

4. Der Differential-Plunger und die Methode der differentiellen Zerfallskurve (*DDCM*)

4.1 Das Prinzip

In Fällen, bei denen man es mit einem komplexen Termschema zu tun hat, ist eine detaillierte Fehlerrechnung bei der Anpassung einer $R(d)$ -Funktion schwierig, da man viele Feeder zu berücksichtigen hat (vgl. Gl. 3.7). Man versucht daher die Anzahl der zu variierenden Parameter gering zu halten, um einen möglichst kleinen statistischen Fehler der resultierenden Lebensdauer zu bekommen. Dabei ist es aber notwendig die festgehaltenen Parameter mit großer Genauigkeit zu kennen.

Zusätzlich treten oft systematische Fehler auf, die anhand einer χ^2 -Analyse nicht immer erkannt werden können. Ein typisches Beispiel für einen solchen Fehler ist, daß die experimentelle Zerfallskurve eines Niveaus, das den auszuwertenden Zustand bevölkert, nicht gemessen werden kann (z.B. Sidefeeding, vgl. auch den Fall des Zustandes 6_1^+ in ^{120}Xe).

Aufgrund solcher Probleme wurde im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich die von *Dewald et al.* [Dew89] entwickelte Methode der differentiellen Zerfallskurve, (*DDCM* von *Differential Decay Curve Method*) benutzt. Anhand dieser Methode, die im folgenden noch einmal kurz dargestellt wird, lassen sich die oben erwähnten systematischen Fehler erkennen.

Zur Formulierung der neuen Methode wird zunächst ein typisches Termschema betrachtet (siehe Abb. 4.1). Ein Zustand i mit einer Lebensdauer τ_i wird aus verschiedenen Niveaus h bevölkert. Die entsprechenden γ -Übergänge bzw. γ -Verzweigungsverhältnisse werden mit $h \rightarrow i$ bzw. b_{hi} bezeichnet. Mit $i \rightarrow j$ hingegen werden im folgenden die Übergänge bezeichnet, die von dem betrachteten Zustand i abgehen und zu verschiedenen Niveaus j hinführen. Zur Herleitung der Gleichungen, die im Rahmen der neuen Methode benötigt werden, sollen nun folgenden Größen definiert werden:

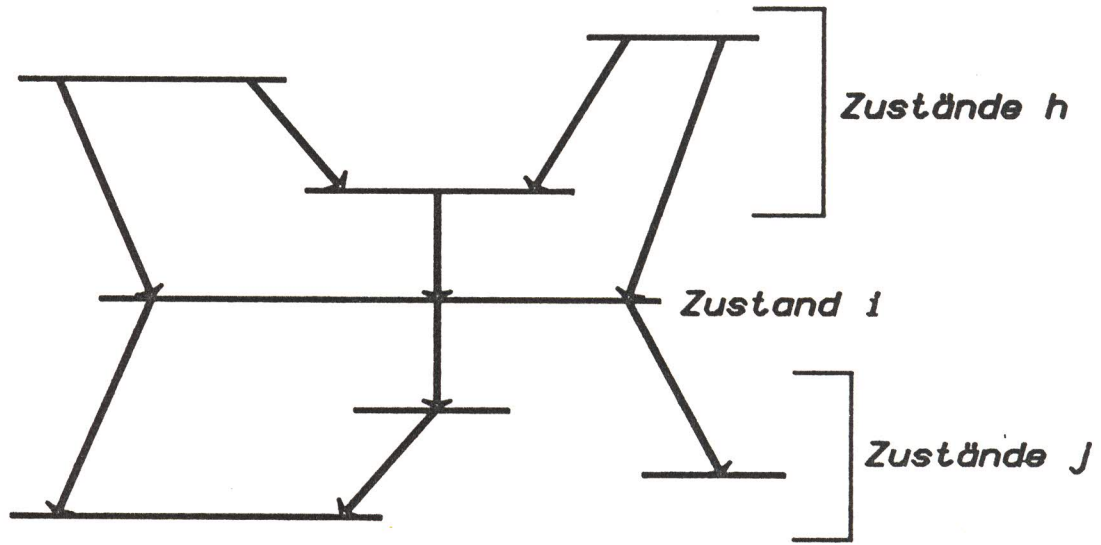


Abb. 4.1: Schematisches Termschema zur Formulierung der neuen Methode

- $n_i(t)$: Anzahl der Kerne die sich zur Zeit t im Zustand i befinden.
- $N_i^-(t)$: Anzahl der Kerne die nach einer Zeit t vom Zustand i aus zerfallen, also

$$N_i^-(t) = \frac{1}{\tau_i} \int_t^\infty n_i(t) dt \quad (4.1)$$

- $N_i^+(t)$: Anzahl der Kerne die nach einer Zeit t zum Zustand i zerfallen, also

$$N_i^+(t) = \frac{b_{hi}}{\tau_h} \int_t^\infty n_h(t) dt \quad (4.2)$$

Aus der Definition folgt sofort:

$$N_i^-(t) = n_i(t) + N_i^+(t) \quad (4.3)$$

Die zeitliche Ableitung der Gl. 4.1 ergibt:

$$\frac{dN_i^-(t)}{dt} = -\frac{n_i(t)}{\tau_i} \quad (4.4)$$

Damit lässt sich Gl. 4.3 auf die folgende nützliche Form bringen:

$$\frac{dN_i^-(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau_i} \cdot [N_i^-(t) - N_i^+(t)] \quad (4.5)$$

Im Gegensatz zu Gl. 3.1 tauchen in der letzten Gleichung die Lebensdauern τ_h der Zustände h , die das betrachtete Niveau i über γ -Kaskaden bevölkern, nicht explizit auf. Die Gl. 4.5 erlaubt, daß:

- die Lebensdauer τ_i ohne jegliche Fit-Prozedur bestimmt werden kann.
- die Lebensdauer τ_i für jeden Target-Stopper-Abstand x (innerhalb eines sensitiven Bereiches) bestimmt werden kann; d.h. man hat mehrere unabhängige Messungen von τ_i , die sog. $\tau(x)$ -Kurve
- eine ‘transparente’ Fehlerrechnung durchgeführt werden kann, und
- systematische Fehler anhand der Abweichungen von der Konstanz bei der $\tau(x)$ -Kurve erkannt und damit korrigiert werden können.

Die Größen $N_i^-(t)$ und $N_i^+(t)$ lassen sich nun experimentell anhand der folgenden Beziehungen 4.6 bzw. 4.7 bestimmen.

$$N_i^-(t) = \sum_j \frac{I_{ij}^u(t)}{Q_{ij}} \cdot (1 + \alpha_{ij}^T) \quad (4.6)$$

$$N_i^+(t) = \sum_h \frac{I_{hi}^u(t)}{Q_{hi}} \cdot (1 + \alpha_{hi}^T) \quad (4.7)$$

Dabei ist

- $I_{\alpha\beta}^u(t)$ die beim Abstand $x = v \cdot t$ gemessene Intensität des Stoppeaks des γ -Übergangs $\alpha \rightarrow \beta$,
- $Q_{\alpha\beta}$ ein Normierungsfaktor, der durch die Gl. 3.3 definiert ist, und
- $\alpha_{\alpha\beta}^T$ der totale innere Konversionskoeffizient des γ -Übergangs $\alpha \rightarrow \beta$.

Bei konventionellen *RDDS*-Messungen läßt sich die Größe $\frac{dN_i^-(t)}{dt}$ allerdings nicht direkt messen. Eine Möglichkeit hierfür liefert der sog. Differential-Plunger [Dew89], der eine Modifizierung der konventionellen Meßapparatur erfordert. (siehe Abb. 4.2).

Zwischen den üblichen Target- und Stopper-Folien wird eine dritte sehr dünne Folie, die in Abb. 4.2 als „ Δt -Folie“ bezeichnet wird, angebracht. Der Abstand d_r zwischen der Stopper- und der Δt -Folie wird während der ganzen Messung konstant gehalten. Variiert wird der Abstand d zwischen dem System aus Stopper- und Δt -Folie und dem Target.

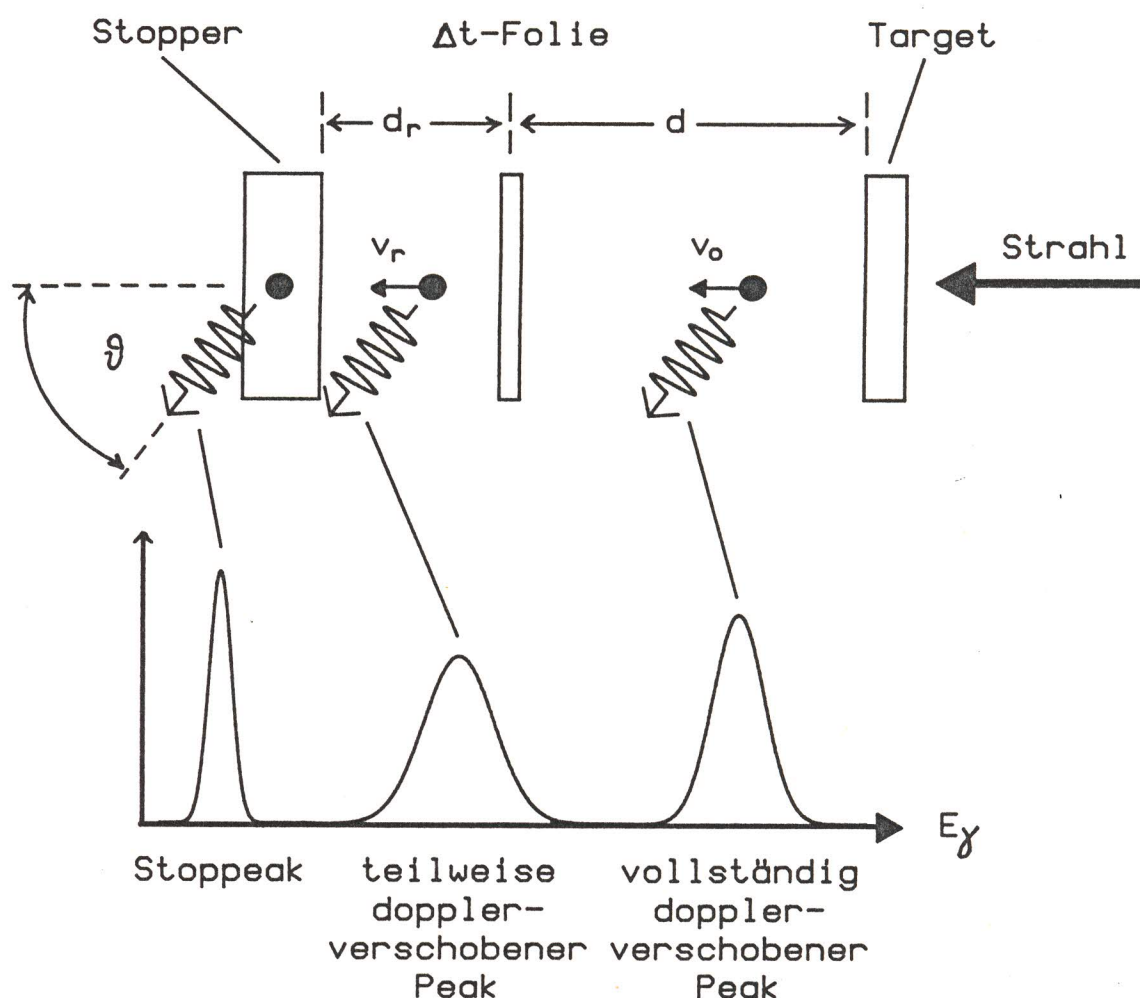


Abb. 4.2: Lebensdauermessung mit dem Differential-Plunger (nach [Dew89])

Die Rückstoßkerne, die das Target mit einer Geschwindigkeit v_0 verlassen, werden von der Δt -Folie abgebremst und fliegen dann weiter mit einer verminderten Rückstoßgeschwindigkeit $v_r < v_0$, bevor sie im Stopper vollständig gestoppt werden.

