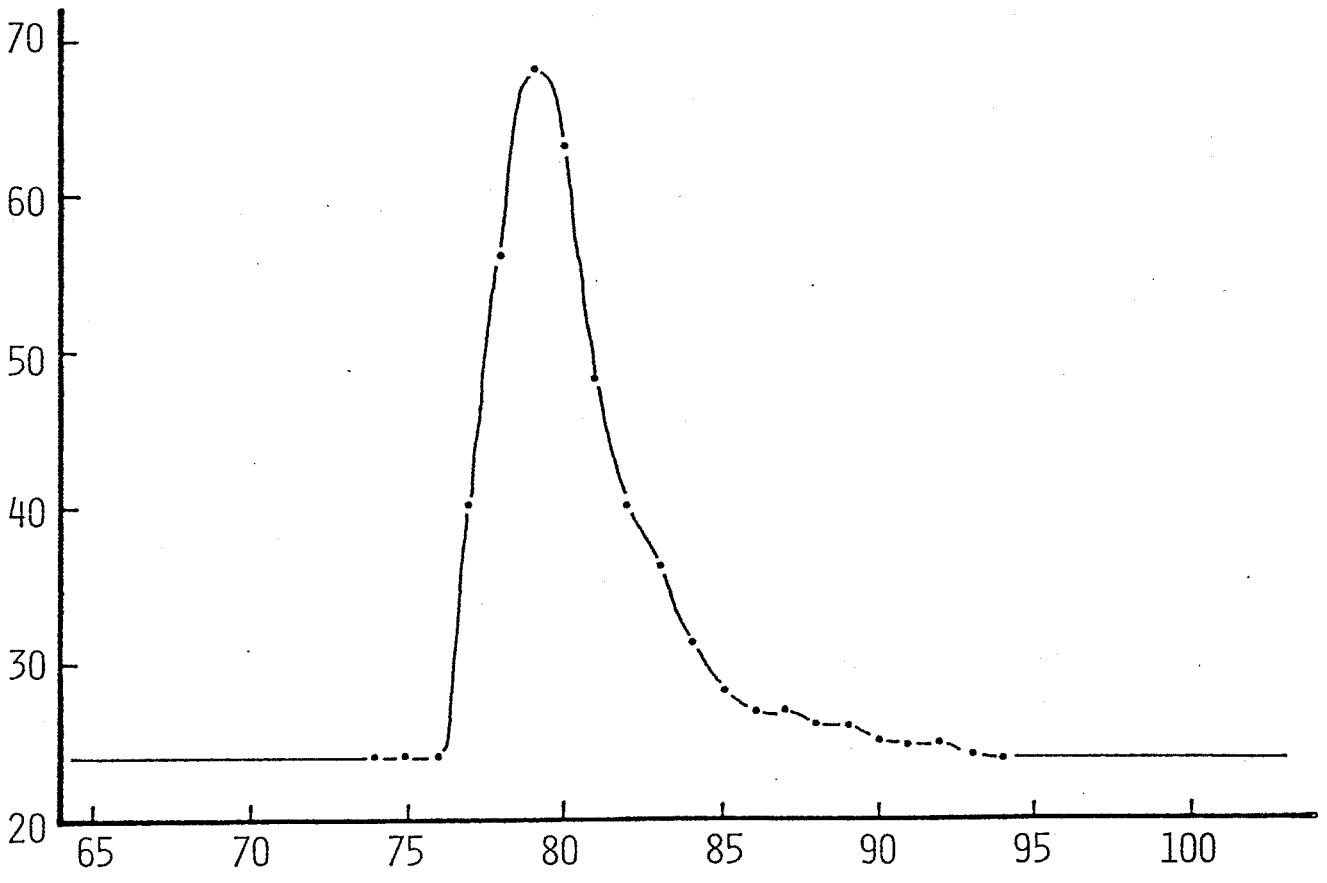
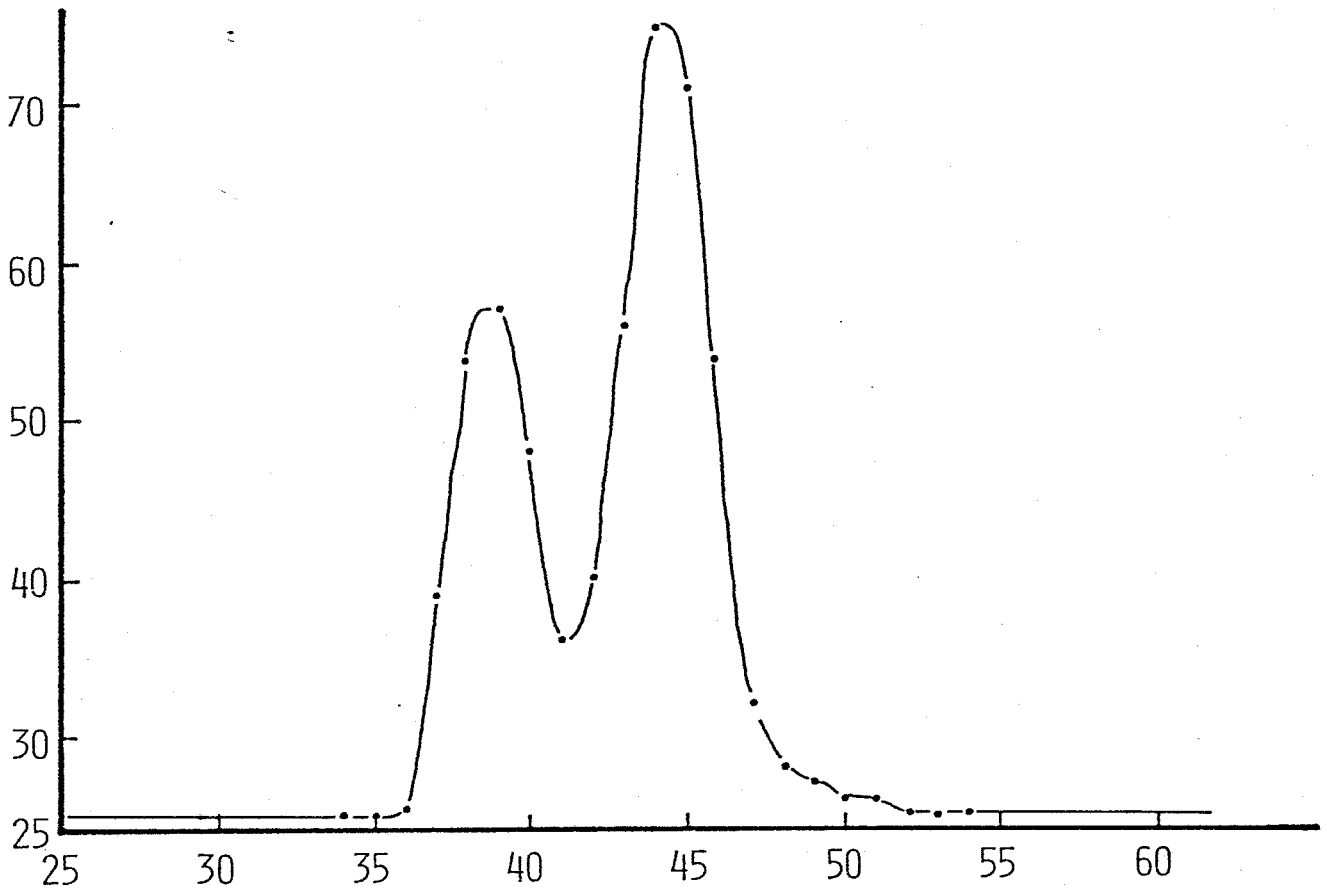


THE NUMBER OF PARTICLES

FIGURE 3-3(A)



THE NUMBER OF PARTICLES  
FIGURE 3-3(B)



CHANNEL NUMBER  
FIGURE 3-4(A)

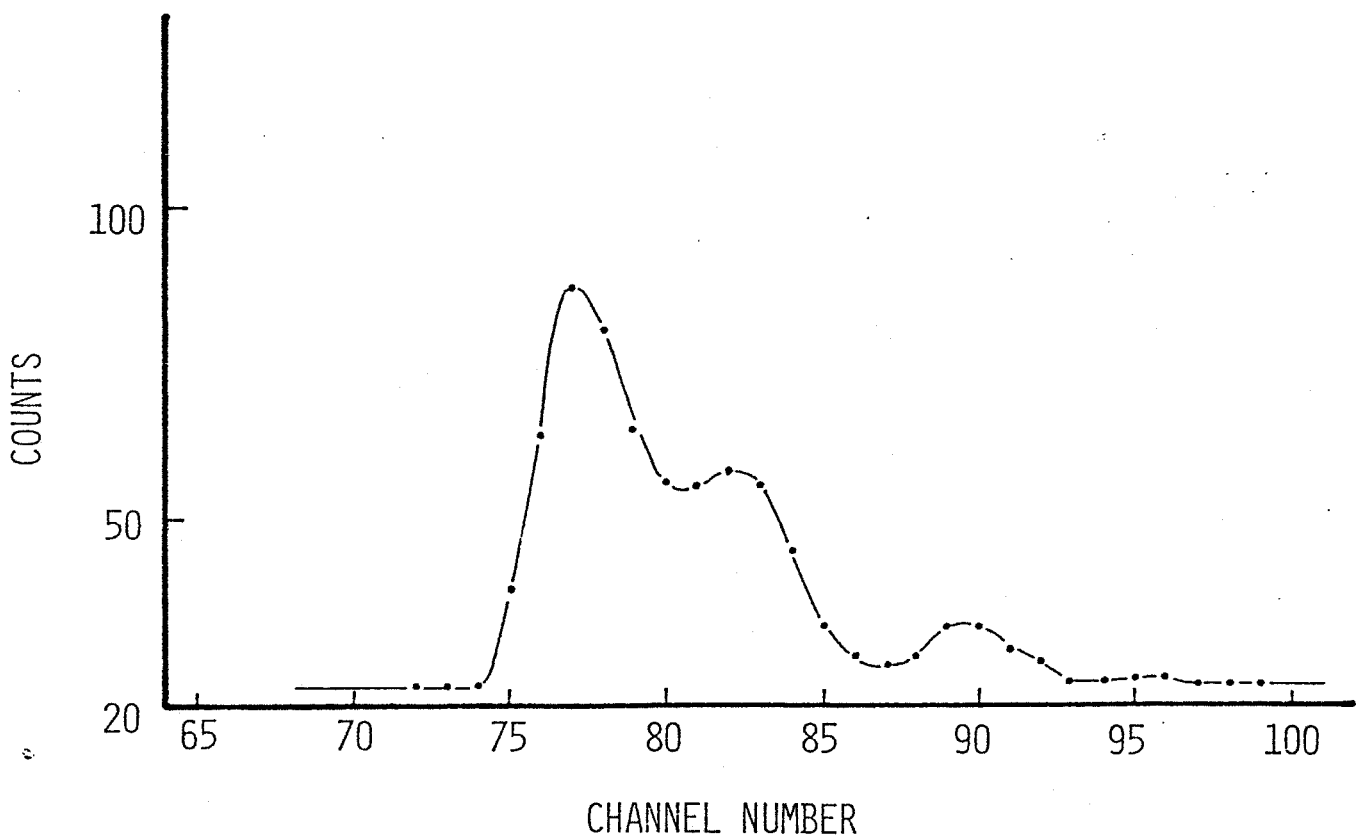
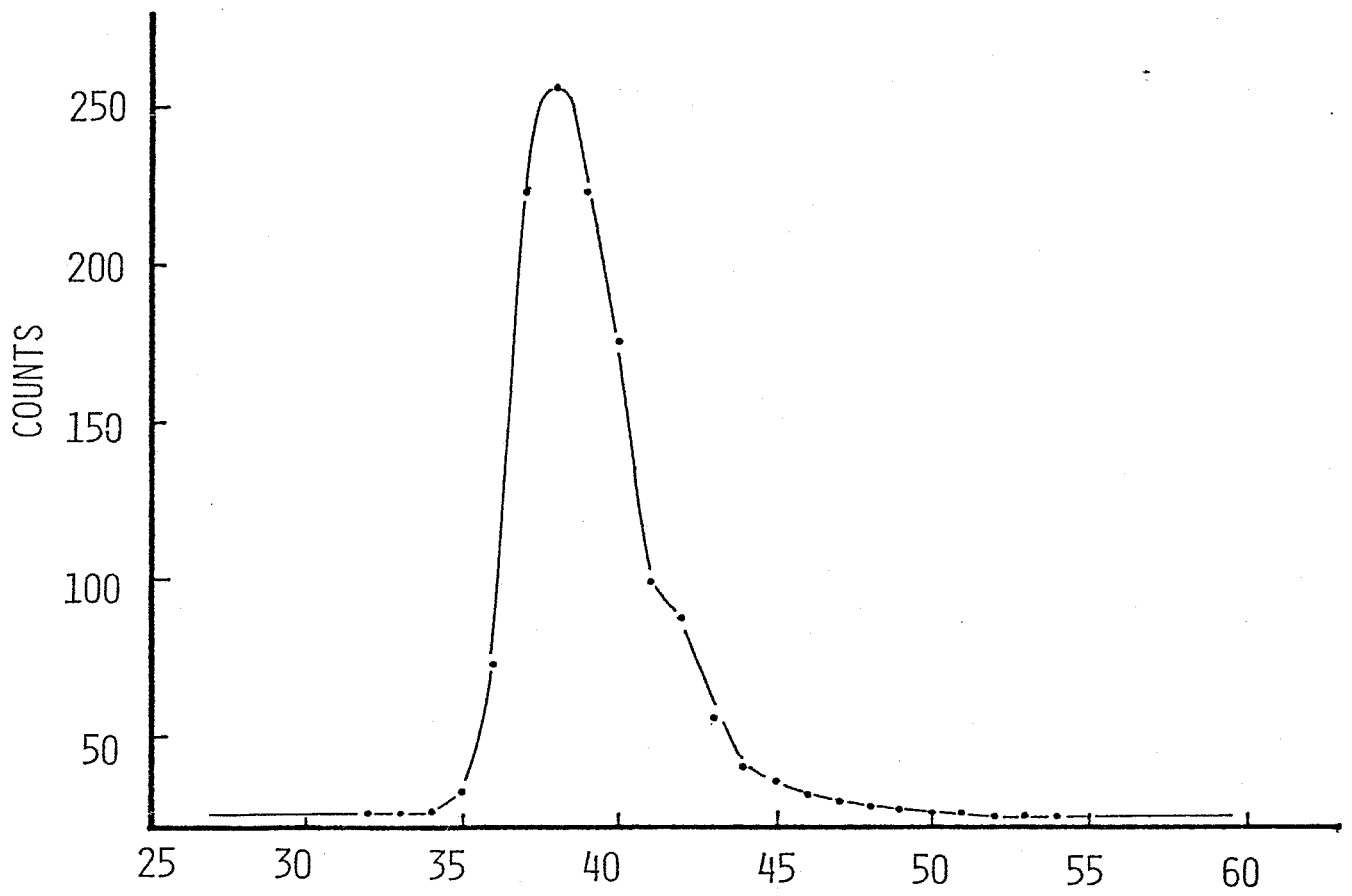


FIGURE 3-4(B)

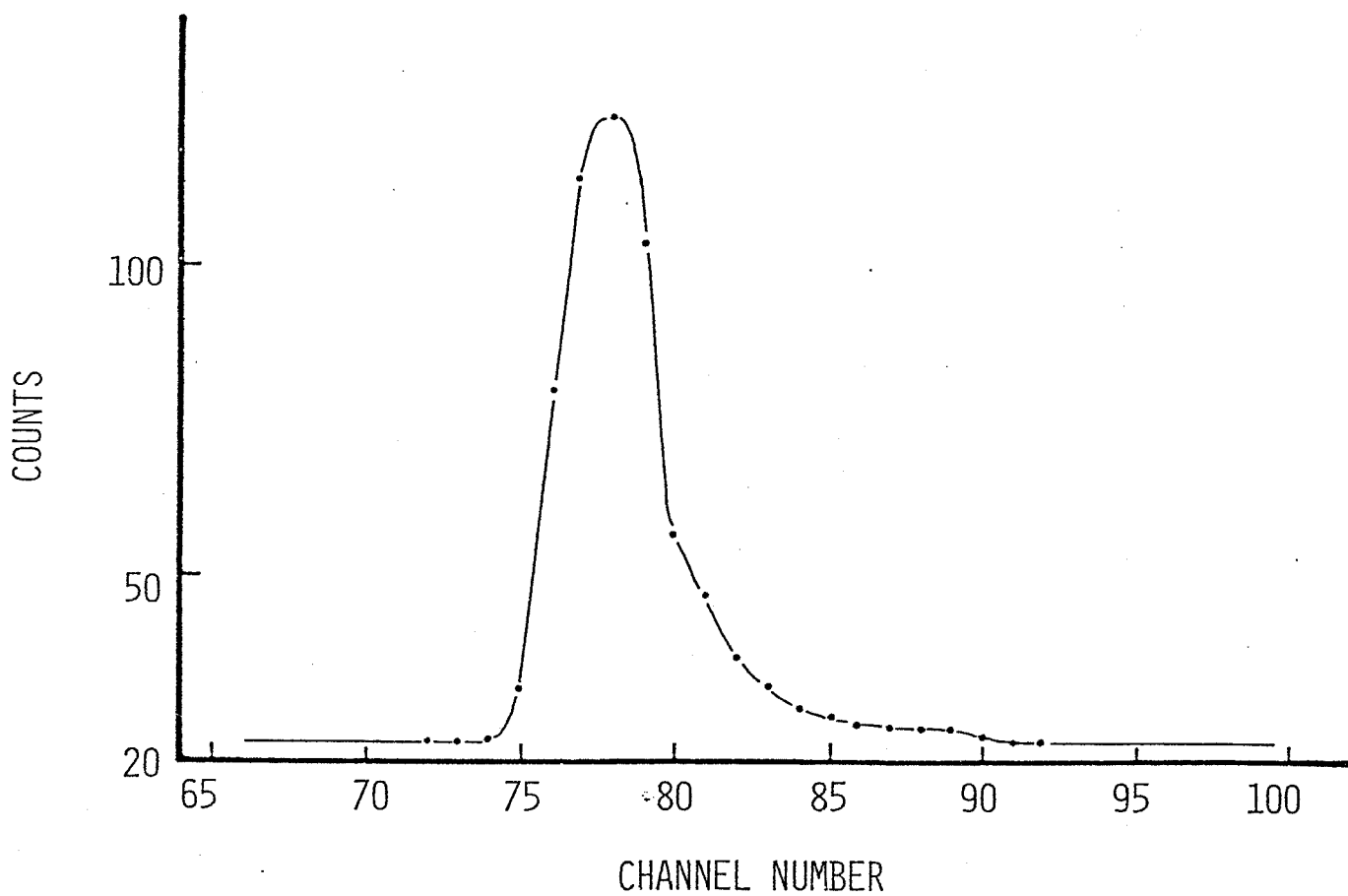
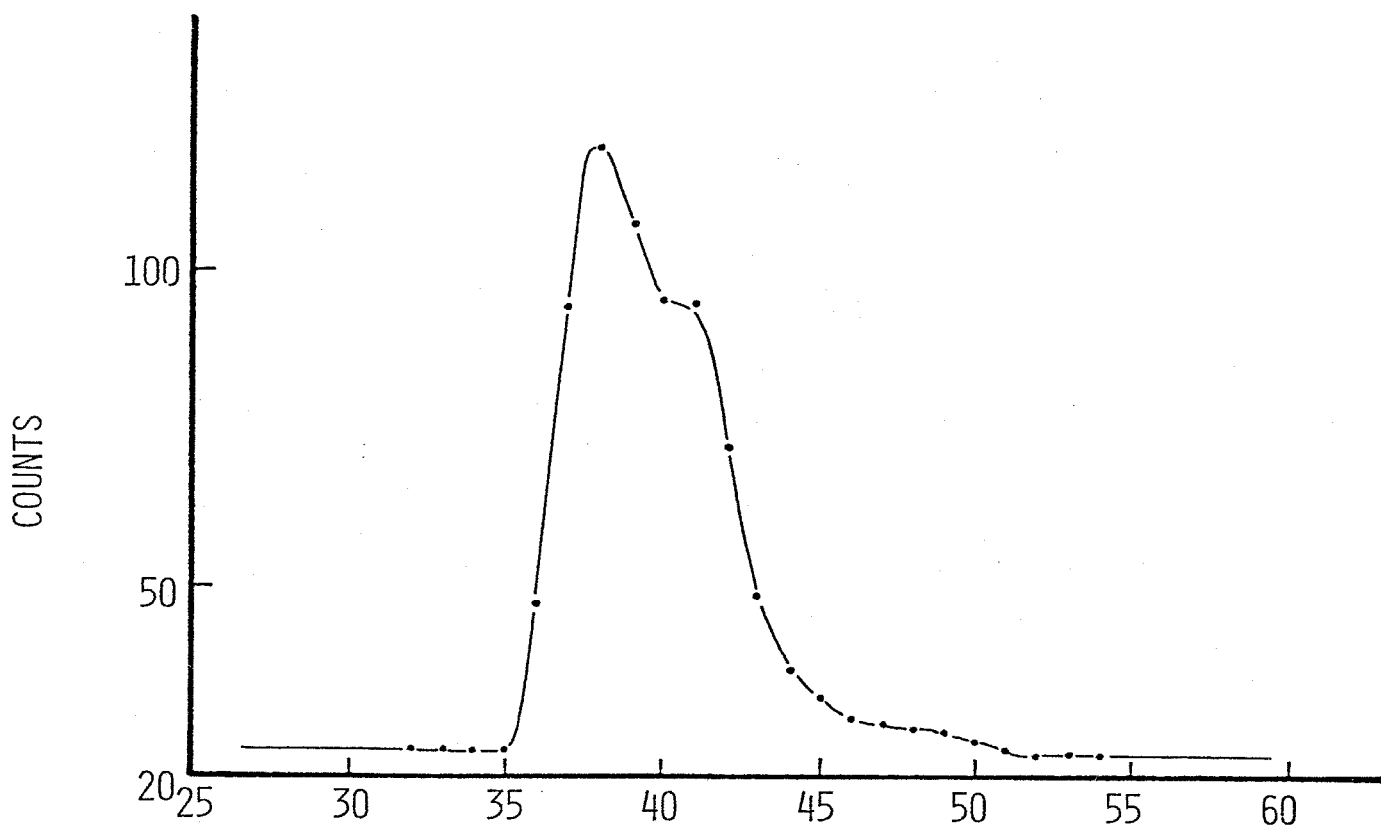
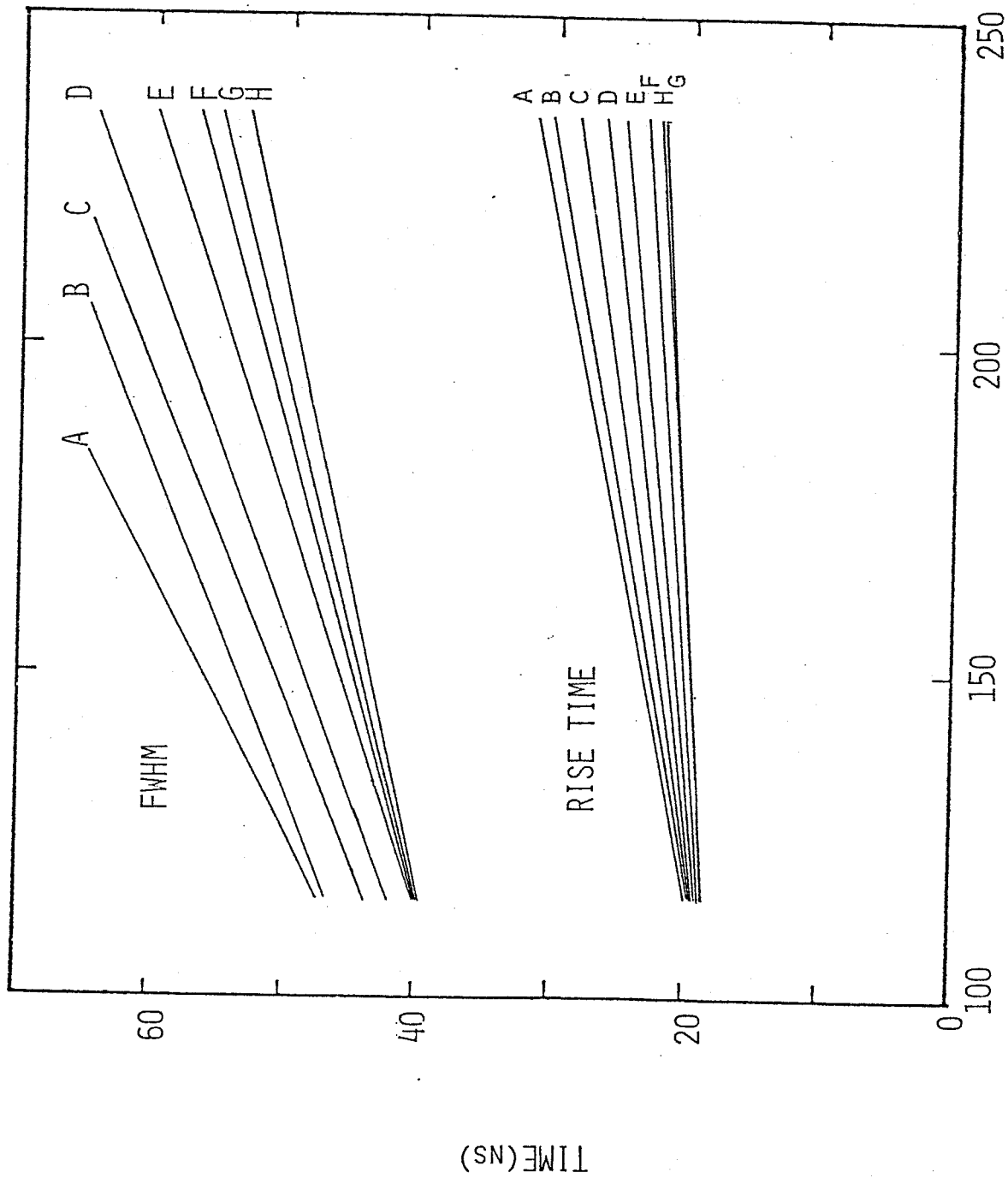
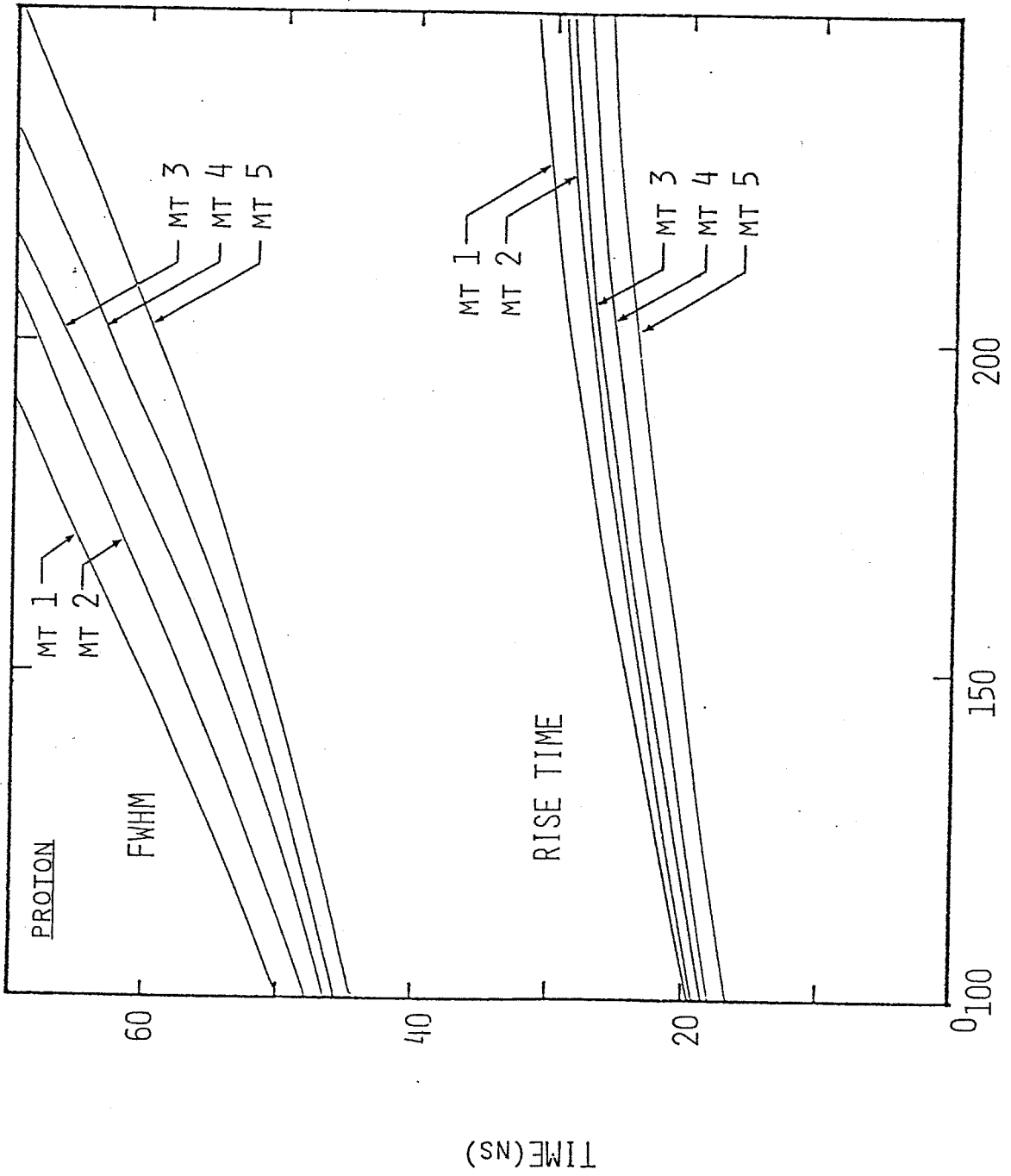


FIGURE 3-4(c)

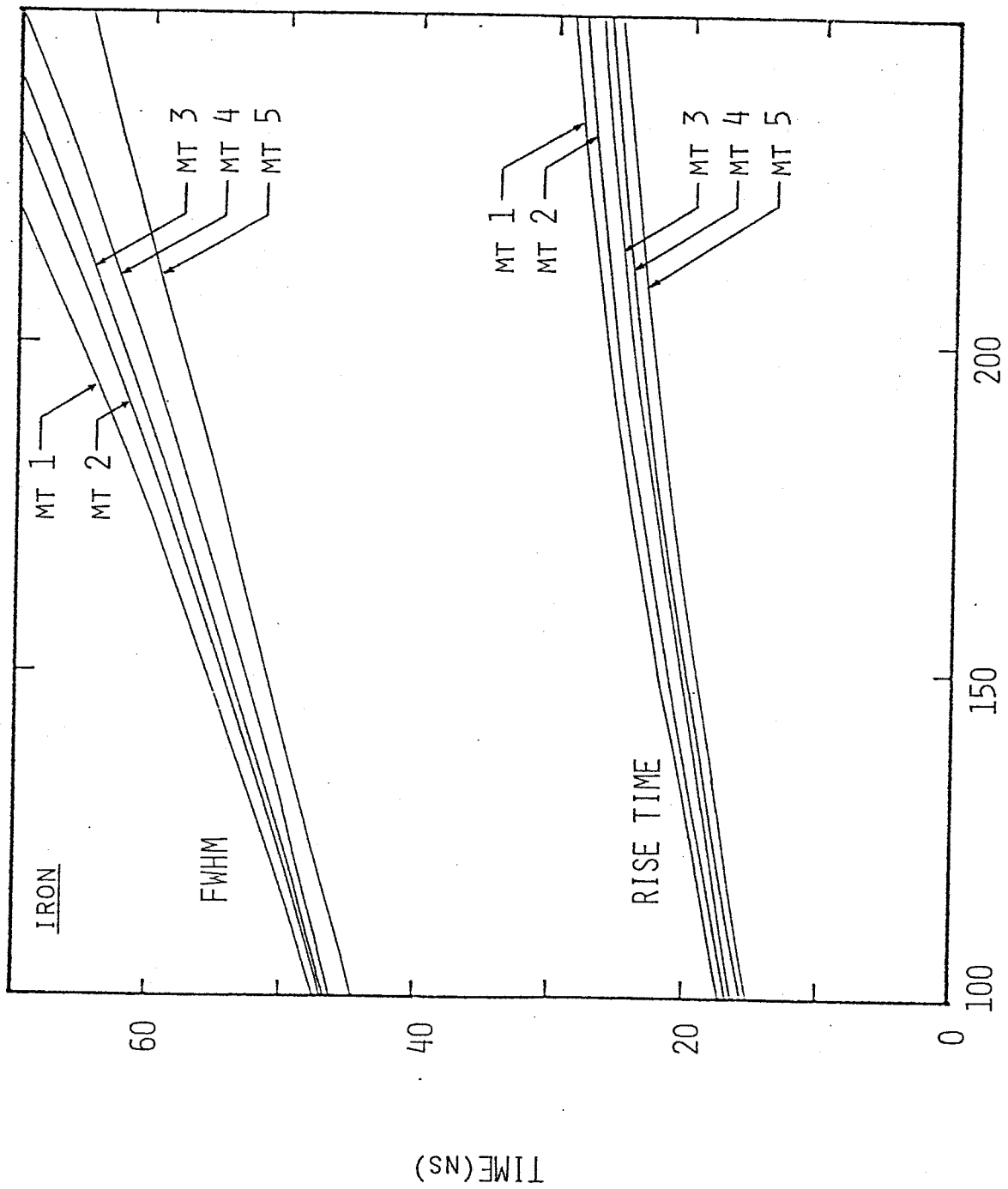


CORE DISTANCE (M)  
 FIGURE 4-1(A)



CORE DISTANCE(M)

FIGURE 4-1(B)



CORE DISTANCE(M)  
 FIGURE 4-1(C)

