

8. Zerfallskonstanten

8.1. Zerfallskonstanten pseudoskalarer Mesonen

Die Zerfallskonstante pseudoskalarer Mesonen f_{PS} ist auf dem Gitter definiert durch

$$\langle 0|A_4|\text{PS}\rangle = m_{\text{PS}} f_{\text{PS}}, \quad (8.1)$$

wobei $A_\mu = \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$ der Axialvektorstrom ist. Dieser muss sowohl verbessert als auch renormiert werden. Der renormierte Axialvektorstrom ist gegeben durch

$$A_4^{\text{R}} = (1 + b_A am_q)Z_A(A_4 + c_A a\partial_4 P), \quad (8.2)$$

wobei $P = \bar{\psi}\gamma_5\psi$ die pseudoskalare Dichte ist. Die nicht-störungstheoretischen Ergebnisse für den Verbesserungskoeffizienten c_A können mit Hilfe des Eichfeldkopplungsparameters g_0 im Bereich $0 \leq g_0 \leq 1$ durch den Ausdruck

$$c_A = -0.00756g_0^2 \frac{1 - 0.748g_0^2}{1 - 0.977g_0^2} \quad (8.3)$$

parametrisiert werden [41].

Die Renormierungskonstante Z_A wurde von der ALPHA-Kollaboration ebenfalls nicht-störungstheoretisch bestimmt und ist für $0 \leq g_0^2 \leq 1$ [128]

$$Z_A = \frac{1 - 0.7663g_0^2 + 0.0488g_0^4}{1 - 0.6369g_0^2}. \quad (8.4)$$

Lediglich der Koeffizient b_A , der die Quarkmassenabhängigkeit von der Renormierungskonstante Z_A , die für verschwindende Quarkmasse bestimmt wurde, beschreibt, ist nur störungstheoretisch bekannt. Wir werden im Folgenden die tadpole-verbesserten Werte b_A^{TI} in Tabelle 5.5 verwenden. Die Quarkmasse, die in Gleichung (2.24) definiert ist, haben wir mit Hilfe der in Tabelle 5.3 aufgelisteten Werte berechnet. Es sollte an dieser Stelle angemerkt werden, dass der Koeffizient b_A für die Bestimmung der Zerfallskonstanten im chiralen Limes nicht benötigt wird. Der unten angegebene Wert für die Zerfallskonstante f_π ist daher ein nicht-störungstheoretisches Ergebnis.

Wir können die renormierte pseudoskalare Zerfallskonstante nun in der Form

$$af_{\text{PS}} = (1 + b_A am_q)Z_\Lambda(f_{\text{PS}}^{(0)} + c_A af_{\text{PS}}^{(1)}) \quad (8.5)$$

schreiben, wobei

$$m_{\text{PS}}f_{\text{PS}}^{(0)} = \langle 0|A_4|\text{PS}\rangle \quad (8.6)$$

$$m_{\text{PS}}af_{\text{PS}}^{(1)} = \langle 0|a\partial_4 P|\text{PS}\rangle \quad (8.7)$$

ist.

Die Matrixelemente werden mit Hilfe der Korrelationsfunktionen $C_t^{A_4P}$ und C_t^{PP} bestimmt. Aus Gleichung (2.41) ergibt sich, dass

$$m_{\text{PS}}f_{\text{PS}}^{(0)} = -2\kappa \frac{\sqrt{2am_{\text{PS}}A_{A_4P}^{LS}}}{\sqrt{A_{PP}^{SS}}} \quad (8.8)$$

ist, wobei wir bei der Berechnung der Korrelationsfunktionen entweder die Quelle und den Propagator (SS) oder nur die Quelle (LS) verschmiert haben. $f_{\text{PS}}^{(0)}$ lässt sich numerisch stabiler und genauer bestimmen, wenn man das Verhältnis $A_{A_4P}^{LS}/A_{A_4P}^{SS}$ mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{C_t^{A_4P,LS}}{C_t^{PP,SS}} = \frac{A_{A_4P}^{LS}}{A_{PP}^{SS}} \tanh \left[am_{\text{PS}} \left(\frac{T}{2} - t \right) \right] \quad (8.9)$$

berechnet und

$$m_{\text{PS}}f_{\text{PS}}^{(0)} = -2\kappa \sqrt{A_{PP}^{SS}} \sqrt{2am_{\text{PS}}} \frac{A_{A_4P}^{LS}}{A_{PP}^{SS}} \quad (8.10)$$

verwendet. Dieses Verfahren kann auch bei anderen Zerfallskonstanten angewendet werden. Wir haben diese jeweils nach beiden Verfahren bestimmt und konsistente Ergebnisse erhalten.

Der auf die Verbesserung zurückzuführende Term $f_{\text{PS}}^{(1)}$ lässt sich aus der Gleichung

$$\frac{af_{\text{PS}}^{(1)}}{f_{\text{PS}}^{(0)}} = \frac{A_{\partial_4 PP}^{LS}}{A_{A_4P}^{LS}} \quad (8.11)$$

bestimmen, wobei wir für die Zeitableitung den symmetrisierten Ableitungsoperator $\frac{1}{2}(\Delta_4^f + \Delta_4^b)$ verwendet haben. Die rechte Seite lässt sich mit Hilfe des Verhältnisses der zeitlichen Ableitung der Korrelationsfunktion $C_t^{PP,LS}$ zu $C_t^{A_4P,LS}$ berechnen, welches für $0 \ll t \ll T$ konstant ist. Alternativ lässt sich $f_{\text{PS}}^{(1)}$ auch durch die Gleichung

$$\frac{af_{\text{PS}}^{(1)}}{f_{\text{PS}}^{(0)}} = \sinh(am_{\text{PS}}) \frac{A_{PP}^{LS}}{A_{A_4P}^{LS}} \quad (8.12)$$