Die Idee ist nun, daß in den γ -Spektren, die unter Verwendung des Differential-Plungers gemessen werden, drei Peaks für jeden γ -Übergang zu finden sind. Einer davon entspricht dem bekannten Stoppeak, d.h. dem Zerfall jener Kerne, die im Stopper vollständig abgebremst werden. Ein zweiter Peak, der im folgenden als „vollständig Dopplerverschobener Peak“ bezeichnet wird, kommt aus den γ -Zerfällen die zwischen dem Target und der Δt -Folie stattfinden. Zwischen diesen beiden Peaks erscheint im γ -Spektrum ein dritter Peak, der teilweise Dopplerverscho-

bener Peak“ genannt wird. Verantwortlich für den letzten Peak sind die Kerne, die im Flug zwischen der Δt -Folie und dem Stopper zerfallen. Die Intensität dieses Peaks wird im folgenden, wenn ein γ -Übergang $i \rightarrow j$ betrachtet wird, mit I_{ij}^r bezeichnet. Die Intensität I_{ij}^r gibt die Anzahl der Kerne $N^-(t) - N^-(t + \Delta t)$ an, die innerhalb eines Zeitintervalls $(t, t + \Delta t)$ vom Zustand i aus zerfallen. Ist nun Δt sehr klein, d.h.

$$\Delta t = \frac{d_r}{v_r} \ll \tau_i \quad (4.8)$$

so gilt in guter Näherung:

$$\frac{N^-(t) - N^-(t + \Delta t)}{\Delta t} = \frac{dN^-(t)}{dt} \quad (4.9)$$

Aus der Intensität des „teilweise Dopplerverschobenen Peaks“ läßt sich deswegen die dritte Größe, die zur Anwendung der Gl. 4.5 notwendig ist, anhand der folgenden Gl. 4.10 aus den Meßgrößen gewinnen.

$$\frac{dN^-(t)}{dt} = \sum_j \frac{I_{ij}^r(t)}{Q'_{ij}} \cdot (1 + \alpha_{ij}^T) \quad (4.10)$$

Schreibt man Gl. 4.5 mit den Gl. 4.6, 4.7 und 4.10 um, so erhält man:

$$\sum_j \frac{I_{ij}^r(t)}{Q'_{ij}} \cdot (1 + \alpha_{ij}^T) = -\frac{1}{\tau_i} \cdot \left(\sum_j \frac{I_{ij}^u(t)}{Q_{ij}} \cdot (1 + \alpha_{ij}^T) - \sum_h \frac{I_{hi}^u(t)}{Q_{hi}} \cdot (1 + \alpha_{hi}^T) \right) \quad (4.11)$$

Da aber das relative Ansprechvermögen des verwendeten *Ge*-Detektors für den Stoppeak und den direkt benachbarten „teilweise Dopplerverschobenen Peak“ nahezu dasselbe ist, gilt

$$Q_{ij} = Q'_{ij} \quad (4.12)$$

Betrachtet man nun einen Zustand i , der von nur einem γ -Übergang entvölkert wird, so läßt sich seine Lebensdauer τ_i aus der folgenden einfachen Beziehung bestimmen.

$$I_{ij}^r(t) = -\frac{1}{\tau_i} \cdot \left(I_{ij}^u(t) - \sum_h \frac{Q_{ij}}{Q_{hi}} \cdot \frac{(1 + \alpha_{hi}^T)}{(1 + \alpha_{ij}^T)} \cdot I_{hi}^u(t) \right) \quad (4.13)$$

4.2 Auswertung nach der DDCM

4.2.1 Ermittlung der benötigten Größen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden in den Kernen ^{120}Xe , ^{128}Ba und ^{130}Ba die jeweilige Zustände 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ und 8_1^+ auch nach der neuen Methode ausgewertet. In ^{128}Ba und ^{130}Ce wurde zusätzlich der 10_1^+ -Zustand nach der DDCM ausgewertet. Für den 2_1^+ -Zustand des Korns ^{130}Ce konnte jedoch aufgrund fehlender Meßpunkte keine Lebensdauer nach der neuen Methode bestimmt werden.

Da bei allen RDDS-Messungen dieser Arbeit γ -Spektren mit einem konventionellen und nicht mit einem Differential-Plunger aufgenommen wurden, konnte die Größe $\frac{dN^-(t)}{dt}$ nicht direkt gemessen werden (die neue Methode und der Differential-Plunger wurden erst nach der Durchführung der RDDS-Messungen entwickelt). Stattdessen wurde die letzte Größe aus den experimentellen Zerfallskurven folgendermaßen berechnet: An die Meßpunkten $I_{ij}^u(t)$ wurden mehrere Polynome 2. Grades $G(t)$, die stetig differenzierbar ineinander übergingen, mit Hilfe des Computer-Programms APATHIE [Sei88], angepaßt. Die Ableitung $\frac{dG(t)}{dt}$ der resultierenden Kurve $G(t)$ gibt dann zu jeder Flugzeit t bzw. dazu korrespondierenden Abstand x die gewünschte Größe an, denn wegen Gl. 4.6 und 4.13 gilt

$$\frac{dN^-(t)}{dt} = \frac{dI_{ij}^u(t)}{dt} \cdot \frac{(1 + \alpha_{ij}^T)}{Q_{ij}} = \frac{dG(t)}{dt} \cdot \frac{(1 + \alpha_{ij}^T)}{Q_{ij}} \quad (4.14)$$

Die Gl. 4.5 läßt sich wegen Gl. 4.6 und 4.7 für diese Zustände folgendermaßen umschreiben:

$$-\frac{dG(t)}{dt} = \frac{1}{\tau_i} \left[I_{ij}^u(t) - \sum_h \left(\frac{Q_{ij}}{Q_{hi}} \right) \cdot \left(\frac{1 + \alpha_{hi}^T}{1 + \alpha_{ij}^T} \right) \cdot I_{hi}^u(t) \right] \quad (4.15)$$

Zur Berechnung von Q_{ij} bzw. Q_{hi} (siehe Gl. 3.3) ist es erforderlich, die entsprechenden γ -Winkelverteilungen ausreichend gut zu kennen. Für die hier untersuchten Kerne ^{120}Xe , ^{128}Ba und ^{130}Ba waren die γ -Winkelverteilungen durch [Loe86], [Sch87] und [Sun85] bekannt. Im Fall von ^{130}Ce aber gab es für das hier verwendete Projektil O^{16} keine entsprechende Information in der Literatur. Diese Information ist aber irrelevant, wenn man Gl. 4.15 an die Stoppeak-Intensitäten, die unter

55° zum Strahl gemessen wurden, angewendet. Voraussetzung hierfür ist natürlich eine ausreichend hohe Rückstoßgeschwindigkeit, die es erlaubt, Flug- und Stoppeaks in den 55°- γ -Spektren zu trennen.

Betrachtet man eine allgemeine γ -Winkelverteilung der Form

$$W(\vartheta) = 1 + \alpha_2 \cdot P_2(\cos\vartheta) + \alpha_4 \cdot P_4(\cos\vartheta) \quad (4.16)$$

die einen vernachlässigbar kleinen α_4 -Koeffizient aufweist, so sieht man, daß diese bei $\vartheta = 55^\circ$ den konstanten Wert

$$W(\vartheta = 55^\circ) = 1$$

annimmt, da $P_2(\cos 55^\circ) \approx 0$ ist.

Mißt man nun unter 55° zum Strahl, so gilt

$$\begin{aligned} \frac{Q_{ij}}{Q_{hi}} &= \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_{hi}} \cdot \frac{W_{ij}(\vartheta = 55^\circ)}{W_{hi}(\vartheta = 55^\circ)} \\ &= \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_{hi}} \end{aligned} \quad (4.17)$$

In diesen Spektren ist also nur eine Efficiency-Korrektur (ε) und die Berücksichtigung der Inneren Konversion der Übergänge notwendig. Ein zusätzlicher Vorteil bei einer Messung unter 55° ist, daß man bei diesem Winkel keine Deorientierungseffekte zu berücksichtigen hat (siehe dazu [Ras76]).

4.2.2 Berücksichtigung des Sidefeedings

Bei der Anwendung der Gl. 4.5 hat man oft das Problem, daß für einige Zustände die Bevölkerung $N_i^+(t)$ nicht immer ausreichend bekannt ist. Die Größe $N_i^+(t)$ kann aus zwei Komponenten zusammengesetzt werden, nämlich

$$N_i^+(t) = N_i^D(t) + N_i^S(t) \quad (4.18)$$

wobei der erste Summand das diskrete Feeding, der zweite das Sidefeeding beschreibt.

In einer konventionellen *RDDS*-Messung läßt sich der zeitliche Verlauf von $N_i^S(t)$ nicht messen. Zusätzlich tritt häufig das Problem auf, daß Kontaminationen die Bestimmung von $N_i^D(t)$ erschweren. Damit (vgl. Gl. 4.5) bestimmt man möglicherweise eine falsche Differenz

$$\Delta S = [N_i^-(t) - N_i^+(t)] \quad (4.19)$$

und somit eine falsche Lebensdauer für den untersuchten Zustand. Dies erkennt man daran, daß die experimentelle $\tau(t)$ -Kurve nicht den erwarteten konstanten Verlauf zeigt.

