

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades

Master of Science

UV-Fixpunkte einer
 $SU(N_c) \times SU(N_d)$ Eichtheorie

Dominik Kahl

geboren in Recklinghausen

2016

Lehrstuhl für Theoretische Physik IV

Fakultät Physik

Technische Universität Dortmund

Erstgutachter: Prof. Dr. Hiller
Zweitgutachter: Prof. Dr. Päs
Abgabedatum: 31. Oktober 2016

Zusammenfassung

Abstract

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Quantenfeldtheorie und Standardmodell	2
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.2	Effektive Quantenwirkung und Gell-Mann-Low Gleichung	3
2.2.1	Gluonpropagator in $\mathcal{O}(g^0)$ und $\mathcal{O}(g^1)$	5
2.2.2	Gluonpropagator in $\mathcal{O}(g^2)$	5
3	QCD \times dark QCD	9
3.1	Die Standardmodell QCD	9
3.2	Dark QCD	10
4	Untersuchung einer β-Funktion	15
4.1	Vereinfachung des mathematischen Problems	16
4.2	Verhalten in einer Umgebung eines Fixpunktes	17
4.3	Laufende Kopplungen in der Standardmodell QCD	20
5	β-Funktion im \mathbb{R}^2	21
5.1	Stabilitätsbedingungen	21
5.1.1	hyperbolischer Fixpunkt	22
5.1.2	nicht-hyperbolischer Fixpunkt	23
6	UV-Fixpunkte der $SU_{\text{QCD}} \times SU_{\text{dQCD}}$	25
6.1	UV-Verhalten bei α^{*4}	27
6.1.1	attraktiver Fixpunkt	27
6.1.2	Sattelpunkt	29
6.2	UV-Verhalten bei α^{*3}	32
6.3	UV-Verhalten bei α^{*2}	34
6.4	Qualitative Änderungen durch Yukawa-Terme	35
7	Matching mit dem Standardmodell	38
7.1	Extrapolation eines Fixpunktes	38
7.2	Extrapolation von α^{*3}	41
7.3	Extrapolation von α^{*2}	43
7.4	Extrapolation von α^{*4}	45
8	Zusammenstellung der Ergebnisse	46
	Literatur	47

1 Einleitung

Die Entdeckung des Higgs-Bosons im Jahr 2012 [5] und die erstmalige Beobachtung von Gravitationswellen im Jahr 2016 [6] sind weitere Bestätigung zweier fundamentaler Theorien der heutigen Physik, des *Standardmodells der Teilchenphysik (SM)* und der *allgemeinen Relativitätstheorie (ART)*, die es vermögen, Phänomene auf Größenordnungen der Quantenphysik beziehungsweise der Kosmologie mit großer Genauigkeit zu beschreiben und zu erklären. Obwohl das SM durch die Entdeckung des Higgs in sich geschlossen ist, gibt es Hinweise sowohl von experimenteller als auch von theoretischer Seite, dass dieses Theoriegebäude nicht endgültig sein kann.

Kosmologische Experimente zeigen, dass es eine Art der Materie, *dunke Materie (DM)*, mit einer Energiedichte von $\Omega_{\text{DM}} \approx 0,2$ in Einheiten der kritischen Massendichte im Universum geben muss [3], die eine schwache Ankopplung an die SM-Materie haben muss, jedoch gravitativ wechselwirkt. Im Rahmen von Λ CDM-Theorien wird eine kalte, d.h. nichtrelativistische, DM vorhergesagt, sodass Teilchentheorien mit schweren, schwach ans SM gekoppelten Elementarteilchen¹ naheliegend sind. Y. Bai und P. Schwaller schlagen dagegen vor, die DM Masse analog zur Masse der bekannten baryonischen Materie zu erzeugen. Die Masse der normalen Materie, d.h. der Protonen und Neutronen, wird im wesentlichen durch Quark und Gluon Wechselwirkungen der *Quantenchromodynamik (QCD)* erzeugt. Eine analoge Dynamik, genannt *dark QCD (dQCD)*, zusammen mit einem Mechanismus, der die Baryogenese in den dunklen Sektor erweitert, kann damit eine alternative Erklärung für DM sein. [7]

Von theoretischer Seite aus sind SM und ART völlig disjunkt, in dem Sinne, dass das SM keine gravitativen Wechselwirkungen enthält und die ART eine klassische, d.h. nicht quantisierte, Theorie ist. Um die in der ART auftretenden Singularitäten konsistent beschreiben zu können, ist eine umfassendere Theorie der Gravitation auf quantenphysikalischen Skalen nötig [15]. Da es sich in beiden Fällen um eine Feldtheorie handelt, ist es naheliegend, die Wirkung der ART analog zum SM über den Pfadintegralformalismus nach Feynman zu quantisieren [16]. Praktisch führt dieses Vorgehen jedoch zu nichtrenormierbaren Theorien [17], die in der Regel unendlich viele Renormierungskonstanten erfordern um auf allen Energieskalen gültig zu sein und die deshalb häufig als unphysikalisch oder ungeeignet als fundamentale Theorie gelten. Durch ein *asymptotic safety (AS)* Szenario ist es jedoch möglich, die Theorie bis auf eine endliche Zahl von Parametern zu bestimmen, sodass AS als Erweiterung der üblichen Forderung nach Renormierbarkeit verstanden werden kann [17] [28]. Hierbei wird die Energieskalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten einer Theorie mit Hilfe von *Renormierungsgruppen (RG)* untersucht; wenn die Kopplungskonstanten auf bestimmten Hyperfläche im Phasenraum der Kopplungskonstanten liegen ist das Energieskalenverhalten bis auf den Freiheitsgrad der Dimension dieser Hyperfläche bestimmt.

¹Sog. WIMPs, weakly interacting massive particles

2 Quantenfeldtheorie und Standardmodell

In einer *Quantenfeldtheorie* (QFT) werden physikalische Entitäten als Anregungszustände von Quantenfeldern verstanden. Ein Schlüssel zu den experimentell zugänglichen Wirkungsquerschnitten ist die Berechnung von *Korrelatorfunktionen* oder *n-Punkt Funktionen*

$$\left\langle \mathbf{T} \phi^{r_1}(x_1) \dots \phi^{r_N}(x_N) \right\rangle = \frac{\int \mathcal{D}\phi \phi^{r_1}(x_1) \dots \phi^{r_N}(x_N) e^{iS[\phi]}}{\int \mathcal{D}\phi e^{iS[\phi]}} \quad (1)$$

im Pfadintegralformalismus von Feynman [26]. Die Information über die möglichen physikalischen Prozesse der Quantenfelder ϕ ist dabei in dem Wirkungsfunktional S bzw. der Lagrangedichte \mathcal{L} enthalten, welche in einer D -Dimensionalen Raumzeit über

$$S[\phi] = \int d^D x \mathcal{L}(\phi, \partial\phi, t) \quad (2)$$

verknüpft sind [26]. Die möglicherweise verschiedenartigen Felder ϕ^{r_i} können dabei in verschiedene Räume abbilden und somit Teilcheneigenschaften, insbesondere Transformationseigenschaften unter Eichsymmetrien, darstellen.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das SM ist eine QFT nach dem Prinzip, invariant unter bestimmten Symmetrietransformationen zu sein. Die Dynamik wird dabei durch die Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ in der Lagrangedichte repräsentiert, sowie der Angabe, unter welcher Darstellung der Eichgruppe die Felder transformieren. Neben den postulierten Feldern der Quarks, Leptonen und des Higgs wird so die Existenz von Eichfeldern und Wechselwirkungen mit den übrigen Feldern gefordert, welche keine Singletts der entsprechenden Eichgruppe sind.

Im SM kennt man bisher sechs Quark-Flavour, *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t), und *bottom* (b), die als Dirac-Fermionen in der Lagrangedichte auftauchen. Ebenfalls als Dirac-Fermionen werden die geladenen Leptonen, das *Elektron* (e^-), das *Myon* (μ^-) und das *Tauon* (τ^-) eingeführt. Die drei *Neutrinos* ν_e , ν_μ und ν_τ kommen dagegen ausschließlich als linkshändige Weyl-Spinoren vor, sodass sie im SM masselos sein müssen. Das einzige skalare Feld des SM ist das *Higgs-Feld* (ϕ), welches im Higgsmechanismus für die Brechung der Symmetriegruppe verantwortlich ist.

Als eine der fundamentalen Kräfte des SM beschreibt die *Quantenchromodynamik* (QCD) die Wechselwirkungen zwischen Quarks, den Bausteinen der Hadronen, und den Gluonen, den Eichfeldern der QCD. Die mathematische Beschreibung erfolgt durch Dar-

stellungen der $SU(3)$, bei der einem Quark ψ^f mit Flavour f ein Colour-Triplett $\psi = (\psi_1^f, \psi_2^f, \psi_3^f)^T$ zugeordnet wird. Außerdem folgt die Existenz von acht masselosen Gluonen, die mit Quarks und untereinander wechselwirken [13]. Eine genauere mathematische Beschreibung folgt in Abschnitt 3. Charakteristisch für die QCD des SM ist die in Abbildung ?? dargestellte Energieabhängigkeit der QCD Kopplungskonstanten. Der Landau-Pol bei Λ_{QCD} ist dabei für die hadronische Bindung bei niedrigen Energien verantwortlich und somit insbesondere für die baryonische Massendichte Ω_B im Universum, während es bei hohen Energien gerade zum AF kommt.

Die Symmetriegruppe $SU(2) \times U(1)$ beschreibt die Elektroschwache Wechselwirkung. In ihr werden die Wechselwirkungen zwischen linkshändigen Isospin-Dupletts

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix} \quad (3)$$

über insgesamt vier Eichbosonen beschrieben. Durch den Higgsmechanismus wird die Symmetriegruppe zu einer $U(1)$ gebrochen, welche als Elektromagnetismus identifiziert werden kann. Als Eichbosonen der gebrochenen Symmetrie entstehen die massiven Bosonen W^+ , W^- und Z sowie das masselose Photon.

