

Das spektrale und zeitliche Verhalten des

variablen Röntgendoppelsterns

Cyg X-1

im harten Röntgenbereich

Dissertation

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt von

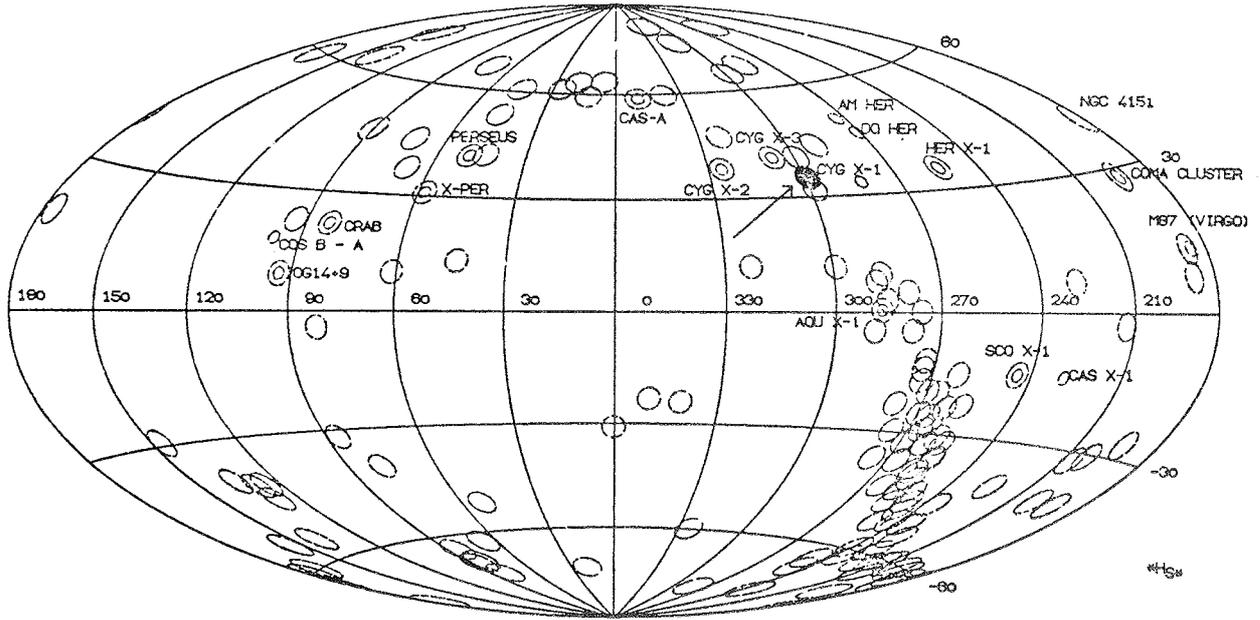
Helmut Steinle

aus München

München, den 17. Dezember 1980

1. Gutachter : Prof. Dr. J. Trümper
2. Gutachter : Prof. Dr. P. Wellmann

Tag der mündlichen Prüfung : 13. Mai 1981



ROENTGENQUELLEN IM ENERGIEBEREICH 15 KEV BIS 40 KEV DES MIT/OSO-7 KATALOGES



## INHALT

	Seite
ZUSAMMENFASSUNG	
I.	EINLEITUNG - BESCHREIBUNG DES SYSTEMS CYG X-1 1
II.	ASTRONOMISCHE RÖNTGENSPEKTROSKOPIE MIT BALLONGETRAGENEN SZINTILLATIONSZÄHLERN 9
III.	SPEKTREN 13
III.1.	Cyg X-1 Spektren der diversen Flüge 19
III.2.	Anpassen von Modellen an die gemessenen Spektren 29
III.3.	Theorie der Comptonisierung und deren mathematische Darstellung von Sunyaev und Titarchuk; Beispiel QSO 3C273 44
III.4.	Diskussion der gemessenen Spektren von Cyg X-1 51
IV.	ZEITVARIATIONEN 54
IV.1.	Langzeitverhalten 54
IV.1.a.	Vergleich der MPE/AIT Spektren der verschiedenen Flüge 54
IV.1.b.	Vergleich der MPE/AIT Spektren mit veröffentlichten Spektren 56

IV.1.c.	Variation von Spektralindex und Intensität des Spektrums von Cyg X-1 bei 30 keV	64
IV.1.d.	Ergebnis des Vergleichs der Spektren	72
IV.2.	Kurzzeitvariationen	74
IV.2.a.	Zählraten , Intensitätsausbrüche	74
IV.2.b.	Zeitliche Aufeinanderfolge von Photonen	95
IV.2.c.	Periodensuche	101
IV.2.d.	Zusammenfassung der Untersuchung der Kurzzeitvariationen von Cyg X-1	103
V.	DISKUSSION VERSCHIEDENER ERGEBNISSE IM ZUSAMMENHANG MIT MODELLEN	105
VI.	EXPERIMENT	107
VI.1.	Lösung der Temperaturprobleme des Pulsformanalysators (NC-25)	108
VI.2.	Entwurf und Bau einer Vorrichtung zum Ausrichten des Detektors (Einnorden)	112
VIII.	LITERATUR	115
ANHANG A	: Umfangreiches, stichwortartiges Literaturverzeichnis über Cyg X-1 (Stand: Ende 1980)	
ANHANG B	: Messwerte der einzelnen Flüge	

## ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit werden die 1975, 1976 und 1977 durchgeführten Messungen des Röntgenspektrums von Cyg X-1 im Energiebereich 15 bis 160 keV untersucht. Die Beobachtungen, die in 40 km Höhe von ferngesteuerten, ballongetragenen Plattformen aus erfolgten, wurden in einer Zusammenarbeit des Astronomischen Instituts der Universität Tübingen und dem Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik durchgeführt.

Die Messungen sind von so guter Qualität, dass erstmals mit Sicherheit ein einfaches Potenzspektrum als beste Anpassung eines Modelles an die Daten von Cyg X-1 ausgeschlossen werden kann, da im Bereich von 70 - 100 keV das Spektrum abknickt. Das Modell von Sunyaev et Titarchuk (1979), das die Comptonisierung von niederenergetischen Photonen in einem heissen Plasma beschreibt, wird zum ersten Mal für eine Anpassung an die Cyg X-1 Spektren verwendet, und es stellt sich heraus, dass der Verlauf des Spektrums hervorragend dargestellt wird. Aus den Parametern für die beste Anpassung an das Spektrum von 1977 ergeben sich eine Elektronentemperatur von  $3.4 \cdot 10^8$  K und eine optische Tiefe  $\tau=5$  für das Plasma, in dem die Photonen gestreut werden.

Die drei gemessenen Spektren zeigen im Vergleich mit 31 veröffentlichten Spektren, die in den Jahren 1966 bis 1978 gemessen wurden, etwa die gleiche mittlere Intensität, wenn man ein Potenzspektrum-Modell als beste Anpassung an alle Spektren anwendet. Auch im Vergleich mit den wenigen

Potenzspektrum mit Knick - Modellen, die veröffentlicht sind, ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

Der Vergleich der Intensität von Cyg X-1 bei 30 keV ergibt über die untersuchten Jahre grosse Schwankungen, aber keine Periode und keine Beziehung zur Phase des Doppelsterns, was auch für den Spektralindex des Spektrums bei 30 keV gilt.

Die Untersuchung von Intensitätsausbrüchen der Strahlung von Cyg X-1 im Energiebereich 15 bis 150 keV zeigt einige grosse Fluktuationen im Bereich von Sekunden, die jedoch wegen ihrer unbekanntem Verteilungsfunktion (auf keinen Fall Normalverteilt!) nicht eindeutig als signifikante Intensitätsausbrüche angesehen werden können.

Die Analyse der zeitlichen Aufeinanderfolge der registrierten Photonen von Cyg X-1 zeigt die erwartete statistische Verteilung, wobei aber deutlich wird, dass durch die begrenzte Registriermöglichkeit der Elektronik beim Flug 1977 von maximal drei Ereignissen in 5 msec, "nur" etwa 98% aller Ereignisse gespeichert werden können.

Im experimentellen Teil der Arbeit wurde zur Lösung von Temperaturproblemen bei einer Komponente der Elektronik (Pulsformanalysator NC-25) diese so verändert, dass die in ihr erzeugte Wärme abgeführt und zur Heizung der Detektoren verwendet wird. Dieser Umbau erwies sich bei dem im Mai 1980 durchgeführten Ballonflug mit einem vergrösserten Experiment als sehr erfolgreich.

Auf Grund der Erfahrungen bei der Kampagne 1980 wurde eine Vorrichtung entworfen, die das Ausrichten des Detektors wesentlich vereinfacht.



## I. EINLEITUNG - BESCHREIBUNG DES SYSTEMS CYG X-1

### Historisches zur Röntgenastronomie

Vor fast 20 Jahren, am 18. Juni 1962 (Giacconi et al. 1962), wurde die erste Röntgenquelle am Himmel ausser der Sonne, die schon länger als schwache Quelle von Röntgenstrahlen bekannt war, gefunden. Dabei handelte es sich um die auch heute noch stärkste Quelle am Himmel, und sie erhielt den Namen Scorpius X-1, da es das erste Röntgenobjekt(X) im Sternbild Skorpion war, das aufgefunden wurde. Diese Bezeichnungsweise wurde später für alle Röntgenquellen beibehalten.

Die Existenz von elektromagnetischer Strahlung kosmischer Objekte in anderen Energie- bzw. Wellenlängenbereichen als dem sichtbaren Licht, war schon früher vermutet worden und konnte im Radiobereich lange vor dem hochenergetischen Röntgen- und Gammastrahlungsbereich auf Grund günstiger Beobachtungsmöglichkeiten von der Erdoberfläche aus nachgewiesen werden. Röntgen- und Gammastrahlen-Astronomie ist wegen der starken Absorption der Erdatmosphäre in diesen Wellenlängenbereichen nur von ausserhalb der Atmosphäre bzw. aus grossen Höhen (>40 km) möglich.

Zehn Jahre später waren über 150 Quellen bekannt, die durch etwa 100 Ballon- und Raketenmessungen, vor allem aber durch den ersten Röntgensatelliten UHURU, gefunden wurden. In der relativ geringen Anzahl war schon eine ganze Reihe verschiedenartiger astronomischer Objekte vorhanden, die von kompakten Sternen bis zu weit ausgedehnten Strukturen reichte: Ein Neutronenstern (Crab), zwei Galaxien (SMC, LMC), ein Quasar (3C273), ein Doppelstern (Cen X-1) und sogar ein Kandidat für ein Schwarzes Loch - Cyg X-1. Ausserdem ergaben sich die ersten sicheren Hinweise auf akkretierende kompakte Objekte und auf die Röntgenstrahlung ganzer Galaxienhaufen.

Heute ist durch den Einsatz einer ganzen Reihe von Satelliten und weitere Ballon- und Raketenmessungen die Anzahl der bekannten Röntgenobjekte auf über 1000 angestiegen und laufend werden neue Quellen gefunden. Mit dem Satelliten HEAO - B (=Einstein Observatorium) befindet sich zur Zeit der grösste und anspruchsvollste Röntgensatellit, der zum ersten Mal über eine abbildende Röntgenoptik verfügt, in einer Erdumlaufbahn. Im Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik ist ein weiterer Satellit in Entwicklung, der in der Mitte der 80-er Jahre bei einer Himmelsdurchmusterung mit einem abbildenden Teleskop die Zahl der gemessenen Röntgenquellen auf über 100000 steigern soll.

## Das System Cyg X-1

Wie schon erwähnt, war Cyg X-1 wegen seiner grossen Intensität im Röntgenbereich eine der ersten Quellen, die gefunden wurden (Bowyer et al. 1965). Trotz der hohen Intensität, war es wegen der geringen Ortsauflösung der Detektoren erst nach 6 Jahren möglich, den Ort der Röntgenquelle am Himmel so genau zu messen, dass es gelang, Cyg X-1 auch im optischen Bereich zu identifizieren. Dies geschah in zwei Schritten: zuerst wurde nachgewiesen, dass die variable Röntgenquelle Cyg X-1 auch im Radiobereich als variable Quelle zu sehen ist (Braes et Miley 1971). Dann wurde die Vermutung von Murdin et Webster (1971), dass Cyg X-1 mit dem Stern HD 226868 zu identifizieren sei, durch die genaue Positionsbestimmung der Radioquelle bestätigt, die genau mit der Position von HD 226868 ( $\alpha_{(1950)} = 19^{\text{h}} 56^{\text{m}} 28^{\text{s}}.8$ ;  $\delta_{(1950)} = +35^{\circ} 03' 55''$ ) übereinstimmte (Wade et Hjellming 1972). Webster et Murdin (1972) konnten zeigen, dass HD 226868 ein spektroskopischer Doppelstern ist mit einer Periode von etwa 5.6 Tagen. Ebenso wie Bolton (1972) fanden sie eine gleichlange Periode in der Röntgenintensität von Cyg X-1, was aber später in Frage gestellt wurde, da man keine Periode in den Intensitätsschwankungen von Cyg X-1 mehr feststellen konnte (Tannanbaum et al. 1972). Der endgültige Nachweis der Identität des Ortes von Cyg X-1 mit dem Doppelsternsystem HD 226868, gelang dann durch die Beobachtung eines korrelierten Intensitätssprunges im Radio- und

Röntgenbereich (Tannanbaum et al. 1972). Nun waren die Voraussetzungen gegeben, die Quelle der Röntgenstrahlung von Cyg X-1 genauer zu untersuchen.

Der im optischen Spektralbereich mit einer visuellen Helligkeit von  $9^m$  sichtbare Stern HD 226868 ist, wenn man die üblichen Kriterien anwendet, als O9.7Iab(p-var) (Walborn 1973) bis B0Ib (Blumenthal et Tucker 1974) Überriese einzuordnen, womit eine absolute visuelle Helligkeit von  $-6.5^M$  verbunden ist. Daraus lässt sich, in Übereinstimmung mit anderen Autoren, die Entfernung zu etwa 2.5 kpc abschätzen. Aus der Masse-Leuchtkraft-Beziehung (die eventuell nicht auf OB - Sterne anwendbar ist (Blumenthal et Tucker 1974)), ergibt sich eine Masse für HD 226868 im Bereich 20 - 30  $M_{\odot}$ .

Der Begleiter des sichtbaren Sterns, der als Quelle für die Röntgenstrahlung angesehen wird, ist im visuellen Spektralbereich nicht zu sehen. Shafter et al. (1980) geben als untere Grenze des Leuchtkraft-Unterschiedes zwischen HD 226868 und dessen Begleiter  $4^m$  an. Aus der gemessenen Massenfunktion  $\frac{M_x^3 \sin^3 i}{(M_{OB} + M_x)^2} = 0.22 M_{\odot}$  folgt mit den oben angegebenen Werten für  $M_{OB}$  und einer wahrscheinlichen Bahnneigung des Systems von  $\leq 30^{\circ}$  für den Begleiter eine Masse von  $5 M_{\odot} \leq M_x \leq 11 M_{\odot}$  (Eardley et al. 1978; Oda 1977). Auch auf andere Weise abgeleitete Massen für den Begleiter liegen in diesem Bereich, nie jedoch unter etwa  $4 M_{\odot}$ .

Aus der Tatsache, dass von dem Begleiter keine Spur im optischen Spektralbereich zu entdecken ist, und aus der berechneten Masse, die oberhalb jeder vernünftigen Grenze

für einen Neutronenstern oder einen Weissen Zwerg liegt, folgt, dass Cyg X-1 ein sehr guter Kandidat für ein Schwarzes Loch ist. Dass es sich bei dem Röntgenstrahlung aussendenden Objekt um ein sehr kompaktes Gebilde handelt, kann auch aus der Existenz von sehr schnellen Variationen in der Röntgenstrahlung geschlossen werden, die bis herab in den Millisekunden-Bereich gemessen werden (Oda et al. 1971).

Auch in Zeitintervallen bis zu Jahren zeigt Cyg X-1 Variationen in der Intensität und in der spektralen Form im Röntgenbereich. Besonders kennzeichnend sind die Übergänge von längeranhaltenden Zuständen, die als "low" und "high" bezeichnet werden. Diese Bezeichnung rührt von der Beobachtung her, dass die Röntgenintensität im Energiebereich  $< 10$  keV von Zeit zu Zeit stark zunimmt, was dann als "high"-Zustand beschrieben wird. Gleichzeitig ist manchmal eine leichte Abschwächung der Intensität im Energiebereich  $> 20$  keV feststellbar. Die Quelle verbrachte etwa 90 Prozent der bisherigen Beobachtungszeit in ihrem "normalen" "low"-Zustand. Die Übergänge erfolgen rasch -innerhalb von Stunden bis Tagen-, und die "high"-Zustände können bis zu mehreren Wochen dauern (Oda 1977).

Die Modellvorstellungen von Cyg X-1 gehen fast alle von der Annahme aus, dass die intensive Röntgenstrahlung -mit einer Röntgenleuchtkraft von  $L_x \approx 10^{38}$  erg sec<sup>-1</sup> ( $E \leq 10$  keV)- durch Akkretion von  $\sim 10^{-3} M_{\odot}$  pro Jahr in eine Materie-Scheibe um ein Schwarzes Loch entsteht. Die Unterschiede in den Modellen liegen dann meist in den unterschiedlichen

Erzeugungsmechanismen für die Röntgenstrahlung (Eardley et al. 1978).

Pringle et Rees (1972) und Shakura et Sunyaev (1973) berechneten die Eigenschaften einer kühlen ( $T_e < 10^7$  K) Akkretionsscheibe um ein kompaktes Objekt. Lightman et Eardley (1974) und Shakura et Sunyaev (1976) konnten zeigen, dass eine kühle Akkretionsscheibe thermisch instabil sein muss. Mit nur sehr kurzen Zeitskalen entstehen heisse Gebiete ( $T_e > 10^8$  K) in der Scheibe, die dann eine Möglichkeit bieten, die niederenergetischen Röntgenphotonen (einige keV), die in der Scheibe nahe dem kompakten Objekt erzeugt werden, durch mehrfache inverse Comptonstreuung in hochenergetische Röntgenstrahlung (bis einige 100 keV) umzuwandeln.

Thorne et Price (1975) und Eardley et al. (1975) nehmen ein heisses, aufgeblähtes Gebiet nahe dem kompakten Objekt an, Liang et Price (1977) fordern eine heisse Korona um die Scheibe, und Shakura et Sunyaev (1976) berichten über die Möglichkeit, dass heisse Stellen in der Scheibe vorhanden sind, die Ausbrüche von heissem Gas verursachen, das dann für einige Sekunden bei seiner Bewegung zum Zentrum der Akkretionsscheibe als Quelle harter Röntgenstrahlung sichtbar wird.

Das Spektrum der durch die Stösse mit den Elektronen entstehenden harten Röntgenstrahlung folgt einem einfachen Potenzgesetz  $\frac{dI}{dE} \sim E^{-\alpha}$  (Shapiro et al. 1976, Katz 1976). Durch die endliche Dimension der heissen Gebiete und die endliche Temperatur der Elektronen muss oberhalb einer

bestimmten Energie  $E_K$  das Potenzspektrum in ein Spektrum der Form  $\frac{dI}{dE} \sim e^{-\frac{E}{kT_e}}$  übergehen.

Wie Eardley et al. (1978) darlegen, können die bis dahin erfolgten Beobachtungen keines der Modelle ausschliessen oder stark unterstützen. Da Cyg X-1 bis weit über 100 keV ein relativ gut messbares Spektrum bietet, ist es jedoch möglich, Modelle zu testen, die eine Comptonisierung (inv. Comptoneffekt) von niederenergetischen Photonen in einem heissen Plasma als Quelle der harten Röntgenstrahlung in Cyg X-1 ansehen. Aus diesen Modellen folgt, dass es irgendwo im Spektrum (oberhalb 20 keV) einen Abfall der Intensität geben sollte, sodass im Verlauf des Spektrums ein "Knick" bzw. ein Abfall zu geringerer Intensität bei höheren Energien auftritt. Aus der Lage des "Knicks" lässt sich dann die Elektronentemperatur leicht berechnen. Es ist deshalb sehr wichtig, das Vorhandensein und die Lage dieses Intensitätsabfalls im Spektrum nachzuweisen (Eardley et al. 1978). Bei den bisher veröffentlichten Spektren war jedoch entweder die obere Grenze des Energiebereichs der Messungen nicht gross genug (meist  $< 40$  keV), oder aber die einzelnen Messpunkte hatten einen so grossen Fehler, dass keine definitive Aussage über das Vorhandensein eines Knicks im Spektrum möglich war.

Die Messungen von Cyg X-1 von ballongetragenen Plattformen aus, die in den Jahren 1975 vom Astronomischen Institut der Universität Tübingen (AIT) sowie 1976 und 1977 in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für

extraterrestrische Physik (MPE) mit jeweils verbesserten und vergrößerten Detektoren durchgeführt wurden, lieferten Spektren mit vorher nicht dagewesener statistischer Genauigkeit. Sie boten also eine Möglichkeit, das Spektrum von Cyg X-1 auf die Existenz eines Knicks im spektralen Verlauf zu untersuchen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die 1975, 1976 und 1977 gewonnenen Messungen an Cyg X-1 reduziert und hinsichtlich der Form des Spektrums, sowie des zeitlichen Verhaltens im Lang- und Kurzzeitbereich untersucht. Für einen Teil der Detektorelektronik, der bei früheren Flügen sehr heiss geworden war, wurde eine wirksame Methode der Kühlung im Vakuum getestet. Ausserdem wurde beim Aufbau und Test des auf  $2400 \text{ cm}^2$  vergrößerten Detektors, bei der Vorbereitung und erfolgreichen Durchführung des ersten Fluges dieser Einheit im Mai 1980 in Palestine / Texas, und bei der Auswertung der neuen Flug- und Experimentdaten, sowie der Messungen, mitgearbeitet.

## II. ASTRONOMISCHE RÖNTGENSPEKTROSKOPIE MIT BALLONGETRAGENEN SZINTILLATIONSZÄHLERN

Während früher bei Raketen- und Satellitenmessungen bevorzugt Proportionalzähler zum Nachweis der Röntgenstrahlung eingesetzt wurden, beobachtete man von Stratosphärenballonen aus meist mit Szintillationszählern. Übliche Proportionalzähler haben den Vorteil eines vergleichsweise geringen Gewichtes und sind leichter zu handhaben. Ihr Messbereich ist jedoch auf etwa 0.1 - 30 keV beschränkt, und die Nachweisempfindlichkeit beträgt nur etwa 10 Prozent (bei 5 keV). In ihrer Energieauflösung sind sie mit den Szintillationszählern vergleichbar, bei denen jedoch die Effizienz etwa 1 ist, und die Photonen im Bereich grösser 15 keV nachweisen können (Trümper 1976). Messungen von Stratosphären-Ballonen aus haben den Vorteil, dass das Gewicht des Detektors (-> Fläche !) wesentlich grösser sein kann, und dass die Beobachtungszeiten eines Objektes mehrere Stunden ohne Unterbrechung (ausser dazwischenliegenden Hintergrundmessungen und Eichungen) betragen können, wenn die Ballongondel, wie im vorliegenden Fall, nachführbar ist. Die Absorption in der vorhandenen Restatmosphäre über einem in einer typischen Flughöhe von 40 km treibenden Ballon, ist hauptsächlich nur im Energiebereich < 30 keV wirksam, so dass die Vorteile von grosser Detektorfläche und langer Beobachtungszeit bei weitem überwiegen. Ausserdem sind Ballonexperimente, wenn die Landung gut verläuft,

wiederverwendbar. Besonders vorteilhaft ist, dass neue technische Entwicklungen bei Ballonexperimenten im Gegensatz zu Raketen- und Satellitenexperimenten innerhalb von ein bis zwei Jahren berücksichtigt werden können. Aus diesem Grund sind Ballonexperimente oft mit moderneren Instrumenten ausgestattet als Satelliten die zur gleichen Zeit gestartet werden.

Zum Nachweis der Röntgenstrahlung wurden in den untersuchten Messungen NaJ(Tl) Einkristalle verwendet, die 0.5 cm (1975) bzw. 0.3 cm (1976 und 1977) dick waren. Röntgenstrahlung im Energiebereich bis 100 keV wird bei dieser Dicke der NaJ(Tl) Kristalle fast vollständig absorbiert. Ein so angeregter Kristall gibt seine gewonnene Energie in Form von Szintillatorphotonen, die im sichtbaren Wellenlängenbereich ( $\sim 400$  nm) liegen, wieder ab. Die Szintillatorphotonen werden von einem Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt, und der Amplitude am Multiplieraussgang wird eine Energie zugeordnet. Da jedoch nicht nur Röntgenphotonen von kosmischen Quellen, sondern auch in der Detektorumgebung erzeugte Röntgenstrahlung, sowie  $\gamma$ -Quanten, Neutronen oder die sog. kosmische Strahlung mit dem NaJ(Tl) Kristall wechselwirken, ist es nötig, diesen unerwünschten Hintergrund abzuschirmen. Dazu wird der Detektor ausserhalb der Blickrichtung mit einer passiven Abschirmung umgeben. Da jedoch die passive Abschirmung aus Gewichtsgründen nicht beliebig dick sein kann, ist sie für höherenergetische Teilchen und Strahlung

durchlässig. Die Teilchenkomponente wird durch die aktive Abschirmung ausgeschaltet, die durch Veto-Pulse die Registrierung dieser Hintergrund-Ereignisse verhindert. Als aktive Abschirmung dienen Plastiksziintillatoren, die besonders die kosmische Strahlung registrieren, die in der Umgebung des Detektors Röntgenstrahlung durch Wechselwirkung mit Materie erzeugen kann. Um den Detektor gegen  $\gamma$ -Quanten und Neutronen abzuschirmen wird der NaJ(Tl) Kristall an seiner Unterseite an einen 5 cm dicken CsJ(Tl) Kristall zu einem sog. Phoswich-Kristall gekoppelt. (Bei dem Flug 1975 wurde nur ein NaJ(Tl)-Detektor verwendet, der jedoch von einer CsJ(Tl)-Abschirmung umgeben war.) In dem CsJ(Tl) Kristall wird bei einer Wechselwirkung mit hochenergetischer Strahlung oder Teilchen ebenfalls, wie im NaJ - Kristall, die abgegebene Energie in Strahlung im sichtbaren Bereich umgewandelt. Da nun der Multiplier sowohl die im NaJ als auch die im CsJ erzeugten Lichtpulse sieht, ist es notwendig, diese trennen zu können. Dies geschieht durch die Analyse der Abklingzeit der Pulse die für NaJ und CsJ verschieden ist. (Da in dem Pulsformanalysator (= NC25) die Abfallzeit der Lichtpulse in eine Anstiegszeit eines Signals umgewandelt wird, spricht man im weiteren von "Risetime-Diskriminierung".) Damit ist sichergestellt, dass bis auf die diffuse Röntgenhintergrundstrahlung, die aus einer kosmischen und einer atmosphärischen Komponente besteht, nur die Röntgenstrahlung von kosmischen Objekten gemessen wird. Um auch noch den diffusen Hintergrund auf ein Minimum zu reduzieren und die Quellidentifikation zu

erleichtern, wird das Gesichtsfeld des Detektors durch einen Kollimator auf einige Grad am Himmel begrenzt.

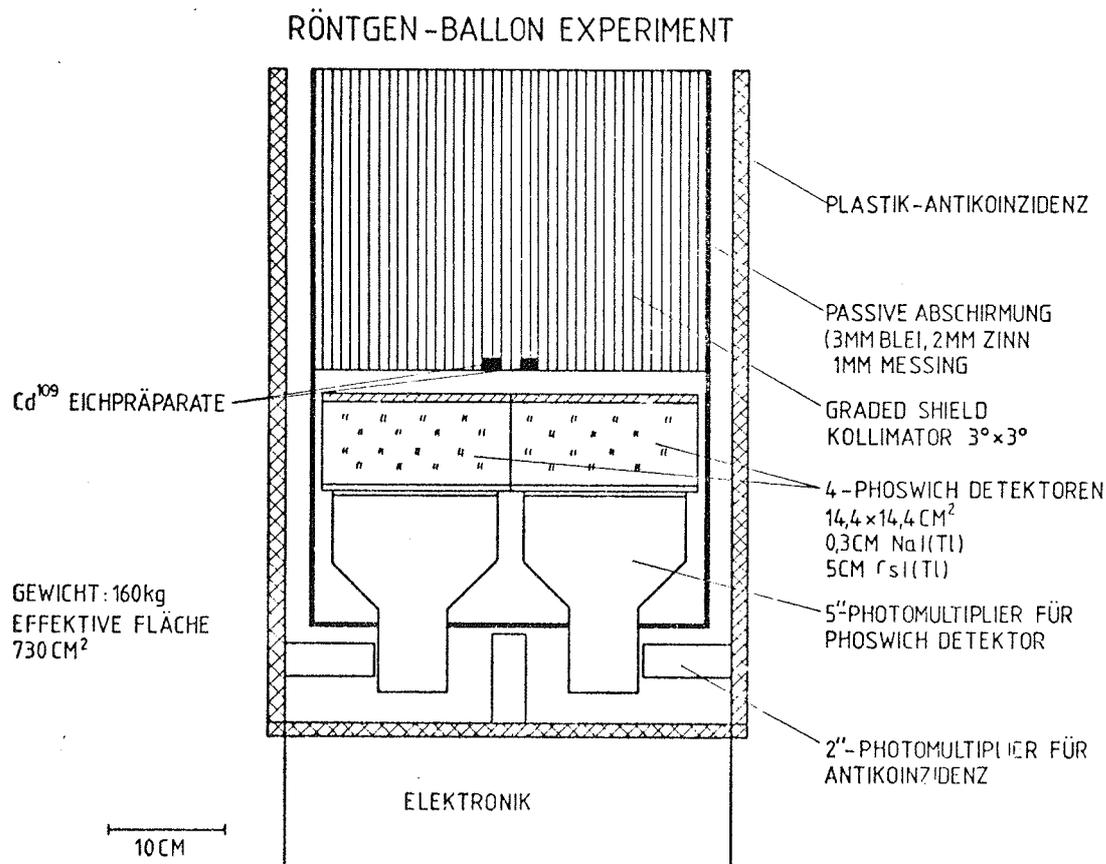


Abb. 1 : Schnitt durch den 1977 verwendeten Röntgendetektor (vgl. Text).

Eine Beschreibung der Detektoren ist für den Flug 1975 in (Pietsch 1976) und für die Flüge 1976 und 1977 in (Reppin et al. 1978) zu finden. Die Ballonflugtechnik ist in Kendziorra et al. (1974) ausführlich beschrieben.

### III. SPEKTREN

Das Röntgenspektrum einer kosmischen Quelle wird, bis zu seiner Registrierung, durch verschiedene Faktoren verändert. Dabei lassen sich grob zwei Arten der Veränderung unterscheiden:

- a) Absorption im interstellaren Raum und in der Erdatmosphäre und
- b) Veränderungen des Spektrums im Detektor und bei der Registrierung der einzelnen Ereignisse.

Im ersten Fall ist es, um verschiedene Beobachtungen vergleichen zu können, nur notwendig, den Einfluss der Absorption in der Erdatmosphäre über dem Detektor (Restatmosphäre) zu korrigieren. Die Absorption der interstellaren Materie wird nicht berücksichtigt, da sie in den meisten Fällen vernachlässigbar ist. Der Fehler bei Nicht-Korrektur ist sehr wahrscheinlich kleiner als bei einer (willkürlichen) Annahme des Betrages der interstellaren Absorption.

Die Veränderungen des Spektrums durch den Detektor können durch Eichmessungen bzw. Berechnung korrigiert werden. Im Folgenden werden diese Korrekturen der Rohdaten, die an allen gemessenen Spektren vorgenommen wurden, kurz beschrieben. Ausführliche Untersuchungen dazu wurden von Pietsch (1976) und Clemente (1977) durchgeführt; "Monte Carlo" - Simulationen der Wechselwirkungen von Röntgenstrahlung im Detektor wurden von Bickert (1979) gerechnet.

Der Detektor registriert die Ereignisse (Lichtpulse) im NaJ - Kristall, die von Röntgenphotonen verursacht werden (vgl. Abschnitt II.) in 64 "Energie"-Kanälen, denen je nach dem eingestellten gesamten Energiebereich etwa 3 bis 4 keV pro Kanal entsprechen. Im ersten Korrekturschritt werden die pro Kanal registrierten Ereignisse (Rohdaten) für jede Zeit der Registrierung mit der dazugehörigen Energieeichung in eine feste Energie umgerechnet. Diese Energie wird dadurch festgelegt, dass innerhalb eines Energieintervalles, das der Kanalzahl entspricht, die Energie mittels eines Zufallszahlengenerators ausgespielt wird. Die so gewonnenen "Rohspektren" bilden den Ausgangspunkt für alle weiteren Korrekturschritte.

Die Korrekturfaktoren für ein Spektrum werden berechnet, indem man ein einfallendes Quellspektrum  $I_e(E)$  vorgibt, die Absorption in der Restatmosphäre und in den vor dem Detektor liegenden Materialien berücksichtigt, und dann den Einfluss der begrenzten Energieauflösung, der Absorptionswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung im Detektor und des Jod-K-Escape Effektes simuliert. Das so entstehende Spektrum  $I_d(E)$  wird mit dem gemessenen Spektrum verglichen. Nun wird das einfallende Spektrum so lange geändert, bis sich das simulierte und das gemessene Spektrum gleichen.

Als Korrekturfaktoren werden die für verschiedene Energieintervalle berechneten Quotienten  $\frac{I_e(E)}{I_d(E)}$  bezeichnet. Als Beispiel sind in Abb. 2 die Korrekturfaktoren für eine Messung im Flug 1977 abgebildet.

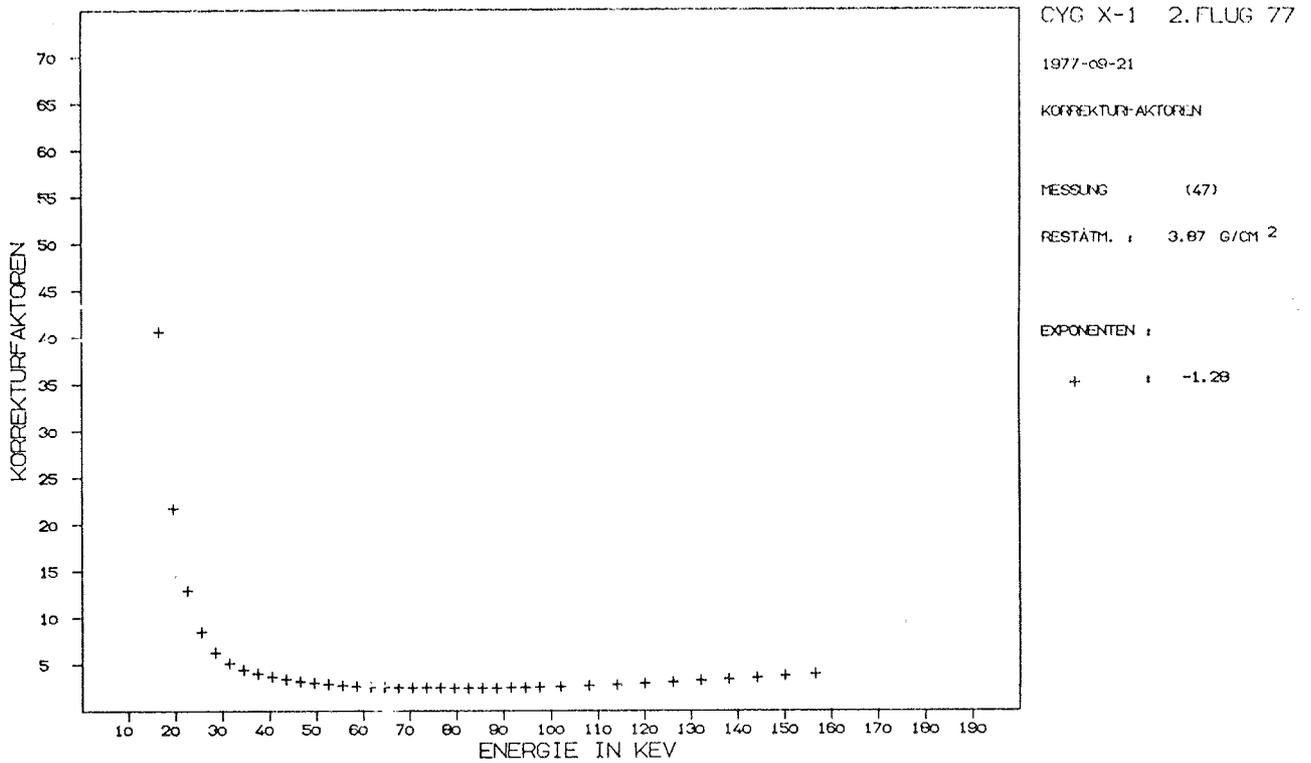


Abb. 2 : Korrekturfaktoren für eine Messung des Fluges 1977. Nur im Bereich  $< 30$  keV sind die Korrekturfaktoren sehr gross, da hier die Restatmosphäre, die bei dieser Messung mit  $3.9 \text{ g/cm}^2$  recht gross war, stark absorbiert.

Hinzu kommt noch die Korrektur, die angebracht werden muss, wenn die Quelle nicht genau in Detektorachsenrichtung liegt, was sich in einer zu geringen Intensität auswirkt, da ein Teil der Detektorfläche durch die Kollimatoren abgedeckt wird. In Abb. 3a,b sind diese "Winkel"-Korrekturfaktoren für eine Messung mit Nachführung und für einen Durchlauf der Quelle durch das Gesichtsfeld des Detektors abgebildet.

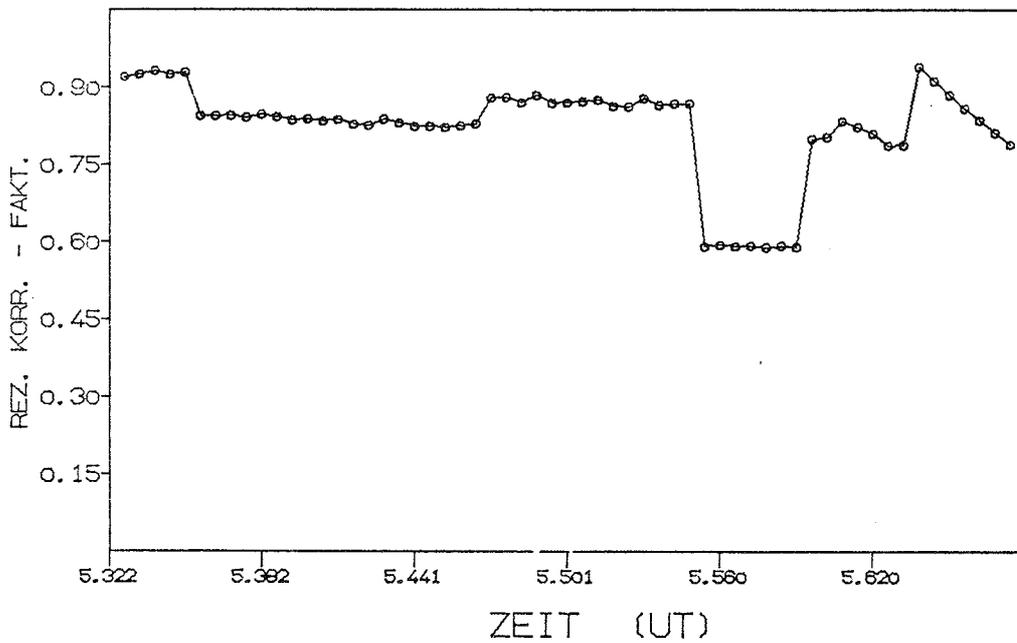


Abb. 3 a : Reziproke Winkelkorrekturfaktoren für eine Messung während des Fluges 1977 mit Nachführung.

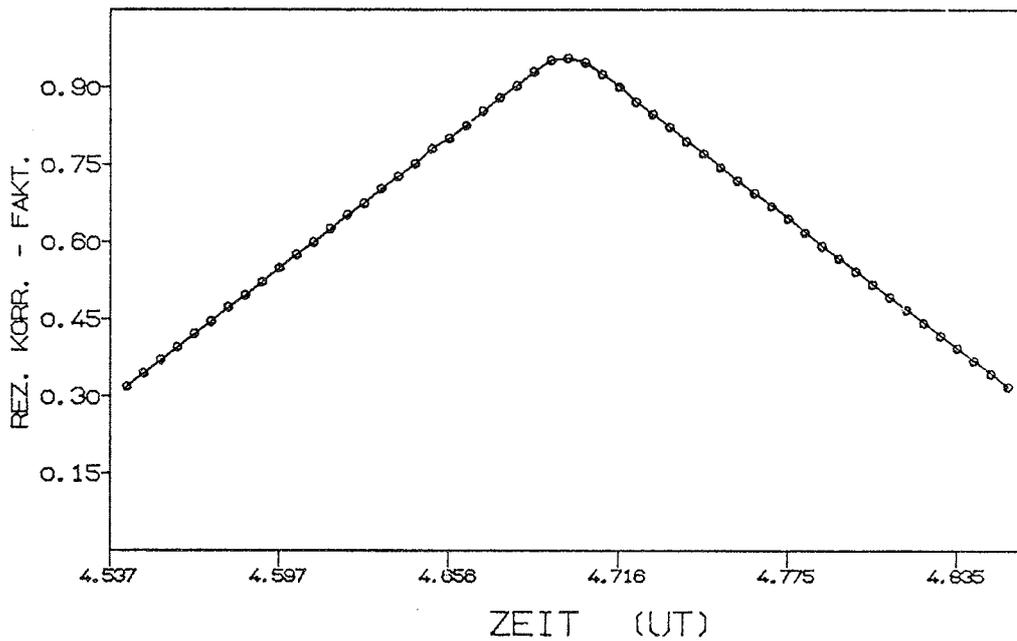


Abb. 3 b : Reziproke Winkelkorrekturfaktoren für einen Durchlauf der Quelle durch das Gesichtsfeld des nach Süden ausgerichteten Detektors.

Dass der Wert 1.0 in beiden Fällen nicht erreicht wird, liegt an einer geringen Neigung des Detektors in N-S Richtung.

Durch die begrenzte Ortsauflösung der Detektoren werden bei jeder Quell-Messung auch Teile der Hintergrundstrahlung mitgemessen. Um diesen Anteil bei den Quellmessungen korrigieren zu können, wird bei einer Beobachtung abwechselnd die Quelle (+Hintergrund) und reiner Hintergrund gemessen. Als Rohspektrum werden Quellmessungen bezeichnet, von denen deren Hintergrund bereits abgezogen ist.

Die mittlere Hintergrundrate in der Umgebung von Cyg X-1 war bei allen Flügen vergleichbar und betrug  $\sim 4 * 10^{-4}$  counts sec<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> keV<sup>-1</sup>. Die Intensität von Cyg X-1 lag im mittleren Energiebereich um einen Faktor 3-4 über dem Hintergrund (Abb. 4), was einer Signifikanz der Messung von 40 - 50  $\sigma$  entspricht. Dies ist im Vergleich mit anderen Messungen ein sehr gutes Verhältnis.