In Abb. 4.3 werden Beispiele, bei denen eine falsche (zu große) Differenz ΔS bestimmt wurde, gezeigt. Die Abweichung der $\tau(t)$ -Kurve von der Gerade hat ihre Ursache im Fall „a“ darin, daß das Feeding aus einem bevölkernden Zustand, dessen Lebensdauer länger als die des betrachteten Niveaus ist, bei der Berechnung der Lebensdauer $\tau_i(t)$ nicht berücksichtigt wurde. Im Fall „b“ hingegen ist die Lebensdauer des nicht berücksichtigten Feeders kürzer als die des betrachteten Zustands.

Ist die experimentelle Zerfallkurve eines bevölkernden Zustands verfälscht, z.B. durch eine Kontamination, so bestimmt man eine zu kleine Differenz ΔS . Die Anwendung der Gl. 4.5 führt dann zu einem Verlauf der $\tau(t)$ -Kurven, wie er in Abb. 4.4 gezeigt wird.

Aufgrund dieser Überlegungen kann das Sidefeeding $N_i^S(t)$ eines Zustands i bei der Ermittlung einer $\tau(t)$ -Kurve sehr entscheidend sein. Bei der Anwendung der DDCM ging man wie in [Dew89] davon aus, daß das Sidefeeding eines Zustands denselben zeitlichen Verlauf wie das diskrete Feeding aufweist. Eine Berücksichtigung dieser Hypothese, die auch durch die Ergebnisse der in Kapitel 2 präsentierten RDDS-Messung mit $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen unterstützt wird, erfolgt dann mit der folgenden Identitäten:

$$N_i^S(t) = \eta \cdot N_i^D(t) \quad (4.20)$$

wobei η eine Konstante ist, die experimentell über

$$\eta = \frac{N_i^-(t=0, \vartheta=55^\circ) - N_i^D(t=0, \vartheta=55^\circ)}{N_i^-(t=0, \vartheta=55^\circ)} \quad (4.21)$$

zu bestimmen ist.

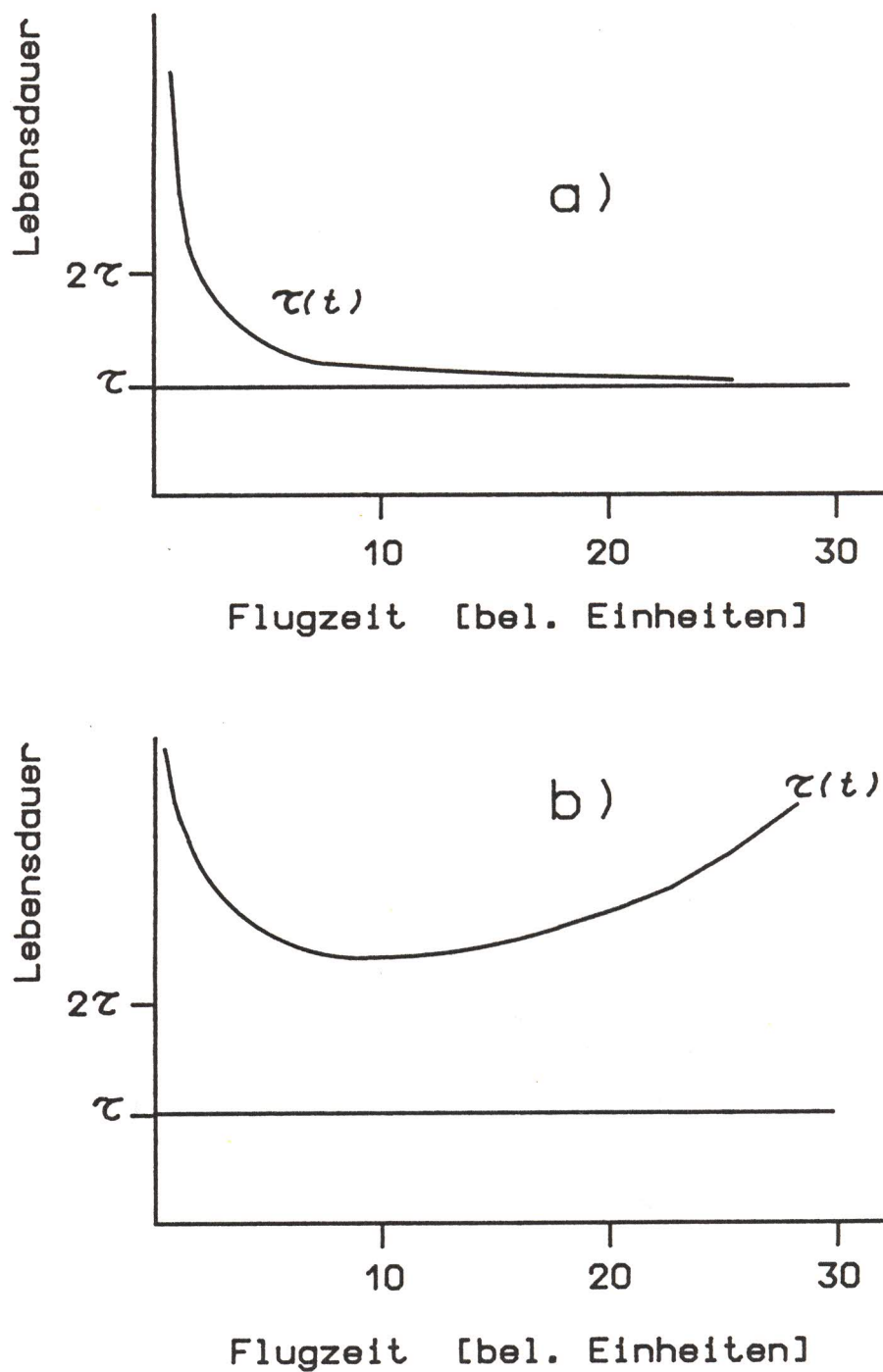


Abb. 4.3: Simulation einer $\tau(t)$ -Kurve die man bestimmen würde, falls ein Feeder mit einer Lebensdauer τ_h nicht berücksichtigt wird und a) $\tau_h < \tau$ oder b) $\tau_h > \tau$ ist. Die Gerade gibt die wahre Lebensdauer τ des betrachteten Niveaus an (nach [Dew89]).

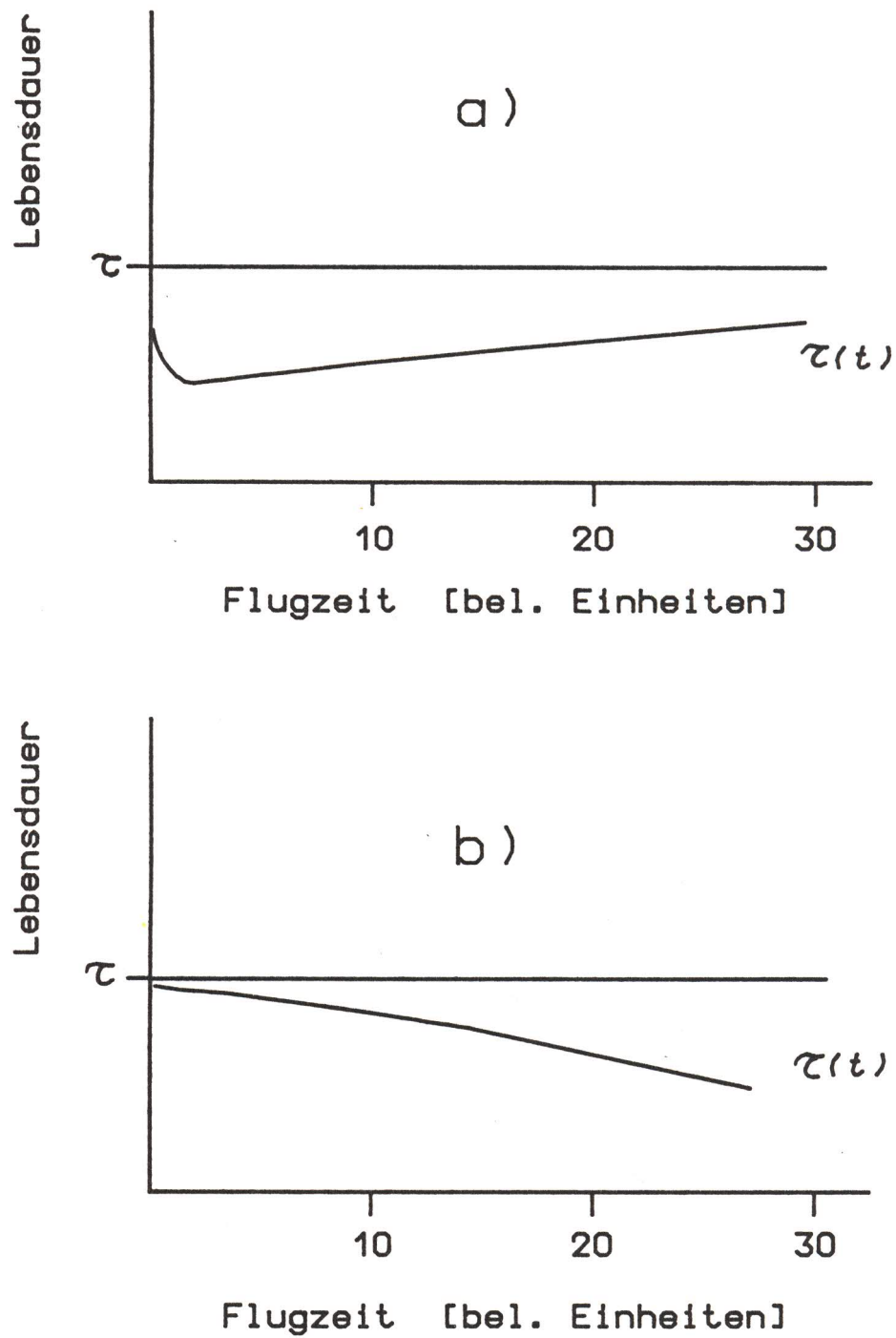


Abb. 4.4: Simulation einer $\tau(t)$ -Kurve die man bestimmen würde, bei a) Unterschätzung und b) Überschätzung der Lebensdauer τ_h eines Feeders. Die Gerade gibt die wahre Lebensdauer τ des betrachteten Niveaus an (nach [Dew89]).