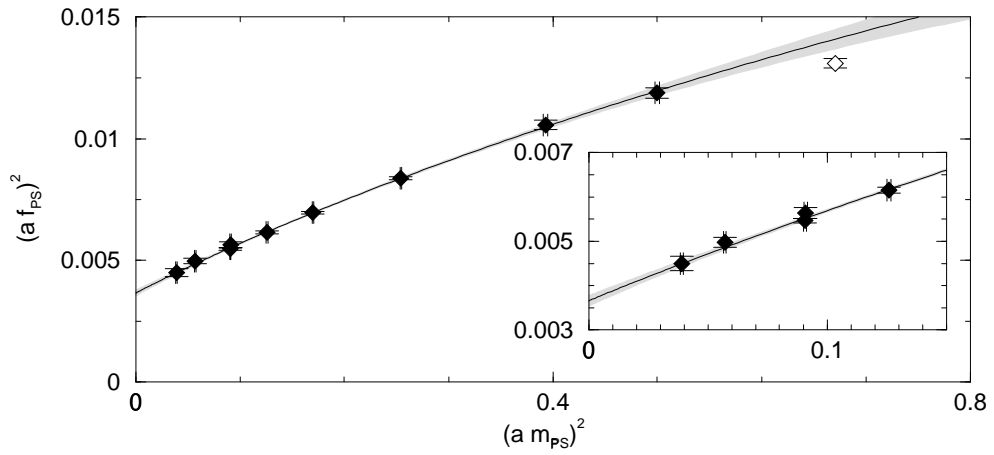


Abbildung 8.1.: Chirale Extrapolation der pseudoskalaren Zerfallskonstante für $\beta = 6.0$. Die Linie stammt von einem Fit an Gleichung (8.13), wobei die mit offenenen Symbolen eingezeichneten Datenpunkte unberücksichtigt blieben.

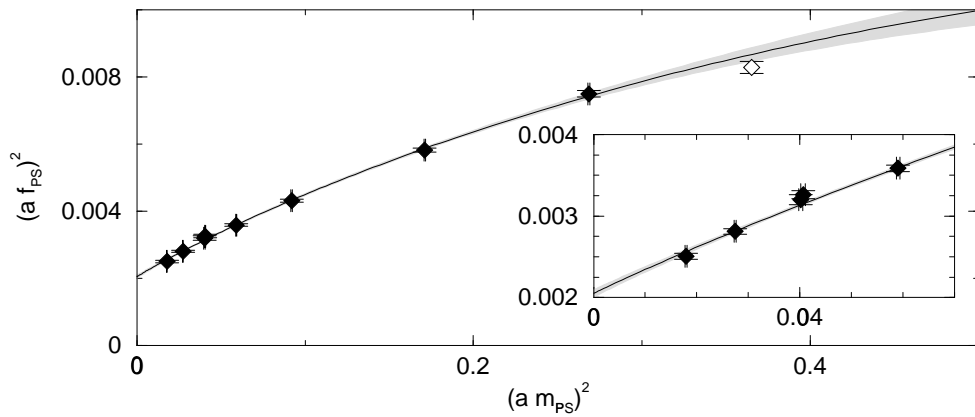


Abbildung 8.2.: Wie Abbildung 8.1, jedoch für $\beta = 6.2$.

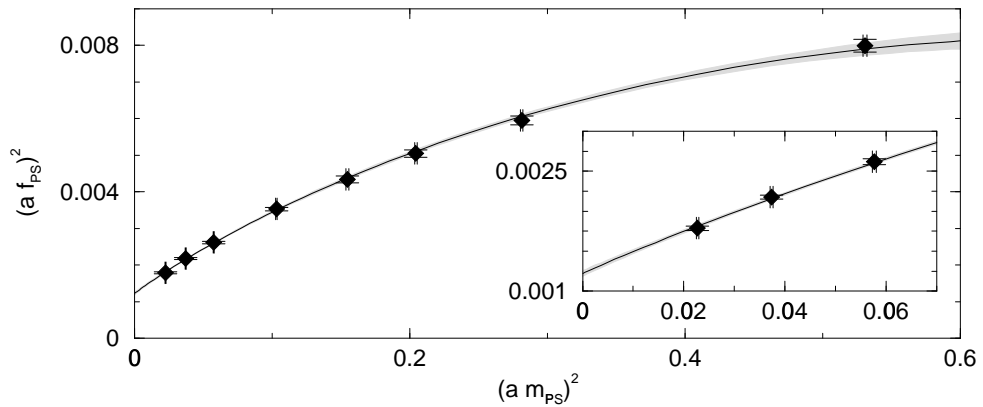


Abbildung 8.3.: Wie Abbildung 8.1, jedoch für $\beta = 6.4$.

berechnen. Dies führt zu konsistenten aber mit größeren Fehlern behafteten Resultaten.

Die Ergebnisse für $f_{\text{PS}}^{(0)}$, $f_{\text{PS}}^{(1)}$ und f_{PS} sowie die verwendeten Fitintervalle sind in Anhang A.7.1 dokumentiert.