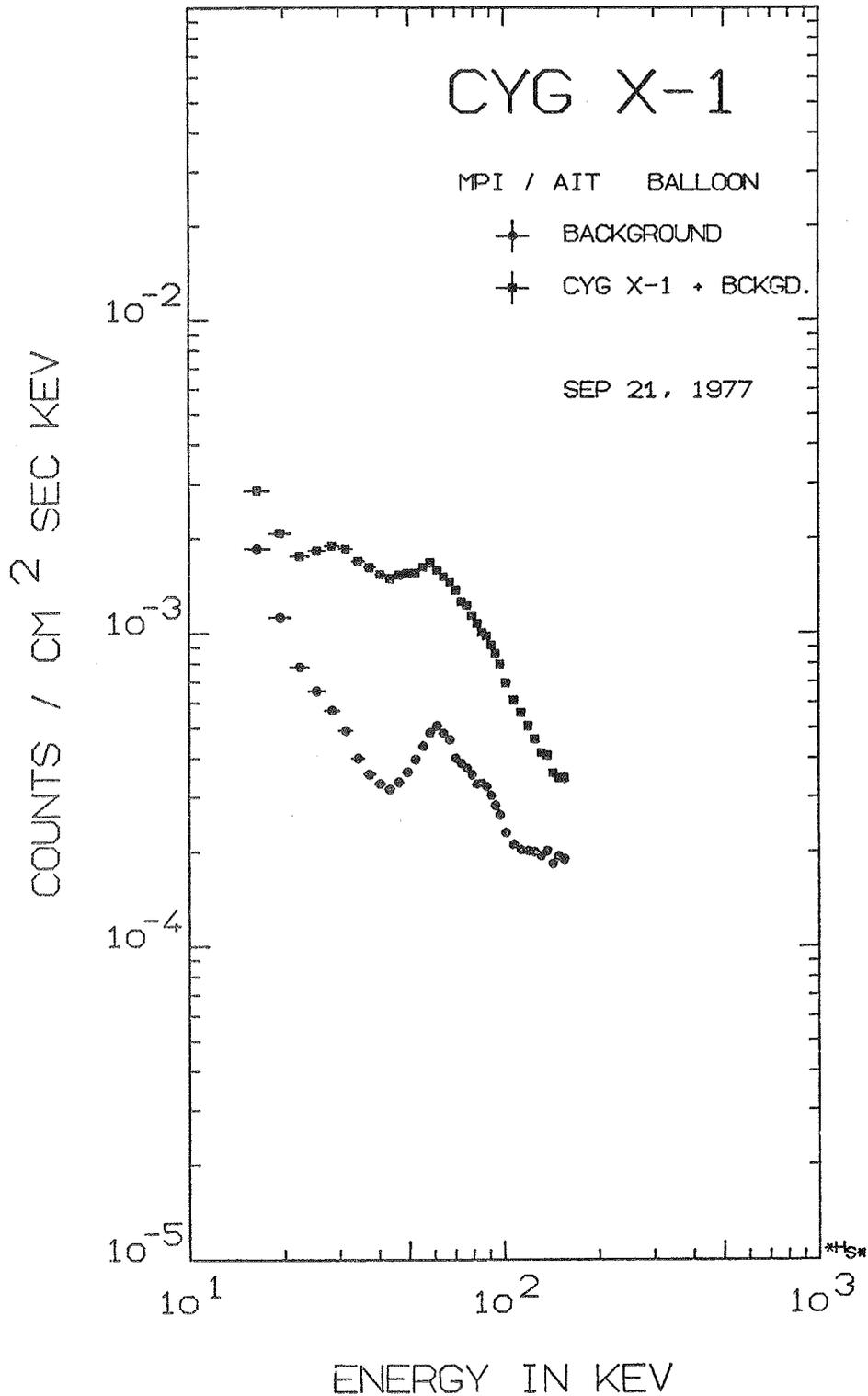


Abb. 4 : Das Verhältnis der Quellmessungen (mit Hintergrund) zu Hintergrund, war für alle drei Flüge, wie hier im Beispiel für den Flug 1977, etwa 3-4. Es sind 1 $\sigma$  Fehler angegeben, die jedoch kleiner als die Symbole sind! Die Messungen liegen im mittleren Energiebereich um 40 - 50 $\sigma$  über dem Hintergrund.

### III.1. Cyg X-1 Spektren der diversen Flüge

Während dreier Ballonflüge in den Jahren 1975, 1976 und 1977 von Palestine / Texas aus, wurde auch das Spektrum des Röntgendoppelsterns Cyg X-1 im Energiebereich 15 - 150 keV gemessen. Die Detektoren vom Phoswich Typ - 1976 und 1977 - hatten NaJ(Tl) als Szintillator, dessen Gesamtfläche von 87 cm<sup>2</sup> auf 766 cm<sup>2</sup> ausgebaut wurde.

Im Folgenden werden -ausser bei Flug 1975, bei dem das Spektrum von W. Pietsch (1976) reduziert wurde- zu den korrigierten Spektren die Rohspektren, bei denen die Reduktion Kanalzahl - Energie bereits vorgenommen wurde, ebenfalls angegeben. In allen Spektren sind die 1 $\sigma$  Fehler angegeben. Im Anhang B findet man die Werte der einzelnen Messpunkte der verschiedenen Spektren.

Für alle Messungen werden unsere extrapolierten Messwerte mit Messungen des All-Sky-Monitor Experimentes (ASM) auf dem britischen Röntgensatelliten ARIEL 5 (Kaluziński 1979) verglichen.

Für die einzelnen Flüge werden unter anderem die Phase der mittleren Beobachtungszeit, die mittlere Flughöhe und bei den Rohspektren die Restatmosphäre angegeben. Die Restatmosphäre berücksichtigt den längeren Weg der Röntgenstrahlung durch die Atmosphäre, wenn der Detektor nicht senkrecht nach oben ausgerichtet ist.

$$\text{Restatmosphäre} = \frac{\text{atmosphärische Tiefe [in g/cm}^2\text{]}}{\cos z} \quad ;$$

(z = Zenitdistanz der Detektorblickrichtung)

Flug 1975-02-20-15.5 (UT) = JD 2442464.146

Beobachtungszeiten :

14:59 - 15:04, 15:30 - 15:36, 16:03 - 16:11 (UT);

Gesamte Beobachtungsdauer : 21<sup>m</sup> in 1<sup>h</sup> 15<sup>m</sup>;

Phase :  $0.242 \pm 0.001$  (nach Bolton (1975))

$0.268 \pm 0.003$  (nach Kemp (1977));

Detektorfläche : 87 cm<sup>2</sup>; Blickfeld :  $2^\circ * 10^\circ$ ;

Flughöhe : 45 km (2.4 g/cm<sup>2</sup>);

Energiebereich : 34 - 148 keV (5 Bereiche);

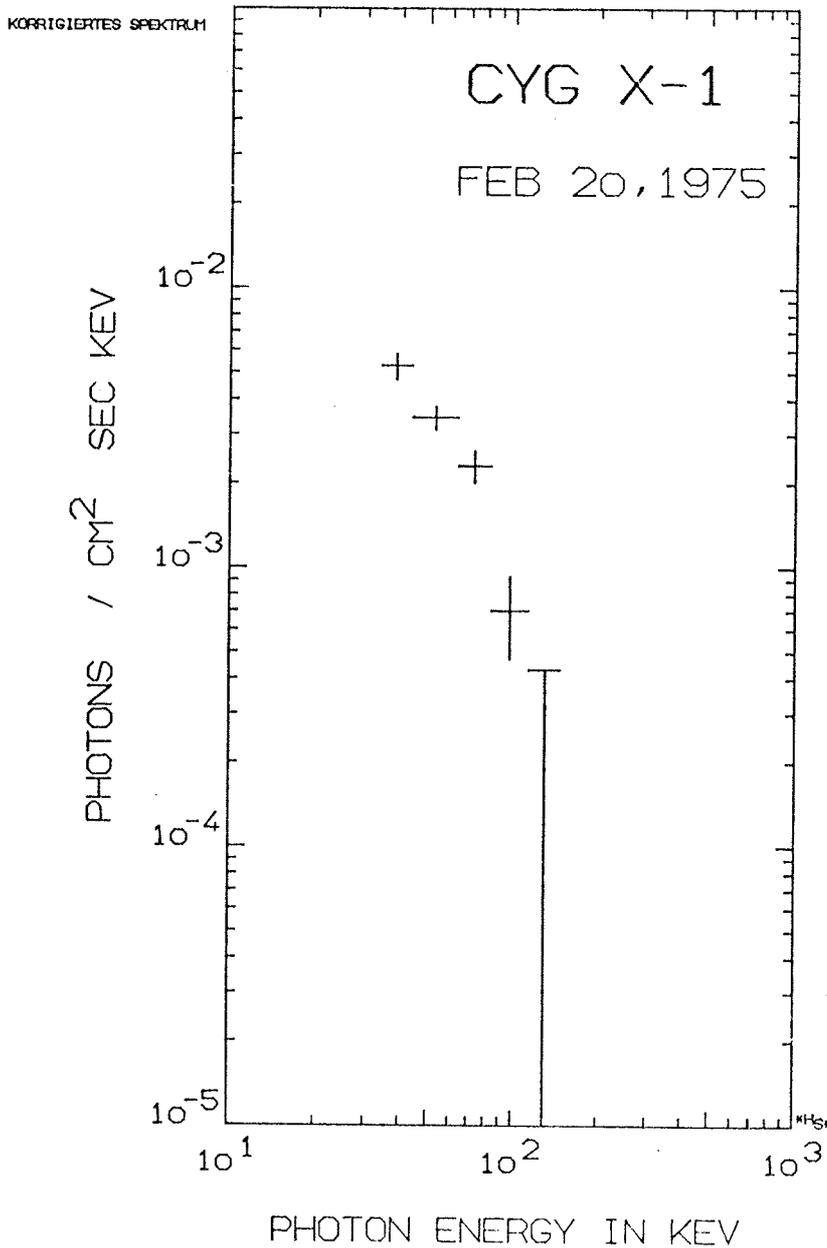


Abb. 5 : Spektrum von Cyg X-1 am 20. Feb. 1975, 15:30 UT; Detektorfläche 87 cm<sup>2</sup>; Der letzte Messpunkt ist eine 2σ obere Grenze.

Ein Vergleich mit einer Messung des Satelliten ARIEL 5, der die Intensität von Cyg X-1 2 Tage früher im Energiebereich 3-6 keV gemessen hat, zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem extrapolierten Potenz- Exponential-Spektrum (vgl.III.2), das eine gute Anpassung an die Messwerte darstellt.

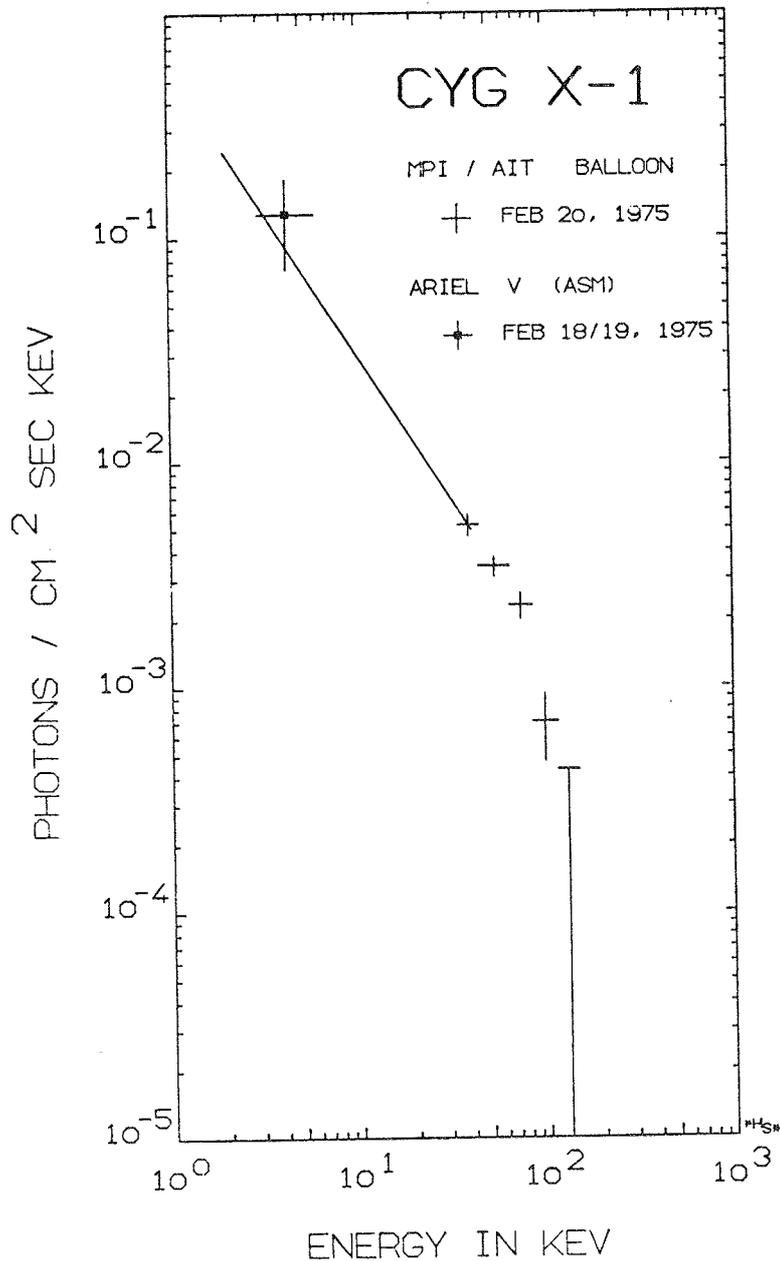


Abb. 6 : Vergleich des ARIEL 5 Messwertes vom 18. Feb. 1975 im Energiebereich 3-6 keV mit dem extrapolierten Potenz- Exponential-Spektrum von Cyg X-1 am 20. Feb. 1975.

Flug 1976-05-03-12.0 (UT) = JD 2442902.0

Beobachtungszeiten :

09:10-09:50, 10:50-11:05, 11:35-12:10, 12:35-12:50 (UT);

Gesamte Beobachtungsdauer : 56<sup>m</sup> in 3<sup>h</sup> 40<sup>m</sup>;

Phase : 0.433 ± 0.001 (nach Bolton (1975))

0.456 ± 0.001 (nach Kemp (1977));

Detektorfläche : 108 cm<sup>2</sup>; Blickfeld : 2° \* 10°;

Flughöhe : 44 km (2.8 g/cm<sup>2</sup>);

Energiebereich : 15 - 150 keV (19 Bereiche);

Da sich die Messungen über einen Zeitraum von 3.6 Stunden verteilen, wurden die einzelnen Messungen jeweils getrennt mit benachbarten Hintergrundmessungen reduziert und anschliessend gewichtet addiert.

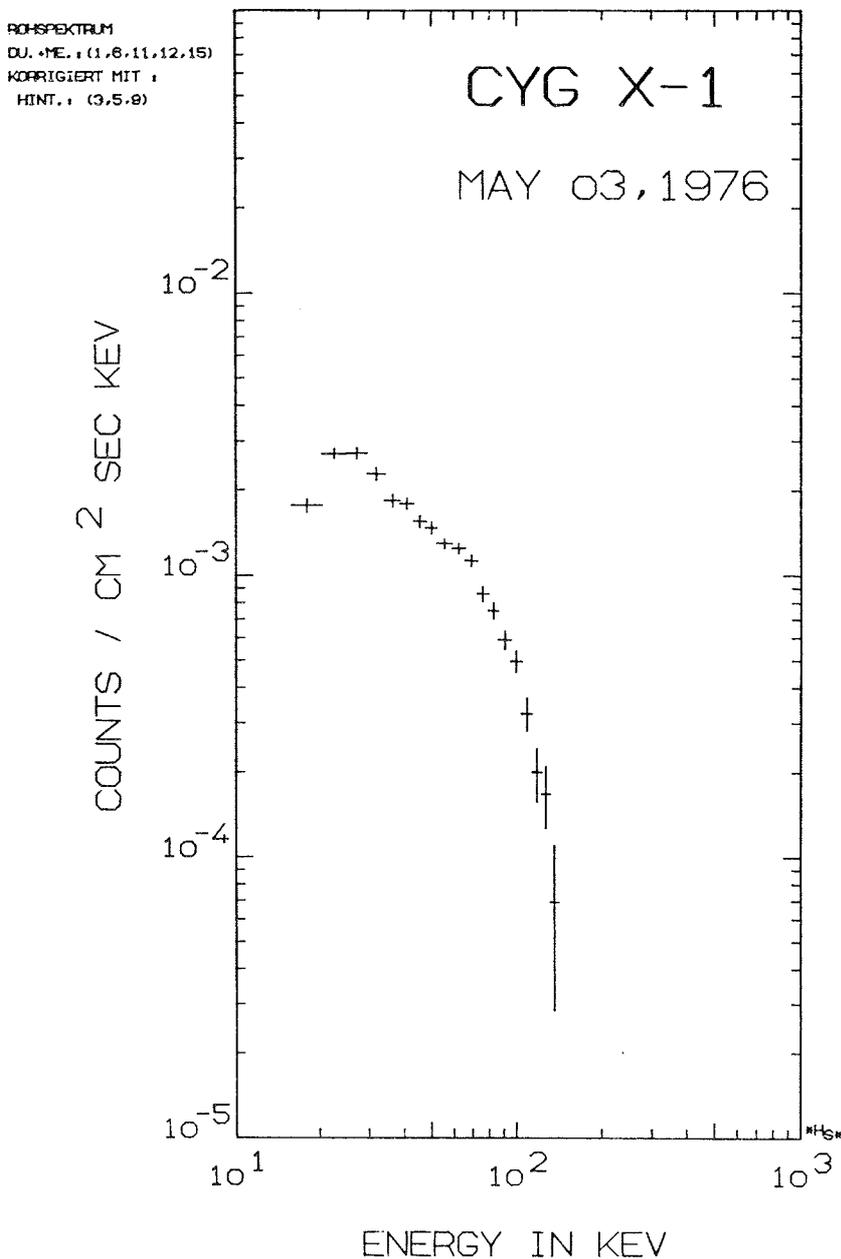


Abb. 7 : Rohspektrum von Cyg X-1 am 03. Mai 1976, 12:00 UT; Detektorfläche 108 cm<sup>2</sup>; Restatmosphäre 2.8 g/cm<sup>2</sup>;

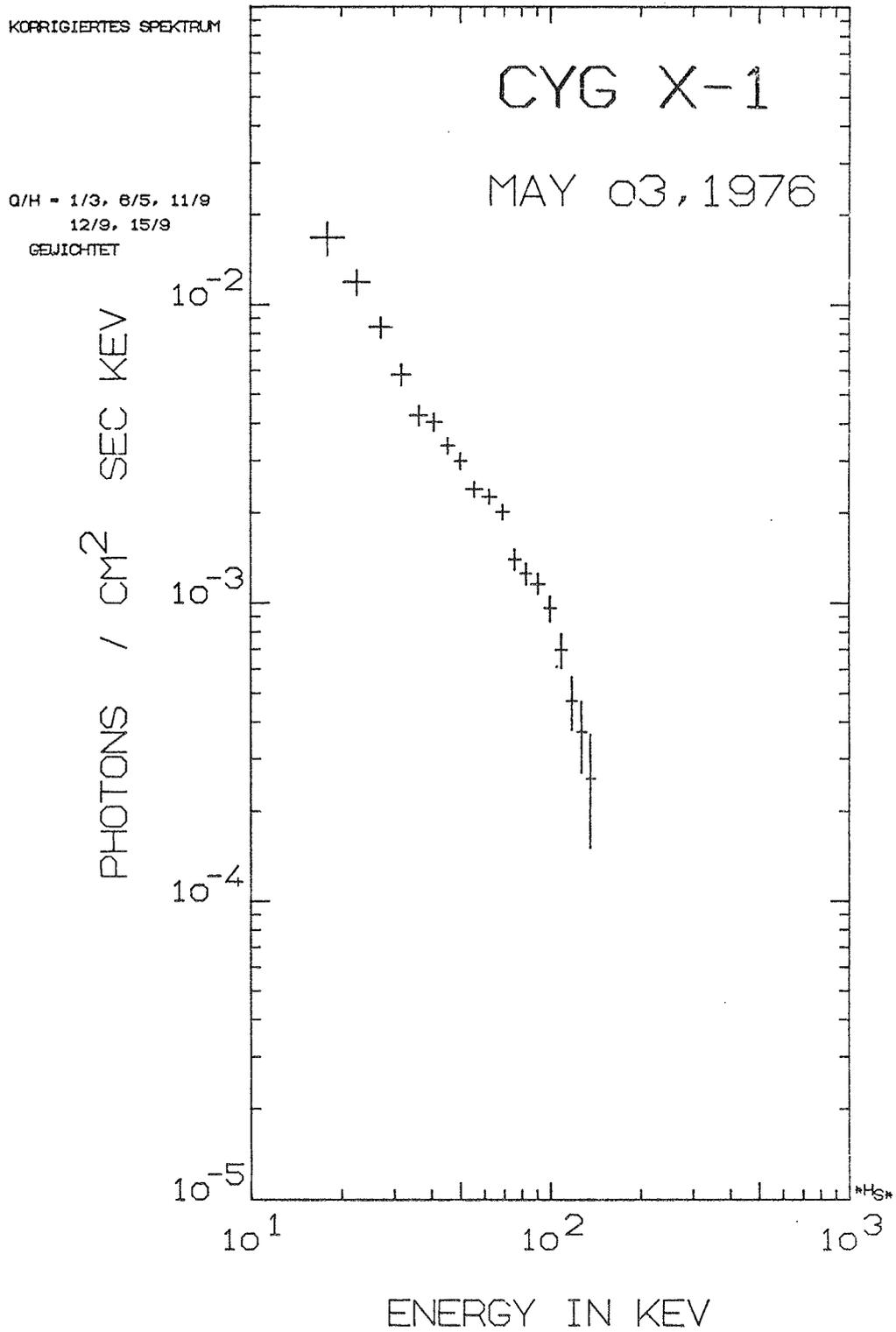


Abb. 8 : Spektrum von Cyg X-1 am 03. Mai 1976, 12:00 UT;  
Detektorfläche 108 cm<sup>2</sup>;

Der Vergleich des von uns am 03. Mai 1976 gemessenen Spektrums von Cyg X-1 mit dem ARIEL 5 Messwert vom gleichen Tag, zeigt wieder eine recht gute Übereinstimmung. Extrapoliert wurde die beste Anpassung eines Potenz- mit Exponentialspektrums an die Daten (vgl. III.2).

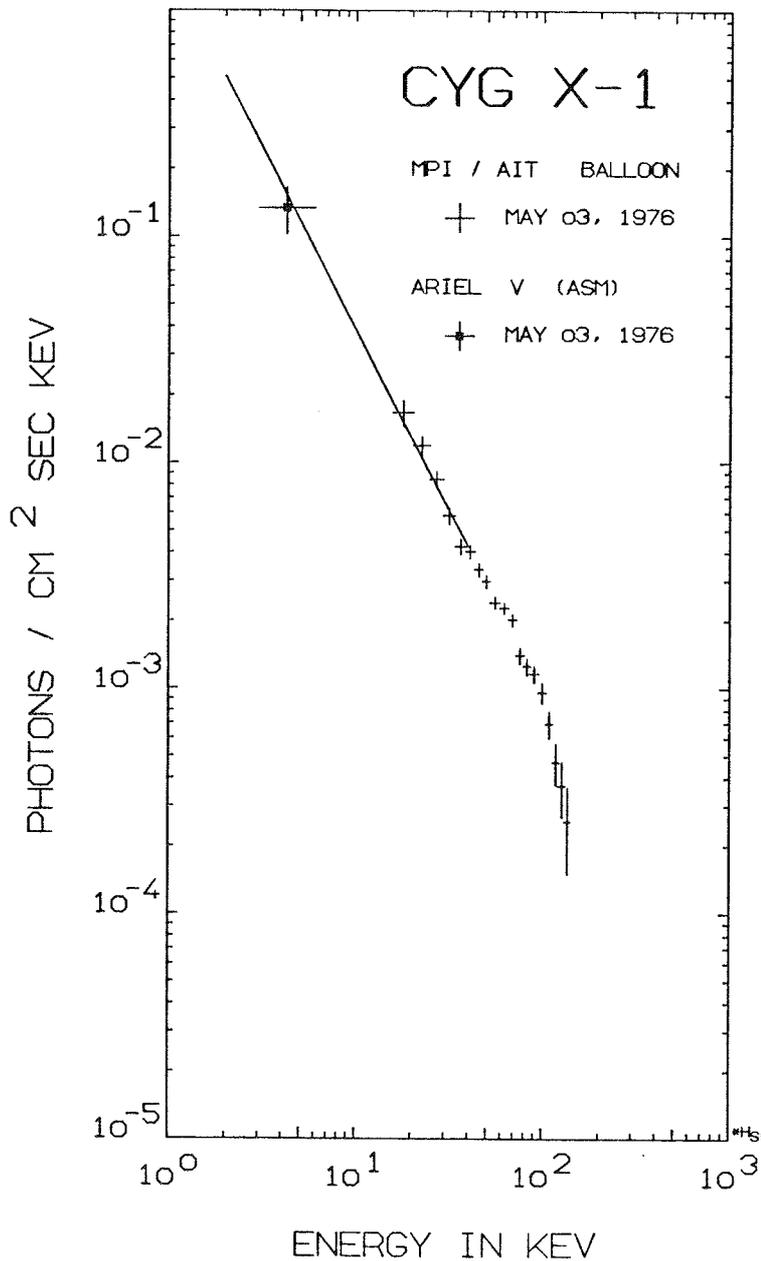


Abb. 9 : Vergleich des ARIEL 5 Messwertes im Energiebereich 3-5 keV mit dem extrapolierten Potenz- Exponential-Spektrum, das die beste Anpassung an unser Spektrum von Cyg X-1 vom gleichen Tag darstellt. (Vgl. III.2)

Flug 1977-09-21-05 (UT) = JD 2443407.708

Beobachtungszeiten :

04:32 - 04:50 (D), 05:19 - 05:39 (M) (UT);

Gesamte Beobachtungsdauer : 37 Minuten in 1 Stunde;

Phase :  $0.740 \pm 0.002$  (nach Bolton (1975))

$0.761 \pm 0.005$  (nach Kemp (1977));

Detektorfläche :  $766 \text{ cm}^2$ ; Blickfeld :  $3^\circ * 3^\circ$ ;

Flughöhe : 46 km ( $2.2 \text{ g/cm}^2$ );

Energiebereich : 15 - 160 keV (38 Bereiche);

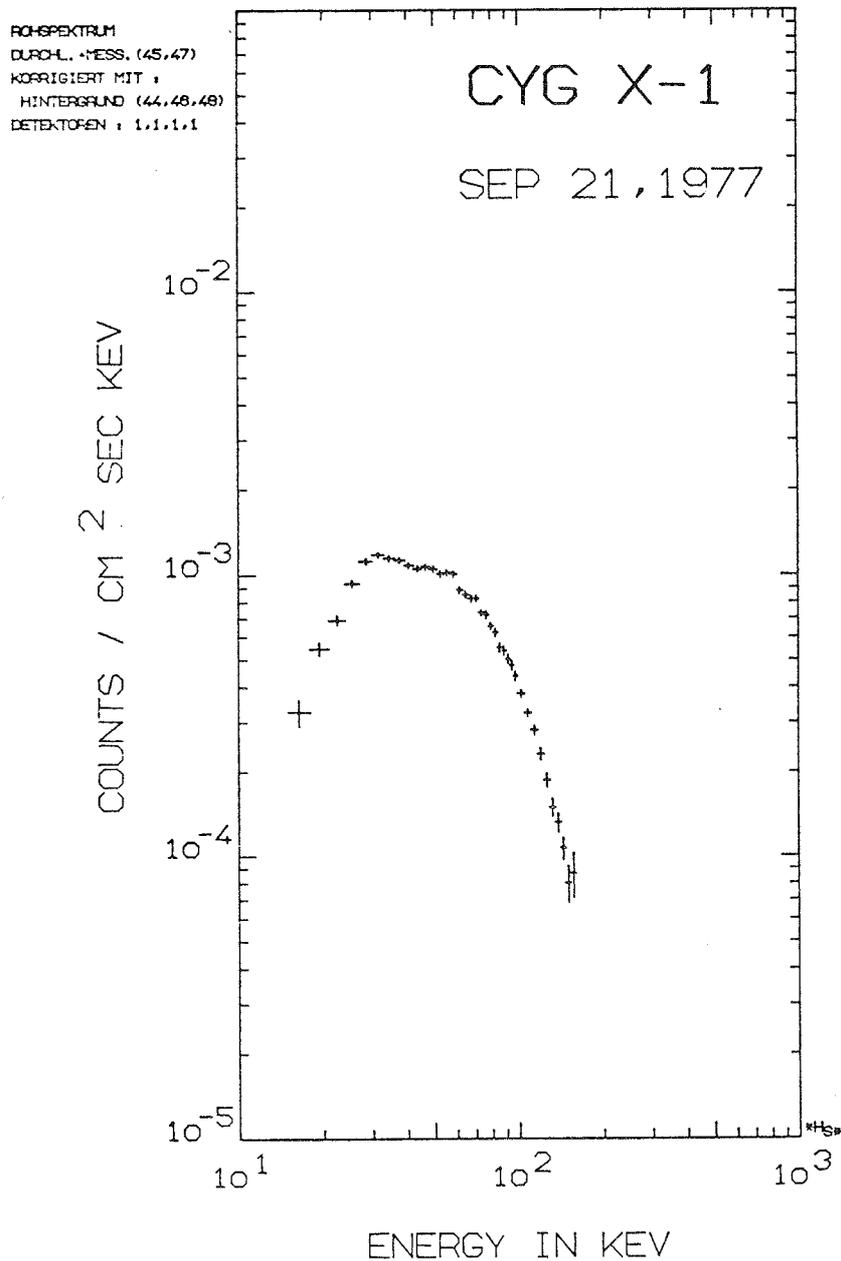


Abb. 10 : Rohspektrum von Cyg X-1 am 21.Sep.1977, 05:00 UT;  
Detektorfläche  $766 \text{ cm}^2$ ; Restatmosphäre  $3.0 - 3.9 \text{ g/cm}^2$  ;

KORRIGIERTES SPEKTRUM  
DURCHL. + MESS. (45,47)  
KORRIGIERT MIT :  
HINTERGRUND (44,48,48)  
DETEKTOREN : 1,1,1,1  
KORREKTUR MIT :  
EXP. - -1.28  
WAERMEISOLIERUNG  
KORR.-FAKT. MIT FEHLER  
WICHTFAKTOREN BER.

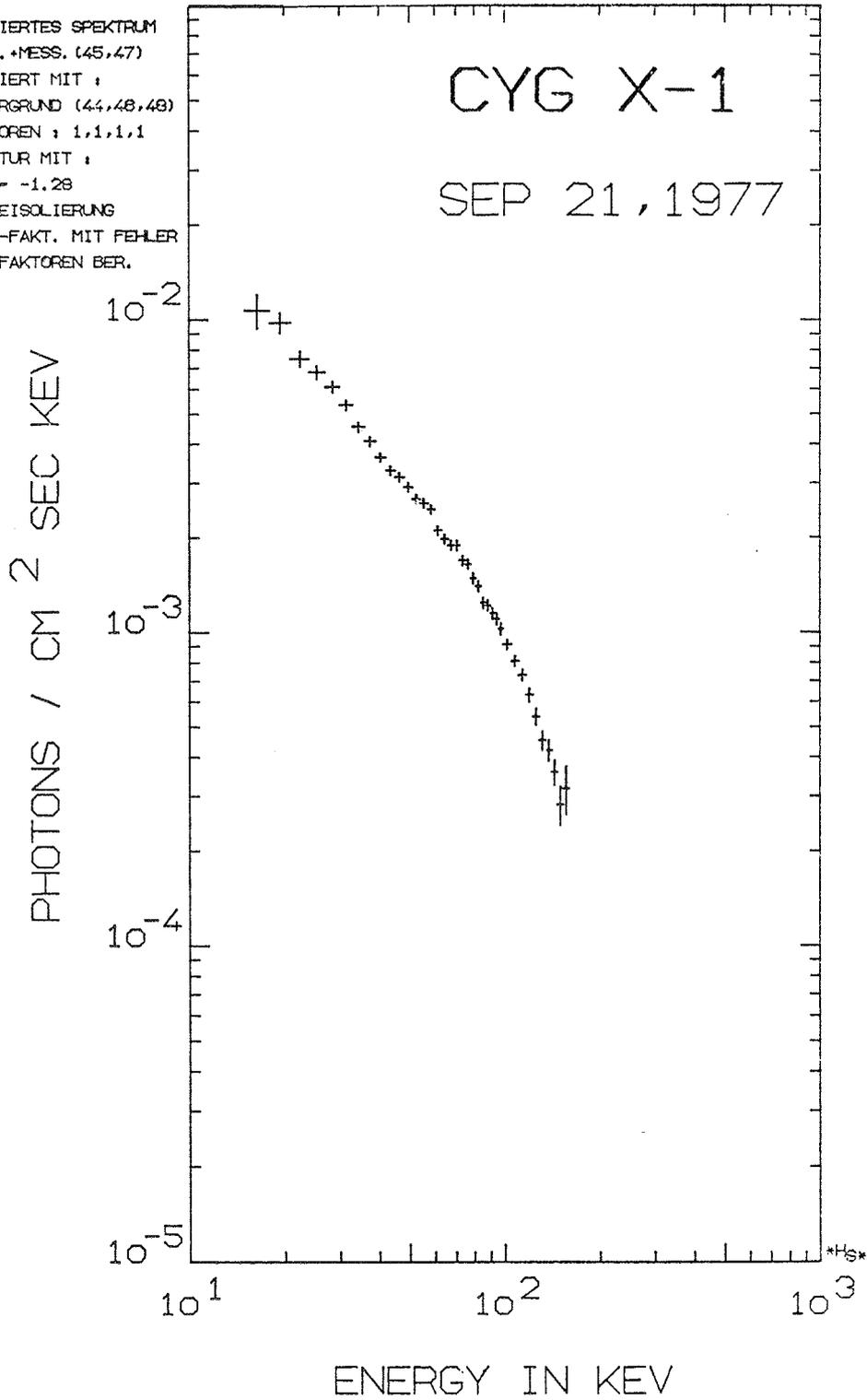


Abb. 11 : Spektrum von Cyg X-1 am 21.Sep.1977, 05:00 UT; Detektorfläche 766 cm<sup>2</sup>; Man sieht deutlich die wesentlich geringeren Fehler der Messpunkte im Vergleich zum Flug 1976, bei dem etwa eine 1.5-fache Beobachtungszeit, aber nur 0.14 der neuen Detektorfläche vorhanden waren.

Ein Vergleich des von uns gemessenen Cyg X-1 Spektrums vom 21. September 1977 ist nur mit einem von ARIEL 5 am 19. Sept. 1977 gemessenen Wert im Energiebereich 3-6 keV möglich, da näher an unserem Beobachtungszeitpunkt keine ARIEL 5 Messungen vorliegen. Trotz des relativ grossen Zeitabstandes liegt die Extrapolation der besten Anpassung eines Comptonisierungs-Spektrums an unsere Daten noch innerhalb der Fehlergrenzen für den ARIEL 5 Wert.

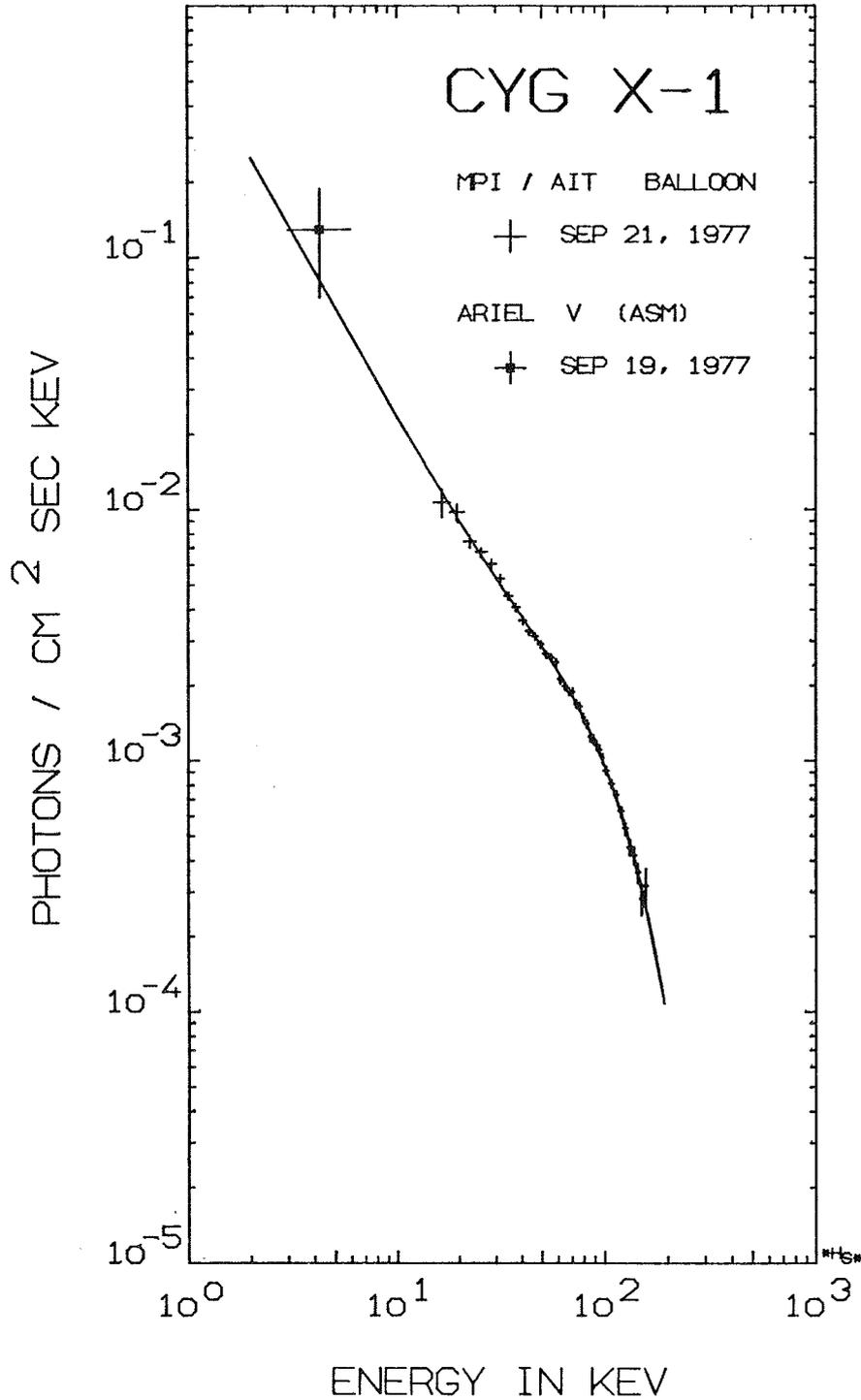


Abb. 12 : Vergleich des ARIEL 5 Messwertes im Energiebereich 3-6 keV vom 19.Sept.1977 mit einer Extrapolation der besten Anpassung eines Comptonisierungs-Spektrums an unsere Messdaten von Cyg X-1 vom 21.Sept.1977. (Vgl. III.2)

### III.2. Anpassen von Modellen an die gemessenen Spektren

Zur Anpassung (Fit) an die von uns gemessenen Spektren wurden folgende vier Modellspektrumsformen verwendet:

--Potenzspektrum der Form

$$I(E) = \frac{dN}{dE} = C_1 \cdot E^{C_2} ;$$

wobei E die Energie in keV ist. (2 Parameter)

--Potenzspektrum mit Knick bei der Energie  $C_3$

$$E \leq C_3 : I(E) = \frac{dN}{dE} = C_1 \cdot E^{C_2} ;$$

$$E > C_3 : I(E) = \frac{dN}{dE} = (C_1 \cdot C_3^{(C_2 - C_4)}) \cdot E^{C_4} ;$$

(4 Parameter)

--Potenzspektrum, das für Photonenenergien  $> C_3$  in ein Exponentialspektrum übergeht

(Potenz- Exponential-Spektrum)

$$E \leq C_3 : I(E) = \frac{dN}{dE} = C_1 \cdot E^{C_2} ;$$

$$E > C_3 : I(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{C_1 \cdot C_3^{(C_2+1)}}{E \cdot e^{(-C_3/C_4)}} \cdot e^{-\frac{E}{C_4}} ;$$

(4 Parameter)

--Ein Comptonisierungs-Spektrum, wie es im folgenden Abschnitt III.3 genauer beschrieben wird.

$$I(E) = \frac{dN}{dE} = C_1 \cdot x^2 \cdot e^{-x} \cdot \int_0^{\infty} t^{n-1} \cdot e^{-t} \cdot \left(1 + \frac{t}{x}\right)^{n+3} dt ;$$

$$\text{mit: } x = \frac{E}{kT_e} ; \quad n = -\frac{3}{2} + \left(\frac{9}{4} + \gamma\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad \gamma = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{m_e c^2}{kT_e (\tau_0 + 2/3)^2} ;$$

$$(C_2 \equiv kT_e ; C_3 \equiv \tau_0)$$

(3 Parameter)

Obwohl die gemessenen Spektren alle eine starke Abweichung von einem reinen Potenzgesetz zeigen, wurde trotzdem die beste Anpassung einer solchen Spektrumsform an die Daten berechnet, um die Werte der Parameter mit den Werten von anderen Autoren vergleichen zu können. In der Literatur werden fast immer nur Anpassungen mit einfachen Potenzgesetzen berechnet (vgl. IV.1.b).

Um die Fehler der Fit-Parameter zu berechnen, wurden die von Lampton et al. (1976) angegebenen Werte für die Abweichung vom  $\chi^2_{\min}$  der besten Anpassung, verwendet (Tabelle 1).

TABELLE 1

Berechnung der Fehler der Fitparameter nach Lampton (1976)

Parameterzahl	1 $\sigma$ ( $\cong$ 68% )	2.6 $\sigma$ ( $\cong$ 99% )
2	$\chi^2_{\min} + 2.3$	$\chi^2_{\min} + 9.21$
3	$\chi^2_{\min} + 3.5$	$\chi^2_{\min} + 11.3$
4	$\chi^2_{\min} + 4.7$	$\chi^2_{\min} + 13.3$

In den Tabellen 2a bis 2c sind die Parameter der besten Anpassung von Modellen für die gemessenen Spektren aufgeführt. Es wurden alle vier Modelle für alle Spektren verwendet, obwohl dies für das Spektrum von 1975, mit nur 5 Datenpunkten, keinen echten Vergleich der Güte der Anpassung zwischen den verschiedenen Modellen zulässt. In der Tabelle 2 ist vermerkt, wenn der jeweilige Fit und die Vertrauensbereiche der Fitparameter für die verschiedenen Parameterkombinationen abgebildet werden. Ebenfalls angegeben ist die Signifikanz  $\alpha$  der jeweiligen Anpassung der Modelle an die Daten. Nach Lampton et al. (1976) müssen Modelle mit einer Signifikanz  $\alpha < 0.1$  zurückgewiesen werden.