Im Higg-Sektor gibt es neben einem Potenzial $V[\phi]$ sogenannte Yukawa-Kopplungen der Form $Y_{ij} Q_L^i \phi q_R^j$ zwischen einem Isospin-Duplett Q_L^i , dem Higgsfeld ϕ und einem rechtshändigen Fermion q_R^j , mit der Kopplungsstärke Y_{ij} . Im Higgsmechanismus wird das Potenzial $V[\phi]$ minimiert und die $SU(2) \times U(1)$ Symmetrie unterhalb einer charakteristischen Energieskala gebrochen. Dies hat die Massenerzeugung der Teilchen und das Flavour-Mixing der Quarks zur Folge [?].

Für eine effektive QCD×QED hat Bednyakov gezeigt, dass ab der Energieskala der t -Masse die QED korrekturten vernachlässigt werden können [9]. Daraus lässt sich schließen, dass der Elektroschwache Sektor sowie der Higgs-Sektor nicht weiter betrachtet werden dürfen.

2.2 Effektive Quantenwirkung und Gell-Mann-Low Gleichung

Nun werden die wichtigsten Punkte bei der Berechnung von Korrelationsfunktionen mit Hilfe von erzeugenden Funktionalen gezeigt, vgl. [31]. Zunächst werden die erzeugenden Funktionalen Z und W eingeführt um die Gluon-2-Punkt Funktion zu berechnen. Aus der Rechnung wird die Notwendigkeit der Regularisierung und Renormierung abgeleitet. Schließlich wird die β -Funktion der Beispieltheorie gefunden.

Die Rechnung erfolgt am Beispiel einer skalaren $SU(N)$ mit reellen, skalaren Materiefeldern ϕ_i in der Darstellung S und Eichfeldern \mathcal{A}^A in adjungierter Darstellung. Aus der

Lagrangedichte

$$\mathcal{L}(\phi, \partial\phi, \mathcal{A}, \partial\mathcal{A}) = \frac{1}{2} \left(\left[i\partial_\mu - g t_{ji}^A \mathcal{A}_\mu^A \right] \phi_i \right)^* \left(\left[i\partial^\mu - g t_{ji}^A \mathcal{A}^{A\mu} \right] \phi_i \right) - \frac{1}{4} F^{A\mu\nu} F_{\mu\nu}^A \quad (4)$$

mit $F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A$ lassen sich die Wirkungsfunktionale

$$S_M[\phi] = \int d^D x \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_i \partial^\mu \phi_i \quad (5)$$

$$S_G[\mathcal{A}] = \int d^D x \frac{1}{2} \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A \partial^\nu \mathcal{A}^{A\mu} - \frac{1}{2} \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A \partial^\mu \mathcal{A}^{A\nu} - \frac{1}{2\xi} \partial_\mu \mathcal{A}^{A\mu} \partial_\nu \mathcal{A}^{A\nu} \quad (6)$$

$$S_1[\phi, \mathcal{A}] = \int d^D x 2ig \partial^\mu \phi_j t_{ji}^A \phi_i \mathcal{A}_\mu^A \quad (7)$$

ableiten. Gluon-Selbstwechselwirkungen sollen hier nicht betrachtet werden, außerdem wurde eine reelle Darstellung gewählt, sodass $\phi^* = \phi$ und $(t_{ji}^A)^* = (-t_{ji}^A)$. Mit den Propagatoren

$$\Delta(x, y) = i \int \frac{d^D p}{(2\pi)^D} \frac{e^{ip(x-y)}}{p^2} \quad (8)$$

$$\Delta^{\rho\epsilon}(x, y) = \frac{i}{D} \int \frac{d^D p}{(2\pi)^D} \frac{e^{ip(x-y)}}{p^2} \left[\eta^{\rho\epsilon} - (1 - \xi) \frac{p^\rho p^\epsilon}{p^2} \right] \quad (9)$$

und dem erzeugenden Funktional

$$Z[J, J_\mu] := \int \mathcal{D}\phi \mathcal{D}\mathcal{A} e^{iS_M[\phi] + iS_G[\mathcal{A}] + iS_1[\phi, \mathcal{A}] + iJ_i \phi_i + iJ_\mu^A \mathcal{A}^{A\mu}} \quad (10)$$

gilt die wichtige Beziehung

$$Z[J, J_\mu] = e^{iS_1[\frac{\delta}{\delta J}, \frac{\delta}{\delta J_\mu}]} e^{-\frac{1}{2} J_i \Delta J_i} e^{-\frac{1}{2} J_\mu^A \Delta^{\mu\nu} J_\nu^A} \quad (11)$$

Dabei wurden die erzeugenden Ströme $J_i(x)$ und $J_\mu^A(x)$ eingeführt, sowie die Schreibweisen

$$J_i \phi_i = \int d^D x J_i(x) \phi_i(x) \quad , \quad J_i \Delta J_i = \int d^D x d^D y J_i(x) \Delta(x, y) J_i(y) \quad , \quad (12)$$

für die Eichfelder \mathcal{A} analog.

Durch das Ausführen von Funktionalableitungen in (10) lassen sich nun die Korrelatorfunktionen aus (1) rekonstruieren,

$$\frac{\delta}{i\delta J_i(x)} \Big|_{J=J_\mu=0} Z[J, J_\mu] = \langle \phi_i(x) \rangle \quad , \quad (13)$$

für höhere Ableitungen analog. Die formale Entwicklung

$$Z[J, J_\mu] = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{i^{m+n}}{m!n!} \int d^D x_1 \dots d^D x_m d^D y_1 \dots d^D y_n \quad (14)$$

$$Z_{i_1 \dots i_m, \mu_1 \dots \mu_n}^{(m,n) A_1 \dots A_n}(x_1, \dots, x_m, y_1, \dots, y_n) J_{i_1}(x_1) \dots J_{i_m}(x_m) J_{\mu_1}^{A_1}(y_1) \dots J_{\mu_n}^{A_n}(y_n)$$

erlaubt dabei eine kompakte Schreibweise.

2.2.1 Gluonpropagator in $\mathcal{O}(g^0)$ und $\mathcal{O}(g^1)$

Es soll nun der Gluonpropagator als $\langle \mathcal{A}_\mu^A(x_1) \mathcal{A}_\nu^B(x_2) \rangle = Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2)$ rekonstruiert werden. In $\mathcal{O}(g^0 J_i^0 J_\rho^2)$ kann (11) vereinfacht als

$$Z[J, J_\rho] = -\frac{1}{2} J_\rho^A \Delta^{\rho\epsilon} J_\epsilon^A \quad (15)$$

geschrieben werden. Mit (13) gilt dann

$$Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2) = \frac{\delta}{\delta J_\mu^A(x_1)} \frac{\delta}{\delta J_\nu^B(x_2)} \frac{1}{2} J_\rho^C \Delta^{\rho\epsilon} J_\epsilon^C = \delta^{AB} \Delta_{\mu\nu}(x_1, x_2) \quad . \quad (16)$$

Der Gluonpropagator aus (9) ist demnach die 2-Punkt Funktion $Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2)$ in $\mathcal{O}(g^0)$.

Der $\mathcal{O}(g^1)$ Beitrag zu $Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2)$ muss verschwinden, da

$$\left(\frac{\delta}{\delta J_\mu} \right)^3 \bigg|_{J_\rho=0} (J_\rho^C \Delta^{\rho\epsilon} J_\epsilon^C) \propto J_\rho \big|_{J_\rho=0} = 0 \quad . \quad (17)$$

2.2.2 Gluonpropagator in $\mathcal{O}(g^2)$

Die einzige beitragende Ordnung ist hier $\mathcal{O}(g^2 J_i^4 J_\rho^4)$,

$$Z[J, J_\mu] = -2g^2 t_{ji}^C t_{lk}^D \int d^D y_1 d^D y_2 \left(\partial^\rho \frac{\delta}{i\delta J_j(y_1)} \right) \frac{\delta}{i\delta J_i(y_1)} \frac{\delta}{i\delta J_\rho^C(y_1)} \quad (18)$$

$$\left(\partial^\sigma \frac{\delta}{i\delta J_l(y_2)} \right) \frac{\delta}{i\delta J_k(y_2)} \frac{\delta}{i\delta J_\sigma^D(y_2)} \frac{1}{8} (J_m \Delta J_m) (J_n \Delta J_n) \frac{1}{8} (J_\alpha^E \Delta^{\alpha\beta} J_\beta^E) (J_\gamma^F \Delta^{\gamma\delta} J_\delta^F) \quad .$$

Es folgt

$$\begin{aligned}
Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2) = & -2g^2 t_{ji}^C t_{lk}^D \int d^D y_1 d^D y_2 \\
& [\Delta^{\mu\nu}(x_1, x_2) \Delta^{\rho\sigma}(y_1, y_2) \delta^{AB} \delta^{CD} + \Delta^{\mu\rho}(x_1, y_1) \Delta^{\nu\sigma}(x_2, y_2) \delta^{AC} \delta^{BC} + \Delta^{\mu\sigma}(x_1, y_2) \Delta^{\nu\rho}(x_2, y_1) \delta^{AD} \delta^{BC}] \\
& [\Delta(y_1, y_2) \partial_\rho \partial_\sigma \Delta(y_1, y_2) \delta_{ki} \delta_{lj} + \partial_\rho \Delta(y_1, y_1) \partial_\sigma \Delta(y_2, y_2) \delta_{ij} \delta_{lk} + \partial_\sigma \Delta(y_1, y_2) \partial_\rho \Delta(y_2, y_1) \delta_{lj} \delta_{ik}] \quad .
\end{aligned} \tag{19}$$