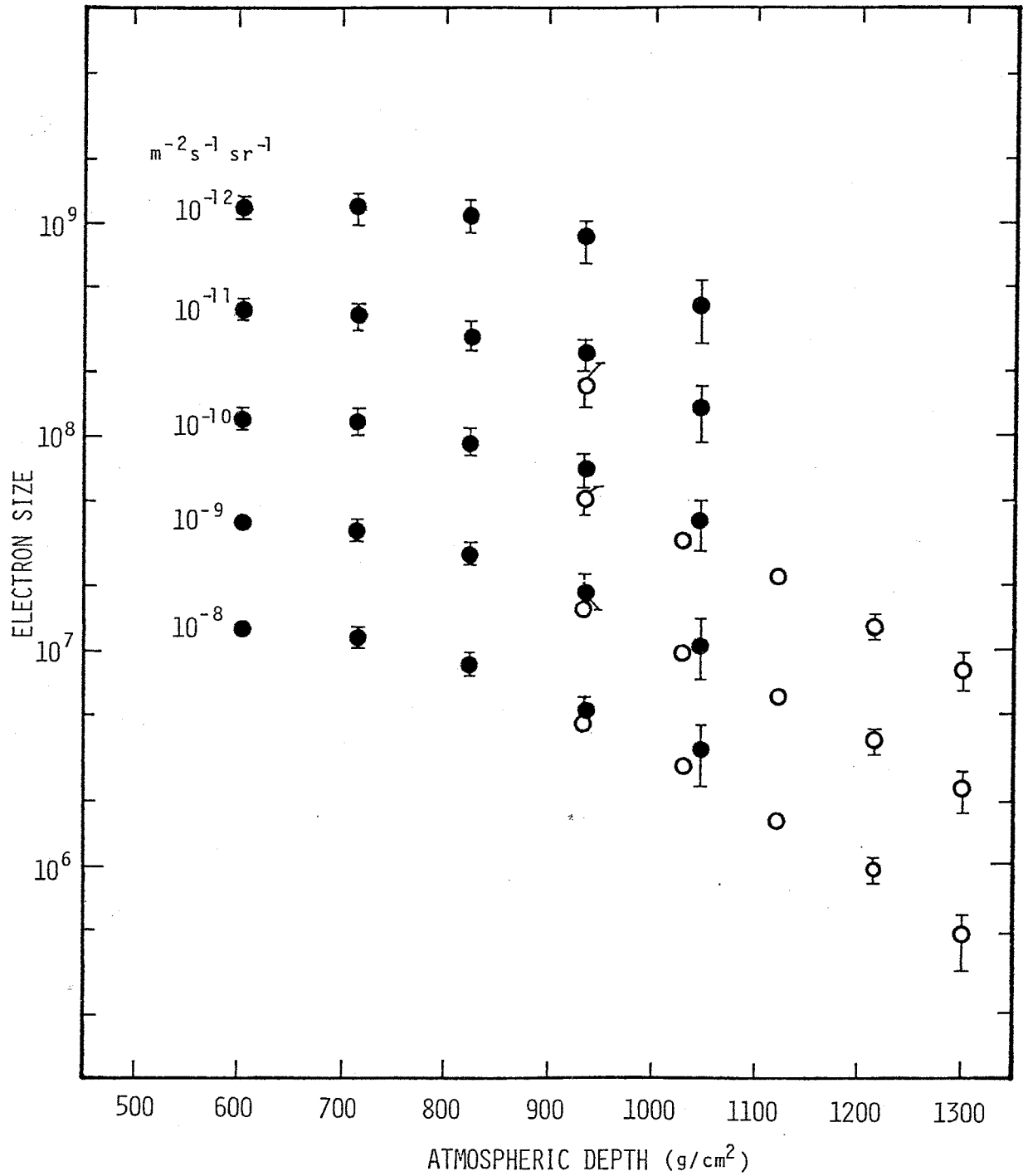


FIGURE 4-2

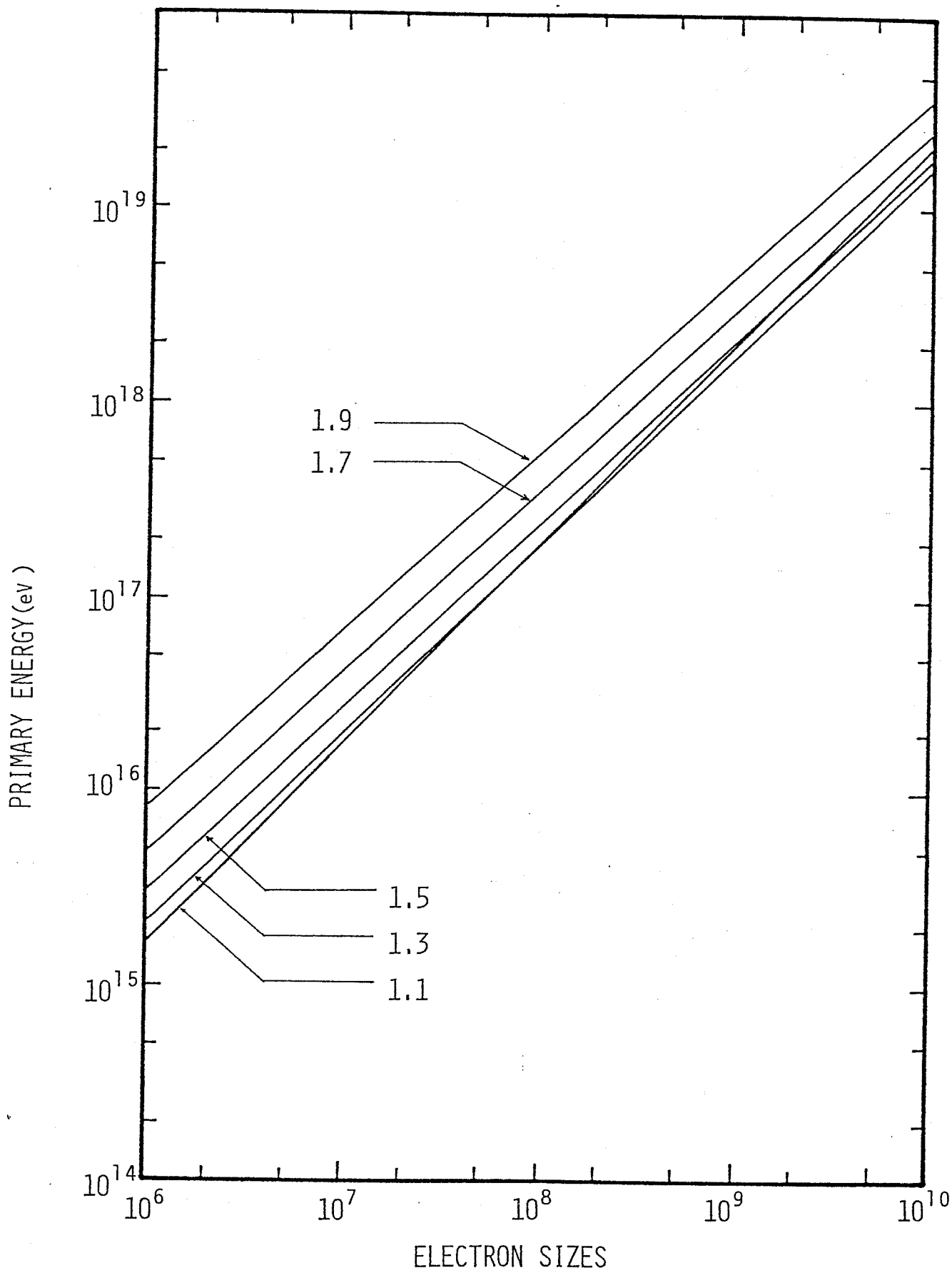
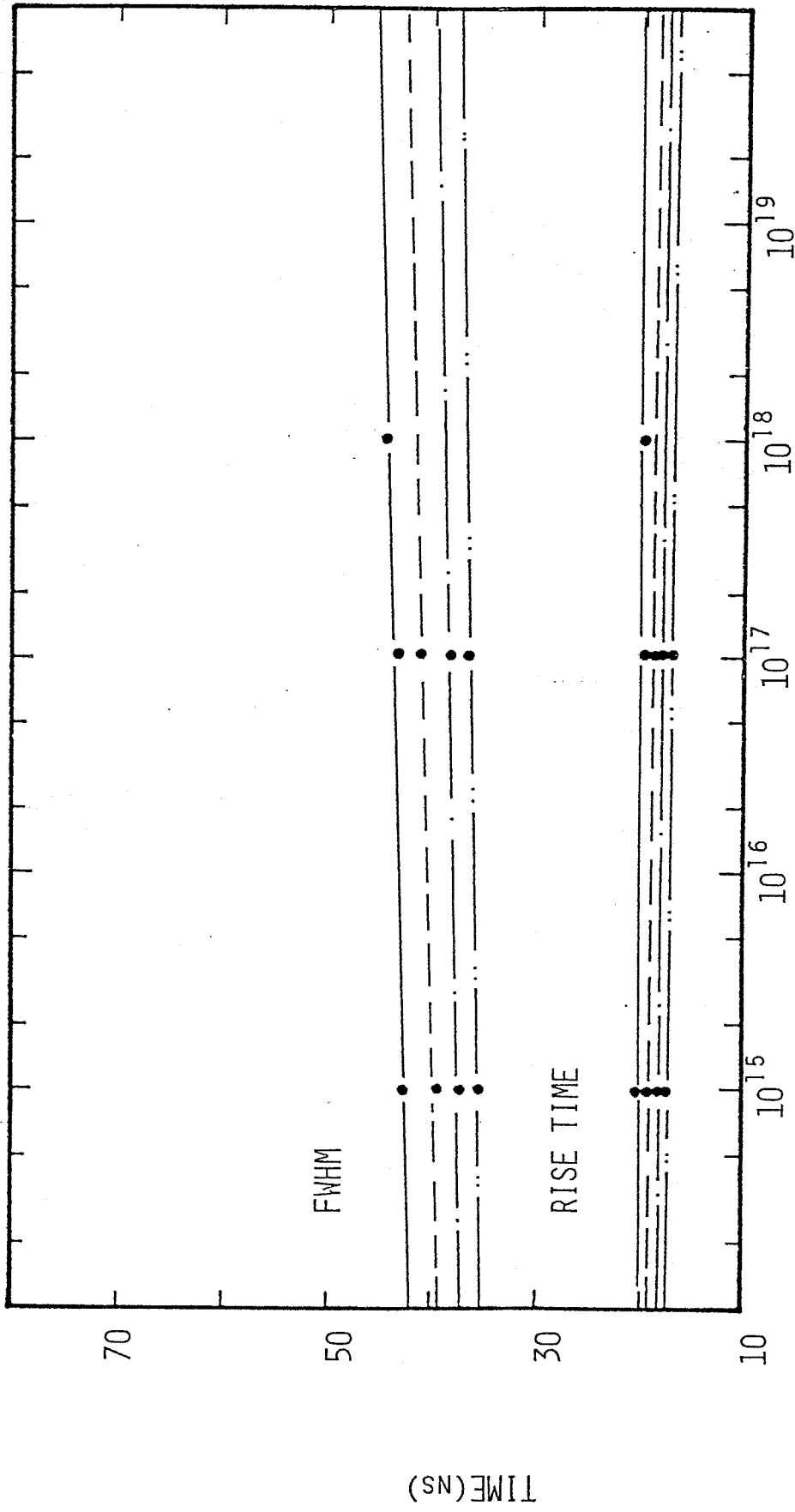


FIGURE 4-3



PRIMARY ENERGY (eV)

FIGURE 4-4(A)

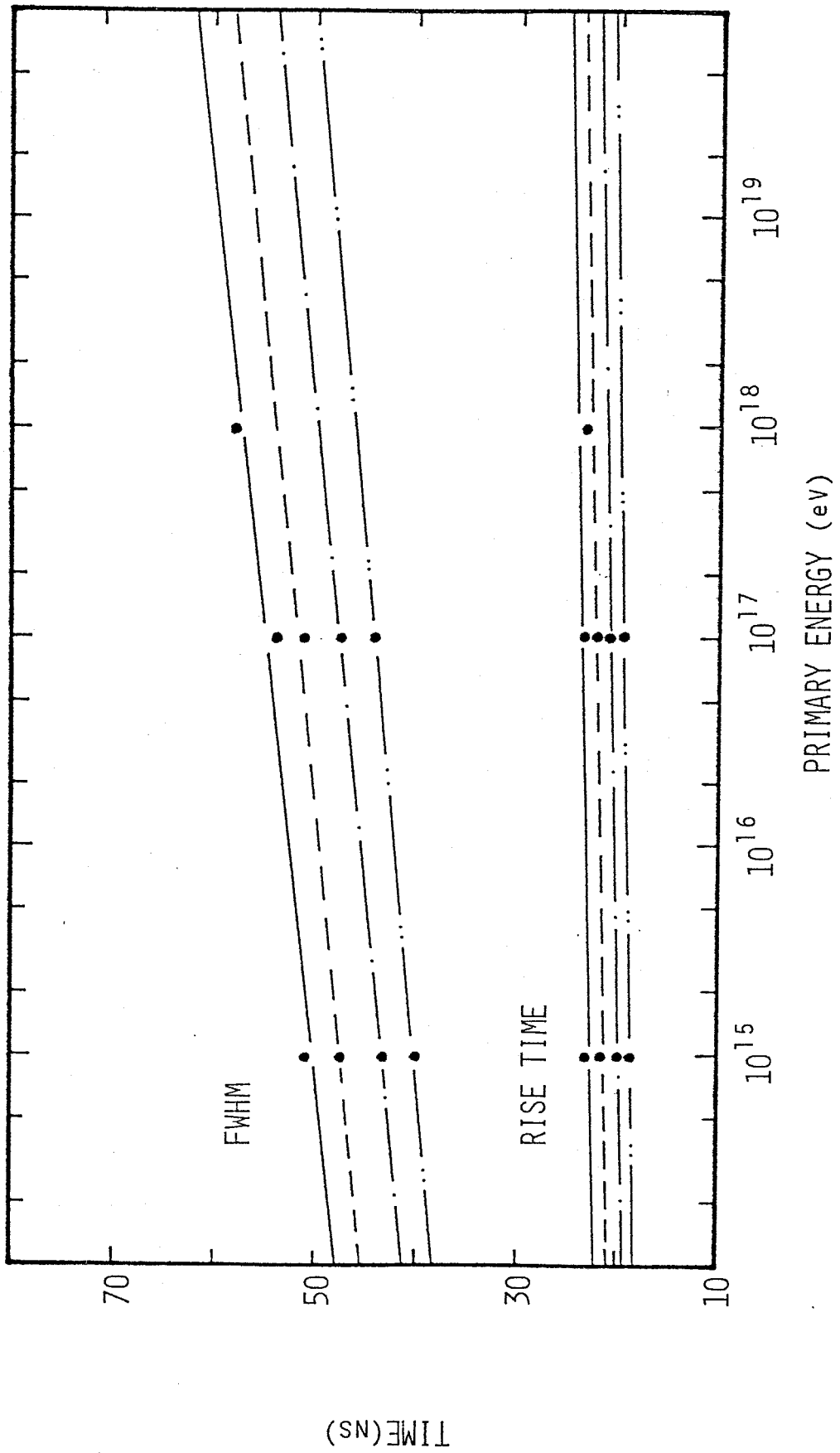
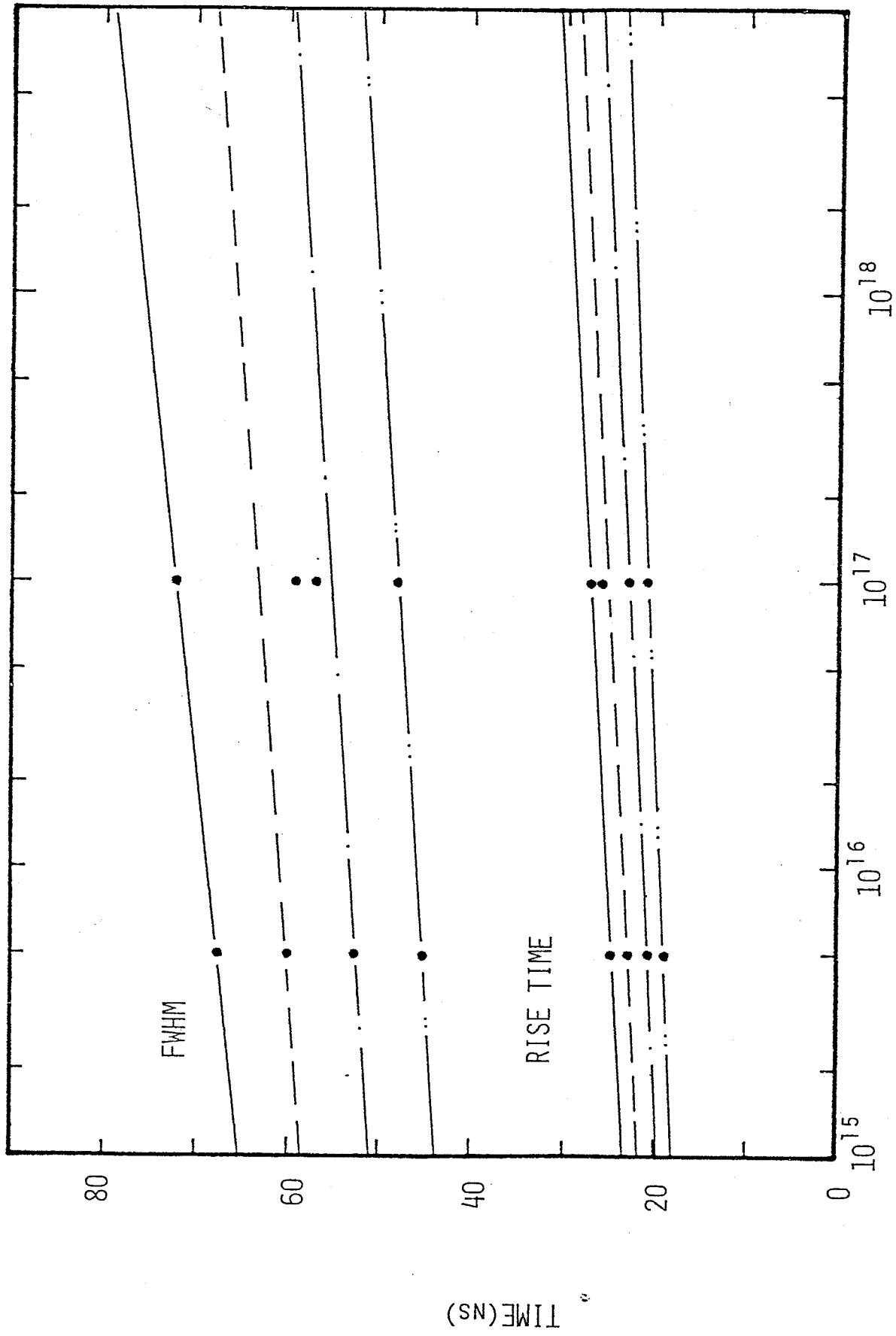
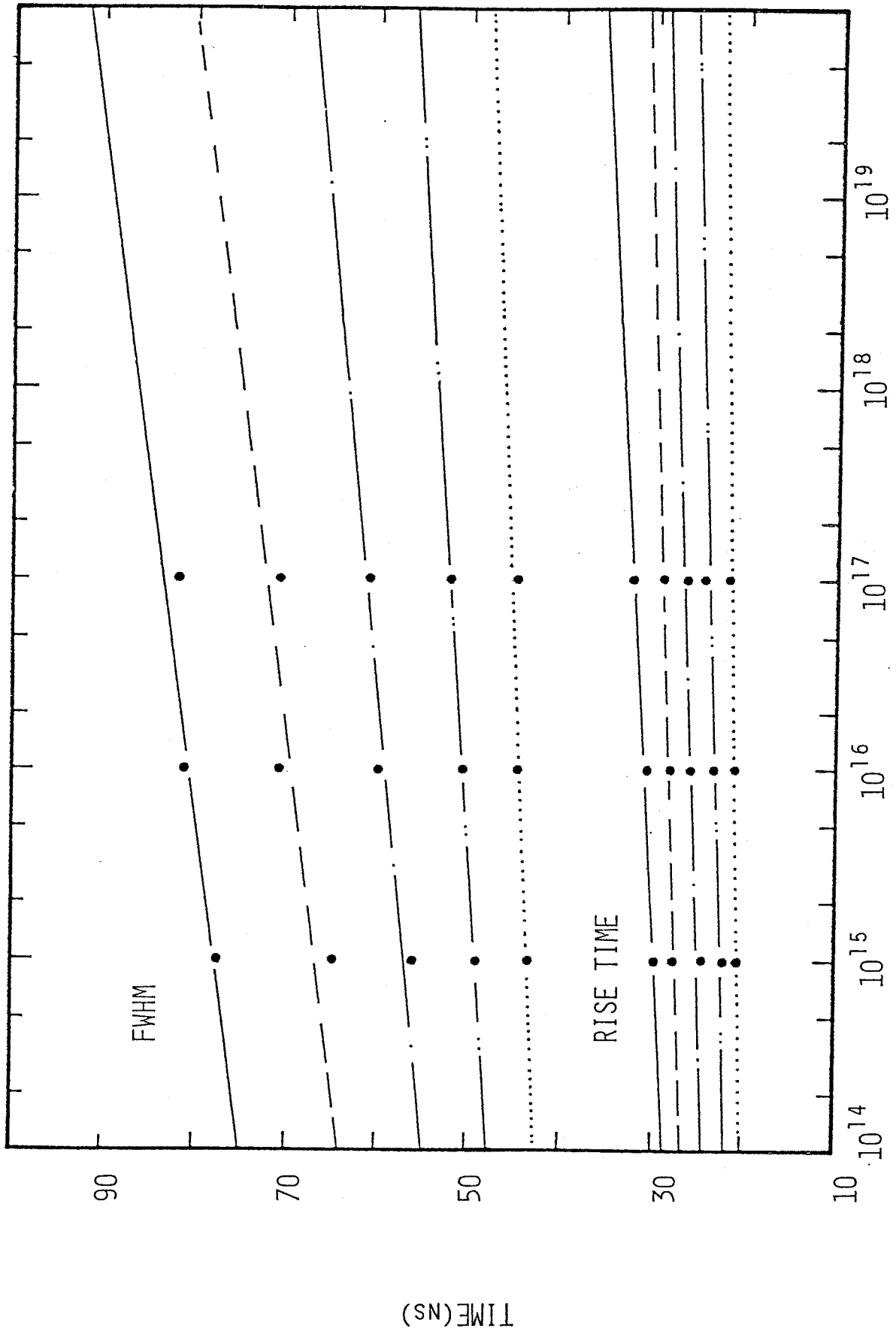


FIGURE 4-4(B)



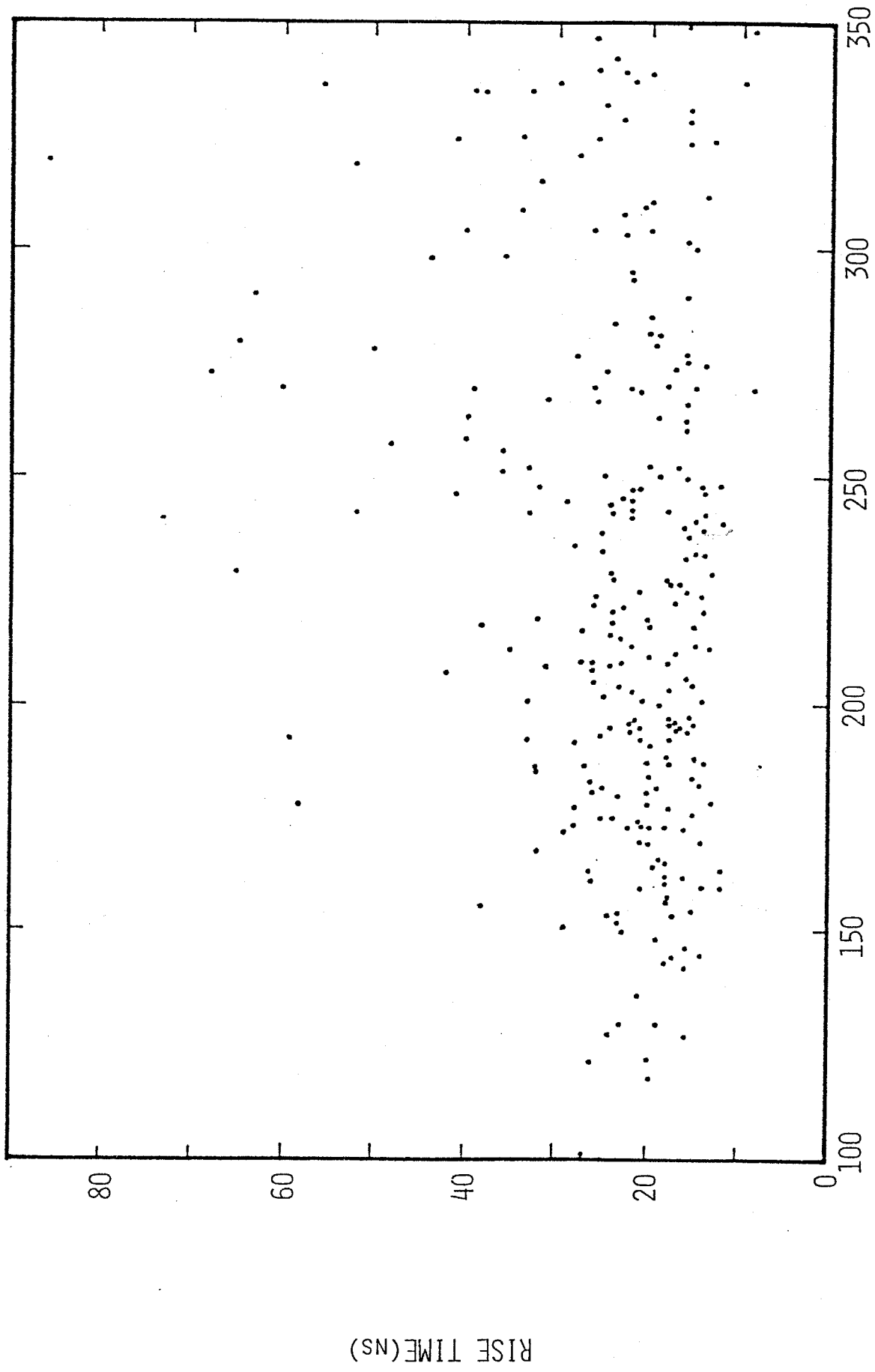
PRIMARY ENERGY (eV)

FIGURE 4-11(c)



PRIMARY ENERGY (eV)

FIGURE 4-4(D)



CORE DISTANCE(M)

FIGURE 5-1

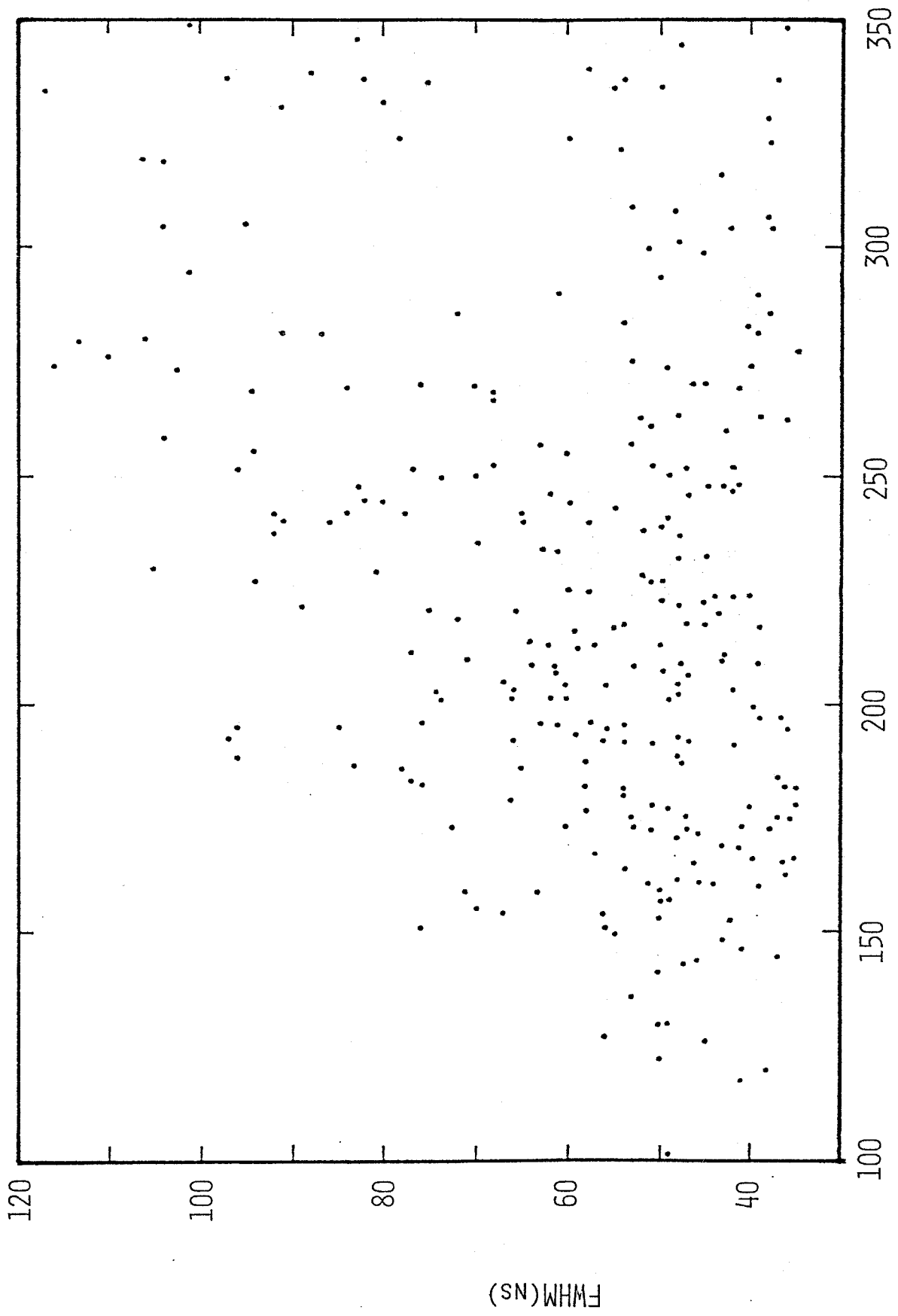


FIGURE 5-2

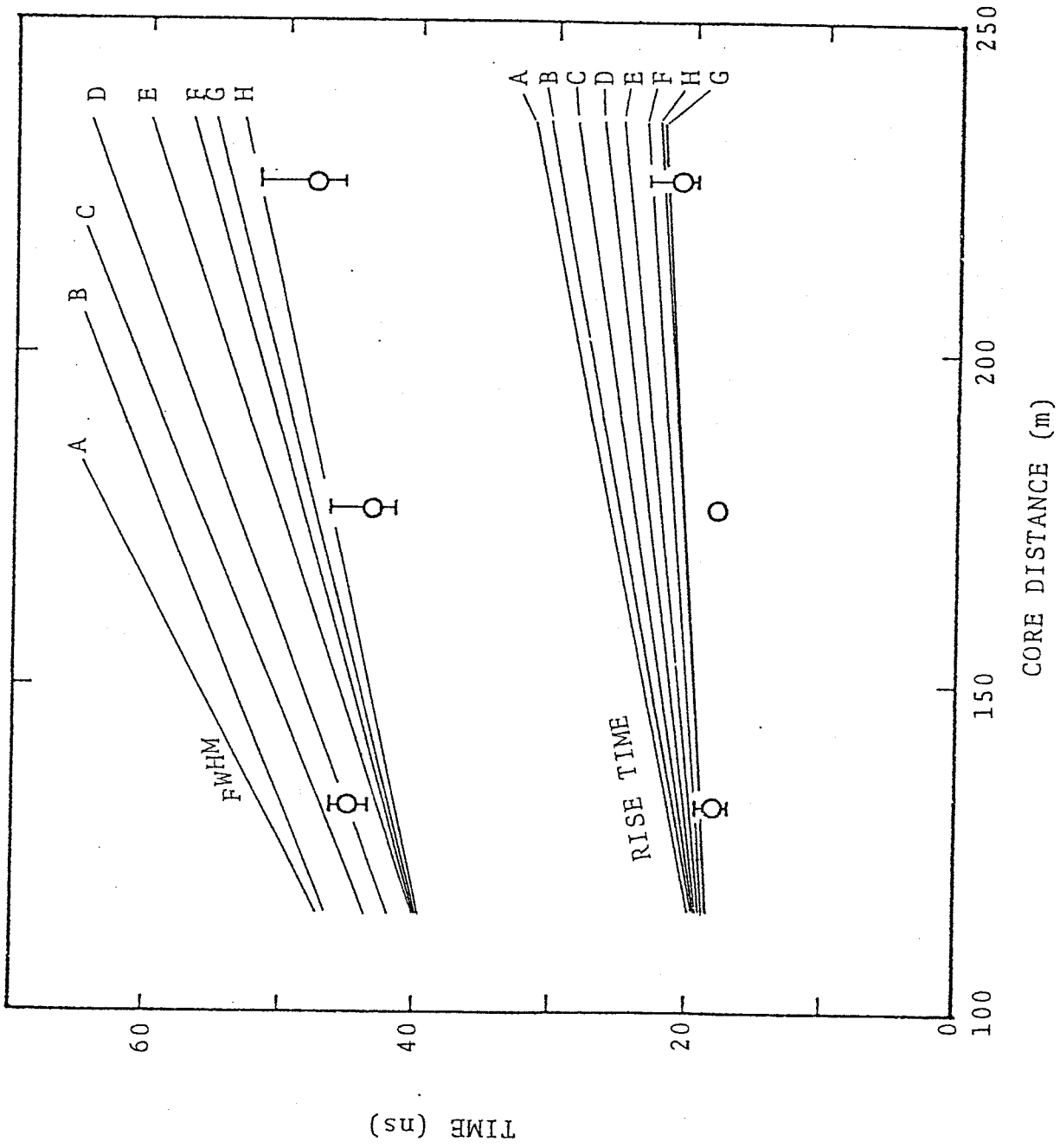
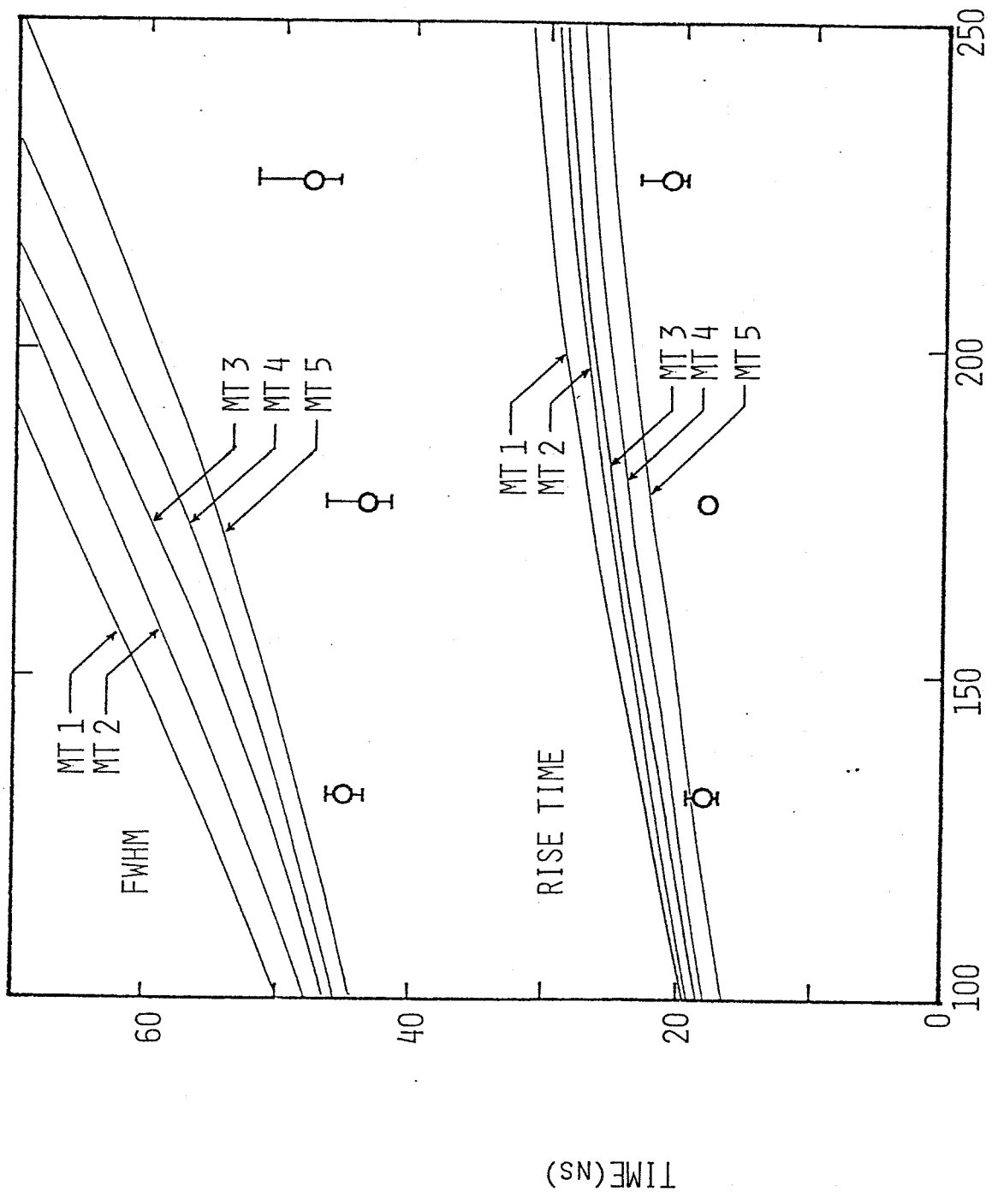


FIGURE 5-3(A)



CORE DISTANCE (M)

FIGURE 5-3(B)

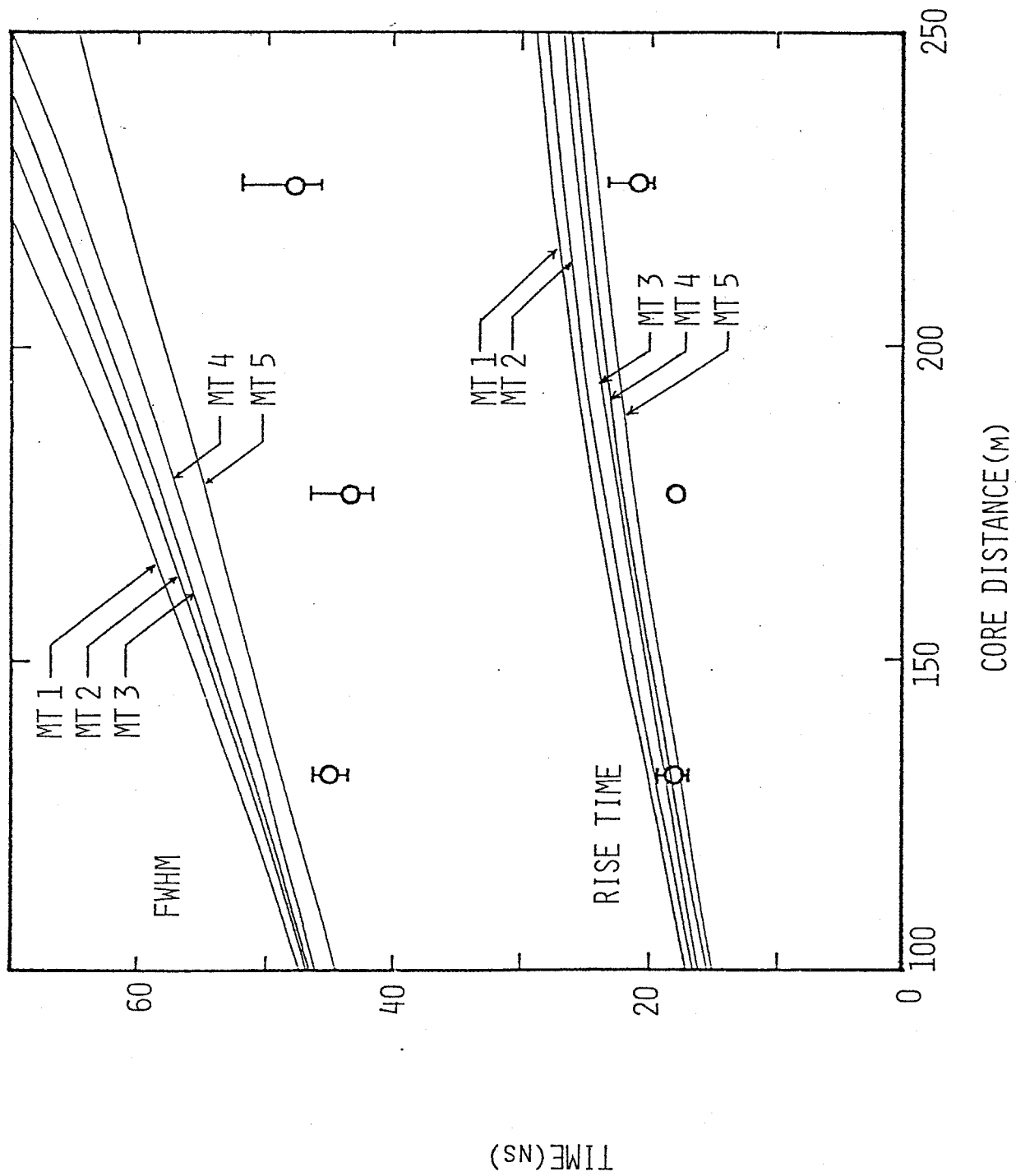


FIGURE 5-3(c)

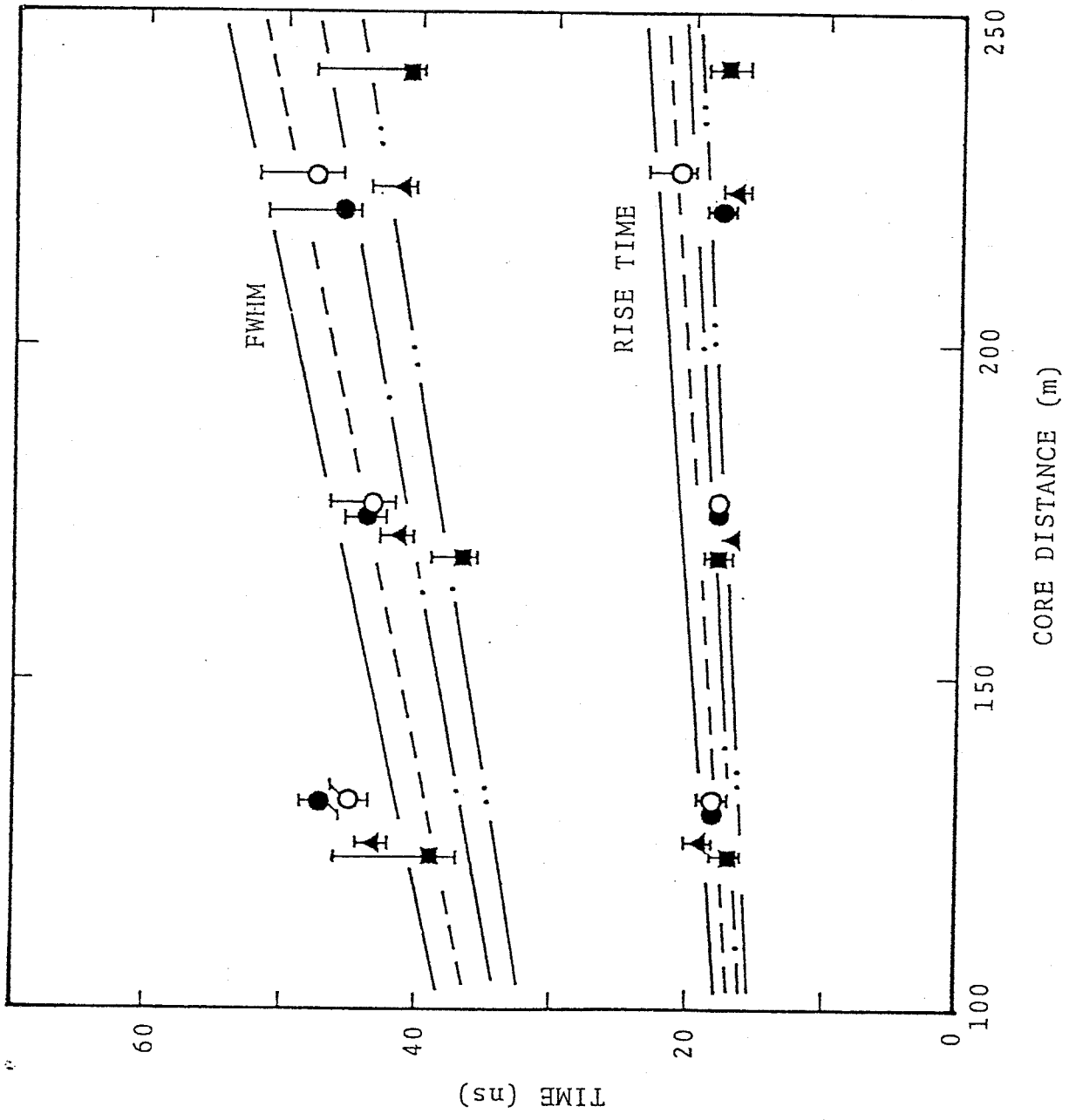


FIGURE 5-3(D)