TABELLE 2a

Parameter der besten Anpassung verschiedener Modelle (vgl. Text) an das Cyg X-1 Spektrum vom Flug 1975-02-20.

Cyg X-1 , 1975-02-20				
	Potenz- spektrum	Potenz- spektrum mit Knick	Potenz- und Exponential- spektrum	Comptoni- sierungs- spektrum
C <sub>1</sub>	+12.6 5.8 - 3.9	+1.47 0.59 -0.54	+1.47 0.59 -0.54	+0.00093 0.00132 -0.00093
C <sub>2</sub>	+0.26 -1.89 -0.30	+0.50 -1.29 -0.35	+0.50 -1.29 -0.35	+ 6.8 17.4 - 2.6
C <sub>3</sub>	-----	+ 5.0 93.4 -13.0	+ 6.3 92.3 -21.0	+10.8 12.0 - 7.2
C <sub>4</sub>	-----	+12.9 -15.2 -15.0	+ 7.5 8.1 - 6.2	-----
F	3	1	1	2
$\chi^2_{\min}$	11.0	0.004	0.004	2.2
$\alpha$	0.05	0.95	0.95	0.31
Abb.:	13a,b	14a,b	-----	-----

F ist die Anzahl der freien Parameter; Die Fehler sind 1 $\sigma$  Grenzen.  $\alpha$  gibt an, wie gross die Wahrscheinlichkeit ist, dass die angegebene Anpassung den Daten entspricht (Signifikanz der Anpassung).

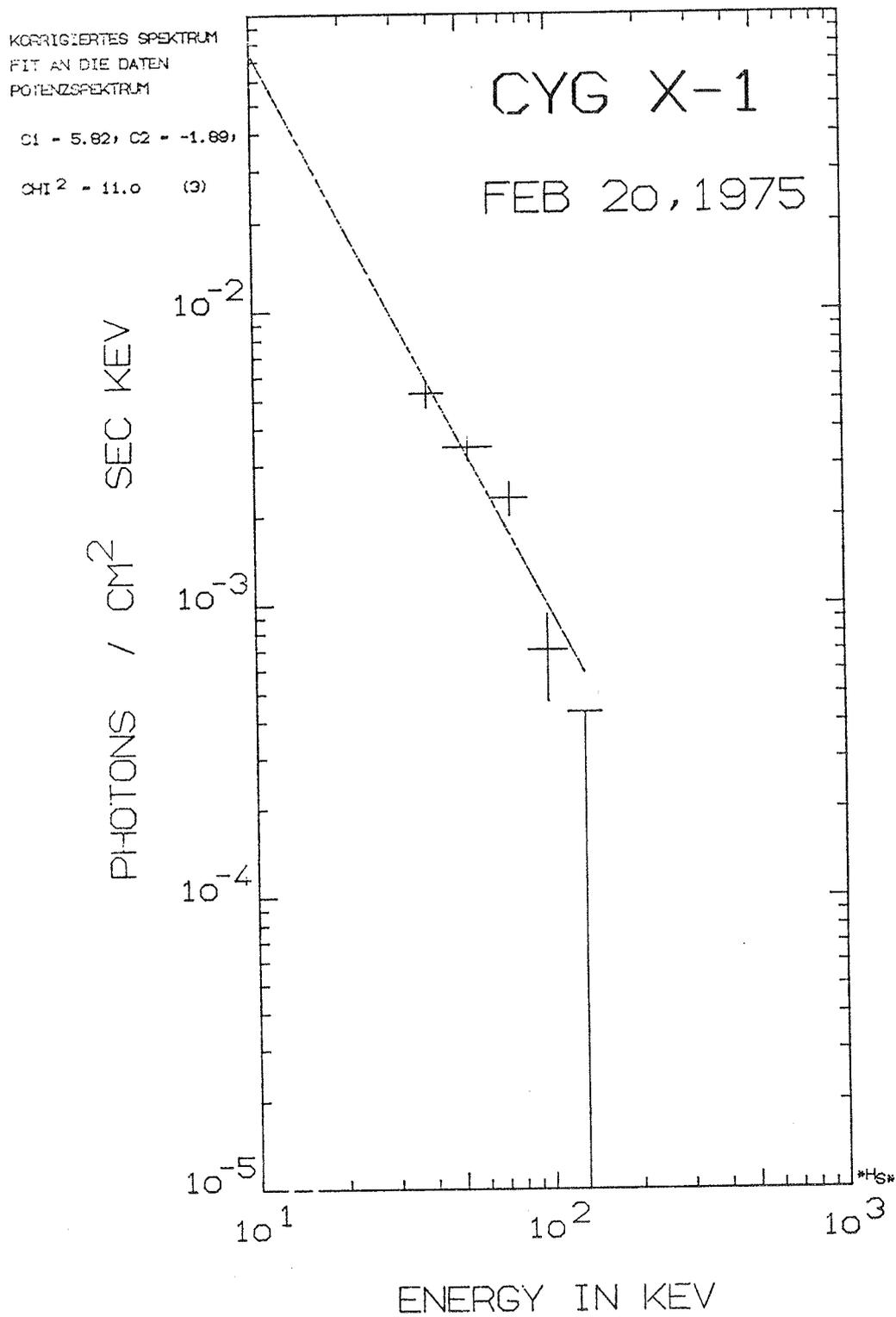


Abb. 13a : Anpassung eines Potenzspektrum-Modelles an die Messdaten vom Flug 1975-02-20.

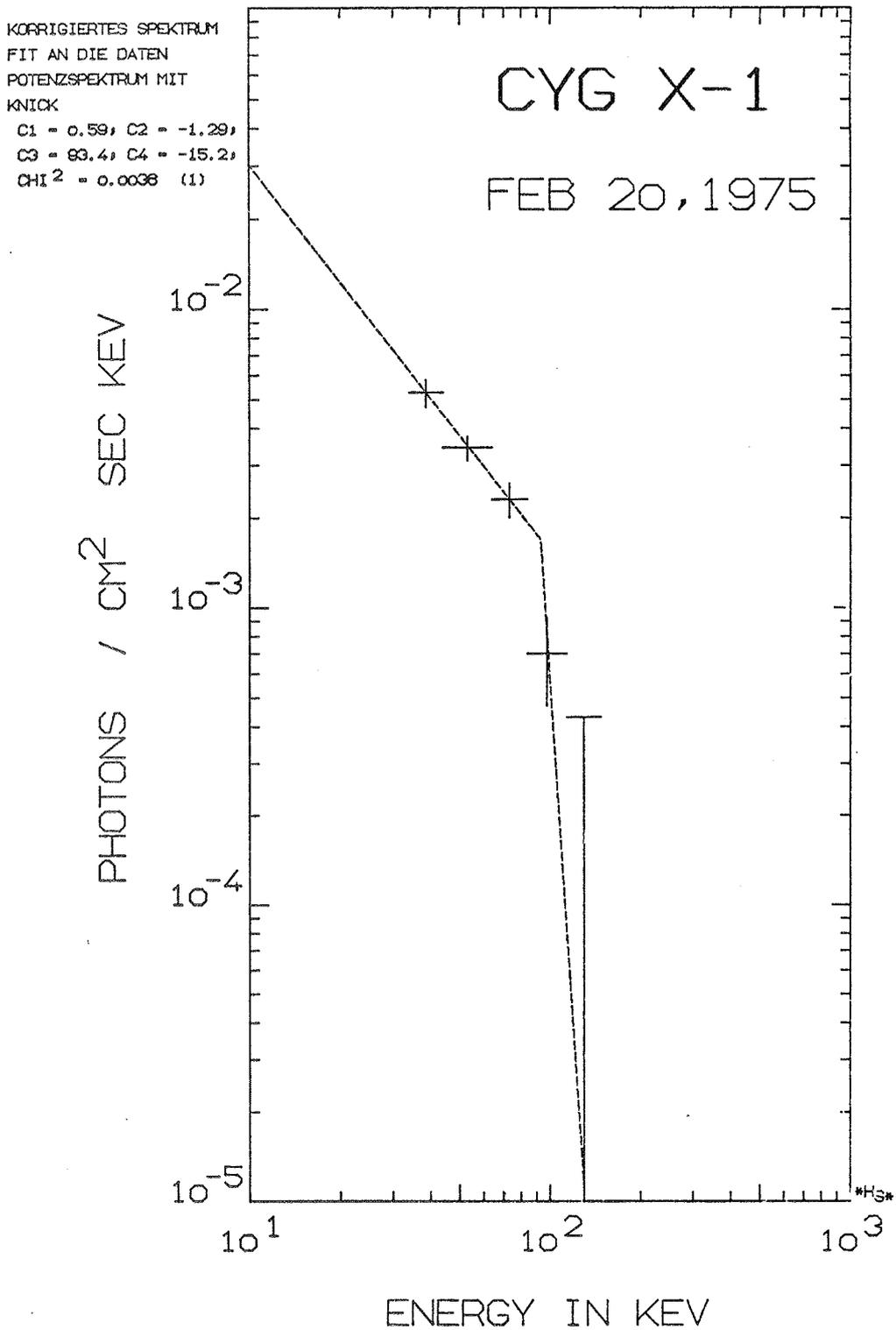
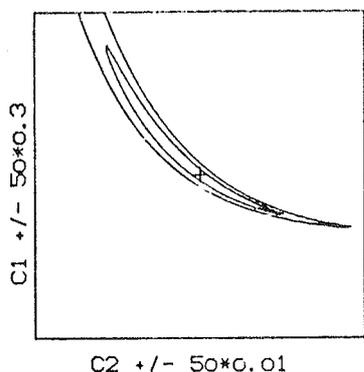
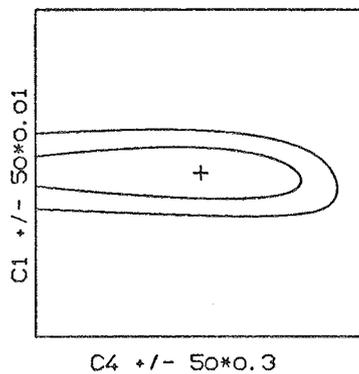
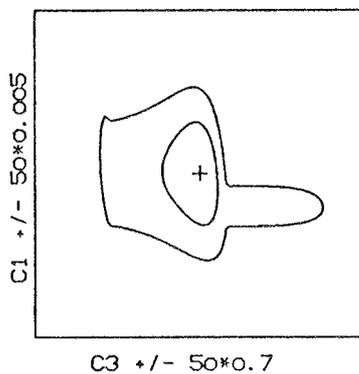
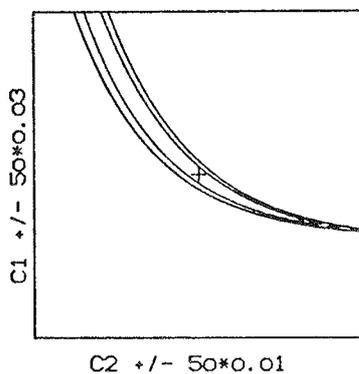


Abb. 14a : Anpassung eines Potenzspektrum mit Knick - Modelles an die Messdaten vom Flug 1975-02-20.



CYG X-1  
 FLUG 1975  
 FITPARAMETER  
 C1 = 5.6189  
 C2 = -1.668  
 C3 = 200.00  
 C4 = 0.000

Abb. 13b :  $1\sigma$  und  $2.6\sigma$  Konturen der Fehler der Fitparameter für die möglichen Parameterkombinationen des Potenzspektrum-Modelles.



CYG X-1  
 FLUG 1975  
 FITPARAMETER  
 C1 = 0.5935  
 C2 = -1.290  
 C3 = 83.36  
 C4 = -15.169

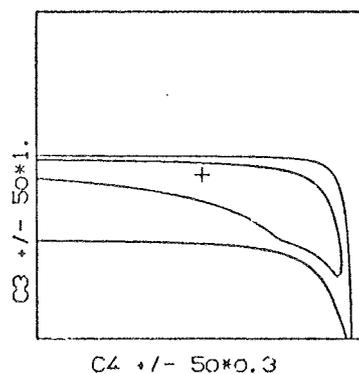
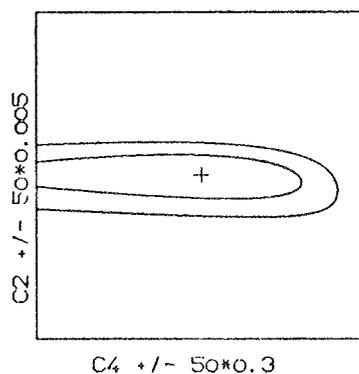
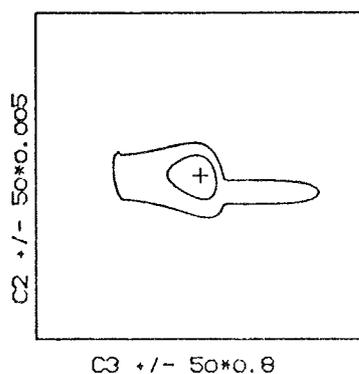


Abb. 14b :  $1\sigma$  und  $2.6\sigma$  Konturen der Fehler der Fitparameter für die möglichen Parameterkombinationen des Potenzspektrum mit Knick - Modelles.

Die  $1\sigma$  - Kontur ist in allen Zeichnungen die innere Linie; das Kreuz markiert das  $\chi^2_{\min}$  von dem ausgehend die Parameter in 50 Schritten mit der angegebenen Schrittweite variiert wurden.

TABELLE 2b

Parameter der besten Anpassung verschiedener Modelle (vgl. Text) an das Cyg X-1 Spektrum vom Flug 1976-05-03.

Cyg X-1 , 1976-05-03				
	Potenz- spektrum	Potenz- spektrum mit Knick	Potenz- und Exponential- spektrum	Comptoni- sierungs- spektrum
C <sub>1</sub>	+0.50 2.3 -0.49	+0.75 1.55 -0.54	+0.48 1.55 -0.39	+0.00005 0.00063 -0.00005
C <sub>2</sub>	+0.063 -1.71 -0.054	+0.11 -1.60 -0.10	+0.07 -1.60 -0.07	+1.68 30.19 -1.60
C <sub>3</sub>	-----	+14.4 99.3 -13.6	+ 8.8 99.0 -10.4	+0.22 4.14 -0.22
C <sub>4</sub>	-----	+ 1.8 -4.12 - 4.2	+20.3 36.0 -15.4	-----
F	17	15	15	16
$\chi^2_{\min}$	39.1	17.0	17.0	22.7
$\alpha$	0.003	0.32	0.32	0.13
Abb.:	15a,b	-----	16a,b	-----

F ist die Anzahl der freien Parameter; Die Fehler sind 1 $\sigma$  Grenzen.  $\alpha$  gibt an, wie gross die Wahrscheinlichkeit ist, dass die angegebene Anpassung den Daten entspricht (Signifikanz der Anpassung).

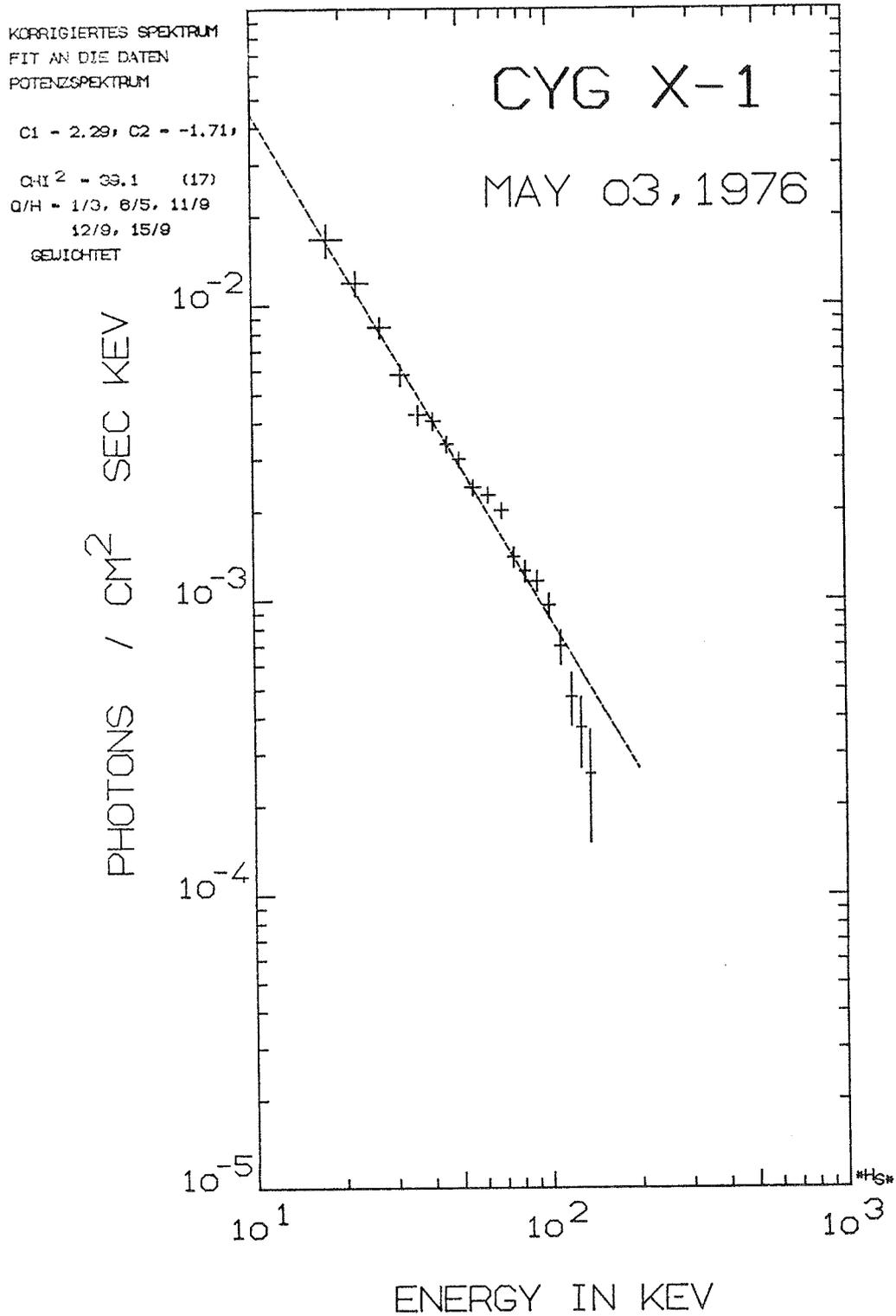


Abb. 15a : Anpassung eines Potenzspektrum-Modelles an Messdaten vom Flug 1976-05-03.

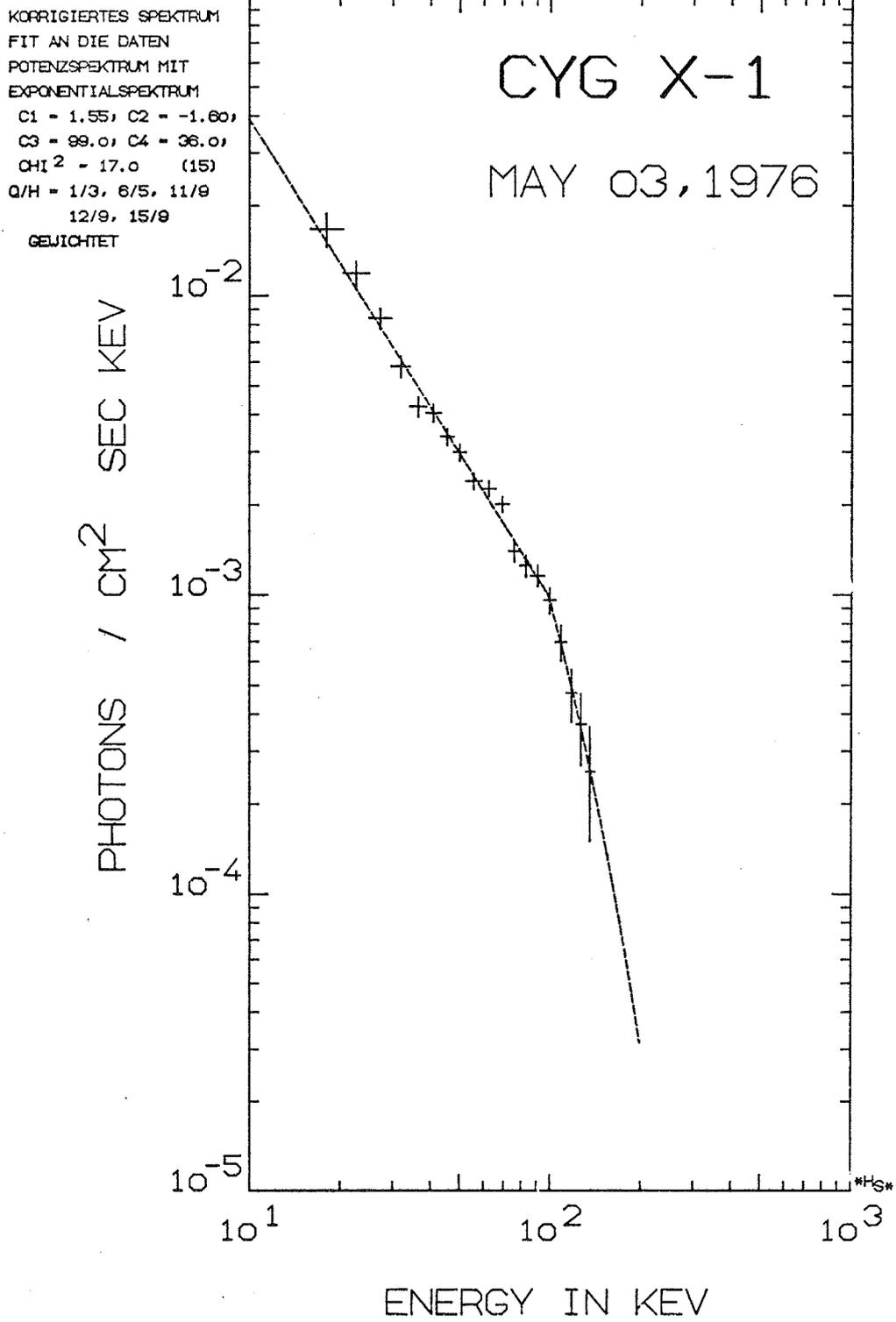
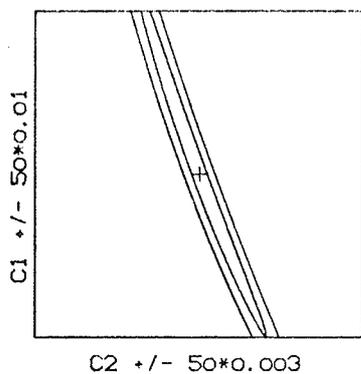
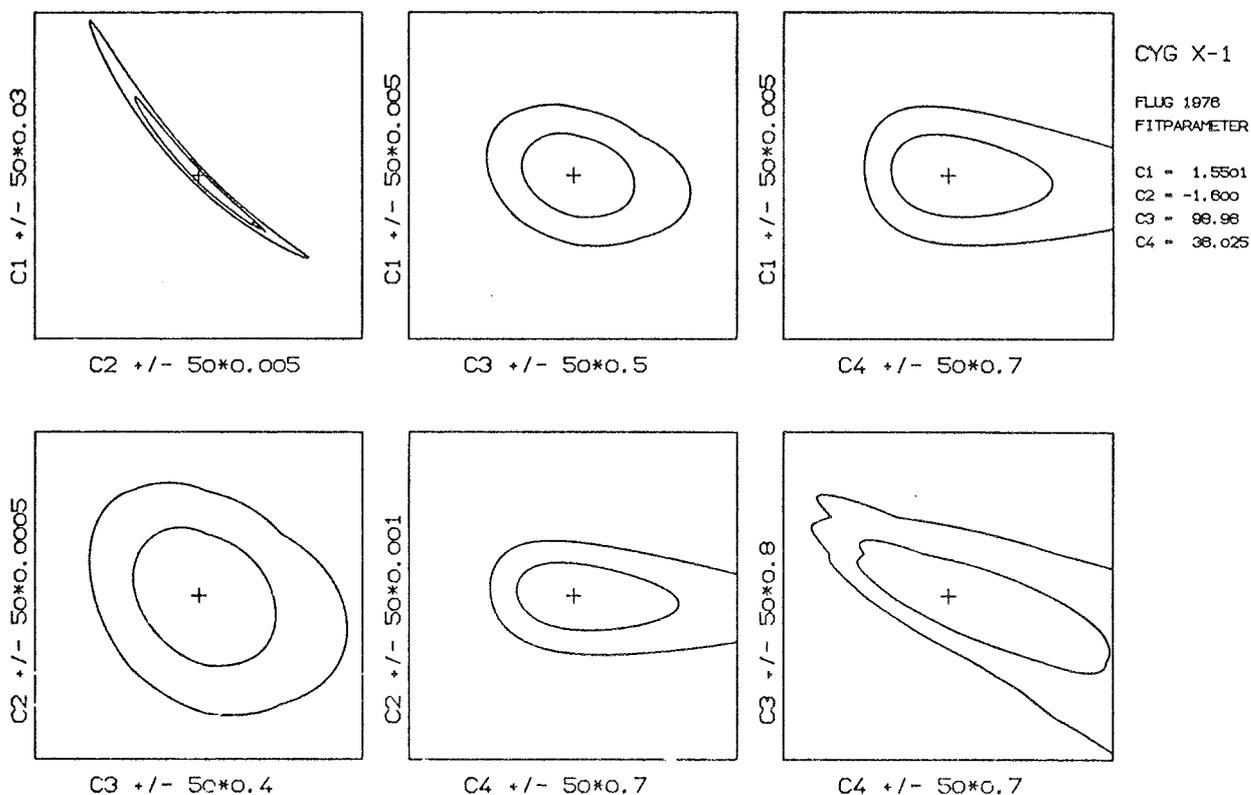


Abb. 16a : Anpassung eines Potenz- und Exponentialspektrum Modelles an die Messdaten vom Flug 1976-05-03.



CYG X-1  
 FLUG 1978  
 FITPARAMETER  
 C1 = 2.2991  
 C2 = -1.706  
 C3 = 200.00  
 C4 = 0.000

Abb. 15b :  $1\sigma$  und  $2.6\sigma$  Konturen der Fehler der Fitparameter für die möglichen Parameterkombinationen des Potenzspektrum-Modelles.



CYG X-1  
 FLUG 1978  
 FITPARAMETER  
 C1 = 1.5501  
 C2 = -1.600  
 C3 = 99.98  
 C4 = 38.025

Abb. 16b :  $1\sigma$  und  $2.6\sigma$  Konturen der Fehler der Fitparameter für die möglichen Parameterkombinationen des Potenz- und Exponentialspektrum Modelles.

Die  $1\sigma$  - Kontur ist in allen Zeichnungen die innere Linie; das Kreuz markiert das  $\chi^2_{\min}$  von dem ausgehend die Parameter in 50 Schritten mit der angegebenen Schrittweite variiert wurden.

TABELLE 2c

Parameter der besten Anpassung verschiedener Modelle (vgl. Text) an das Cyg X-1 Spektrum vom Flug 1977-09-21.

Cyg X-1 , 1977-09-21				
	Potenz- spektrum	Potenz- spektrum mit Knick	Potenz- und Exponential- spektrum	Comptoni- sierungs- spektrum
$C_1$	+0.085 1.06 -0.080	+0.075 0.459 -0.070	+0.075 0.428 -0.065	+0.00002 0.00074 -0.00002
$C_2$	+0.002 -1.52 -0.002	+0.040 -1.30 -0.040	+0.039 -1.28 -0.039	+ 0.57 29.20 - 0.39
$C_3$	-----	+ 4.5 82.5 - 6.0	+ 5.0 76.4 - 5.5	+0.105 5.08 -0.095
$C_4$	-----	+ 0.22 -2.37 - 0.21	+10.0 81.5 - 9.0	-----
F	36	34	34	35
$\chi^2_{\min}$	304.3	34.7	23.9	21.8
$\alpha$	<0.001	0.43	0.90	0.95
Abb.:	17a,b	-----	-----	18a,b

F ist die Anzahl der freien Parameter; Die Fehler sind 1 $\sigma$  Grenzen.  $\alpha$  gibt an, wie gross die Wahrscheinlichkeit ist, dass die angegebene Anpassung den Daten entspricht (Signifikanz der Anpassung).

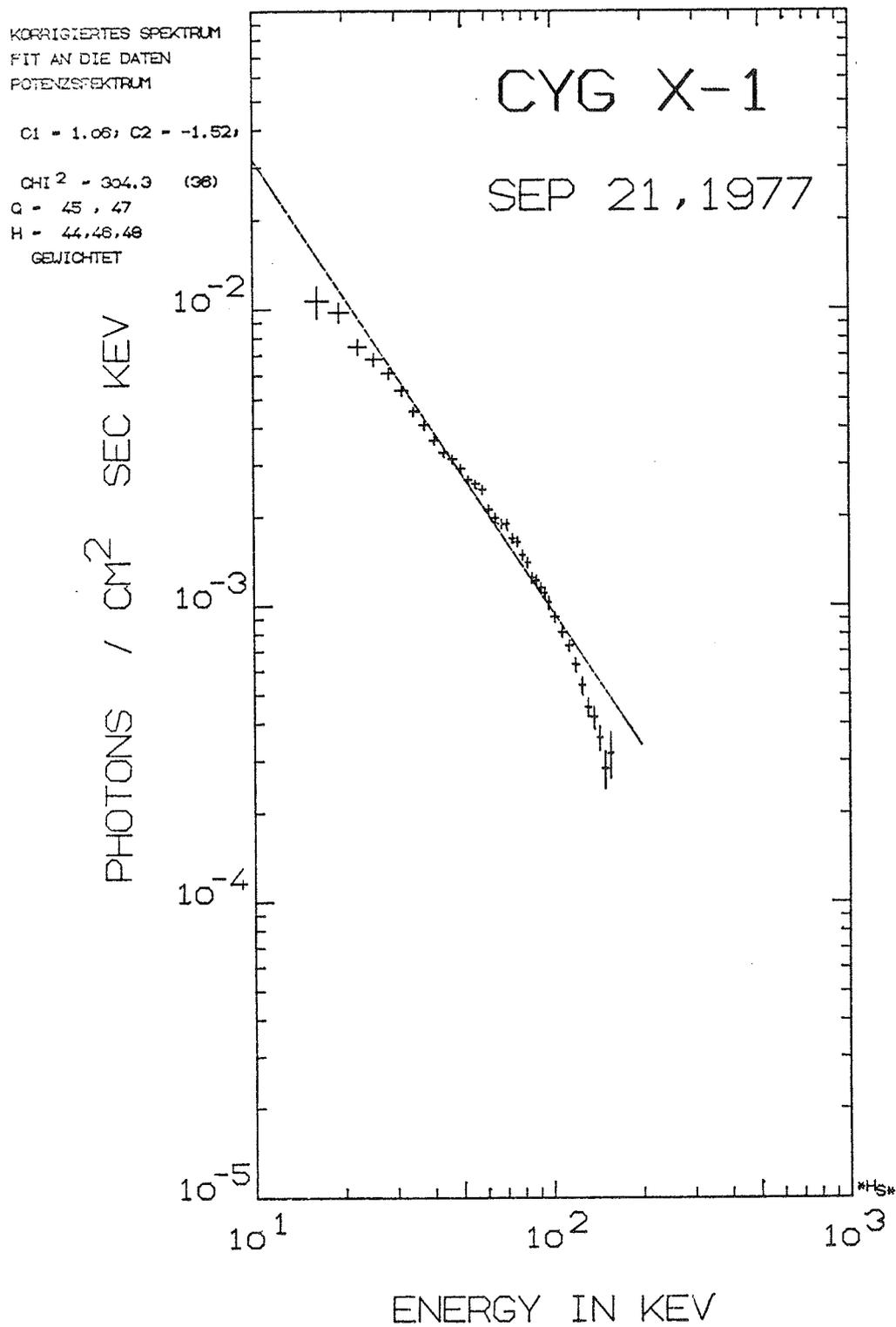


Abb. 17a : Anpassung eines Potenzspektrum-Modelles an die Messdaten vom Flug 1977-09-21.

KORRIGIERTES SPEKTRUM  
FIT AN DIE DATEN  
SUNYAEV-TITARCHUK-FIT  
K = 0.00074 ;  
KTE = 29.20 ;  
TAU = 5.079 ;  
CHI<sup>2</sup> = 21.8 (35)  
Q = 45 , 47  
H = 44,48,48  
GEWICHTET

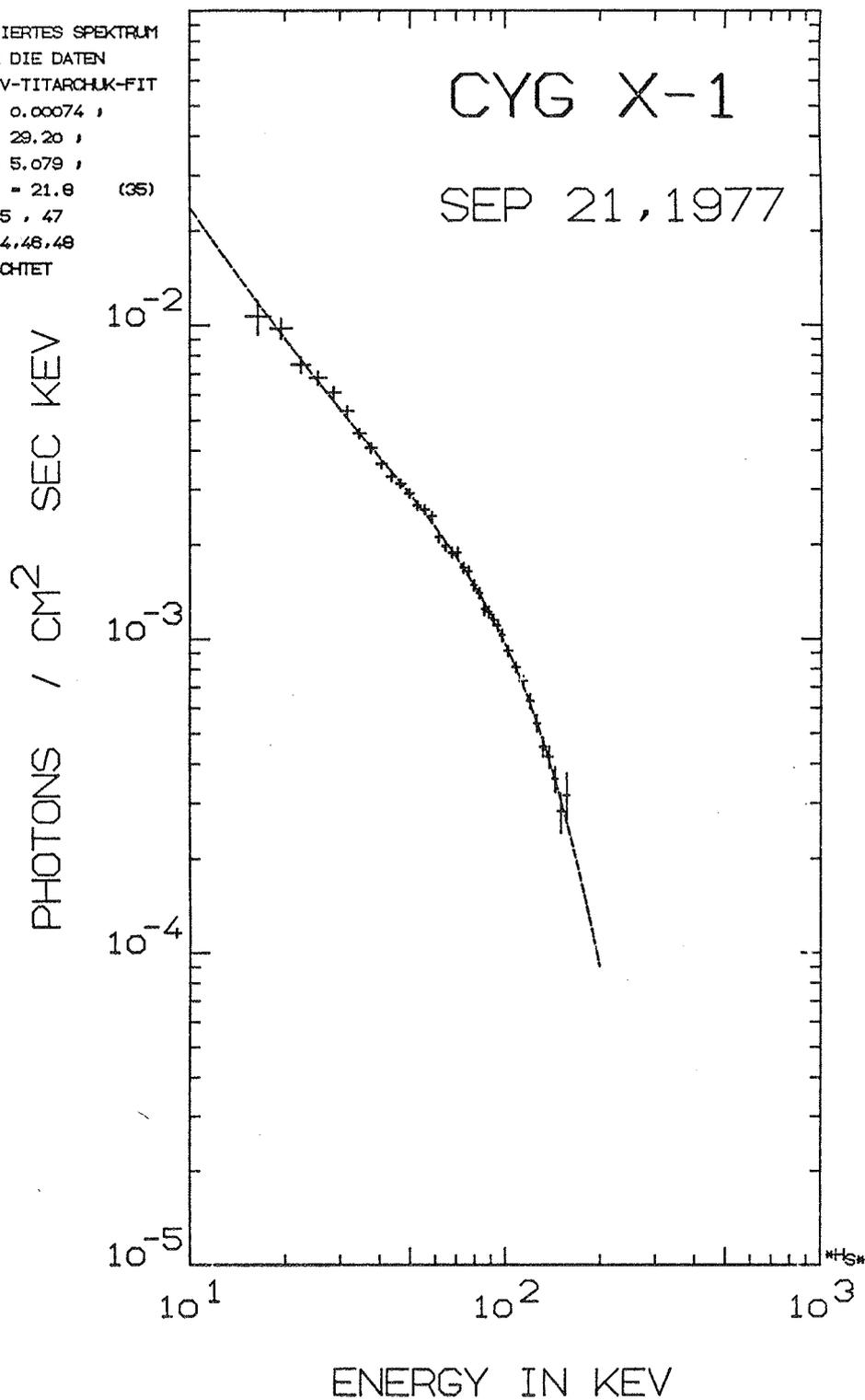
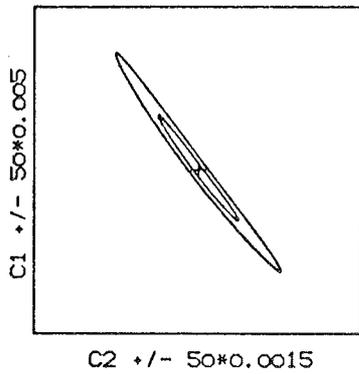
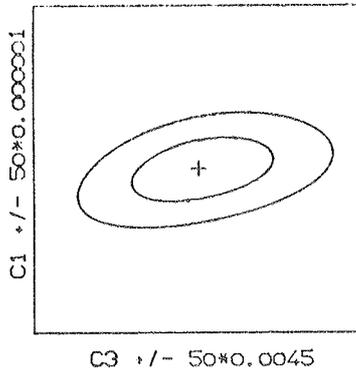
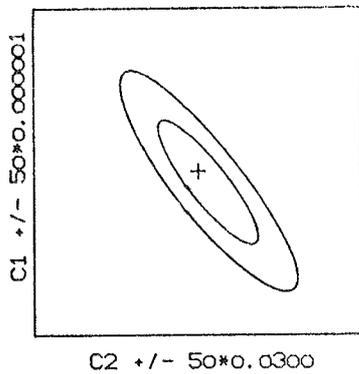


Abb. 18a : Anpassung eines Comptonisierungs-Spektrum Modelles an die Messdaten vom Flug 1977-09-21.



CYG X-1  
 FLUG 1977  
 FITPARAMETER  
 C1 = 1.0804  
 C2 = -1.524  
 C3 = 200.00  
 C4 = -1.000

Abb. 17b :  $1\sigma$  und  $2.6\sigma$  Konturen der Fehler der Fitparameter für die möglichen Parameterkombinationen des Potenzspektrum-Modelles.



CYG X-1  
 FLUG 1977  
 FITPARAMETER  
 C1 = 0.0007  
 C2 = 29.198  
 C3 = 5.08  
 $\chi^2_{min} = 21.79$   
 F = 35

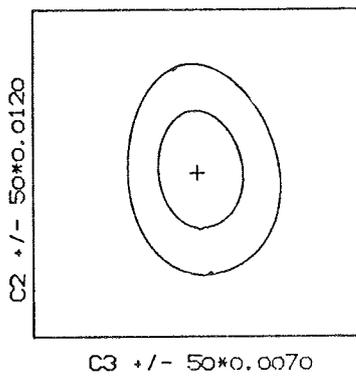


Abb. 18b :  $1\sigma$  und  $2.6\sigma$  Konturen der Fehler der Fitparameter für die möglichen Parameterkombinationen des Comptonisierungs-Spektrum Modelles.

Die  $1\sigma$  - Kontur ist in allen Zeichnungen die innere Linie; das Kreuz markiert das  $\chi^2_{min}$  von dem ausgehend die Parameter in 50 Schritten mit der angegebenen Schrittweite variiert wurden.

III.3. Theorie der Comptonisierung und deren mathematische Darstellung von Sunyaev und Titarchuk;  
Beispiel : QSO 3C273.

Die Beschreibung der Wechselwirkung von Photonen mit den freien Elektronen eines Plasmas wird durch zwei Extremfälle eingeschlossen.

Für  $h\nu \gg kT_e$  werden die Photonen an den Elektronen gestreut und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie: Comptonstreuung.

Für den anderen Extremfall  $h\nu \ll kT_e$  gilt das Umgekehrte. Die Photonen erfahren bei dem Zusammenstoß mit den vergleichsweise hochenergetischen Elektronen einen Energiegewinn: inverser Comptoneffekt od. Comptonisierung (Rees 1967).

Das Problem, das Aussehen eines vorgegebenen Spektrums nach dem Durchgang durch eine heisse Plasmawolke zu berechnen, wurde von Kompaneets (1956) für ein homogenes, unendlich ausgedehntes Medium gelöst.

Sunyaev und Titarchuk (1979) konnten die stationäre Lösung der Kompaneets-Gleichung für ein sphärisch begrenztes, isothermes Plasma angeben, unter der Voraussetzung, dass die Energie  $E_0 = h\nu_0$  der in die Wolke injizierten Photonen sehr viel kleiner als das  $kT_e$  der Elektronen der Plasmawolke ist:

$$J(E) = A x^3 e^{-x} \int_0^{\infty} t^{n-1} e^{-t} \left(1 + \frac{t}{x}\right)^{n+3} dt ; \quad (1)$$

$$\text{mit } x = \frac{E}{kT_e} ; \quad n = -\frac{3}{2} + \left(\frac{9}{4} + \gamma\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad \gamma = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{m_e c^2}{kT_e \left(\tau_0 + \frac{2}{3}\right)^2} ;$$

(Sunyaev et Trümper 1979, korrigiert)

wobei  $kT_e$  die Energie der Elektronen und  $\tau_0$  die optische Tiefe der Plasmawolke für Thomsonstreuung ist.

Gleichung (1) ist die Integraldarstellung der Whittakerfunktion:

$$\Gamma(a) \cdot U(a, b; x) = \int_0^{\infty} u^{a-1} e^{-xu} (1+u)^{b-a-1} du ;$$

(Abramowitz et Stegun 1972)

Mit  $u = \frac{t}{x}$  und  $du = \frac{1}{x} dt$  ergibt sich:

$$x^a \Gamma(a) U(a, b; x) = \int_0^{\infty} t^{a-1} e^{-t} \left(1 + \frac{t}{x}\right)^{b-a-1} dt ; \quad (2)$$

Ein Vergleich (1) mit (2) ergibt:

$$a = n ; \quad b = 2n + 4 ;$$

Damit lautet (1) :

$$J(E) = Ax^{3+n} e^{-x} \Gamma(n) \cdot U(n, 2n+4; x) \quad ; \quad (3)$$

$\Gamma(n)$  ist die Gamma-Funktion, für die gilt:

$$\Gamma(n+1) = n \Gamma(n) \quad ; \quad \Gamma(n) = \frac{\pi}{\sin(\pi n)} \cdot \frac{1}{\Gamma(n-1)} \quad ;$$

Die Whittakerfunktion  $U(a, b; x)$  lässt sich mittels der Kummer'schen Funktion  $M(a, b; x)$  umschreiben zu :

$$U(a, b; x) = \frac{\pi}{\sin(\pi n)} \left[ \frac{M(a, b; x)}{\Gamma(1+a-b) \Gamma(b)} - x^{1-b} \cdot \frac{M(1+a-b, 2-b; x)}{\Gamma(a) \Gamma(2-b)} \right] ;$$

(Abramowitz et Stegun 1972)

Die Kummer'sche Funktion  $M(a, b; x)$  lässt sich darstellen durch :

$$M(a, b; x) = 1 + \frac{ax}{b \cdot 1!} + \frac{a(a+1)x^2}{b(b+1) \cdot 2!} + \frac{a(a+1)(a+2)x^3}{b(b+1)(b+2) \cdot 3!} + \dots \quad ;$$

Berücksichtigt man noch, dass gilt :

$$\sin(2\pi n + 4\pi) = \sin(2\pi n) \quad ,$$

so ergibt sich (3) zu

$$J(E) = Ax^{3+n} e^{-x} \Gamma(n) \frac{\pi}{\sin(2\pi n)} \cdot \left[ \frac{M(n, 2n+4; x)}{\Gamma(-3-n) \Gamma(2n+4)} - x^{-2n-3} \cdot \frac{M(-3-n, -2n-2; x)}{\Gamma(n) \Gamma(-2n-2)} \right] \quad ; \quad (4)$$

$J(E)$  ist ein Energiespektrum mit der Dimension  $\left[ \frac{\text{keV}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$ .