Um die Berechnung zu vereinfachen ist es nun hilfreich, ein neues Funktional W als

$$Z[J, J_\mu] = e^{W[J, J_\mu]} \tag{20}$$

einzuführen. Es gibt wieder eine formale Reihenentwicklung

$$\begin{aligned}
W[J, J_\mu] = & \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{i^{m+n}}{m!n!} \int d^D x_1 \dots d^D x_m d^D y_1 \dots d^D y_n \\
& W_{i_1 \dots i_m, \mu_1 \dots \mu_n}^{(m,n) A_1 \dots A_n}(x_1, \dots, x_m, y_1, \dots, y_n) J_{i_1}(x_1) \dots J_{i_m}(x_m) J_{\mu_1}^{A_1}(y_1) \dots J_{\mu_n}^{A_n}(y_n)
\end{aligned} \tag{21}$$

analog zu (14). Für $Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}$ lässt sich die Beziehung

$$Z_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2) = W_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2) + W_\mu^{(0,1) A}(x_1) W_\nu^{(0,1) B}(x_2) \tag{22}$$

ableiten. Dabei hat jede Funktion $W^{(m,n)}$ die Cluster-Eigenschaft $W^{(m,n)} \rightarrow 0$ wenn sich die erzeugenden Ströme J und J_μ separierbare Träger haben. Für (19) bedeutet das, dass die äußeren Punkte x_1, x_2 und die Vertizes y_1, y_2 durch Propagatoren verbunden sein müssen, um zu $W_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2)$ beizutragen. Man spricht deshalb vom erzeugenden Funktional verbundener Korrelationsfunktionen. Es bleibt von (19) unter der Ausnutzung dieser Tatsache sowie der Symmetrie unter $y_1 \leftrightarrow y_2$ und der Antisymmetrie von t_{ji}^A

$$\begin{aligned}
W_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(x_1, x_2) = & 4g^2 \text{Tr}(t^A t^B) \int d^D y_1 d^D y_2 \Delta^{\mu\rho}(x_1, y_1) \Delta^{\nu\sigma}(x_2, y_2) \\
& [\Delta(y_1, y_2) \partial_\rho \partial_\sigma \Delta(y_1, y_2) - \partial_\rho \Delta(y_1, y_2) \partial_\sigma \Delta(y_2, y_1)] \quad .
\end{aligned} \tag{23}$$

Die Fouriertransformation dieses Ausdrucks ergibt

$$\begin{aligned}
\widetilde{W}_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(k_1, k_2) = & 4g^2 \text{Tr}(t^A t^B) \frac{1}{(2\pi)^{3D}} \frac{\delta(k_1 + k_2)}{k_1^4} \int \frac{d^D q}{(2\pi)^D} \\
& \left(\frac{q_\sigma q_\rho}{q^2(k_1 + q)^2} + \frac{q_\sigma(k_1 + q)_\rho}{q^2(k_1 + q)^2} \right) \left(\eta^{\mu\rho} - (1 - \xi) \frac{k_1^\mu k_1^\rho}{k_1^2} \right) \left(\eta^{\nu\sigma} - (1 - \xi) \frac{k_2^\nu k_1^\sigma}{k_1^2} \right) \delta(k_1 + k_2) \quad ,
\end{aligned} \tag{24}$$

wobei das Integral abhängig von D divergent ist. Eine Berechnung mit Hilfe der Schwinger-

Parametrisierung ergibt

$$\begin{aligned} \widetilde{W}_{\mu\nu}^{(0,2) AB}(k_1, k_2) = & 4g^2 \text{Tr}(t^A t^B) \frac{1}{(2\pi)^{3D}} \frac{\delta(k_1 + k_2)}{k_1^4} \{i(k_{1E}^2)^{D/2-2} (4\pi)^{-D/2} \\ & \left[(B(D/2 + 1, D/2 - 1) - B(D/2, D/2 - 1) k_{1\rho} k_{1\sigma}) + B(D/2, D/2 - 1) k_{1E}^2 \delta_{\rho\sigma} \frac{\Gamma(1 - D/2)}{\Gamma(2 - D/2)} \right] \\ & \Gamma(2 - D/2) \left\{ \eta^{\mu\rho} - (1 - \xi) \frac{k_1^\mu k_1^\rho}{k_1^2} \right\} \left\{ \eta^{\nu\sigma} - (1 - \xi) \frac{k_2^\nu k_2^\sigma}{k_2^2} \right\} \delta(k_1 + k_2) \quad . \end{aligned} \quad (25)$$

In dimensionaler Regularisierung kann nun $D = 4 - 2\epsilon$ mit einem reellen $\epsilon > 0$ gesetzt werden. Die Massendimension $[g] = (4 - D)/2$ der Kopplungskonstanten wird durch $g \rightarrow \mu^{(4-D)/2} g$ berücksichtigt, wobei eine unphysikalische Massenskala μ eingeführt wird. Den divergenten Term $\widetilde{W}_{\text{div}}$ kann man nun als

$$\widetilde{W}_{\text{div}}(k) = i \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr}(t^A t^B) \frac{4}{6} [k_\rho k_\sigma - k_E^2 \delta_{\rho\sigma}] \Gamma(\epsilon) \left(\frac{4\pi\mu^2}{k_E^2} \right)^\epsilon \quad (26)$$

$$\simeq i \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr}(t^A t^B) \frac{4}{6} [k_\rho k_\sigma - k_E^2 \delta_{\rho\sigma}] \left(\frac{1}{\epsilon} + \ln \left(\frac{4\pi e^{-\gamma_E} \mu^2}{k_E^2} \right) \right) \quad (27)$$

schreiben. Durch die Wahl $4\pi e^{-\gamma_E} \mu^2 \sim k_E^2$ verschwindet der logarithmische Term, und die Massenskala μ kann mit der Energieskala des physikalischen Prozesses identifiziert werden. Um die $1/\epsilon$ Divergenz interpretieren zu können, werden renormierte Felder und Kopplungskonstanten gemäß

$$Z_\phi^{1/2} \phi_R = \phi \quad , \quad Z_{\mathcal{A}}^{1/2} \mathcal{A}_R = \mathcal{A} \quad , \quad Z_g g_R = \mu^{(D-4)/2} g \quad (28)$$

eingeführt. Dabei sind Z_ϕ , $Z_{\mathcal{A}}$ und Z_g Renormierungskonstanten. Damit lässt sich zu

$$\widetilde{W}_{\text{div}}(k) = i \delta^{AB} [k_\rho k_\sigma - k_E^2 \delta_{\rho\sigma}] \left\{ \frac{4}{6} \frac{g_R^2}{16\pi^2} T(S) \frac{1}{\epsilon} + (Z_{\mathcal{A}} - 1) \right\}. \quad (29)$$

Dabei wurde die Gruppenkonstante $T(S) \delta^{AB} = \text{Tr}(t^A t^B)$ eingeführt. Die Renormierungskonstante $Z_{\mathcal{A}}$ ist nun

$$Z_{\mathcal{A}} = 1 - \frac{g_R^2}{16\pi^2} \frac{2}{3} T(S) \quad . \quad (30)$$

Auf gleiche Weise können nun $\widetilde{W}^{(2,0)}$ und $\widetilde{W}^{(2,1)}$ berechnet werden um die weiteren Renormierungskonstanten zu bestimmen. Unter Vernachlässigung dieser Beiträge kann jedoch

$$Z_g = Z_{\mathcal{A}}^{1/2} \simeq 1 + \frac{g_R^2}{16\pi^2} \frac{1}{3} T(S) \quad (31)$$

benutzt werden. Es folgt

$$\beta(g) := \mu \frac{dg}{d\mu} = \frac{g_R^3}{16\pi^2} \frac{2}{3} T(S) + \mathcal{O}(g^5) \quad (32)$$

3 QCD × dark QCD

Das Verhalten der QCD-Kopplungskonstanten ist im Standardmodell allein nicht im Stande ein asymptotic safety Szenario zu entwickeln, wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wird. Durch die Erweiterung der QCD um eine weitere Eichgruppe, die dark QCD, ergeben sich qualitativ völlig neue Möglichkeiten im Hochenergieverhalten der Kopplungskonstanten.

3.1 Die Standardmodell QCD

Im Standardmodell wird die QCD durch die Symmetriegruppe $SU(N_c)$ dargestellt, unter der sich die Quarks in der *fundamentalen Darstellung* und die Gluonen in der *adjungierten Darstellung* transformieren. Im SM gibt es $N_{\text{Flavour}} = 6$ verschiedene Quarkflavour und $N_{\text{Colour}} = 3$ Colours, da die QCD Flavour-Blind ist, d.h. da die Wechselwirkung unabhängig von der Flavour-Quantenzahl ist, ist die Erweiterung auf N_c Colour und n_f Flavour jedoch trivial. Die Lagrangedichte kann als

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}_i^f \left(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ij} - g_1 \gamma^\mu t_{ij}^A \mathcal{A}_\mu^A - m_f \delta_{ij} \right) \psi_j^f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} \quad (33)$$

geschrieben werden [4]. Dabei stellt ψ_b^f ein Quarkfeld mit Colour i und Flavour $f \in \{1, 2, \dots, n_f\}$ und mit der Masse m_f dar, g_1 ist die Kopplungskonstante der QCD. Die Indizes $i, j \in \{1, 2, \dots, N_c\}$ gehören zur fundamentalen Darstellung, während $A \in \{1, 2, \dots, N_c^2 - 1\}$ zur adjungierten Darstellung gehört. Man nennt $\psi = (\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_{N_c})^T$ ein Colour-Multiplett² unter der fundamentalen Darstellung, wenn es unter Anwendung der $SU(N_c)$ gemäß

$$\psi(x) \longrightarrow \underbrace{U(x)}_{\in \mathbb{C}^{N_c \times N_c}} \psi(x) \quad , \quad \bar{\psi}(x) \longrightarrow \bar{\psi}(x) U(x)^\dagger \quad (34)$$

transformiert. Die Gluonfelder \mathcal{A}_μ^A mit Erzeugern $t^A \in \mathbb{C}^{N_c \times N_c}$ transformieren dagegen in der adjungierten Darstellung [29]

$$t_{ij}^A \mathcal{A}_\mu^A(x) \longrightarrow U(x) t_{ij}^A \mathcal{A}_\mu^A(x) U(x)^\dagger - i(\partial_\mu U(x)) U(x)^\dagger \quad . \quad (35)$$

Die Dynamik und Propagation der Gluonen wird dabei durch den Feldstärketensor vermittelt,

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A - g f^{ABC} \mathcal{A}_\mu^B \mathcal{A}_\nu^C \quad , \quad [t^A, t^B] = i f^{ABC} t^C \quad . \quad (36)$$

²Der Flavour-Index f wird ab jetzt weggelassen.