Rechnungen im Rahmen der chiralen Störungstheorie [129] ergeben für die renormierte pseudoskalare Zerfallskonstante bis zur ersten Ordnung keine durch die Valenzquark-Approximation bedingten nicht-analytischen Terme.¹ Für die Extrapolation in den chiralen Limes verwenden wir den gleichen Fitansatz, den wir zuvor für die Massen verwendet haben, nämlich

$$(af_{\text{PS}})^2 = (aF_{\text{PS}})^2 + b_2(am_{\text{PS}})^2 + b_3(am_{\text{PS}})^3. \quad (8.13)$$

Die Ergebnisse dieses Fits sind in Tabelle 8.1 dokumentiert. In den Abbildungen 8.1 bis 8.3 sind unsere Ergebnisse für af_{PS} und die Fits dargestellt. Dieser Fitansatz beschreibt unsere Daten für $am_{\text{PS}} \lesssim 0.6$ gut. Die Ergebnisse, bei denen die Masse des pseudoskalaren Mesons in Gittereinheiten schwerer war, haben wir bei diesen Fits nicht berücksichtigt.

β	aF_{PS}	b_2	b_3	Fitbereich	χ_{pdf}^2
6.0	0.06048(97)	0.0233(19)	-0.0095(27)	$\kappa \geq 0.1300$	0.5
6.2	0.04531(50)	0.0314(17)	-0.0220(35)	$\kappa \geq 0.1321$	2.0
6.4	0.03497(49)	0.0295(10)	-0.0233(16)		0.7

Tabelle 8.1.: Resultate für die chirale Extrapolation der Zerfallskonstante des pseudoskalaren Mesons f_{PS} mit Hilfe von Gleichung (8.13).

Wir können nun Gleichung (8.13) und die Masse des pseudoskalaren K-Mesons m_{K} aus Tabelle 6.5 dazu benutzen, die Zerfallskonstante f_{K} zu bestimmen. Das Resultat ist in Tabelle 8.2 dokumentiert.

β	6.0	6.2	6.4
af_{K}	0.06937(40)	0.05347(18)	0.04077(28)

Tabelle 8.2.: Zerfallskonstante des pseudoskalaren K-Mesons.

Sowohl das Ergebnis für die pseudoskalare Zerfallskonstante im chiralen Limes F_{PS} , die wir mit f_{π} identifizieren, wie auch die Zerfallskonstante f_{K} weisen signifikante Diskretisierungsfehler auf. Eine Kontinuumsextrapolation mit dem Ansatz

$$r_0 f_{\text{PS}}^{(\beta=\infty)} = \left[1 + d \left(\frac{a}{r_0} \right)^2 \right] \frac{r_0}{a} aF_{\text{PS}} \quad (8.14)$$

¹ Dies gilt nicht für leichte Zerfallskonstanten pseudoskalarer Mesonen mit Quarks unterschiedlicher Masse [75].

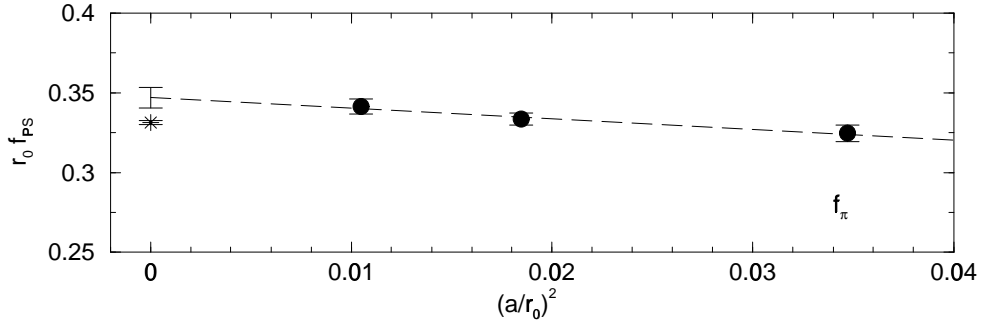


Abbildung 8.4.: Kontinuumsextrapolation der Zerfallskonstante des Pions f_π . Die Linie stammt von einem Fit an Gleichung (8.14). Mit einem Stern (*) ist der experimentelle Wert eingezeichnet.

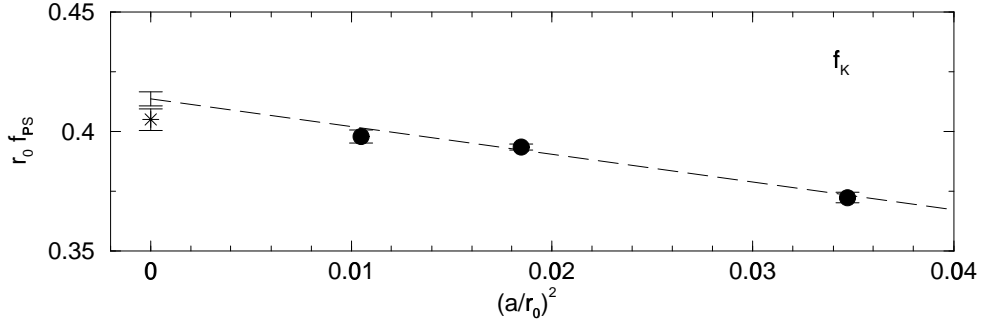


Abbildung 8.5.: Wie Abbildung 8.4, jedoch für die Zerfallskonstante des pseudoskalaren K -Mesons f_K .

ergibt die in Tabelle 8.3 aufgelisteten Resultate. Mit $r_0^{-1} = 394.6$ MeV erhalten wir als Ergebnis

$$f_\pi = 137(2) \text{ MeV} \quad (8.15)$$

$$f_K = 163(1) \text{ MeV} \quad (8.16)$$

Diese Werte liegen um knapp 5% bzw. 2% über den experimentellen Ergebnissen $f_\pi = 130.7 \pm 0.1 \pm 0.36$ MeV und $f_{K^+} = 159.8 \pm 1.4 \pm 0.44$ MeV [37].

	d	$r_0 f_{\text{PS}}^{(\beta=\infty)}$
π	-0.66(29)	0.3469(63)
K	-1.16(13)	0.4136(29)

Tabelle 8.3.: Ergebnis der Kontinuumsextrapolation pseudoskalarer Zerfallskonstanten mit Hilfe von Gleichung (8.14).