Soll ein Photonenspektrum  $I(E) \left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$  dargestellt werden, so ist  $J(E)$  durch die Energie der Photonen zu dividieren:

$$I(E) = J(E) E^{-1} \left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right] ;$$

Mit dieser Darstellung werden die Anpassungen an die Spektren aller MPE / AIT Flüge berechnet.

Ein ähnliches Spektrum wie bei Cyg X-1 findet man auch für den Quasar 3C273. Auch für dieses Objekt ist ein Modell vorgeschlagen worden (Sunyaev et Trümper 1980 und Referenzen darin), das ein sehr kompaktes Objekt (Schwarzes Loch) im Zentrum, umgeben von einer Plasmawolke, fordert. Es liegt also nahe, auch an dieses Spektrum das Comptonisierungs-Modell anzupassen.

Für 3C273 ergeben sich aus den in Abschnitt III.2. angegebenen möglichen Spektrumsformen nur ein Potenzgesetz oder das Comptonisierungs-Spektrum als beste Anpassung.

a) Potenzgesetz:

Parameter:  $C_1 = 0.016$ ;  $C_2 = -1.41$ ;  $\chi^2_{\min} = 206.2$  bei 47  
Freiheitsgraden.

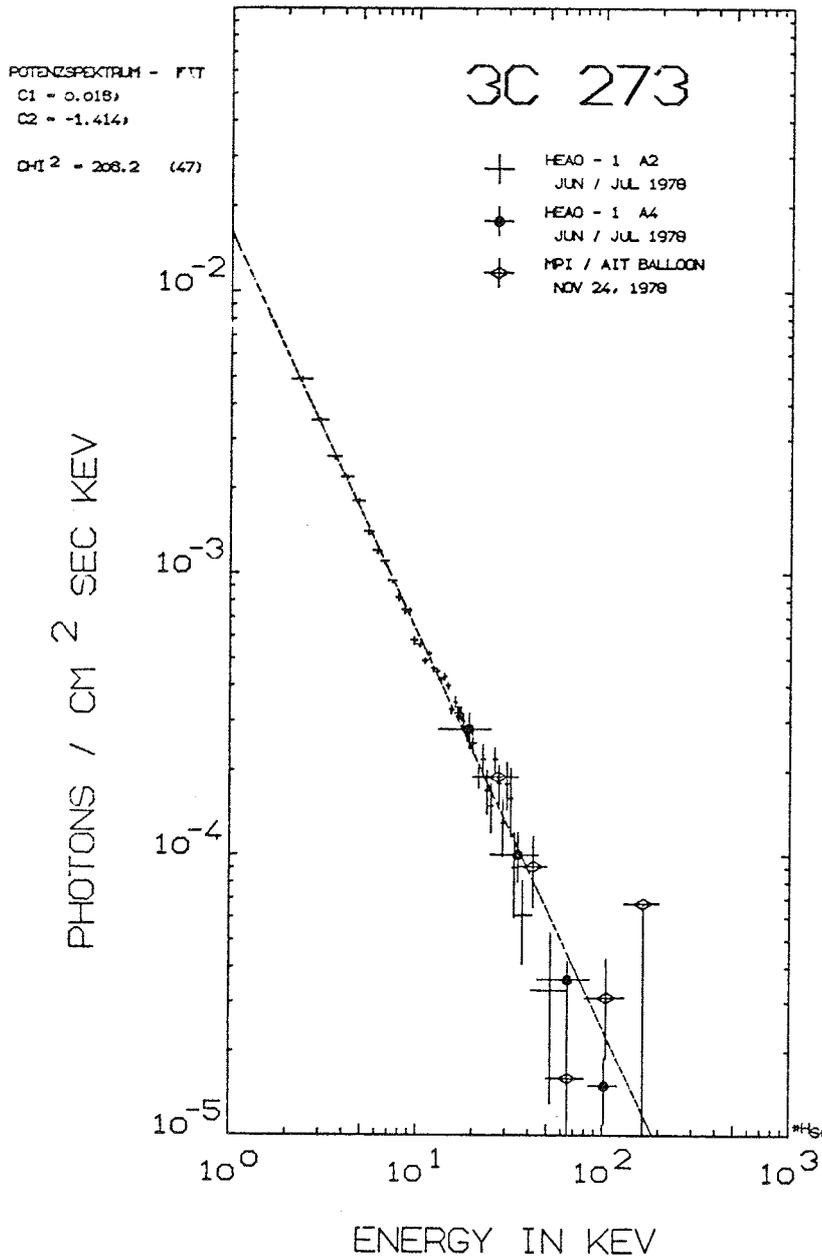


Abb. 19 : Beste Anpassung eines Potenzspektrum-Modelles (vgl. Abschnitt III.2.) an verschiedene Messungen des Quasars 3C273. Die Messpunkte für das HEAO-1 A2 Experiment sind aus (Worrall et al. 1979), die Messpunkte für das HEAO-1 A4 Experiment sind aus (Primini et al. 1979), und die Messpunkte des MPE/AIT Ballonfluges von 1979-11-24 sind aus (Pietsch et al. 1980).

b) Comptonisierungs - Spektrum:

Parameter:  $C_1 = 4.7 * 10^{-5}$ ;  $C_2 = 14.8$ ;  $C_3 = 7.2$ ;  $\chi^2_{\min} = 159.3$

bei 46 Freiheitsgraden.

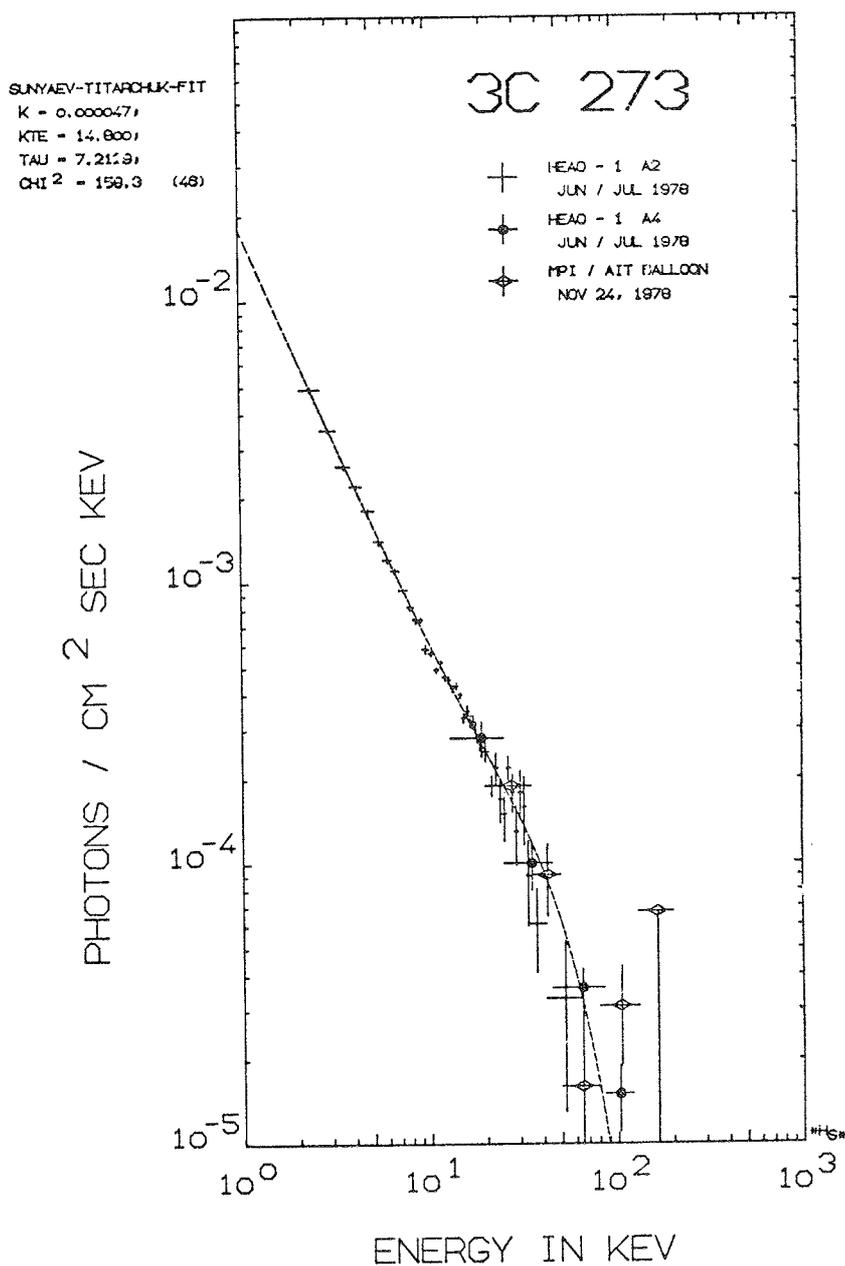


Abb. 20 : Beste Anpassung eines Comptonisierungs - Modelles an verschiedene Messungen des Quasars 3C273. Das  $\chi^2_{\min}$  ist um 25 Prozent kleiner als für das Potenzspektrum - Modell. Für die Referenzen vgl. Abb. 19.

Obwohl das  $\chi^2_{\min}$  für das Comptonisierungs - Spektrum 25 Prozent kleiner als für das Potenzspektrum ist, ist der Wert immer noch so hoch, dass die Anpassung in beiden Fällen nicht besonders gut ist. Eine Entscheidung für eine bestimmte Spektrumsform lässt sich daraus nicht ableiten!

Andeutungsweise ist bei 3C273 der sogenannte "Planck-Buckel" bei 10 - 30 keV zu sehen, der für Comptonisierungs - Spektren mit genügend grosser optischer Tiefe charakteristisch ist.

### III.4. Diskussion der gemessenen Spektren von Cyg X-1

Bei der Auswertung der Daten vom Flug 1975-02-20 ist es auf Grund der geringen Anzahl der Datenpunkte nicht sinnvoll, einen Unterschied zwischen den verschiedenen  $\chi^2$ -Test Werten für die untersuchten Spektrum-Modelle zu suchen. Die einzige Aussage, die aus den  $\chi_{\min}^2$ -Werten (Tab. 2a, Seite 32) begründet werden kann, ist die, dass ein einfaches Potenzgesetz das gemessene Spektrum nicht gut darstellen kann (Abb.13a, Seite 33).

Beim Flug 1976-05-03 verteilen sich die 5 Einzelmessungen auf einen Zeitraum von 3.6 Stunden. Während dieser Zeit wurde keine Änderung der Spektren festgestellt. Da die vergrößerte Fläche des Detektors und die gesteigerte Beobachtungszeit ein recht genaues Spektrum ergaben, wird deutlich, dass eine beste Anpassung von Modellspektren mit einem einfachen Potenzgesetz nicht zu erreichen ist. Es ist ab etwa 100 keV ein Abfallen der spektralen Intensität deutlich sichtbar (Abb. 8, Seite 23). Nach den  $\chi_{\min}^2$ -Werten (Tab. 2b, Seite 36), sind die besten Anpassungen von Modellen mit Spektrumsformen zu erreichen, die ein "abknicken" des Spektrums beinhalten (Potenzspektrum mit Knick, Potenz- und Exponential-Spektrum, oder Comptonisierungsspektrum).

Wie schon bei dem Spektrum des Fluges 1976, ist bei Flug 1977-09-21, nur hier durch die sehr gute Statistik viel deutlicher, ein einfaches Potenzgesetz als beste Anpassung

an die Daten auszuschliessen (Abb.17a, Seite 41). Die beste Anpassung -nach dem  $\chi^2$ -Test- stellt ein Comptonisierungsspektrum (Sunyaev et Trümper 1979) dar (Tab. 2c, Seite 40 ; Abb.18a, Seite 42).

Bei dem Flug 1977 ist die Statistik (Fehler) der Messpunkte so gut, dass eigentlich die Nichtlinearitäten bei der Photonenausbeute der NaJ(Tl) und CsJ(Tl) Kristalle berücksichtigt werden sollten. Da hierzu jedoch keine vergleichbar genauen Messungen vorliegen (Engelkemeir 1956, Collison et Hill 1963, Aitken et al. 1967, Clemente 1977), lässt sich nur sagen, dass wahrscheinlich, wenn der Fehler überhaupt zum Tragen kommt, das Abknicken im Spektrum etwas gemildert wird. Der Knick bleibt aber in jedem Falle erhalten!

Die Untersuchung der Photonenausbeute der verwendeten Kristalle bzw. der Detektoren ist eine sehr wichtige Aufgabe für die Zukunft, besonders da der neue Detektor mit 2400 cm<sup>2</sup> Detektorfläche die Genauigkeit der Messungen noch wesentlich steigern wird, sodass die Fehler durch die Nichtlinearitäten der Kristalle, die beim Flug 1977 gerade an der Grenze der Genauigkeit liegen, dann auf jeden Fall für eine starke Quelle kritisch werden.

Bei allen in den Jahren 1975, 1976 und 1977 gemessenen Spektren von Cyg X-1 ist ohne Zweifel ein Potenzgesetz als beste Darstellung der Spektrumsform auszuschliessen. Das Abfallen der Intensität bei höheren Energien setzt im

Bereich 70 - 100 keV ein. Dies bedeutet für die Elektronentemperaturen bei den Comptonisierungs-Modellen einen Bereich von  $1.7 \cdot 10^8$  K bis  $3.7 \cdot 10^8$  K und für die optischen Tiefen  $\tau$  einen Bereich von 4-5. Für das sehr genaue Spektrum von 1977-09-21 ergeben sich als Parameter für die beste Anpassung eines Comptonisierungs-Spektrums ein  $kT_e$  von 29 keV ( $\cong 3.4 \cdot 10^8$  K) für die Energie der Elektronen und eine optische Tiefe für Thomsonstreuung  $\tau_0 = 5$  für das heisse Plasma, in dem die Photonen gestreut werden.

#### IV. ZEITVARIATIONEN

##### IV.1. Langzeitverhalten

Das Verhalten der Quelle Cyg X-1 wurde über einen längeren Zeitraum durch den Vergleich von veröffentlichten Spektren und den daraus abgeleiteten Variationen von Spektralindex und Intensität bei 30 keV untersucht.

##### IV.1.a. Vergleich der MPE/AIT Spektren der verschiedenen Flüge

Die Abb.21 zeigt die drei MPE/AIT - Flüge von 1975, 1976 und 1977 in einer Zeichnung. Die Übereinstimmung der gemessenen Spektren im Energiebereich  $E > 30$  keV ist sowohl im spektralen Verlauf, als auch in der Intensität sehr gut. Die grössten Abweichungen ( $\sim 35\%$ ) treten unterhalb etwa 30 keV auf. Da in diesem Bereich die Korrekturfaktoren der Spektren (vgl. Abschnitt III) sehr gross sind, wirkt sich ein möglicher geringer Fehler (z.B. der atmosphärischen Tiefe, aus der die Beobachtung erfolgte) hier stark aus.

Die Unterschiede in der Intensität im Bereich  $< 30$  keV sind jedoch wahrscheinlich echt, d.h., dass die stark variable Quelle Cyg X-1 zu den 1.4 Jahre auseinanderliegenden Messzeiten tatsächlich eine etwas andere Intensität hatte. Die einzelnen Messungen bei den Flügen 1976 und 1977, aus denen jeweils das Spektrum zusammengesetzt wurde, zeigen keine Veränderung während der Messzeit eines Fluges.

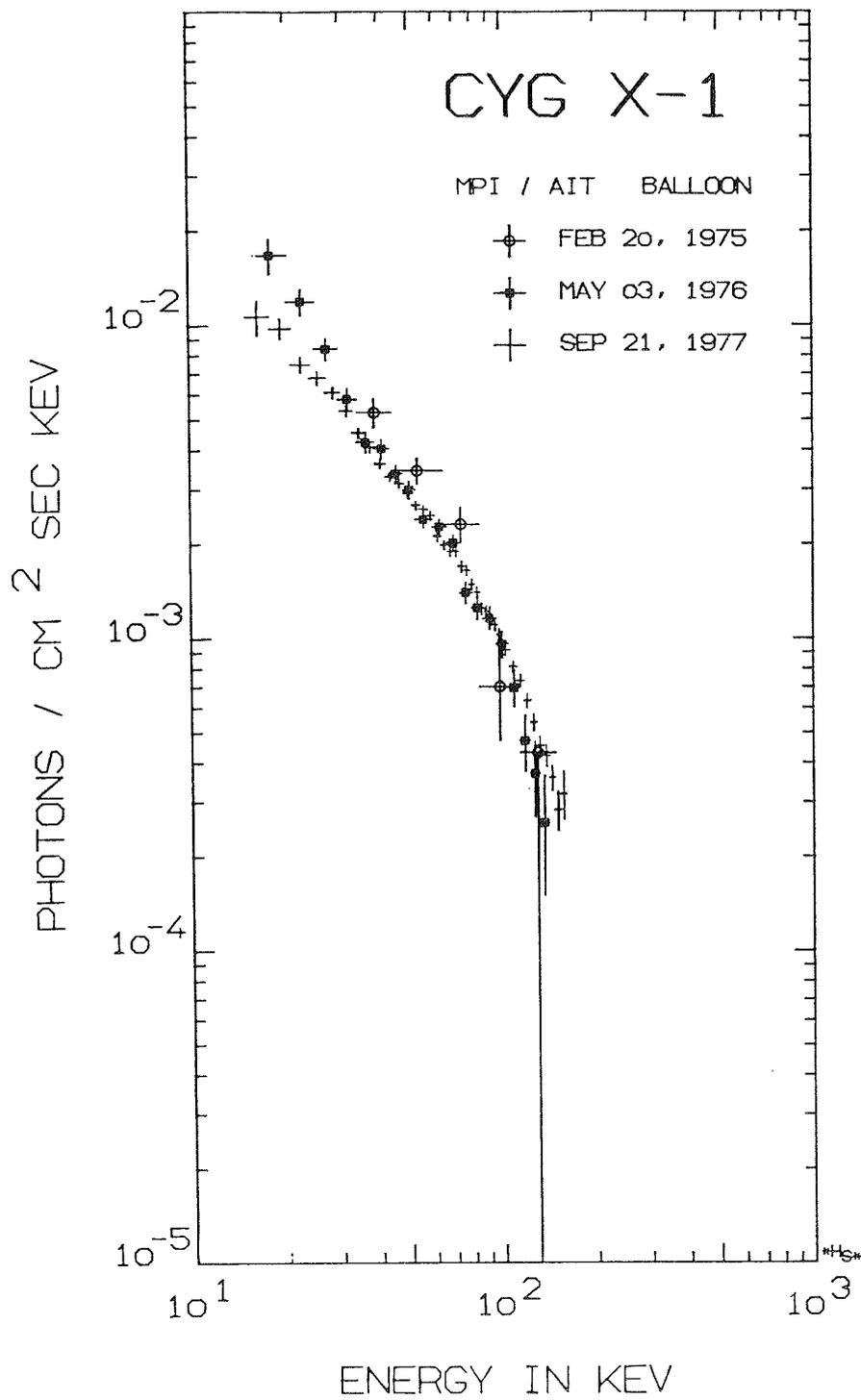


Abb. 21 : Vergleich der MPE/AIT Cyg X-1 Spektren der Flüge von 1975, 1976 und 1977. Die Übereinstimmung der Spektren ist für  $E > 30$  keV sehr gut und bei einer so stark variablen Quelle wie Cyg X-1 überraschend.

IV.1.b. Vergleich der MPE/AIT Spektren mit  
veröffentlichten Spektren

Um Veränderungen des Spektrums von Cyg X-1 im harten Röntgenbereich ( $> 10$  keV) über einen grossen Zeitraum zu untersuchen, wurden aus der mir zugänglichen Literatur 31 für diesen Zweck brauchbare Spektren ausgewählt. Nicht geeignet waren etwa die Hälfte der veröffentlichten Spektren, da bei ihnen wichtige Angaben wie Beobachtungszeit, Blickfeld des Detektors oder Darstellungen des Spektrums fehlten.

Die untersuchten Spektren überdecken einen Zeitraum zwischen den Jahren 1966 bis 1978. Die Tabellen 3a,b geben für die Spektren in den Abbildungen 22a,b,c und 23 die internen Nummern, die spektralen Parameter (vgl. Abschnitt III.2) und die Referenzen an.

TABELLE 3a

Veröffentlichte Spektren von Cyg X-1 mit Anpassungen eines  
Potenzspektrum-Modelles (vgl. Abschnitt III.2)

Nr.	Datum	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	Energie [keV]
4	1966-04-05	16	- 2.2 ± 0.8	20 - 130
7	1966-09-13	3.58	- 1.93 ± 0.2	20 - 140
8	1966-09-19	4	- 2	23 - 97
10	1967-04-20	3.05	- 1.83 ± 0.15	15 - 150
12	1967-05-03	60 ± 4.4	- 2.5 ± 0.60	20 - 130
21	1969-04-15	3.54 ± 2.44	- 1.89 ± 0.22	20 - 150
24	1969-06-10	3	- 1.88 ± 0.07	20 - 200
25	1969-07-17	0.2	- 1.6 ± 0.5	20 - 200
26	1970-09-09	2	- 2.3 ± 0.23	20 - 200
27	1971-04-06	5.41 ± 1.53	- 1.92 ± 0.10	11 - 154
28	1971-12-20	0.81	- 1.54 ± 0.24	7 - 253
32	1972-07-01	4.4 ± 1.0	- 1.84 ± 0.05	20 - 200
37	1975-02-11	32.5	- 2.37 ± 0.08	29 - 121
38	1975-02-20	5.8	- 1.89 ± 0.3	34 - 148
51	1975-06-24	0.99 ± 0.43	- 1.53 ± 0.1	18 - 200
52	1975-07-14	2.52 ± 0.69	- 1.81 ± 0.07	18 - 200
40	1975-11-14	3.05 ± 0.23	- 1.87 ± 0.17	15 - 250
41	1975-11-17	7.5 ± 1.07	- 2.27 ± 0.27	15 - 250
42	1976-05-03	2.3 ± 0.5	- 1.71 ± 0.06	15 - 150
43	1976-11-10	4.72 ± 0.4	- 1.85 ± 0.15	15 - 250
44	1976-11-12	4.9 ± 0.4	- 1.88 ± 0.15	15 - 250
45	1977-09-21	1.06 ± 0.09	- 1.52 ± 0.002	15 - 160
50	1977-10-04	25.83	- 2.26 ± 0.06	35 - 8000
46	1977-10-22	6.12 ± 0.57	- 1.89 ± 0.13	15 - 250
47	1977-11-13	5.08 ± 0.33	- 1.83 ± 0.09	15 - 250
48	1977-11-17	1.69	- 1.6	10 - 200
49	1978-05-30	2.53	- 1.77	10 - 200

Referenzen:

- (4): Bleeker et al. 1967; (7): Peterson et al. 1968;  
 (8): Overbeck et al. 1967; (10): Rocchia et al. 1969;  
 (12): Bingham et Clark 1969; (21): Agrawal et al. 1972;  
 (24,25,26): Matteson et al. 1976;  
 (27): Agrawal et al. 1972; (28): Baity et al. 1973;  
 (32): Frontera et Fulgini 1975; (48): Pelling 1980;  
 (49): Nolan 1979; (50): Meegan 1979;  
 (38,42,45): vgl. Tab.2a,b,c (Flüge '75,'76,'77)  
 (41,43,44,46,47): Dolan et al. 1979;  
 (51,52): Paciasas 1978;

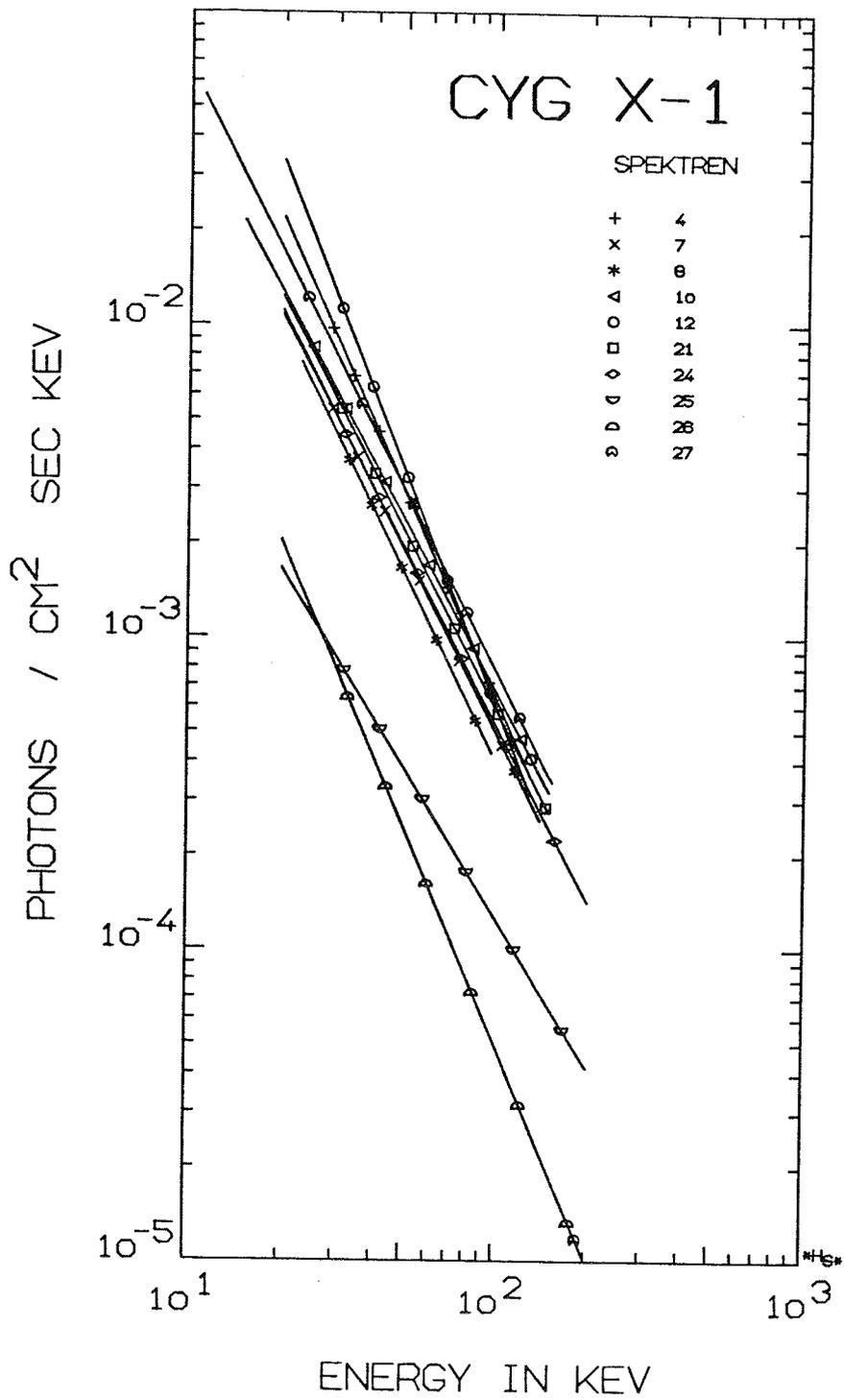


Abb. 22a : Potenzspektrum-Modelle für die Spektren 4-27 der Tabelle 3a.

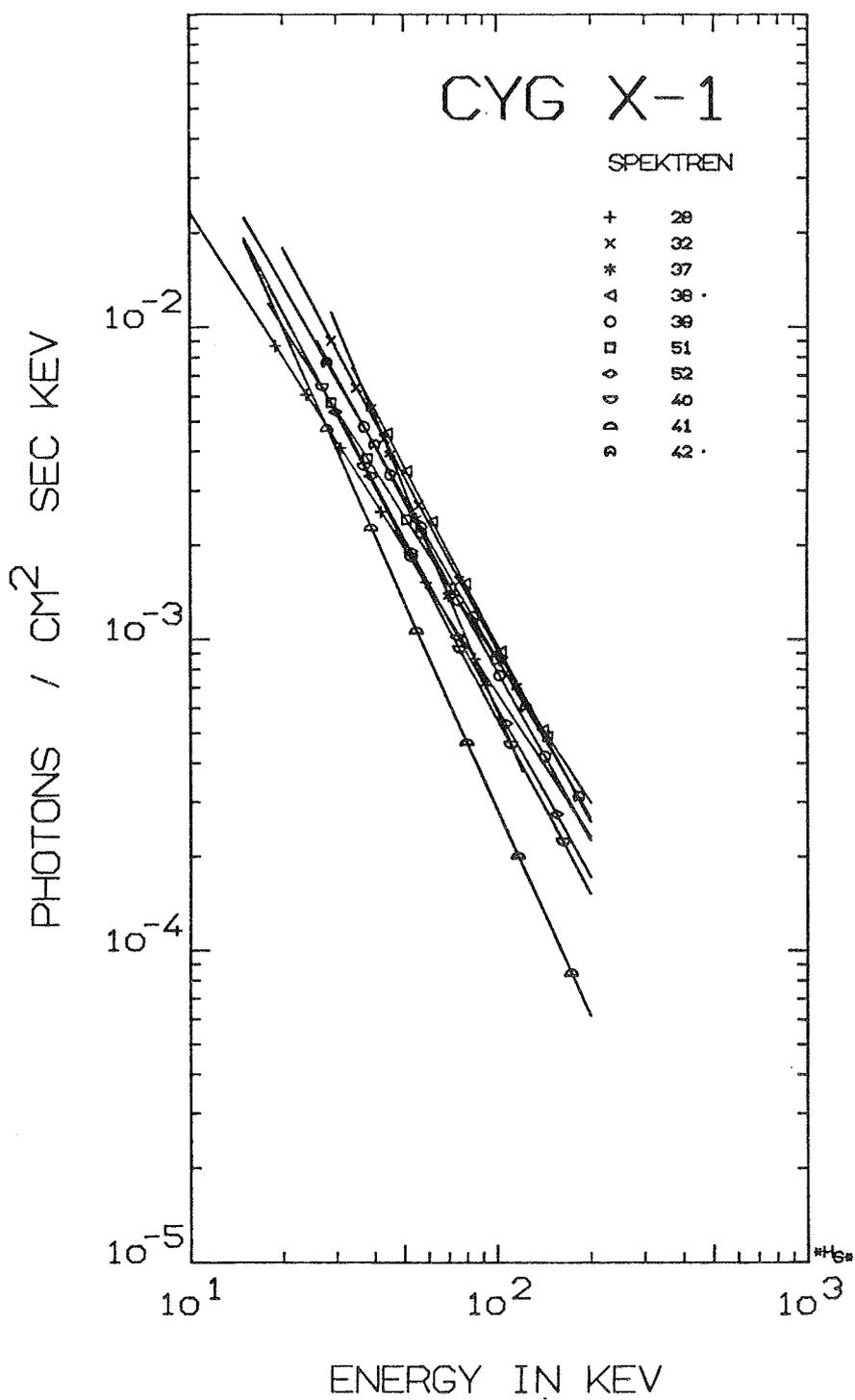


Abb. 22b : Potenzspektrum-Modelle für die Spektren 28-43,51,52 der Tabelle 3a.

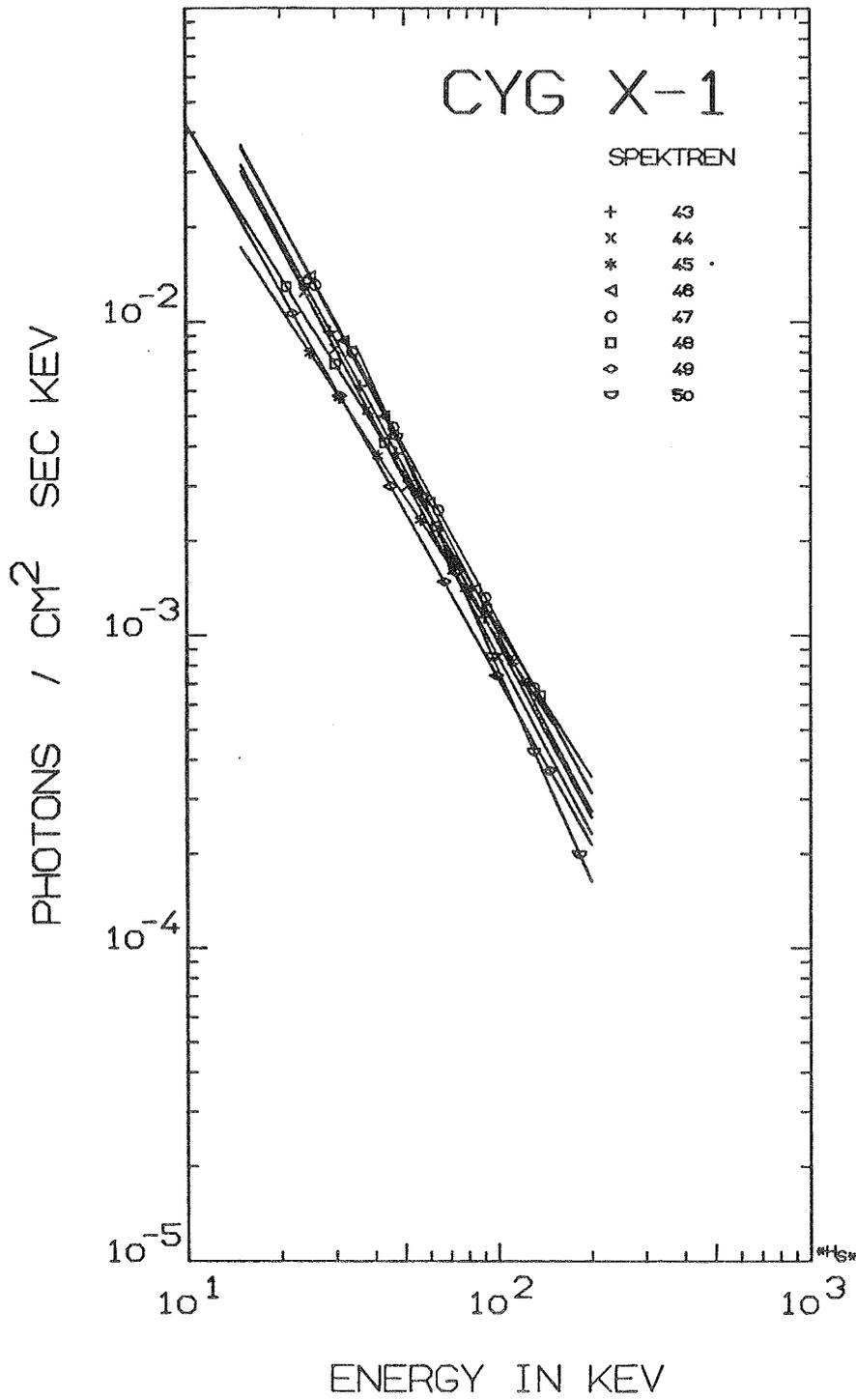


Abb. 22c : Potenzspektrum-Modelle für die Spektren 44-50 der Tabelle 3a.

TABELLE 3b

Veröffentlichte Spektren von Cyg X-1 mit Anpassungen eines Potenzspektrum mit Knick - Modelles (vgl. Abschnitt III.2)

Nr	Datum	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>	C <sub>4</sub>	Energie [keV]
17	1967-08-30	3.4 ± 0.6	-1.8 ± 0.04	140	-2.8 ± 0.2	35-453
23	1969-06-05	4.6 ± 0.6	-1.9 ± 0.03	140	-3.1 ± 0.2	34-449
28	1971-12-20	0.23	-1.0 ± 0.2	32	-2.3 ± 0.4	7-253
31	1972-05-26	0.26	-1.1 ± 0.3	38 ± 27	-2.0 ± 0.7	7-300
34	1973-02-04	0.34	-1.0 ± 0.2	22 ± 1	-2.0 ± 0.2	7-300
38	1975-02-20	0.6 ± 1.5	-1.3 ± 0.5	93 ± 12	-15. ± 15	34-148
51	1975-06-24	0.7 ± 0.7	-1.4 ± 0.12	102 ± 28	-2.3 ± 0.9	18-200
42	1976-05-03	1.6 ± 0.7	-1.6 ± 0.11	99 ± 14	-4.1 ± 4.2	15-150
45	1977-09-21	0.5 ± 0.1	-1.3 ± 0.04	83 ± 4	-2.4 ± 0.2	15-160

Referenzen:

- (17): Haymes et al. 1968;                      (23): Haymes et Harnden 1970;  
 (28): Baity et al. 1973;                      (31,34): Ulmer 1975;  
 (51): Paciasas 1978;  
 (38,42,45): vgl. Tab.2a,b,c (Flüge '75,'76,'77)

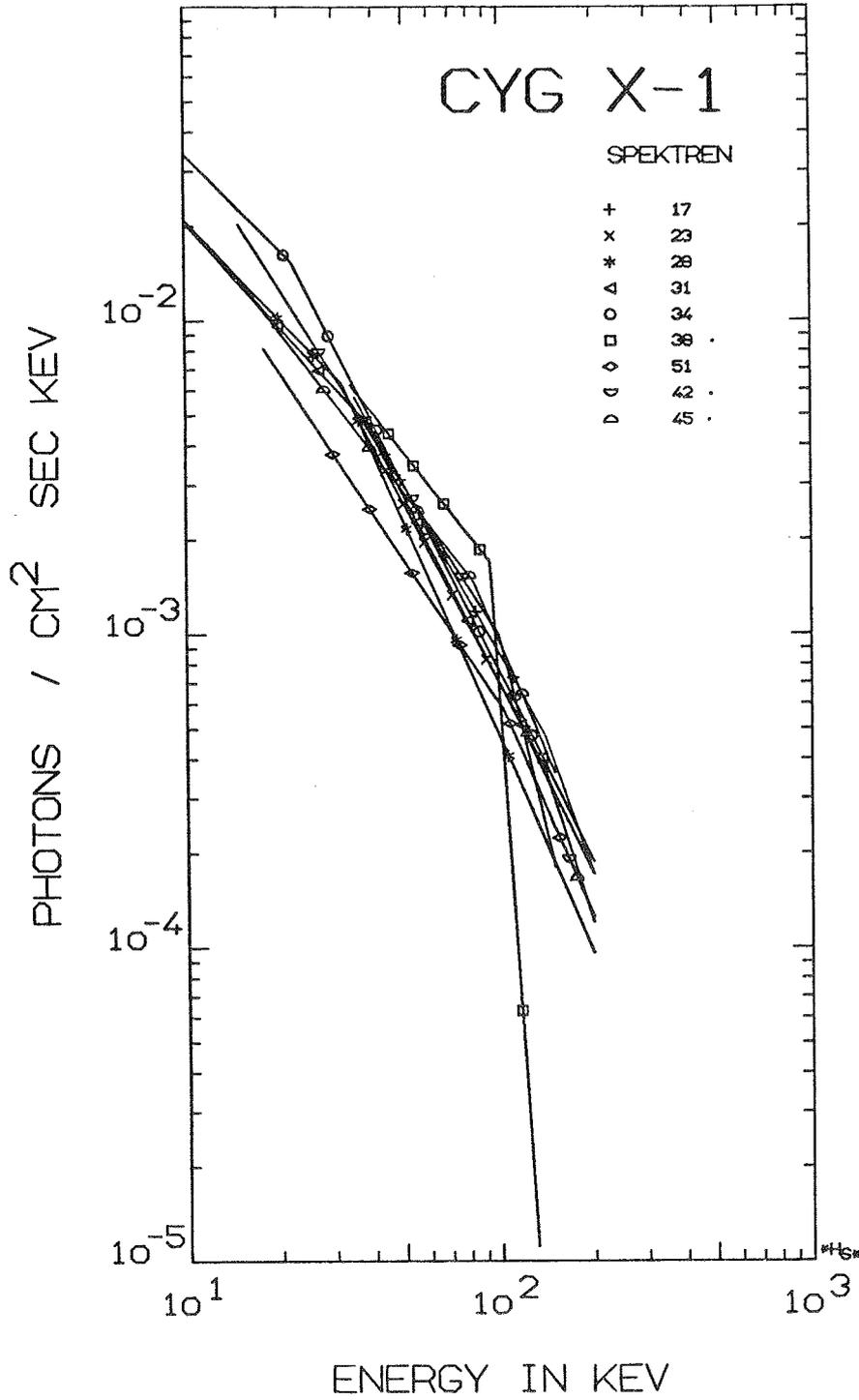


Abb. 23 : Potenzspektrum mit Knick - Modelle für die Spektren der Tabelle 3b.

Bei den Potenzspektren (Abb. 22a,b,c; Tabelle 3a) ist auffallend, dass die frühen Messungen (4-27  $\hat{=}$  1965-1971; Abb. 22a) im Vergleich zu den späteren Messungen (44-50  $\hat{=}$  1976-1978; Abb. 22c) steilere Spektren ergaben. Die dazwischenliegenden Messungen (Abb. 22b) sind uneinheitlicher als die beiden anderen Gruppen.

Die Spektren mit zwei Potenzgesetzen bieten ein sehr unterschiedliches Verhalten; der Knick liegt bei den meisten Modellen zwischen 30 und 150 keV (Abb. 23). Hier ist das MPE/AIT Spektrum von 1975 durch seine etwas höhere Intensität auffallend. Ein eindeutiger Hinweis auf einen "high"-Zustand ist jedoch dadurch nicht gegeben, da vor allem das Spektrum nicht steiler ist. Ein beobachteter Übergang in den "high"-Zustand fand erst im April 1975 statt (Gursky et al. 1975).

Bei den Potenzspektren mit Knick, die sehr wahrscheinlich den spektralen Verlauf besser darstellen als ein reines Potenzspektrum, ist auffallend, dass sich fast alle Spektren im Bereich 30 - 50 keV schneiden. Dies hat vermutlich seine Ursache in der grössten Genauigkeit der Detektoren in diesem Bereich, was dann zu ähnlichen Messwerten führt. Es könnte jedoch auch ein Hinweis auf einen "Drehpunkt" im Spektrum von Cyg X-1 sein, dessen Intensität von Schwankungen in der spektralen Form unabhängig ist.

IV.1.c. Variation von Spektralindex und Intensität  
des Spektrums von Cyg X-1 bei 30 keV

Zur Untersuchung des Verhaltens von Intensität und Spektralindex bei 30 keV wurden alle im Abschnitt IV.1.b. beschriebenen Spektren verwendet. War ein Messpunkt bei 30 keV vorhanden, so wurde dieser Wert mit dem angegebenen Fehler übernommen. In den meisten Fällen musste die Intensität jedoch aus den besten Anpassungen von Modell-Spektren (Fits) berechnet werden. Dabei wurden Potenzspektren, Potenzspektren mit Knick, oder Potenz- und Exponentialspektren verwendet, deren Spektralindex im Bereich um 30 keV ebenfalls zur Untersuchung herangezogen wurde. Die Fehler ergaben sich in diesen Fällen durch Berücksichtigung der zur Berechnung verwendeten Parameter, bzw. der Fehler benachbarter Messpunkte.