Versucht man die QCD im Feynmanformalismus zu quantisieren, werden außerdem Eichfixierung und Faddeev-Popov-de-Witt Ghosts benötigt [29], diese können jedoch nach der Modellbildung hinzugefügt werden, sodass sie hier nicht auftauchen.

3.2 Dark QCD

In [7] wird die dQCD eingeführt, um die DM Massendichte Ω_{DM} im Universum zu erklären. Dazu wird das Niederenergieverhalten der neu eingeführten Kopplungskonstanten g_2 auf die Confinement Scale Λ_{dQCD} untersucht, die analog zur QCD Confinement Scale Λ_{QCD} die Größenordnung der Baryonmasse bestimmt. Die Theorie ist aber, ebenfalls analog zur QCD, auch bis zu beliebig hohen Energieskalen anwendbar und soll hier auf ihr Hochenergieverhalten untersucht werden.

Die Lagrangedichte der dQCD kann analog zu (33) als

$$\mathcal{L}_{\text{dQCD}} = \bar{\xi}_r^f \left(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{rs} - g_2 \gamma^\mu \tilde{t}_{ts}^M \tilde{\mathcal{A}}_\mu^M - \tilde{m}_f \delta_{rs} \right) \xi_s^f - \frac{1}{4} \tilde{F}_{\mu\nu}^M \tilde{F}^{M\mu\nu} \quad (37)$$

definiert werden. Die Fermionen ξ^f der dQCD sollen in der fundamentalen Darstellung der $SU(N_d)$ sein, entsprechend laufen die Indizes $r, s \in \{1, 2, \dots, N_d\}$ und $f \in \{1, 2, \dots, n_{\text{fd}}\}$, während die Felder der Eichbosonen $\tilde{\mathcal{A}}_\mu^M$ wieder in der adjungierten Darstellung transformieren, $M \in \{1, 2, \dots, N_d^2 - 1\}$, der Feldstärketensor $\tilde{F}_{\mu\nu}^M$ wird wie in (36) definiert. Wie sich in Abschnitt 6 zeigen wird, begünstigt eine hohe Teilchenzahl die auftretenden Fixpunkte dahingehend, dass sie betragsmäßig kleiner werden und somit unter perturbative Kontrolle kommen, ohne ihr UV-attraktives Verhalten zu verlieren, wie es bei einer Theorie mit ausschließlich Fermionen der Fall wäre. Skalare ϕ^f und χ^f unter der QCD bzw. dQCD können über

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^S = \left(\left[i\delta_{ji} \partial_\mu - g_1 t_{ji}^A \mathcal{A}_\mu^A - \frac{1}{2} (m_f^S)^2 \delta_{ji} \right] \phi_i^f \right)^\dagger \left(\left[i\delta_{ji} \partial^\mu - g_1 t_{ji}^A \mathcal{A}^{A\mu} - \frac{1}{2} (m_f^S)^2 \delta_{ji} \right] \phi_i^f \right) \quad (38)$$

$$\mathcal{L}_{\text{dQCD}}^S = \left(\left[i\delta_{sr} \partial_\mu - g_2 \tilde{t}_{sr}^M \tilde{\mathcal{A}}_\mu^M - \frac{1}{2} (\tilde{m}_f^S)^2 \delta_{sr} \right] \chi_r^f \right)^\dagger \left(\left[i\delta_{sr} \partial^\mu - g_2 \tilde{t}_{sr}^M \tilde{\mathcal{A}}^{M\mu} - \frac{1}{2} (\tilde{m}_f^S)^2 \delta_{sr} \right] \chi_r^f \right) \quad (39)$$

eingeführt werden (vgl. [22]). Der Flavour-Index f läuft wieder über alle n_{sc} QCD Skalare bzw. alle n_{sd} dQCD Skalare. Die Colour-Indizes i, j und r, s über alle N_c Colours bzw. N_d dark Colours.

Bis zu diesem Punkt sind die QCD und dQCD voneinander unabhängig, in dem Sinne, dass es keine zusammenhängenden Feynmangraphen gibt, in denen Teilchen des QCD- und dQCD-Sektors gleichzeitig auftreten. Um dies zu ermöglichen wird ein joint-Sektor eingeführt, Teilchen die unter beiden Symmetriegruppen geladen sind und somit an \mathcal{A}_μ^C

und $\widetilde{\mathcal{A}}_\mu^C$ mit der entsprechenden Kopplungskonstanten koppeln [7]. Unter der Annahme, dass sie ebenfalls in den fundamentalen Darstellungen beider Symmetriegruppen transformieren, können die entsprechenden Teile der Lagrangedichte als

$$\mathcal{L}_{\text{joint}} = \bar{\zeta}_{ir}^f \left(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ij} \delta_{rs} - g_1 \gamma^\mu t_{ij}^A \mathcal{A}_\mu^A \delta_{rs} - g_2 \gamma^\mu \tilde{t}_{rs}^M \widetilde{\mathcal{A}}_\mu^M \delta_{ij} - m_f^{\text{joint}} \delta_{ij} \delta_{rs} \right) \zeta_{js}^f \quad (40)$$

$$\mathcal{L}_{\text{joint}}^S = \left(\left[i\delta_{ji} \delta_{sr} \partial_\mu - g_1 t_{ji}^A \mathcal{A}_\mu^A \delta_{sr} - g_2 \tilde{t}_{sr}^M \widetilde{\mathcal{A}}_\mu^M \delta_{ji} - \frac{1}{2} \left(m_f^{\text{joint}} \right)^2 \delta_{ji} \delta_{sr} \right] \eta_{ir}^f \right)^\dagger \quad (41)$$

$$\left(\left[i\delta_{ji} \delta_{sr} \partial_\mu - g_1 t_{ji}^A \mathcal{A}_\mu^A \delta_{sr} - g_2 \tilde{t}_{sr}^M \widetilde{\mathcal{A}}_\mu^M \delta_{ji} - \frac{1}{2} \left(m_f^{\text{joint}} \right)^2 \delta_{ji} \delta_{sr} \right] \eta_{ir}^f \right) \quad (42)$$

geschrieben werden. Dabei laufen die Indizes $i, j \in \{1, 2, \dots, N_c\}$, $r, s \in \{1, 2, \dots, N_d\}$ und $f \in \{1, 2, \dots, n_{f_c}\}$ für die Fermionen ζ bzw. $f \in \{1, 2, \dots, n_{s_c}\}$ für Skalare η .

In [29] zeigt Weinberg, dass durch die Reskalierung zu einer Energieskala μ alle Massen m gemäß m/μ skalieren und im Grenzwert hoher Energien gegen Null gehen. Entsprechend ist es bei der Untersuchung von UV-Fixpunkten zulässig, alle Massen gleich Null zu setzen.

Die bisher beschriebenen Lagrangedichten beinhalten ausschließlich Eichwechselwirkungen, es gibt jedoch weitere Arten von Wechselwirkungen bei denen keine Eichfelder beteiligt sind, 3-Skalar-Kopplungen, 4-Skalar-Kopplungen und Yukawa-Kopplungen. Im Folgenden wird kurz begründet, warum diese drei Arten der Kopplung im weiteren Verlauf der Arbeit nicht betrachtet werden.

Yukawa-Kopplung: Es gibt zwei Möglichkeiten eine lorentzinvariante Struktur der Yukawa-Terme zu erreichen. Dazu ist es hilfreich von Dirac-Fermionen ψ zu Weyl-Fermionen ψ_L und ψ_R überzugehen. Im Kern lassen sich die zwei Terme

$$\psi_R^\dagger \psi_L + \text{h.c.} \quad \text{und} \quad \psi_{L/R}^T \epsilon \psi_{L/R} + \text{h.c.} \quad \text{mit} \quad \epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (43)$$

hinschreiben [26], dabei können auch einzelne $\psi_{L/R}$ durch $\xi_{L/R}$ oder $\zeta_{L/R}$ ersetzt werden. Diese Terme sind von Dirac- bzw. Majorana-Massen bekannt. Durch das Hinzufügen eines skalaren Teilchens bleibt die Lorentzinvarianz erhalten, es ist jedoch möglich auch bei der Majorana-artigen Kopplung $\psi_{L/R}^T \epsilon \psi_{L/R}$ Eichinvarianz unter allgemeinen $SU(N)$ und $U(N)$ Gruppen zu erreichen. Aus der Eichinvarianz ergeben sich dabei Bedingungen an die Yukawa-Kopplungen [24][21]. Exemplarisch wird der Yukawa-Term