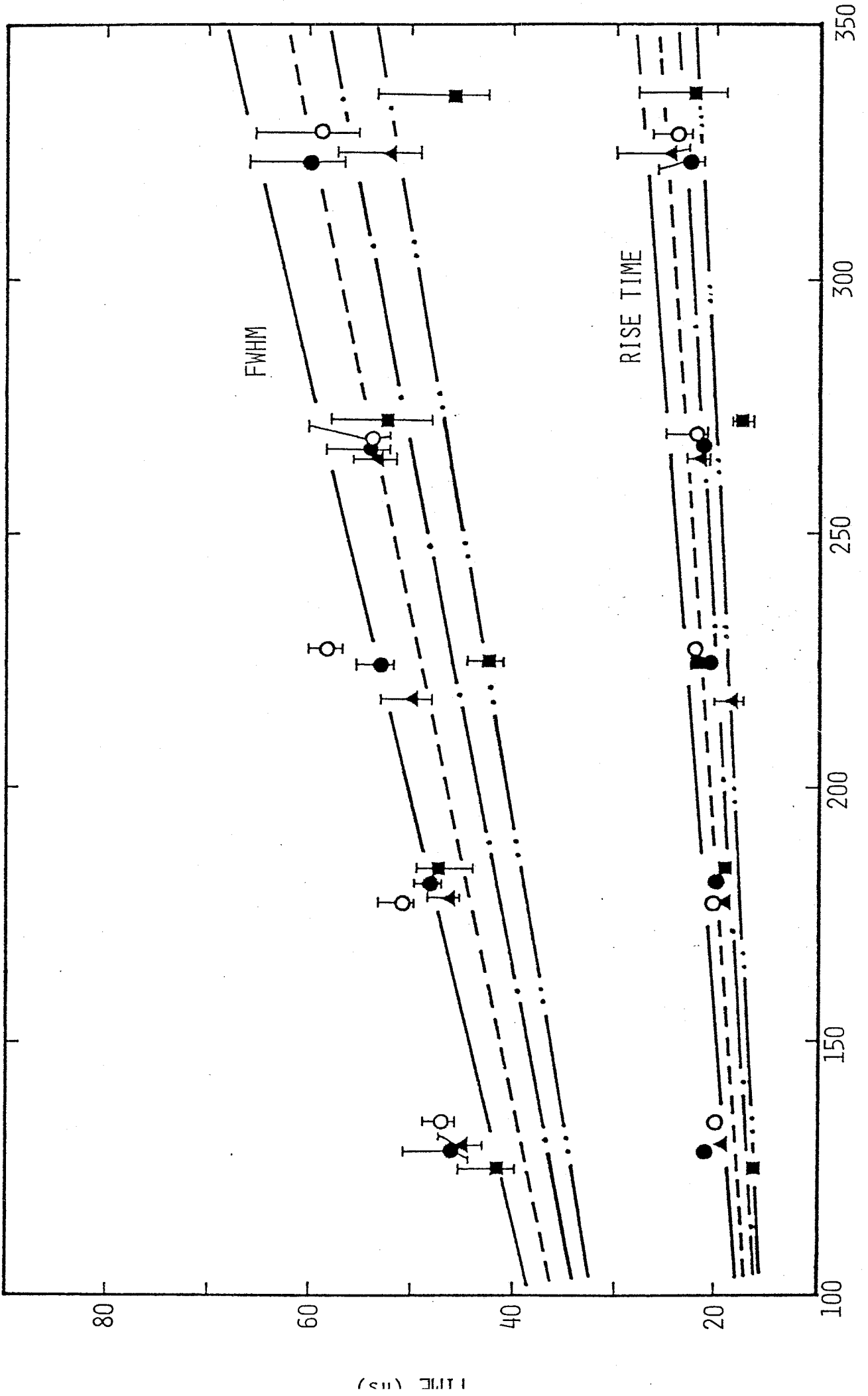
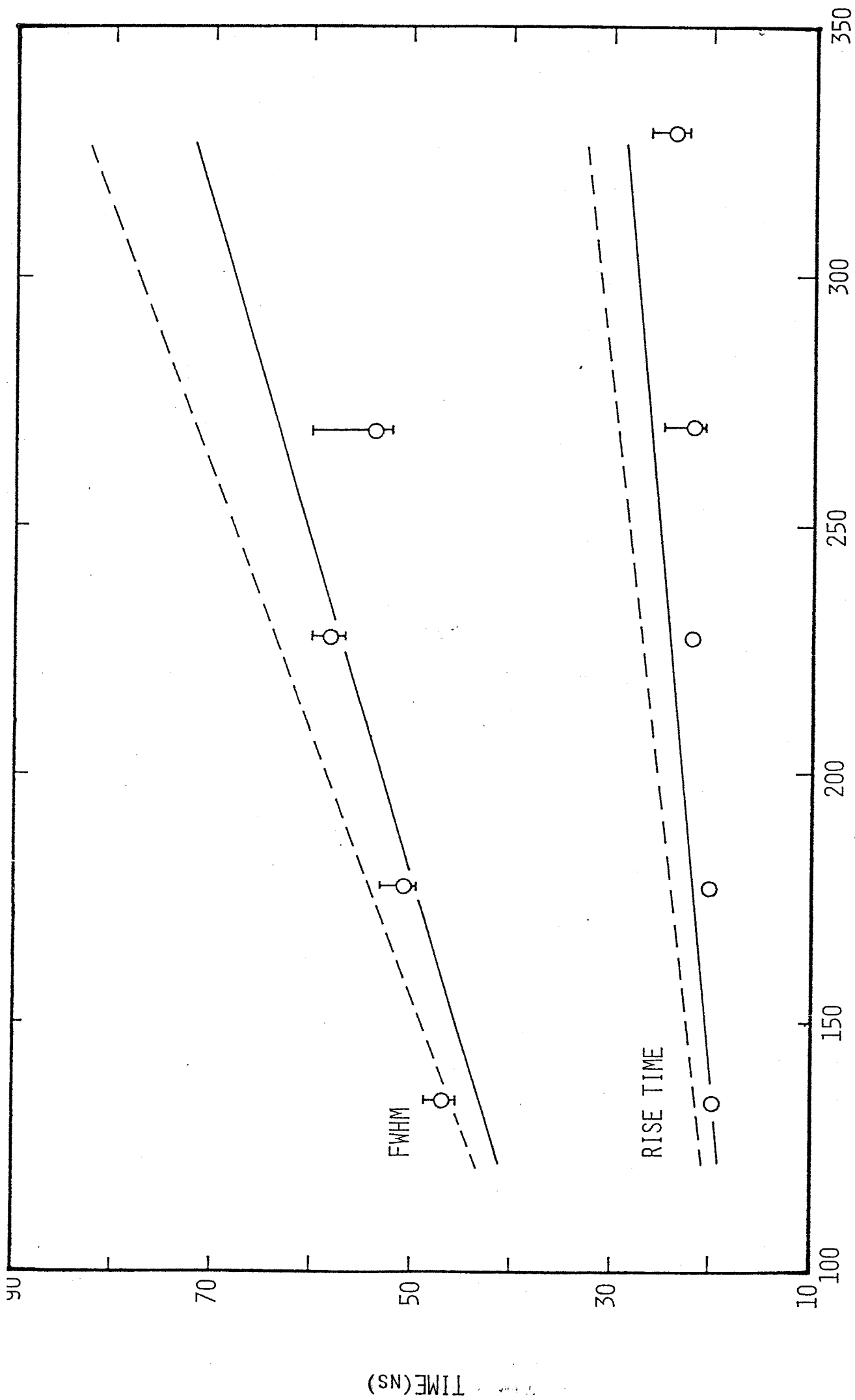


FIGURE 5-4(A)

CORE DISTANCE (m)



CORE DISTANCE (M)

FIGURE 5-4(R)

TIME (NS)

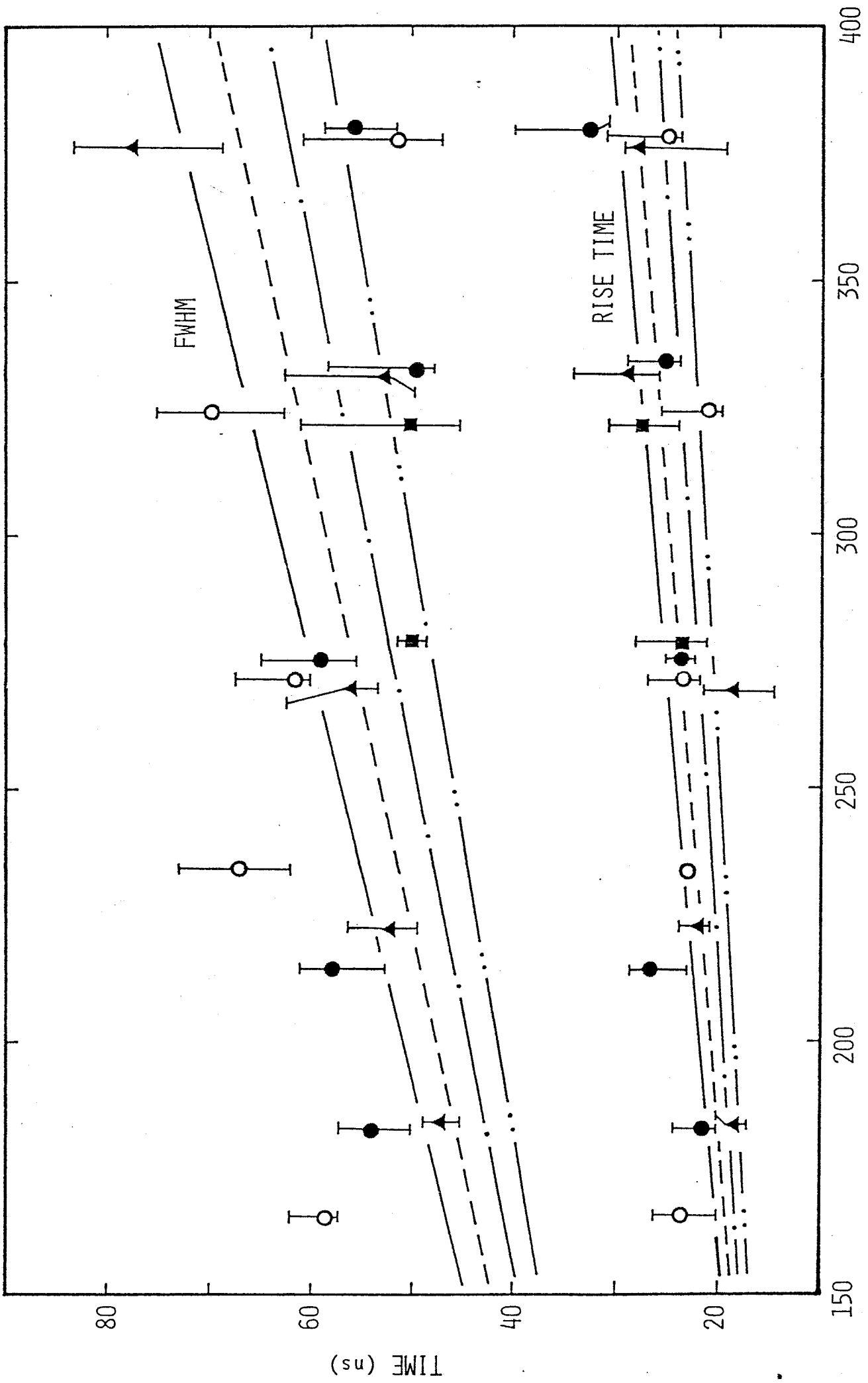


FIGURE 5-5(A)

CORE DISTANCE (m)

FIGURE 5-5(A)

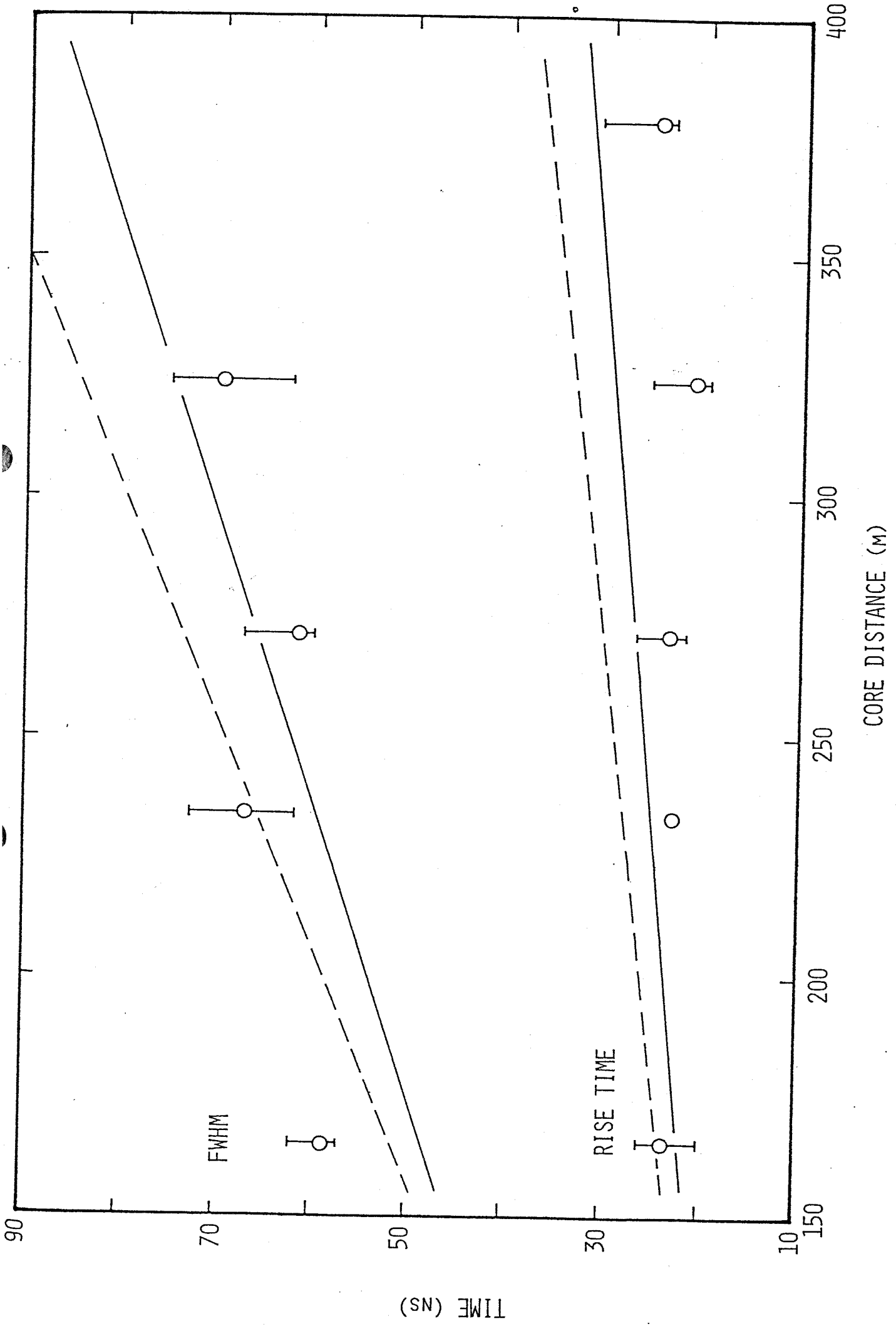


FIGURE 5-5(B)

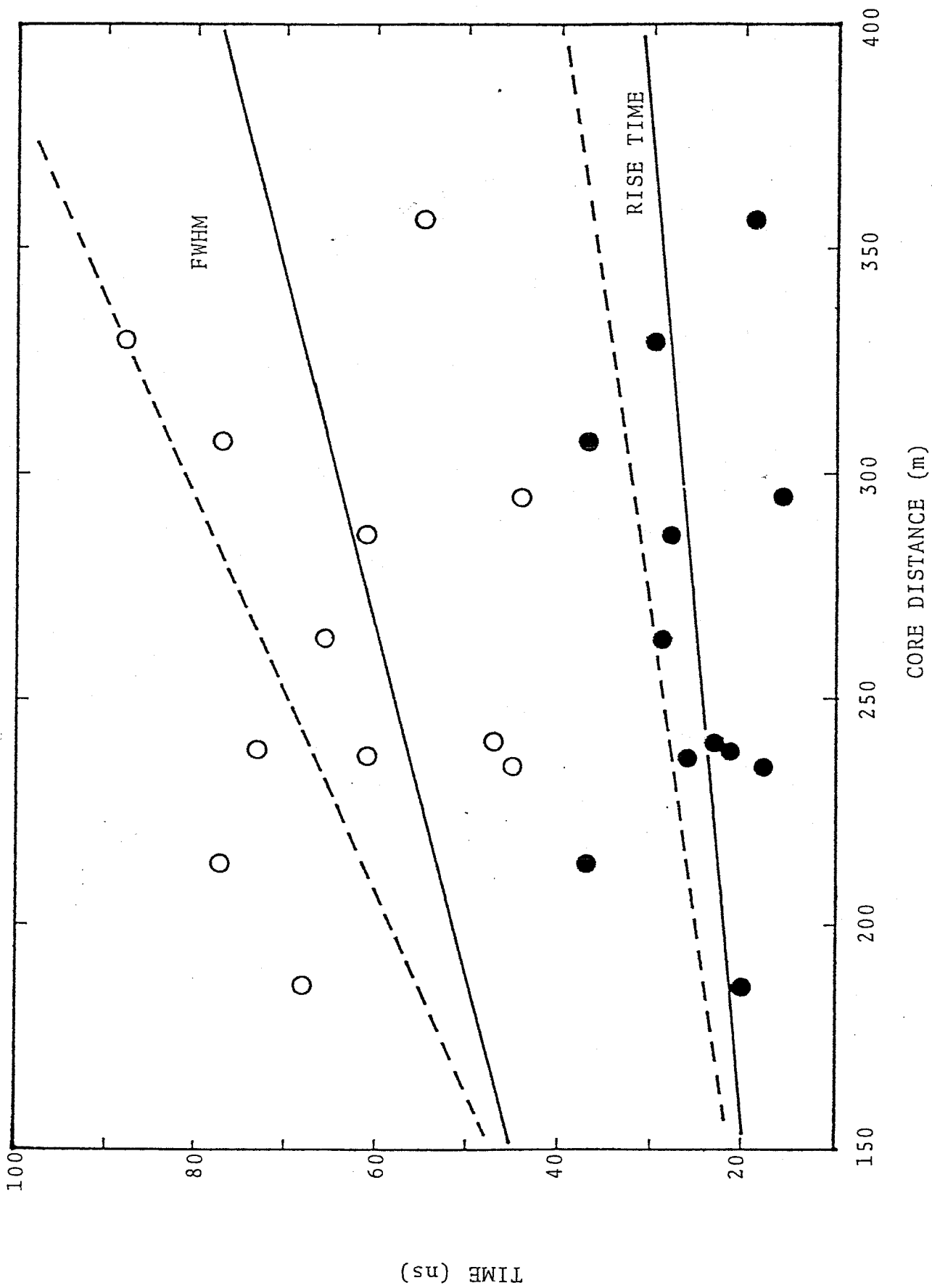


FIGURE 5-6(A)

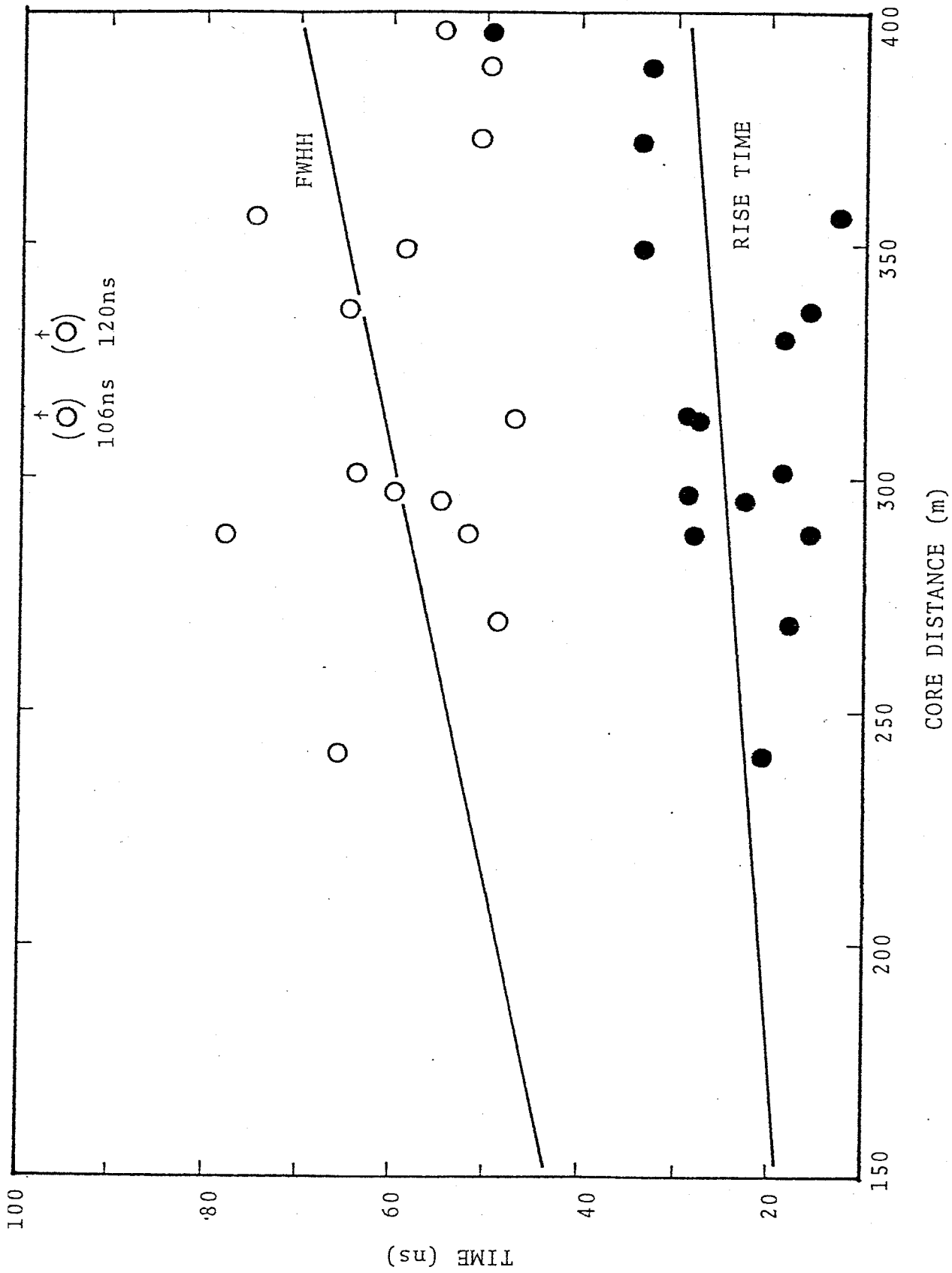


FIGURE 5-6(B)

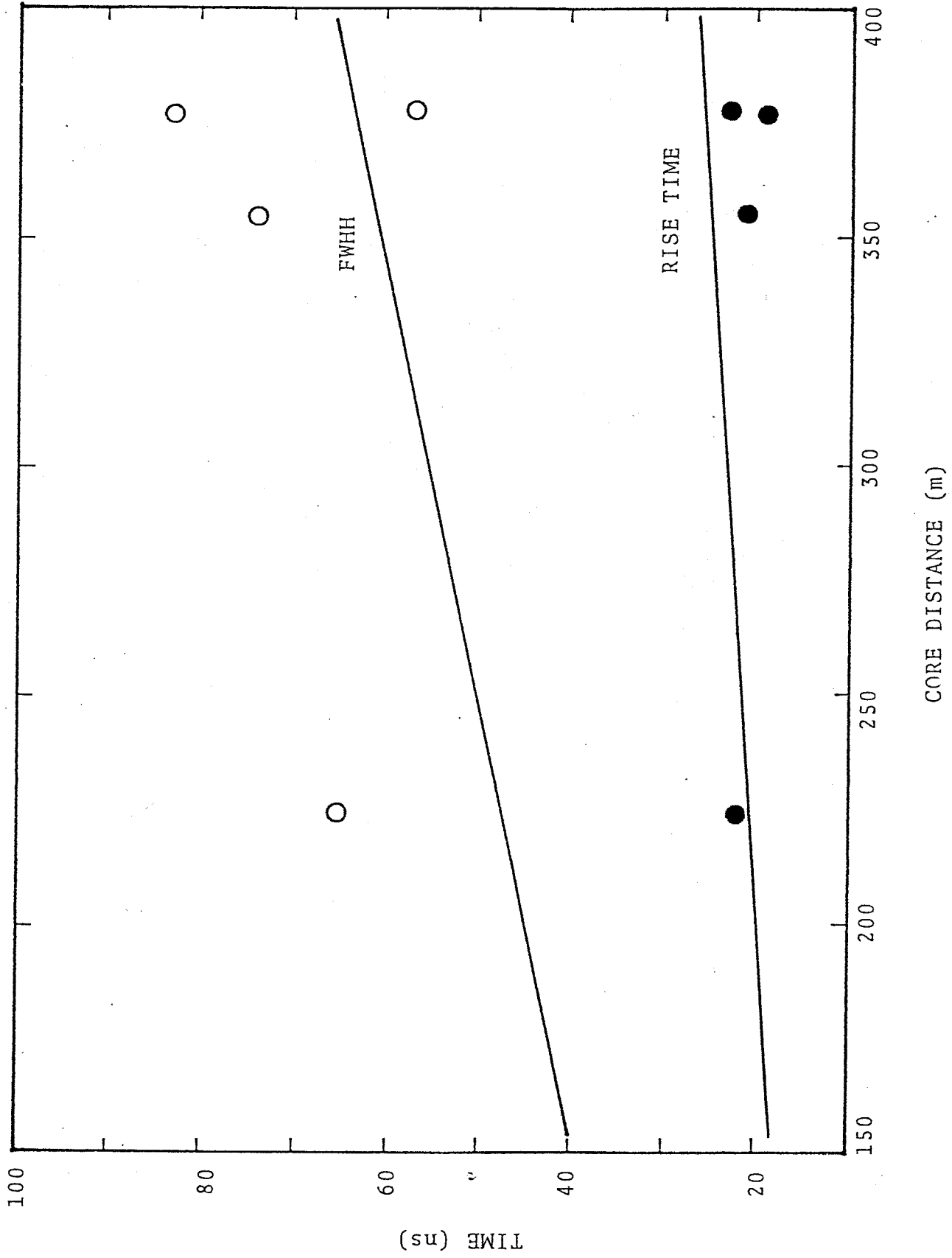


FIGURE 5-6(c)

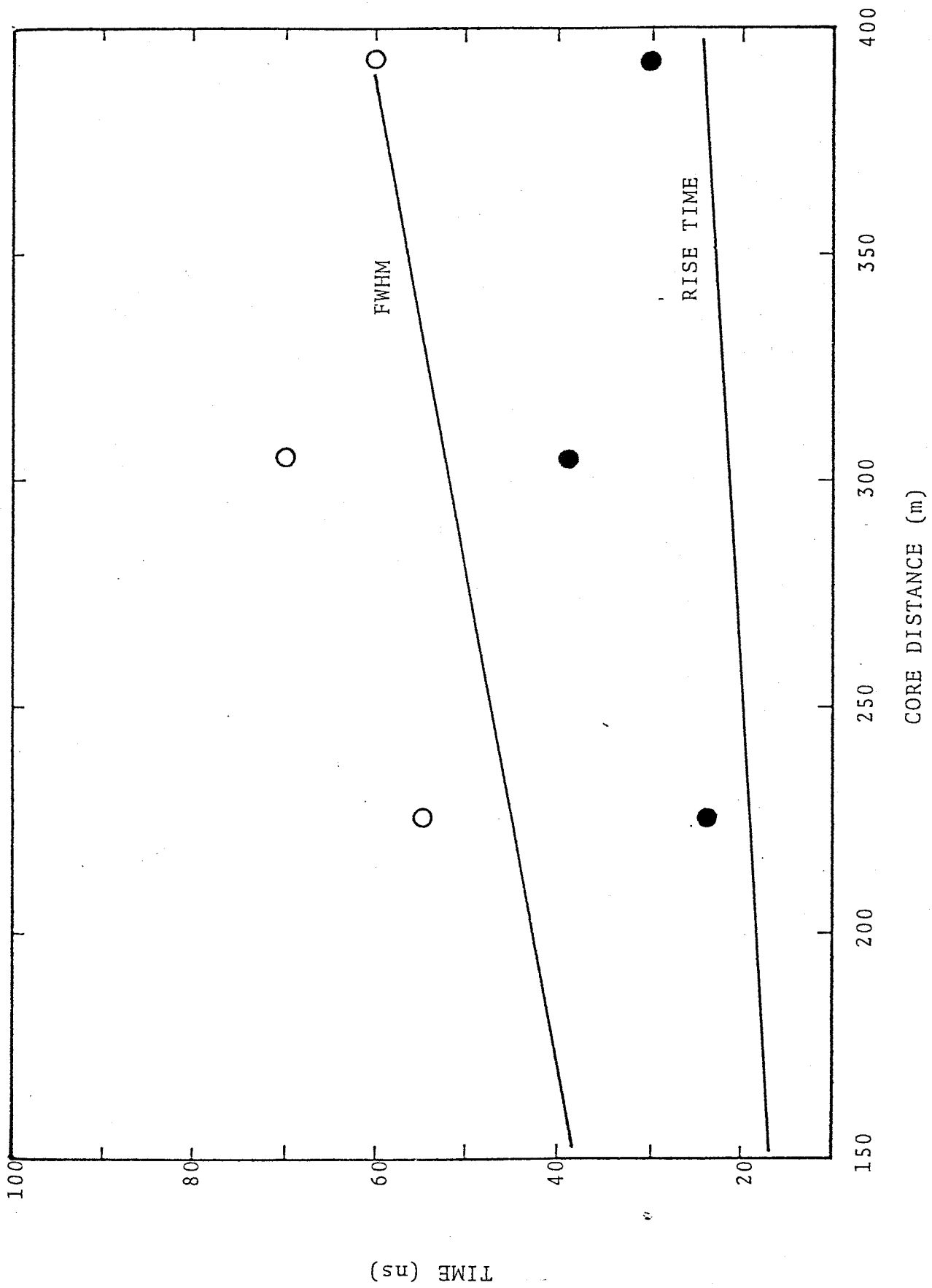


FIGURE 5-6(D)

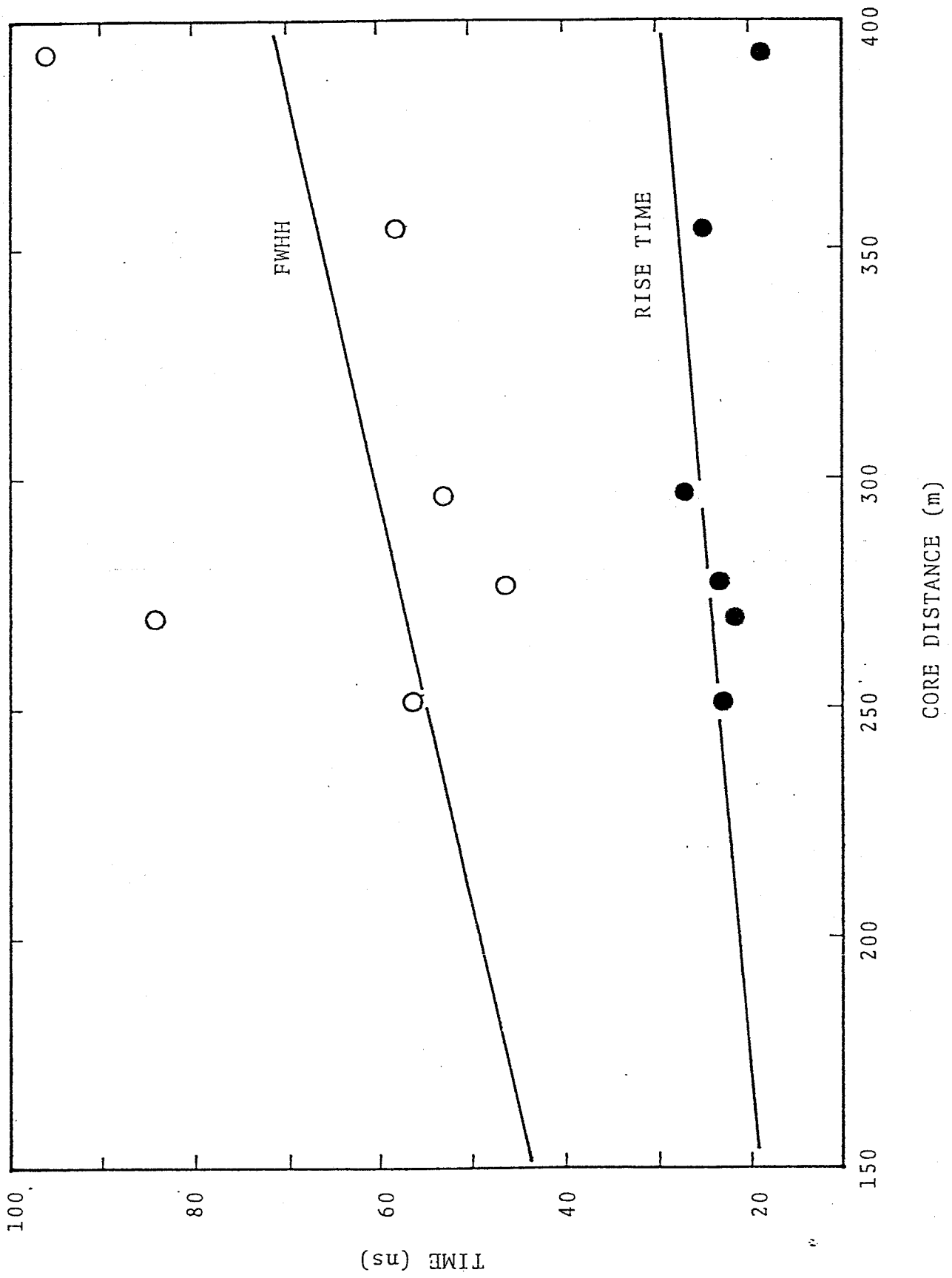


FIGURE 5-6(E)

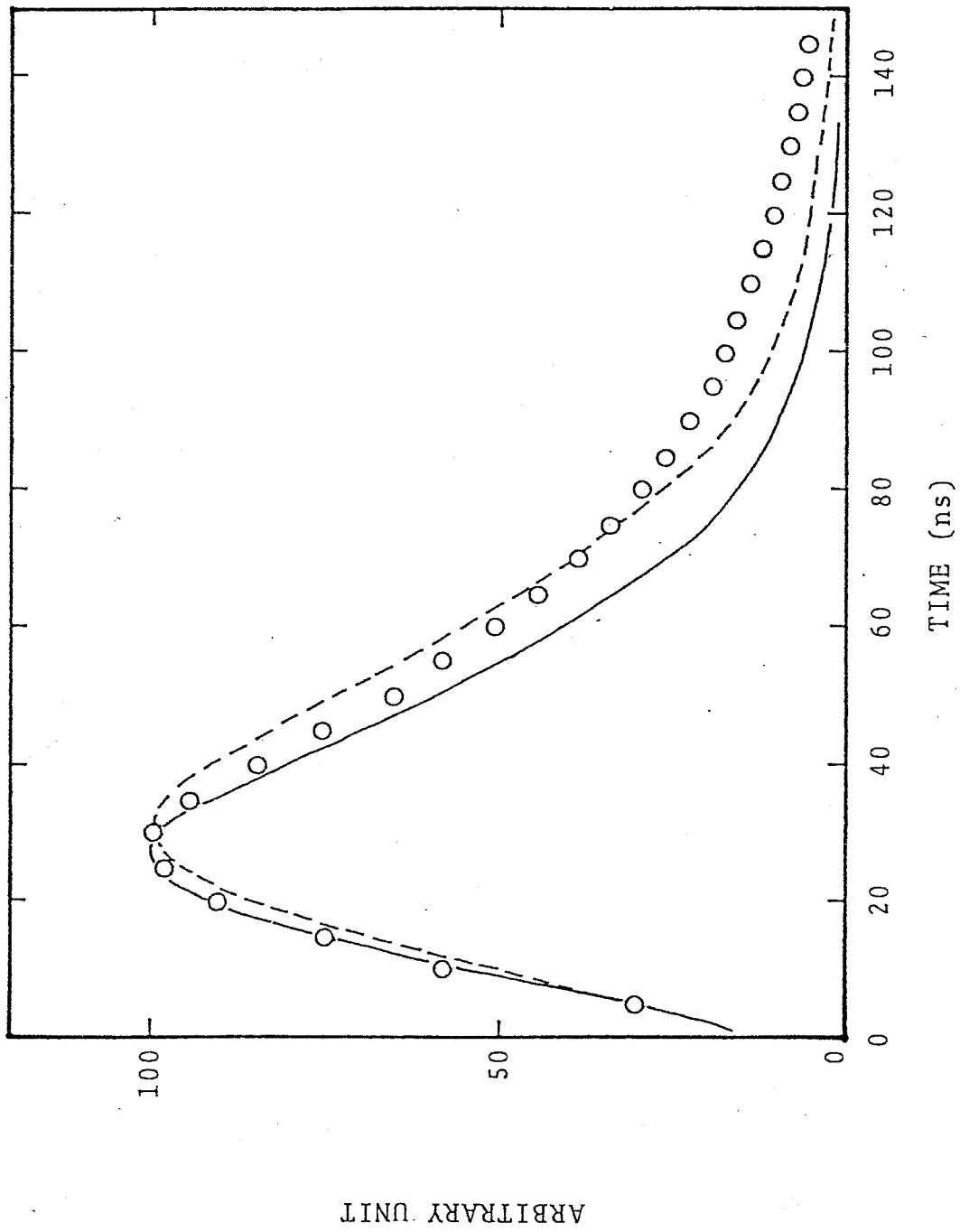


FIGURE 5-7(A)