Um eine vielleicht vorhandene Beziehung von Spektralindex und Intensität zur Phase des Röntgendoppelsterns zu untersuchen, wurde die Phase nach Bolton (1975) und Kemp (1977) berechnet (Tabelle 4). Als Phase 0.0 wird, da die Röntgenstrahlung untersucht werden soll, die obere Konjunktion des Röntgen"sterns" definiert.

Damit ergeben sich folgende Werte für das System:

	Bolton (1975)	Kemp (1977)
Epoche :	JD 2441561.22	JD 2442804.245
Periode:	$5.599824 \pm 0.000037^d$	$5.6 \pm 0.00024^d$

Die Epoche von Kemp (1977) hat, mit den Werten von Bolton (1975) berechnet, die Phase .976 . Obwohl in der

Literatur meist die Phase nach Bolton (1975) angegeben wird, wurden zur Kontrolle die Untersuchungen auch mit den nach Kemp (1977) berechneten Phasen durchgeführt, da dessen Epoche näher an unseren Beobachtungen liegt. Die maximalen Unterschiede in den berechneten Phasen sind kleiner 5%.

TABELLE 4

Phase, Intensität und Spektralindex bei 30 keV aller untersuchten Cyg X-1 Messungen

Nr	JD	Phase		Intensität bei 30 keV	Spektral- index (30 keV)
		Bolton (1975)	Kemp (1977)		
04	2439220.792	.053 ± .003	.098 ± .027	0.009 ± 0.003	-2.2 ± 0.08
07	2439382.5	.931 ± .003	.974 ± .026	0.005 ± 0.001	-1.9 ± 0.2
08	2439387.5	.0 - .0	.9 - .0	0.004 ± 0.002	-2.
10	2439600.75	.905 ± .002	.947 ± .025	0.006 ± 0.001	-1.8 ± 0.15
12	2439613.958	.264 ± .002	.306 ± .024	0.012 ± 0.002	-2.5 ± 0.6
17	2439732.5	.4 - .6	.5 - .7	0.009	-1.8 ± 0.4
20	2440212.5	.2 - .3	.2 - .4	0.006 ± 0.002	-
21	2440327.417	.671 ± .001	.709 ± .019	0.006 ± 0.002	-1.9 ± 0.22
22	2440352.792	.202 ± .001	.240 ± .019	0.003 ± 0.001	-2.
23	2440377.5	.6 - .8	.7 - .8	0.007 ± 0.001	-1.9 ± 0.03
24	2440382.896	.578 ± .001	.616 ± .019	0.005 ± 0.002	-1.9 ± 0.07
25	2440419.792	.167 ± .001	.205 ± .018	0.001 ± 0.000	-1.6 ± 0.5
26	2440838.719	.978 ± .001	.013 ± .015	0.001 ± 0.000	-2.3 ± 0.23
27	2441047.563	.273 ± .001	.307 ± .013	0.008 ± 0.001	-1.9 ± 0.10
28	2441306.0	-	-	0.007 ± 0.001	-1.0 ± 0.17
30	2441491.771	.598 ± .000	.630 ± .010	-	-1.9 ± 0.4
32	2441499.542	.986 ± .000	.017 ± .001	0.009 ± 0.001	-1.8 ± 0.05
35	2441959.653	.151 ± .000	.180 ± .006	0.005 ± 0.000	-1.6 ± 0.06
36	2442323.715	.164 ± .001	.191 ± .004	0.005 ± 0.000	-1.5 ± 0.06
37	2442454.750	.564 ± .001	.590 ± .003	0.010 ± 0.001	-2.4 ± 0.08
38	2442464.146	.242 ± .001	.268 ± .003	0.007 ± 0.001	-1.3 ± 0.50
51	2442587.746	.314 ± .001	.339 ± .002	0.005 ± 0.000	-1.4 ± 0.12
52	2442607.872	.908 ± .001	.933 ± .002	0.005 ± 0.000	-1.8 ± 0.07
40	2442731.333	.0 - .1	.0 - .1	0.005 ± 0.001	-1.9 ± 0.17
41	2442733.583	.4 - .5	.4 - .5	0.004 ± 0.001	-2.3 ± 0.27
42	2442902.000	.433 ± .001	.456 ± .001	0.007 ± 0.001	-1.6 ± 0.07
43	2443092.8	.5 - .6	.5 - .6	0.009 ± 0.001	-1.9 ± 0.15
44	2443094.4	.8 - .9	.8 - .9	0.008 ± 0.001	-1.9 ± 0.15
45	2443407.708	.740 ± .002	.761 ± .005	0.006 ± 0.000	-1.3 ± 0.04
50	2443420.646	.051 ± .002	.072 ± .005	0.012 ± 0.001	-2.3 ± 0.06
46	2443438.8	.2 - .3	.3 - .4	0.010 ± 0.002	-1.9 ± 0.13
47	2443461.2	.2 - .3	.3 - .4	0.010 ± 0.001	-1.8 ± 0.09
48	2443464.5	.8 - .1	.9 - .1	0.010 ± 0.001	-1.6
49	2443658.5	.5 - .7	.5 - .7	0.007 ± 0.000	-1.8

Referenzen:

s. Tabelle 3a, Seite 57 und Tabelle 3b, Seite 61;

(20) Agrawal et al. 1970; (22) Webber et Reinert 1970;

(30) Matteson et al. 1976; (35,36) Rothschild et al. 1977;

CYG X-1 INTENSITÄTEN BEI 30 KEV

◇ : INTENSITÄT UNSICHER

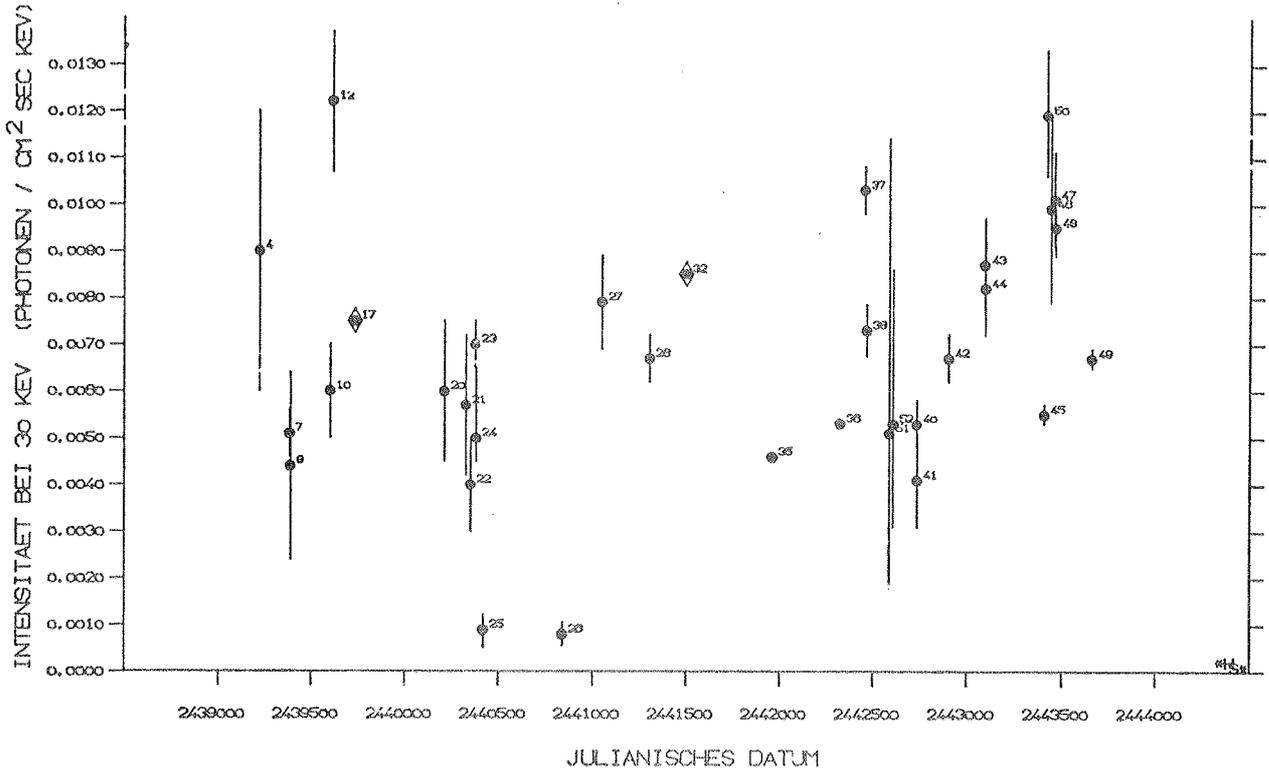


Abb. 24 : Intensität von Cyg X-1 bei 30 keV, aufgetragen gegen das Julianische Datum.

In Abb. 24 ist deutlich zu sehen, dass die Intensität von Cyg X-1 während des gesamten untersuchten Zeitraumes starken Schwankungen unterliegt. Da die Messungen bei 30 keV in einem Energiebereich liegen, in dem die verwendeten Detektoren die grösste Genauigkeit haben, die Intensitätsschwankungen aber weit grösser als die Fehlergrenzen sind, wird deutlich, dass Cyg X-1 in diesem Energiebereich stark variabel ist. Die Intensität bei 30 keV zeigt Variationen bis zu einem Faktor 10, die jedoch über einen längeren Zeitraum betrachtet keine periodische Struktur besitzen.

### CYG X-1 SPEKTRALINDEX BEI 30 KEV

◇ : KEINE FEHLERANGABE

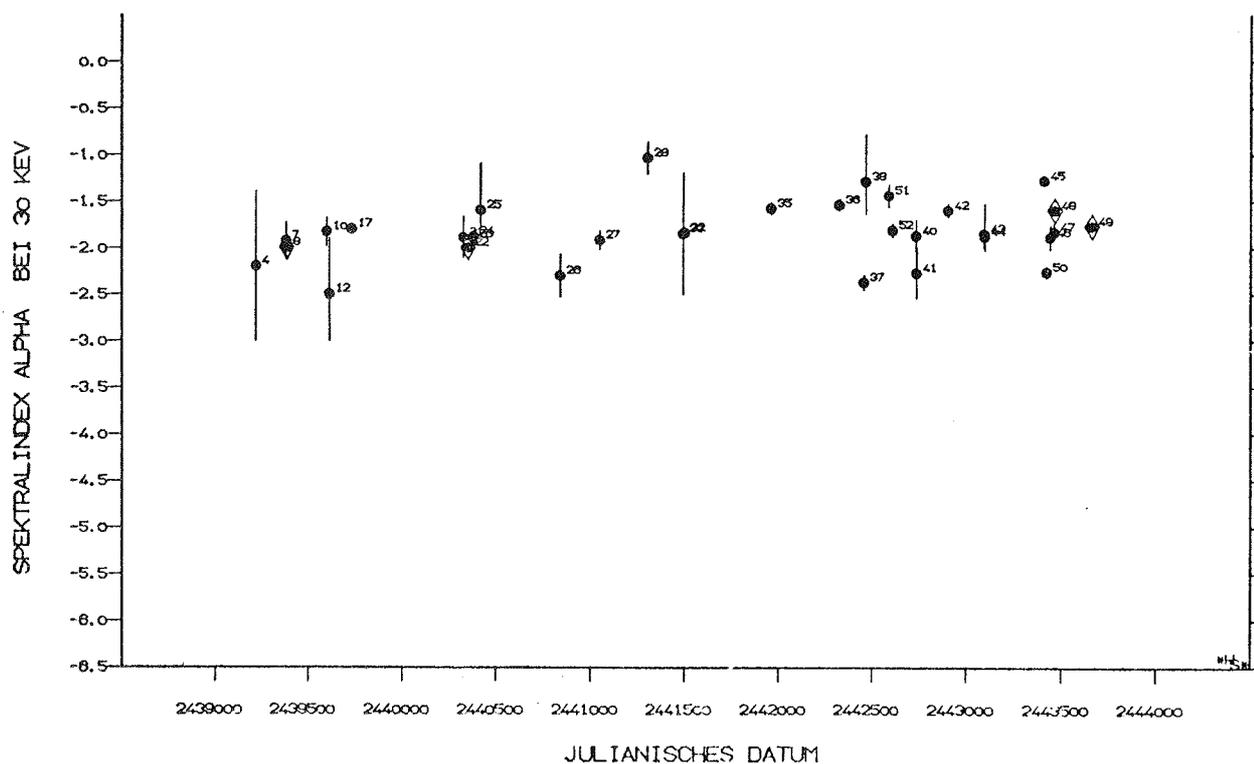


Abb. 25 : Spektralindex (Parameter  $C_2$  bzw.  $C_4$  in Abschnitt III.2.) bei 30 keV des Spektrums von Cyg X-1 aufgetragen gegen das Julianische Datum.

Die Variationen des Spektralindex im Spektrum von Cyg X-1 bei 30 keV (Abb. 25) betragen während des untersuchten Zeitraumes etwa einen Faktor 2. Der Mittelwert liegt etwa bei -1.80. Dabei ist zu berücksichtigen, dass im Falle eines Modellspektrums mit Knick der Betrag des Spektralindex bei 30 keV kleiner ist, als bei einem einfachen Potenzgesetz, was sich so auswirkt, dass die Werte für die Spektren der Tabelle 3b im oberen Teil der Abb. 25 zu finden sind.

CYG X-1 INTENSITAETEN BEI 30 KEV  
(PHASE BERECHNET NACH : BOLTON, APJ 200,269-277,1975)

◇ : INTENSITAET UNSICHER

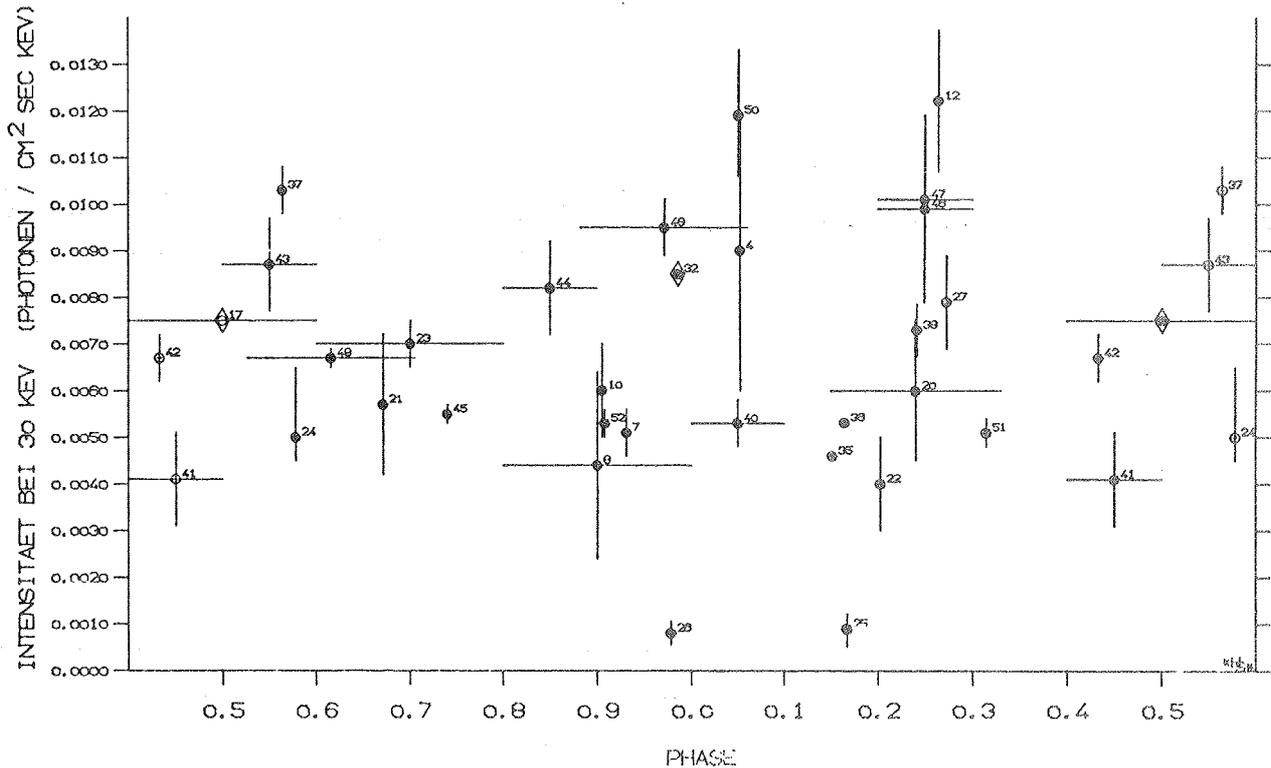


Abb. 26 : Cyg X-1 Intensitäten bei 30 keV gezeichnet als Funktion der Phase. Die Phase wurde nach Bolton (1975) berechnet.

Das Verhalten der Intensität von Cyg X-1 bei 30 keV zeigt keine Beziehung zur Phase des Doppelsternsystems (Abb. 26). Es ist zwischen den beiden berechneten Phasen nach Bolton (1975) und Kemp (1977) kein Unterschied bezüglich einer Korrelation der Intensität mit der Phase festzustellen.

CYG X-1 SPEKTRALINDEX BEI 30 KEV  
(PHASE BERECHNET NACH : BOLTON, APJ 200,269-277,1975)

◇ : KEINE FEHLERANGABE

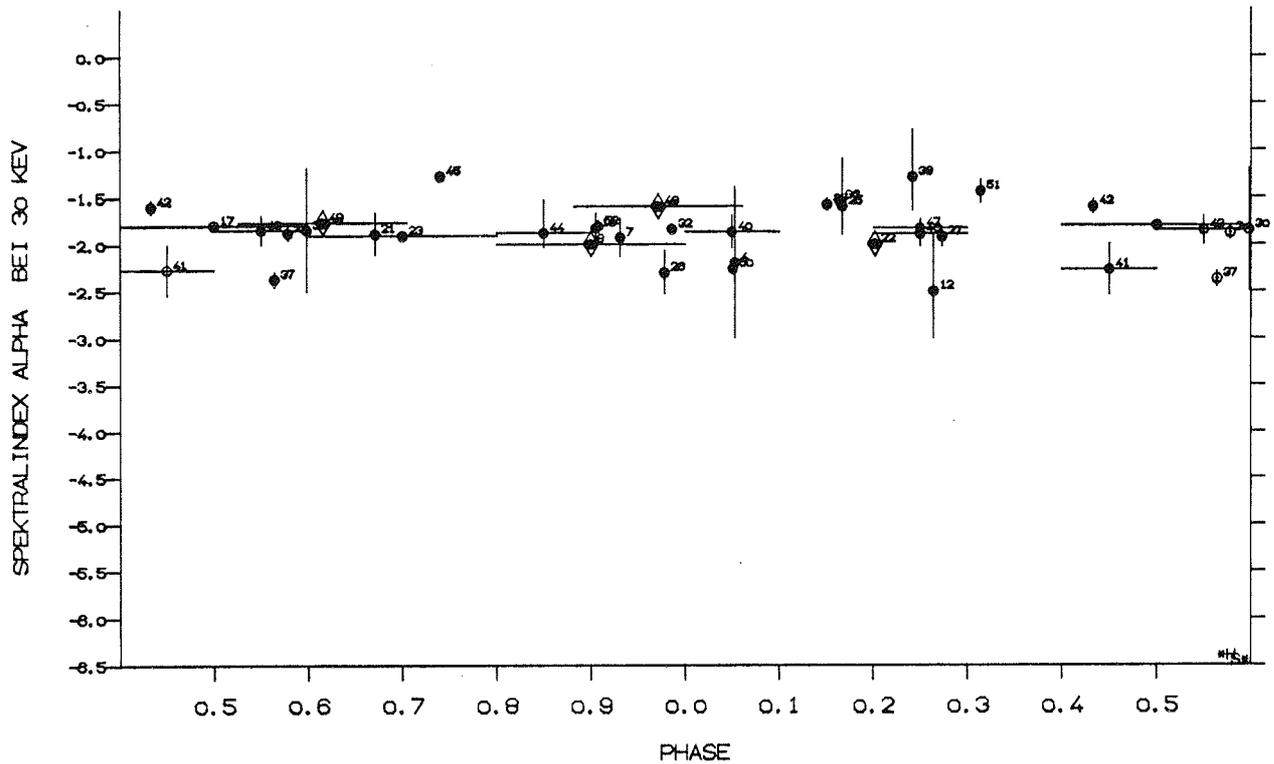


Abb. 27 : Spektralindex des Spektrums von Cyg X-1 als Funktion der Phase.

In Abb. 27 ist ebenso wie in Abb. 26 keine Beziehung zwischen der Phase und dem Verhalten des Spektralindex von Cyg X-1 bei 30 keV festzustellen. Auch eine Berechnung der Phasen nach Kemp (1977) ändert daran nichts.

Das harte Röntgenspektrum von Cyg X-1 scheint demnach unabhängig von der Stellung des Doppelsternsystems zum Beobachter zu sein.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass weder über den gesamten untersuchten Beobachtungszeitraum, noch bezüglich der Phase des Doppelsterns Cyg X-1, irgendeine Beziehung zu

Spektralindex oder Intensität bei 30 keV festzustellen ist. Die von Jain et al. (1979) durchgeführte Untersuchung der Intensität von Cyg X-1 bei 30 keV, bei der eine starke Variation mit der Phase und zwei verschiedene Zustände von Cyg X-1 gefunden wurden, kann nicht bestätigt werden. Einer der möglichen Gründe für diesen Widerspruch liegt sicher in der Tatsache, dass die Phasen der von Jain et al. (1979) untersuchten Beobachtungen nicht richtig, bzw. nicht alle nach Bolton (1975) berechnet sind. Auch die angegebenen Fehler stimmen mit den Originalarbeiten oft nicht überein, und Berichtigungen zu den Arbeiten werden nicht berücksichtigt.

Aus den genannten Gründen und als Ergebnis der hier vorliegenden Untersuchung, ist eine Beziehung zwischen der Intensität von Cyg X-1 und der Phase des Doppelsterns -berechnet nach Bolton (1975), bzw. Kemp (1977)- im Gegensatz zu dem Ergebnis von Jain et al. (1979) nicht gegeben.

#### IV.1.d. Ergebnis des Vergleichs der Spektren

Der Vergleich der MPE/AIT Spektren von Cyg X-1 ergibt eine gute Übereinstimmung sowohl in der Intensität als auch im spektralen Verlauf der drei innerhalb von 2.5 Jahren gewonnenen Messungen. Lediglich im Bereich kleiner 30 keV unterscheiden sich die Spektren merklich, was jedoch bei einer im Niederenergiebereich stark variablen Quelle wie Cyg X-1 nicht erstaunlich ist (Abb. 21, Seite 55).

Im Vergleich mit 31 veröffentlichten Spektren liegen die MPE/AIT Messungen von 1976 und 1977 in der Schar der anderen Messungen.

Alle 34 untersuchten Spektren zeigen ein relativ einheitliches Bild, auch wenn anscheinend bei den früheren Messungen im Vergleich zu den neueren Messungen das Spektrum etwas steiler war.

In der Literatur wurden an nur wenige (6) Spektren andere Modellspektren als das einfache Potenzgesetz angepasst. Bei diesen liegt das Abfallen der Intensität zu höheren Energien in dem weiten Bereich von 30 bis 150 keV, in dessen Mitte die MPE/AIT - Messungen mit einer Lage des Knicks zwischen 80 und 100 keV liegen (Tabelle 3b, Seite 61; Abb. 23, Seite 62).

Betrachtet man das Verhalten der Intensität bei 30 keV im Spektrum von Cyg X-1, so ist keine Beziehung zur Phase des Röntgendoppelsterns zu finden. Dies steht im Widerspruch zu einer Untersuchung von Jain et al. (1979), die in wichtigen Punkten kritisiert werden muss (vgl.

Abschnitt IV.1.c.). Auch bei der Betrachtung der Intensität bei 30 keV über den gesamten untersuchten Zeitraum ist keine Periodizität in den Intensitätsschwankungen zu erkennen.

Die Untersuchung des Spektralindex der Spektren im Bereich um 30 keV zeigt ebenfalls keine Beziehung zur Phase oder eine Periode in den Variationen während des Beobachtungszeitraumes.

Es ergibt sich also das Bild einer bezüglich der spektralen Parameter variablen Quelle, deren Variationen im harten Röntgenbereich jedoch keine Beziehung zur Phase des Doppelsternsystems zeigen. Auch über den gesamten Beobachtungszeitraum sind, abgesehen von einem angedeuteten härter werden des Spektrums (höhere Intensität im Hochenergiebereich), keine systematischen Änderungen festzustellen.

## IV.2. Kurzzeitvariationen

Zur Untersuchung der Zählraten, der Zeitabstände der Röntgenphotonen von Cyg X-1 und der Suche nach einer Periode in der Strahlung im Bereich unterhalb einer Sekunde, wurden nur die Daten von 1977-09-21 verwendet. Diese haben von unseren Messungen die beste Statistik und erlauben durch die hohe Zählrate eine gute Zeitauflösung. Aber auch damit erreicht man schon bald die Grenzen für eine sinnvolle Auswertung. Die Flüge von 1975 und 1976 werden deshalb für die Untersuchung der Kurzzeitvariationen nicht herangezogen. Einige Aspekte der Kurzzeitvariationen werden für den Flug 1975 in Pietsch (1976) diskutiert.

### IV.2.a. Zählraten , Intensitätsausbrüche

Variationen in der gemessenen Zählrate von Photonen können durch echte Änderungen der Intensität der Quelle oder durch beobachtungstechnische Effekte verursacht werden. Zu den letztgenannten gehören eine un stabile Ausrichtung der Gondel, Veränderungen der atmosphärischen Tiefe oder Totzeiten des Messsystems. Diese Effekte können durch die Auswertung aller während eines Fluges gemessenen Haushaltsdaten (das sind Daten, die den Betrieb der Gondel betreffen) korrigiert werden. Die dann noch zu beobachtenden Variationen, die über den statistischen Schwankungen liegen, sind Veränderungen in der Strahlung der

Quelle selbst.

Die Intensitätsvariationen im Energiebereich 15 bis 150 keV von Cyg X-1 und zum Vergleich auch der diversen Hintergrundmessungen, wurden durch Integration der Zählraten über 0.4095, 2.048, 4.095 und 8.192 Sekunden berechnet.

Wenn die Zählrate statistisch um einen Mittelwert schwankt, so ist eine Gauss- bzw. eine Poissonverteilung zu erwarten.

$$N(x) = N_0 \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{Normalverteilung})$$

Dabei bedeutet  $N_0$  die gesamte Zahl der Messungen (Photonen),  $x_0$  ist der Mittelwert der Zählrate,  $\sigma$  ist die Standardabweichung der mittleren Zählrate, und  $x$  ist der Messwert, aus dem durch die Differenz  $x-x_0$  die Abweichung vom Mittelwert berechnet wird.

In den folgenden Abbildungen, die für die zwei Messungen des Fluges 1977 (ein Durchlauf und eine nachgeführte Messung) und eine typische Hintergrundmessung einen Ausschnitt der über 2.048 Sekunden integrierten Zählraten zeigen, ist bei der Verteilung der Messwerte um den Mittelwert jeweils die oben angegebene Normalverteilung eingezeichnet.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZAEHLORTBEREICH: 116101 - 116652  
ZEICHNUNG NR: 1  
MASSTAB: 2.0480 SEC = 2cm  
● = EICHLING; ▲ = FEHLERHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 2.0480 SEC  
HINTERGRUND (46)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

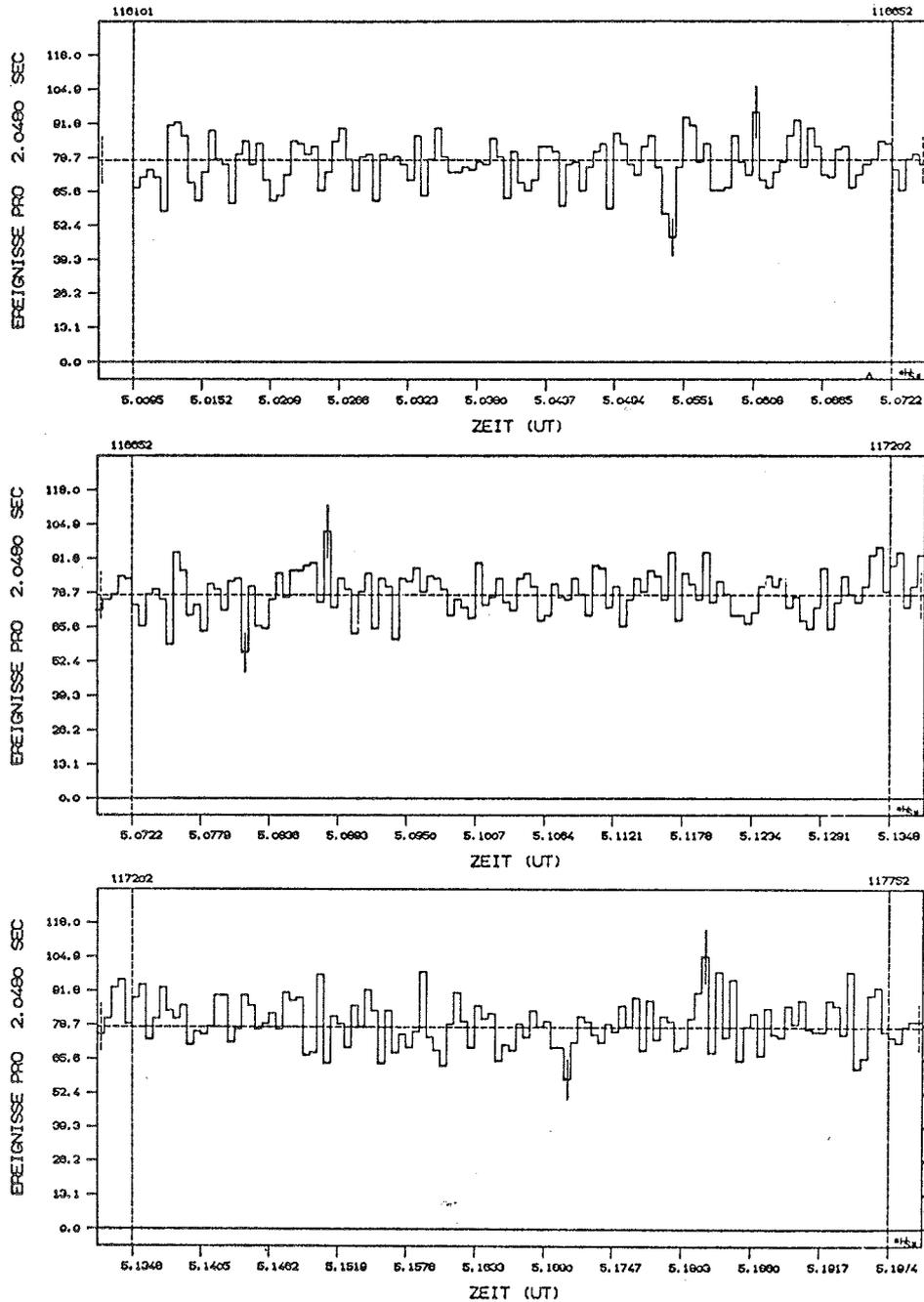


Abb. 28 a : Ein Ausschnitt aus einer typischen Hintergrundmessung während des Fluges 1977 zur Zeit der Cyg X-1 Beobachtungen. Die Zählraten sind über 2.048 Sekunden im gesamten Energiebereich von 15 bis 150 keV integriert.

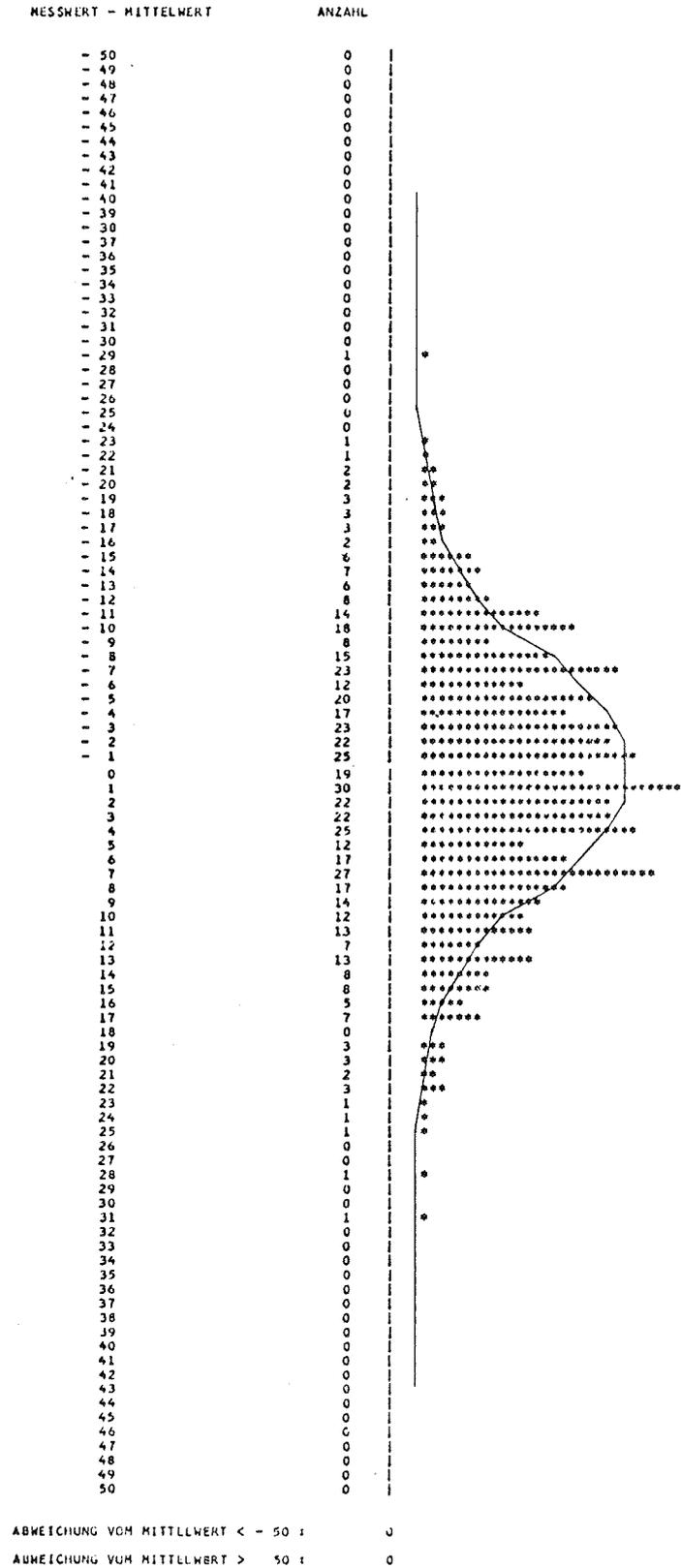


Abb. 28 b : Die Abweichungen der Hintergrund-Zählrate vom Mittelwert  $77.7 \pm 8.82$  [Ereignisse pro 2.048 Sekunden]. Zusätzlich eingetragen ist die Verteilung der Messwerte um den Mittelwert, die nach der Normalverteilungsfunktion zu erwarten wäre.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZAEHLORTBEREICH: 111951 - 112501  
ZEICHNUNG NR: 1  
MASSTAB: 2.0480 SEC = 2m  
EINFALLSWINKEL KORRIGIERT  
HINTERGRUND ABGEZOGEN  
\* = EICHLING; Δ = FEHLERHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 2.0480 SEC  
DURCHLAUF (45)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

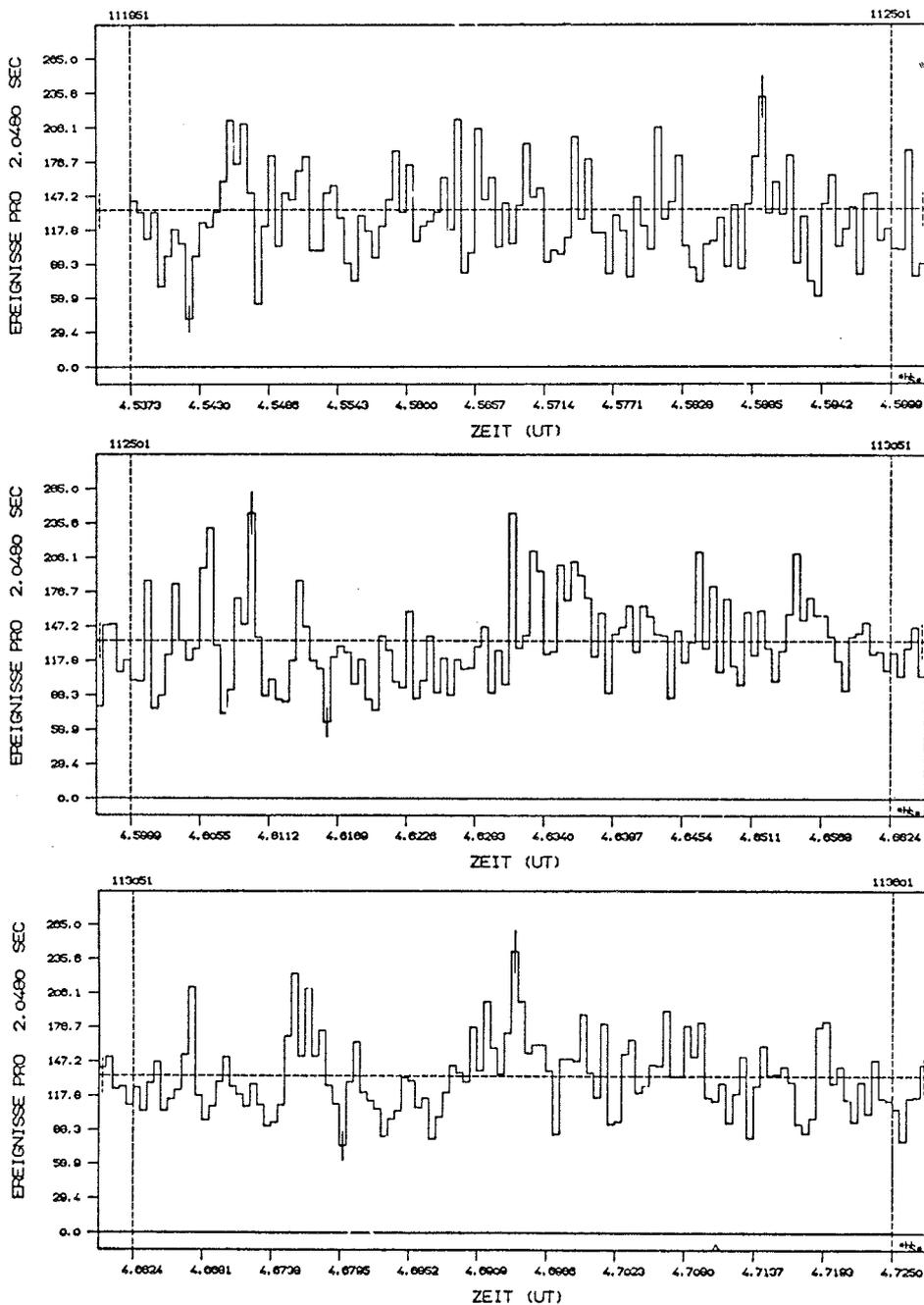
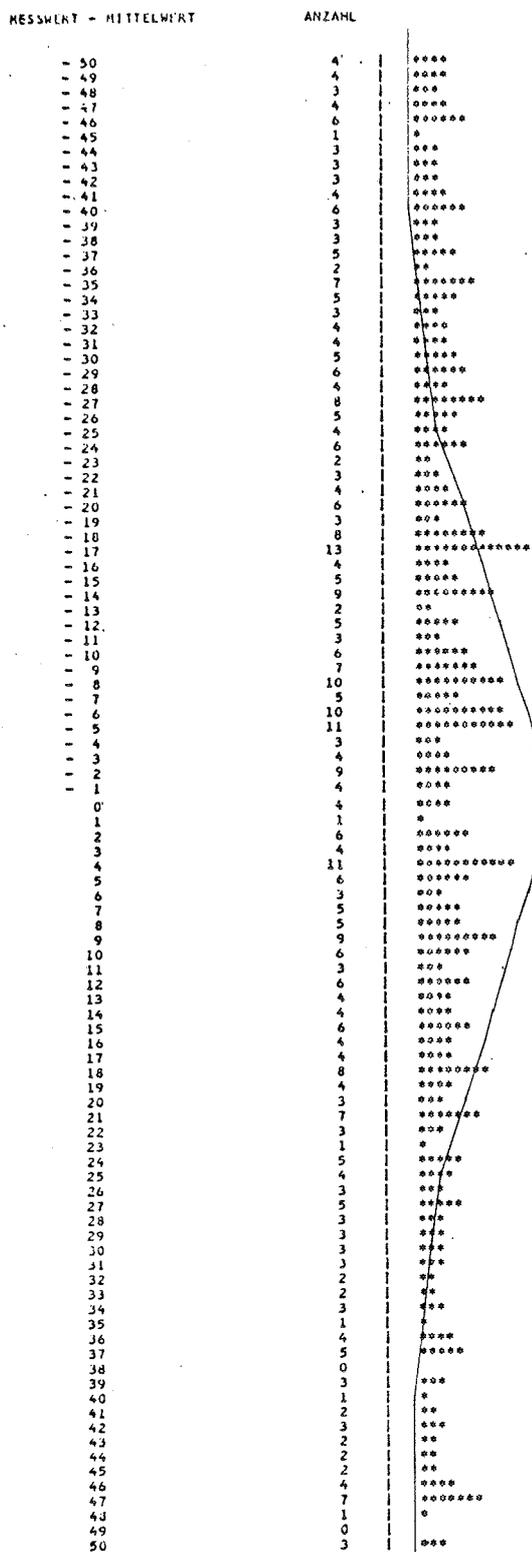


Abb. 29 a : Ausschnitt der Zählraten im Energiebereich 15 bis 150 keV, integriert über 2.048 Sekunden während des Durchlaufes von Cyg X-1 durch das Gesichtsfeld des Detektors. Der veränderliche Einfallswinkel der Röntgenstrahlung auf den Detektor wurde korrigiert und die mittlere Hintergrundrate abgezogen.