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \subset Y^{ir,js,kt} \zeta_{ir} \underline{\underline{\zeta_{js}}} \underline{\underline{\eta_{kt}}} \quad (44)$$

untersucht. Der linke Index steht dabei jeweils für die $SU(N_c)$, der rechte für die $SU(N_d)$. Der ein- bzw. zweifache Unterstrich hilft lediglich die Terme im Endergebnis zu identifizieren, sodass dieses leicht an andere Yukawa-Terme angepasst

werden kann. Außerdem wurde die Lorentzstruktur nicht mehr geschrieben. Die Felder transformieren unter der kombinierten infinitesimalen Eichgruppe gemäß

$$\zeta_{ir} \longrightarrow (\mathbb{1}_{il} + i\epsilon^A t_{il}^A)(\mathbb{1}_{ru} + i\delta^M \tilde{t}_{ru}^M) \zeta_{lu} \quad , \quad \eta_{ir} \text{ analog} \quad , \quad (45)$$

daraus folgt für die Invarianz von (44) in Ordnung $\mathcal{O}(\epsilon^A)$ bzw. $\mathcal{O}(\delta^M)$

$$Y^{lr,js,kt}(\mathbb{1}t_{li}^A) + Y^{ir,ms,kt}(\mathbb{1}t_{mj}^A) + Y^{ir,js,nt}(\mathbb{1}t_{nk}^A) \stackrel{!}{=} 0 \quad (46)$$

$$Y^{iu,js,kt}(\mathbb{1}\tilde{t}_{ur}^M) + Y^{ir,jv,kt}(\mathbb{1}\tilde{t}_{vs}^M) + Y^{ir,js,kw}(\mathbb{1}\tilde{t}_{wt}^M) \stackrel{!}{=} 0 \quad . \quad (47)$$

Eine Berechnung über Young-Tableaux [14] zeigt, dass nur zwei Arten von Yukawa-Kopplungen mit einer Majorana-artigen Lorentzstruktur invariant sein können, Kopplungen innerhalb eines Sektors,

$$Y^{i,j,k} \psi_i \psi_j \phi_k + \tilde{Y}^{r,s,t} \xi_r \xi_s \chi_t + Y^{ir,js,kt} \zeta_{ir} \zeta_{js} \eta_{kt} + \text{h.c.} \quad , \quad (48)$$

und Kopplungen die je ein QCD- dQCD- und joint-Teilchen beinhalten,

$$Y^{i,r,js} \psi_i \xi_r \eta_{js}^* + \text{h.c.} \quad (49)$$

Mit dem Ansatz $Y^{i,j,k}$ antisymmetrisch in $i \leftrightarrow j$ und symmetrisch in $i \leftrightarrow k$ in (48) wird (46) zu

$$t_{ii}^A + t_{jj}^A + t_{kk}^A = 0 \quad \text{mit} \quad i \neq j \neq k \quad , \quad (50)$$

was genau für eine $SU(3)$ als $\text{Sp}t^A = 0$ gültig ist. Da in dieser Arbeit das Hauptinteresse im Verhalten der Fixpunkte in Abhängigkeit von der Eichgruppe liegt, ist es nicht sinnvoll Yukawa-Terme zu berücksichtigen, die nur in drei von beliebig vielen $SU(N_c) \times SU(N_d)$ Eichgruppen erlaubt sind. Sinnvoller wäre es hier, den Fall $SU(3) \times SU(3)$ gesondert auf Yukawa-Beiträge zur β -Funktion zu untersuchen. Außerdem wird sich zeigen, dass es kein qualitativ neues UV-Verhalten gibt, dass nicht allein von Skalaren oder Fermionen hervorgerufen werden kann, sodass in Abschnitt 6 immer nur QCD-Fermionen (SM Quarks) mit dQCD/joint-Fermionen oder dQCD/joint-Skalaren betrachtet werden, d.h. entweder $n_{s_d} = n_{s_j} = 0$ oder $n_{f_d} = n_{f_j} = 0$. Für den Term (49) folgt aus (46) und (47) für die Colour-Struktur der Yukawa-Kopplung

$$Y^{i,r,ls} t_{lj}^A - t_{il}^A Y^{l,r,js} = 0 \quad , \quad Y^{i,r,ju} \tilde{t}_{us}^M - \tilde{t}_{ru}^M Y^{i,u,js} = 0 \quad (51)$$

und mit dem Lemma von Schur

$$Y^{i,r,js} = Y \delta^{ij} \delta^{rs} \quad (52)$$

mit der Kopplungskonstanten Y [14]. Das entsprechende Feynmandiagramm ist in

Abbildung 1 zu sehen. Berücksichtigt man gleichzeitig die Flavour-Quantenzahl,

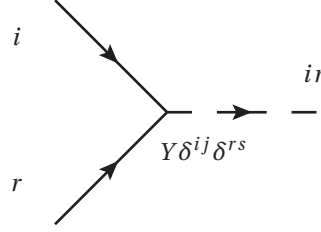


Abbildung 1: Möglicher Yukawa-Vertex in $SU(N_c) \times SU(N_d)$. Die Pfeile zeigen dabei die Ladungserhaltung an.

kann es insgesamt $(n_{f_c} n_{f_d} n_{s_j})$ verschiedene Yukawa-Kopplungen geben. Eine allgemeine Untersuchung ist also auch hier schwierig, da durch Änderungen des Materieinhaltes auch die Anzahl der Yukawa-Kopplungskonstanten geändert wird. Eine Möglichkeit dieses Problem zu umgehen ist die Einführung von Flavoursymmetrien, sodass für alle Yukawa-Terme nur eine einzige Kopplungskonstante Y verbleibt. In Abschnitt 6 entfallen solche Yukawa-Wechselwirkungen jedoch wieder, da $n_{s_j} = 0$ oder $n_{f_d} = 0$ gewählt werden kann, ohne qualitativ unterschiedliche UV-Verhalten zu verlieren.

Yukawa-Terme mit Dirac-artiger Lorentzstruktur,

$$Y^{i,r,j,s} \psi_i^\dagger \xi_r \eta_{js} + \text{ähnliche Terme} \quad , \quad (53)$$

sind in den gewählten Darstellungen nicht Eichinvariant. Hier besteht die Möglichkeit, den dQCD-Sektor konjugiert fundamental transformieren zu lassen, in der infinitesimalen Transformation

$$\xi_r \longrightarrow \left(\mathbb{1}_{ru} - i\delta^M (\tilde{t}_{ru}^M)^* \right) \xi_u \quad , \quad \chi_r \text{ analog} \quad , \quad (54)$$

wodurch wieder Yukawa-Kopplungen mit der Colour-Struktur von (52) erlaubt sind. Diese Möglichkeit würde für die Eichkopplungen jedoch keinen Unterschied machen und zu den selben β -Funktionen führen, sodass hier keine neuen Phänomene im Vergleich zu (49) zu erwarten sind.

3-Skalar-Kopplung: Da die Fermionen und Skalare des QCD-, dQCD bzw. joint-Sektors jeweils dieselben Transformationseigenschaften besitzen, können die Ergebnisse (50) und (52) für die Eichstruktur der 3-Skalar-Kopplungen übernommen werden. Es folgt, dass die einzige Möglichkeit einer 3-Skalar-Kopplung mit einer nicht veränderlichen Anzahl von Kopplungskonstanten λ

$$\mathcal{L}_{3\text{-Skalar}} = \lambda \phi_i \chi_r \eta_{ir}^* + \text{h.c.} \quad (55)$$

ist. In [19] schlägt Jones vor, 3-Skalar-Kopplungen durch diskrete Symmetrien zu verbieten, Luo, Wang und Xiao zeigen in [21], dass 3-Skalar-Terme durch 4-Skalar-Terme mit einem unphysikalischen Dummy-Feld beschrieben werden können.

4-Skalar-Kopplung: Korrekturen durch 4-Skalar-Kopplungen tragen erst ab 3-Schleifen Ordnung zur β -Funktion der Eichkopplungen bei [12], da in dieser Arbeit jedoch nur 2-Schleifen β -Funktionen betrachtet werden, müssen sie nicht berücksichtigt werden.

4 Untersuchung einer β -Funktion

An Gleichung ?? erkennt man, dass die β -Funktion einer QFT eine Seite eines Systems N gekoppelter, gewöhnlicher, nichtlinearer Differentialgleichungen der Form

$$\mu \frac{d}{d\mu} g_k(\mu) = P_k^{M_L}(g_1, \dots, g_N) =: \beta_k(g_1, \dots, g_N), \quad k = 1, \dots, N \quad (56)$$

ist. Dabei stellt jedes P_k ein Polynom maximal M_L -ten Grades in den Kopplungskonstanten dar. Der Grad des Polynoms hängt nur von der Ordnung der Störungstheorie ab, im Bild von Feynmangraphen entspricht dies der maximalen Anzahl L von Quantenschleifen, die in der Berechnung berücksichtigt werden. Hier ist es naheliegend, das DGL-System als Problem im \mathbb{R}^N zu betrachten. Mit $g := (g_1, \dots, g_N)^T$ und $\beta := (\beta_1, \dots, \beta_N)^T$ lässt sich (56) auch als

$$\mu \frac{d}{d\mu} g(\mu) = \beta(g) \quad (57)$$

schreiben. Dann heißt \mathbb{R}^N auch der Phasenraum der β -Funktion.

Definition 4.1. Eine *Trajektorie im Phasenraum* ist eine Funktion $g : (0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}^N$, die die Gleichung (57) löst.

Ein *Fixpunkt der β -Funktion* ist ein Punkt $g^* \in \mathbb{R}^N$, für den $\beta(g^*) = 0$ gilt.

Eine physikalisch sinnvolle QFT sollte für beliebige Energieskalen, insbesondere für beliebig hohe Energieskalen, Vorhersagen machen können, sofern sie nicht von Beginn an als effektive Theorie angesetzt ist. Für die Kopplungskonstanten heißt das, dass für $\mu \rightarrow \infty$ die Grenzwerte $g(\mu) \rightarrow g^*$ und $\beta(g(\mu)) \rightarrow 0$ erreicht werden müssen um ein stabiles Hochenergieverhalten zu gewährleisten. Demnach sind gerade die Fixpunkte der β -Funktion die möglichen Grenzwerte der Kopplungskonstanten.