8.2. Zerfallskonstanten der Vektormesonen

Die Vektorzerfallskonstante f_V ist auf dem Gitter definiert durch

$$\langle 0|V_i|V(\vec{0}, \lambda)\rangle = \epsilon_i^{(\lambda)} \frac{m_V^2}{f_V}, \quad (8.17)$$

wobei $\epsilon_i^{(\lambda)}$ einen Polarisationsvektor bezeichnet. Der renormierte und verbesserte Vektoroperator $V_i = \bar{\psi}\gamma_i\psi$ ist gegeben durch

$$V_i = (1 + b_V am_q)Z_V(V_i + ic_V a\partial_j T_{ij}), \quad (8.18)$$

wobei der Tensoroperator $T_{\mu\nu} = \bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi$ ist.

Sowohl die Renormierungskonstante Z_V als auch der Koeffizient b_V sind nicht-störungstheoretisch bestimmt worden. Sie lassen sich als Funktion der Eichfeldkopplung g_0^2 im Bereich $0 \leq g_0^2 \leq 1$ durch folgende Ausdrücke parametrisieren [128]:

$$Z_V = \frac{1 - 0.8496 g_0^2 + 0.0610 g_0^4}{1 - 0.7332 g_0^2} \quad (8.19)$$

$$b_V = \frac{1 - 0.6518 g_0^2 - 0.1226 g_0^4}{1 - 0.8467 g_0^2}. \quad (8.20)$$

Auch der Verbesserungskoeffizient c_V wurde von der ALPHA-Kollaboration [130] nicht-störungstheoretisch berechnet. Ihre Daten lassen sich durch folgenden rationalen Ausdruck darstellen

$$c_V = -0.01225 \frac{4}{3} g_0^2 \frac{1 - 0.3113 g_0^2}{1 - 0.9660 g_0^2}, \quad (8.21)$$

wobei der Ansatz so gewählt ist, dass er für $g_0 \rightarrow 0$ mit dem störungstheoretischen Ergebnis [131] übereinstimmt.

Wie zuvor die pseudoskalare Zerfallskonstante, können wir nun auch die Vektorzerfallskonstante in der Form

$$\frac{1}{f_V} = (1 + b_V am_q)Z_V(f_V^{(0)} + c_V a f_V^{(1)}) \quad (8.22)$$

schreiben. Die einzelnen Beiträge sind definiert als

$$\epsilon_i^{(\lambda)} m_V^2 f_V^{(0)} = \langle 0|V_i|V(\vec{0}, \lambda)\rangle \quad (8.23)$$

$$i\epsilon_i^{(\lambda)} m_V^2 a f_V^{(1)} = \langle 0|a\partial_4 T_{i4}|V(\vec{0}, \lambda)\rangle. \quad (8.24)$$

Mit Hilfe der Korrelationsfunktion $C_t^{V_k V_k}$ erhalten wir nun

$$m_V^2 f_V^{(0)} = 2\kappa \frac{\sqrt{2am_V} \sum_k A_{V_k V_k}^{LS}}{\sqrt{3 \sum_k A_{V_k V_k}^{SS}}}, \quad (8.25)$$

wobei wir zwecks besseren Signals über die drei Raumrichtungen gemittelt haben. Auch hier erweist es sich als numerisch besser, $f_V^{(0)}$ nicht direkt durch diesen Ausdruck zu bestimmen, sondern die Gleichung

$$m_V^2 f_V^{(0)} = 2\kappa \sqrt{2am_V/3} \sqrt{\frac{\sum_k A_{V_k V_k}^{SS} \sum_k A_{V_k V_k}^{LS}}{\sum_k A_{V_k V_k}^{SS}}} \quad (8.26)$$

zu verwenden. Der Quotient auf der rechten Seite dieser Gleichung lässt sich mit Hilfe der Korrelationsfunktionen durch Anpassung einer Konstanten bestimmen, da für $0 \ll t \ll T$

$$\frac{\sum_k C_t^{V_k V_k, LS}}{\sum_k C_t^{V_k V_k, SS}} = \frac{\sum_k A_{V_k V_k}^{LS}}{\sum_k A_{V_k V_k}^{SS}} \quad (8.27)$$

unabhängig von der Zeit ist.