4.3 Die Ergebnisse

Für den 2_1^+ -Zustand des Kerns ^{130}Ba wird exemplarisch die Auswerteprozedur komplett in Form von Bildern gezeigt. Für die Niveaus werden nur die resultierenden $\tau(t)$ -Kurven angegeben. Abb. 4.5 zeigt:

- die übliche experimentelle Zerfallskurve $I_{ij}^u(x = v \cdot t)$ des 2_1^+ -Zustands in ^{130}Ba mit den jeweils angefitzten Polynomen $G(x = v \cdot t)$
- die daraus berechnete Ableitung $-\frac{dG(x)}{dx}$

. Abb. 4.6 zeigt:

- die Differenz $\Delta S(x)$ (siehe Gl. 4.19), und schließlich
- d) die aus $\tau(x) = \frac{\Delta S(x)}{-\frac{dG(x)}{dx}}$ resultierende $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurve

Aus diesen Abbildungen erkennt man, daß $\Delta S(x)$ und die Ableitung $-\frac{dG(x)}{dx}$ im gleichen Abstandsintervall ihr Maximum erreichen. Der relative Fehler wird hier am kleinsten. Damit wird der relative Fehler bei der Bestimmung von τ_i in einem Intervall um dieses Maximum ebenfalls am kleinsten. Man definiert daher einen Abstandsreich, der im weiteren als *Sensitivitätsbereich* bezeichnet wird, in dem die darin enthaltene $\tau(x)$ -Werte gemittelt werden. In der vorliegenden Arbeit wurde der Sensitivitätsbereich als der Bereich definiert, in dem für die jeweils gemessenen Differenzen gilt:

$$\Delta S(x) \geq \frac{(\max \Delta S(x))}{2} \quad (4.22)$$

In Tab. 4.1 werden die mittleren Lebensdauern angegeben, die nach der DDCM mit (I) bzw. ohne (II) Berücksichtigung des Sidefeedings durch Mittelung im jeweiligen Sensitivitätsbereich ermittelt wurden.

Wie es aus den jeweiligen $\tau(x)$ -Kurven, die unter Berücksichtigung des Sidefeedings ermittelt wurden, festzustellen ist, ist der Einfluß eines systematischen Fehlers noch erkennbar in folgenden Fällen:

- ^{120}Xe : Zustände 2_1^+ und 6_1^+
- ^{128}Ba : Zustände 8_1^+ und evtl. 6_1^+

Die teilweise aufgetretenen Unterschiede zwischen der konventionellen und der neuen Methode konnten im einzelnen nicht erklärt werden. Vermutlich liegt es an der Verwendung von unterschiedlichen Parametern für die Beschreibung der Feeder. Für die konventionelle Methode wurden relative Intensitäten, die aus den jeweiligen Intensitätsmessungen stammen, verwendet. Für die *DDCM*-Analyse dagegen wurden diese Werte nicht verwendet. Die Intensitäten des Stoppeaks aus den *RDDS*-Spektren wurden mit Hilfe der γ -Winkelverteilungskoeffizienten und der rel. Efficiency korrigiert um das diskrete Feeding zu berücksichtigen.

Prinzipiell sollten beide Methoden das gleiche Feeding-Verhalten beschreiben, eine Überprüfung jedoch war in den hier behandelten Fällen nicht möglich, da die Stoppeak-Intensitäten bei einem reellen Null-Abstand nicht zur Verfügung standen. Diese Information ist lediglich durch eine Messung zu erhalten, bei der die Stopper-Folie direkt auf das Target aufgebracht ist. Solche Messungen standen jedoch bei dieser Arbeit nicht zur Verfügung.

Tab. 4.1: Mittlere Lebensdauern τ mit (I) bzw. (II) ohne Berücksichtigung des Sidefeedings, ermittelt nach der *DDCM* und der konventionellen Methode. Die in eckigen Klammern angegebenen Daten wurden aus einer $\tau(x)$ -Kurve ermittelt, die eine signifikante Abweichung von der Konstanz aufwies.

	<i>DDCM</i>		konventionell	
Zustand	τ (ps)		τ (ps)	
I^π	(I)	(II)	(I)	(II)
^{120}Xe				
2_1^+		[59(3)]		59(5)
4_1^+	6.9(6)	7.5(5)	6.7(5)	7.0(5)
6_1^+	[3.0(5)]	[3.7(4)]	1.2(5)	1.8(5)
8_1^+	0.9(4)	1.6(3)	0.5(6)	1.1(4)
^{128}Ba				
2_1^+		129(5)		126(12)
4_1^+	6.7(4)	[7.6(3)]	6.4(6)	7.3(6)
6_1^+	1.2(3)	[2.2(2)]		
8_1^+	[1.1(3)]	[2.9(2)]	1.5(9)	3.3(9)
10_1^+	0.7(5)	[2.5(4)]	1.4(8)	2.6(8)
^{130}Ba				
2_1^+	52(3)	54(3)	57(4)	58(4)
4_1^+	6.0(4)	6.5(4)	7.5(11)	8(1)
6_1^+	1.0(3)	2.2(3)	3.4(8)	4.4(7)
8_1^+	0.5(2)	1.5(2)	1.5(10)	2.2(8)
^{130}Ce				
2_1^+			221(20)	222(20)
4_1^+	6.0(3)	7.0(2)	6.4(8)	7.1(8)
6_1^+	0.9(3)	[2.4(2)]	0.6(10)	1.6(10)
8_1^+	0.4(2)	[1.1(2)]	< 0.3	
10_1^+	0.6(2)	1.2(2)	< 0.3	

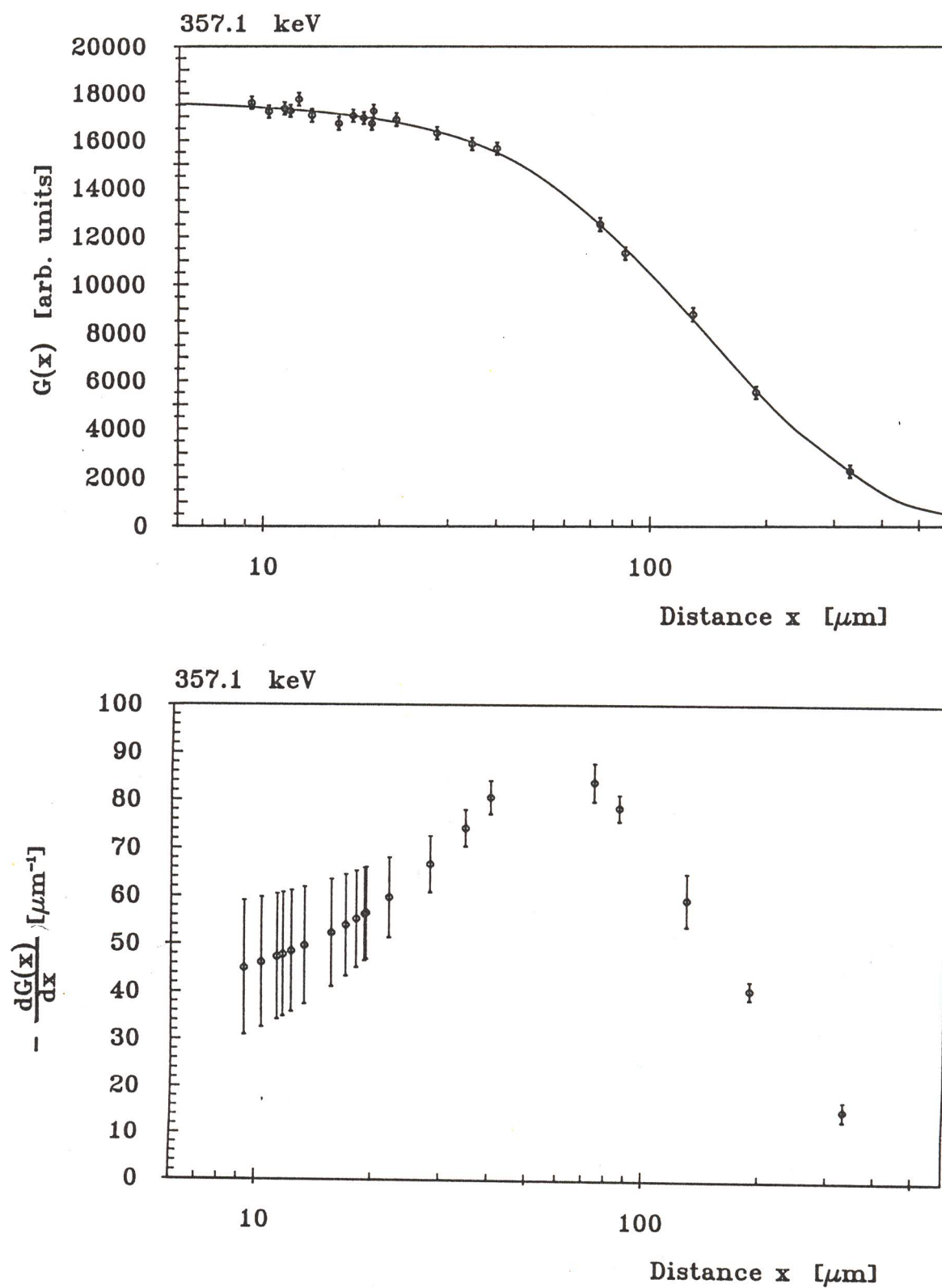


Abb. 4.5: Auswertung nach der *DDCM* in ^{130}Ba (2_1^+ -Zustand).