Im Laufe der Untersuchung der β -Funktion haben sich die folgenden Bezeichnungen entwickelt.

Gaußscher Fixpunkt: Ist der Punkt $g^* = 0$ ein Fixpunkt der β -Funktion, so spricht man von einem Gaußschen Fixpunkt.

Banks-Zaks Fixpunkt: Ein Fixpunkt $g^* \neq 0$, der physikalisch sinnvoll und perturbativ ist, heißt Banks-Zaks oder Caswell-Banks-Zaks Fixpunkt.

Landau Pol: Besitzt die Lösung des Problems (57) mit Anfangswert $g(\mu_0) = g_0$ eine Polstelle $\mu_{\text{Pol}} < \infty$, sodass $g(\mu) \xrightarrow{\mu \rightarrow \mu_{\text{Pol}}} \infty$, dann spricht man von einem Landau-Pol.

4.1 Vereinfachung des mathematischen Problems

Die Berechnung einer Trajektorie als Lösung zum Anfangswertproblem (57) mit Anfangswert $g(\mu_0) = g_0$ ist in der Regel analytisch nicht möglich. Durch einige einfache Schritte lässt sich das Problem jedoch zunächst in die einfacher zu handhabende Form eines autonomen DGL-Systems überführen und sich das Verhalten in der Nähe eines Fixpunktes bestimmen.

In [17] schlägt S. Weinberg die Einführung der dimensionslosen Kopplungskonstanten

$$\bar{g}_i(\mu) := \mu^{-d_i} g_i(\mu) \quad (58)$$

vor, wobei d_i die Massendimension der Kopplungskonstanten g_i ist. Bei der Untersuchung der QCD \times dQCD β -Funktion wird klar, dass die Erweiterung

$$\alpha_i(\mu) := \mathcal{N} (\bar{g}_i(\mu))^n \quad (59)$$

den Grad M_L der β -Funktion verringern kann und somit das Problem weiter vereinfacht (vgl. [7], [20]). Dabei dient \mathcal{N} als Normierungskonstante, die insbesondere von dimensionslosen Größen wie Teilchenzahlen oder Größen der Symmetriegruppe abhängen kann.

Beispiel 4.2. Für ein eindimensionales Problem

$$\mu \frac{d}{d\mu} g(\mu) = X g(\mu)^3 + Y g(\mu)^5 \quad (60)$$

und für den einfachen Fall $[g] = 0$ definiere

$$\alpha(\mu) := \mathcal{N} g(\mu)^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{dg}{d\mu} g = \frac{1}{2\mathcal{N}} \frac{d\alpha}{d\mu} \quad (61)$$

Man erhält so eine einfachere Differentialgleichung mit den Koeffizienten $\tilde{X} = 2X\mathcal{N}^{-1}$ und $\tilde{Y} = 2Y\mathcal{N}^{-2}$,

$$\mu \frac{d}{d\mu} \alpha(\mu) = \tilde{X} \alpha(\mu)^2 + \tilde{Y} \alpha(\mu)^3 \quad (62)$$

Naheliegender wird wieder $\alpha = (\alpha_1, \dots, \alpha_N)^T$ und $\beta(\alpha) = \beta(g \circ \alpha)$ geschrieben.

Der physikalisch sinnvolle Wertebereich für die Energieskala μ ist $(0, \infty)$. Mit der Renormierungsgruppenzeit (RG-Zeit) t , definiert als

$$t(\mu) := \ln\left(\frac{\mu}{\Lambda}\right) \Leftrightarrow \mu(t) = e^t \quad (63)$$

gibt es eine Bijektion $(0, \infty) \xrightarrow{t} (-\infty, \infty)$, die es erlaubt die Kopplungskonstante als

$$\tilde{\alpha}(t) := \alpha(e^t) = \alpha(\mu) \quad (64)$$

zu schreiben. Der Parameter Λ ist beliebig und hat keine physikalische Bedeutung, er wird später lediglich die Extrapolation der Fixpunkte übersichtlicher gestalten. Es folgt

$$\mu \frac{d}{d\mu} \alpha(\mu) = \underbrace{\mu \frac{dt}{d\mu}}_{=\mu^{-1}} \frac{d}{dt} \tilde{\alpha}(t) = \frac{d}{dt} \tilde{\alpha}(t) \quad . \quad (65)$$

Damit ist Gleichung (57) äquivalent zu dem autonomen Differentialgleichungssystem

$$\frac{d}{dt} \alpha(t) = \beta(\alpha) \quad , \quad (66)$$

wobei $\tilde{\alpha}$ wieder zu α umbenannt wurde.

4.2 Verhalten in einer Umgebung eines Fixpunktes

Um das Verhalten der Kopplungskonstanten $\alpha(t)$ in der Nähe eines Fixpunktes zu untersuchen wird die Stabilitätsmatrix wie folgt eingeführt.

Definition 4.3. Sei α^* ein Fixpunkt der β -Funktion im \mathbb{R}^N und sei β in α^* zweimal stetig differenzierbar. Die Matrix

$$\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} := \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial \alpha_j} \right)_{1 \leq i, j \leq N} \quad (67)$$

heißt *Stabilitätsmatrix der β -Funktion* [17]. Ausgewertet am Punkt α^* ist die Schreibweise $\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha^*}$ oder kurz $\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_*$.

Ein Fixpunkt α^* heißt *hyperbolisch*, wenn alle Eigenwerte von $\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_*$ einen von Null verschiedenen Realteil besitzen [30].

Der Zusammenhang zu der Stabilität des Fixpunktes ist folgendermaßen zu erkennen.

In der Nähe eines hyperbolischen Fixpunktes α^* kann Gleichung (66) durch ihre Linearisierung beschrieben werden. Da bei einem hyperbolischen Fixpunkt die Eigenvektoren $\{e_i\}$ der Stabilitätsmatrix eine Basis sind, kann $(\alpha(t) - \alpha^*)$ in Eigenvektoren zerlegt werden,

$$\frac{d}{dt} \alpha(t) \simeq \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* (\alpha(t) - \alpha^*) = \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* \sum_{i=1}^N K_i(t) e_i \quad . \quad (68)$$

Für die Koeffizienten $\{K_i\}$ in der Basis der Eigenvektoren ergibt sich das entkoppelte DGL-System

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^N K_i(t) e_i + \alpha^* \right) = \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* \sum_{i=1}^N K_i(t) e_i \quad (69)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d}{dt} K_i(t) = K_i(t) \lambda_i \quad (70)$$

$$\Rightarrow K_i(t) = e^{\lambda_i t} K_i(0) \quad , \quad (71)$$

wobei λ_i der Eigenwert zu e_i ist. Damit kann das Verhalten der Kopplungskonstante durch

$$\alpha(t) = \sum_{i=1}^N e^{\lambda_i t} K_i(0) e_i + \alpha^* \quad (72)$$

beschrieben werden. Dieses Ergebnis ist unter anderem in [28], [17] und [20] zu sehen. Aus Gleichung (72) wird dann klar, dass der Untervektorraum, der durch die Eigenvektoren $\{e_i\}$ mit $\Re \lambda_i < 0$ die Punkte in der Fixpunktumgebung enthält, die für $t \rightarrow \infty$ in den Fixpunkt hineinlaufen, entsprechend enthält der Untervektorraum mit Eigenvektoren zu $\Re \lambda_i > 0$ alle Punkte, die den Fixpunkt für $t \rightarrow -\infty$ erreichen beziehungsweise aus ihm herauslaufen. Alle weiteren Punkte der Fixpunktumgebung liegen auf Trajektorien, die den Fixpunkt nicht enthalten.

Ein Eigenvektor mit positivem Eigenwert wird oft auch als IR-attraktiv, mit einem negativen Eigenwert als IR-repulsiv bezeichnet [28]. Da in dieser Arbeit jedoch das UV-Verhalten von Interesse ist, werden die folgenden Bezeichnungen verwendet.

1. Ein Fixpunkt heißt *attraktiver (UV-)Fixpunkt*, wenn $\Re \lambda_i < 0 \forall i$.
2. Ein Fixpunkt heißt *repulsiver (UV-)Fixpunkt*, wenn $\Re \lambda_i > 0 \forall i$.
3. Falls ein Fixpunkt weder attraktiv noch repulsiv ist, d.h. wenn es sowohl Trajektorien gibt die in ihn hinein-, als auch welche die hinauslaufen, wird er *Sattelpunkt* genannt.
4. Die Menge der in den Fixpunkt hineinlaufenden Kurven heißt *kritische (UV-)Hyperfläche* M_c (critical manifold) des Fixpunktes.

Bei allgemeinen Betrachtungen (vgl. [28]) wird der nicht-hyperbolische Fall $\lambda_i = 0$ oft als unwichtiger Sonderfall nicht weiter betrachtet. Bei der Untersuchung einer konkreten β -Funktion kommt dieser Sonderfall aber auf natürliche Weise zu Stande, sobald ein Fixpunkt einen Wert $\alpha_i^* = 0$ besitzt. In diesem Fall ist es schwierig allgemeine Aussagen zu treffen, für ein 2-dimensionales Problem wie in Abschnitt 5 lässt sich jedoch ein alternatives Stabilitätskriterium finden.

Während die β -Funktion als DGL-System aus dem erzeugenden Funktional und somit letztlich aus der postulierten Lagrangedichte hervorgeht, ist die Bestimmung der Trajektorie³, die den Kopplungskonstanten „unserer Welt“ entspricht eine rein experimentelle Aufgabe.

³Genauer muss nur ein Punkt $\alpha(t_0)$ als Anfangswert des DGL-Systems bekannt sein.