Der zweite Beitrag zur Zerfallskonstante ist gegeben durch

$$\frac{af_V^{(1)}}{f_V^{(0)}} = -i \frac{\sum_k A_{\partial_4 T_k T_k}^{LS}}{\sum_k A_{V_k V_k}^{LS}} \sqrt{\frac{\sum_k A_{V_k V_k}^{SS}}{\sum_k A_{T_k T_k}^{SS}}} \quad (8.28)$$

Numerisch ist es wiederum besser, statt die Größen auf der rechten Seite einzeln zu bestimmen, die Quotienten zu betrachten. Der erste ergibt sich aus der für $0 \ll t \ll T$ geltenden Gleichung

$$\frac{\sum_k C_t^{\partial_4 T_k T_k, LS}}{\sum_k C_t^{V_k V_k, LS}} = \frac{\sum_k A_{\partial_4 T_k T_k}^{LS}}{\sum_k A_{V_k V_k}^{LS}} \quad (8.29)$$

Der zweite Quotient kann mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{\sum_k C_t^{T_k T_k, SS}}{\sum_k C_t^{V_k V_k, SS}} = \frac{\sum_k A_{T_k T_k}^{SS}}{\sum_k A_{V_k V_k}^{SS}} \tanh \left[\frac{T}{2} - t \right] \quad (8.30)$$

gewonnen werden.

Die Ergebnisse für die einzelnen Beiträge $f_V^{(0)}$ und $af_V^{(1)}/f_V^{(0)}$ sowie die kombinierten Werte für $1/f_V$ sind in Anhang A.7.2 zusammengestellt.

Bei der Extrapolation in den chiralen Limes fanden wir, dass $1/f_V$ besser durch einen einfachen polynomialen Ansatz beschrieben wird, als $(1/f_V)^2$. Wir haben daher zur Extrapolation den Ansatz

$$\frac{1}{f_V} = \frac{1}{F_V} + b_2(am_{PS})^2 + b_3(am_{PS})^3 \quad (8.31)$$

verwendet und damit die Ergebnisse in Tabelle 8.4 erhalten.

β	$1/F_V$	b_2	b_3	Fitbereich	χ_{pdf}^2
6.0	0.2633(30)	-0.497(40)	0.394(52)	$\kappa \geq 0.1300$	0.4
6.2	0.2760(32)	-0.888(78)	1.00(14)	$\kappa \geq 0.1321$	0.4
6.4	0.2693(27)	-1.039(72)	1.18(13)	$\kappa \geq 0.1313$	1.6

Tabelle 8.4.: Resultate für die chirale Extrapolation der Zerfallskonstante des Vektormesons f_V mit Hilfe von Gleichung (8.31).

β	6.0	6.2	6.4
af_{K^*}	0.2411(16)	0.2551(18)	0.2546(19)

Tabelle 8.5.: Zerfallskonstante des Vektormesons K^* .

Diese Resultate können mit den Wert für das pseudoskalare K-Meson in Tabelle 6.5 benutzt werden, um die Zerfallskonstante des Vektormesons K^* zu bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.5 dokumentiert.

Die Vektorzerfallskonstante ist nach der von uns verwendeten Definition dimensionslos. Für eine Extrapolation in den Kontinuumslimit machen wir daher den Ansatz

$$f_V^{(\beta=\infty)} = \left[1 + d \left(\frac{a}{r_0} \right)^2 \right] F_V. \quad (8.32)$$

Wir erhalten die folgenden Ergebnisse:

	d	$f_V^{(\beta=\infty)}$
ρ	-0.30(17)	0.2753(38)
K^*	-0.621(99)	0.2634(25)

Tabelle 8.6.: Ergebnis der Kontinuumsextrapolation der Vektorzerfallskonstanten mit Hilfe von Gleichung (8.32).

$$f_\rho = 0.2753(38) \quad (8.33)$$

$$f_{K^*} = 0.2634(25) \quad (8.34)$$

Maris und Tandy [132] haben aus dem experimentellen Wert für die Zerfallsbreite des Zerfallsprozesses $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ (umgerechnet in die von uns verwendete Konvention) das Ergebnis $f_\rho = 0.28$ erhalten. Dies ist ein Unterschied von knapp 2%. Die gleichen Autoren geben die Zerfallskonstante des K^* Mesons mit $f_{K^*} = 0.25$ an, was 5% unterhalb unseres Wertes liegt.

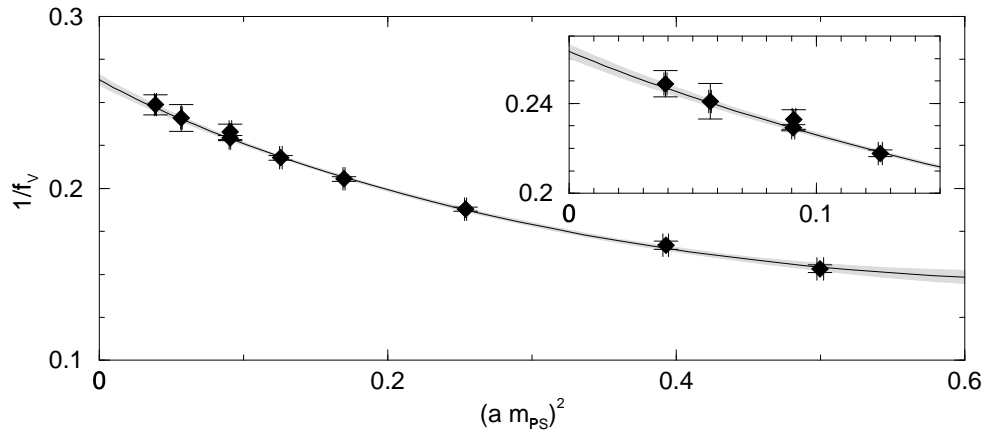


Abbildung 8.6.: Chirale Extrapolation der Zerfallskonstante des Vektormesons für $\beta = 6.0$. Die Linie stammt von einem Fit an Gleichung (8.31).