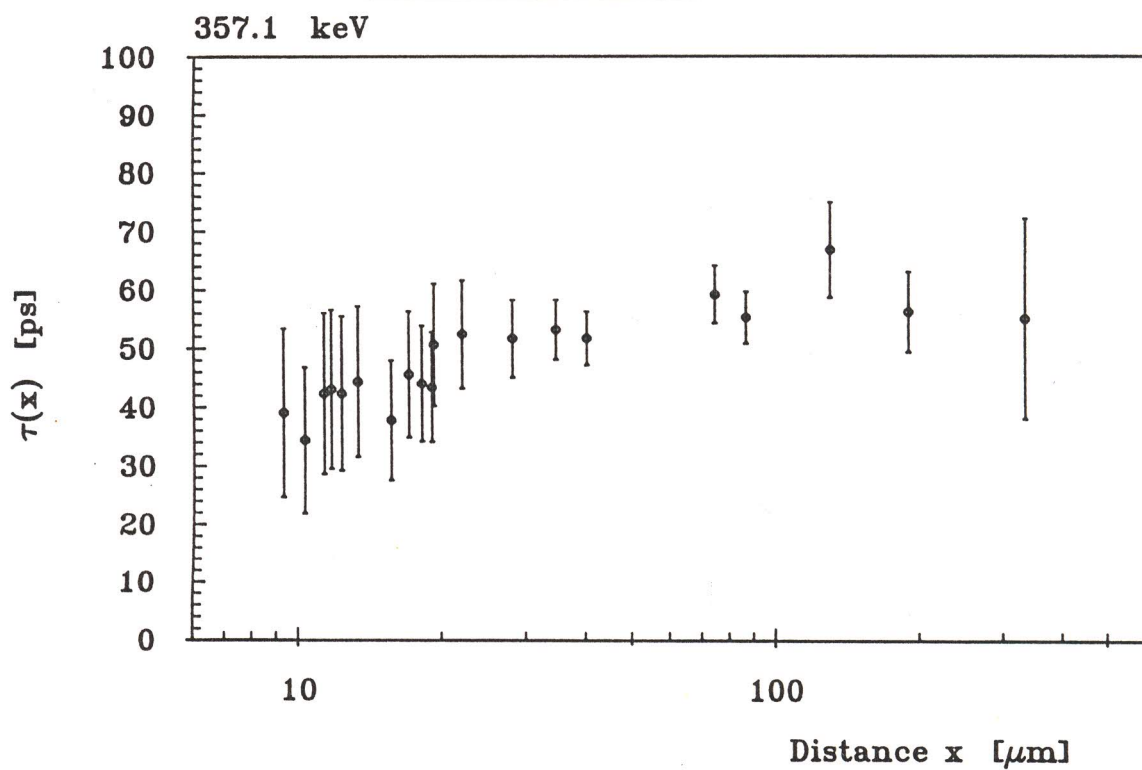
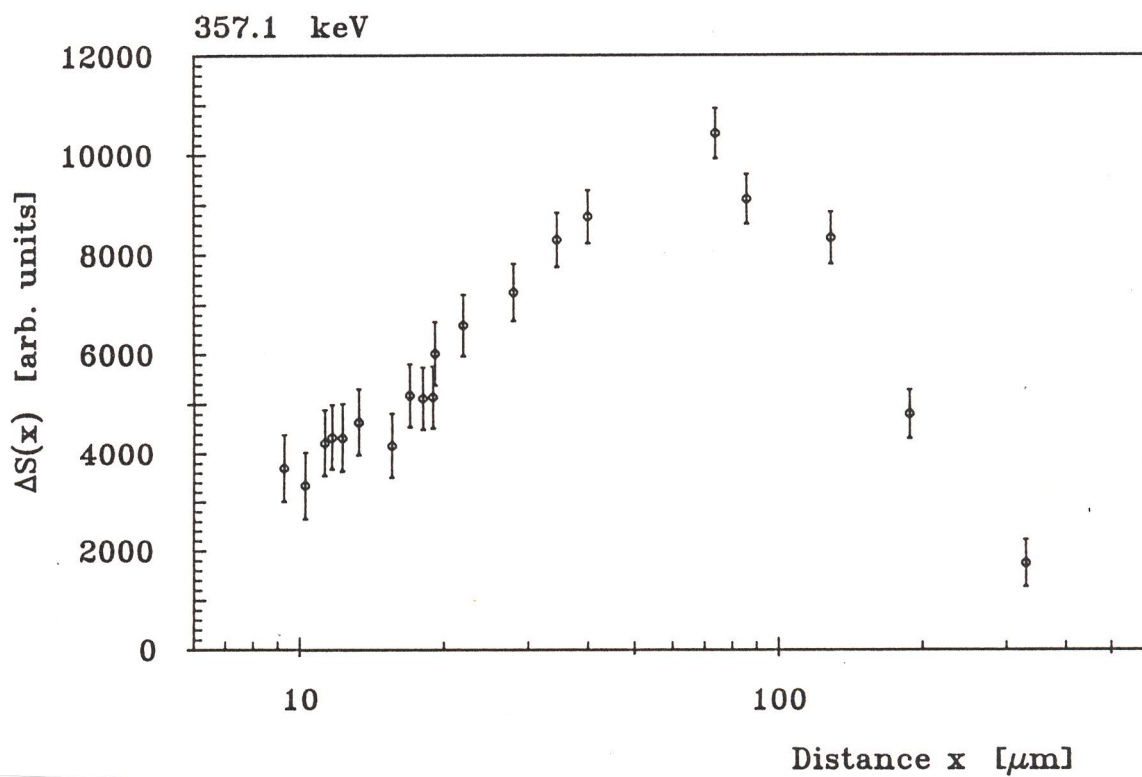


Abb. 4.6: Auswertung nach der *DDCM* in ^{130}Ba (2_1^+ -Zustand), mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

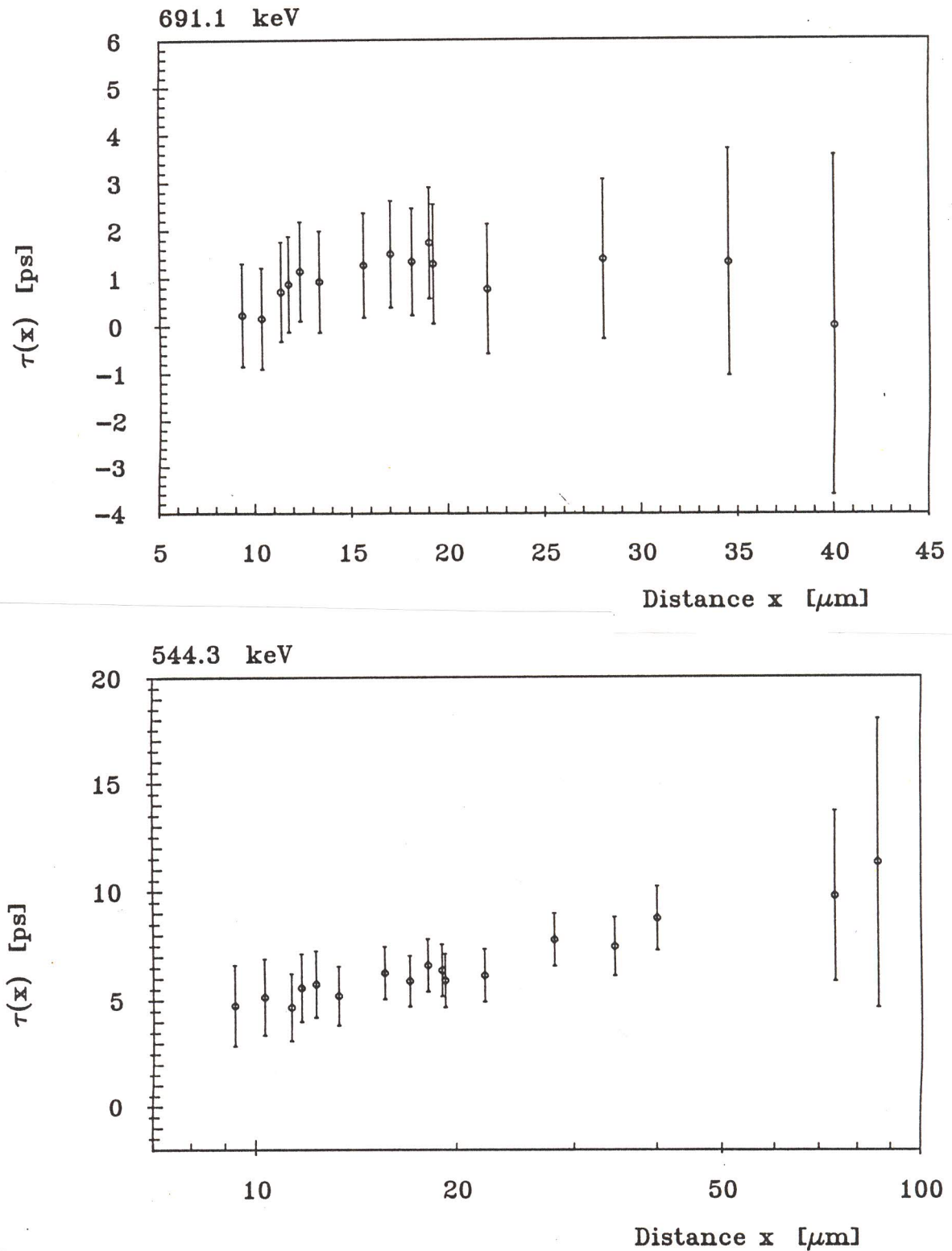


Abb. 4.7: Auswertung nach der *DDCM* in ^{130}Ba : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 6_1^- - (oben) bzw. 4_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