4.3 Laufende Kopplungen in der Standardmodell QCD

5 β -Funktion im \mathbb{R}^2

Um 2-dimensionale autonome DGL-Systeme zu veranschaulichen eignet sich das Bild des Kopplungskonstanten-Flusses. Dabei „fließt“ ein Anfangswert $\alpha(t_0)$ mit Geschwindigkeit und Richtung $\dot{\alpha}(t) = \beta(\alpha(t))$ entlang einer Trajektorie durch den Phasenraum. Der Satz von Picard-Lindelöf stellt dabei sicher, dass sich zwei Trajektorien nicht schneiden. Ein Flussdiagramm wie in Abbildung 2 zeigt das Verhalten von $\alpha(t)$ indem das Geschwindigkeitsfeld β durch Pfeile im Phasenraum dargestellt wird.

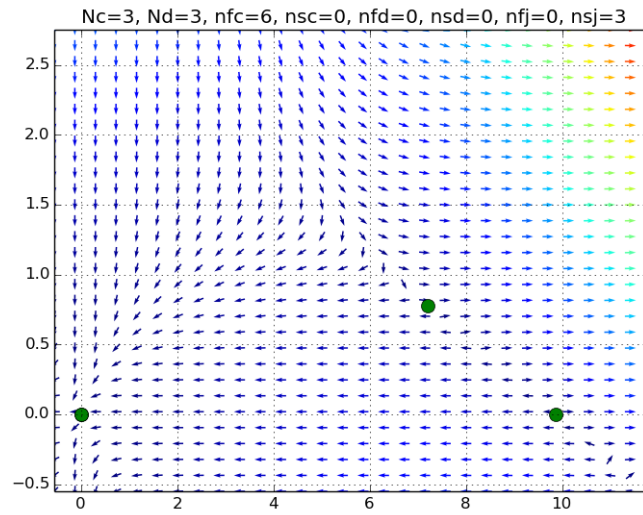


Abbildung 2: Ein Flussdiagramm für $\beta(\alpha_1, \alpha_2)$.

5.1 Stabilitätsbedingungen

Für ein System mit zwei Kopplungskonstanten vereinfacht sich die Untersuchung erheblich, da der Phasenraum der \mathbb{R}^2 ist und, wie in Abschnitt ?? gezeigt wurde, die Stabilitätsmatrix allgemein die Form

$$\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} = \begin{pmatrix} \sum_{i=2, j=0} i \alpha_1^{i-1} \alpha_2^j X_{ij}^1 & \sum_{i=2, j=1} j \alpha_1^i \alpha_2^{j-1} X_{ij}^1 \\ \sum_{i=1, j=2} i \alpha_1^{i-1} \alpha_2^j X_{ij}^2 & \sum_{i=0, j=2} j \alpha_1^i \alpha_2^{j-1} X_{ij}^2 \end{pmatrix} \quad (73)$$

annimmt. Die Eigenwerte von $\frac{\partial \beta}{\partial \alpha}$ können explizit als

$$\lambda_{+/-} = \frac{1}{2} \text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \pm \sqrt{\left(\frac{\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}}{2} \right)^2 - \text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}} \quad (74)$$

angegeben werden. Es wird nun kurz begründet, warum ein vollständig wechselwirkender Fixpunkt im allgemeinen als hyperbolisch angenommen werden darf, danach wird gezeigt, dass teilweise wechselwirkende Fixpunkte für beliebig hohe Ordnung nicht-hyperbolisch sind. Im 2-dimensionalen lässt sich jedoch ein alternatives Stabilitätskriterium für solche Fixpunkte finden.

5.1.1 hyperbolischer Fixpunkt

Sind $\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}$ und $\text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}$ nicht Null, lässt sich das Vorzeichen der Eigenwerte leicht Nachrechnen, das Ergebnis ist in Tabelle 1 zu sehen.

$\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}$	$\text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha}$	$\Re \lambda_+$	$\Re \lambda_-$	UV-Verhalten
> 0	> 0	> 0	> 0	repulsiv
< 0	> 0	< 0	< 0	attraktiv
$-$	< 0	> 0	< 0	Sattelpunkt

Tabelle 1: Das UV-Verhalten hyperbolischer Fixpunkte für $\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \neq 0$ und $\text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \neq 0$.

Da man in der Reihenentwicklung der β -Funktion davon ausgeht, dass höhere Ordnungen vernachlässigbar klein werden, kann man davon ausgehen, dass hyperbolische Fixpunkte der Ordnung n auch für höhere Ordnungen hyperbolisch bleiben. Falls ein vollständig wechselwirkender Fixpunkt $(\alpha_1^* \neq 0, \alpha_2^* \neq 0)$ in Ordnung n entweder $\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* = 0$ oder $\text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* = 0$ ergibt, kann man davon ausgehen, dass sich die Koeffizienten X_{ij}^k zufällig aufheben und der Fixpunkt in höherer Ordnung wieder hyperbolisch wird. Vollständig wechselwirkende nicht-hyperbolische Fixpunkte können also als Folge einer zu groben Berechnung der β -Funktion verstanden werden. Es ist nicht klar, ob der Eigenvektor e_i zum Eigenwert $\lambda_i = 0$ eine UV-attraktiven oder repulsiven Richtung entspricht, da sich dies jedoch direkt auf die Dimension der kritischen Hyperfläche auswirkt ist die Untersuchung solcher Fixpunkte nur bedingt sinnvoll.

5.1.2 nicht-hyperbolischer Fixpunkt

Ein teilweise wechselwirkender Fixpunkt, o.E. $\alpha^* = (\alpha_1^*, 0)$, führt zu der Stabilitätsmatrix

$$\left. \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right|_* = \begin{pmatrix} \sum_{i=2} i(\alpha_1^*)^{i-1} X_{i0}^1 & \sum_{i=2} (\alpha_1^*)^i X_{i1}^1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (75)$$

mit den Eigenvektoren und Eigenwerten

$$e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} , \quad e_2 \propto \begin{pmatrix} -\sum_{i=2} (\alpha_1^*)^i X_{i1}^1 \\ \sum_{i=2} i(\alpha_1^*)^{i-1} X_{i0}^1 \end{pmatrix} , \quad \lambda_1 = \sum_{i=2} i(\alpha_1^*)^{i-1} X_{i0}^1 , \quad \lambda_2 = 0 . \quad (76)$$

Da in β_2 die Variable α_2 in jedem Monom mindestens zur zweiten Potenz auftaucht, ist dies für beliebig hohe Ordnung zu erwarten, sodass hier ein alternatives Kriterium für das UV-Verhalten des Fixpunktes gefunden werden muss.

Zunächst wird (68) um die zweite Ordnung der Taylorentwicklung ergänzt,

$$\beta_i(\alpha) \simeq \sum_{m=1}^2 \left. \frac{\partial \beta_i}{\partial \alpha_m} \right|_* (\alpha_m - \alpha_m^*) + \frac{1}{2} \sum_{m,n=1}^2 (\alpha_m - \alpha_m^*) \left. \frac{\partial^2 \beta_i}{\partial \alpha_m \partial \alpha_n} \right|_* (\alpha_n - \alpha_n^*) . \quad (77)$$

Wie in Abschnitt 4.2 wird diese Gleichung in der Eigenbasis der Stabilitätsmatrix geschrieben

$$\dot{K}_1(t) e_1^i + \dot{K}_2(t) e_2^i = \sum_{k,m=1}^2 K_k(t) \frac{\partial \beta_i}{\partial \alpha_m} e_k^m + \frac{1}{2} \sum_{k,l,m,n=1}^2 K_k(t) K_l(t) \frac{\partial^2 \beta_i}{\partial \alpha_m \partial \alpha_n} e_k^m e_l^n \quad (78)$$

$$= K_1(t) \lambda_1 e_1^i + \frac{1}{2} \sum_{k,l,m,n=1}^2 K_k(t) K_l(t) \frac{\partial^2 \beta_i}{\partial \alpha_m \partial \alpha_n} e_k^m e_l^n . \quad (79)$$

Die Indizes k und l laufen dabei für die zwei Eigenvektoren, während m , n und i für die Komponente eines Vektors stehen. Der Koeffizientenvergleich in e_1 führt in erster Ordnung zum gleichen Ergebnis wie beim hyperbolischen Fixpunkt. Auf der kritischen Hyperfläche gilt demnach $\lambda_1 < 0 \Rightarrow K_1(t) \rightarrow 0$ für t groß, oder $\lambda > 0 \Rightarrow K_1(t) \equiv 0$, da der Fixpunkt sonst nicht erreicht wird. Für große t wird (79) damit zu

$$\dot{K}_2(t) e_2^i = \frac{1}{2} K_2(t)^2 \sum_{m,n=1}^2 \frac{\partial^2 \beta_i}{\partial \alpha_m \partial \alpha_n} e_2^m e_2^n \quad (80)$$

$$= \frac{1}{2} K_2(t)^2 \sum_{m,n=1}^2 \left[\left(e_2^m \frac{\partial}{\partial \alpha_m} \right) \left(e_2^n \frac{\partial}{\partial \alpha_n} \right) - e_2^m \frac{\partial e_2^n}{\partial \alpha_m} \frac{\partial}{\partial \alpha_m} \right]_* \beta_i \quad (81)$$

$$= \frac{1}{2} K_2(t)^2 \left[\sum_{m=1}^2 e_2^m \frac{\partial \lambda_2}{\partial \alpha_m} e_2^i - \sum_{m,n=1}^2 e_2^m \frac{\partial e_2^n}{\partial \alpha_m} \frac{\partial}{\partial \alpha_n} \beta_i \right]_* . \quad (82)$$