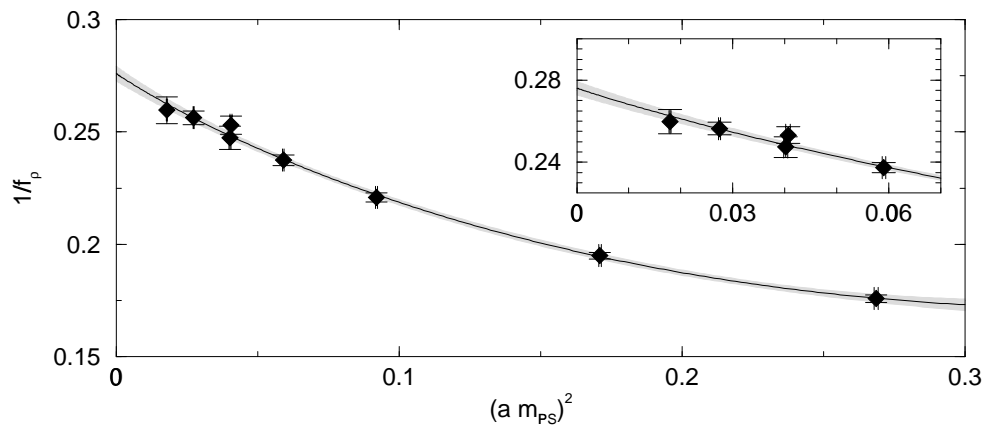


Abbildung 8.7.: Wie Abbildung 8.6, jedoch für $\beta = 6.2$.

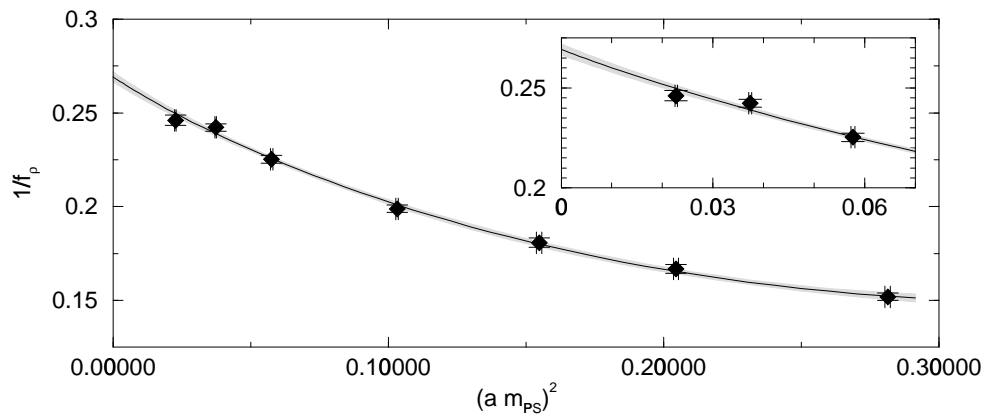


Abbildung 8.8.: Wie Abbildung 8.6, jedoch für $\beta = 6.4$.

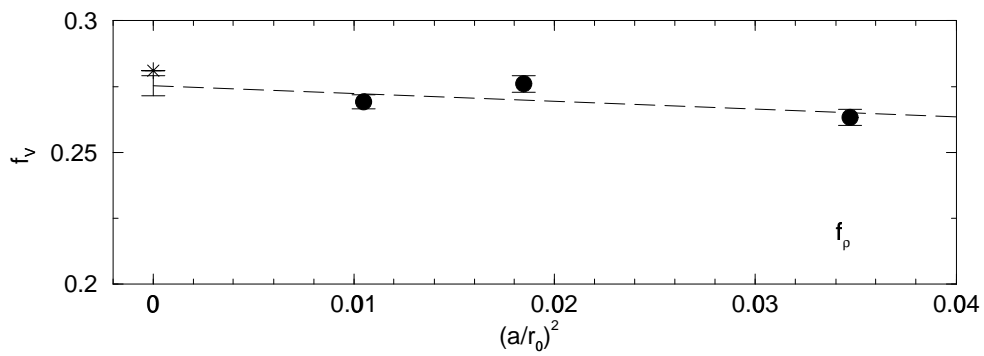


Abbildung 8.9.: Kontinuumsextrapolation der Zerfallskonstante des ρ Mesons. Die Linie stammt von einem Fit an Gleichung (8.14). Mit einem Stern (*) ist der experimentelle Wert eingezeichnet.

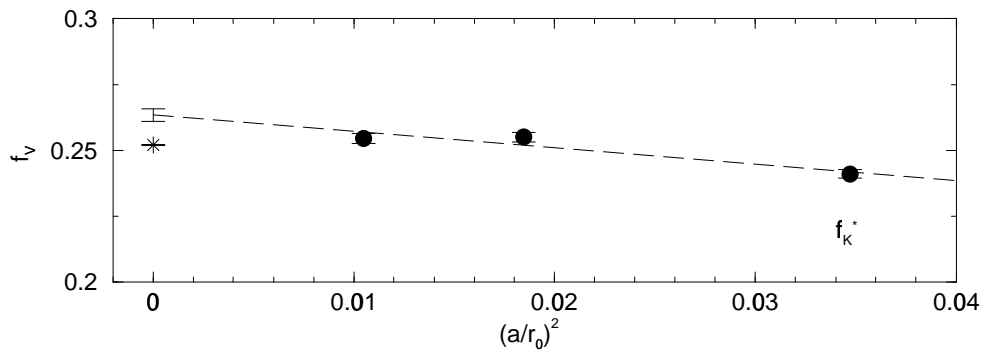


Abbildung 8.10.: Wie Abbildung 8.9, jedoch für die Zerfallskonstante des Vektormesons K^* .