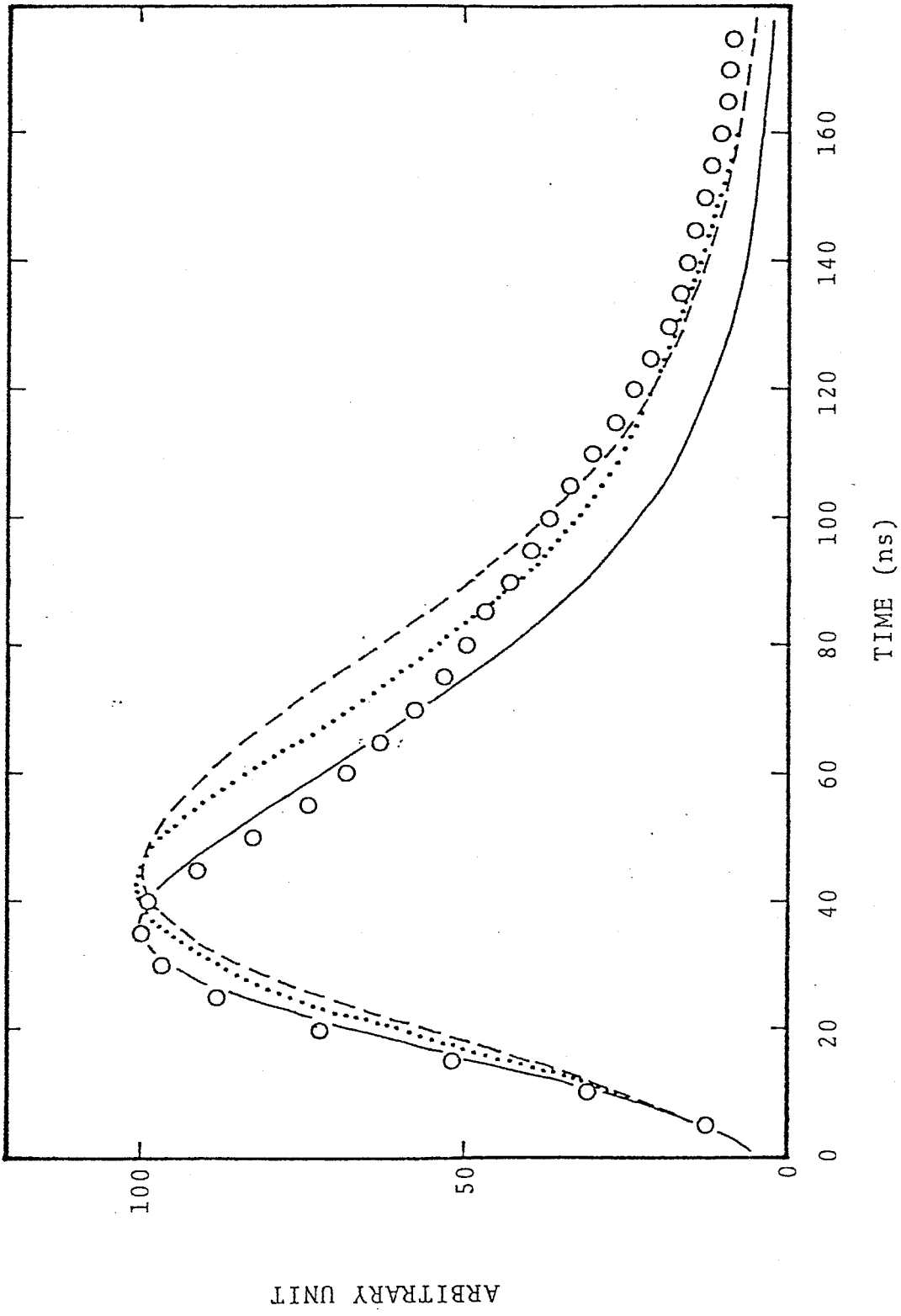
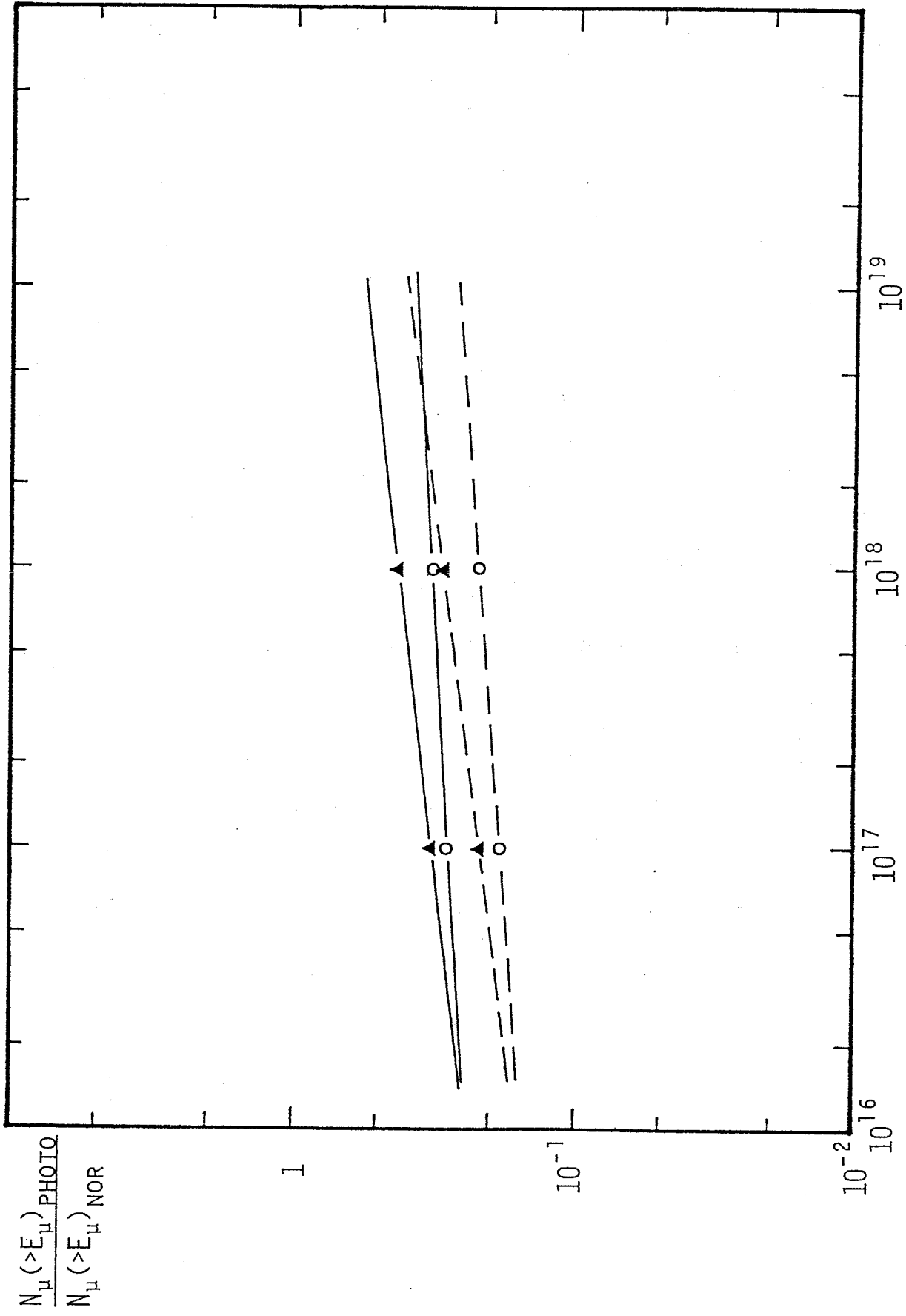


FIGURE 5-7(B)



PRIMARY ENERGY(ev)

FIGURE 5-8(A)

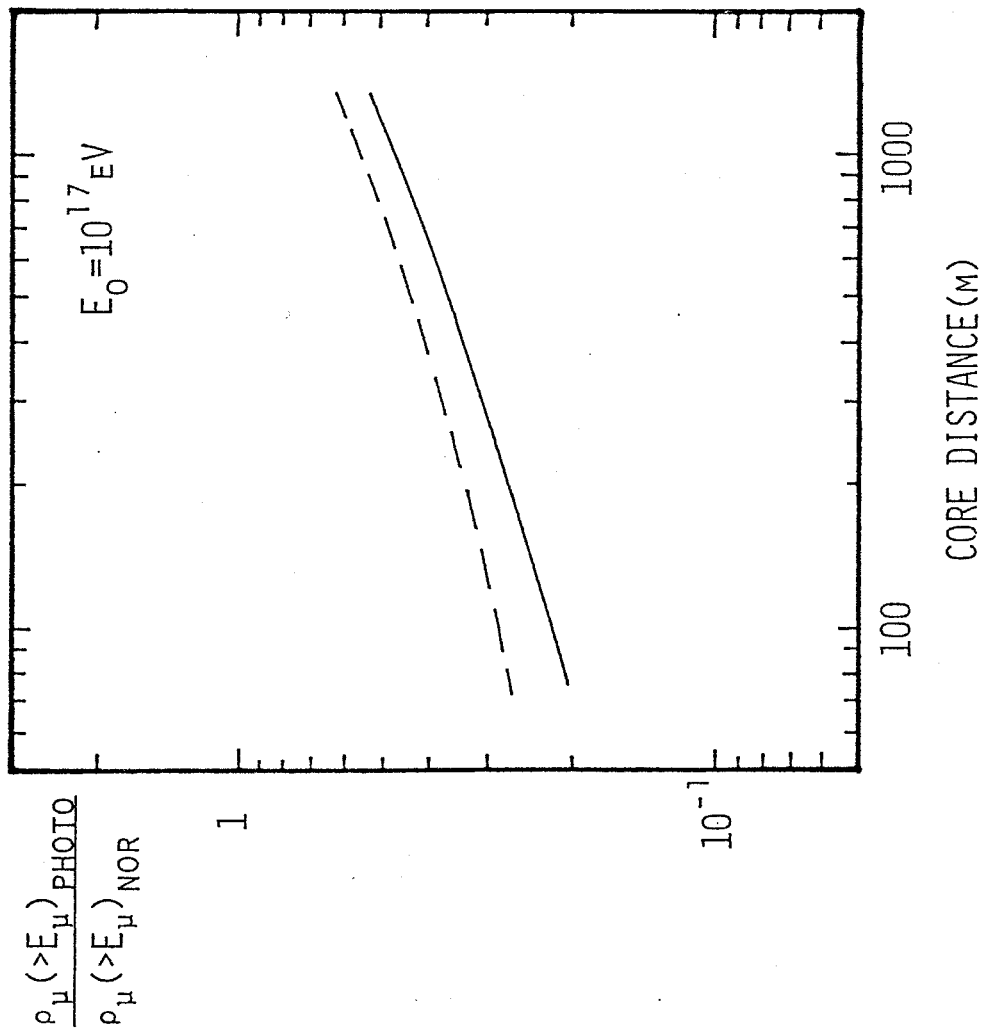
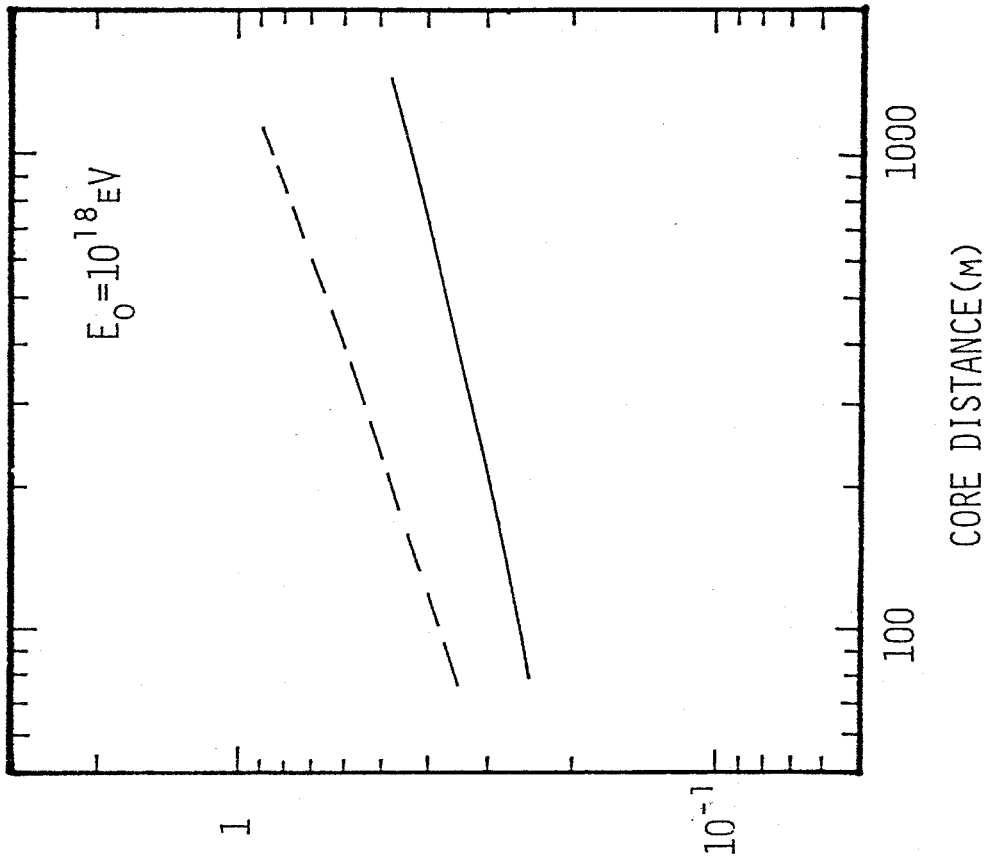


FIGURE 5-8(B)

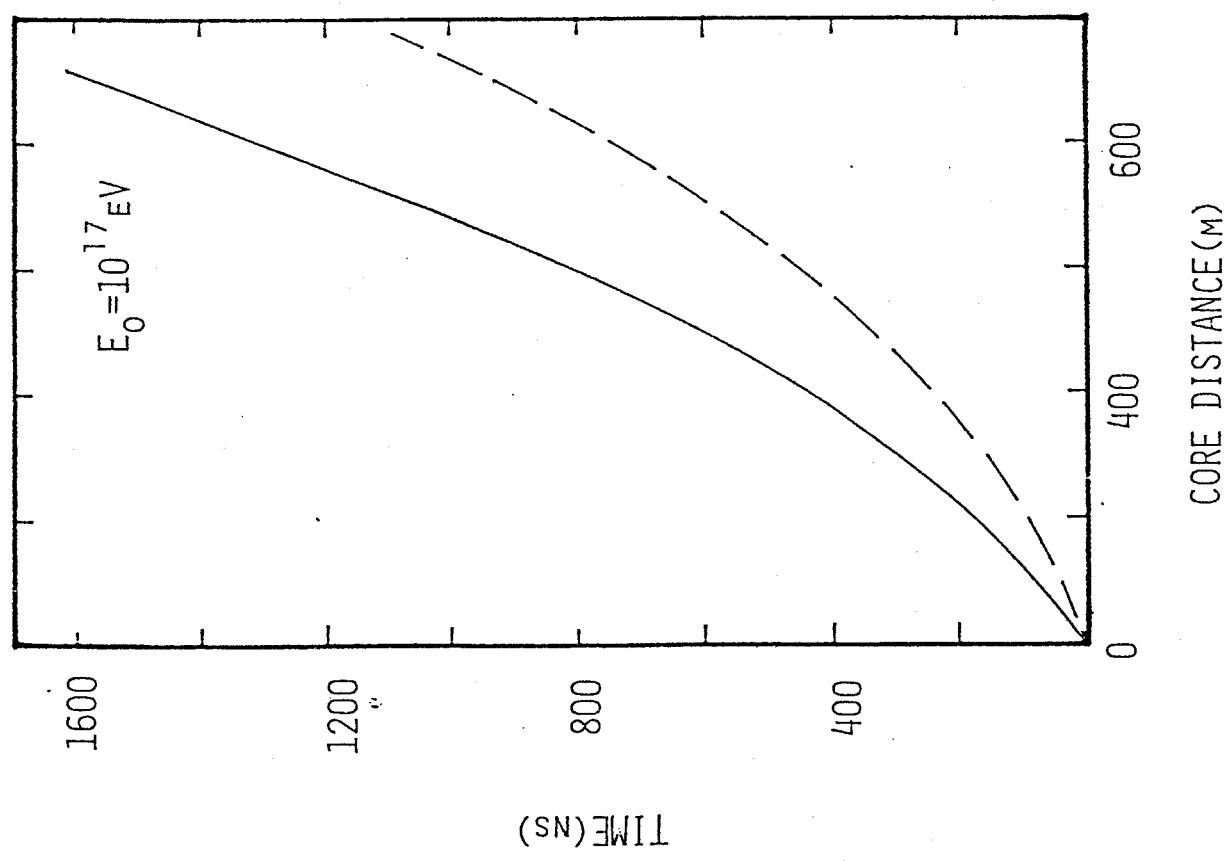
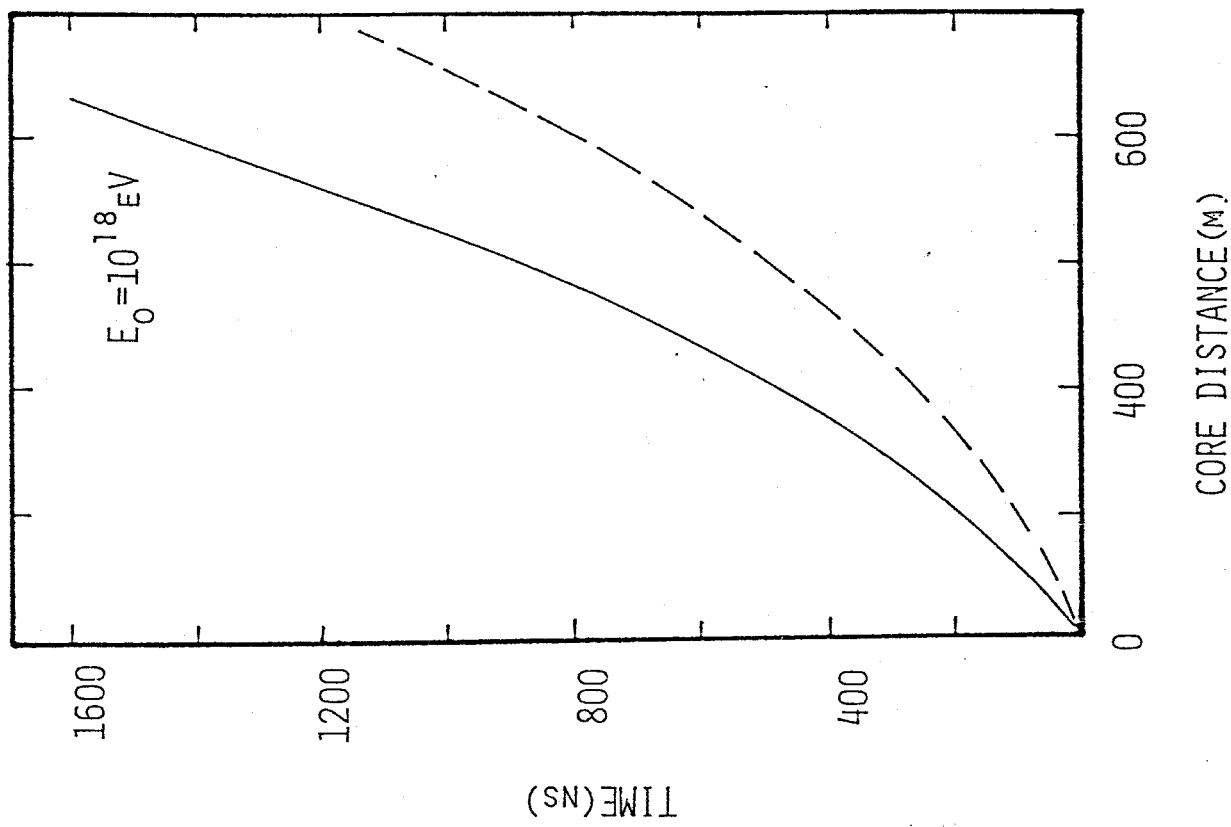
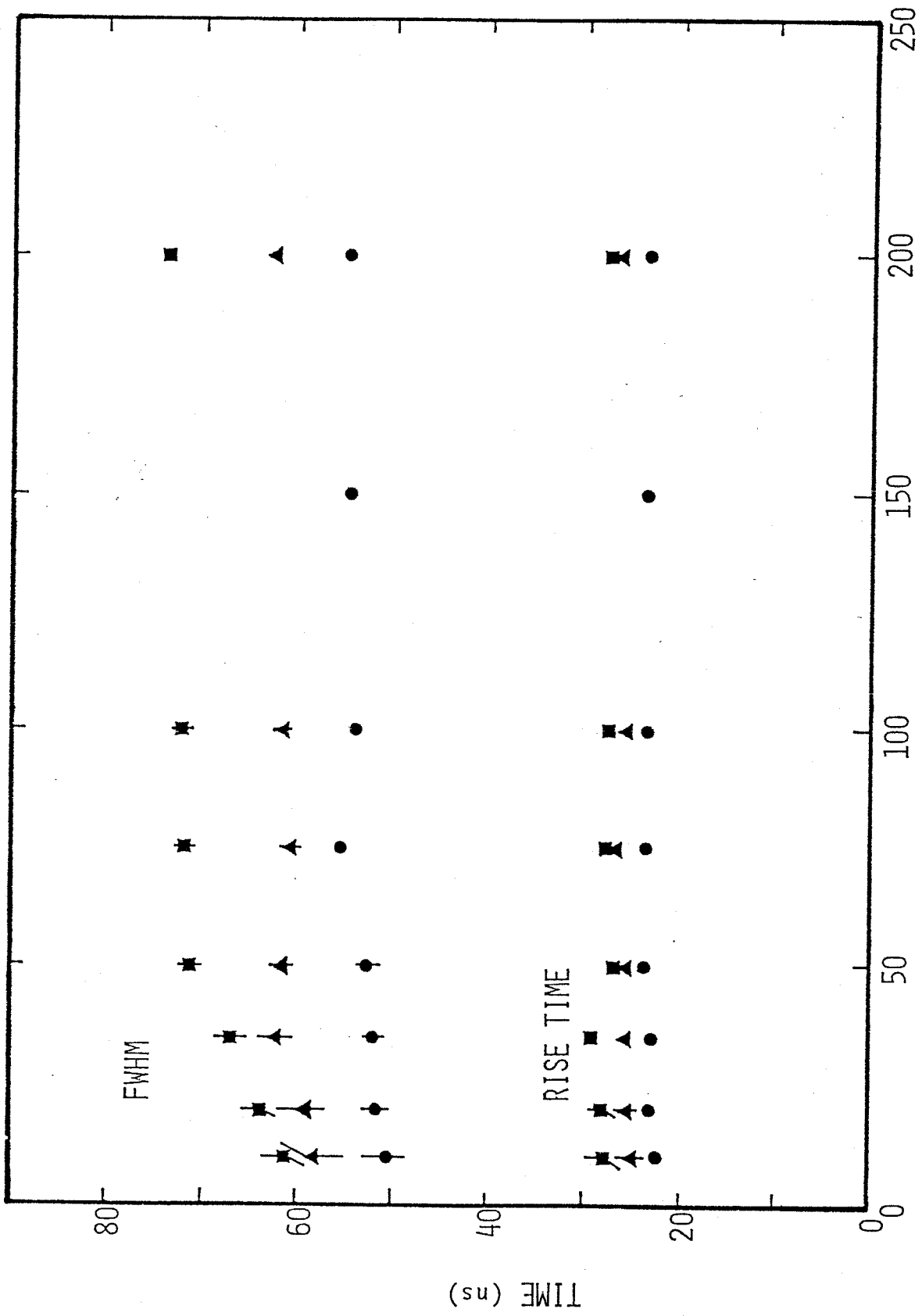


FIGURE 5-8(c)



THE NUMBER OF PARTICLES

FIGURE 5-9

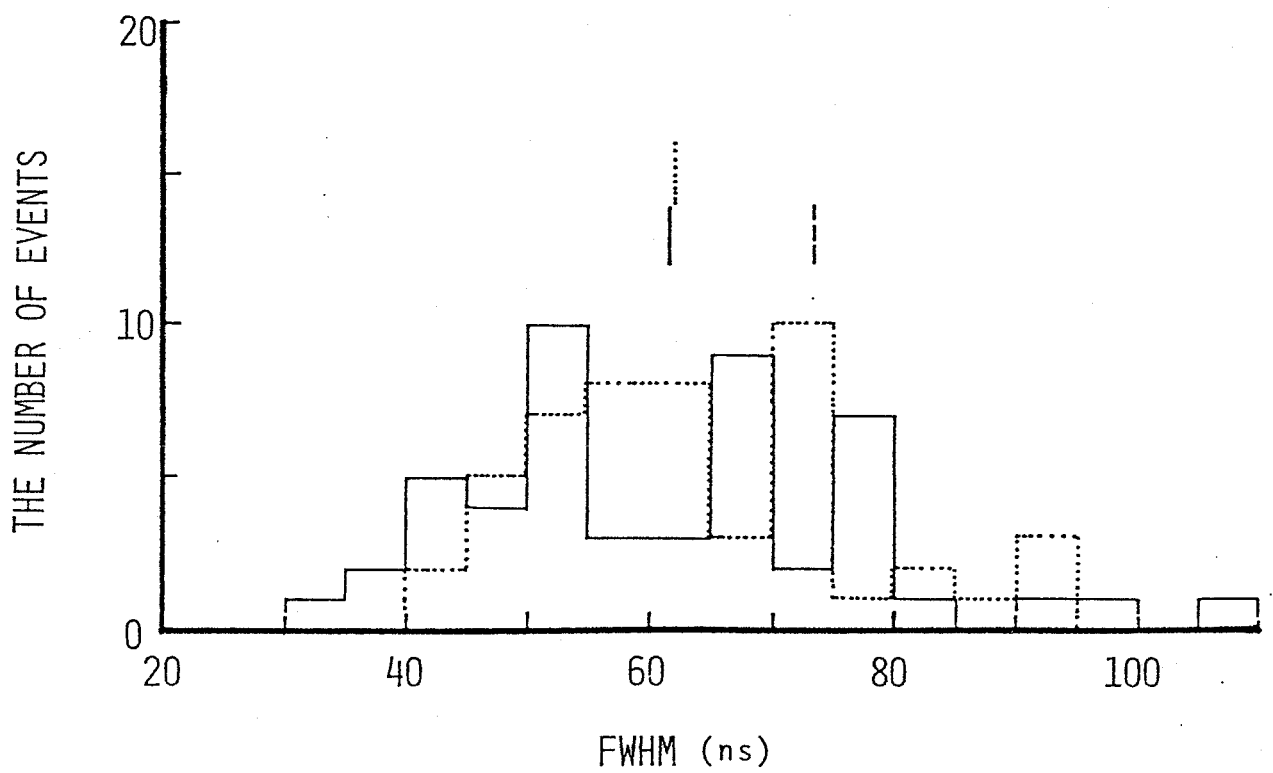
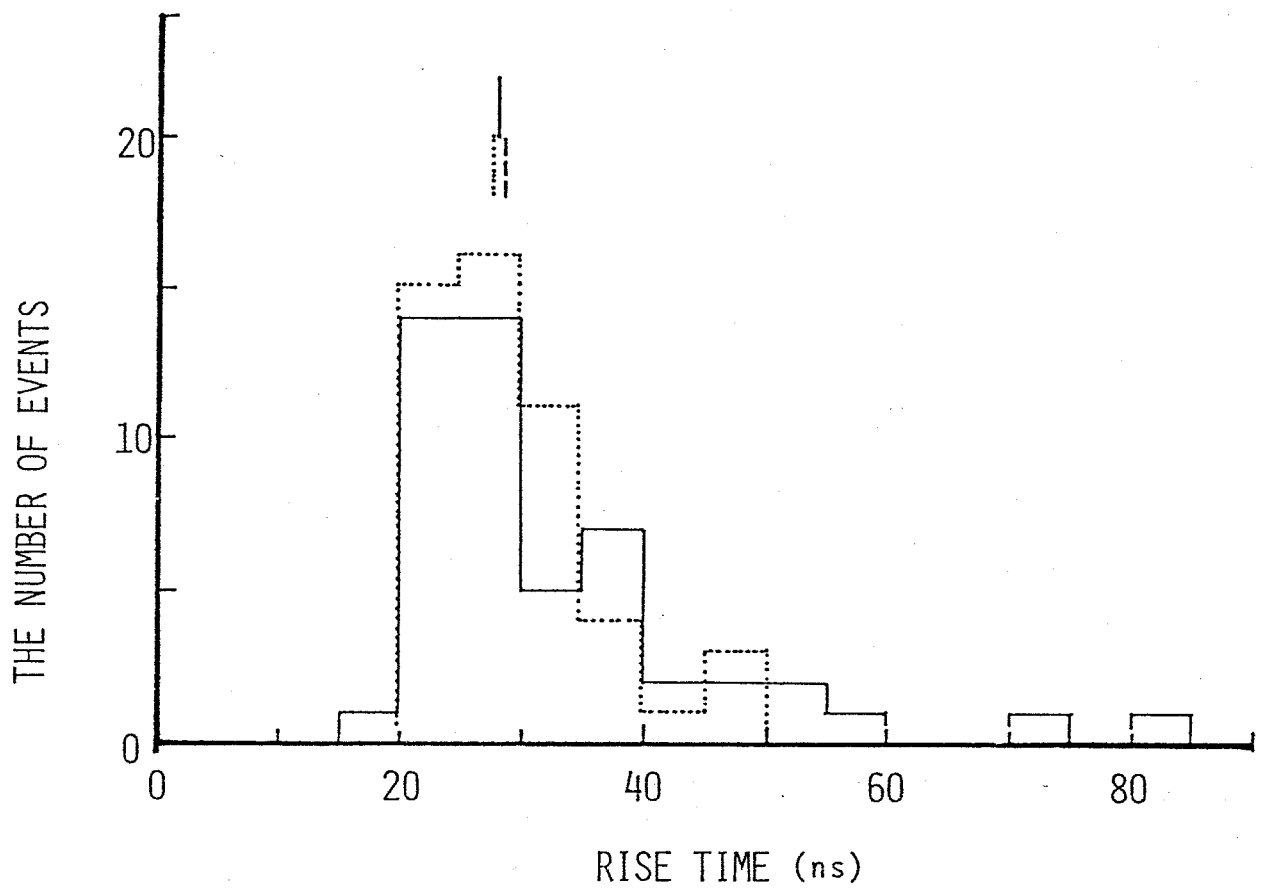


FIGURE 5-10(A)

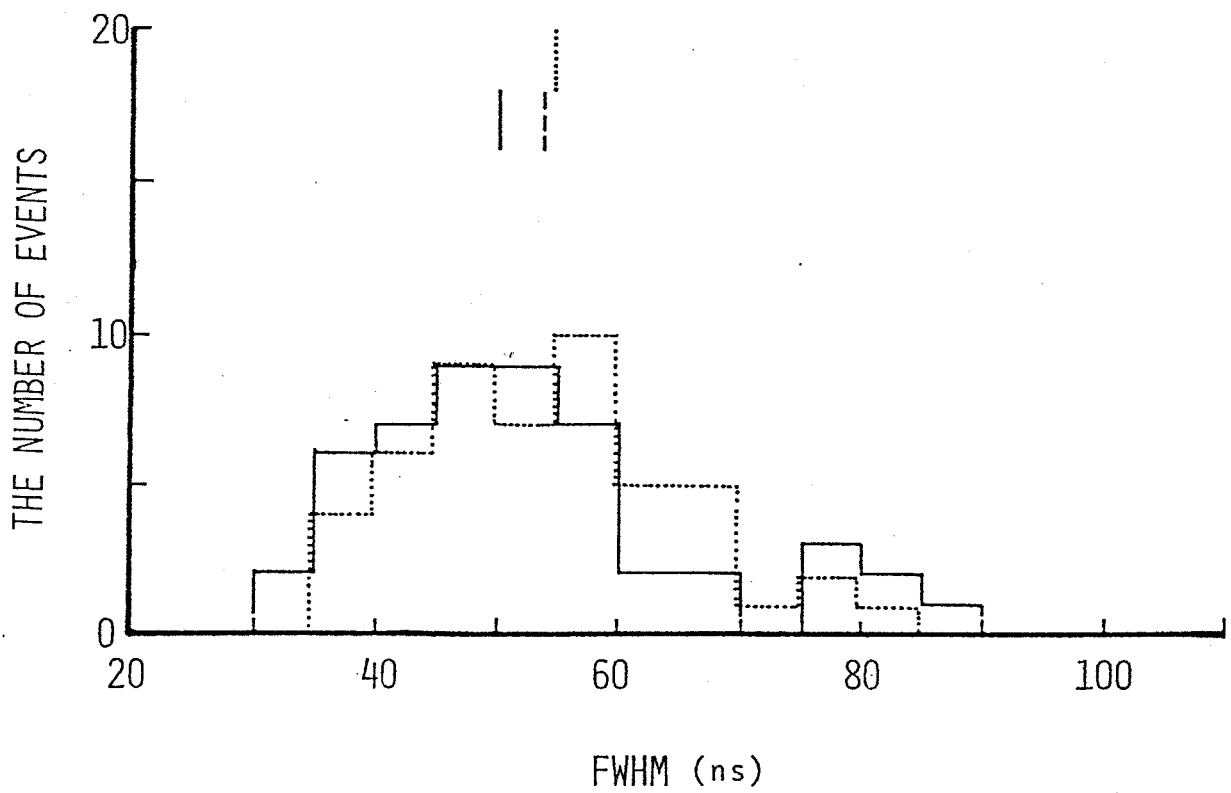
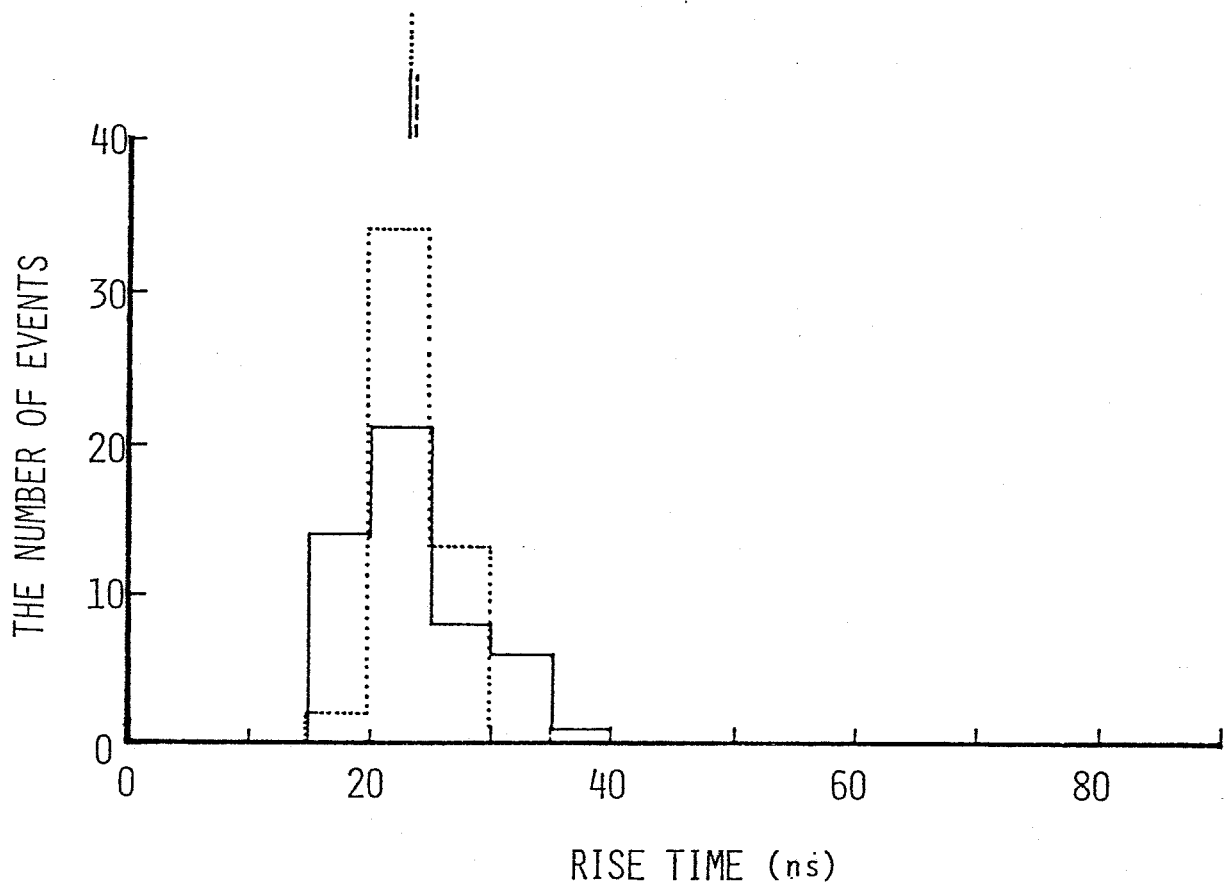


FIGURE 5-10(B)