ABWEICHUNG VOM MITTELWERT < - 50 : 27

ABWEICHUNG VOM MITTELWERT > 50 : 48

Abb. 29 b : Abweichungen der Zählraten vom Mittelwert  $135.1 \pm 14.6$  [Ereignisse pro 2.048 Sekunden] beim korrigierten Durchlauf der Quelle durch das Gesichtsfeld des Detektors. Zusätzlich eingezeichnet ist die für diesen Mittelwert zu erwartende Verteilung bei statistischem Schwanken der Zählrate. Es ist eindeutig, dass die beobachtete Verteilung mit der Normalverteilung nicht vergleichbar ist.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZÄHLORTBEREICH: 110051 - 119471  
ZEICHNUNG NR: 1  
MASSTAB: 2.0400 SEC = 2m  
EINFALLSWINKEL KORREGIERT  
HINTERGRUND ABZUGEN  
\* = EICHLING; Δ = FOLLEHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 2.0400 SEC  
MESSUNG (47)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

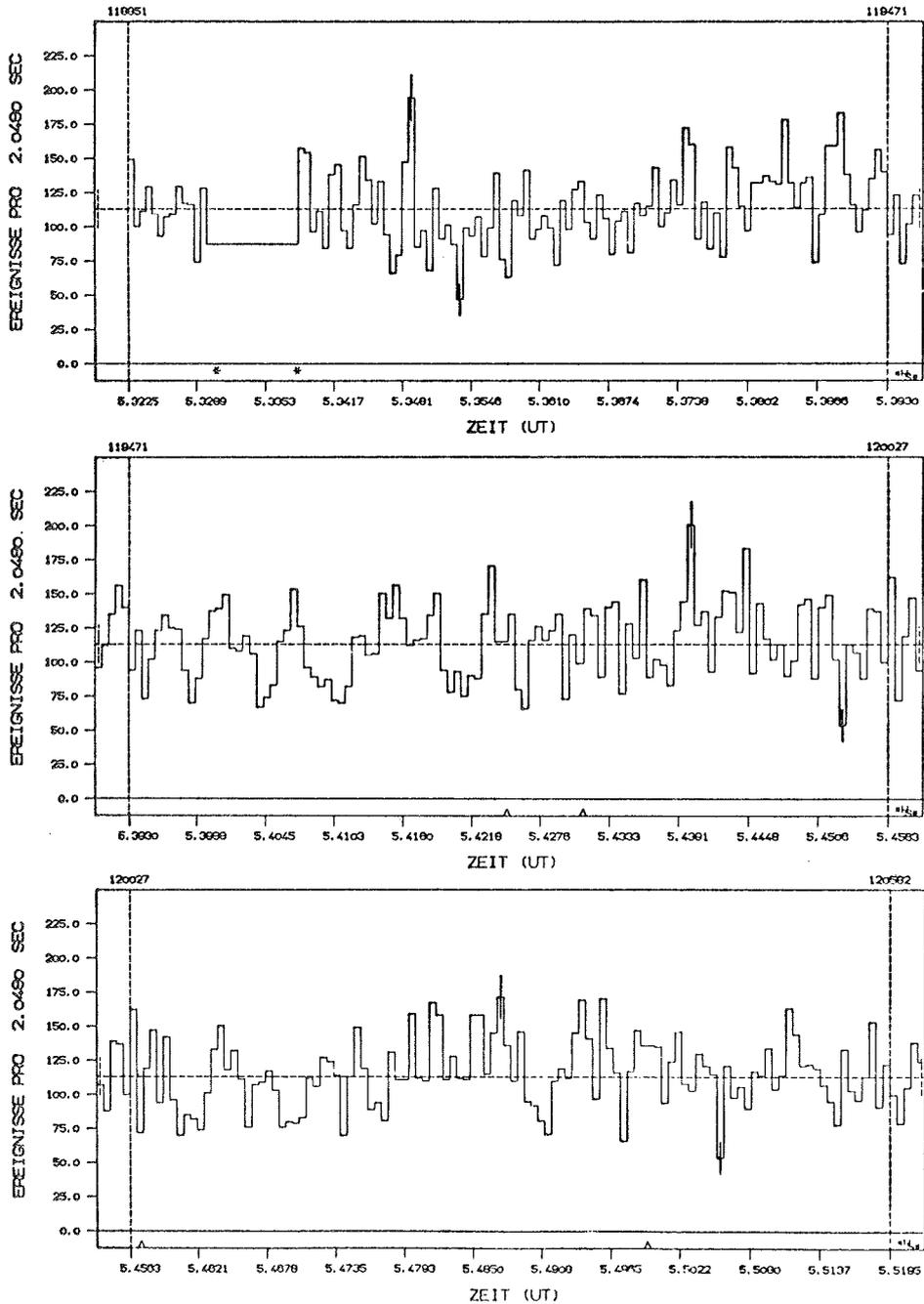
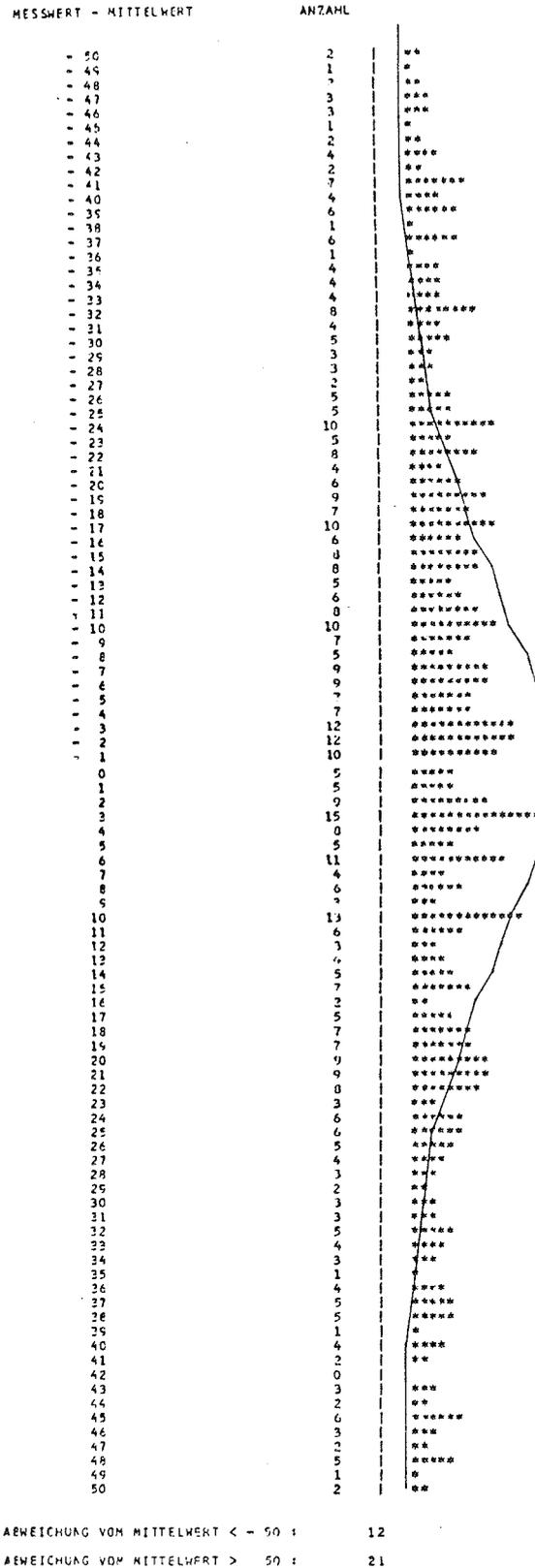


Abb. 30 a : Ausschnitt aus der Zählrate der nachgeführten Messung von Cyg X-1 während des Fluges 1977. Die Korrektur des Einfallswinkels der Strahlung zum Detektor wurde vorgenommen und die mittlere Hintergrundrate abgezogen.



ABWEICHUNG VOM MITTELWERT < - 50 : 12  
 ABWEICHUNG VOM MITTELWERT > 50 : 21

Abb. 30 b : Abweichungen der Cyg X-1 Zählraten vom Mittelwert  $113.1 \pm 13.82$  [Ereignisse pro 2.048 Sekunden]. Die Abweichungen der gemessenen Zählraten von der Normalverteilung sind wie in Abb. 29b sehr gross und ein eindeutiger Hinweis, dass die Quelle variabel ist.

Die Untersuchung der Verteilung der Zählraten ergibt folgendes Bild:

a) Hintergrundmessungen

In allen Energiebereichen und für alle untersuchten Summationszeiten zeigen die Hintergrundmessungen eine Streuung um den Mittelwert, die sehr gut einer Normalverteilung entspricht. Der Hintergrund-Mittelwert für den Energiebereich 15 bis 150 keV beträgt etwa 38 Ereignisse pro Sekunde für alle untersuchten Messungen.

b) Cyg X-1 Messungen

Die Cyg X-1 Messungen wurden bezüglich der Detektorausrichtung korrigiert. Die Normalverteilung der Hintergrundmessungen ermöglicht es, den Hintergrundmittelwert von der Quelle+Hintergrund - Messung abzuziehen, ohne dadurch die Verteilung der Quellen-Photonen zu stören. Wenn man die unterschiedliche atmosphärische Tiefe, aus der die Beobachtungen erfolgten, berücksichtigt, ist der Mittelwert der Zählrate für beide Messungen gleich.

Die so korrigierten Quellenmessungen zeigen in allen Energiebereichen und in allen untersuchten Summationszeiten ein stark von der Normalverteilung abweichendes Verhalten der Zählratenstatistik. Die Abweichungen vom Mittelwert sind nicht Gauss-verteilt, sondern streuen annähernd gleichmässig über einen grossen Bereich.

Um das angewandte Verfahren der Datenreduktion und -analyse zu testen, wurde die Zählrate von Hintergrund und Quelle mit einem Zufallszahlengenerator und einer vorgegebenen Normalverteilung der Zählrate simuliert. Dabei wurden die Anzahl der Messungen und der Hintergrundmittelwert den echten Werten angepasst. Für die Quell-Zählraten wurde eine Normalverteilung angenommen, die zu dem gemessenen Mittelwert passt. Um auch das Verhalten bei einem Durchlauf der Quelle durch das Gesichtsfeld des Detektors zu simulieren, wurden die Quell-Zählraten mit der Detektorcharakteristik für einen Durchlauf multipliziert (Zahlenwerte wie Abb. 3b, Seite 16). In Abbildung 31 sind die folgenden Zählratenverteilungen abgebildet:

- a) Hintergrund ( $\bar{H} = 77.7 \pm 8.8$  Ereignisse pro Intervall)
- b) Quelle ( $\bar{Q} = 135.1 \pm 11.6$  Ereignisse pro Intervall)
- c) (Hintergrund + Quelle) - Hintergrundmittelwert
- d) (Hintergrund + Quelle(Durchlauf)) - Hintergrundmittelwert  
und Korrektur des Durchlaufes
- e) zum Vergleich die echte Cyg X-1 - Messung

Der Unterschied zwischen d) und e) ist deutlich zu sehen; die Zählratenverteilung von Cyg X-1 ist durch eine Normalverteilung nicht darstellbar.

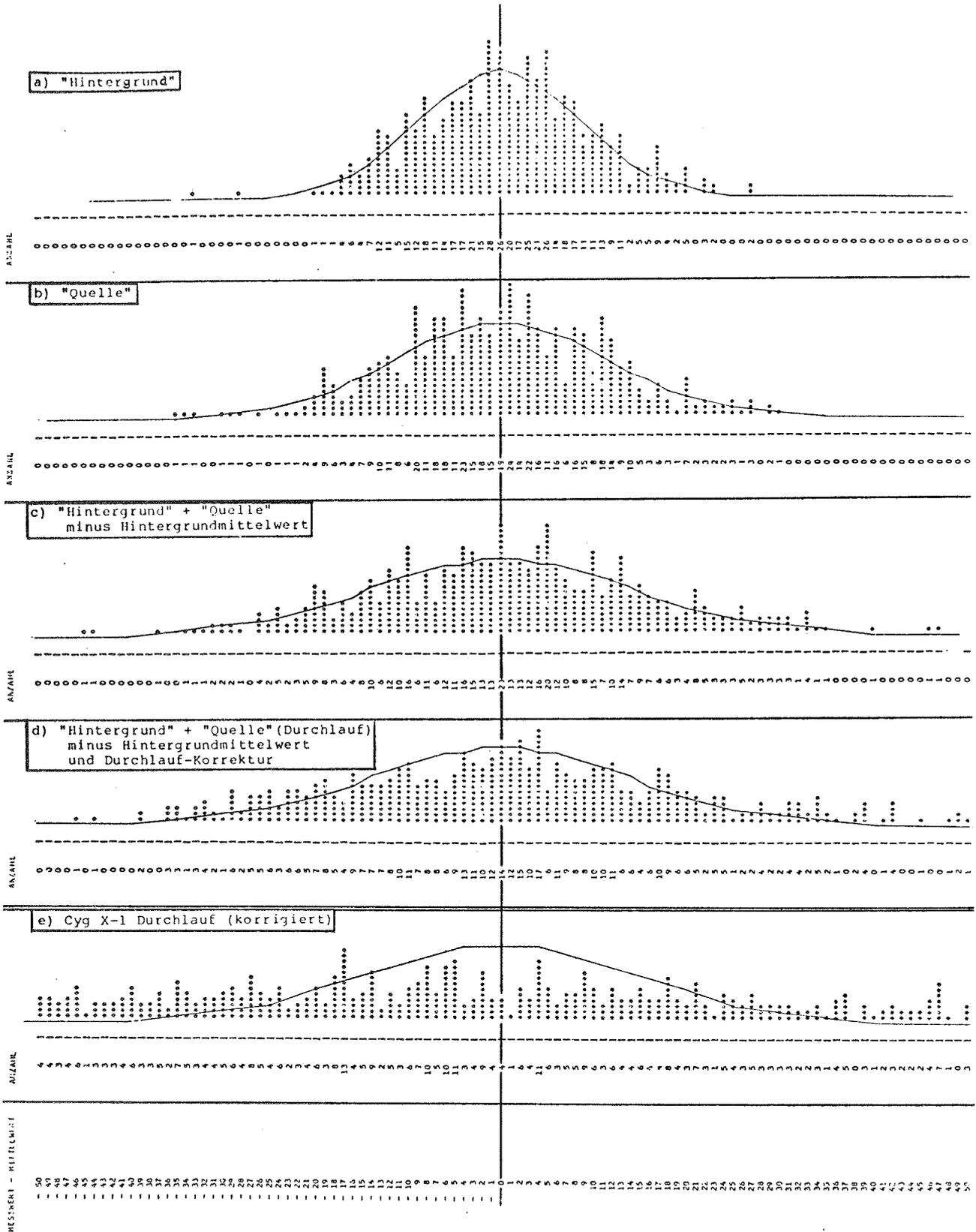


Abb. 31 : Simulierte Zählraten und Cyg X-1 Messung (Erläuterung vgl. Text Seite 83).

Das Abweichen der Cyg X-1 Messungen von der Normalverteilung kann durch eine Emission erklärt werden, die aus vielen kurzen "Photonenpaketen" besteht, was als "shot-noise" bezeichnet wird (Eardley et al. 1978; Terrell 1972).

Da bei der Untersuchung der Zählraten auffällt, dass es mehr Ereignisse mit sehr grossen Zählraten als mit sehr geringen Zählraten gibt, wurde nach dem Auftreten von Intensitätsausbrüchen (Bursts, Flares) gesucht.

Es ist wichtig, darauf hinzuweisen, dass die folgenden Berechnungen zur Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Intensitätsausbrüchen der beobachteten Stärke und Häufigkeit nur für normalverteilte Zählraten gilt. Da dies bei Cyg X-1 jedoch mit Sicherheit nicht der Fall, die wahre Verteilungsfunktion aber auch nicht bekannt ist, können die berechneten Werte nur zur Abschätzung der wahren Wahrscheinlichkeiten dienen! (Vgl. Press et Schechter 1974.)

Die Signifikanz einer grossen Abweichung (= Flare) vom Mittelwert der Zählraten berechnet sich nach der Formel

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_f - N_{\text{mw}}}{\sqrt{\sigma_f^2 + \sigma_{\text{mw}}^2}} \quad ;$$

$N_f$ : Ereignisse im Flare;  $N_{\text{mw}}$ : Mittelwert;  $\sigma_f$ : Fehler der Zählrate im Flare;  $\sigma_{\text{mw}}$ : Fehler des Mittelwertes.

Während der gesamten Beobachtungszeit von Cyg X-1 von 37 Minuten im Flug 1977 wurden vier Ereignisse gefunden, in

denen die Zählrate mit einer Signifikanz ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) grösser 4 über dem Mittelwert liegt. Es trat kein Fall auf, bei dem Abweichungen der Zählraten in dieser Grösse bei Werten unter dem Mittelwert gemessen wurden.

Zur Durchführung der Untersuchung wurde über Zeitintervalle von 0.4096 Sekunden integriert, um einen Ausbruch zeitlich genau lokalisieren zu können. In den Abb. 32a,b,c sind Zählratenfolgen abgebildet, in denen die Flares, die während des Durchlaufes der Quelle durch das Gesichtsfeld des Detektors gefunden wurden, liegen. In Abb. 33 ist der Flare aus der nachgeführten Messung abgebildet.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZAEHLWORTBEREICH: 112380 - 112490  
ZEICHNUNG NR: 1  
MASSTAB: 0.4096 SEC = 2mm  
EINFALLSWINKEL KORRIGIERT  
HINTERGRUND ABGEZOGEN  
\*-# EICHUNG; Δ FEHLERHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 0.4096 SEC  
DURCHLAUF (45)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

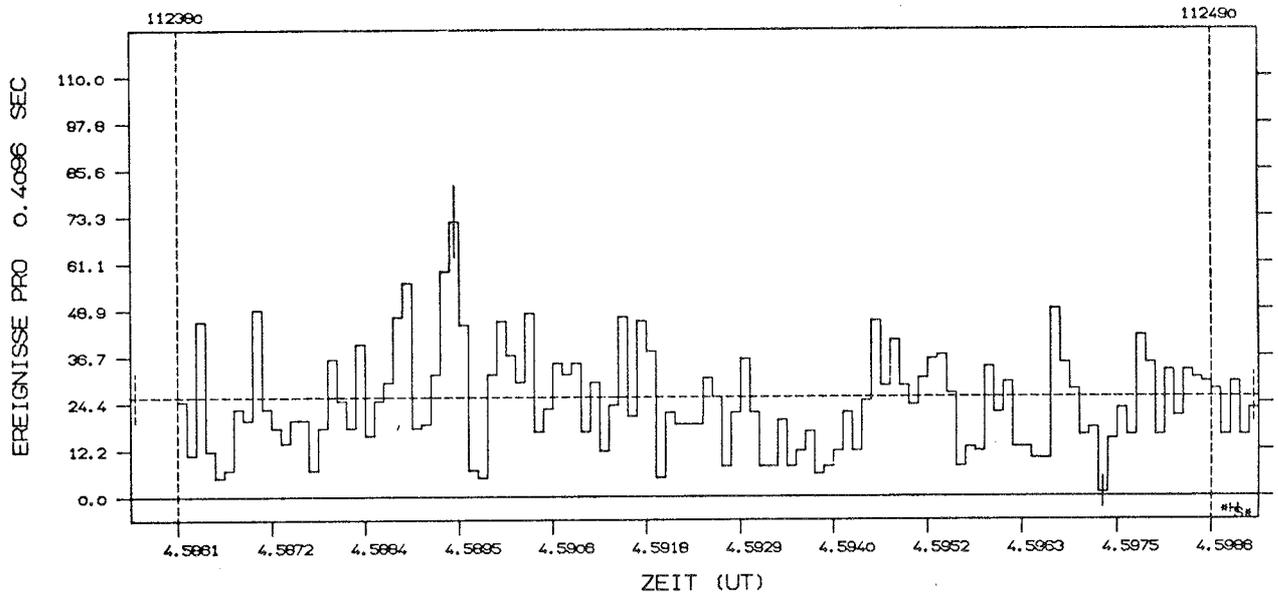


Abb. 32 a : Intensitätsausbruch FDI von Cyg X-1 während des Durchlaufs der Quelle durch das Gesichtsfeld beim Flug 1977-09-21. Der Mittelwert der Zählraten beträgt  $26.0 \pm 6.45$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden. Die Ereigniszahl im Flare beträgt  $72.0 \pm 9.4$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden, was einem  $\sigma_{\text{tot}}$  von 4.04 entspricht.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZAEHLORTBEREICH: 114250 - 114360  
ZEICHNUNG NR: 1  
MASSTAB: 0.4096 SEC = 2mm  
EINFALLSWINKEL KORRIGIERT  
HINTERGRUND ABGEZOGEN  
\*- EICHLING; Δ FEHLERHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 0.4096 SEC  
DURCHLAUF (45)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

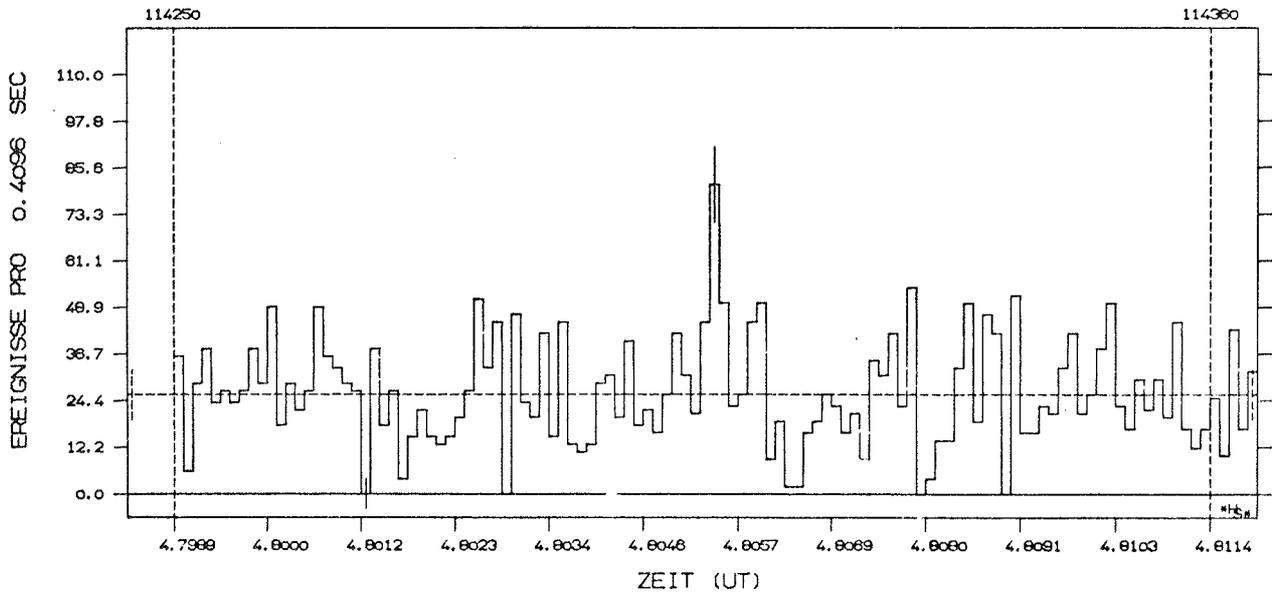


Abb. 32 b : Intensitätsausbruch FD2 von Cyg X-1 während des Durchlaufs der Quelle durch das Gesichtsfeld beim Flug 1977-09-21. Der Mittelwert der Zählraten beträgt  $26.0 \pm 6.45$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden. Die Ereigniszahl im Flare beträgt  $81.0 \pm 9.8$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden, was einem  $\sigma_{\text{tot}}$  von 4.69 entspricht.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZAEHLORTBEREICH: 114360 - 114470  
ZEICHNUNG NR: 2  
MASSTAB: 0.4096 SEC = 2mm  
EINFALLSWINKEL KORRIGIERT  
HINTERGRUND ABGEZOGEN  
\*-# EICHUNG; Δ FEHLERHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 0.4096 SEC  
DURCHLAUF (45)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

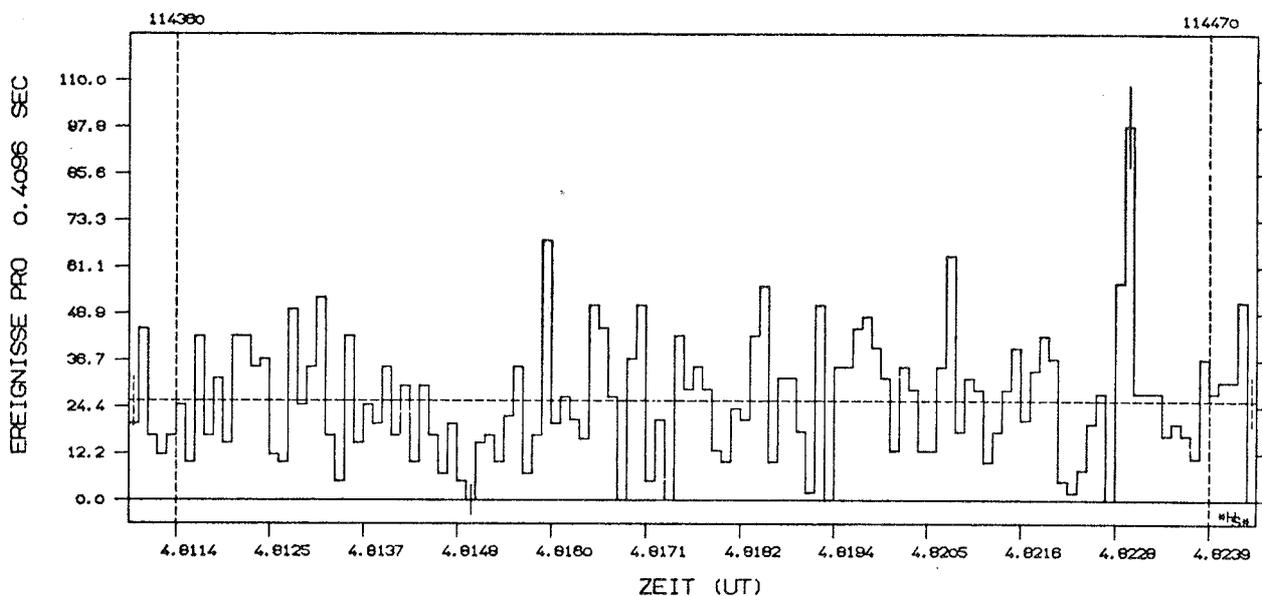


Abb. 32 c : Intensitätsausbruch FD3 von Cyg X-1 während des Durchlaufs der Quelle durch das Gesichtsfeld beim Flug 1977-09-21. Der Mittelwert der Zählraten beträgt  $26.0 \pm 6.45$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden. Die Ereigniszahl im Flare beträgt  $98.0 \pm 10.7$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden, was einem  $\sigma_{\text{tot}}$  von 5.75 entspricht.

DETEKTOREN : ALLE ZUSAMMEN  
ZAEHLWORTBEREICH: 120900 - 121010  
ZEICHNUNG NR: 1  
MASSTAB: 0.4096 SEC = 2mm  
EINFALLSWINKEL KORRIGIERT  
HINTERGRUND ABGEZOGEN  
\*- EICHLING; Δ FEHLERHAFTER RECORD

CYG X-1 2. FLUG 1977  
1977-09-21  
ZEITVARIATION 0.4096 SEC  
MESSUNG (47)  
ENERGIEBEREICH 15 - 150 KEV

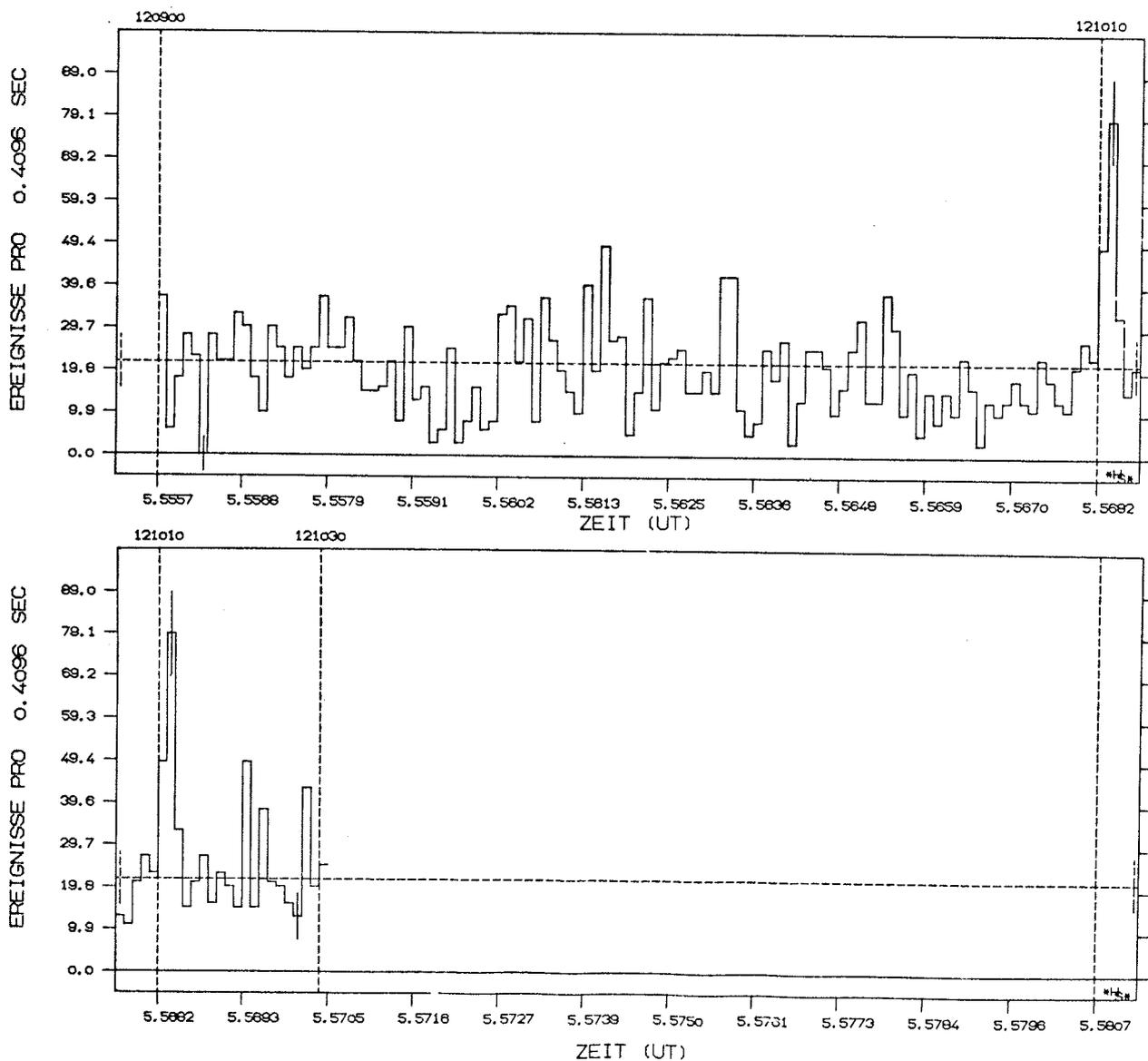


Abb. 33 : Intensitätsausbruch FM1 von Cyg X-1 während der nachgeführten Messung beim Flug 1977-09-21. Der Mittelwert der Zählraten beträgt  $21.7 \pm 5.11$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden. Die Ereigniszahl im Flare beträgt  $79.0 \pm 9.7$  Ereignisse pro 0.4096 Sekunden, was einem  $G_{tot}$  von 5.0 entspricht.

Die Wahrscheinlichkeit  $p(\sigma_{\text{tot}})$ , ein Ereignis im Bereich von  $\pm \sigma_{\text{tot}}$  um den Mittelwert zu finden, wird für viele Zählratenintervalle durch das Gauss'sche Wahrscheinlichkeitsintegral

$$p(\sigma_{\text{tot}}) = \phi(\sigma_{\text{tot}}) = \int_0^{\sigma_{\text{tot}}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

(Normalverteilung der Zählraten!)

gegeben.

Die Wahrscheinlichkeit  $p'(\sigma_{\text{tot}})$ , ein Ereignis ausserhalb des Bereiches  $\pm \sigma_{\text{tot}}$  um den Mittelwert zu finden, ist  $1 - \phi(\sigma_{\text{tot}})$ .  
(Für  $\sigma_{\text{tot}}=4$  ist  $\phi(\sigma_{\text{tot}})=0.99994$  und  $p'(\sigma_{\text{tot}})=0.00006$ )

Für ein bestimmtes Ereignis sei die Wahrscheinlichkeit  $p$  gegeben. Die Wahrscheinlichkeit  $p_{m,n}$ , dass bei  $n$  Zeitintervallen (Versuchen)  $m$  Ereignisse innerhalb von  $\sigma_{\text{tot}}$  aufzufinden sind, ist

$$p_{m,n} = \binom{n}{m} p^m (1-p)^{n-m} \quad (5)$$

Für kleines  $p$  folgt die Poisson'sche Formel

$$p_{m,n} \approx \frac{(np)^m}{m!} e^{-np} \quad (p \ll 1) \quad (6)$$

Um diese Formel bei der Flare-Suche anwenden zu können, ist es notwendig, die Wahrscheinlichkeit  $p'_{m,n}$  für Ereignisse zu bestimmen die ausserhalb des Bereiches  $\pm \sigma_{\text{tot}}$  liegen. Dazu benützt man Formel (6) mit  $p = p'(a)$  für  $a > \sigma_{\text{tot}}$ .

Die Tabelle 5 gibt in der letzten Spalte für die oben beschriebenen Ereignisse die berechneten Wahrscheinlichkeiten  $p'_{m,n}$  unter der Annahme einer Normalverteilung der Zählraten an.

TABELLE 5

Berechnete Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Flares bei statistisch verteilter Zählrate, zur Abschätzung der Signifikanz der bei der Quelle Cyg X-1 -deren Zählratenstatistik nicht Normalverteilt ist- gefundenen Intensitätsausbrüche.  $p'_{m,n}$  ist die Wahrscheinlichkeit mit der die in der Spalte 1 aufgeführten Ereignisse zu erwarten wären.

Ereignis	n	$\bar{G}_{tot}$	m	$p'(\bar{G}_{tot})$	$p'_{m,n}$
FD1	2599	4.04	1	0.00004	0.0937
FD2	2599	4.69	1	0.000005	0.0128
FD3	2599	5.76	1	$1 \cdot 10^{-8}$	0.000026
FM1	2824	5.00	1	$5 \cdot 10^{-7}$	0.0014
		4.00		0.00005	
FD1+2+3	2599	4.00	3	--	0.000541
alle	5423	4.00	4	--	0.000337

Ergebnis der Untersuchung der Zählraten des  
Fluges 1977-09-21 auf Flares:

Da bei den Cyg X-1 Messungen die Verteilungsfunktion der Zählraten um den Mittelwert nicht bekannt, sicherlich aber nicht die Normalverteilung ist, war es unmöglich, eine genaue Aussage über die Signifikanz bzw. die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Ereignisses zu machen, die es erlauben würde, das Ereignis eindeutig als Flare zu beschreiben.

Die für eine Normalverteilung der Zählraten berechnete Wahrscheinlichkeit  $p'_{m,n}$  für das Auftreten von 4 Flares im Beobachtungszeitraum mit  $\sigma_{tot} > 4$  beträgt 0.0003 (Tabelle 5). Diese ist so klein, dass auch unter der Berücksichtigung der Nicht-Normalverteilung der Zählraten eine Einordnung der Ereignisse als Flare naheliegt.

Ein wichtiges Argument gegen die Einordnung der Ereignisse als Flares ist die Tatsache, dass sich bei einer genaueren Untersuchung herausstellte, dass ein "Flare" im Energiebereich 15 bis 150 keV anscheinend durch das zufällige Überlagern von grösseren Zählraten in verschiedenen (d.h. nicht notwendigerweise benachbarten) Energiebereichen zustande kommt. Von diesen Ereignissen mit grösseren Zählraten (aber  $\sigma_{tot} < 4$ ) gibt es in den verschiedenen Energiebereichen viele, die sich aber nur bei zufälliger Koinzidenz auf die Zählrate im gesamten Energiebereich auswirken. Auch die bis in den Millisekun-

denbereich gemessenen starken Intensitätsschwankungen von Cyg X-1 (Oda et al. 1976) können durch eine zufällige Überlagerung die beobachteten Intensitätssteigerungen erklären.

Obwohl die Suche nach Flares in den Messungen von 1977 kein eindeutiges Ergebnis brachte, wurden diese Messungen verwendet, um nach Intensitätssteigerungen im Energiebereich  $> 50$  keV zu suchen, die gegenüber Intensitätssteigerungen im Bereich  $< 30$  keV zeitlich verzögert sind. Dies wäre ein Hinweis auf eine heisse Korona um die Akkretionsscheibe, wie sie von Liang et Price (1977) vorgeschlagen wurde. In den Daten konnte keine derartige Korrelation gefunden werden, die auf Laufzeiteffekte der Strahlung in der Korona zurückzuführen wäre. Da in den Daten jedoch auch keine Flares gefunden wurden, ist dies nicht besonders überraschend und deutet wegen der kurzen Beobachtungszeit lediglich auf eine geringe Häufigkeit solcher Ereignisse hin.

#### IV.2.b. Zeitliche Aufeinanderfolge von Photonen

In diesem Abschnitt werden die Zeitabstände untersucht, die zwischen den einzelnen registrierten Röntgenphotonen liegen. Die Zählratenstatistik (Abschnitt IV.2.a.) ergibt, dass die Zählraten nicht einer Gauss-Verteilung um den Mittelwert folgen. Trotzdem ist eine Untersuchung der zeitlichen Aufeinanderfolge der Photonen unter der Voraussetzung, dass die Folge statistisch ist, gerechtfertigt. Als Begründung ist anzuführen, dass sehr viele kleine Zeitintervalle untersucht werden (Faktor 80 gegenüber den kleinsten Zeitintervallen in Abschnitt IV.2.a.) und, dass es eine Eigenschaft des "shot-noise" ist (Terrell 1972), bei einer zeitlich statistisch verteilten Folge von Photonen, in langen Beobachtungszeiten unstatistisch verteilte Zählraten zu erzeugen.

Werden also die Photonen in zufälliger Zeitfolge emittiert, so soll die Verteilung der Zeitabstände der Photonen ein Exponentialgesetz sein (Nakagawa et al. 1975; Pietsch 1976)

$$P(\tau) = \lambda e^{-\lambda\tau} ;$$

$\tau$ : Zeitabstand der Photonen;  $\lambda$ : mittlere Zählrate.

Die in einem Zeitintervall  $\pm t$  um  $\tau$  eintreffenden Photonen sind dann zu berechnen mit:

$$N(\tau) = N_{\text{ges}} \int_{\tau-t}^{\tau+t} P(x) dx = 2 * N_{\text{ges}} * e^{-\lambda\tau} \sinh(\lambda t) .$$

Um den Vergleich mit Nakagawa et al. (1975) und Pietsch (1976) zu erleichtern, wurde die Verteilung der Zeitabstände aufeinanderfolgender Photonen im Energiebereich 34 bis 84 keV bestimmt (Flug 1977-09-21).

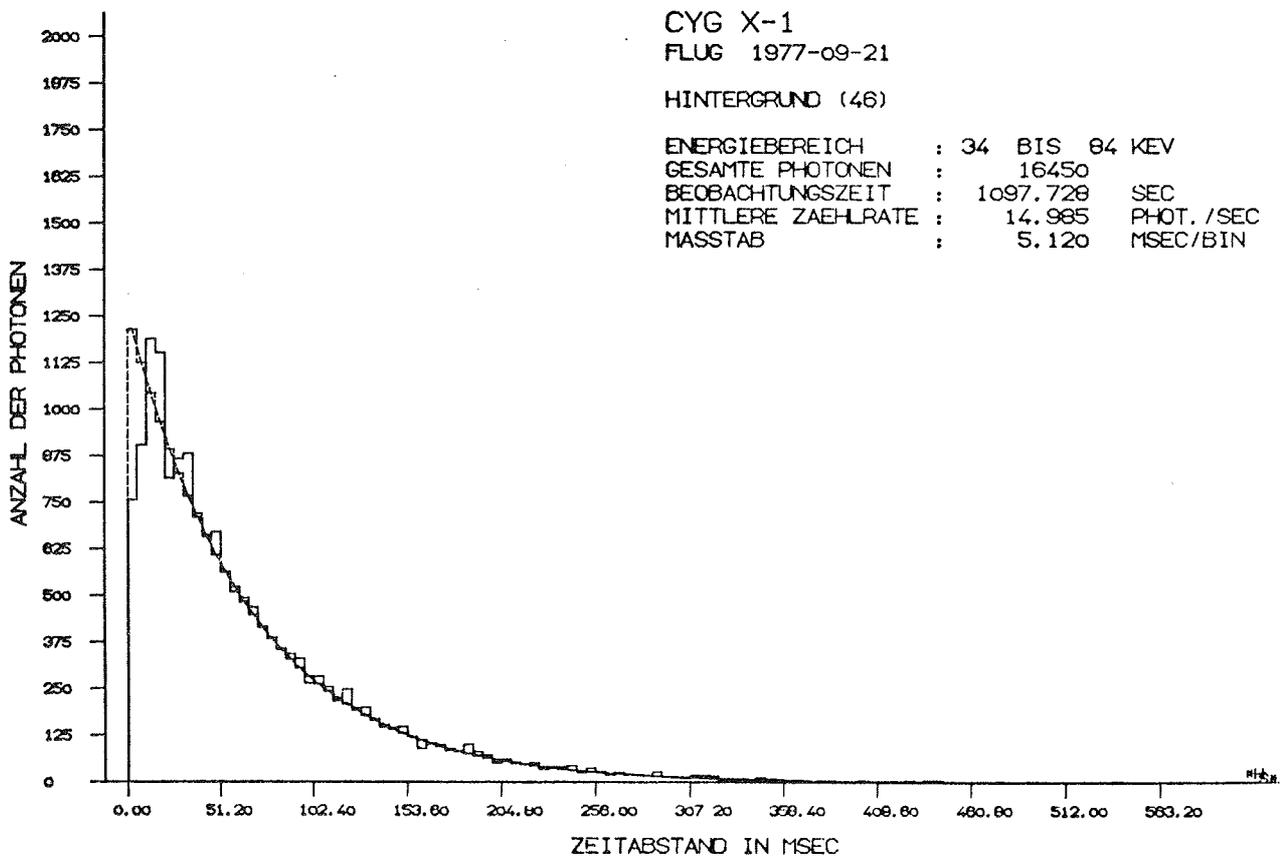


Abb. 34 : Statistik der Zeitabstände aufeinanderfolgender Photonen für eine typische Hintergrundmessung des Fluges 1977-09-21. Gestrichelt ist die aus der Theorie zu erwartende Verteilung eingezeichnet.