8.3. Zerfallskonstante des Axialvektormesons

Auf dem Gitter definieren wir die Zerfallskonstante des Axialvektormeson f_{AV} durch die Gleichung

$$\langle 0|A_i|AV(\vec{0}, \lambda)\rangle = \epsilon_i^{(\lambda)} m_{AV}^2 f_{AV}. \quad (8.35)$$

Der Operator A_i bedarf keiner Verbesserung, so dass wir für den renormierten Operator den Ausdruck

$$A_i = (1 + b_A am_q) Z_A A_i \quad (8.36)$$

erhalten. Die Renormierungskonstante Z_A und die Wahl von b_A wurden bereits im Abschnitt 8.1 diskutiert.

Die unrenormierte Zerfallskonstante $f_{AV}^{(0)}$ können wir nun schreiben als

$$m_{AV}^2 f_{AV}^{(0)} = 2\kappa \frac{\sqrt{2am_{AV}} \sum_k A_{A_k A_k}^{LS}}{\sqrt{3} \sum_k A_{A_k A_k}^{SS}}. \quad (8.37)$$

Für die Berechnung von $f_{AV}^{(0)}$ haben wir $\sum_k A_{A_k A_k}^{LS}$ und $\sum_k A_{A_k A_k}^{SS}$ separat bestimmt. Das Verhältnis von Signal zu Rauschen wird bei den Korrelationsfunktionen des Axialvektormesons für größere zeitliche Abstände von der Quelle zu schlecht, um $\sum_k A_{A_k A_k}^{LS} / \sum_k A_{A_k A_k}^{SS}$ zuverlässig bestimmen zu können. Unsere Ergebnisse für die Zerfallskonstante des Axialvektormesons sind daher mit wesentlich größeren Fehlern behaftet, als dies beim pseudoskalaren und beim Vektormeson der Fall war.

Die Ergebnisse für $f_{AV}^{(0)}$ und die renormierte Zerfallskonstante $f_{AV} = (1 + b_A m_q) Z_A f_{AV}^{(0)}$ sind in Anhang A.7.3 dokumentiert.

Ähnlich wie bei der Vektorzerfallskonstante finden wir, dass unsere Daten durch den Ansatz

$$f_{AV} = F_{AV} + b_2(am_{PS})^2 + b_3(am_{PS})^3 \quad (8.38)$$

gut beschrieben werden. Bei der Extrapolation in den chiralen Limes erhalten wir damit die Ergebnisse in Tabelle 8.7 auf Seite 109. Bei der Extrapolation in den chiralen Limes wurden die Ergebnisse für kleine Quarkmassen bei $\beta = 6.0$ nicht berücksichtigt, da mit der vorhandenen Statistik keine zuverlässige Bestimmung der Matrixelemente möglich war.

Wie der Abbildung 8.14 zu entnehmen ist, sind die Diskretisierungsfehler deutlich kleiner als die statistischen Fehler. Die Zerfallskonstante des Axialvektormesons wurde als dimensionslos definiert. Für eine Kontinuumslicesextrapolation verwenden wir daher den Ansatz

$$f_{AV}^{(\beta=\infty)} = \left[1 + d \left(\frac{a}{r_0} \right)^2 \right] F_{AV}. \quad (8.39)$$

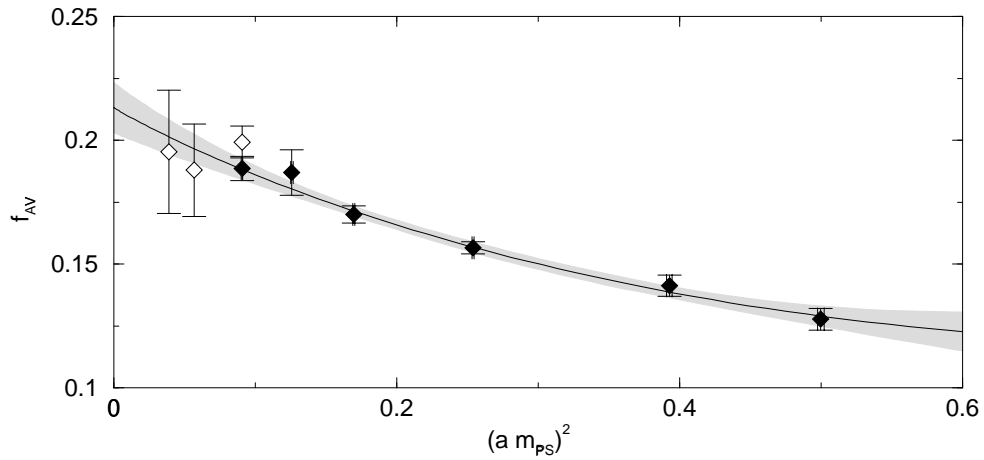


Abbildung 8.11.: Chirale Extrapolation der Zerfallskonstante des Axialvektormesons für $\beta = 6.0$. Die Linie stammt von einem Fit an Gleichung (8.38), wobei die mit offenen Symbolen dargestellten Datenpunkte nicht berücksichtigt wurden.