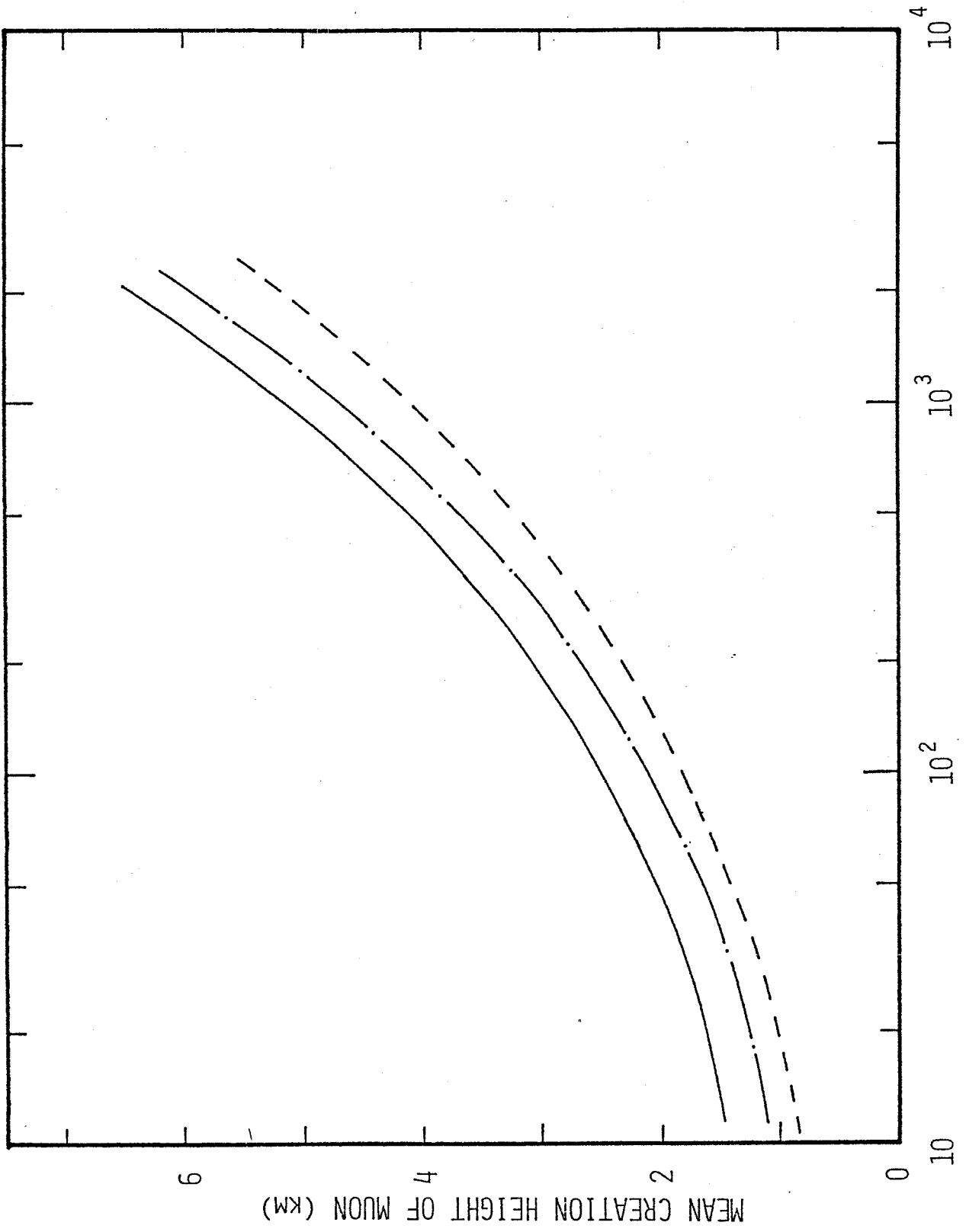


FIGURE 6-1

FIGURE 6-1

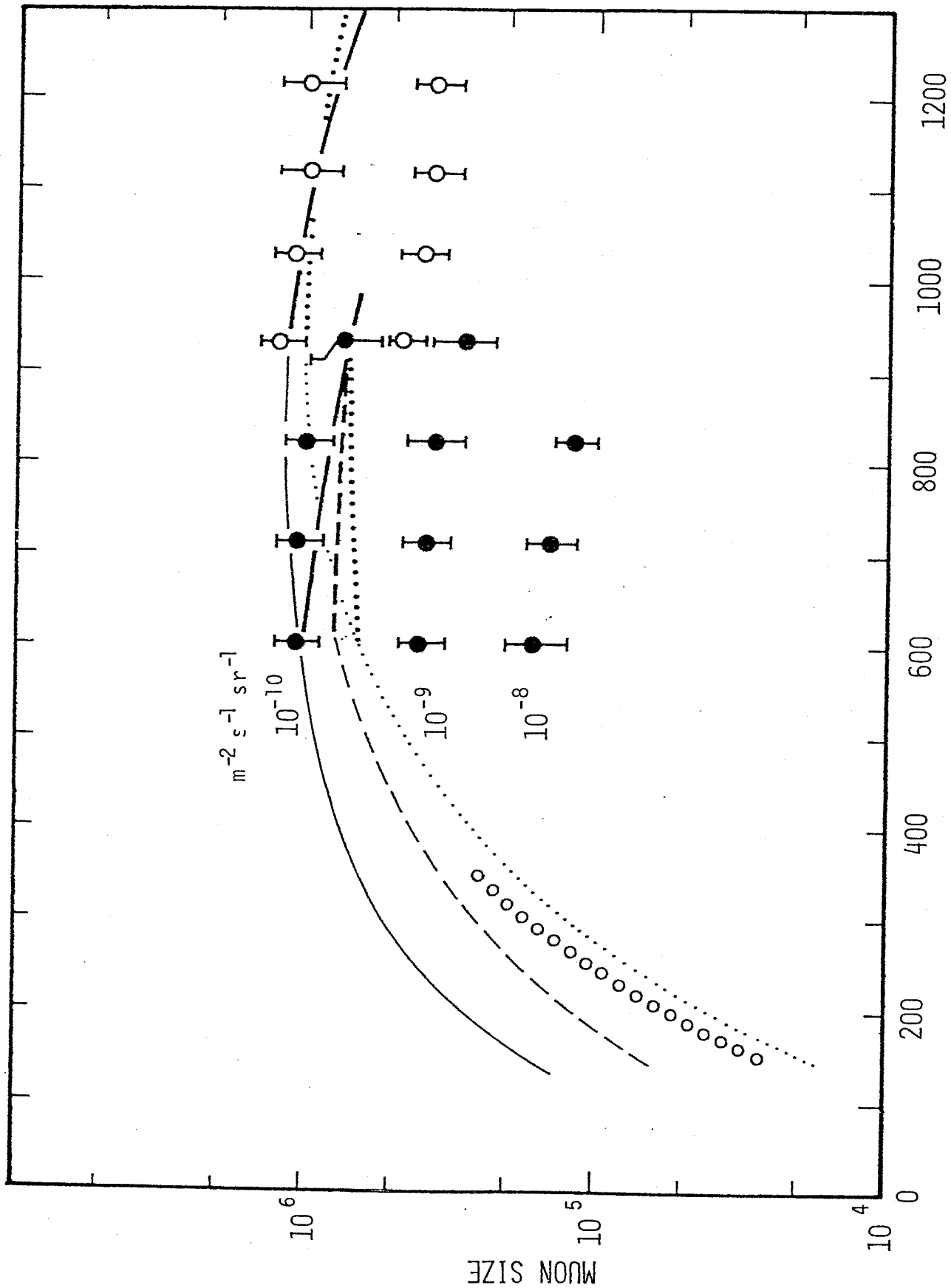


FIGURE 6-2(A)

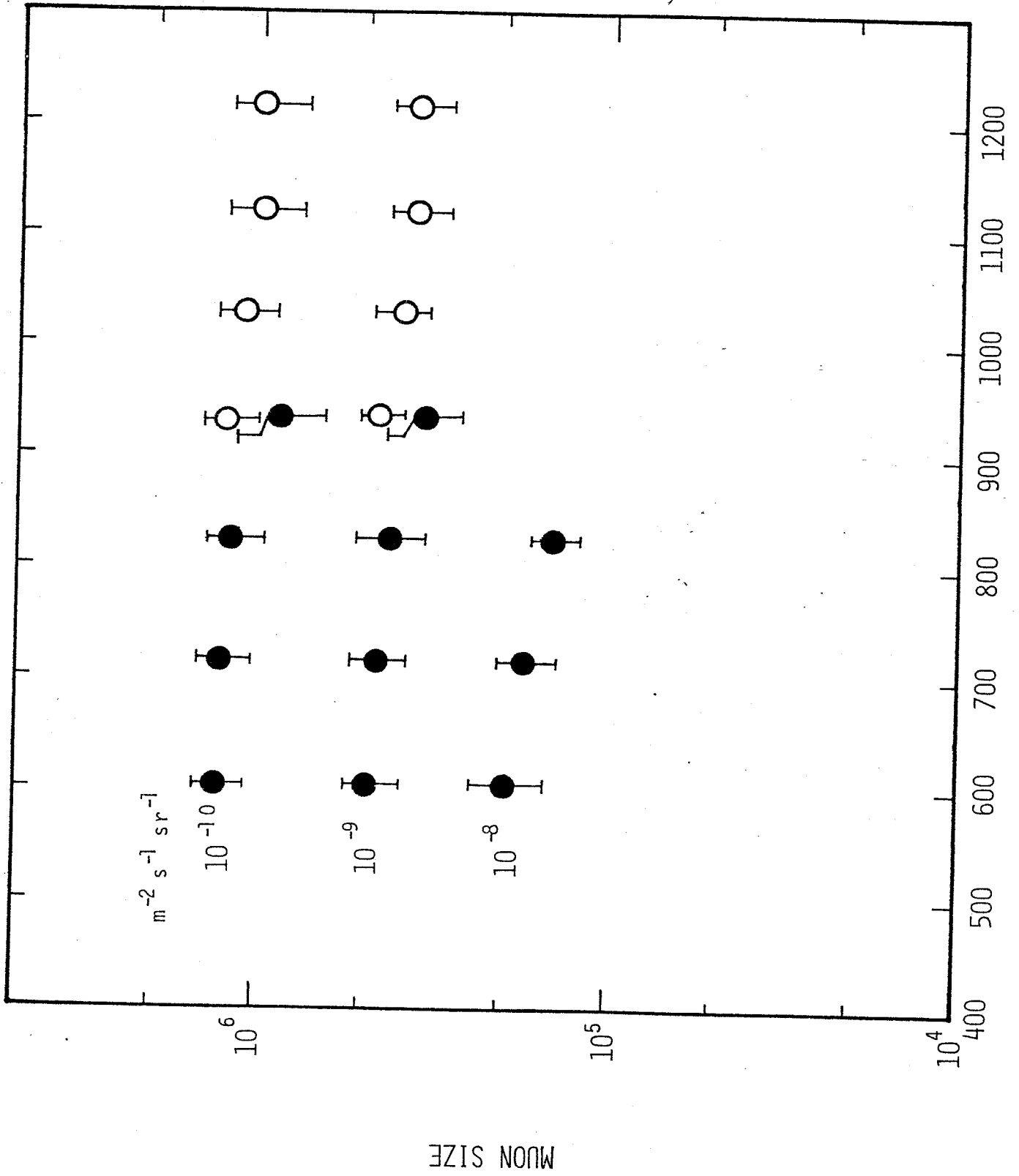
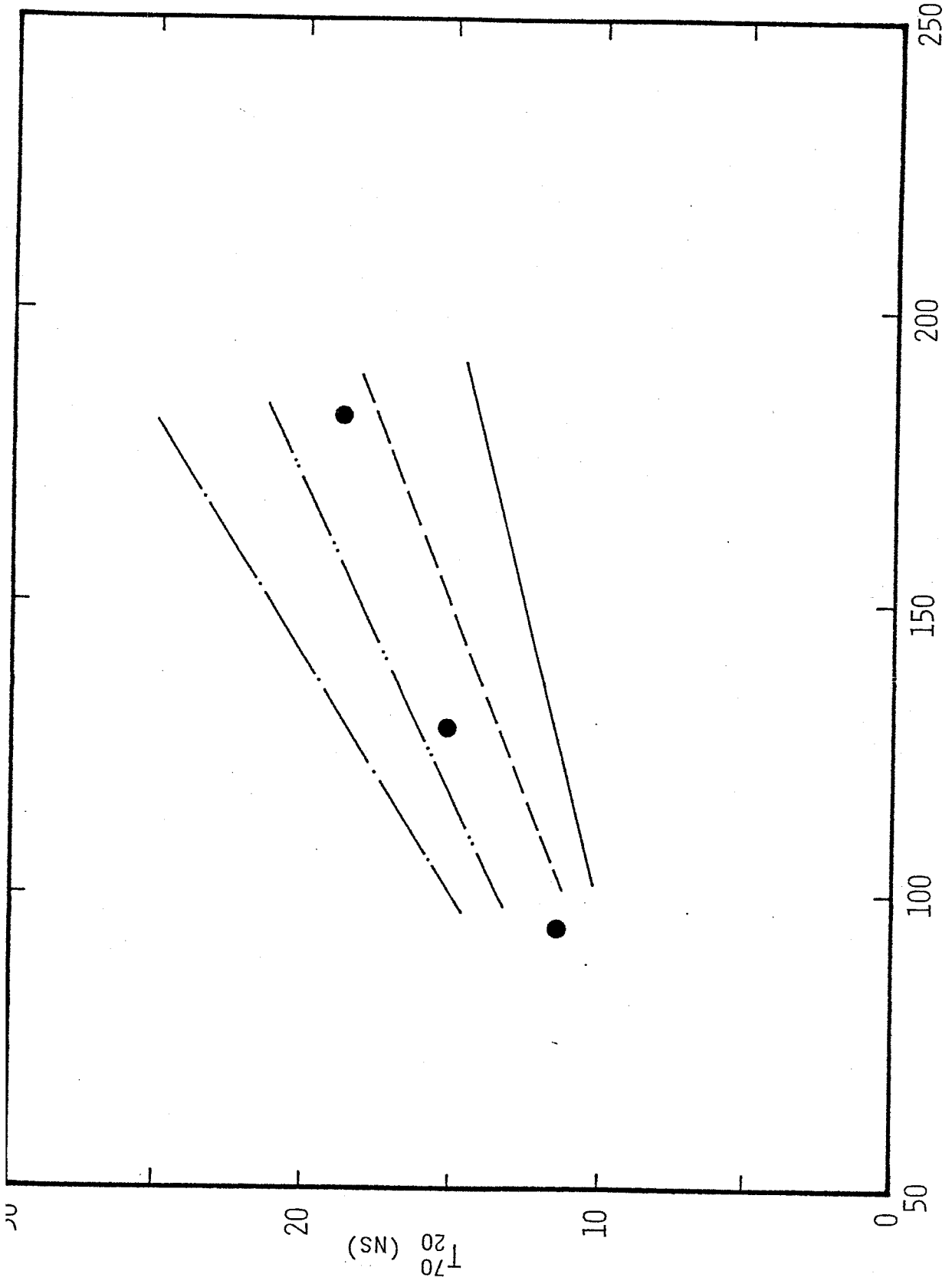
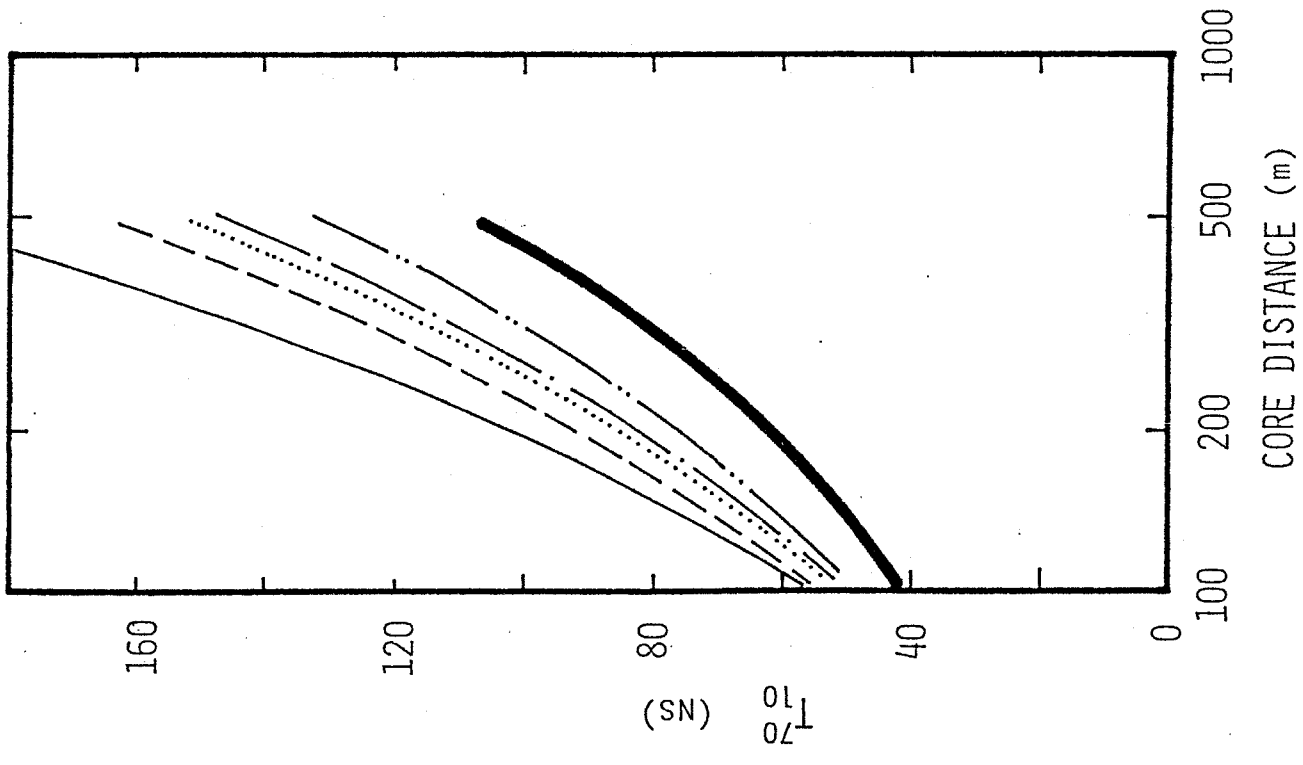


FIGURE 6-2(B) ATMOSPHERIC DEPTH (G/CM<sup>2</sup>)

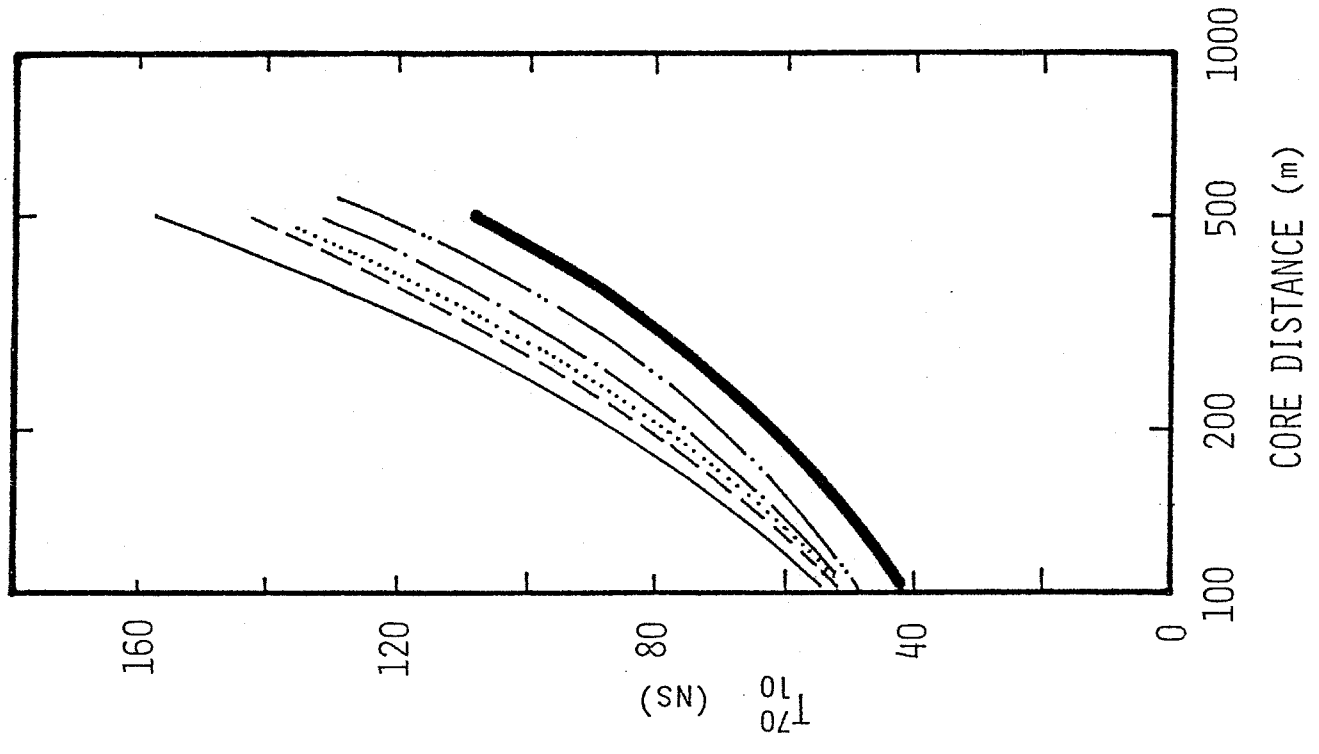


CORE DISTANCE (m)

FIGURE 6-3



(A)



(B)

FIGURE 6-4

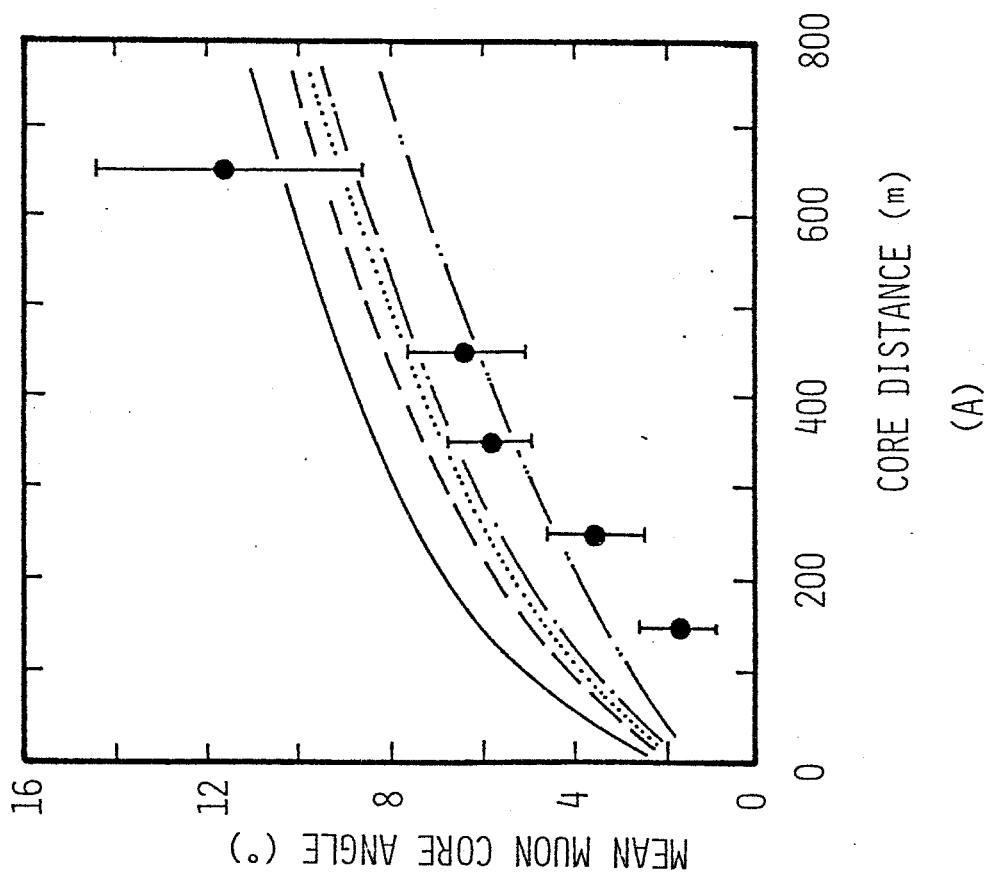
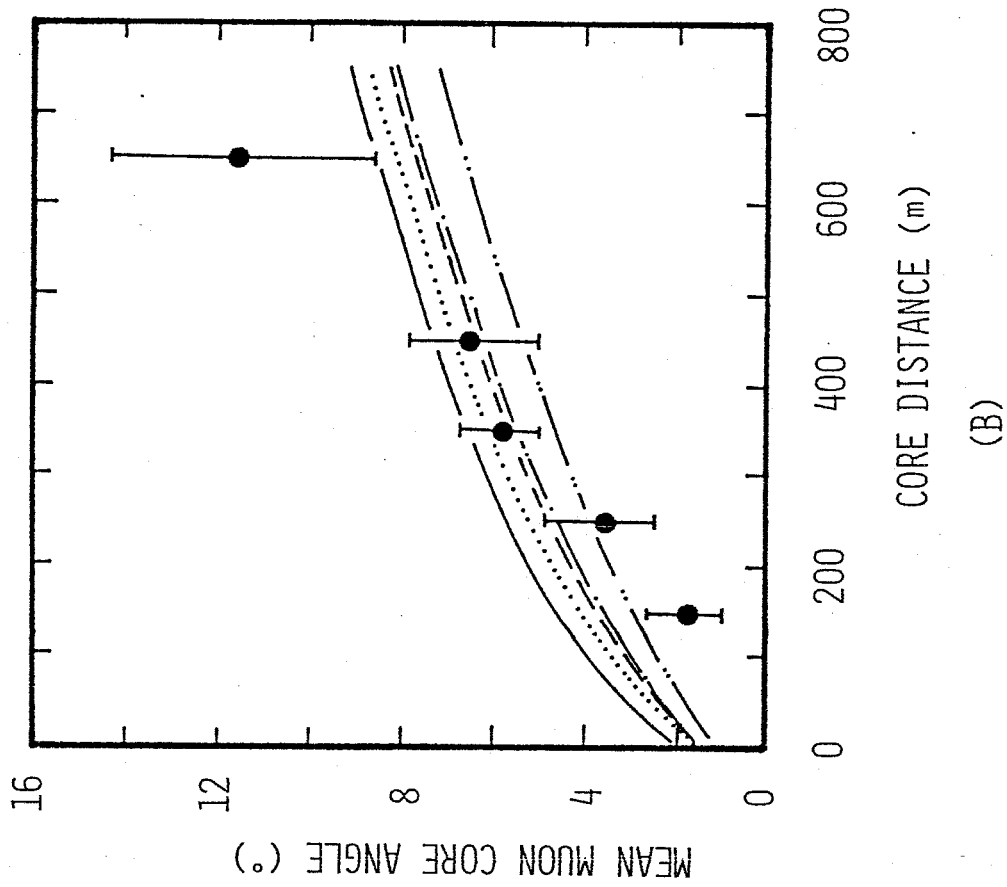


FIGURE 6-5

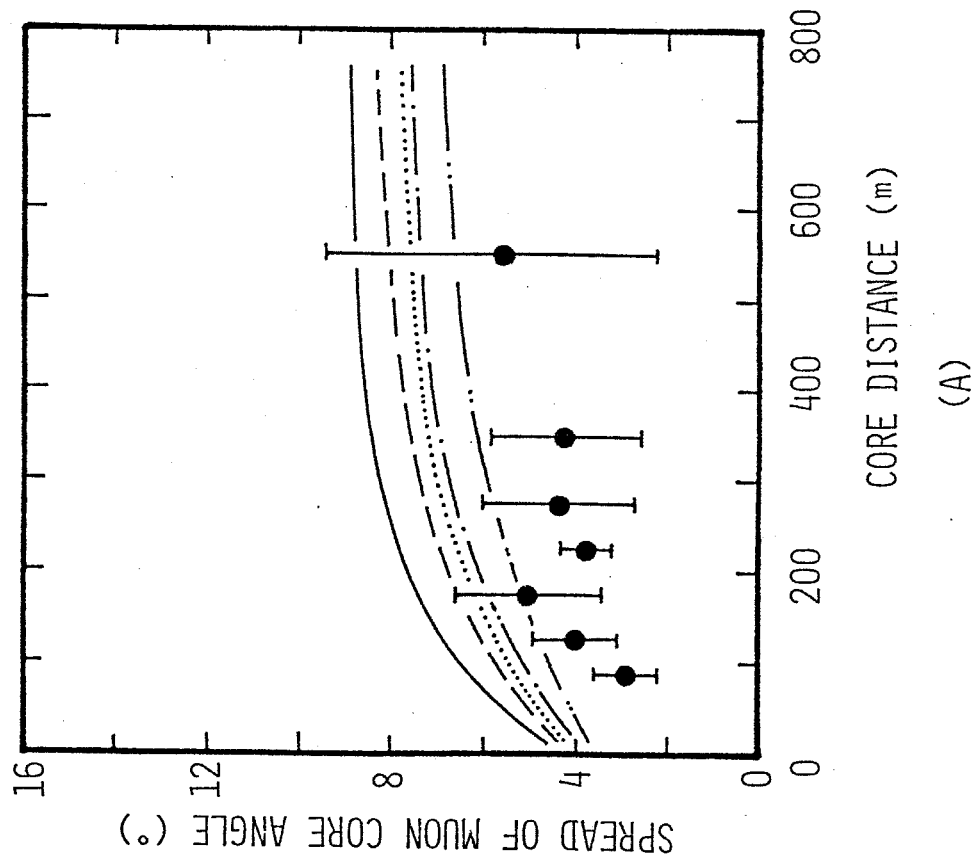
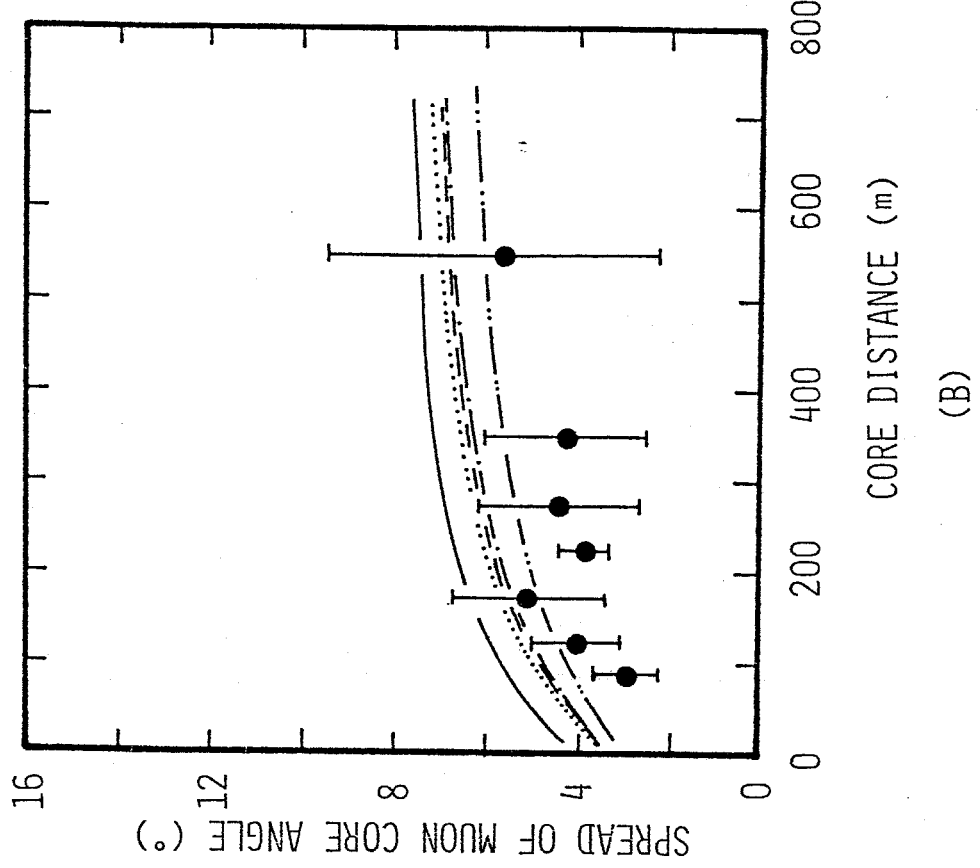


FIGURE 6-6

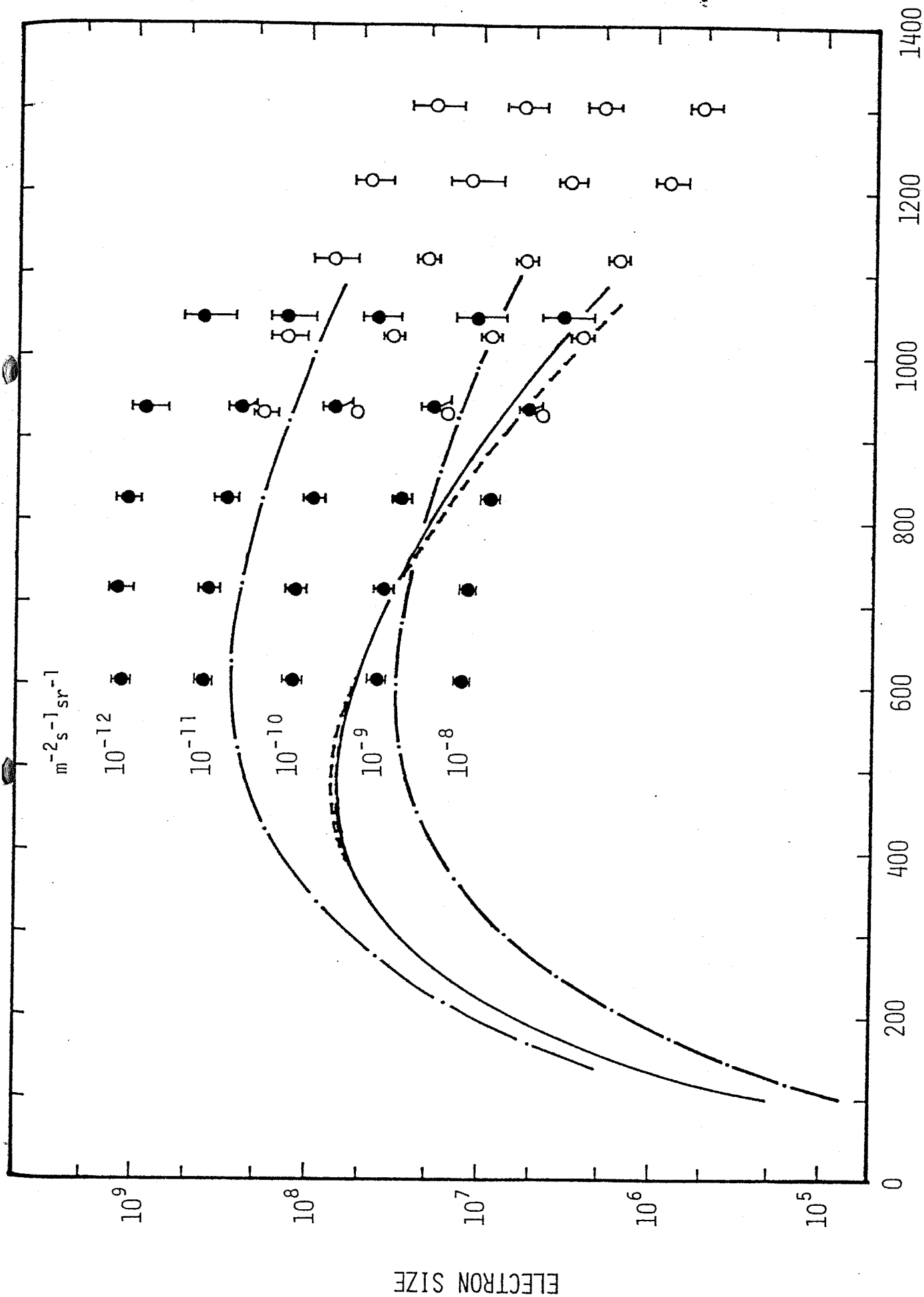


FIGURE 6-7  
ATMOSPHERIC DEPTH ( $\text{g cm}^{-2}$ )