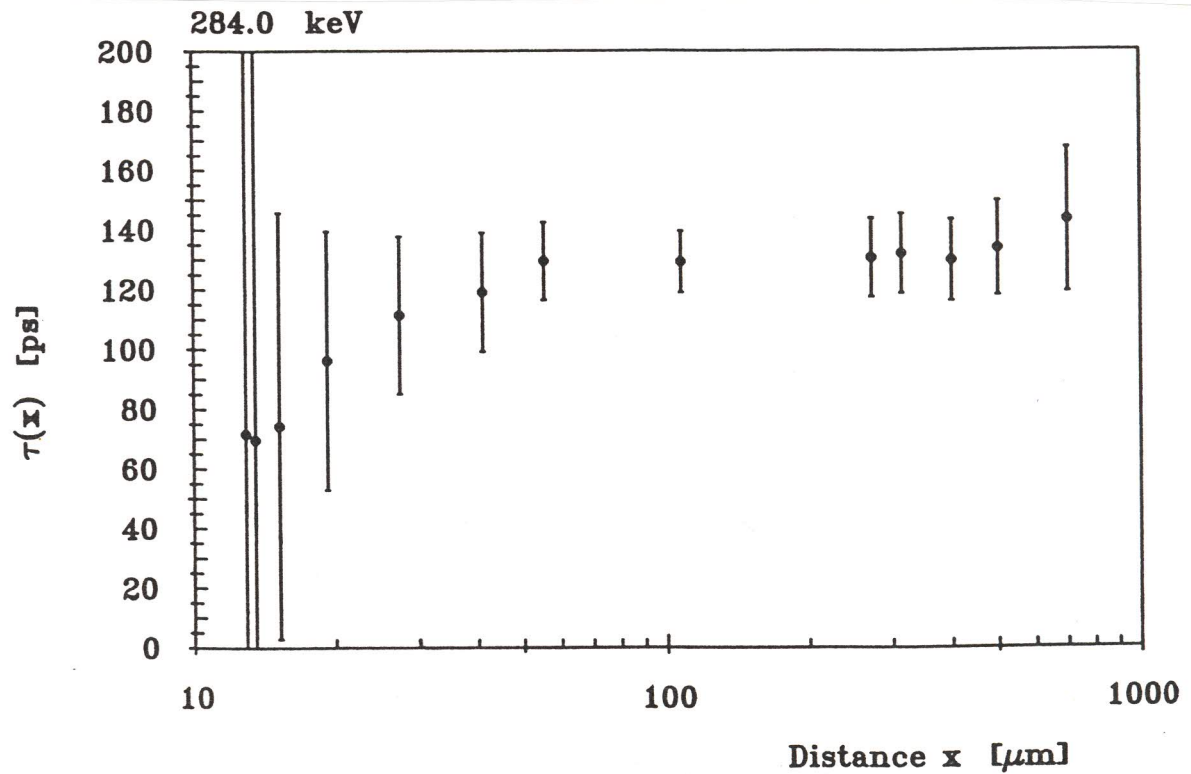
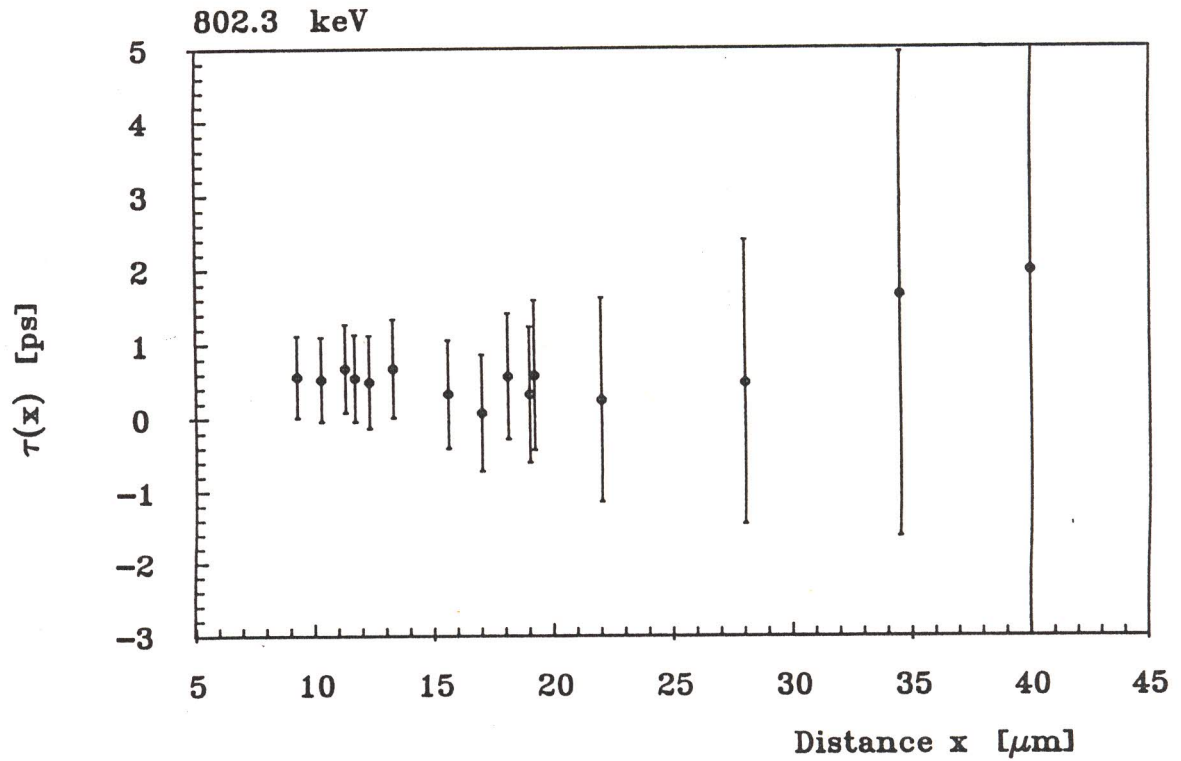


Abb. 4.8: Auswertung nach der DDCM in ^{130}Ba (oben) und ^{128}Ba (unten). Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 8_1^+ - (oben) bzw. 2_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

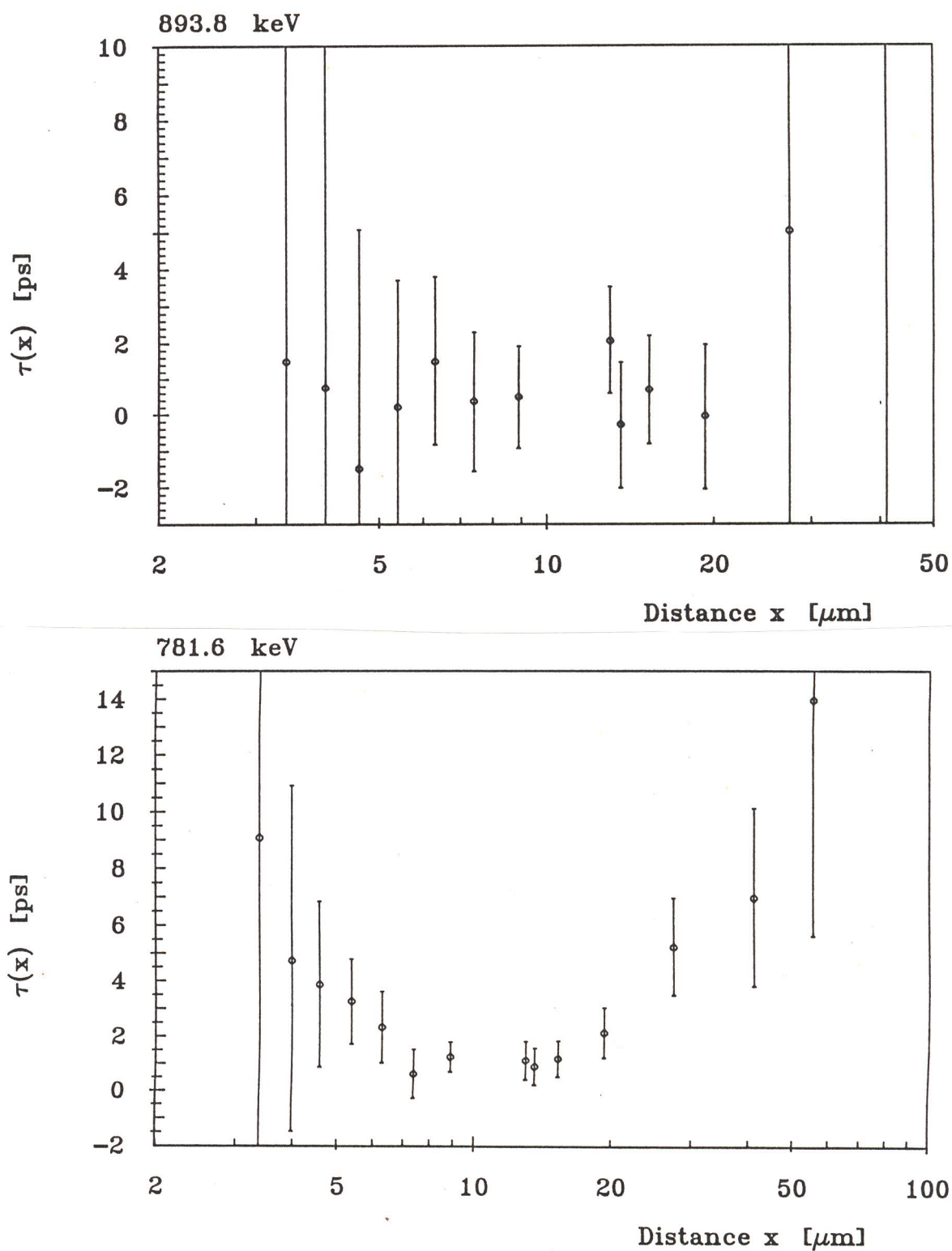


Abb. 4.9: Auswertung nach der *DDCM* in ^{128}Ba : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 10_1^+ - (oben) bzw. 8_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

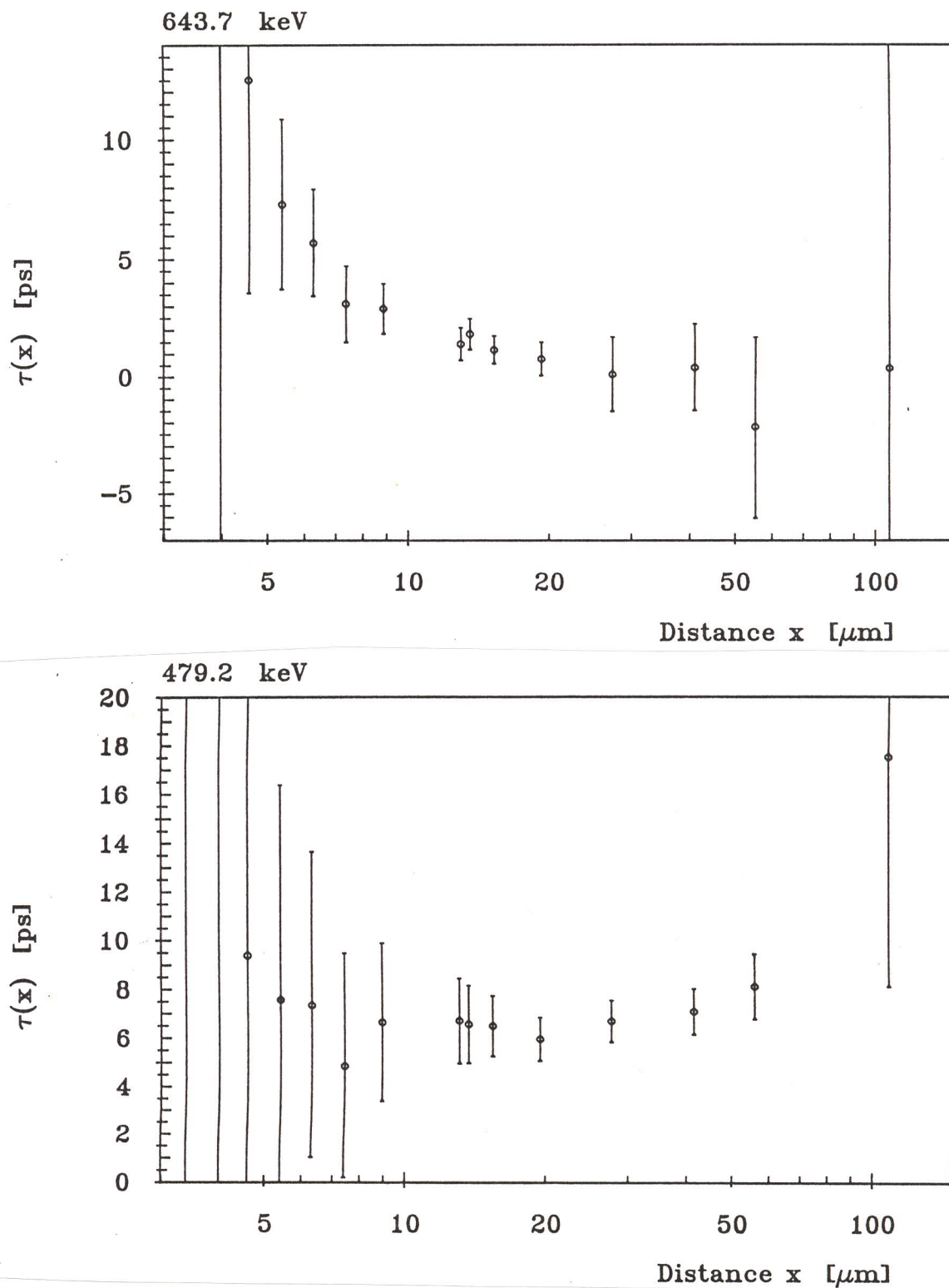


Abb. 4.10: Auswertung nach der *DDCM* in ^{128}Ba : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 6_1^+ - (oben) bzw. 4_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