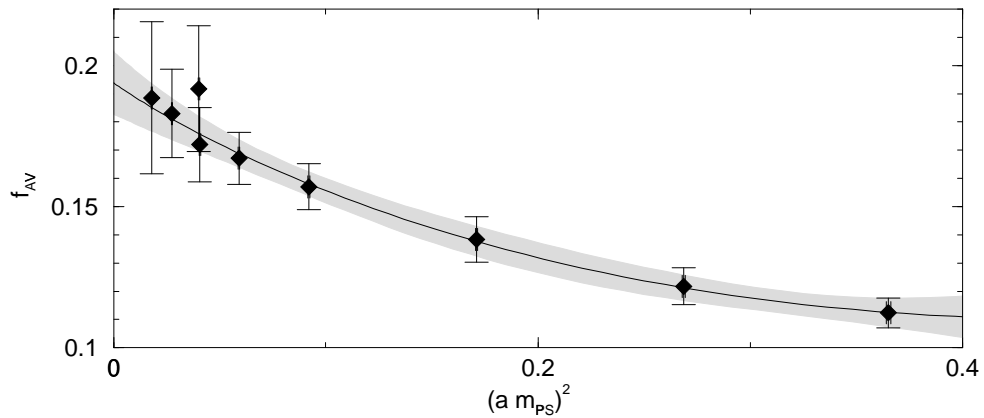


Abbildung 8.12.: Wie Abbildung 8.11, jedoch für $\beta = 6.2$.

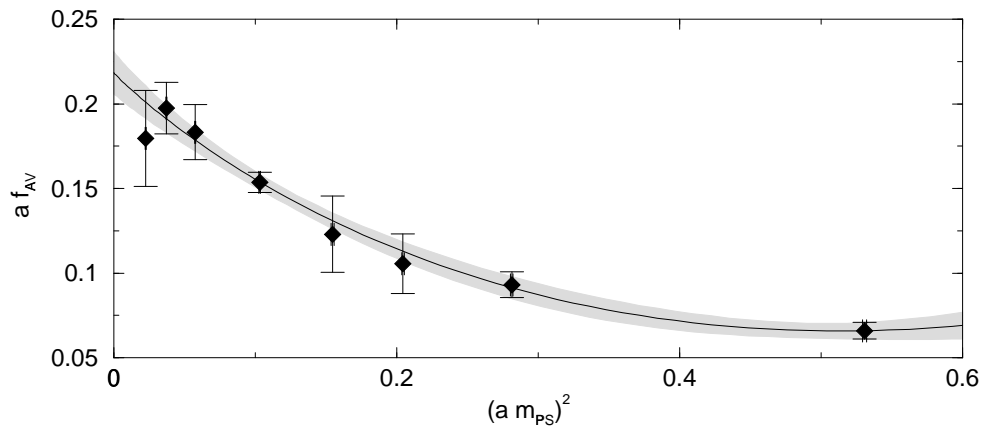


Abbildung 8.13.: Wie Abbildung 8.11, jedoch für $\beta = 6.4$.

β	F_{AV}	b_2	b_3	Fitbereich	χ_{pdf}^2
6.0	0.213(10)	-0.35(11)	0.26(14)	$0.1342 \geq \kappa \geq 0.1300$	0.4
6.2	0.194(11)	-0.56(21)	0.55(32)	$\kappa \geq 0.1310$	0.1
6.4	0.218(12)	-0.89(17)	0.83(21)		0.24

Tabelle 8.7.: Resultate für die chirale Extrapolation der Zerfallskonstante des Axialvektormesons f_{AV} mit Hilfe von Gleichung (8.38).

Wir erhalten eine mit Null verträgliche Steigung $d = 0.09(62)$. Das Ergebnis im chiralen Limes identifizieren wir mit der Zerfallskonstante des a_1 Mesons. Das Resultat ist

$$f_{a_1} = 0.206(15) \quad (8.40)$$

Isgur, Morningstar und Reader [38] haben diese Zerfallskonstante aus den experimentellen Werten für den Zerfallsprozess $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi \pi \pi$ bestimmt. Rechnen wir ihr Ergebnis entsprechend der von uns verwendeten dimensionslosen Definition der Zerfallskonstante um, so ist das experimentelle Ergebnis $f_{a_1} = 0.168(13)$. Im Rahmen der Fehler erhalten wir somit eine relativ gute Übereinstimmung.

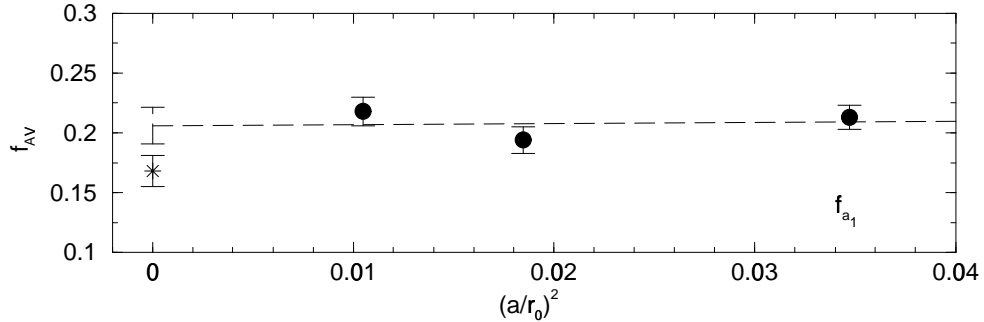


Abbildung 8.14.: Kontinuumsextrapolation der Zerfallskonstante des Axialvektormesons im chiralen Limes. Die Linie stammt von einem Fit an Gleichung (8.14). Mit einem Stern (*) ist der experimentelle Wert für die Zerfallskonstante des $a_1(1260)$ eingezeichnet.