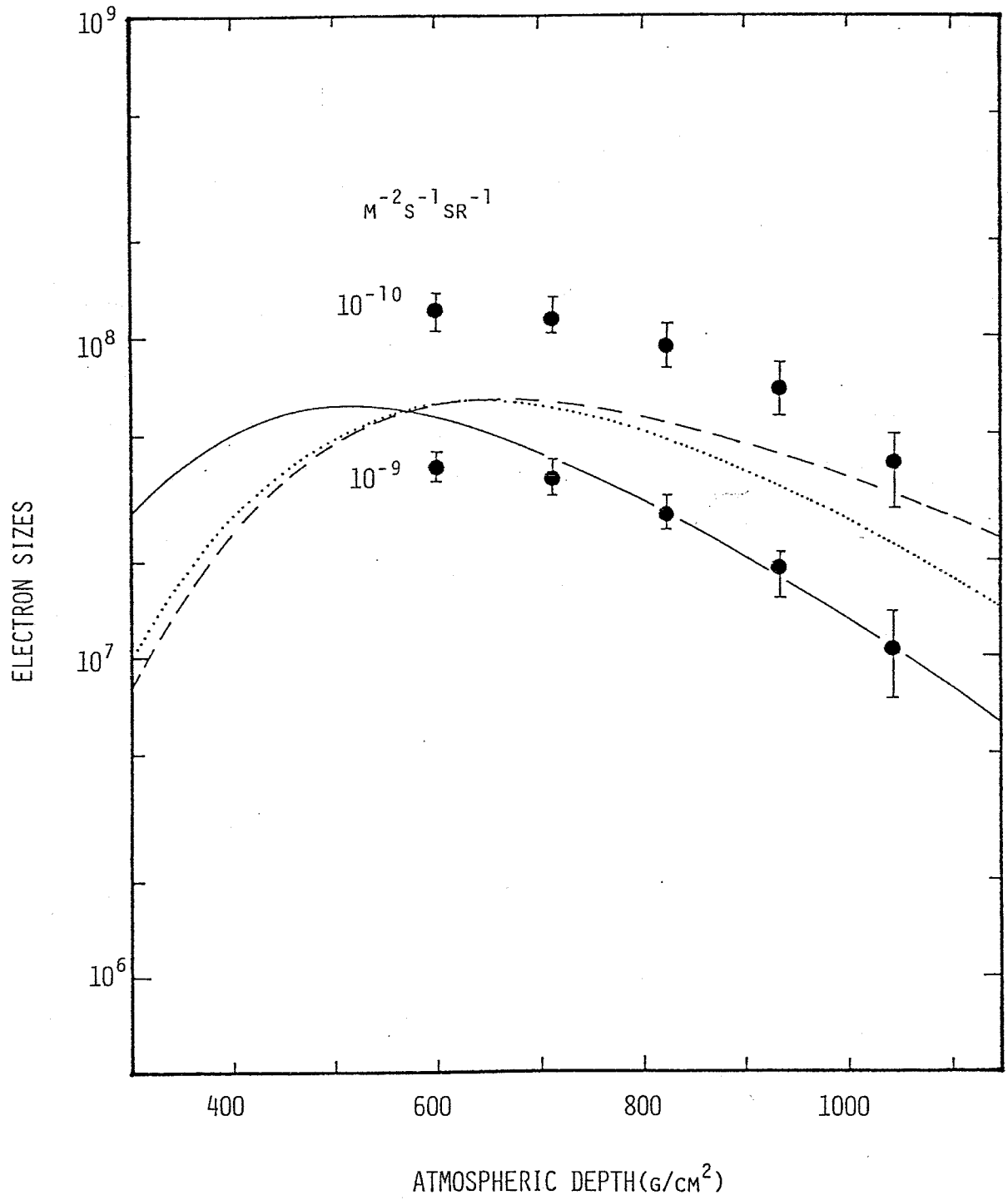


FIGURE 6-8

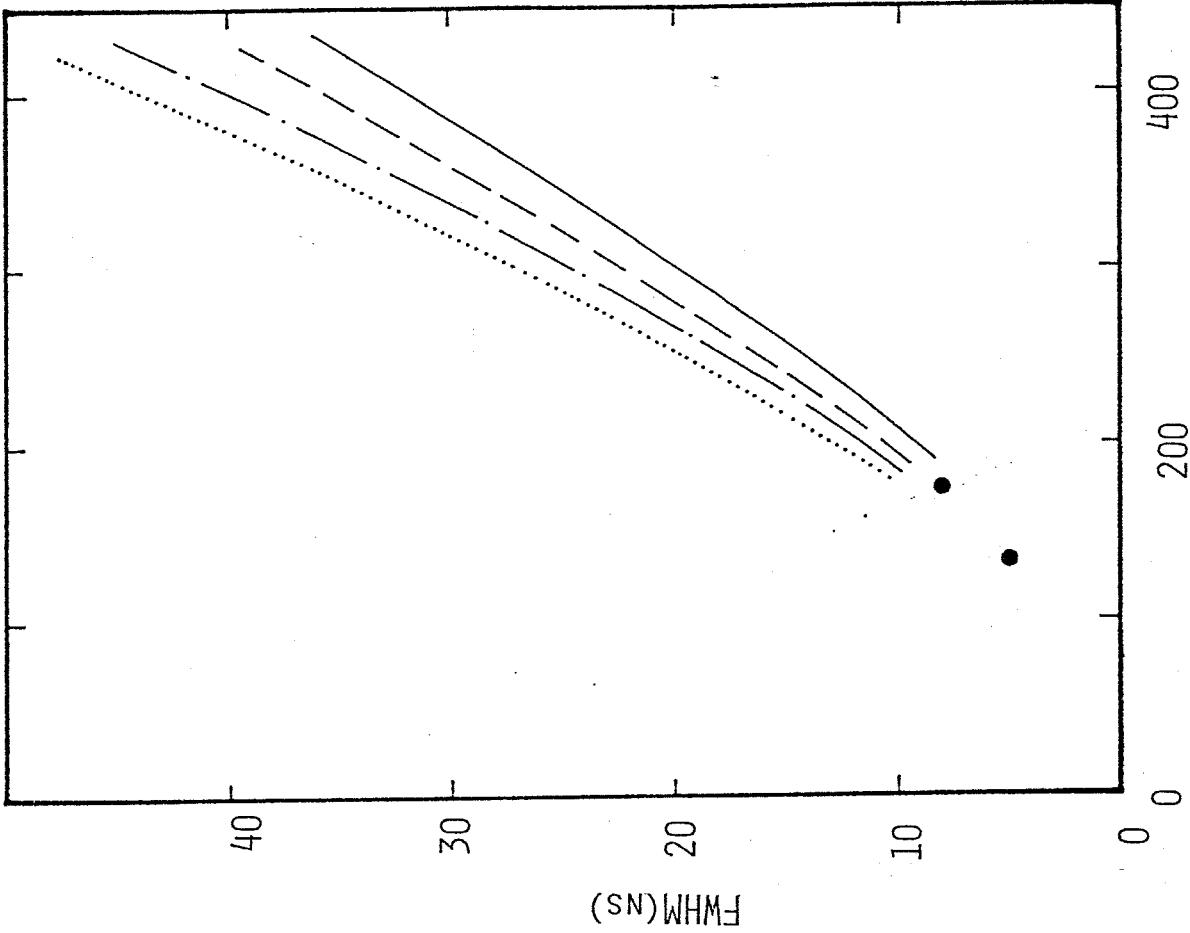


FIGURE 6-9(B)

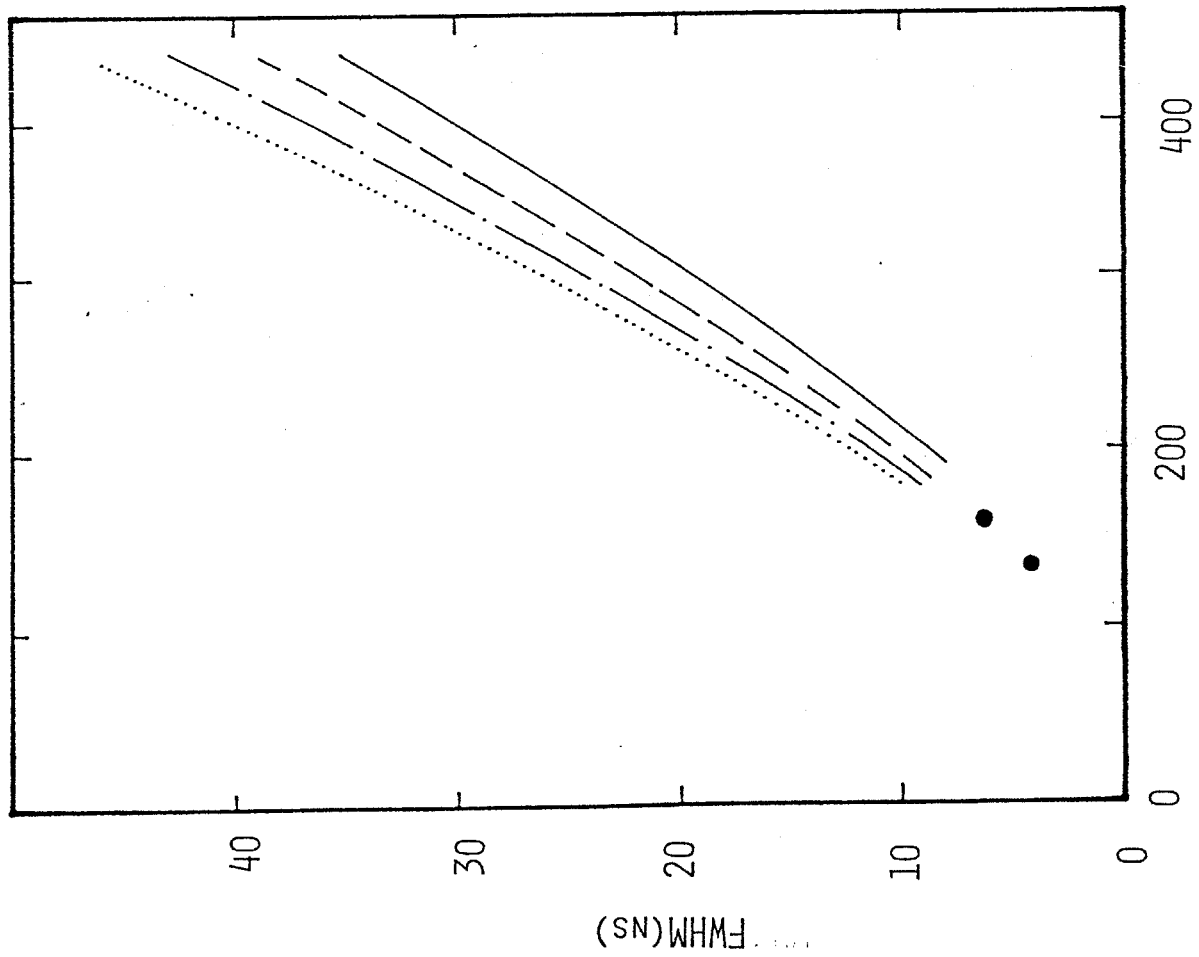


FIGURE 6-9(A)

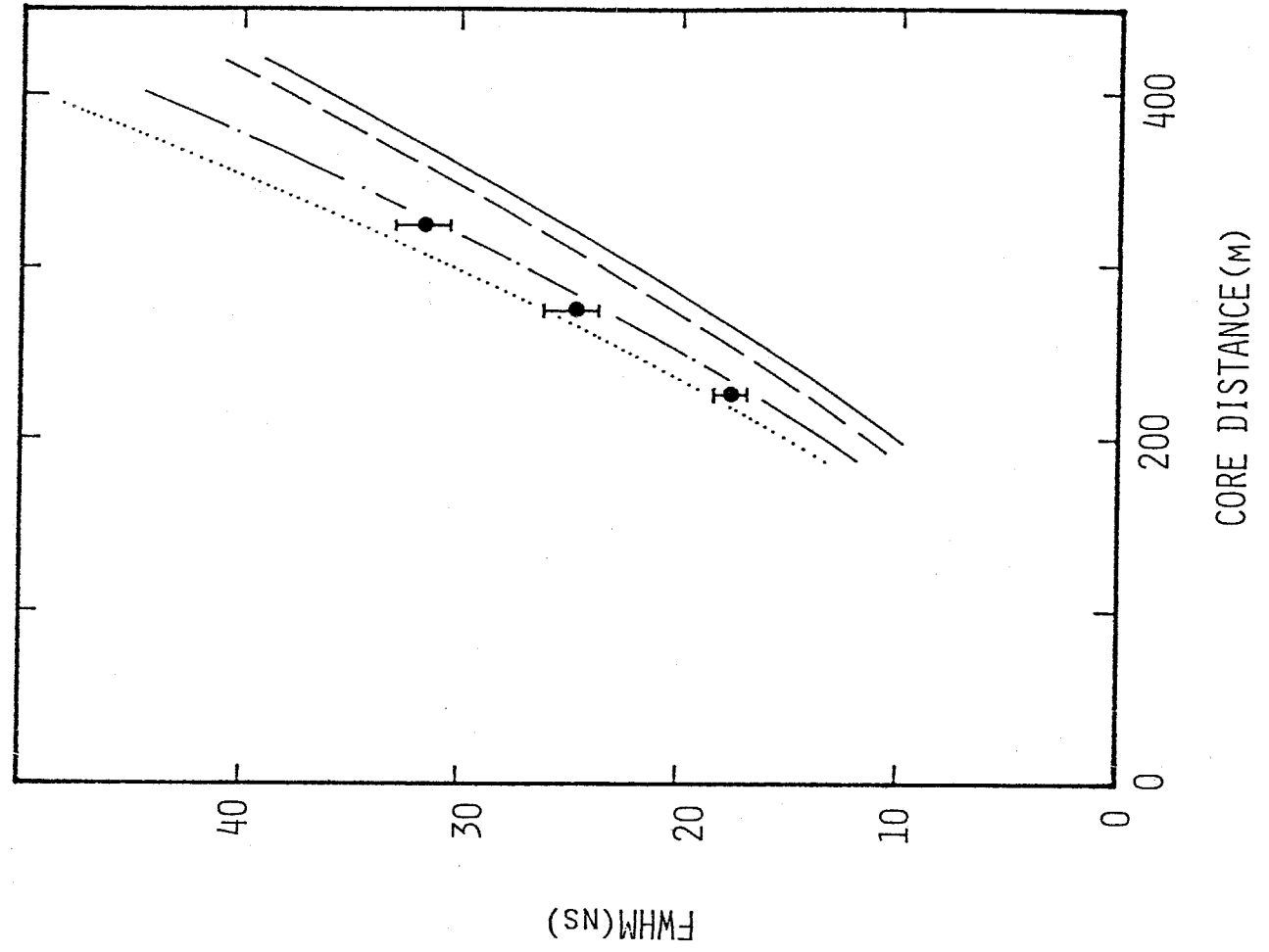
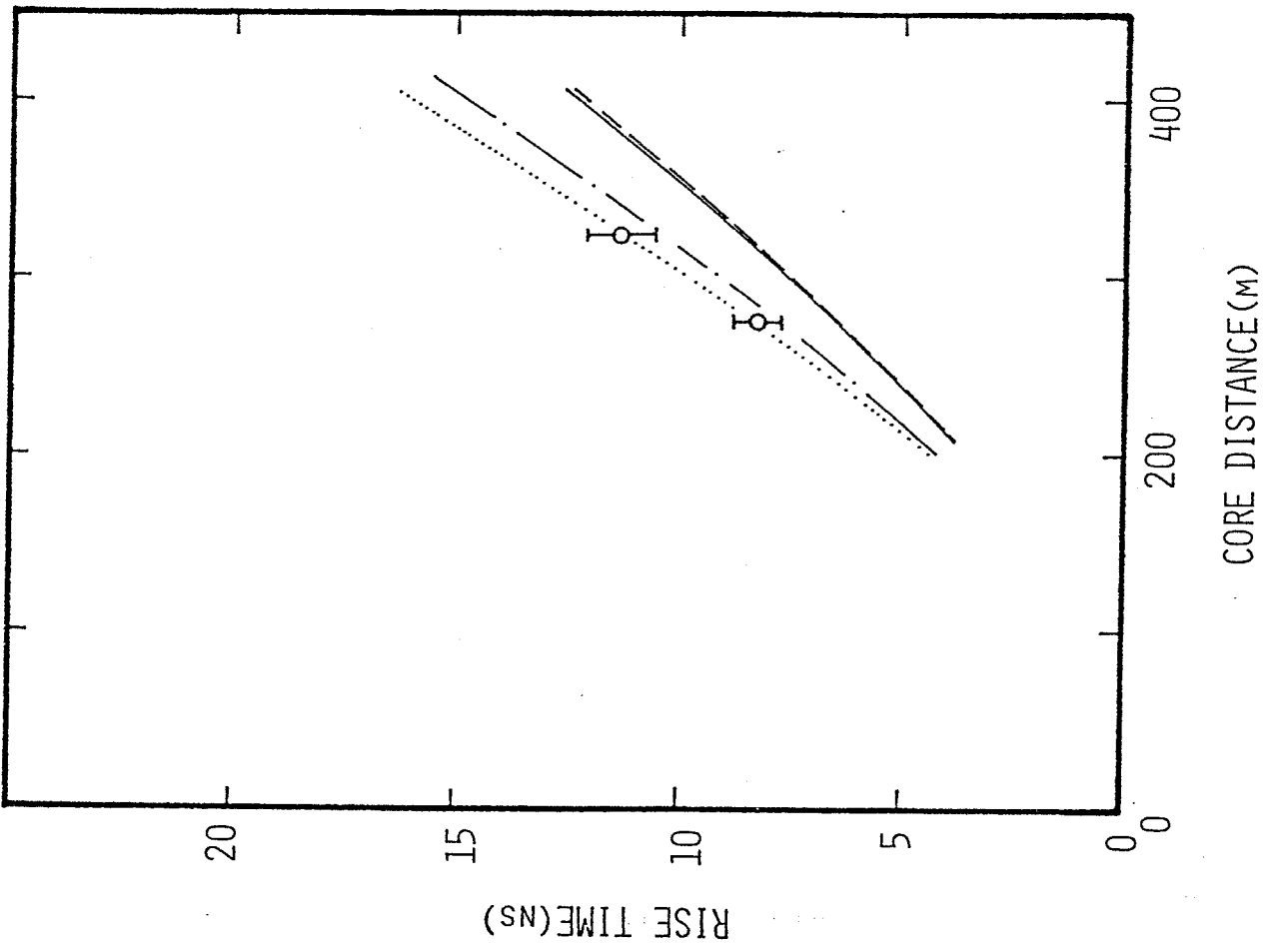


FIGURE 6-9(c)

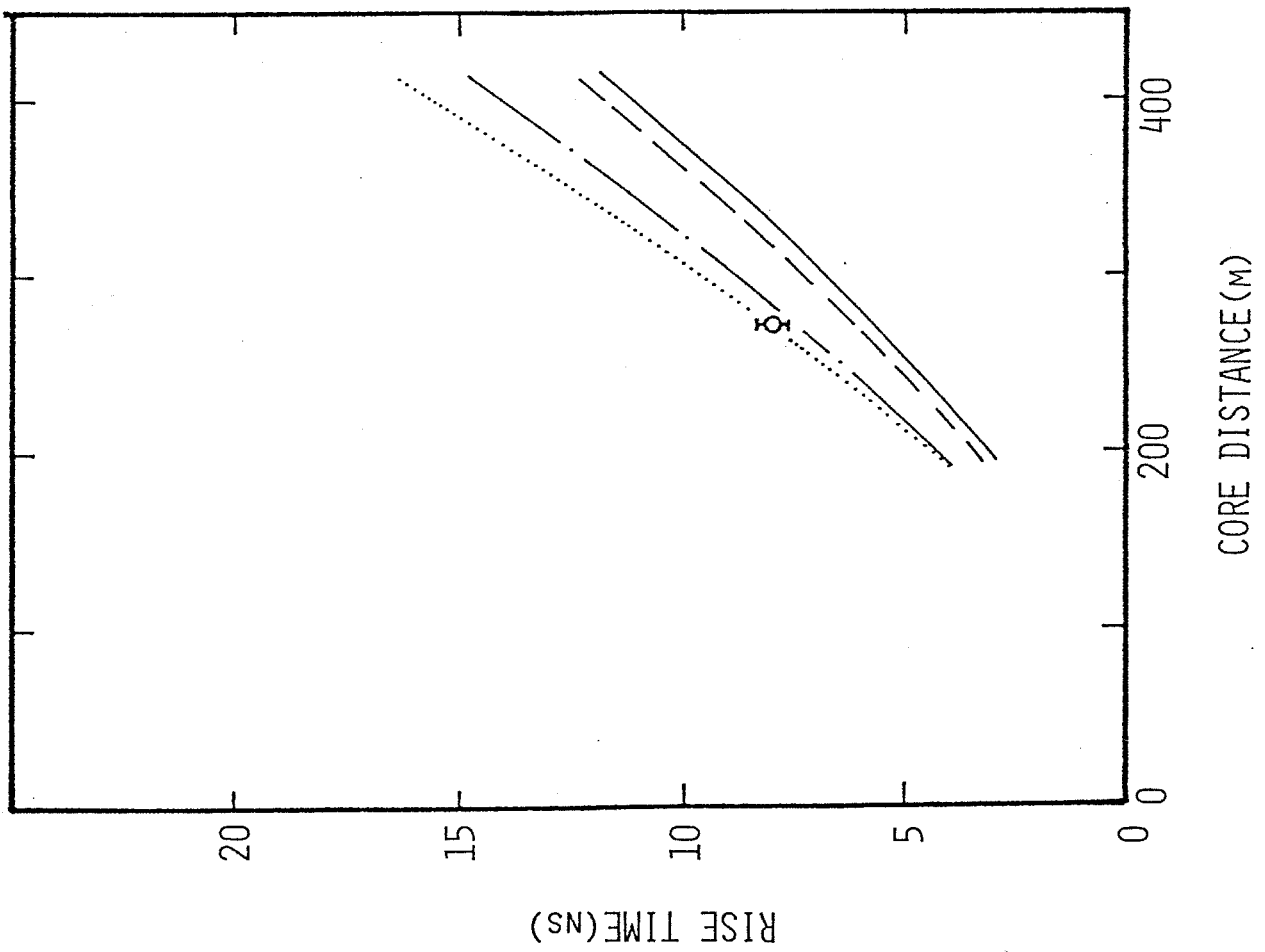
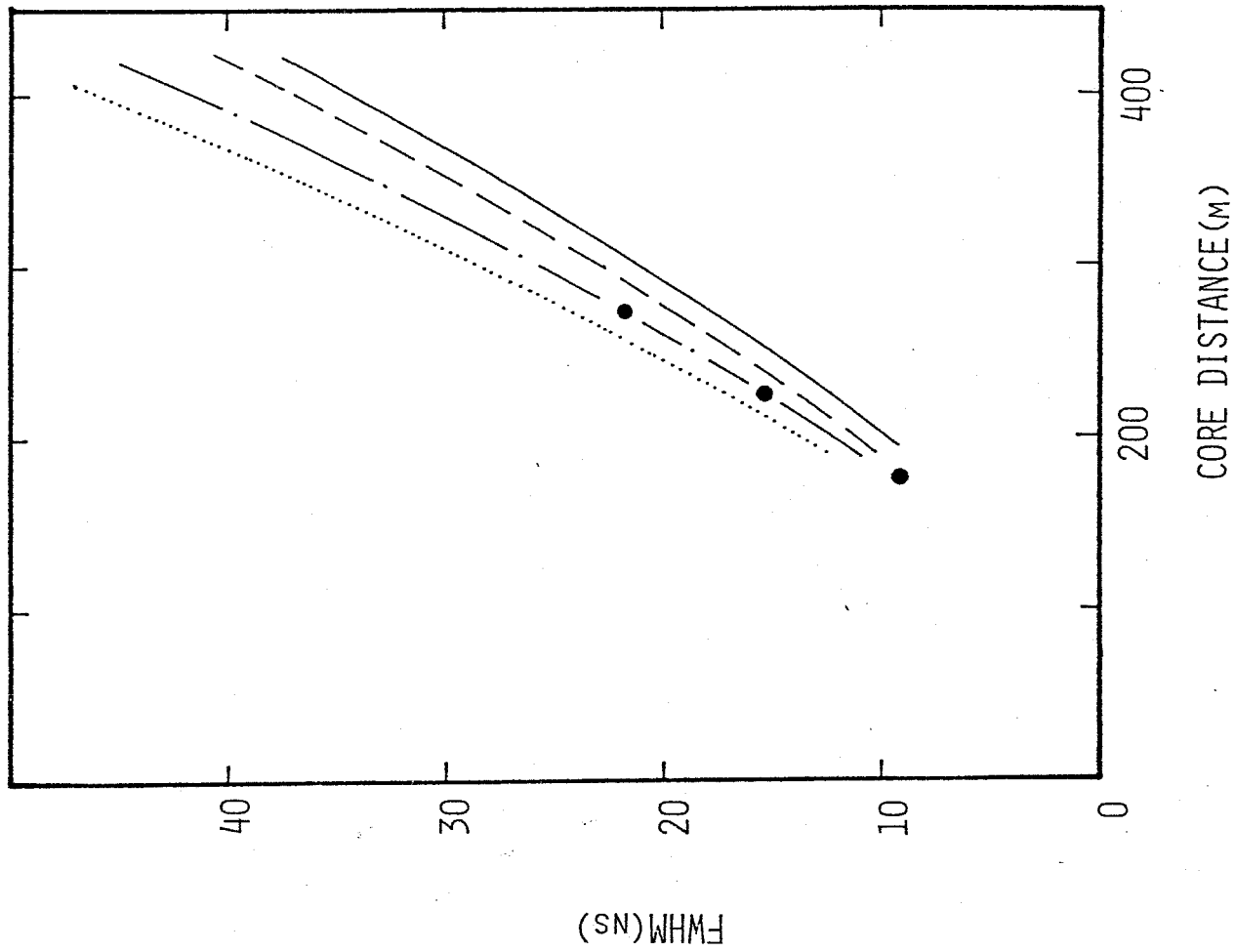


FIGURE 6-9(D)

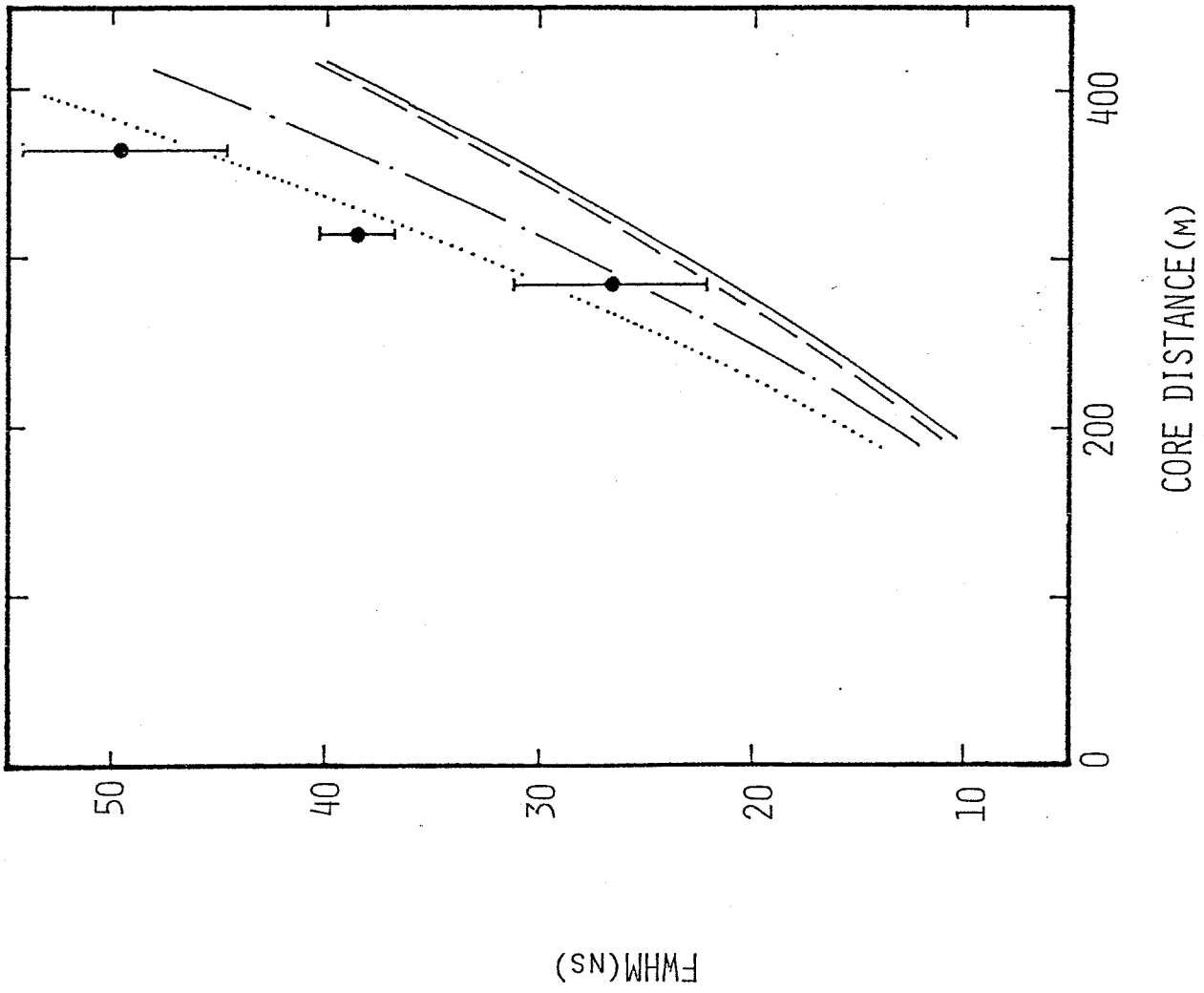
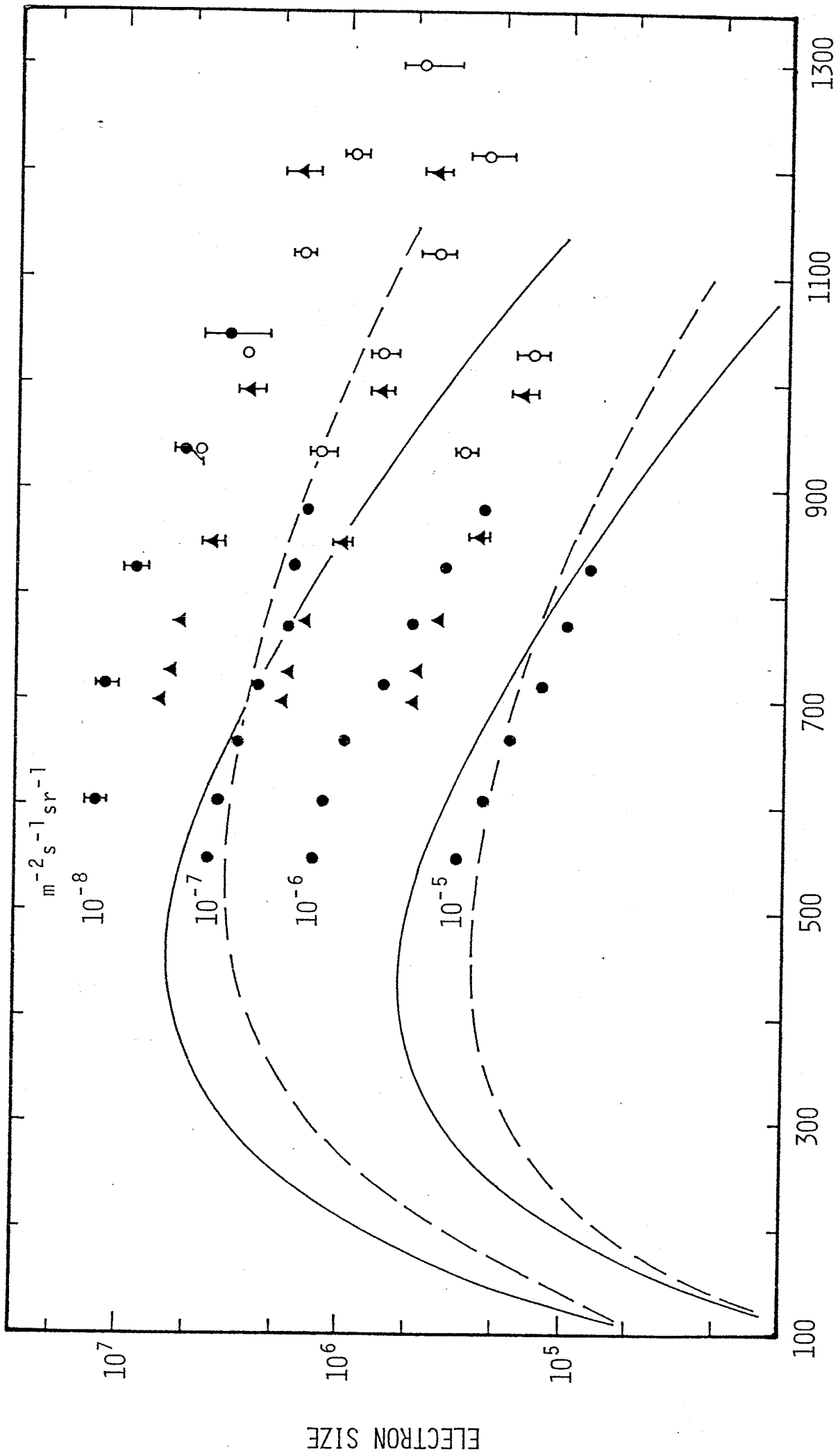


FIGURE 6-9(E)



ATMOSPHERIC DEPTH ( $\text{g}/\text{cm}^2$ )

FIGURE 6-10

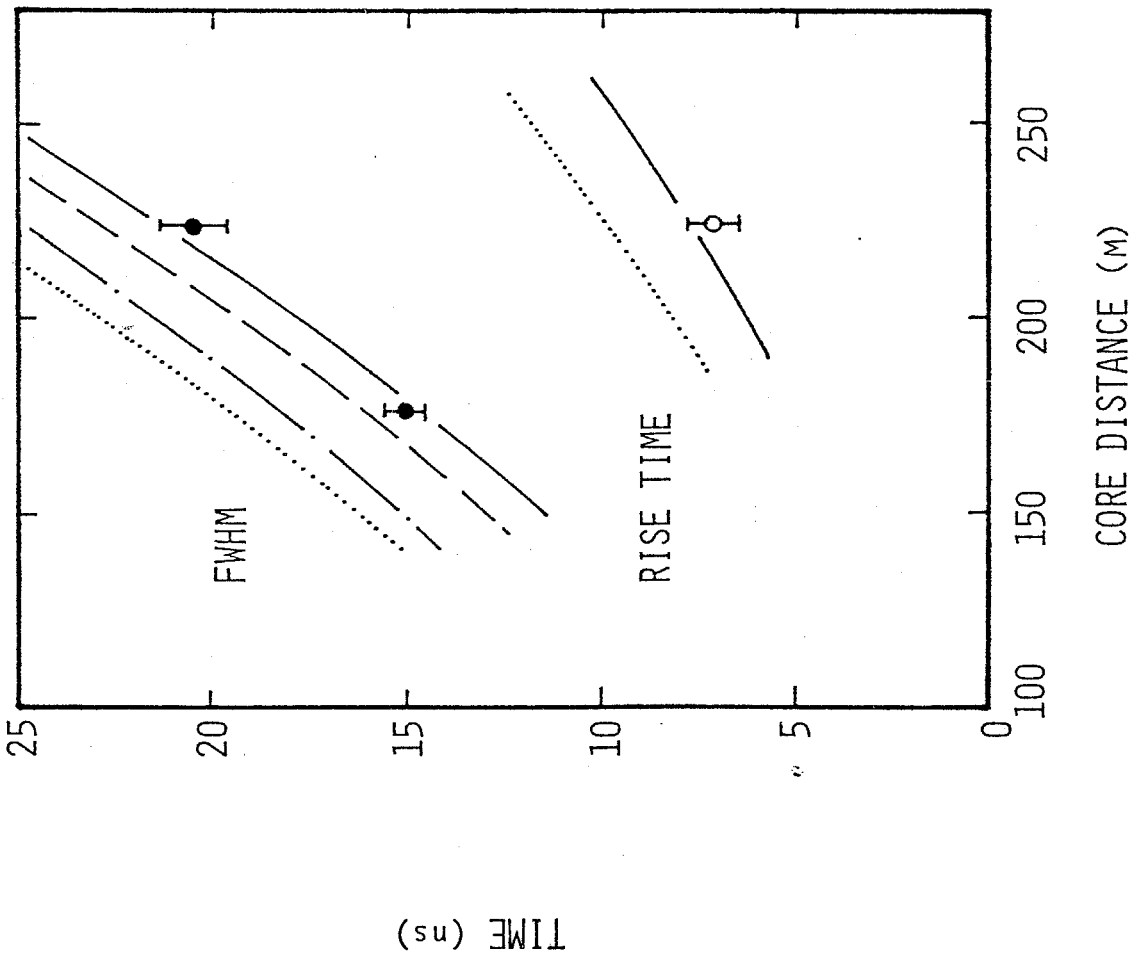


FIGURE 6-11(A)

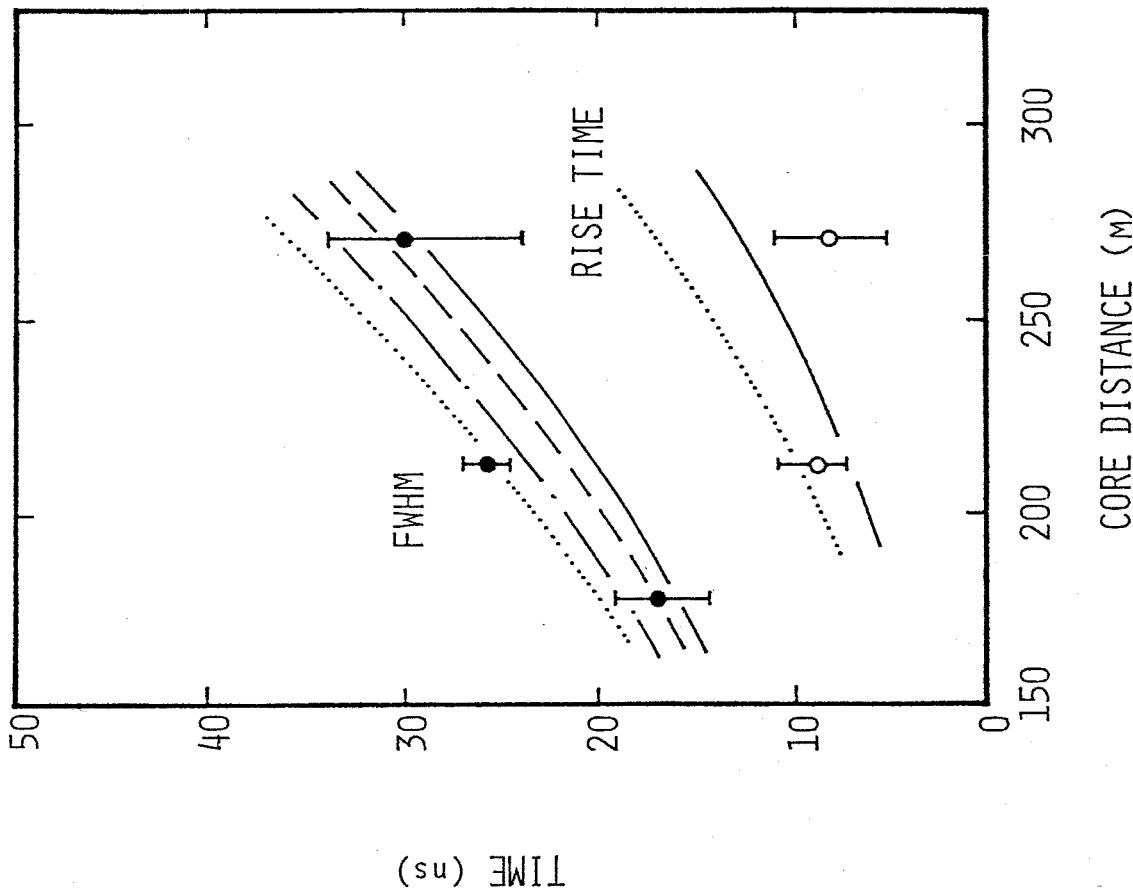


FIGURE 6-11(B)