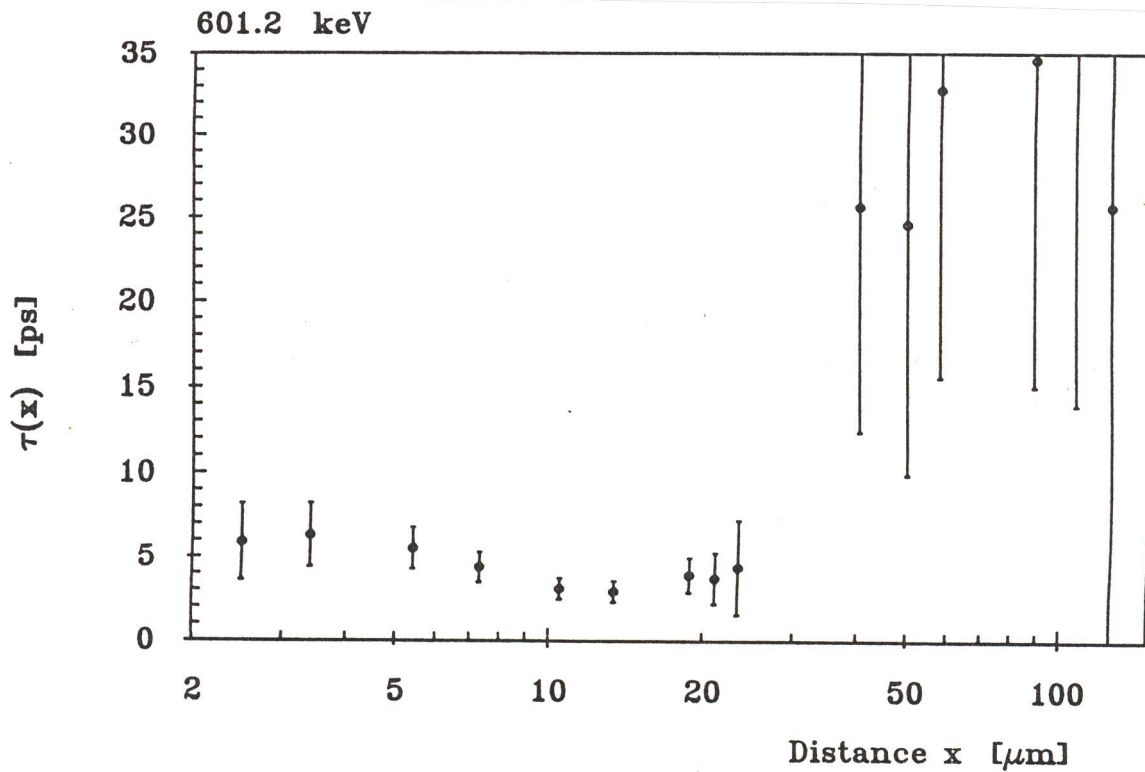
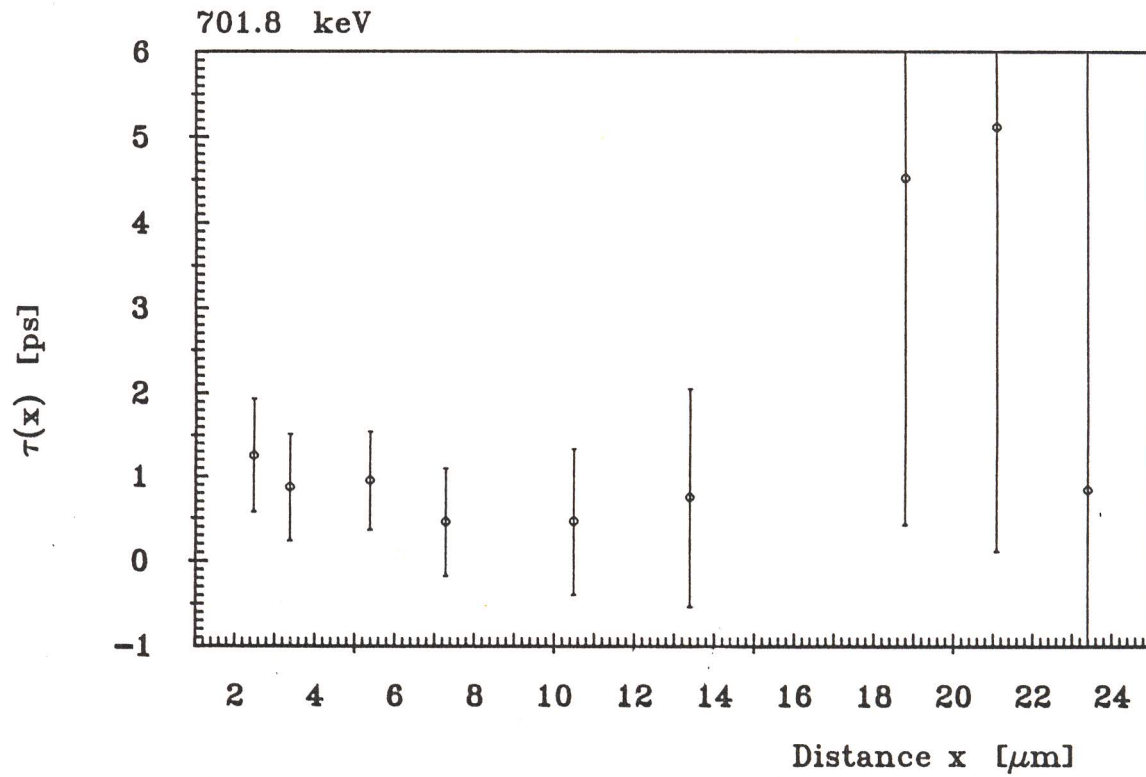


Abb. 4.11: Auswertung nach der *DDCM* in ^{120}Xe : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 8_1^+ - (oben) bzw. 6_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

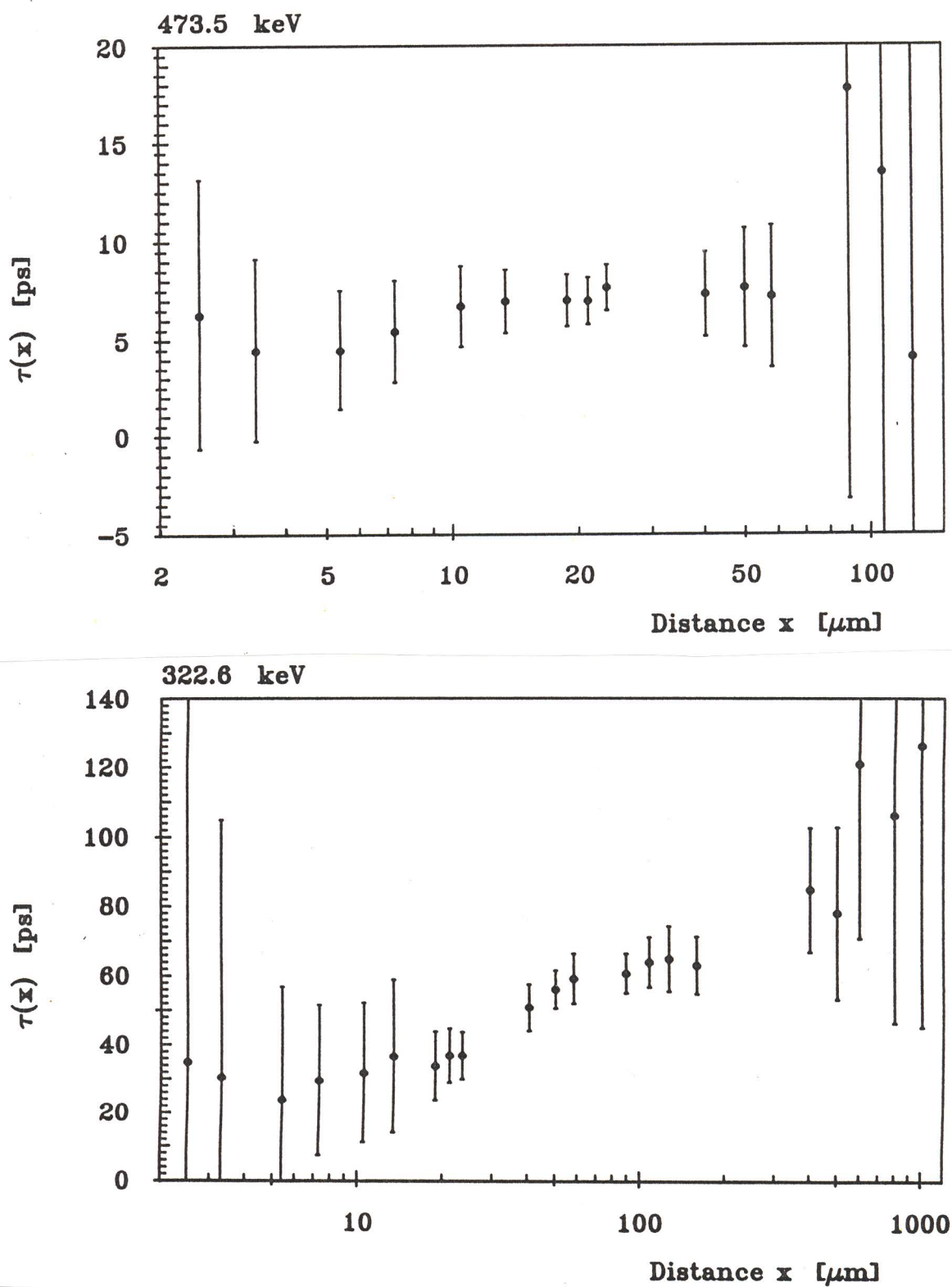


Abb. 4.12: Auswertung nach der *DDCM* in ^{120}Xe : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 4_1^+ - (oben) bzw. 2_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