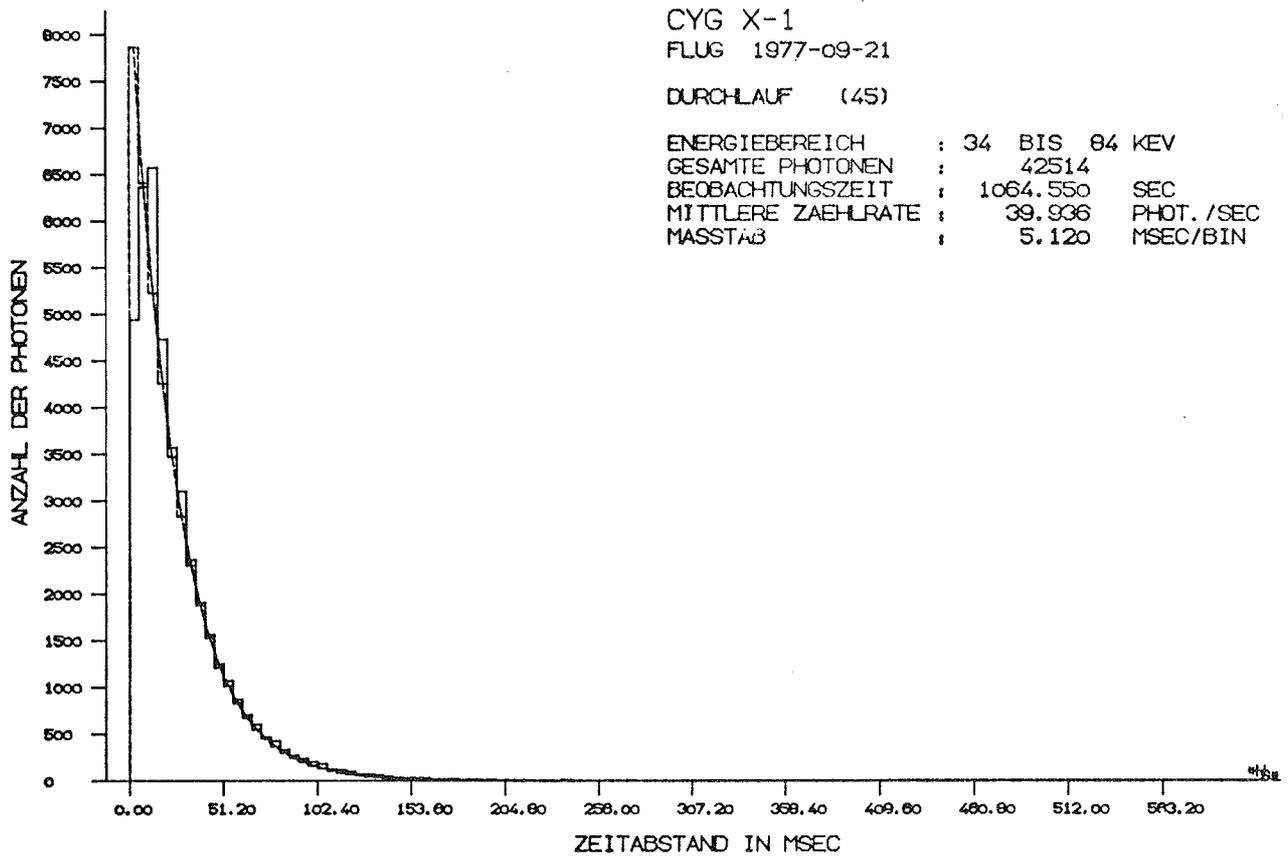
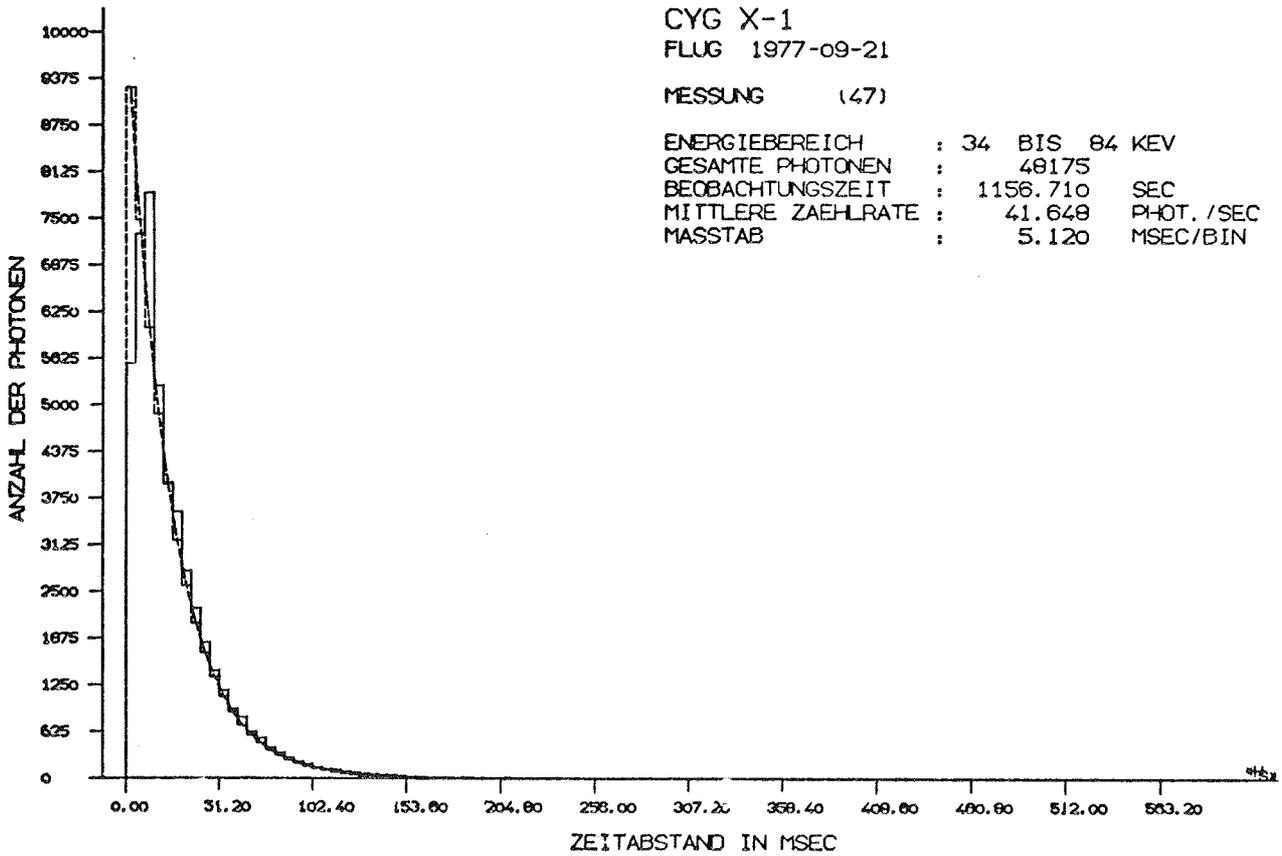


Abb. 35 : Statistik der Zeitabstände aufeinanderfolgender Photonen der Quelle Cyg X-1 während des Durchlaufes der Quelle durch das Gesichtsfeld des Detektors beim Flug 1977-09-21. Gestrichelt ist die aus der Theorie zu erwartende Verteilung eingezeichnet.



CYG X-1  
FLUG 1977-09-21

MESSUNG (47)

ENERGIEBEREICH : 34 BIS 84 KEV  
GESAMTE PHOTONEN : 48175  
BEOBACHTUNGSZEIT : 1156.710 SEC  
MITTLERE ZAEHLRATE : 41.648 PHOT./SEC  
MASSTAB : 5.120 MSEC/BIN

Abb. 36 : Statistik der Zeitabstände aufeinanderfolgender Photonen der Quelle Cyg X-1 während der Messung mit Nachführung beim Flug 1977. Gestrichelt ist die aus der Theorie zu erwartende Verteilung eingezeichnet.

Ergebnis der Untersuchung des Zeitabstandes  
aufeinanderfolgender Photonen:

Auffallend ist bei allen Messungen, dass in den ersten beiden Zeitabschnitten (Zeitabstand der Photonen  $\leq 10.24$  msec) viel zu wenig Photonen gemessen werden. Dies ist eindeutig eine Folge der begrenzten Registriermöglichkeit der Ereignisse in der Detektorelektronik. Pro 5.12 msec können maximal 3 Ereignisse gespeichert werden. Dies führt dazu, dass ein Defizit in den beiden kürzesten Zeitintervallen, in denen die meisten Photonen liegen, auftritt. Eine gute Bestätigung dieser Überlegung ist die Tatsache, dass dieser Effekt bei Quell- und Hintergrundmessungen gleich ist.

Weiter fällt auf, dass die beiden folgenden Zeitintervalle eine zu hohe Ereignisrate (im Vergleich zu der theoretischen Kurve) zeigen. Dies ist sehr wahrscheinlich ebenfalls ein Effekt, der durch die beschränkte Registrierung von maximal 3 Photonen in 5.12 msec herrührt. Die gesamte Zählrate ist, wie man aus der theoretischen Kurve sieht, zu niedrig. Mit einer "richtigen" mittleren Zählrate würde aber die theoretische Kurve besonders in den ersten 5 bis 6 Zeitabstands-Intervallen höher liegen, sodass die Anzahl der Ereignisse in den Intervallen 3 und 4 nicht mehr über der theoretischen Kurve liegen würden.

Lässt man die ersten 4 bis 5 Zeitabstandsintervalle ausser Betracht, so gibt es keine Abweichungen, die grösser als 4% sind, d.h. die Verteilung der Zeitfolge der Photonen

ist annähernd statistisch.

In Tabelle 6 sind zum Vergleich die Ausgangsdaten für die Untersuchungen von Nakagawa et al. (1975) und Pietsch (1976) aufgeführt.

TABELLE 6

Daten zum Vergleich der Messungen der Aufeinanderfolge von Photonen der Röntgenquelle Cyg X-1

	Nakagawa (1975)	Pietsch (1976)	Flug 1977
$T_{\text{Beob.}}$ [min]	33	20	37
$\frac{Q}{H}$	0.31 , 0.28	0.27	1.6, 1.8
$\lambda_Q$ [cps]	4.8	5.9	24.7 , 26.4
Energiebereich	30-70 keV	34-84 keV	34-84 keV

Nakagawa et al. (1975) finden bei den von ihnen untersuchten Messungen von 1973-10-09 Abweichungen von der theoretischen Kurve, die 46 und 106 betragen. Ebenso wie bei der von Pietsch (1976) untersuchten Messung von 1975-02-20, sind Abweichungen in dieser Grösse, die "echt" sind, beim Flug 1977-09-21 nicht festzustellen.

#### IV.2.c. Periodensuche

Die Cyg X-1 Messungen des Fluges 1977 wurden mittels eines Fast-Fourier-Transformation Programmes (FFT) auf Perioden kleiner eine Sekunde untersucht. Zur Kontrolle des Programmes wurden zwei Messungen des Crab-Pulsars aus dem Jahre 1978, die mit dem selben Instrument von Australien aus erfolgten, verwendet.

Es treten in allen Messungen -auch in den Hintergrundmessungen- Perioden mit grosser Signifikanz auf, die jedoch für verschiedene Stützstellenzahl bei der verwendeten Fast-Fourier-Transformation unterschiedlich sind, was eine echte Periode ausschliesst. Auch in Cyg X-1 Daten des Fluges 1977-09-21 wurde keine Periode gefunden, die in allen Messungen vorhanden war.

Bei der zur Kontrolle durchgeführten Periodensuche beim Crab-Pulsar, wurde exakt die nach Gullahorn et al. (1977) extrapolierte Periode von 0.0332247 Sekunden gefunden (Abb. 37).

FOURIER - ANALYSE , CRAB (DURCHL.) 10 - 100 KEV FLUG 1978 BLATT: 15

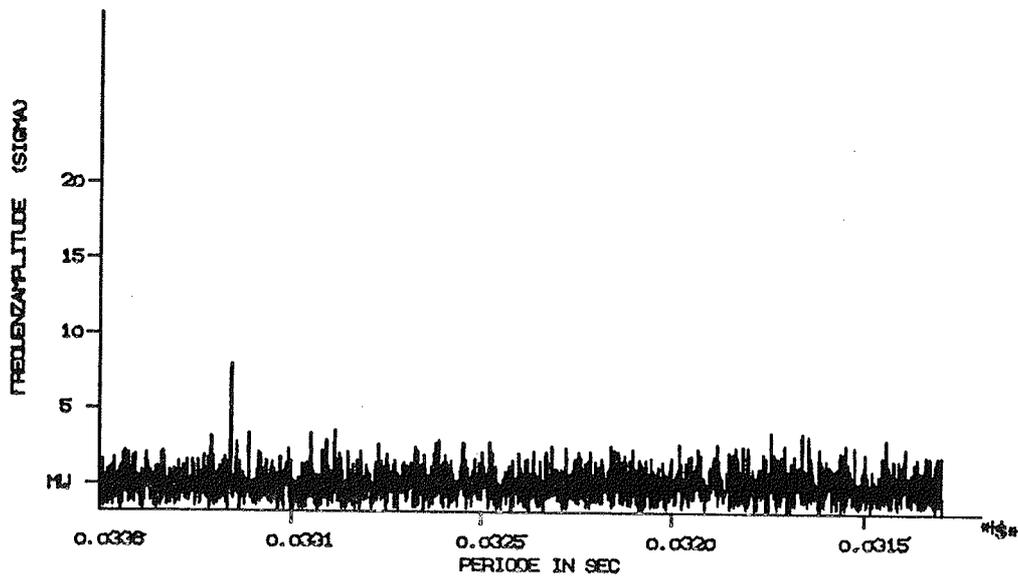


Abb. 37 : Ausschnitt aus den Zeichnungen der Frequenzamplituden der Fast-Fourier-Transformation, die auf die Messung des Crab-Pulsars von 1978 angewendet wurde. Die gefundene Periode von 0.0332247 Sekunden stimmt genau mit der extrapolierten Periode überein.

IV.2.d. Zusammenfassung der Untersuchungen der  
Kurzzeitvariationen von Cyg X-1.

Für die Untersuchung der Kurzzeitvariationen von Cyg X-1 wurden nur die Daten des Fluges 1977-09-21 verwendet, da nur sie eine genügende Genauigkeit der Auswertung zulassen.

Bei der Auswertung der Zählraten der Photonen von Cyg X-1 stellte sich heraus, dass die Schwankungen um den Mittelwert nicht einer Normalverteilung folgen (Abb. 29b, Seite 79; Abb. 30b, Seite 81). Bei den Hintergrundmessungen ist dies jedoch sehr gut erfüllt (Abb. 28b, Seite 77). Dies lässt sich durch die Annahme erklären (Terrell 1972), dass die Emission von Cyg X-1 aus vielen kurzen Photonenpaketen besteht (shot-noise Modell), wodurch die weite Streuung der Zählraten um den Mittelwert verursacht wird.

Es ist festzustellen, dass es mehr Ereignisse mit weit über dem Mittelwert liegenden Zählraten gibt, als Ereignisse mit Zählraten weit unterhalb des Mittelwertes. Dies führt zu der Vermutung, dass eventuell Intensitätsausbrüche (Flares) zu beobachten sind. Durch die nicht bekannte Verteilungsfunktion der Zählraten ist es jedoch unmöglich, die Signifikanz von Abweichungen vom Mittelwert so genau zu berechnen, dass eine Aussage über die Existenz von Flares gegeben ist. Es treten in den Messungen von 1977 vier grössere Ereignisse auf, deren abgeschätzte Wahrschein-

lichkeit recht gering ist. Auf Grund anderer Überlegungen bestehen jedoch erhebliche Zweifel, in den vier Ereignissen tatsächlich signifikante Intensitätsausbrüche zu sehen.

Die Aufeinanderfolge von Photonen wird durch die Nicht-Normalverteilung der Zählrate nicht beeinträchtigt, da hier vergleichsweise sehr kleine Zeitintervalle betrachtet werden, in denen die Photonenfolge statistisch sein sollte. Dies wird durch die Untersuchung bestätigt. Es ist dabei jedoch festzustellen, dass durch die begrenzte Registriermöglichkeit von Photonen (nur drei pro 5.12 msec) bei kurzen Zeitabständen der Photonen zu wenige (<2%) registriert werden (Abb. 34, 35, 36 auf den Seiten 96 bis 98). Dies ist ein Effekt der Detektorelektronik, der bei den zukünftigen Flügen vermieden werden muss.

Die Suche nach einer Periode in den Daten ergab, dass im Beobachtungszeitraum bei Cyg X-1 keine periodischen Änderungen in der Röntgenstrahlung zu finden sind. Bei dem zur Kontrolle untersuchten Crab-Pulsar wurde die berechnete Periode exakt gefunden.

V. DISKUSSION VERSCHIEDENER ERGEBNISSE  
IM ZUSAMMENHANG MIT MODELLEN

Alle drei gemessenen Spektren von Cyg X-1 wurden zu einer Zeit aufgenommen, in der sich die Quelle in ihrem "low"-Zustand befand. Da sie etwa 90% der bisher durch Beobachtungen überdeckten Zeit in diesem Zustand geringer Emission im Niederenergiebereich verbrachte, ist dies nicht erstaunlich.

Durch die hohe Qualität der MPE/AIT - Messungen ist es erstmals möglich, mit Sicherheit einen Knick im Spektrum von Cyg X-1 im Bereich 70 - 100 keV festzustellen. Dies lässt auf eine obere Grenze für die Elektronentemperatur in dem heißen Plasma der Akkretionsscheibe schliessen, die kleiner  $10^9$  K ist. Damit werden die Möglichkeiten für verschiedene Modelle zur Erzeugung der harten Röntgenstrahlung von Cyg X-1 eingeschränkt (Eardley 1975, Shapiro et al. 1976, Lightman et al. 1978). Am besten werden die Spektren, und hier besonders das Spektrum vom 21. Sept. 1977, durch das Comptonisierungs-Modell von Sunyaev et Titarchuk (1979) dargestellt, aus dem eine Elektronentemperatur von  $3.4 \cdot 10^8$  K und eine optische Tiefe für das heiße Plasma von  $\tau_0 = 5$  folgen. Ein einfaches Potenzgesetz, wie es in den meisten der untersuchten 31 veröffentlichten Spektren angenommen wird, ist als beste Anpassung an die Daten auszuschliessen. Bei den 6 veröffentlichten Spektren mit Knick liegt dieser in dem weiten Bereich von 30 bis 150 keV, was aber wegen der Unsicherheit der Spektren nicht unbedingt auf eine

Veränderung in der Lage des Knicks hindeutet.

Eine Suche nach Intensitätssteigerungen im Energiebereich  $> 50$  keV, die gegenüber Intensitätssteigerungen im Bereich  $< 30$  keV zeitlich verzögert sind, ergab keine derartige Korrelation, die auf Laufzeiteffekte der Strahlung in einer heissen Korona um die Akkretionsscheibe zurückzuführen wäre, wie sie von Liang et Price (1977) vorgeschlagen wurde.

In den Daten der Beobachtungsperiode im Jahre 1977 konnte keine Periode in der Strahlung von Cyg X-1 gefunden werden. Auch die Periodensuche in kurzen Zeitintervallen brachte kein positives Ergebnis, das auf die Existenz kurzer Perioden hindeuten würde, wie sie von Pringle et Rees (1972) oder Sunyaev (1973) gefordert werden. Durch die Rotation von heissen Flecken des Plasmas in der Akkretionsscheibe um das Schwarze Loch, sollten Perioden von etwa 10 Millisekunden entstehen und während der einige Sekunden dauernden Bewegung vom Rand der Scheibe nach innen messbar sein.

Während die gemessenen Spektrumsformen von Cyg X-1 eindeutig Modelle begünstigen, in denen die hohe Röntgenleuchtkraft durch Comptonisierung niederenergetischer Photonen in dem heissen Plasma einer Akkretionsscheibe um ein Schwarzes Loch entstehen, kann aus den negativen Ergebnissen bei der Suche nach korrelierten Intensitätssteigerungen in verschiedenen Energiebereichen, sowie bei der Periodensuche, keine Aussage über die Gültigkeit von Modellen gemacht werden.

## VI. EXPERIMENT

Ein nicht geringer Teil der für die vorliegende Arbeit aufgewendeten Zeit diente dazu, die neue Ballongondel und das auf  $2400 \text{ cm}^2$  Detektorfläche vergrößerte Experiment mit aufzubauen und zu testen. Dazu gehörten umfangreiche Verkabelungsarbeiten an den Detektoren, der Test aller 12 Kristalleinheiten auf Energieauflösung und Risetimeverhalten, die Umrüstung aller Hochspannungskabel auf vakuumdichte Hochspannungsstecker und deren Test, sowie der Aufbau und Test von Spannungsteilern für die Photomultiplier.

Um die bei früheren Ballonflügen aufgetretenen Probleme wegen einer übermäßigen Erhitzung des NC-25 Pulsformanalysators zu beheben, wurde eine wirksame Methode zur Kühlung im Vakuum für diese Komponente entwickelt.

Auf Grund der Erfahrungen beim ersten Flug der neuen Ballongondel im Mai 1980 von Palestine/Texas aus, wurde eine Vorrichtung entworfen und gebaut, die das Ausrichten des Detektors am Boden zur Eichung der Magnetometerstellung (Einnorden) wesentlich vereinfachen soll.

### VI.1. Lösung der Temperaturprobleme des Pulsformanalysators (NC-25)

Bei vorangegangenen Flügen der Detektoreinheit von 766 cm<sup>2</sup> Fläche, traten immer wieder Probleme auf, die durch eine zu starke Erwärmung des NC-25 Pulsformanalysators verursacht wurden. So musste z.B. während des 56 Stunden dauernden Fluges im Herbst 1978 in Australien, die Elektronik der Ballongondel mehrmals für einige Stunden abgeschaltet werden, um ein Abkühlen des NC-25, bei dem die Temperaturmessstelle Werte bis zu +87°C anzeigte, zu ermöglichen.

Um eine Lösung des Problems zu finden, wurden Tests in der institutseigenen Thermal-Vakuum-Kammer durchgeführt. Die Ursache für die übermäßige Aufheizung ist in der mangelnden Konvektion in der Flughöhe von 40 km zu sehen, da hier der Luftdruck nur noch einige Millibar beträgt. Der Pulsformanalysator war während der Flüge zusammen mit der übrigen Elektronik in einem wärmeisolierenden Behälter geringer Wärmekapazität untergebracht, was eine zusätzliche Wärmebelastung darstellte.

Da einerseits der NC-25 gekühlt werden sollte, andererseits aber die Kristalldetektoren während eines Fluges teilweise geheizt werden müssen (die Temperatur sollte etwa +20 bis +30°C betragen), lag es nahe, die vom NC-25 erzeugte Wärme zur Heizung der Detektoren zu

verwenden. Bei dem geringen Druck in Flughöhe kommt für den Wärmetransport nur Strahlung oder Wärmeleitung in Frage. Es wurden deshalb das Gehäuse des Pulsformanalysators, sowie die Zwischenwände der Elektronik durch gut wärmeleitende, 2mm starke Kupferplatten ersetzt und wärmeleitend auf das Detektorgehäuse montiert. Die vom NC-25 abgeführte Wärme wird so zum Aufheizen der Detektoren verwendet.

Um die Wirksamkeit des entworfenen Kühlverfahrens zu testen, wurden in der Thermal-Vakuum-Kammer die Umweltbedingungen während eines Fluges simuliert. Abbildung 38 zeigt die maximalen und minimalen Temperaturmesswerte des originalen und des modifizierten NC-25 in der Thermal-Vakuum-Kammer. Es ist deutlich die wesentlich geringere Aufheizung der Einheit gegenüber der Flugsimulation mit der unmodifizierten Einheit zu sehen. Auch die Temperaturdifferenzen zwischen den maximalen und minimalen Messwerten und der Platte, auf welcher der NC-25 montiert war, sind wesentlich geringer.

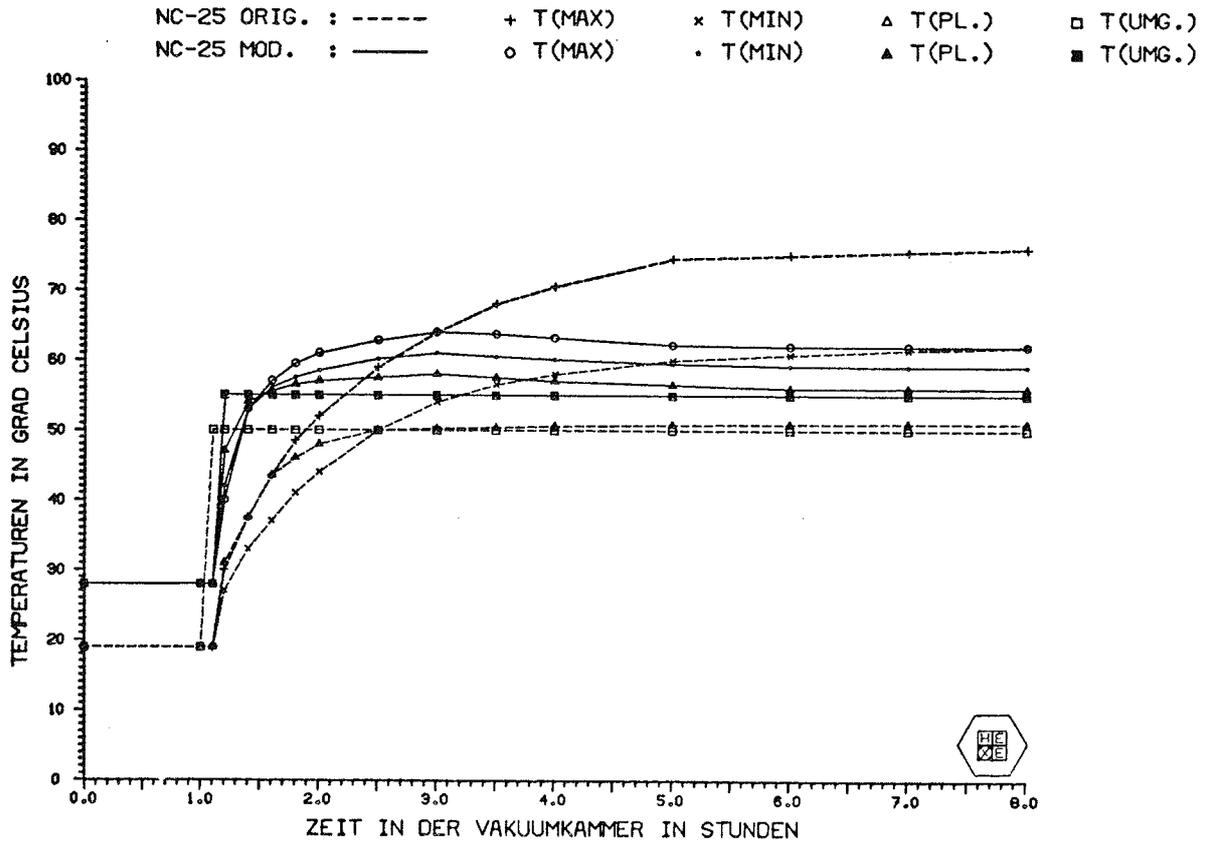


Abb. 38 : Temperaturen des originalen NC-25 und der modifizierten Version im Thermal-Vakuum-Test. Es sind jeweils die maximalen und minimalen Temperaturen im NC-25, und die Temperatur der Montageplatte, auf der der NC-25 befestigt wurde, angegeben. In der nicht modifizierten Form betragen die Endtemperaturen  $T_{max} = +76^{\circ}C$ ,  $T_{min} = +62^{\circ}C$ ,  $T_{Pl} = +51^{\circ}C$  bei einer Umgebungstemperatur von  $+50^{\circ}C$ . Beim Test der modifizierten Form lauten die Temperaturwerte  $T_{max} = +62^{\circ}C$ ,  $T_{min} = +59^{\circ}C$ ,  $T_{Pl} = +56^{\circ}C$  bei einer Umgebungstemperatur von  $+55^{\circ}C$ . Sowohl die maximale erreichte Temperatur als auch die Temperaturdifferenzen sind bei der modifizierten Version wesentlich geringer.

Die Erprobung dieser Methode, das übermäßige Erhitzen des NC-25 Pulsformanalysators zu vermeiden und gleichzeitig die Detektoren zu heizen, führte bei dem im Mai 1980 durchgeführten Ballonflug von 46 Stunden Dauer zu einem vollen Erfolg. Die maximal erreichte Temperatur des NC-25 betrug  $+45^{\circ}\text{C}$ , und eine Heizung der Detektoren war während des gesamten Fluges nicht nötig (Abb. 39).

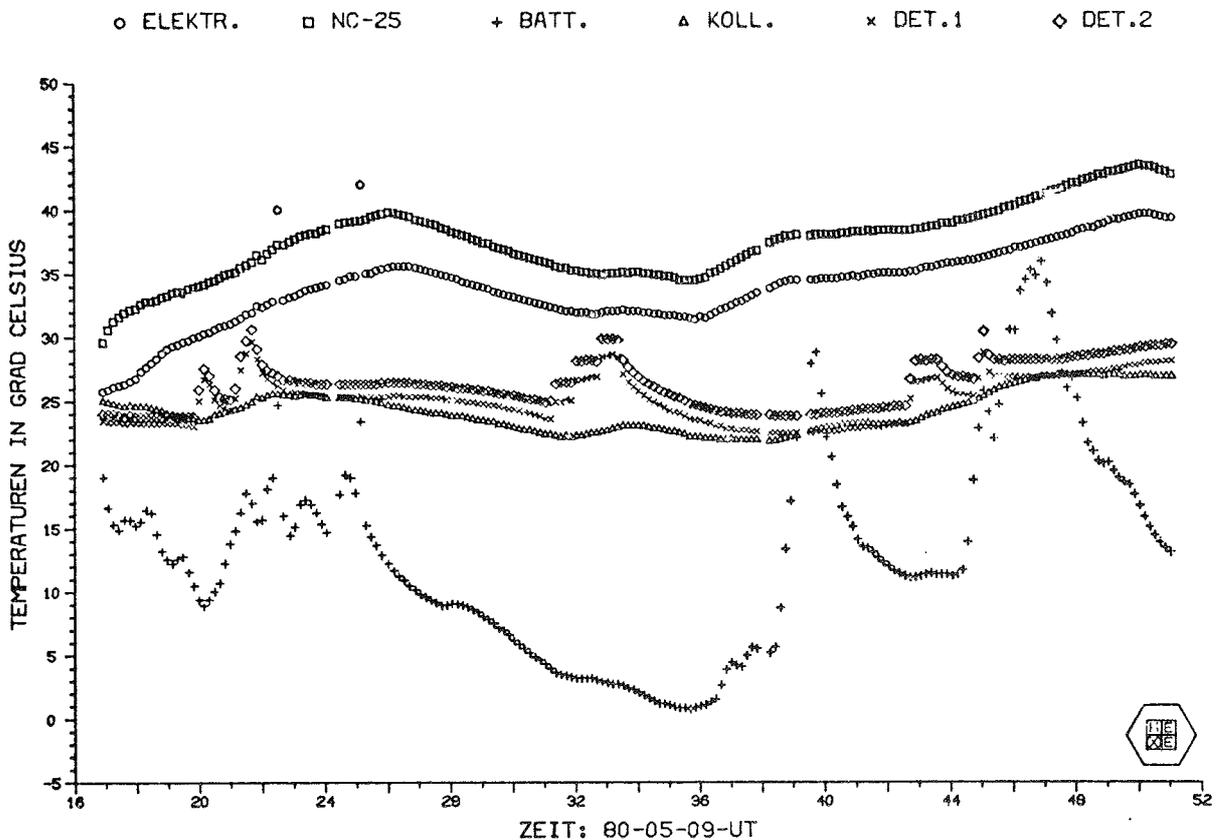


Abb. 39 : Ausschnitt aus den gemessenen Temperaturen während des Ballonfluges 1980-05-09/11 (HEXE 1). Die maximal erreichte Temperatur des NC-25 (□) beträgt  $+45^{\circ}\text{C}$ . Die Detektoren (X, ◇) mussten nicht geheizt werden. Zu Testzwecken wurde jedoch vier Mal während des Fluges für kurze Zeit die Heizung eingeschaltet, was an den Temperaturkurven sofort zu sehen ist.

## VI.2. Entwurf und Bau einer Vorrichtung zum Ausrichten des Detektors (Einnorden)

Die Ausrichtung der Ballongondel im Azimut während eines Fluges geschieht über ein in der horizontalen Ebene drehbares Magnetometer. Dieses zeigt den Wert Null an, wenn es senkrecht zu der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes steht. Die Regelung der Gondel ist so aufgebaut, dass die Gondel mit dem Magnetometer so lange gedreht wird, bis die Magnetometeranzeige Null ist. Verstellt man nun das Magnetometer um einen Winkel  $\alpha$ , so wird die Ballongondel von der Regelung um den Winkel  $-\alpha$  gedreht (Magnetometerstellung Null).

Um die Gondel mit dem Experiment im Azimut auf einen bestimmten Winkel einstellen zu können, ist es notwendig, vor dem Flug die Stellung des Magnetometers zu eichen. Dazu wird die Gondel so ausgerichtet, dass das Experiment genau in eine festgelegte Richtung (z.B. Norden) zeigt. Dann wird das Magnetometer so lange verdreht, bis es den Wert Null anzeigt. Von dieser Stellung aus werden während des Fluges alle gewünschten Winkel im Azimut eingestellt.

Um das Einnorden des Detektors und der Ballongondel zu erleichtern, wurde die in Abb. 40 dargestellte Vorrichtung entworfen und gebaut.



Auf einer parallel zur Elevationsachse des Detektors montierten Platte sind auf beiden Seiten je ein verspiegeltes Kugelsegment, eine verspiegelte Zylinderlinse und ein Planspiegel angebracht. Von einem Punkt, der genau nördlich (oder südlich) der Ballongondel liegt, wird diese Platte über einen Theodoliten anvisiert und die Gondel durch das Prinzip der Autokollimation senkrecht zur Blickrichtung ausgerichtet. Das verspiegelte Kugelsegment und die verspiegelte Zylinderlinse erleichtern durch ihr grösseres Blickfeld das grobe Ausrichten des Detektors, sodass das Bild des Theodolitenfernrohres im Planspiegel leichter gefunden werden kann.

VIII. LITERATUR

- Abrabowitz, M., Stegun, I.A. 1970,  
Handbook Of Mathematical Functions
- Agrawal, P.C., Biswas, S., Gokhale, G.S., Iyengar, V.S.,  
Kunte, P.K., Manchanda, R.K., Sreekantan, B.V.  
1970, IAU Symp. 37 , 94-103.
- Agrawal, P.C., Biswas, S., Gokhale, G.S., Iyengar, V.S.,  
Kunte, P.K., Manchanda, R.K., Sreekantan, B.V.  
1971, Astrophys. and Space Sci. 10 , 500-507.
- Agrawal, P.C., Gokhale, G.S., Iyengar, V.S., Kunte, P.K.,  
Manchanda, R.K., Sreekantan, B.V.  
1972, Astrophys. and Space Sci. 18 , 408-424.
- Aitken, D.W., Beron, B.L., Yenicay, G., Zullinger, H.R.  
1967, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 , 468-477.
- Baity, W.A., Ulmer, M.P., Wheaton, W.A., Peterson, J.E.  
1973, Nature, Phys. Sci. 245 , 90-92.
- Bickert, K. 1979, Diplomarbeit  
Technische Universität München
- Bingham, R.G., Clark, C.D. 1969, Ap.J. 158 , 207-218.
- Bleeker, J.A.M., Burger, J.J., Deerenberg, A.J.M.,  
Scheepmaker, A., Swanenburg, B.N., Tanaka, Y.  
1967, Ap.J. 147 , 391-394.
- Blumenthal, R.G., Tucker, W.H.  
1974, Ann. Rev. Astr. + Ap. 12 , 23-46.
- Bolton, C.T. 1972, Nature 235 , 271-272.
- Bolton, C.T. 1975, Ap.J. 200 , 269-277.

- Bowyer, S., Byram, E.T., Chubb, T.A., Friedman, H.  
1965, Science 147, 394-398.
- Braes, L.L.E., Miley, G.K. 1971, Nature 232, 246.
- Clemente, M. 1977, Diplomarbeit  
Technische Universität München
- Collison, A.J.L., Hill, R. 1963,  
Proc. Phys. Soc. London 81, 883-892.
- Dolan, J.F., Crannell, C.J., Dennis, B.R., Frost, K.J.,  
Orwig, L.E. 1979, Ap.J. 230, 551-557.
- Eardley, D.M. 1975, G.S.F.C. X-660-75-285 Preprint  
Workshop on X-Ray Binaries p.157-168.
- Eardley, D.M., Lightman, A.P., Shapiro, S.L.  
1975, Ap.J. (Lett.) 199, L153-L155.
- Eardley, D.M., Lightman, A.P., Shakura, N.I., Sunyaev, R.A.  
1978, Comm. On Ap. 7, 151-160.
- Engelkemeir, D. 1956, Rev. Sci. Instr. 27, 589-591.
- Frontera, F., Fulgini, F. 1975, Ap.J. 196, 597-599.
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F.R., Rossi, B.B.  
1962, Phys. Rev. Lett. 9, 439-443.
- Gullahorn, G.E., Isaacman, R., Rankin, J.M., Payne, R.R.  
1977, A.J. 82, 309-312, 930.
- Gursky, H., Grindlay, J., Schnopper, H., Schreier, E.,  
Parsignault, D., Brinkmann, A., Heise, J., Schrijver, J.,  
Mewe, R., Gorenshild, E., Den Boggende, A.  
1975, IAU Circular 2778.
- Haymes, R.C., Ellis, D.V., Fishman, G.J., Glenn, S.W.,  
Kurfess, J.D. 1968, Ap.J. (Lett.) 151, L125-L129.
- Haymes, R.C., Harnden, F.R. 1970, Ap.J. 159, 1111-1114.

Jain,A.K., Jayanthi,U.B.

1976, Astrophys. and Space Sci. 45 ,433-438.

Jain,A.K., Rao,U.R., Kasturirangan,K.

1979, Astrophys. and Space Sci. 65 ,251-254.

Kaluzienski,J. 1979, private Mitteilung

Katz,J.I. 1976, Ap.J. 206 ,910-916.

Kemp,J.C. 1977, IAU Circ. 3149.

Kendziorra,E., Pietsch,W., Staubert,R., Trümper,J.

1974, Ein Ballon-Experiment zur Untersuchung  
kosmischer Röntgenquellen.

DGLR-Symposium Balloon Research and Technology

Schliersee 10-11, Oct. 1974; MPE Garching 245-255.

Kompaneets,A.S. 1956, J.E.T.P. 31 ,876.

Lampton,M., Margon,B., Bowyer,S. 1976, Ap.J. 208 ,177-190.

Liang,E.P.T., Price R.H. 1977, Ap.J. 218 ,247-252.

Lightman,A.P., Eardley,D.M. 1974, Ap.J.(Lett.) 187 ,L1-L3.

Lightman,A.P., Shapiro,S.L., Rees,D.M. 1978,

Proc. of the Int. School of Physics "Enrico Fermi"

Course LXV p.786 ff.

Matteson,J.L., Mushotzky,R.F., Paciesas,W.S., Laros,J.G.

1976, NASA SP-389, 407-424.

Meegan,C.A., Fishman,G.J., Haymes,R.C.

1979, Ap.J.(Lett.) 234 ,L123-L128.

Murdin,P., Webster,B.L. 1971, Nature 233 ,109-110.

Nakagawa,M., Sakurai,H., Uchida,M.

1975, 14th Int. Cosmic Ray Conference Vol. 1 ,139-143.

Nolan,P., 1979, private Mitteilung

- Oda, M., Gorenstein, P., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E.,  
Tannanbaum, H., Giacconi, R. 1971, Ap.J. (Lett.) 166, L1-L7.
- Oda, M., Doi, K., Ogawara, Y., Takagishi, K., Wada, M.  
1976, Astrophys. and Space Sci. 42, 223-244.
- Oda, M. 1977, Space Sci. Rev. 20, 757-813.
- Overbeck, J.W., Womack, E.A., Tannanbaum, H.D.  
1967, Ap.J. 150, 47-56.
- Paciesas, W.S. 1978, Univ. of Cal. San Diego SP 78-02.
- Pelling, M.R. 1980, Univ. of Cal. San Diego SP 80-12.
- Pietsch, W. 1976, Dissertation Universität Tübingen
- Pietsch, W., Reppin, C., Trümper, J., Voges, W., Lewin, W.,  
Kendziorra, E., Staubert, R. 1980, subm. to Astr. & Astrophys.
- Press, W.H., Schechter, P. 1974, Ap.J. 193, 437-442.
- Primini, F.A., Cooke, B.A., Dobson, C.A., Howe, S.K.,  
Scheepmaker, A., Wheaton, W.A., Lewin, W.H.G.  
1979, Nature 278, 234-235.
- Pringle, J.E., Rees, M.J. 1972, Astron. & Astrophys. 21, 1-9.
- Rees, M.J. 1967, M.N.R.A.S 137, 429-444.
- Reppin, C., Trümper, J., Pietsch, W., Voges, W., Kendziorra, E.,  
Staubert, R. 1978, ESA-SP 135.
- Rocchia, R., Rothenflug, R., Boclet, R., Durouchoux, D.  
1969, Astron. & Astrophys. 1, 48-51.
- Rothschild, R.E., Boldt, E.A., Holt, S.S., Serlemitsos, P.J.  
1977, Ap.J. 213, 818-826.
- Schnopper, H.W., Delvaille, J.P. 1972, Sci. Am. 227, 26-37.
- Shafter, A.W., Harms, R.J., Margon, B., Katz, J.I.  
1980, Ap.J. 240, 612-618.

Shakura, N.J., Sunyaev, R.A.

1973, *Astron. & Astrophys.* 24, 337-355.

Shakura, N.J., Sunyaev, R.A. 1976, *M.N.R.A.S* 175, 613-632.

Shapiro, S.L., Lightman, A.P., Eardley, D.M.

1976, *Ap.J.* 204, 187-199.

Sunyaev, R.A. 1973, *Sov. Astr. - A.J.* 16, 941-944.

Sunyaev, R.A., Titarchuk, L.G. 1979, I.K.I. preprint 441  
(Akademia Nauk USSR)

= 1980, *Astron. & Astrophys.* 86, 121-138.

Sunyaev, R.A., Trümper, J. 1979, *Nature* 279, 506-508.

Sunyaev, R.A., Trümper, J. 1980, to be publ.

Tannanbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E., Giacconi, R.

1972, *Ap.J. (Lett.)* 177, L5-L10.

Terrell, N.J. 1972, *Ap.J. (Lett.)* 174, L35-L41.

Thorne, K.S., Price, R.H. 1975, *Ap.J. (Lett.)* 195, L101-L105.

Trümper, J. 1976, *Mitt.d.Astr.Ges.* 40, 75-90.

Ulmer, M.P., 1975, *Ap.J.* 195, 827-835.

Wade, C.M., Hjellming, R.M. 1972, *Nature* 235, 271.

Walborn, N.R. 1973, *Ap.J. (Lett.)* 179, L123-L124.

Webber, W.R., Reinert, C.P. 1970, *Ap.J.* 162, 883-889.

Webster, B.L., Murdin, P. 1972, *Nature* 235, 37.

Worrall, D.M., Mushotzky, R.F., Bolt, E.A., Holt, S.S.,

Serlemitsos, P.J. 1979, *Ap.J.* 232, 683-688.