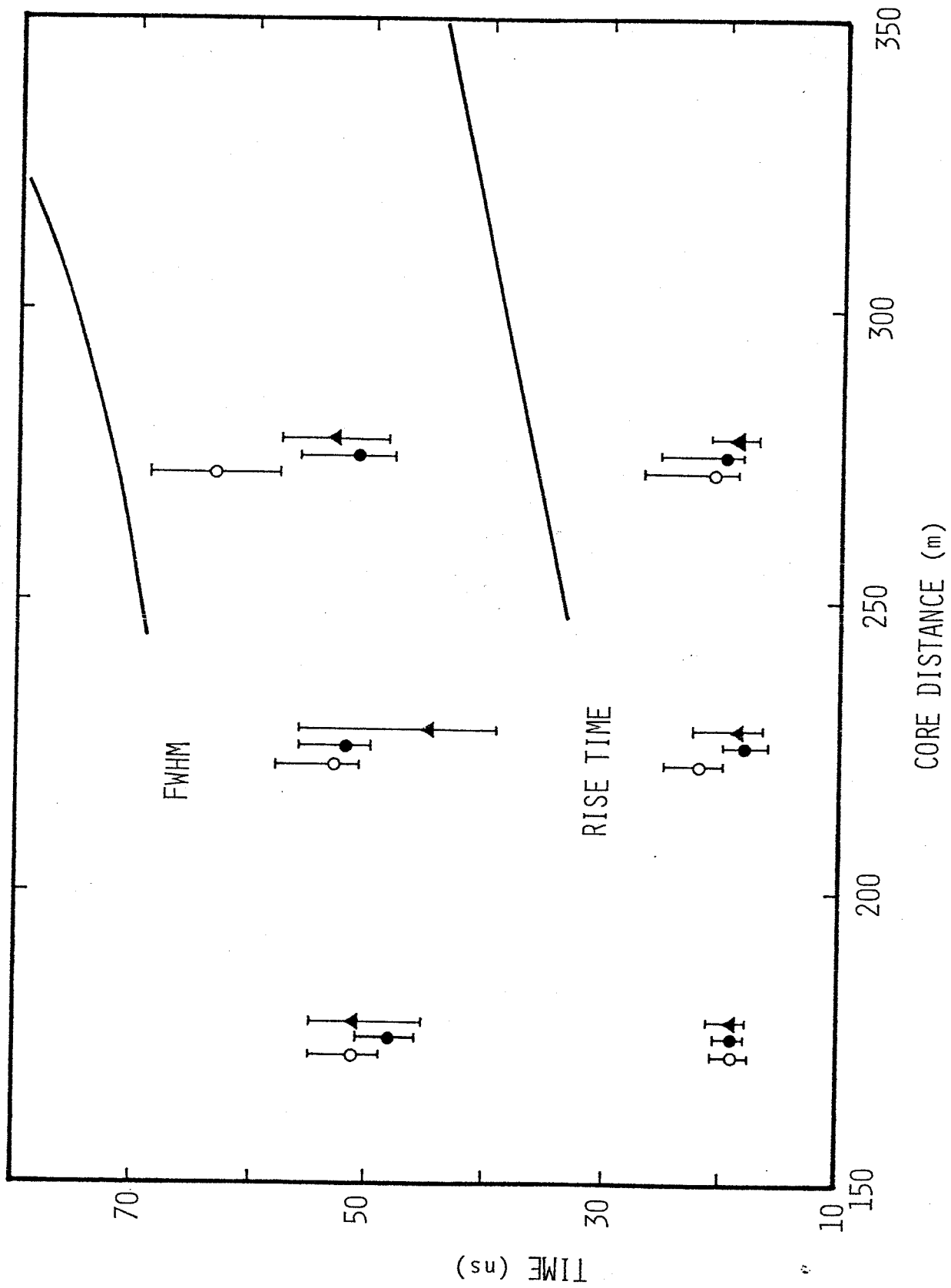


FIGURE 6-12

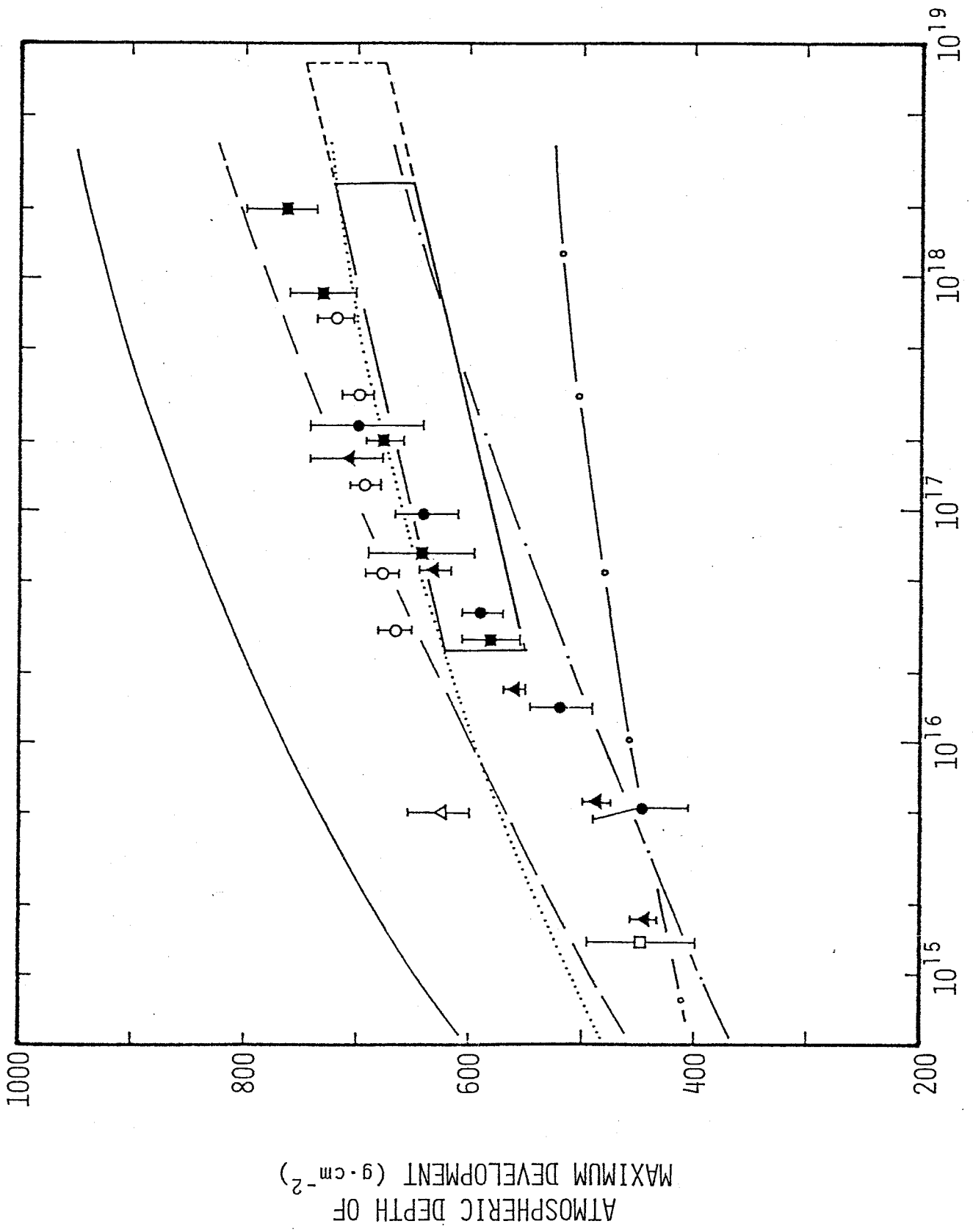
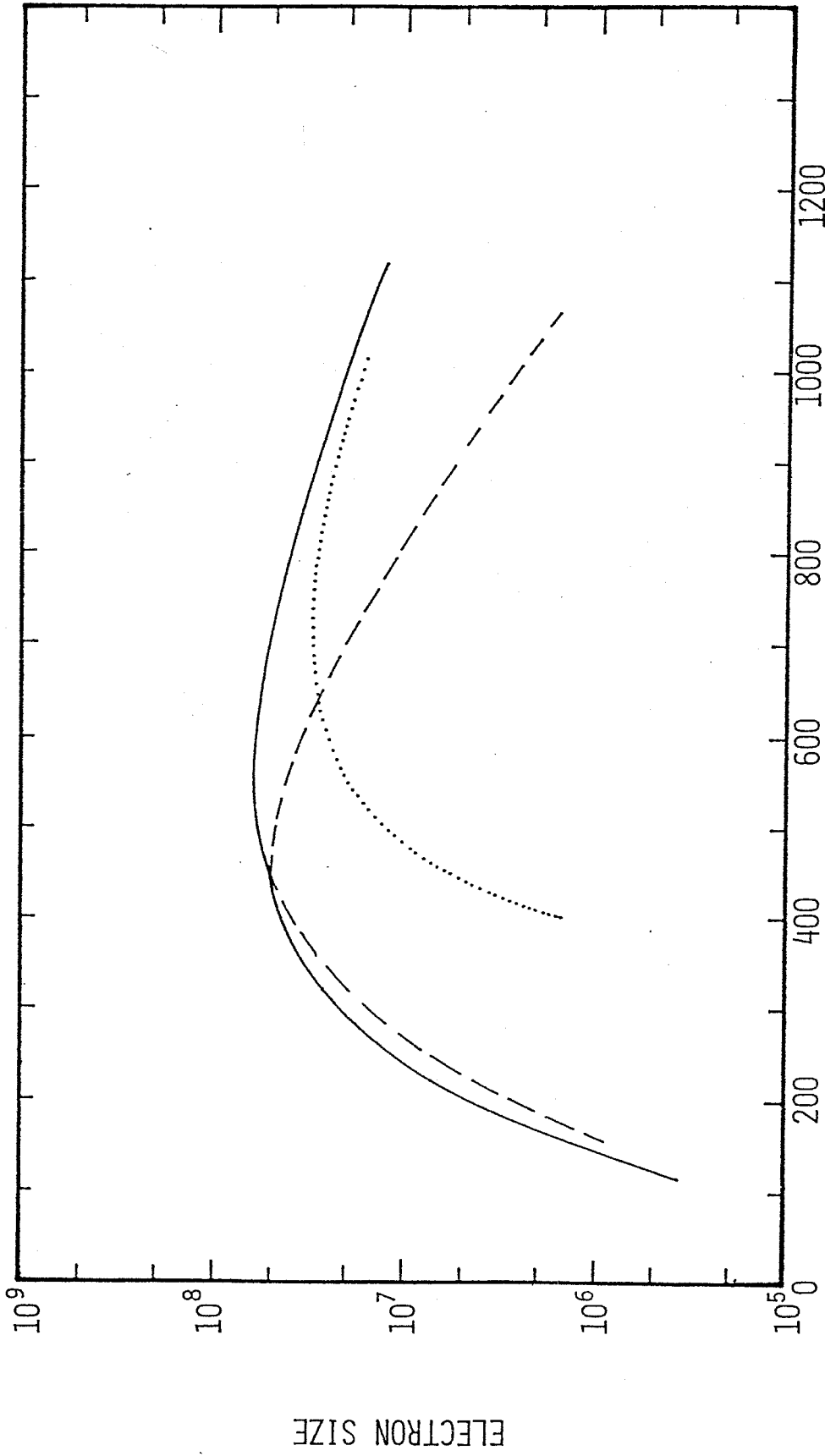
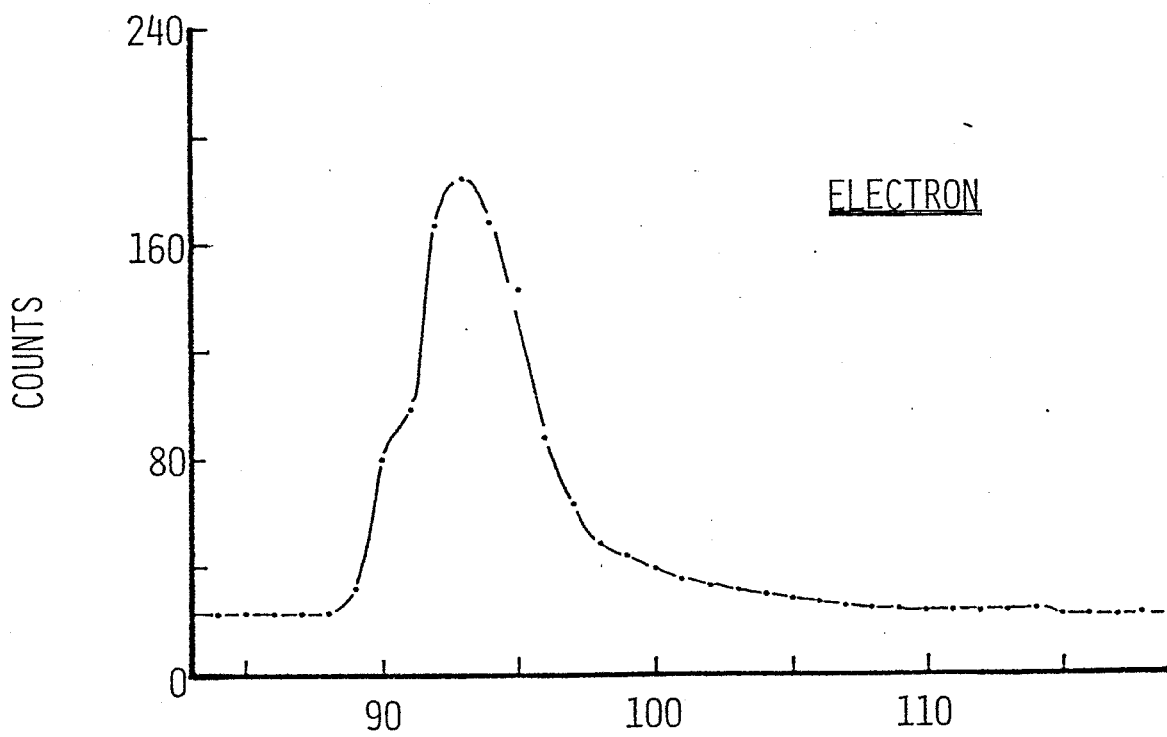
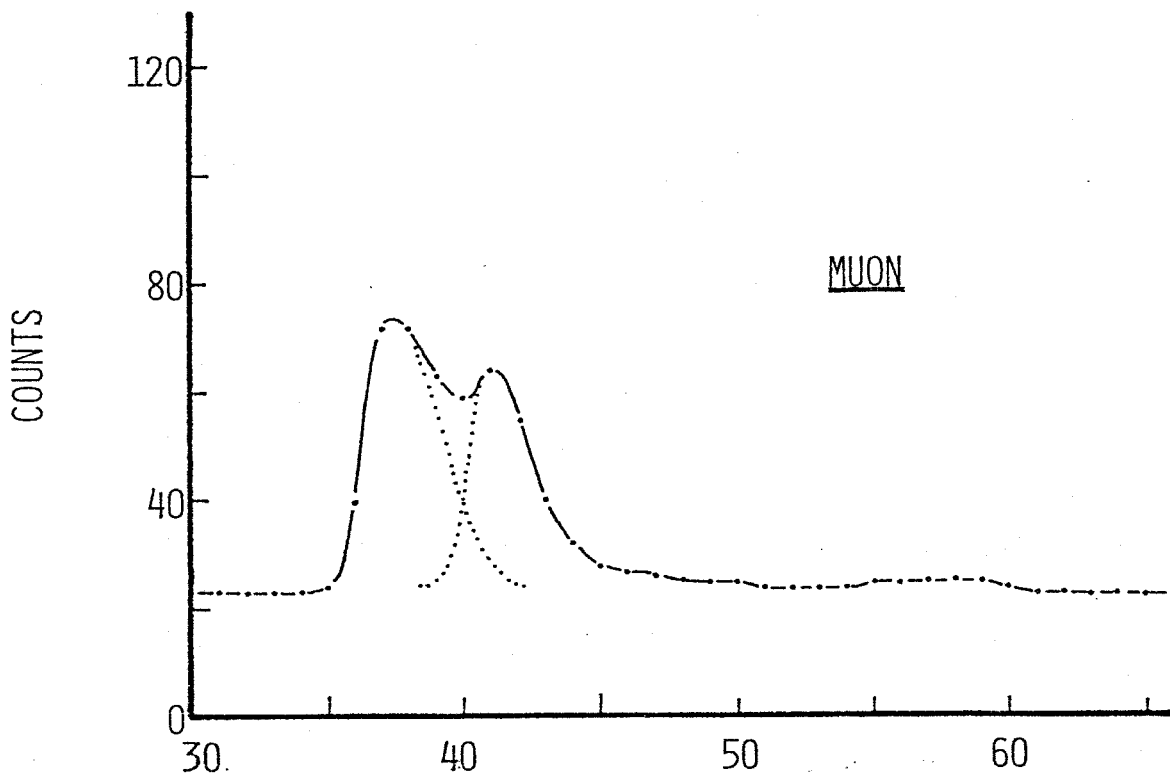


FIGURE 6-13 PRIMARY ENERGY (eV)



ATMOSPHERIC DEPTH ( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ )

FIGURE 6-14



CHANNEL NUMBER  
FIGURE 6-15(A)

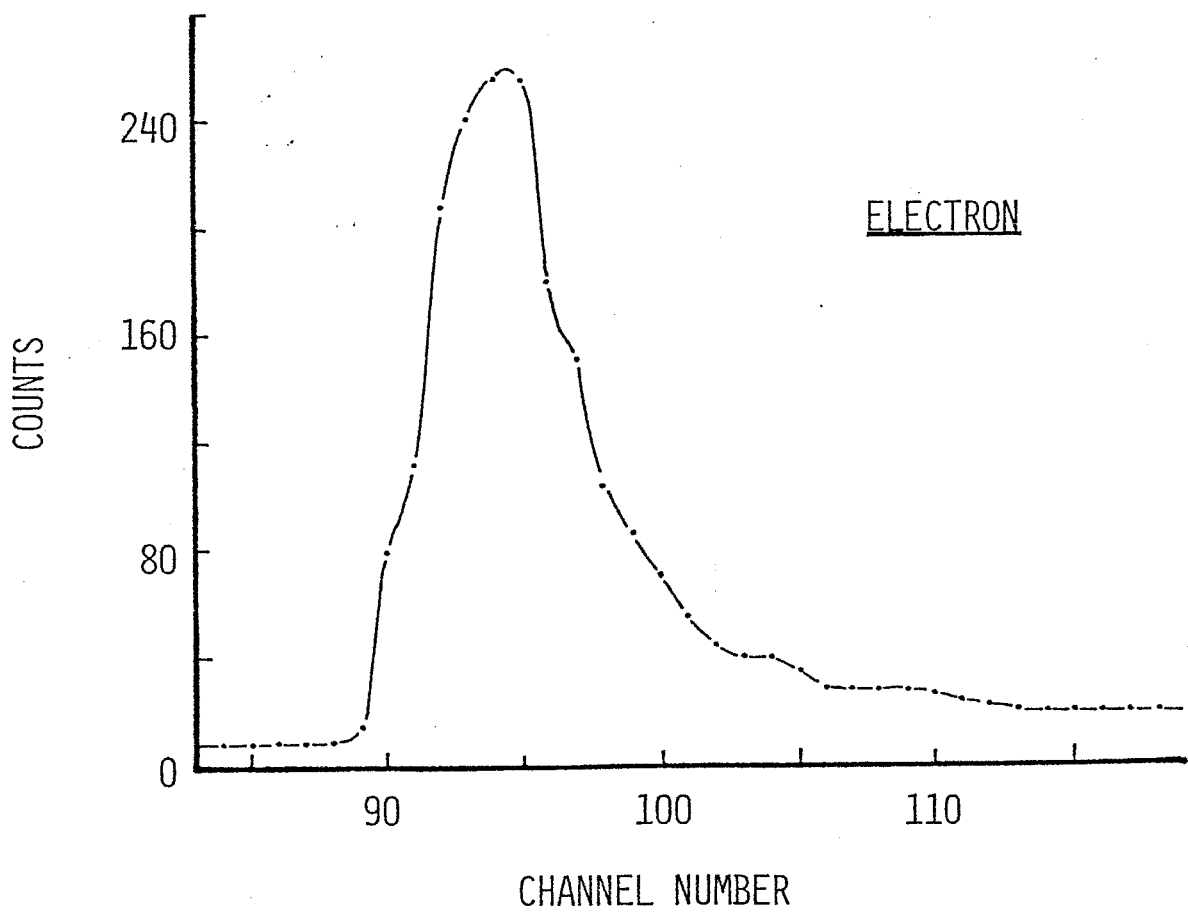
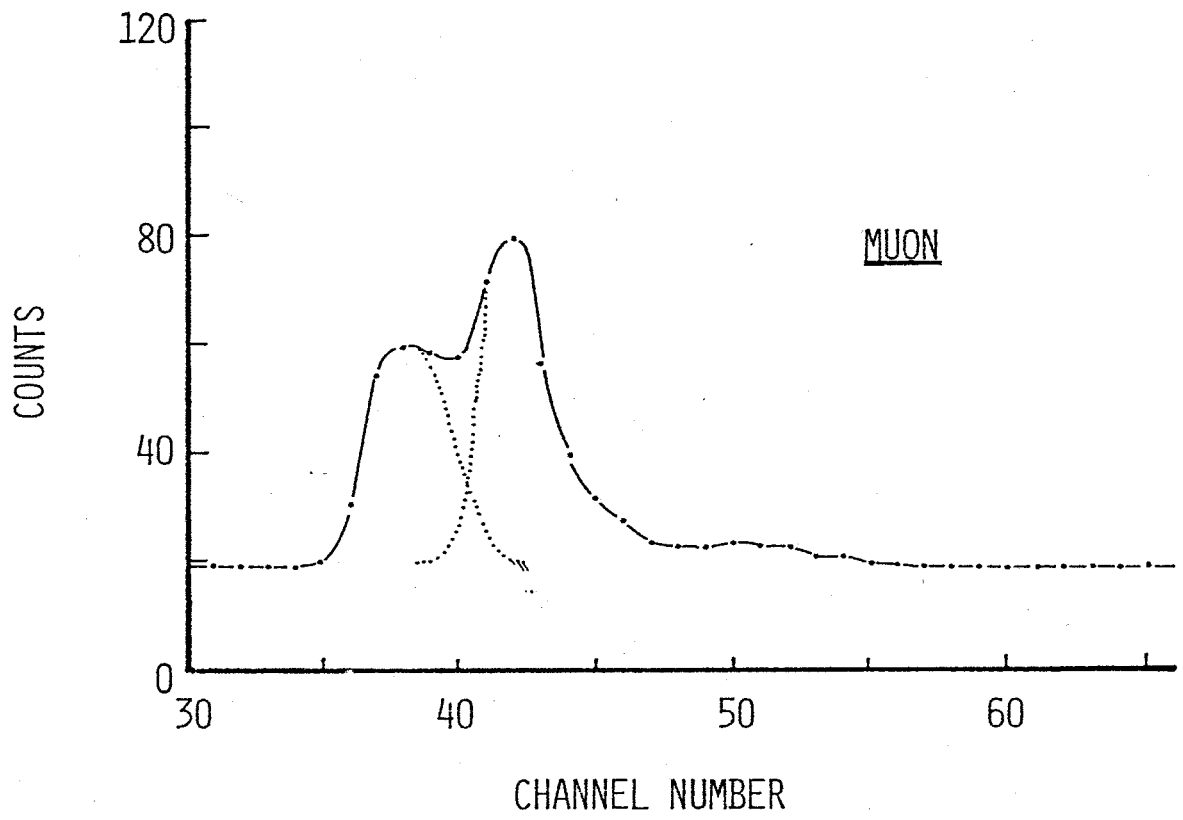


FIGURE 6-15(B)

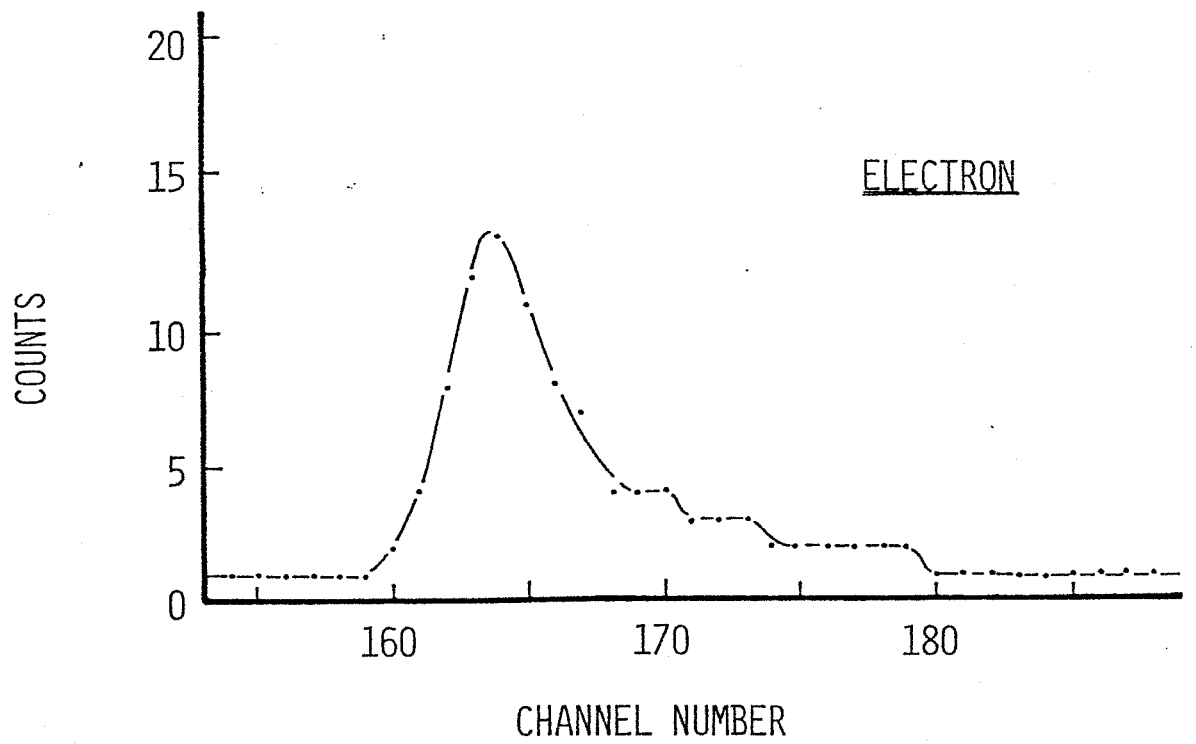
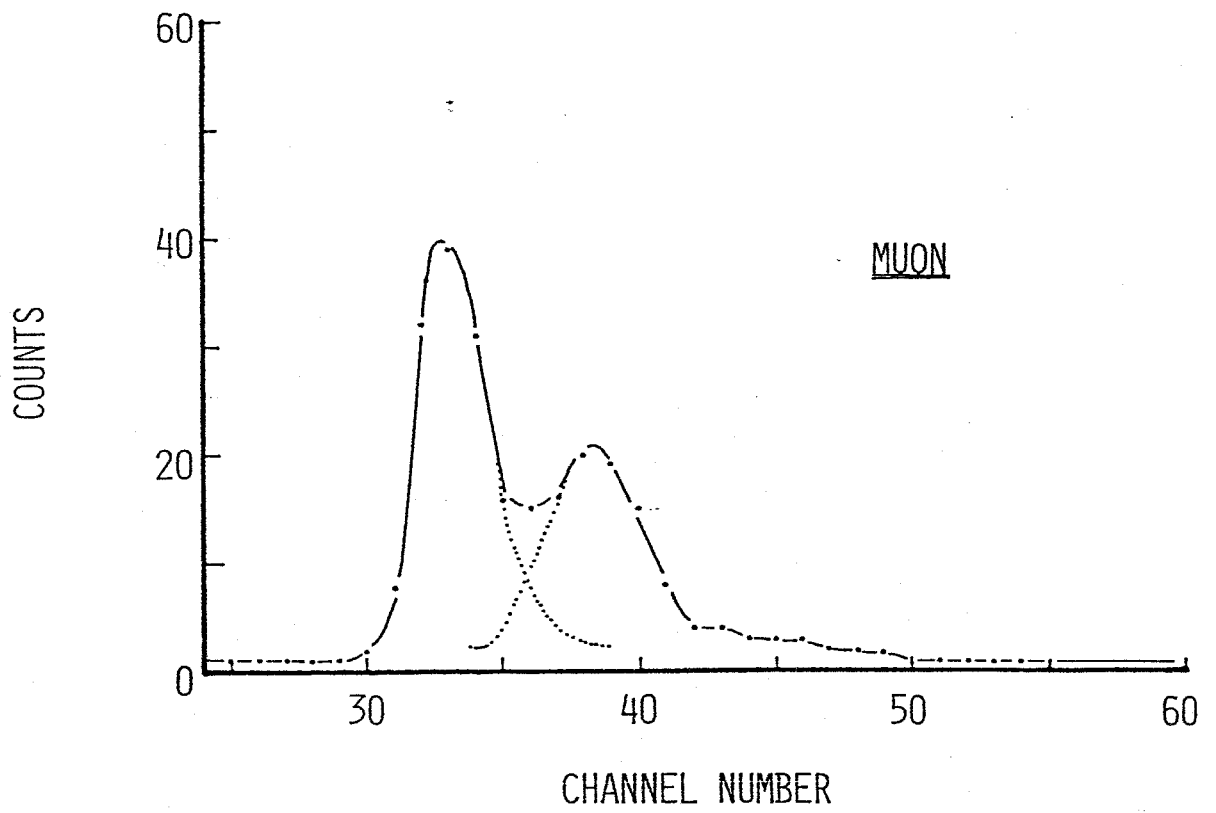
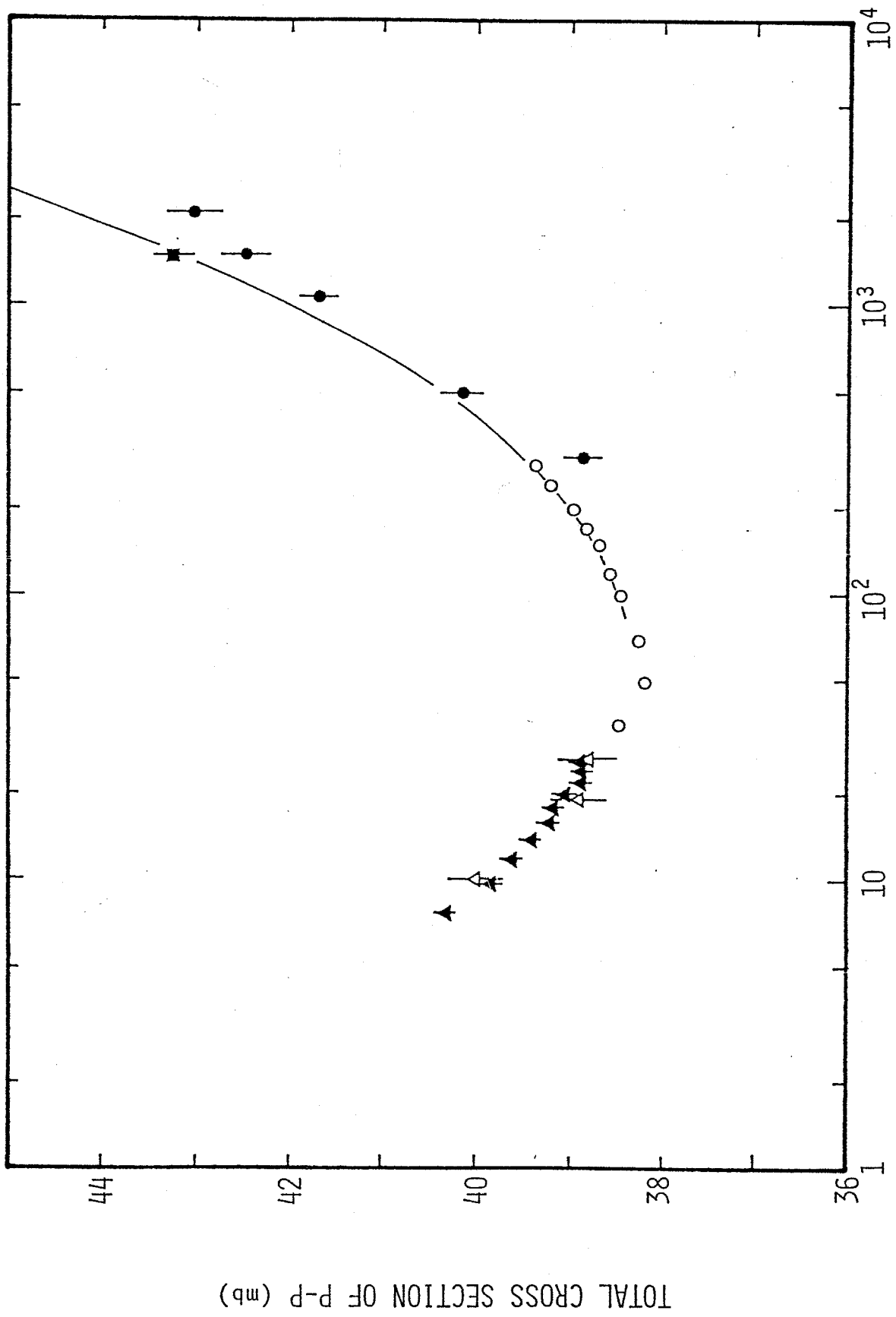
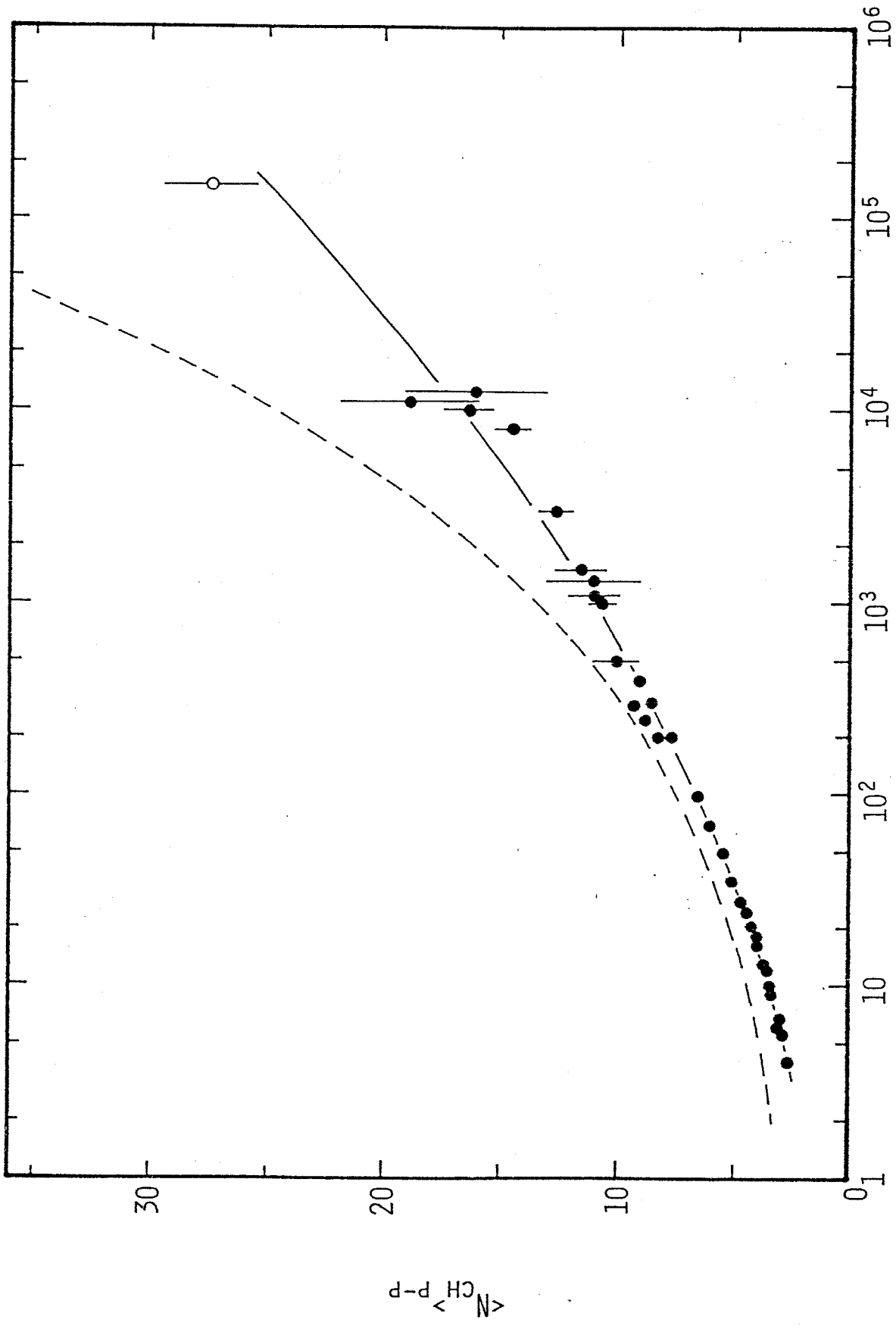


FIGURE 6-15 (c)



PLAB (GeV/c)

FIGURE A-1



$P_{LAB}$  (GeV/c)