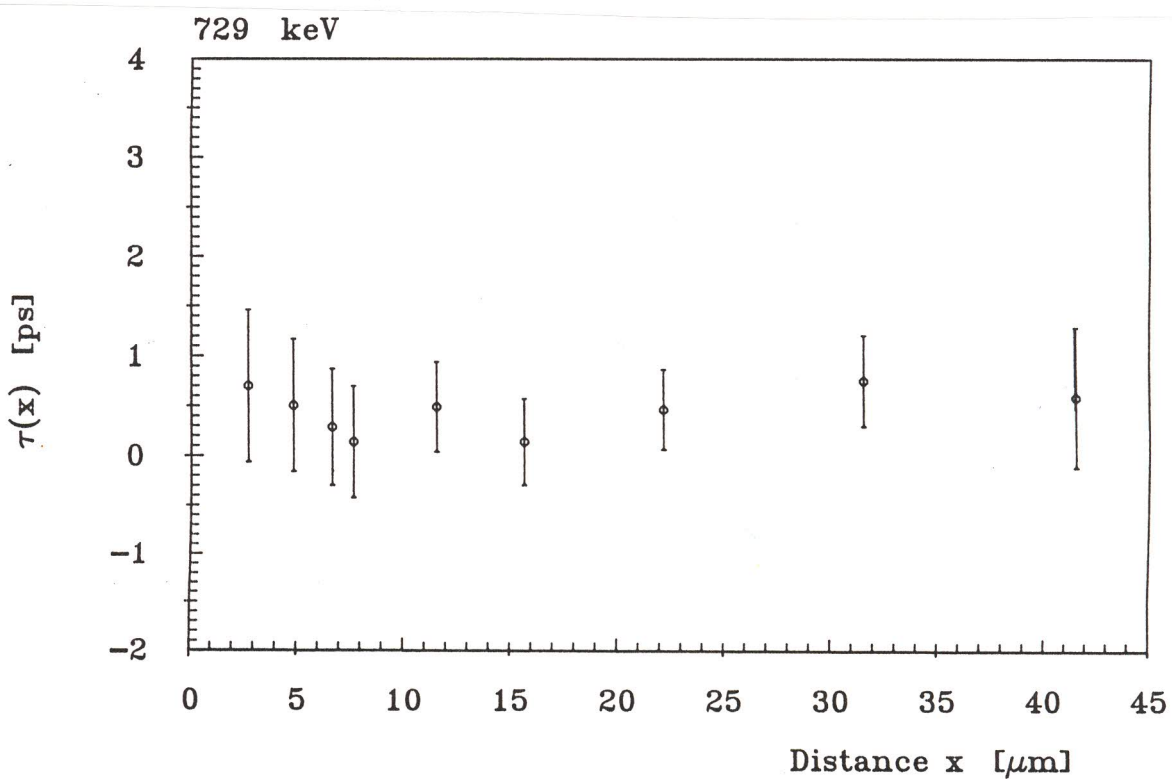
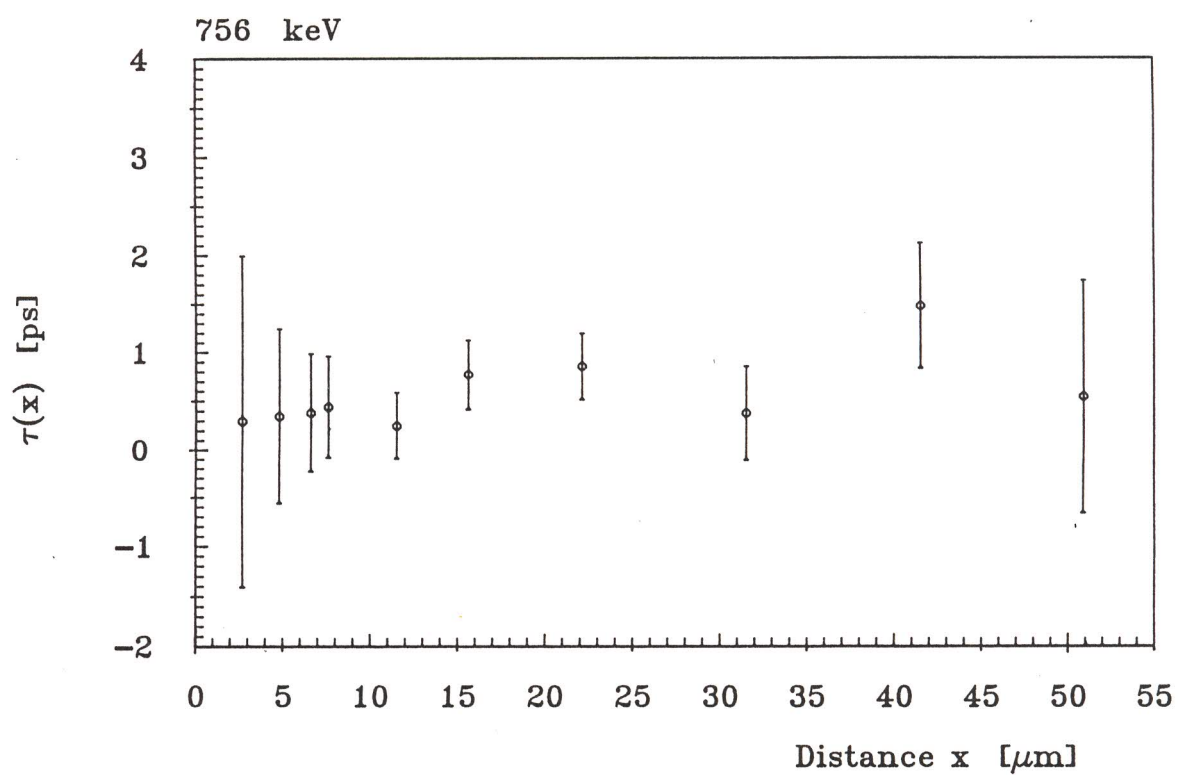


Abb. 4.13: Auswertung nach der *DDCM* in ^{130}Ce : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 10_1^+ - (oben) bzw. 8_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.

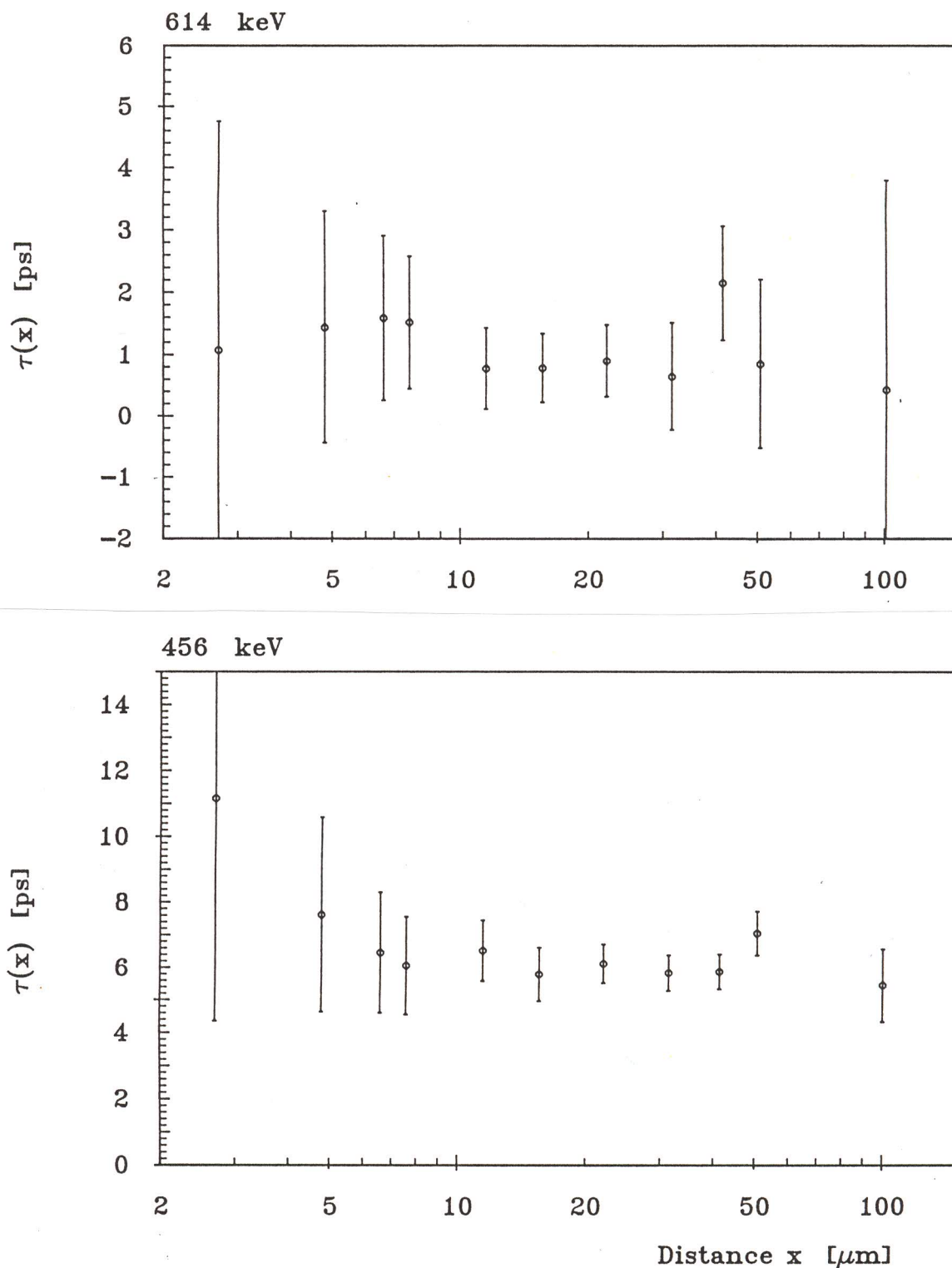


Abb. 4.14: Auswertung nach der *DDCM* in ^{130}Ce : Experimentelle $\tau(x = v \cdot t)$ -Kurven für den 6_1^+ - (oben) bzw. 4_1^+ -Zustand (unten) mit Berücksichtigung des Sidefeedings.