ANHANG A: LITERATURSAMMLUNG CYG X-1

(Nur der erste Autor ist angegeben)  
(Die Titel sind meist abgekürzt)

(\*:Kopie; +:Übersichtsartikel; G:Allgemein; T:Theorie)

- \*+ ANN.N.Y.ACAD.OF SCI. 302,329,1977;BOLDT:NEW TIME SCALES+SP.FEATURES
- \*+ ANN.REV.ASTR.+AP. 5,325,1967;MORRISON:EXTRASOLAR X-RAY SOURCES
- \*+ ANN.REV.ASTR.+AP. 12,23,1974;BLUMENTHAL:COMPACT X-RAY SOURCES
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 1,48,1969;ROCCHIA:OBS.5 SOURCES 15-150 KEV
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 28,373,1973;FULGINI:HARD X-RAY FLARE-LIKE ACTIVITY
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 28,473,1973;MAUDER:MASS LIMIT CYG X-1
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 30,467,1974;MARGON:PHOTOMETRY IN THE CYG X-1 FIELD
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 34,161,1974;PACZYNSKI:MASS OF CYG X-1
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 62,L1,1978;NATALI:ANOM.LIGHT CURVE DUR.MAY'75
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 62,265,1978;MANZO:X-RAY VAR.IN HIGH STATE (COS-B)
- \*T ASTRON.&ASTROPHYS. 65,L1,1978;MILGROM:ON THE ORB.VAR.OF OPT.POL.CYGX1
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 67,L33,1978;NATALI:PER.IN LIGHT-CURVE MAY'75
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 80,L7,1979;KUNDT:CYG X-1 NEUTRON STAR+MASS.DISK
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 84,379,1980;WOODSWORTH:RADIO OBS.CYG X-1 CAMP'77
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 86,121,1980;SUNYAEV:COMPT.OF X-RAYS;RAD.SPECTRA
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 91,97,1980;SIMMONS:CRITIQUE OF POL.EV.ON NAT.CYGX1
- \* ASTRON.&ASTROPHYS. 91,108,1980;KEMP:ON THE PHASE-LOCKED POL.VAR CYGX1
- AJ 73,S107,1968;METZGER:X-RAY EMISSION FROM CYG XR-1
- AJ 79,623,1974;CRAWFORD:4COLOR+H-BETA PHOTOM.OPEN CLUSTER NGC6871
- \* AJ 83,962,1978;KEMP:OPT.+X-RAY EVIDENCE FOR 78/39-D PERIOD
- \*G APJ 143,203,1966;FISHER:OBS.OF COSMIC X-RAYS
- \* APJ 147,391,1967;BLEEKER:BAL.OBS.X-RAY SOURCES IN CYG-REG.20-130KEV
- \*G APJ 148,L119,1967;GIACCONI:X-RAY SURVEY OF CYGNUS REGION
- \* APJ 150,47,1967;OVERBECK:HIGH-ENERGY X-RAYS FROM CYG XR-1
- APJ 150,57,1967;CHODIL:X-RAY INT.+SP.FROM SEVERAL COSMIC SOURCES
- \* APJ 150,L85,1967;GORENSTEIN:SPEKTR.OF X-RAY SOUR.IN CYG + SCO
- APJ 151,1,1968;FISHER:OBSERVATION OF GALACTIC X-RAY SOURCES
- \* APJ 151,21,1968;CLARK:SKY SURVEY OF HIGH-EN.COSM.X-RAYS+SP.CRAB+CYG
- \* APJ 151,L1,1968;CHODIL:OBS.CYG-REGION WITH BALL.-BORNE X-DET.
- \* APJ 151,L125,1968;HAYMES:DET.OF GAMMA-RAY RAD. FROM CYG-REGION
- \* APJ 153,899,1968;OVERBECK:TIME-VAR.IN SCO X-1 + CYG XR-1
- \* APJ 157,197,1969;MEEKINS:X-RAY SPEKTR.OF SEVERAL DISCR.COSM.SOURCES
- \* APJ 157,215,1969;GLASS:OBS.OF X-RAYS FROM TAU X-1 + CYG X-1
- \*+ APJ 158,207,1969;BINGHAM:HIGH-ENERGY X-RAYS FROM CYG XR-1
- \* APJ 159,1111,1970;HAYMES:LOW-ENERGY GAMMA RAD.FROM CYGNUS
- \* APJ 161,979,1970;MACGREGOR:OBS.GAL.X-RAY SOURCES 1968
- \* APJ 162,883,1970;WEBBER:BAL.STUD.OF X-RAY EMISS.FROM N-SKY
- \* APJ 165,L37,1971;TANANBAUM:MEASURMENT OF LOC.CYG X-1 + X-2 (UHURU)
- \* APJ 166,L1,1971;ODA:X-RAY PULSATIONS FROM CYG X-1 (UHURU)
- \* APJ 166,L65,1971;HOLT:EV.FOR MULT.PER.IN X-RAY EM.CYG X-1 (UHURU)
- APJ 167,L15,1971;GURSKY:ESTIMATED DIST.CYG X-1 BY LOW-EN.SP.

- \* APJ 168,L11,1971;MYAMOTO:MEASURMENT OF LOCATION CYG X-1
- \* APJ 168,L15,1971;TOOR:X-RAY SOURCE POSITIONS FOR CYG X-1,X-2,X-3
- \* APJ 168,L17,1971;RAPPAPORT:ON THE LOCATION OF CYG X-1
- \* APJ 168,L21,1971;HJELLMING:RADIO EMISSION FROM X-RAY SOURCES
- \* APJ 168,L43,1971;RAPPAPORT:SEARCH X-RAY PULSATIONS CYG X-1
- \* APJ,168,L49,1971;SHULMAN:X-RAY INTENSITY FLUCTUATIONS IN CYG X-1
- \* APJ 168,L91,1971;KRISTIAN:ON THE OPTICAL IDENTIFICATION OF CYG X-1
- \* APJ 170,L21,1971;SCHREIER:OBS.OF PULS.X-RAY SOURCE CYG X-1 (UHURU)
- \* APJ 171,51,1972;BLEACH:X-RAY SP.OF DISCR.SOURCES IN CYGNUS
- \* APJ 172,L13,1972;ODA:DYNAMIC SPECTRUM ANALYSIS OF CYG X-1
- A APJ 172,L17,1972;TAYLOR:SEARCH PULSED RADIO EMM.CYG X-1
- \* APJ 174,L35,1972;TERRELL:SHOT-NOISE CAR.OF CYG X-1 PULSATIONS
- \* APJ 175,L73,1972;STEVENS:SOFT X-RAYS FROM CYG X-2 + CYG X-1
- \* APJ 177,L5,1972;TANANBAUM:OBS.CORR.X-RAY/RADIO TRANSITION (UHURU)
- \* APJ 179,L123,1973;WALBORN:SPECTRUM OF HDE 226868
- \* APJ 179,L125,1973;SMITH:SPECTR.OBS.OF CYG X-1 OPTICAL CAND.
- \* APJ 179,L129,1973;BRUCATO:SPECTR.OBS.OF OPTICAL CAND.FOR CYG X-1
- \* APJ 182,549,1973;HUTCHINGS:OPTICAL OBSERVATIONS AND MODEL FOR CYG X-1
- \* APJ 182,L29,1973;HJELLMING:RADIO VARIABILITY OF HDE 226868
- A APJ 185,L113,1973;MARGON:ON THE DISTANCE TO CYGNUS X-1
- \* APJ 185,L117,1973;BREGMAN:ON THE DISTANCE TO CYG X-1
- \*T APJ 188,603,1974;BRINKMAN:CORRELATION ANALYS.X-RAY EM.CYG X-1 (UHURU)
- \* APJ 189,L13,1974;ROTHSCHILD:MS TEMPORAL STRUCTURE IN CYG X-1
- AT APJ 189,L17,1974;BAHCALL:MULTIPLE STAR SYSTEMS AND X-RAY SOURCES
- \* APJ 190,L55,1974;SANFORD:OBS.OF VAR.IN X-RAY FLUX CYG X-1(COPERNICUS)
- A APJ 190,L59,1974;BISIACCHI:HE II 4686 EMISS.INTERPRETATION HD 226868
- \* APJ 191,743,1974;HUTCHINGS:H ALPHA EMISSION IN CYGNUS X-1
- \* APJ 191,L27,1974;LI:OBS.ABS.DIP IN X-RAY INT.OF CYG X-1 (OSO-7)
- \* APJ 192,L65,1974;MASON:X-RAY ABSORB.EVENTS IN CYG X-1 (COPERNICUS)
- A APJ 193,L61,1974;HUTCHINGS:ON LIGHTCURVES+MASSES OF ...CYG X-1...
- \*+ APJ 195,L101,1975;THORNE:CYG X-1 INTERPR.OF THE SPECTR.+VARIABILITY
- \*G APJ 196,593,1975;CAMPBELL:UP.LIM.HARD GAMMA-RAY EM.FROM 6 SOURCES
- \* APJ 196,597,1975;FRONTERA:SPECTR.VARIABIILITY CYG X-1 HARD X-RAYS
- \*G APJ 196,827,1975;ULMER:OBS.6 X-RAY SOURCES (OSO-7)
- \*G APJ 197,675,1975;AVNI:ELLIPSOIDAL LIGHT VAR.+MASSES OF X-RAY BINARIES
- \*+ APJ 197,689,1975;KELLOGG:X-RAY ASTR.IN THE UHURU EPOCH AND BEYOND
- \* APJ 198,L101,1975;MICHALSKY:DISCOV.OF VAR.CIRC.POL. CYG X-1
- \* APJ 198,L105,1975;FRONTERA:EV.LONG PER.PULS. HARD X-RAY CYG X-1
- \* APJ 199,L147,1975;WEISSKOPF:SHORT-TERM VARIABILITY OF CYG X-1 (UHURU)
- \*T APJ 199,L153,1975;EARDLEY:CYG X-1 2 TEMP.ACCR.DISK MODEL
- \*+ APJ 200,269,1975;BOLTON:ORBITAL ELEMENTS + MODELS FOR HD226868
- \*T APJ 203,701,1976;LIGHTMAN:X-RAY POL.FROM CYG X-1:ACCR.DISK TEST
- \* APJ 203,L63,1976;HOLT:NEW RES.FROM LONG-TERM OBS.OF CYG X-1 (ARIEL V)
- \*T APJ 204,187,1976;SHAPIRO:2 TEMP.ACCR.DISK MODEL FOR CYG X-1
- \*T APJ 204,555,1976;SHAPIRO:BLACK HOLES IN X-RAY BINARIES
- A APJ 205,855,1976;LESTER:3 COLOR PHOTOMETRY OF HDE 226868
- \* APJ 208,849,1976;FORMAN:SURVEY INT.VAR.STRONG GAL.SOURCES (UHURU)
- \*T APJ 210,233,1976;ALME:POSS.MECH. MASS TRANS.IN X-BIN SYS.WITH OB STAR
- \* APJ 210,239,1976;KEMP:VAR.LIN.POL.OF CYG X-1,1974-1975 OBSERVATIONS
- \* APJ 212,221,1977;MICHALSKY:CYG X-1:FURTHER OBS.OF VAR.CIRC.POL.
- \* APJ 213,815,1977;ABT:SEARCH FOR THIRD STAR IN CYG X-1 SYSTEM
- \* APJ 213,818,1977;ROTHSCHILD:SUB MS MEASURMENTS OF LOW STATE CYG X-1
- \*+ APJ 214,L119,1977;CANIZARES:OBS.RAP.X-RAY FLARING FROM CYG X-1(SAS-3)
- \*T APJ 218,247,1977;LIANG:ACCRETION DISK CORONAE AND CYG X-1
- \* APJ 219,288,1978;MANDROU:OBS.CYG X-1 IN ENERGY RANGE 100KEV-3MEV

- \* APJ 219,1029,1978;SUTHERLAND:SHORT-TERM VARIABILITY OF CYG X-1(UHURU)
- \* APJ 220,L123,1978;KEMP:DISCOVERY OF SYNCHRONOUS BINARY POL.IN CYG X-1
- \*T APJ 221,228,1978;WEISSKOPF:ON PHYS.REALITY OF MS-BURSTS IN CYG X-1
- \* APJ 223,L17,1978;WEISSKOPF:SHORT-TERM TIME VARIABILITY OF CYG X-1 III
- \*G APJ 224,625,1978;PETTERSON:STREAMS+DISKS IN MASSIVE X-RAY BINARY SYS.
- \* APJ 225,599,1978;MICHALSKY:LONG TERM CIRC.POL.VARIABILITY (CYG X-1)
- \* APJ 226,976,1978;WALKER:HE II EMISSION IN THE SPECTRUM OF HD226868
- \* APJ 228,L23,1979;KEMP:CYG X-1 POL.EV.EXT.SEC.ENVELOPE+ECL.REGION
- \* APJ 229,296,1979;GUINAN:PERIOD+4860A LIGHTCURVE OF CYG X-1
- \* APJ 230,551,1979;DOLAN:HIGH-ENERGY X-RAY SPECTRA OF CYG X-1 (OSO 8)
- \* APJ 232,255,1979;DUTHIE:AN UPP.LIMIT ON UV SHOT NOISE FROM CYG X-1
- \* APJ 233,344,1979;HOLT:LONG-TERM ASM STUD.STRONG CYG-SOURCES (ARIEL V)
- \* APJ 233,350,1979;PRIEDHORSKY:EXTENDED-BANDWIDTH X-RAY OBS.OF CYG X-1
- \* APJ 234,L23,1979;MEEGAN:OBSERVATIONS OF CYG X-3 ABOVE 50 KEV
- \*T APJ 235,595,1980;KEMP:ALLOWED SIZE OF AN ACCRETION DISK IN CYG X-1
- APJ 235,263,1980;WEISSKOPF:TIMEVARIABILITY CIR X-1/CYG X-1->CIR X-1
- \* APJ 237,L71,1980;PRAVDO:X-RAY AND UV SPECTROSCOPY OF CYG X-1 (HEAO-2)
- \* APJ 238,710,1980;LONG:THE X-RAY POL. OF THE CYGNUS SOURCES (OSO 8)
- \*T APJ 240,271,1980;LIANG:TRANSONIC DISC ACCR.ONTO BLACK HOLES
- \* APJ 240,612,1980;SHAFTER::LOWER LIMIT ON THE MAG.OF COMP.HD226868
- \*T AP.LETT. 8,193,1971;HAAR:THEOR.SPEC.ON THE PULSATING SOURCE IN CYGX1
- \*T AP.LETT. 16,9,1975;SHIPMAN:THE IMPLAUSIBLE HIST.OF TRIPLE STAR MOD
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 10,500,1971;AGRAWAL: (CYG X-1 >40 KEV)
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 17,482,1972;METZGER:BALLOON OBS.CYG X-1
- \*+ ASTROPHYS.+SPACE SCI. 18,408,1972;AGRAWAL:SP.+TIME VAR.HARD X.CYG X-1
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 32,197,1975;FRONTERA:LONG TERM VAR.HARD X-RAYS
- \*T ASTROPHYS.+SPACE SCI. 39,487,1976;PACHEO:SPECTR.CYG X-1 A THEOR.MODEL
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,123,1976;HOLT:TEMPORAL X-RAY ASTR. (ARIEL V)
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,143,1976;POUNDS:OBS.VAR.+TRANS.S. (ARIEL V)
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,175,1976;PARSIGNAULT:ANS OBS.CYG X-1 (ANS)
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,185,1976;FRONTERA:LONG-PERIOD PULS CYG X-1
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,189,1976;GORENSTEIN:IS ABS.+VAR COMP CYG X-1
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,193,1976;RAO:FAST INTENSITY FLUCT. CYG X-1
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 42,223,1976;ODA:SHORT TERM VARIABILITY CYG X-1
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 45,433,1976;JAIN:SHORT TERM CHANGES HARD X-RAYS
- \* ASTROPHYS.+SPACE SCI. 65,251,1979;JAIN:EV.FOR VAR.IN HARD X-EM.CYGX-1
- \*G BLICK IN ALL 9-10,1980;KRAUPE:CYGNUS X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 3,393,1971;SCHREIER:OBS.PULS.X-RAY S.CYG X-1(UHURU)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 3,456,1971;MATTESON:X-RAY OBSERVATIONS CYG-REGION
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 3,458,1971;BOLTON:THE SPECTRUM OF HD226868=CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 3,469,1971;PARRISH:OBS.CYG-REG.AT LOW RADIO FREQ.
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 4,261,1972;TERRELL:FLUCTUATIONS OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 4,271,1972;ODA:X-RAY VARIABILITY OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 4,336,1972;BRINKMAN:CORRELATION ANAL.CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 4,410,1972;BAITY:OBS.CYG X-1+CYG X-3 >7 KEV (OSO-7)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 4,415,1972;SMITH:SPECTROSCOPIC OBS.OPT.CAND.CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 5,382,1973;BREGMAN:ON THE DISTANCE TO CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 5,477,1973;BOLTON:MASS OF SEC.KOMP.BIN.SYS.CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 6,277,1974;ROTHSCHILD:TEMPORAL+SPECTRAL STUD.CYGX-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 6,277,1974;KURFESS:A HARD X-RAY OBS.OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 6,313,1974;ROTHSCHILD:SPECTRAL+TEMPORAL STUD.CYGX-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 6,325,1974;DOLAN:OPT.POL.OF HDE226868 = CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 6,365,1974;DOLAN:X-RAY ECL.OF CYG X-1:DOES OR NOT
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 6,445,1974;WEISSKOPF:ANALYS.OF TIME VAR.OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 7,429,1975;MATTESON:INT.+SPECTRAL VAR.CYG X-1 BAL.

- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 7,524,1975;RICKER:HIGH ENERGY BALL.OBS...CYG X-1...
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 7,524,1975;CANIZARES:X-RAY OUTBURST F.CYG X-1(SAS3)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 7,537,1975;MOULDING:EM.LINE BLENDING EFF.CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,361,1976;NOLT:ANAL.PHOTOMETRIC REC.OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,363,1976;DOLAN:25-250 KEV OBSERVATIONS OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,364,1976;KESTENBAUM:HIGH-RESOL.BRAGG-CRYS.CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,438,1976;POUNDS:EXT.OBS.X-BIN...CYG X-1..(ARIEL5)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,438,1976;SANFORD:RECENT OBSERVATIONS.OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,439,1976;BUFF:FLARE PHENOMENA IN CYG X-1...
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,439,1976;CANIZARES:CYG X-1 ON SHORT TIMESCALES
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,439,1976;SERLEMITSOS:SP.CYG X-1 FROM (OSO 8)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,439,1976;CARANNELL:HARD X-RAY OBS. CYG X-1(OSO 8)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 8,449,1976;THORNE:A CLOUD AROUND CYG X-1?
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 9,349,1977;WEISSKOPF:SHORT-TERM VAR.OF CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 9,579,1977;WEISSKOPF:TIME SENSE OF SHOT NOISE CYGX1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 9,609,1977;GRUBER:HIGH EN.OBS...CYG X-1...(HEAO-1)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 9,644,1977;MEEGAN:SP.CYG X-1 FROM 50 KEV TO 3 MEV
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 9,645,1977;GUINAN:NAR.BAND PHOT.V1357CYG=CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,391,1978;NOLAN:HARD X-R.SP.+TEMP.AN.CYGX1(HEAO1)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,420,1978;KHAN:SHOT NOISE CYG X-1:GROWING SHOTS
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,511,1978;MEEKINS:MS-VAR. CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,511,1978;SUTHERLAND:TIME VAR.CYG X-1 (SAS-3)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,511,1978;CANIZARES:SHORT X-VARIABILITY CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,512,1978;NOLAN:HARD X SP.+TEMP.ANAL.CYGX1(HEAO1)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 10,512,1978;PACIESAS:HIGH ENERGY X-RAY VAR.CYG X-1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 11,702,1979;BALLINTINE:TEMP.STRUCTURE H.X-RAY CX1
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 11,721,1979;NOLAN:HARD X-RAY SP CYG X-1 (HEAO-1)
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 11,780,1979;THOMPSON:TRANSSONIC DISC ACCR. ON B.H.
- \* BULL.AM.ASTR.SOC. 11,795,1979;SCHEEPMAKER:H.E.X-RAY SP. CYG X-1+3
- \* CAN.J.PHYS. 46,S409,1968;LEWIN:SKY SURVEY HIGH EN.+SP...CYG...
- \* CAN.J.PHYS. 46,S437,1968(3);PETERSON:OBS.OF COSM.X-SOUR.10-250KEV
- \*T CHIN.ASTR. 3,141,1979;JIA-LUE:INFL.OF.EL.-POS.PAIR ON SP.CYG X-1
- \* CHIN.ASTR. 3,315,1979;QI-BIN:CYG X-1 THE REMNANT OF HIST.SN 1408
- \*+ COMM.ON AP 7,151,1978;EARDLEY:STATUSREPORT ON CYG X-1
- \* IAU CIRC.2345,1971;BIDELMAN:POSS.OPT.ID.CYG X-1 (HD226868)
- \* IAU CIRC.2395,1972;KUKARKIN:OPT.ECLIPSE OF HD226868
- \* IAU CIRC.2421,1972;BRUCATO:SECONDARY COMP. ?
- \* IAU CIRC.2778,1975;GURSKY:CYG X-1 TRANSITION UPWARD (ANS)
- \* IAU CIRC.2779,1975; DIVERSE (ANS)
- \* IAU CIRC.2833,1975;PRIMINI:CYG X-1 TRANS. UPWARD (SAS-3)
- \* IAU CIRC.2863,1976; DIVERSE (ANS,ARIEL V)
- IAU CIRC.2918,1976; CYG X-1 TRANSITION
- \* IAU CIRC.2995,1976;ODA:CYG X-1 UNUSUAL VARIABILITY (SAS-3)
- \* IAU CIRC.3060,1977;KEMP:POLARISATION
- \* IAU CIRC.3149,1977;KEMP:CYG X-1 PERIOD AND POLARISATION
- \* IAU CIRC.3234,1978;POLIDAN: V861 SCORPII: NEW BLACK HOLE CANDIDATE?
- \* IAU CIRC.3374,1979;RAO:INDIA'S SECOND X-RAY SATELLITE (BHASKARA)
- \* IAU CIRC.3491,1980;ODA:HIGH STATE SINCE END OF MAY (HAKUCHO)
- \* IAU CIRC.3492,1980;KEMP:NO OPT.HIGH STATE - CF.IAU CIRC.3491
- \* IAU CIRC.3502,1980;ODA:HIGH->LOW STATE CYG X-1JJUNE33011980 (HAKUCHO)
- \* IAU CIRC.3517,1980;WALKER:OPT.OBS.7-YEARS
- \* IAU CIRC.3517,1980;KEMP:OPT.OBS.UVBL CYG X-1
- \* IAU CIRC.3541,1980;ODA:CYG X-1? HIGH-STATE NOV.8.12-10.0 (HAKUCHO)
- IAU SYMP. 37,59,1970;PETERSON:PROPERTIES OF INDIVIDUAL X-RAY SOURCES
- \* IAU SYMP. 37,94,1970;AGRAWAL:EN.SP.OF DISCR.X-SOURCES 20-120 KEV

- \* IAU SYMP. 37,130,1970;MATSOUKA:ANG.SIZE AND POSITION CYG X-1
- \*G IAU SYMP. 64,147,1974;GIACCONI:BINARY X-RAY SOURCES
- \*+ IAU SYMP. 83,297,1979;BOLTON:RESULTS FROM 1977 CAMPAIGN ON CYG X-1
- (\* )IAU SYMP. 88,1979/80;PLAVEC (ED.)
- (\* )ISAS-TOKYO,1980;SYMP.ON THE RESULTS AND FURTHER PROSPECTS OF X-ASTR.
- \* ISAS-TOKYO RN 55,1978;DOI:SHORT-TERM VAR. OF CYG X-1 IN HARD REGION
- \*G MERCURY 8,60,1979;STOKES:CYGNUS X-1:GENUS:X-RAY BIN. SPECIES: B.H.?
- \* MITT.D.ASTR.GES.40,174,1976;KENDZIORRA:BOB.VON CYG X-1 IM HART.ROE.B
- \* MITT.D.ASTR.GES.43,225,1978;KAPPELMANN:LICHTEL.BEOB.AN CYG X-1
- \* MNRAS 160,9P,1972;WALKER:B AND V PHOTOMETRY OF CYGNUS X-1
- \* MNRAS 162,1P,1973;TRIMBLE:A LOW MASS PRIMARY FOR CYG X-1?
- A MNRAS 168,543,1974;HILDITCH:STROEMGEN 4-COLOUR OBS.CYG X-1+HER X-1
- \* MNRAS 169,247,1974;WALKER:BLUE BAND PHOTOMETRY OF CYG X-1 DUR. 1973
- \* MNRAS 173,821,1975;FROHLICH:ON THE OPTICAL STABILITY OF CYG X-1
- A MNRAS 173,15P,1975;LANNING:DIFF.UVBY PHOTOMETRY OF CYG X-1
- \* MNRAS 173,63P,1975;EYLES:OBS.1975,MAY BURST OF CYG X-1 (ARIEL V)
- \* MNRAS 182,315,1978;WALKER:OPTICAL PHOTOMETRY OF CYG X-1 1972-1976
- (\* )NASA SP-389(1975): X-RAY BINARIES - GSFC SYMPOSIUM
- \* NASA TM-79626(1978);DOLAN:HIGH ENERGY SPECTRA OF CYG X-1 (OSO-8)
- \* NASA TM-80646(1980);PRAVDO:X-RAY+UV SPECTROSCOPY OF CYG X-1=HDE226868
- \$ NASA X-611-69-1(1969);RIEGLER:
- \$ NASA X-661-75-205(1975);HOLT:
- \$ NASA X-661-76-37(1976);HOLT:
- G NATURE 201,1307,1964;BOWYER:X-RAY SOURCES IN THE GALAXY
- \* NATURE 232,38,1971;AGRAWAL:RAP.FLUCT.IN HIGH ENERGY X-RAY
- \* NATURE 232,246,1971;BRAES:DET.OF RADIO EMM.FROM CYG X-1
- \*G NATURE 233,109,1971;DOLAN:ECLIPSING BINARY MODEL OF CYG X-1
- \* NATURE 233,110,1971;MURDIN:OPTICAL IDENTIFICATION OF CYG X-1
- \* NATURE 233,468,1971;CRUISE:SHORT TERM VERIABIL.PULS.X-RAY CYG X-1
- \* NATURE 234,138,1971;HJELMING:RADIO SPECTRUM OF CYG X-1
- \* NATURE 235,37,1972;WEBSTER:CYG X-1 A SPECTR.BINARY WITH HEAVY COMPAN.
- \* NATURE 235,97,1972;BLUMENTHAL:MECHANISM FOR THE X-RAY PULS.CYG X-1
- \* NATURE 235,147,1972;BRAES:FURTHER RADIO OBSERVATIONS OF CYG X-1
- \* NATURE 235,271,1972;WADE:POS.+IDENT.OF CYG X-1 RADIO SOURCE
- \*+ NATURE 235,271,1972;BOLTON:IDENT.OF CYG X-1 WITH HDE 226868
- \* NATURE 247,351,1974;FABIAN:IS CYG X-1 A NEUTRON STAR?
- \* NATURE 251,589,1974;CHENG:DISTANCE TO CYG X-1
- \* NATURE 254,461,1975;MARGON:DISTANCE TO CYGNUS X-1
- \* NATURE 256,107,1975;HEISE:X-RAY OBS.CYG X-1 (ANS)
- \* NATURE 256,108,1975;HOLT:OBS.TRANSITION IN EMISS.CYG X-1 (ARIEL V)
- \*+ NATURE 256,109,1975;SANFORD:X-RAY VARIABILITY CYG X-1(ARIEL V,COPERN)
- \* NATURE 256,111,1975;HJELLMING:MAJ.CHANGE IN RADIO SOURCE ASS.CYG X-1
- \*T NATURE 258,583,1975;MESZAROS:A SPHERICAL ACCRETION MODEL OF CYG X-1
- \* NATURE 259,27,1976;AURIEMMA:TRANS.SHORT TIME PER.IN OPT.EM.CYG X-1
- \* NATURE 259,544,1976;COE:ANTI-CORR.HARD/SOFT X-RAY VAR.CYG X-1(ARIEL V)
- \* NATURE 259,642,1976;WHEELER:ORIGIN OF THE BLACK HOLE IN CYG X-1
- \* NATURE 260,307,1976;RAO:OBS. CYG X-1 (ARYABHATA)
- \* NATURE 261,213,1976;HOLT:RETURN TO PRE-1971 INT.+5.6D MOD. (ARIEL V)
- \*T NATURE 262,196,1976;EARDLEY:INV.COMPTON SP.+SPECTRUM OF CYG X-1
- \* NATURE 263,393,1976;WALKER:OPT.BEHAV.DUR.CYG X-1 X-RAY TRANS.
- \* NATURE 263,752,1976;SOMMER:HARD X-RAY SP.CYG X-1 DUR.TRANS.NOV'75
- \* NATURE 264,731,1976;BRAES:CORR.X-RAY/RADIO TRANS.
- \*T NATURE 266,429,1977;STARK:OBS.TEST FOR EXISTENCE OF ROT.B.H.IN CYG X1
- \* NATURE 267,813,1977;DOLAN:INT.TRANS.CYG X-1 AT HIGH ENERGIES (OSO-8)
- T NATURE 269,128,1977;CONNORS:OBS.GRAV.EFFECTS ON POL.RAD.NEAR B.HOLE

- \* NATURE 270,154,1977;OGAWARA:TEMORAL AND SPECTRAL VARIATION OF CYG X-1
- \* NATURE 270,227,1977;KEMP: 39-D PERIOD IN CYG X-1 (POLARISATION)
- \* NATURE 270,228,1977;MILGROM:39-D POLARISATION PERIOD IN CYG X-1
- \* NATURE 270,229,1977;WALKER: 39-D PERIOD IN CYG X-1
- \* NATURE 271,40,1978;ROBINSON:SEARCH FOR RAPID OPT.PER.FROM CYG X-1
- \* NATURE 275,197,1978;DOI:PHYS.REALITY OF SHOT NOISE MODEL CYG X-1
- \*T NATURE 279,506,1979;SUNYAEV:HARD X-RAY SPEKTRUM OF CYG X-1
- \* NATURE 280,126,1979;DOLAN:THE 78.4-DAY PERIOD OF CYG X-1
- \* NATURE 283,642,1980;LIANG:TEST OF THE INV.COMPTON MODELL FOR CYG X-1
- \* NATURE 284,608,1980;WHITE:OBS. AND SEARCH FOR GAMMARAYS 1-20MEV..CX1
- \* NATURE PHYS.SCI. 229,233,1971;FRANCEY:VARIABILITY OF CYG X SOURCES
- \* NATURE PHYS.SCI. 232,190,1971;MANCHANDA:UP.LIM.PULS.CYG X-1
- \* NATURE PHYS.SCI. 232,191,1971;MOHANTY:SEARCH PULS.RADIO EM.CYG X-1
- \*T NATURE PHYS.SCI. 236,39,1972;JACKSON:MODEL OF CYGNUS X-1
- \* NATURE PHYS.SCI. 238,22,1972;AGRAWAL:OBS.HARD X-RAY FLARE IN CYG X-1
- \* NATURE PHYS.SCI. 240,124,1972;BOLTON:DIM.OF BINARY SYSTEM CYG X-1
- \* NATURE PHYS.SCI. 241,125,1973;LESTER:PER.LIGHT VAR.IN HD226868(CYGX1)
- \* NATURE PHYS.SCI. 242,71,1973;HEUVEL:W-R SYS.+ORIGIN OF MASSIVE X-BIN.
- \* NATURE PHYS.SCI. 245,18,1973;BAKER:GAMMA-RAY 1-10MEV CRAB+CYG
- \* NATURE PHYS.SCI. 245,90,1973;BAITY:OBS.CYG X-1,X-3 >7KEV FROM (OSO-7)
- \* NATURE PHYS.SCI. 245,99,1973;HEUVEL:ACCUR.OF MASS DET.NON PULS.BIN
- \* NUC.INSTR.+METHODS 155,305,1978;DOI:RISETIME DISCR.PRES.PROP.COUNTER
- \* PASP 86,652,1974;GIBSON:VAR.RADIO EM. CC CAS,AR LAC,+BETA LYR+CYG X-1
- \* PASP 91,796,1979;HUTCHINGS:H-ALPHA EMISSION IN CYGNUS X-1 1977
- \*G PHYS.REV.L. 9,439,1962;GIACCONI:EVIDENCE F.X-RAYS OUTSIDE SOL.SYS
- \*G PHYS.REV.L. 11,530,1963;GURSKY:EVIDENCE F.GALACTIC X-RAYS
- PHYS.REV.L. 17,447,1966;BOLDT:EXT.SOURCE OF ENER.GCOSM.X-RAYS
- \* PHYS.REV.L. 20,24,1968;OVERBECK:INCR.HIGH ENER.X-RAY FLUX CYG X-1
- \*G PHYS.TODAY 5,38,1973;GIACCONI;PROGRESS IN X-RAY ASTRONOMY
- \* PREPRINT:1974 CALGARY CONF.;ULMER:GALACTIC X-RAY SOURCES (UHURU,OSO7)
- \* PREPRINT:1980 GOLDMAN:CYG X-1: A MASSIVE NEUTRON STAR?
- (\*)PROCEEDINGS:INT.SCHOOL OF PHYS.:PHYS.OF N-STARS+BL.HOLES (LXV)
- \*+ PROCEEDINGS:1974 CALGARY CONF.;BOLT:WHAT IS SPECIAL ABOUT CYG X-1?
- (\*)PROCEEDINGS:1979 CAPE SOUNION;BRADT:RAPID APER.X-RAY VARIABILITY
- G Progr.COSM.RAY PHYS. VOL X,346,1971;ODA:COSMIC X-RAYS
- \* PUBL.ASTON.SOC.JAPAN 26,303,1974;ODA:MS X-RAY PULSES FROM CYG X-1
- \*\$ SCIENCE 147,394,1965;BOWYER:COSMIC X-RAY SOURCES (FIRST CYG X-1 M.)
- \*\$ SCIENCE 152,66,1966;BYRAM:COSMIC X-RAY SOURCES, GALACTIC+EXTRAGAL.
- \*\$ SCIENCE 152,1499,1966;GRADER:X-RAY SPECTRA FROM 3 COSMIC SOURCES
- \*\$ SCIENCE 154,1000,1966;MCCRACKEN:E.SP.OF CEL.X-RAY SOURCES 2-60 KEV
- \*G SCI.AM. 12,32,1974;THORNE:THE SEARCH FOR BLACK HOLES
- \* S+T OCT'79,323:CYGNUS X-1 AND THE SUPERNOVA OF A.D.1408
- \* SOV.ASTR. 17,1,1973;LYUTYI:NAT.OF OPT.VAR.OF HZ HER+HD 226868
- \* SOV.ASTR. 18,311,1974;GLUSHNEVA;SP.EN.DISTR.OF BD+3403815=CYG X-1
- \* SOV.ASTR.LET. 3,1,1977;SHEFFER:SALYUT4 OBS.OF CYG X-1
- \* SOV.ASTR.LET. 4,12,1978;BRUEVICH:UVBR-OBS.CYG X-1
- \* SOV.ASTR.LET. 6,12,1980;MOSKALENKO:TIME VAR.STRUCTURE IN X-FLUX CX1
- \*+ SPACE SCI.REV. 10,830,1970;DOLAN:VARIABLE X-SPECT.OF CYG X-1
- \*+ SPACE SCI.REV. 20,757,1977;ODA:CYG X-1 CAND. OF BLACK HOLE
- \* UCSD SP-78-02;PACIESAS:HARD X-RAY VAR.IN BINARY X-RAY SOURCES
- \* UCSD SP-80-12;PELLING:HARD X-RAY OBSERVATION FROM HEAO-1 (HEAO-1)
- \* UCSD SP-80-14;NOLAN:RAPID VAR. OF 10-140 KEV FROM CYG X-1 (HEAO-1)
- \* PRIEDHORSKY 1978 : EXTENDED BANDWIDTH X-RAY OBSERVATIONS OF CYG X-1
- (\*)GSFC X-660-75-285,1975;KONDO:WORKSHOP X-RAY BINARIES
- (\*)ADAMS:COSMIC X-RAY ASTRONOMY

ANHANG A 7

(\*)GIACCONI+GURSKY:X-RAY ASTRONOMY

LEIDEN 1974

(\*)MAURUS:DATENANALYSE EINER BALLONBEOBACHTUNG VON CYG X-1 MUENCHEN 1976

ANHANG B: Messwerte der einzelnen MPE/AIT Flüge

Flug 1975-02-20

Pkt.	Energiebereich [keV]	Messwert $\left[ \frac{\text{Ereignisse}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$	Korrigierter Spektrumswert $\left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$
1	34 - 44	-	0.00527 ± 0.00055
2	44 - 64	-	0.00344 ± 0.00032
3	64 - 84	-	0.00231 ± 0.00030
4	84 - 114	-	0.00070 ± 0.00023
5	114 - 148	-	0.00001 ± 0.00030

Flug 1976-05-03

Pkt.	Energiebereich [keV]	Messwert $\left[ \frac{\text{Ereignisse}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$	Korrigierter Spektrumswert $\left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$
1	15.9 - 20.4	0.004072 ± 0.000057	0.016698 ± 0.002105
2	20.4 - 25.0	0.005667 ± 0.000067	0.011900 ± 0.001132
3	25.0 - 29.5	0.006249 ± 0.000071	0.008400 ± 0.000681
4	29.5 - 34.1	0.006026 ± 0.000070	0.005806 ± 0.000470
5	34.1 - 38.6	0.004113 ± 0.000057	0.004243 ± 0.000326
6	38.6 - 43.1	0.003356 ± 0.000052	0.004044 ± 0.000266
7	43.1 - 47.7	0.002760 ± 0.000047	0.003364 ± 0.000216
8	47.7 - 52.2	0.002569 ± 0.000045	0.002983 ± 0.000188
9	52.2 - 59.0	0.002307 ± 0.000035	0.002396 ± 0.000140
10	59.0 - 65.8	0.002258 ± 0.000035	0.002269 ± 0.000129
11	65.8 - 72.6	0.002053 ± 0.000033	0.002010 ± 0.000118
12	72.6 - 79.5	0.001926 ± 0.000032	0.001398 ± 0.000111
13	79.5 - 86.3	0.001692 ± 0.000030	0.001253 ± 0.000103
14	86.3 - 95.3	0.001652 ± 0.000026	0.001159 ± 0.000093
15	95.3 - 104.4	0.001510 ± 0.000025	0.000957 ± 0.000095
16	104.4 - 113.5	0.001391 ± 0.000024	0.000695 ± 0.000092
17	113.5 - 122.6	0.001282 ± 0.000023	0.000469 ± 0.000095
18	122.6 - 131.7	0.001186 ± 0.000022	0.000368 ± 0.000100
19	131.7 - 140.7	0.001082 ± 0.000021	0.000256 ± 0.000106

Flug 1977-09-21

Pkt.	Energiebereich [keV]	Messwert	Korrigierter Spektrumswert
		$\left[ \frac{\text{Ereignisse}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$	$\left[ \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2 \text{ sec keV}} \right]$
1	15.0 - 18.0	0.002847 ± 0.000028	0.010654 ± 0.001340
2	18.0 - 21.0	0.002077 ± 0.000024	0.009783 ± 0.000731
3	21.0 - 24.0	0.001752 ± 0.000022	0.007479 ± 0.000437
4	24.0 - 27.0	0.001825 ± 0.000022	0.006777 ± 0.000317
5	27.0 - 30.0	0.001890 ± 0.000023	0.006086 ± 0.000244
6	30.0 - 33.0	0.001845 ± 0.000022	0.005321 ± 0.000194
7	33.0 - 36.0	0.001687 ± 0.000021	0.004531 ± 0.000155
8	36.0 - 39.0	0.001610 ± 0.000021	0.004075 ± 0.000133
9	39.0 - 42.0	0.001529 ± 0.000020	0.003618 ± 0.000116
10	42.0 - 45.0	0.001485 ± 0.000020	0.003288 ± 0.000104
11	45.0 - 48.0	0.001522 ± 0.000020	0.003126 ± 0.000097
12	48.0 - 51.0	0.001540 ± 0.000020	0.002909 ± 0.000090
13	51.0 - 54.0	0.001547 ± 0.000020	0.002661 ± 0.000084
14	54.0 - 57.0	0.001613 ± 0.000021	0.002579 ± 0.000081
15	57.0 - 60.0	0.001664 ± 0.000021	0.002466 ± 0.000079
16	60.0 - 63.0	0.001575 ± 0.000021	0.002110 ± 0.000072
17	63.0 - 66.0	0.001505 ± 0.000020	0.001981 ± 0.000068
18	66.0 - 69.0	0.001448 ± 0.000020	0.001890 ± 0.000065
19	69.0 - 72.0	0.001368 ± 0.000019	0.001892 ± 0.000063
20	72.0 - 75.0	0.001257 ± 0.000018	0.001690 ± 0.000060
21	75.0 - 78.0	0.001226 ± 0.000018	0.001649 ± 0.000059
22	78.0 - 81.0	0.001136 ± 0.000018	0.001486 ± 0.000055
23	81.0 - 84.0	0.001071 ± 0.000017	0.001404 ± 0.000053
24	84.0 - 87.0	0.001001 ± 0.000016	0.001244 ± 0.000051
25	87.0 - 90.0	0.000977 ± 0.000016	0.001220 ± 0.000050
26	90.0 - 93.0	0.000913 ± 0.000016	0.001151 ± 0.000048
27	93.0 - 96.0	0.000860 ± 0.000015	0.001106 ± 0.000047
28	96.0 - 99.0	0.000794 ± 0.000015	0.001026 ± 0.000045
29	99.0 - 105.0	0.000691 ± 0.000010	0.000914 ± 0.000032
30	105.0 - 111.0	0.000610 ± 0.000009	0.000809 ± 0.000031
31	111.0 - 117.0	0.000557 ± 0.000009	0.000731 ± 0.000030
32	117.0 - 123.0	0.000505 ± 0.000010	0.000630 ± 0.000033
33	123.0 - 129.0	0.000460 ± 0.000009	0.000538 ± 0.000033
34	129.0 - 135.0	0.000414 ± 0.000009	0.000452 ± 0.000032
35	135.0 - 141.0	0.000407 ± 0.000009	0.000421 ± 0.000033
36	141.0 - 147.0	0.000357 ± 0.000008	0.000358 ± 0.000032
37	147.0 - 153.0	0.000344 ± 0.000010	0.000282 ± 0.000040
38	153.0 - 160.0	0.000345 ± 0.000013	0.000318 ± 0.000055

Ich danke

Herrn Prof. Dr. J. Trümper für die Möglichkeit das sehr interessante Thema unter seiner Leitung als Stipendiat am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik bearbeiten zu können, und für sein stetes, förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit,

Herrn Dr. W. Pietsch für die sehr angenehme und intensive Betreuung der Arbeit,

den Herren Dr. C. Reppin für die Hilfe bei der Durchführung von Experimenten und Dipl.-Phys. W. Voges für so manche Hilfe beim Programmieren,

den Mitgliedern der Röntgenballon-Gruppe Tübingen Dr. E. Kendziorra, Dr. R. Staubert, F. Laux, H. Böttcher und J. Krämer für die angenehme Zusammenarbeit,

den Herren G. Wölfl und N. Huber für ihre Unterstützung bei der Ausführung von mechanischen Arbeiten,  
Herrn K. Wegwerth für Ratschläge bezüglich der Elektronik,

meinen Zimmergenossen Dr. H. Hartmann und Dr. R. Proctor für viele Diskussionen und Anregungen,

und allen Teilnehmern an der Ballonexpedition im Frühjahr 1980 in Palestine/Texas für die freundliche Aufnahme in die Gruppe.