FIGURE A-2

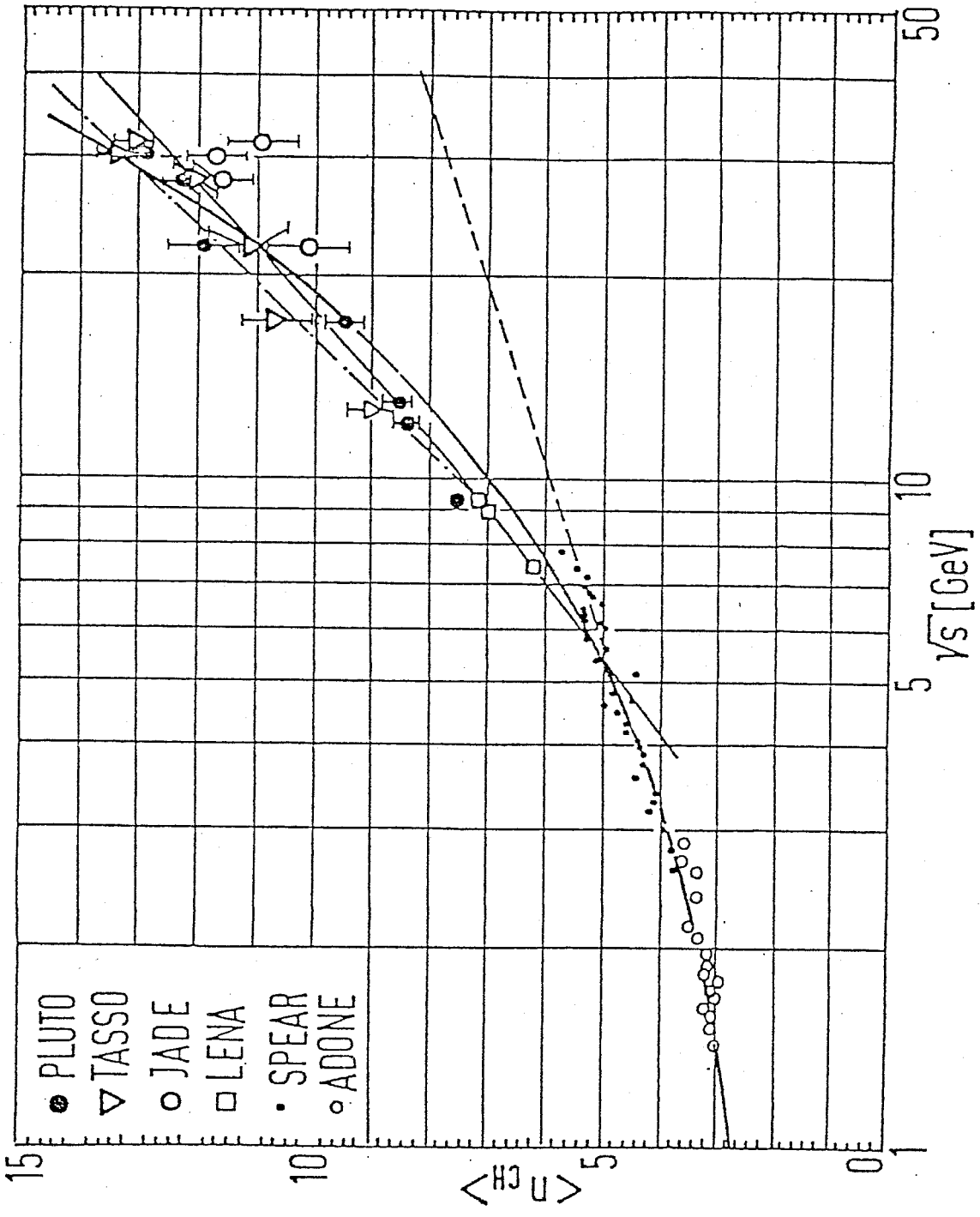


FIGURE A-3

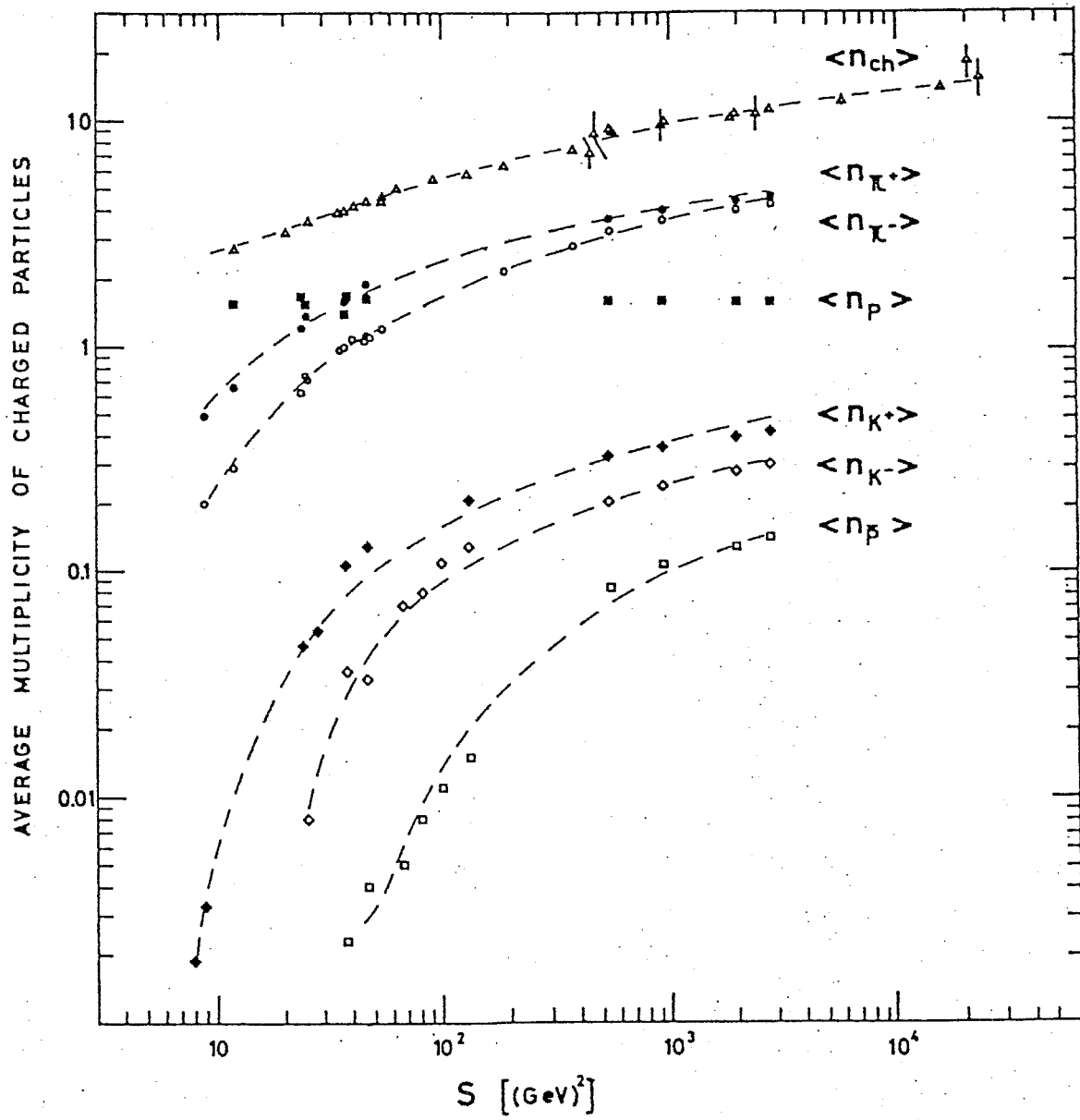
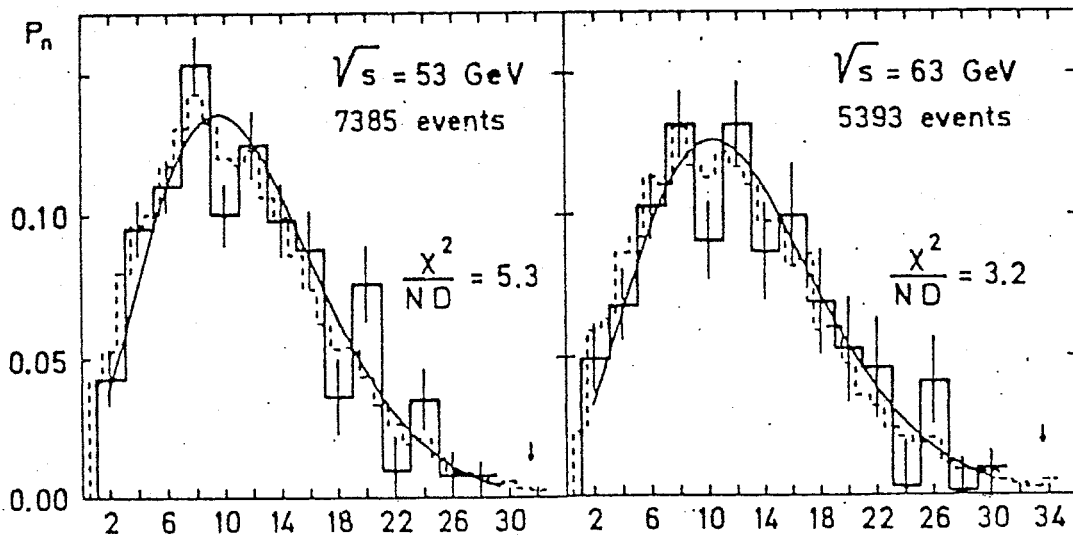
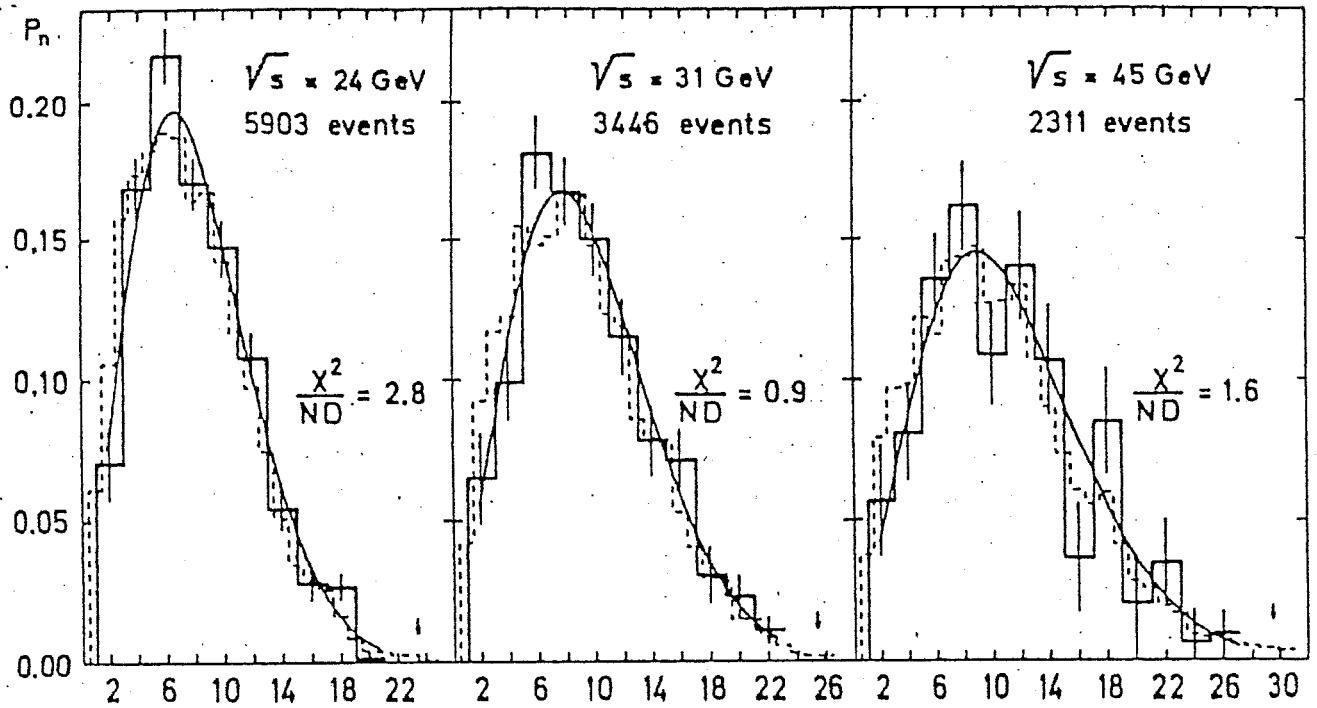


FIGURE A-4





CHARGED MULTIPLICITY  $n$

FIGURE A-6

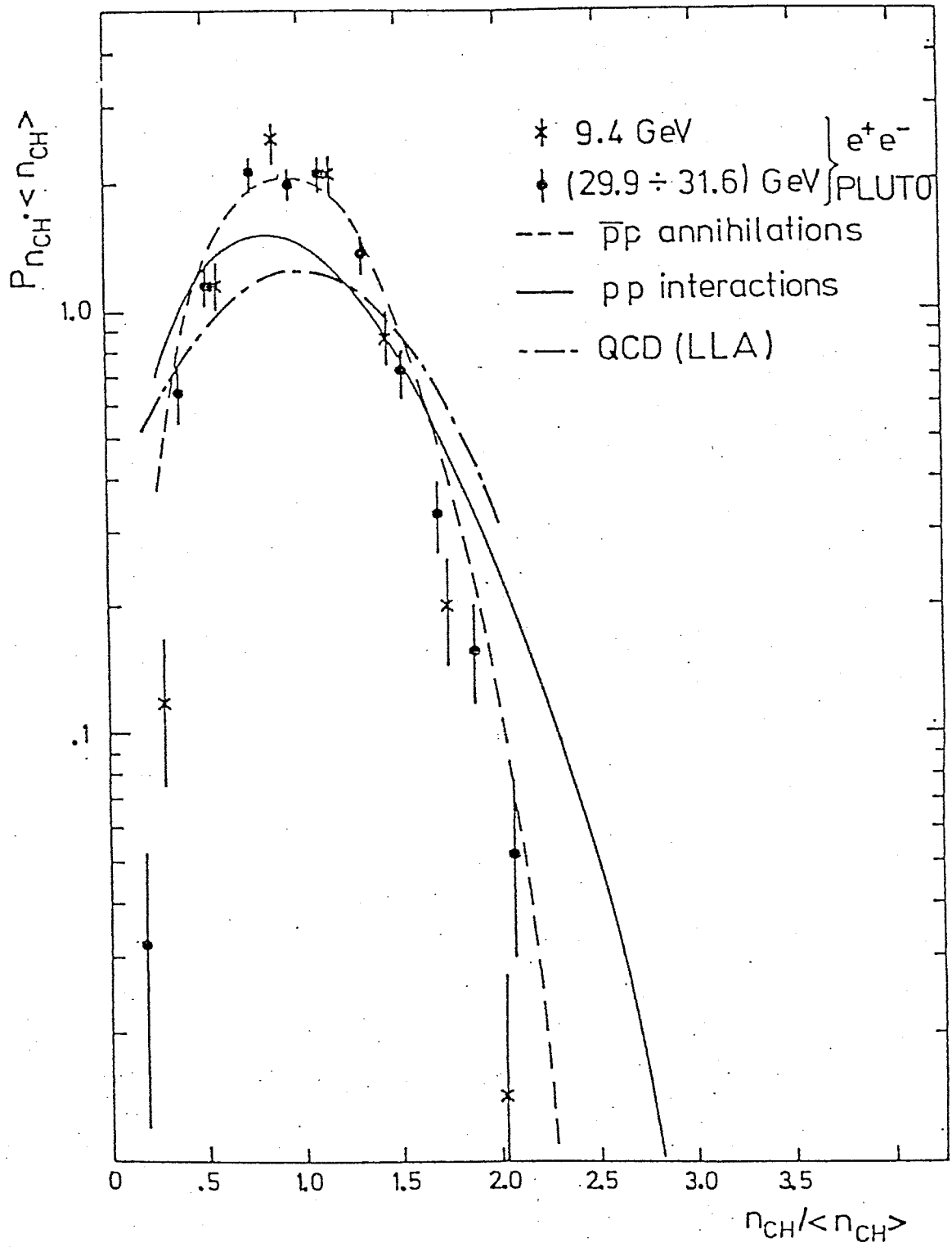


FIGURE A-7

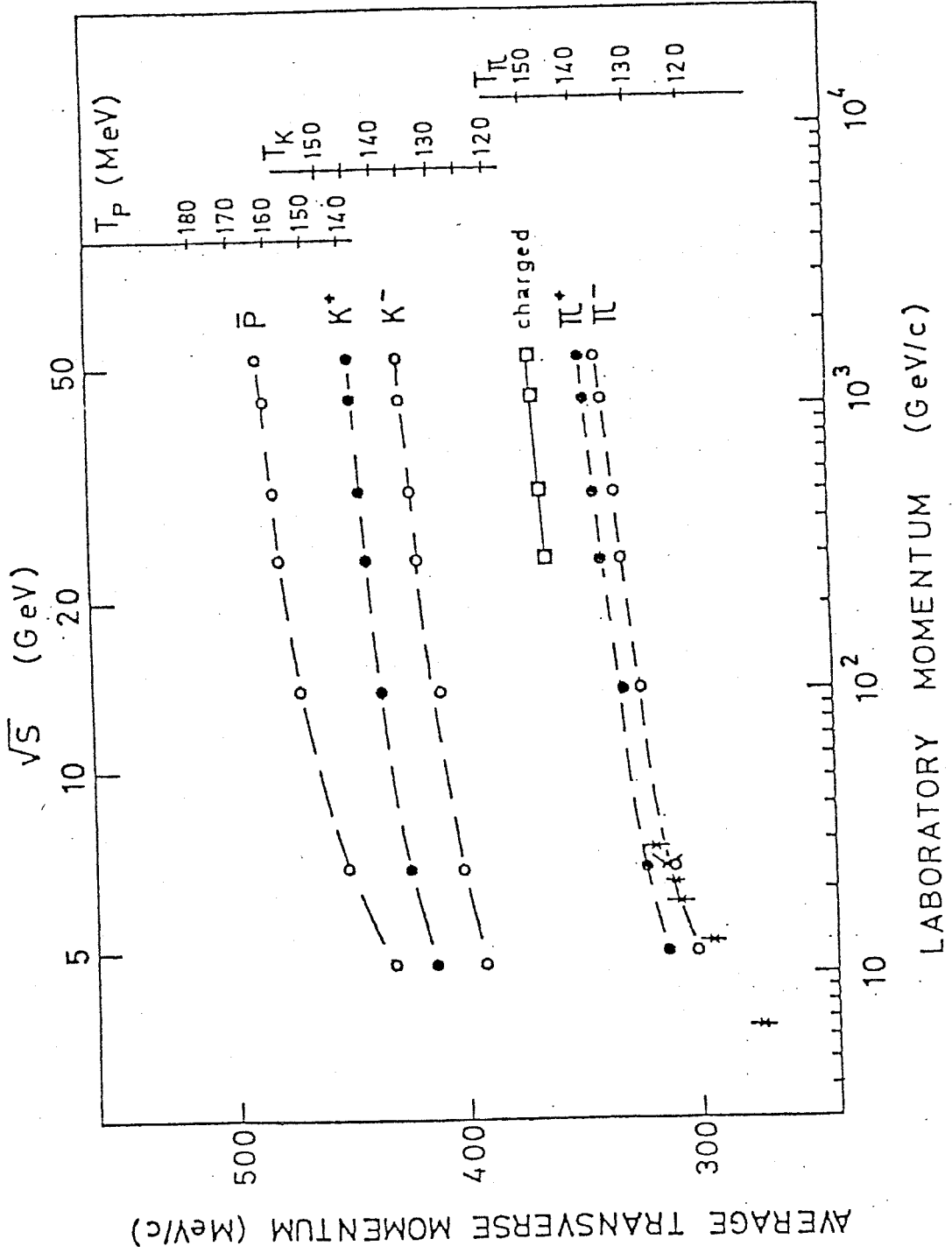


FIGURE A-8

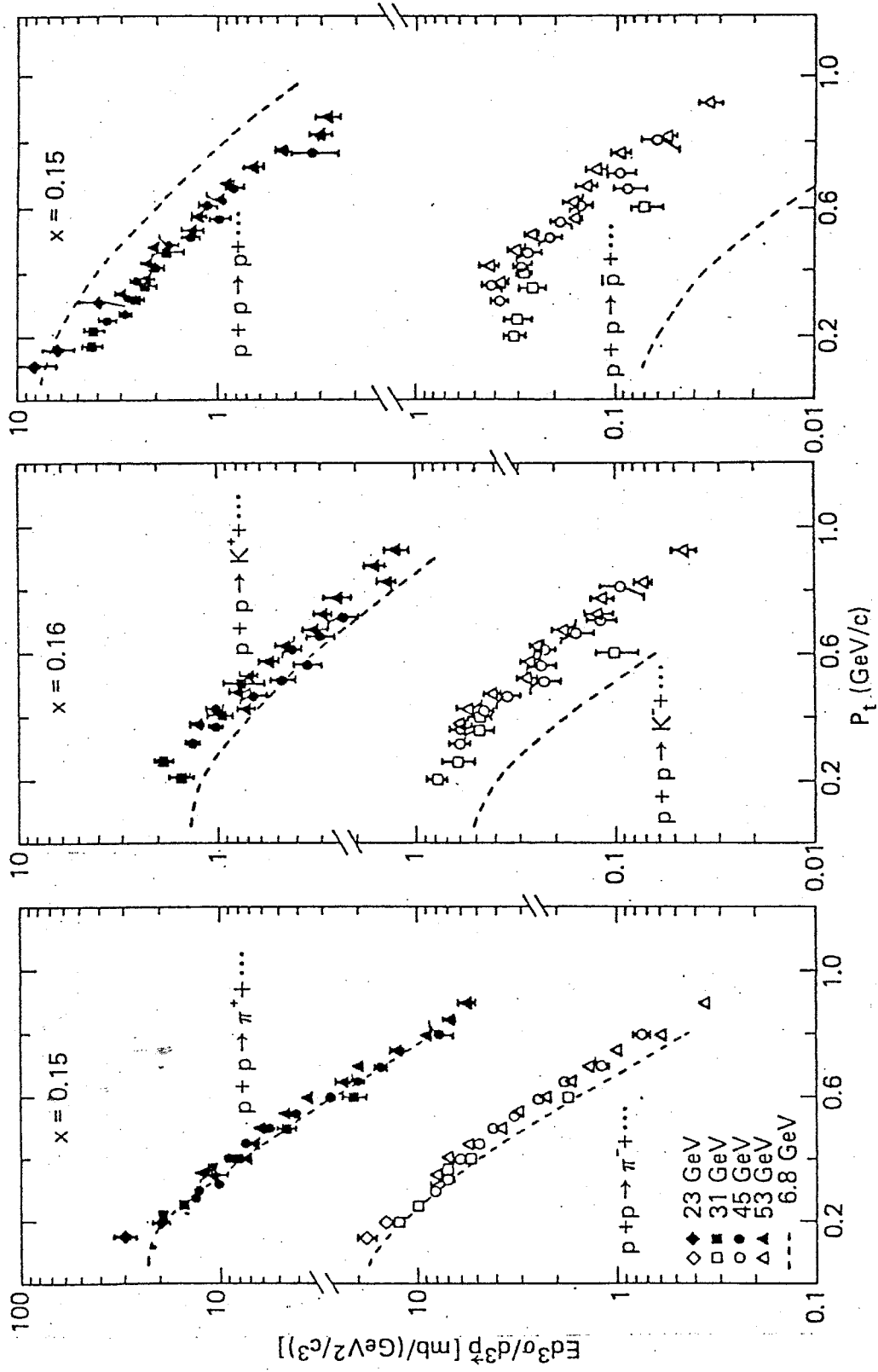


FIGURE A-9

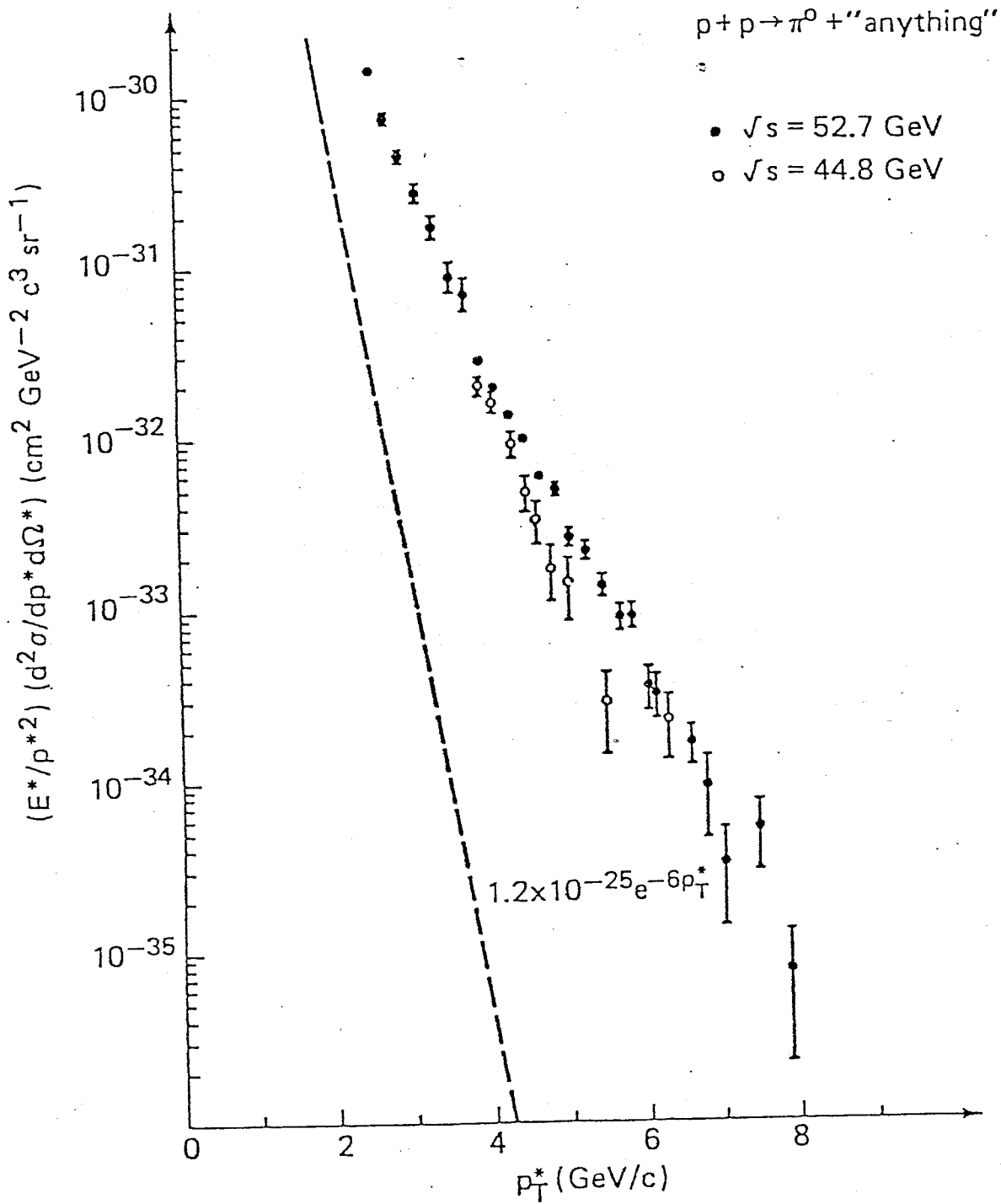


FIGURE A-10

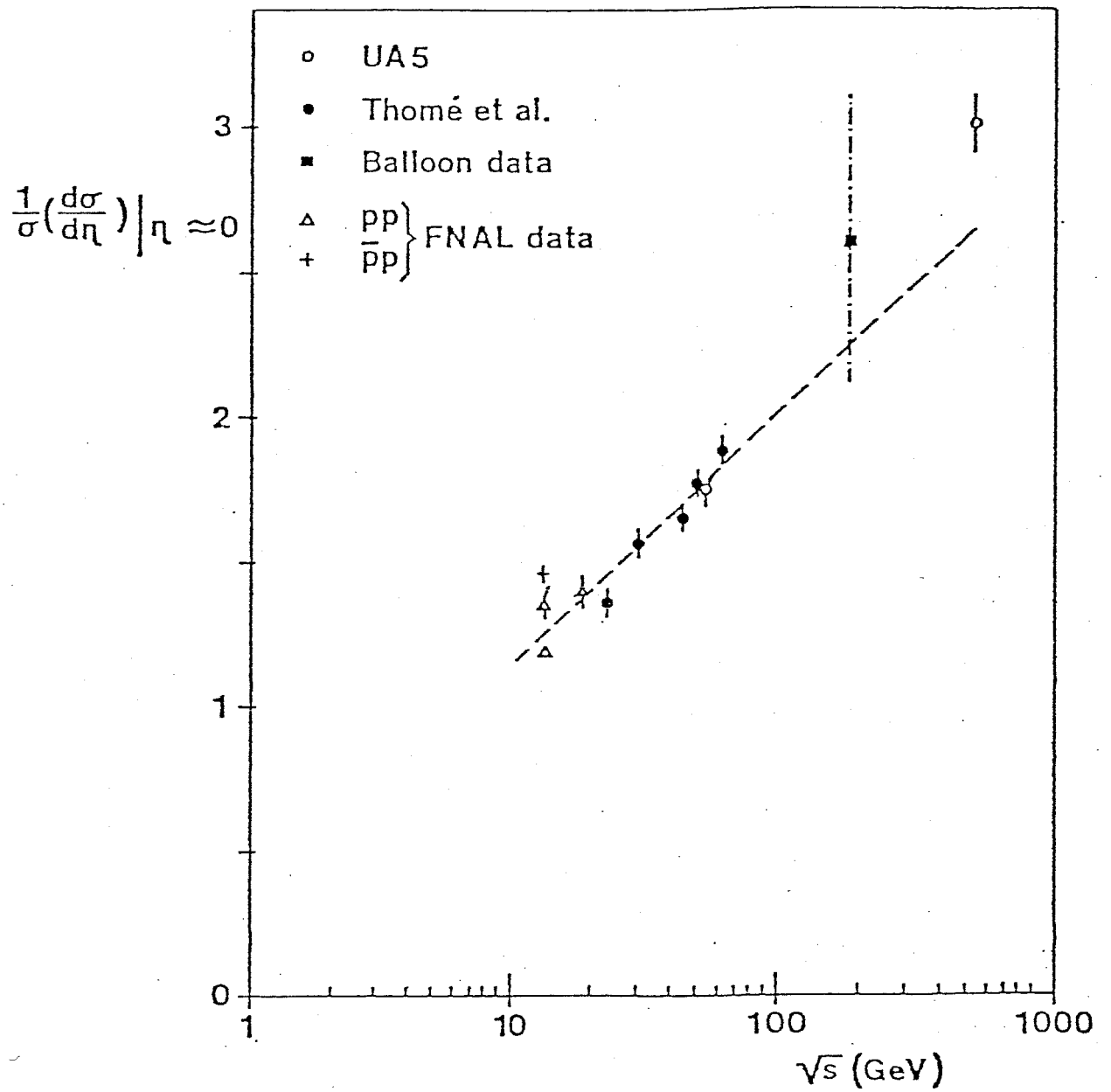


FIGURE A-11

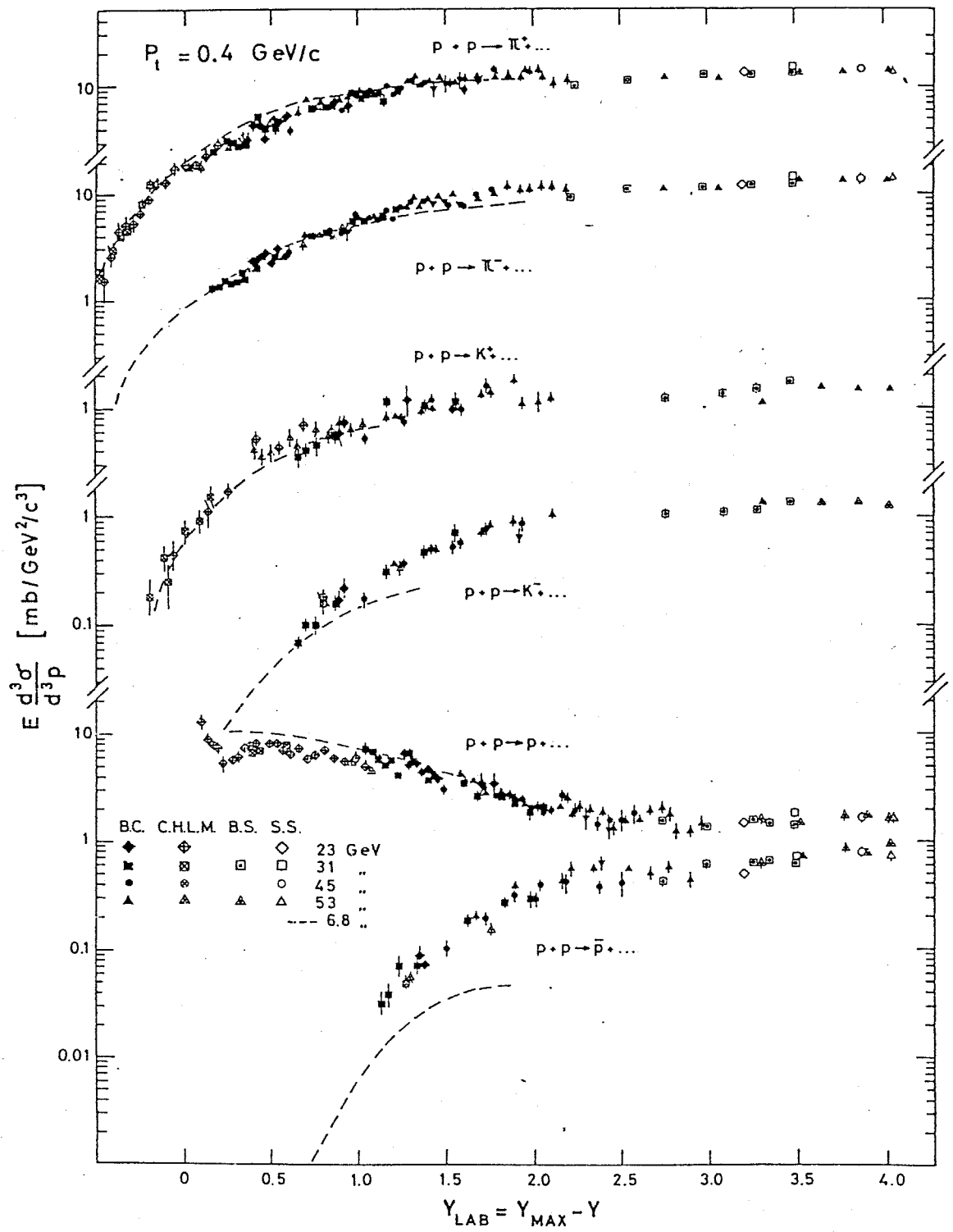


FIGURE A-12

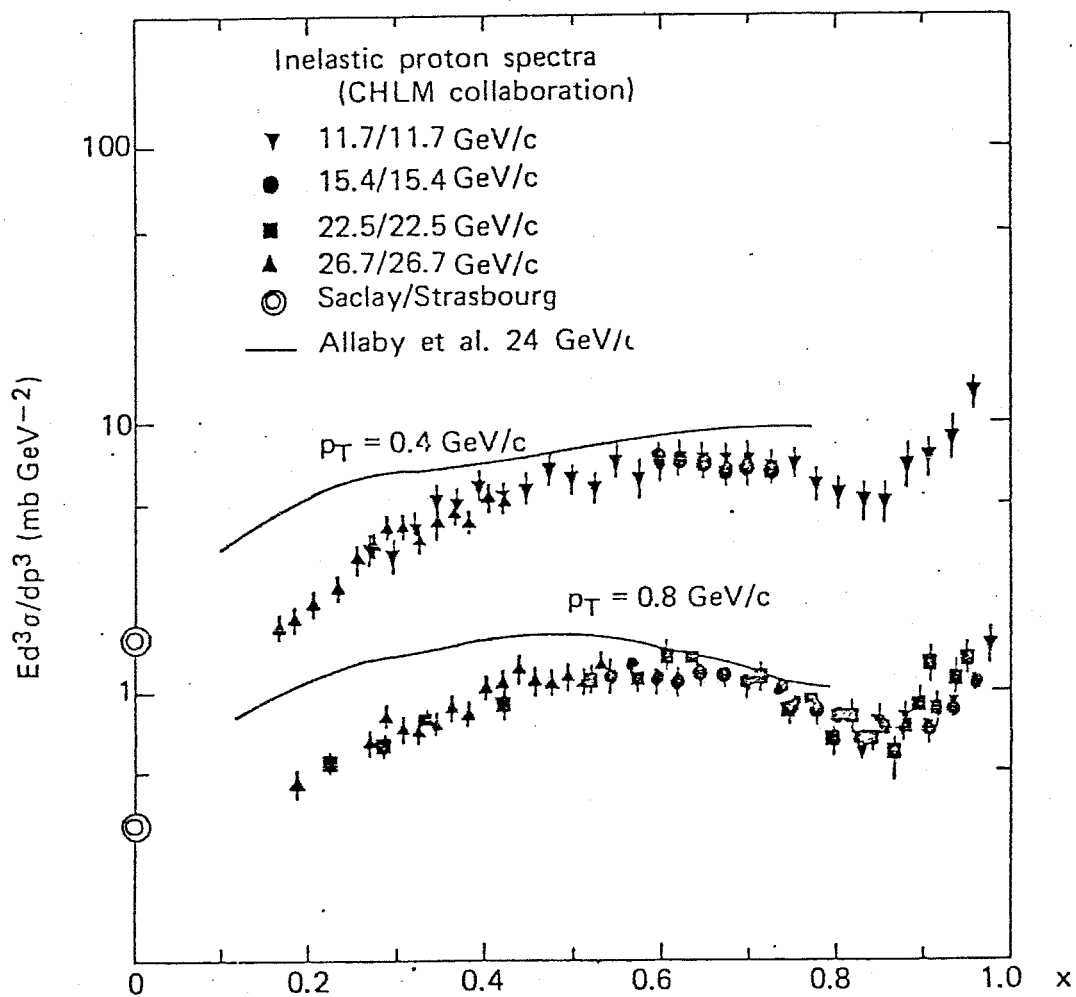
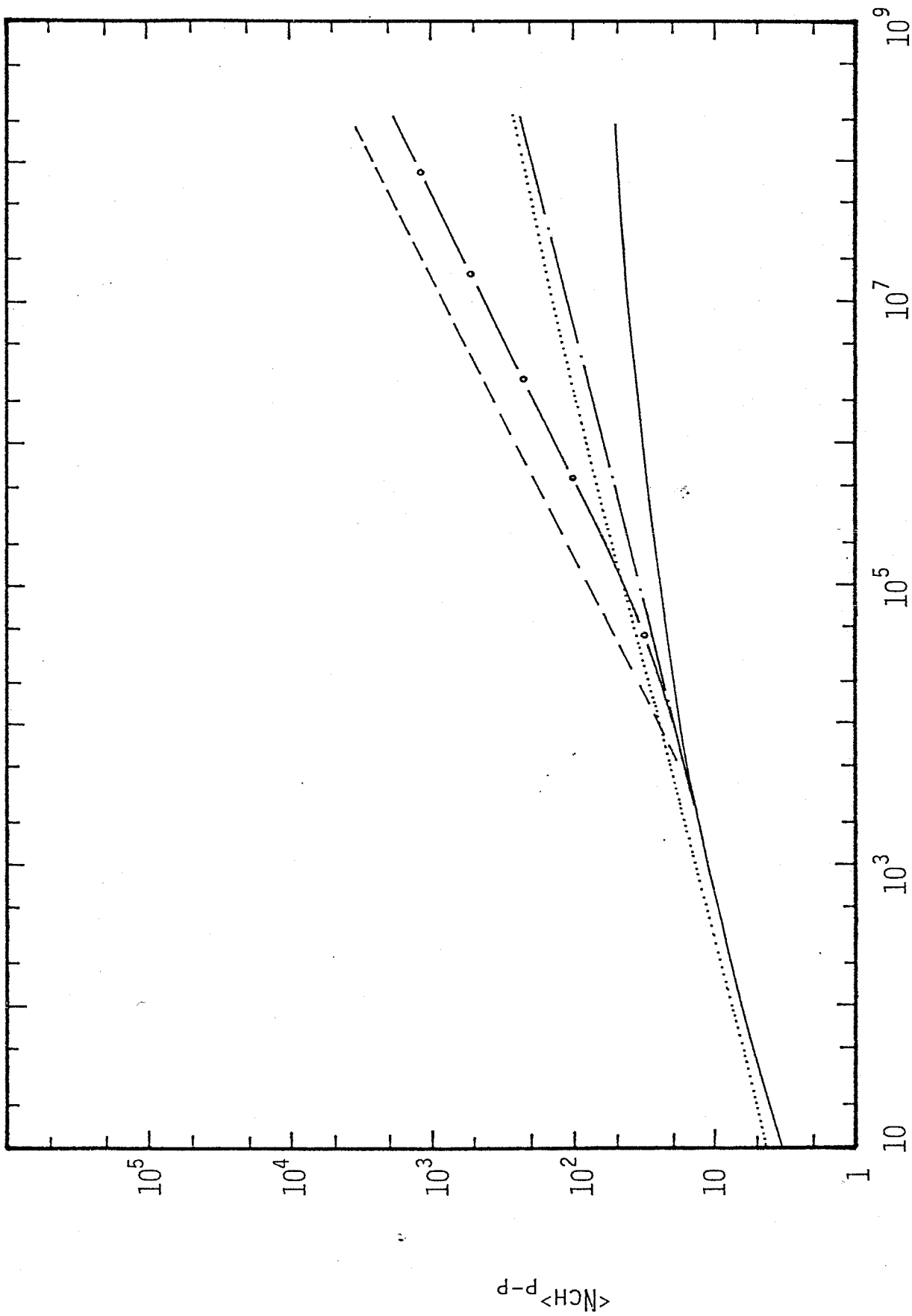


FIGURE A-13



ELAB (GEV)

FIGURE A-14