Für $i = 2$ kann eine Lösung wie folgt gefunden werden. Der zweite Term in (82) ist wegen (75) gleich Null. Aus (74) und (73) erhält man am Fixpunkt

$$\frac{\partial \lambda_2}{\partial \alpha_q} = \frac{\partial}{\partial \alpha_q} \frac{\partial \beta_2}{\partial \alpha_2} - \frac{\partial \beta_1}{\partial \alpha_2} \left(\frac{\partial \beta_2}{\partial \alpha_1} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial \alpha_q} \frac{\partial \beta_2}{\partial \alpha_1} \quad \begin{cases} = 0 & \text{für } q = 1 \\ \neq 0 & \text{für } q = 2 \end{cases} . \quad (83)$$

Es bleibt

$$\dot{K}_2(t) = \frac{1}{2} K_2(t)^2 e_2^2 \frac{\partial \lambda_2}{\partial \alpha_2} \Big|_* \quad \text{mit der Lösung} \quad K_2(t) = \frac{2}{2K_2(0)^{-1} - e_2^2 \frac{\partial \lambda_2}{\partial \alpha_2} t} . \quad (84)$$

Da Eigenvektoren nur bis auf ein reelles Vielfaches bestimmt sind, kann $e_2^2 > 0$ gewählt werden. Damit $\alpha(t=0)$ physikalisch ist folgt $K_2(0) > 0$, und damit $K_2(t)$ für steigendes t keinen Pol passiert folgt

$$\frac{\partial \lambda_2}{\partial \alpha_2} < 0 \quad (85)$$

als Bedingung für einen in e_2 -Richtung attraktiven Fixpunkt. Allgemein ist es nicht möglich, die DGL (82) mit $i = 1$ zu lösen, da der zweite Term in der Klammer keine einfachen Eigenschaften aufweist. Da die DGL aber für jedes i einzeln gelten muss, muss jede Lösung mindestens (85) erfüllen, in der Praxis lässt sich jedoch tatsächlich feststellen, dass (85) die UV-Stabilität eines Fixpunktes exakt vorhersagt. Daher, und weil zu erwarten ist, dass höchstens endlich viele Lösungen (85) erfüllen, die nicht zu Trajektorien gehören, die in den Fixpunkt hineinlaufen, wird diese Bedingung im Folgenden weiter verwendet

6 UV-Fixpunkte der $SU_{\text{QCD}} \times SU_{\text{dQCD}}$

Die allgemeinste Form der β -Funktion auf 2-loop Ordnung wurde von D.R.T. Jones berechnet [19]. Die β -Funktion hat die Form

$$\beta(g) = \left(X_1^g g_1^3 + Y_1^g g_1^5 + Z_1^g g_1^3 g_2^2 \right) \cdot \quad (86)$$

Für die Darstellungen R_1, R_2, S_1 und S_2 der Fermionen bzw. Skalare sind die Koeffizienten von β_1 gegeben durch

$$X_1^g = (16\pi^2)^{-1} \left[\frac{2}{3} T(R_1) d(R_2) + \frac{1}{3} T(S_1) d(S_2) - \frac{11}{3} C_2(G_1) \right] \quad (87)$$

$$Y_1^g = (16\pi^2)^{-2} \left[\left(\frac{10}{3} C_2(G_1) + 2C_2(R_1) \right) T(R_1) d(R_2) \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{3} C_2(G_1) + 4C_2(S_1) \right) T(S_1) d(S_2) - \frac{34}{3} C_2(G_1)^2 \right] \quad (88)$$

$$Z_1^g = (16\pi^2)^{-2} [2C_2(R_2) d(R_2) T(R_1) + 4C_2(S_2) d(S_2) T(S_1)] \quad (89)$$

Die Berechnung ist dabei für chirale Fermionen geschehen, was einen zusätzlichen Faktor von 2 in $d(R_1)$ und $d(R_2)$ bewirkt, wenn man Dirac-Fermionen betrachtet. Wie in Abschnitt 3 beschrieben, sollen Fermionen und Skalare eines bestimmten Sektors jeweils in der gleichen Darstellung der Eichgruppen sein, daher gibt es keinen Unterschied zwischen R_1 und S_1 bzw. R_2 und S_2 . Für $SU(N)$ ist $T(R) = 1/2$ und der quadratische Casimiroperator $C_2(R) = (N^2 - 1)/(2N)$ bzw. $C_2(G) = N$ [19]. In der $\text{QCD} \times \text{dQCD}$ gibt es zwei Eichgruppen, jedoch mit drei verschiedenen Darstellungen der Teilchen, sodass $d(R_1)$ und $d(R_2)$ in jedem Koeffizienten (87), (88) und (89) andere Werte annehmen kann und deshalb einzeln bestimmt werden muss. Dies geschieht am einfachsten über das Zeichnen von Feynmandiagrammen und abzählen der möglichen Teilchen, die im entsprechenden Diagramm erlaubt sind.

Die Teilchenlinien in den Diagrammen werden nur mit ihren QCD und dQCD Quantenzahlen beschriftet. Dabei stehen wieder i und j für Colour bzw. r und s für dark Colour in der fundamentalen Darstellung, A und M für Colour und dark Colour der adjungierten Darstellung. Die Vertizes werden mit den entsprechenden Erzeugermatrizen beschriftet und enthalten bereits die Kopplungskonstanten. Es werden nur die Koeffizienten X_1^g, Y_1^g und Z_1^g betrachtet, X_2^g, Y_2^g und Z_2^g folgen analog mit $\text{QCD} \leftrightarrow \text{dQCD}$. Wie in [23] gezeigt, kann die Eichung des Eichboson-Propagators so gewählt werden, dass die β -Funktion nur noch von der Renormalisierungskonstanten Z_A des Eichfeldes abhängt. Daher reicht es, hier nur 1- und 2-Schleifen Korrekturen zum Gluon-Propagator zu untersuchen, Korrekturen zu 3- oder 4-Punkt Funktionen müssen nicht berücksichtigt werden.

Der Koeffizient X_1^g entspricht der 1-Schleifen Korrektur zum Gluonpropagator. Bei der

Fermionschleife in Abbildung 3 kann jedes der n_{fc} QCD-Fermionen und jedes der n_{fj} joint-Fermionen mit einer dark Colour $r \in \{1, 2, \dots, N_{\text{d}}\}$ in der Schleife auftauchen. Damit ist $d(R_2) = n_{\text{fc}} + N_{\text{d}} n_{\text{fj}}$.

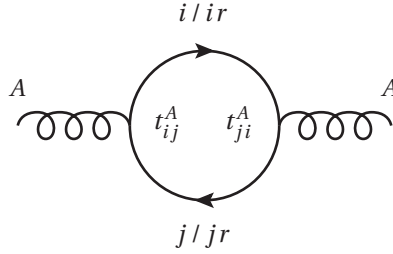


Abbildung 3: 1-Schleifen QCD/joint-Fermion Beitrag zum Gluonpropagator.

Der Koeffizient Y_2^g enthält die 2-Schleifen Beiträge proportional zu $(t_{ij}^A)^4$. Auch hier kann jeweils ein QCD-Fermion oder ein joint-Fermion mit einer dark Colour vorkommen, sodass wieder $d(R_2) = n_{\text{fc}} + N_{\text{d}} n_{\text{fj}}$.

Die Diagramme proportional zu $(t_{ij}^A)^2 (\tilde{t}_{rs}^M)^2$ tragen zu Z_1^g bei und sind in den Abbildungen ?? und 4 zu sehen. Am Gluon-Fermion Vertex t_{ij}^A kann r jeden Wert $1, 2, \dots, N_{\text{d}}$ annehmen, wieder mit jedem Flavour. QCD- oder dQCD-Fermionen können nicht auftauchen, sodass in diesem Fall $d(R_2) = N_{\text{d}} n_{\text{fj}}$.

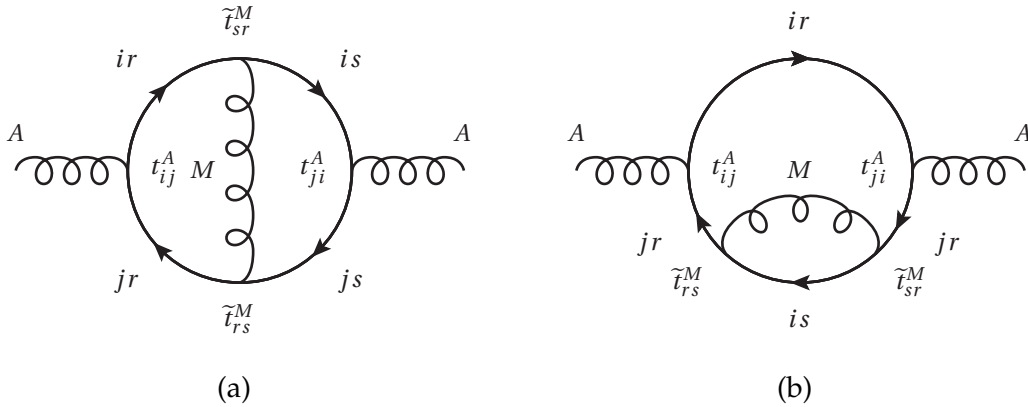


Abbildung 4: 2-Schleifen-Korrekturen $\propto (t_{ij}^A)^2 (\tilde{t}_{rs}^M)^2$ zum Gluonpropagator.

Die ermittelten Koeffizienten stimmen mit denen in [7] überein. Mit $N_{\text{fc}} := n_{\text{fc}} + N_{\text{d}} n_{\text{fj}}$,

$N_{s_c} := n_{s_c} + N_d n_{s_j}$, $N_{f_d} := n_{f_d} + N_c n_{f_j}$ und $N_{s_d} := n_{s_d} + N_c n_{f_j}$ lassen sie sich schreiben als

$$X_1^g = (16\pi^2)^{-1} \left[\frac{2}{3} N_{f_c} + \frac{1}{6} N_{s_c} - \frac{11}{3} N_c \right] \quad (90)$$

$$Y_1^g = (16\pi^2)^{-2} \left[\left(\frac{13}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right) N_{f_c} + \left(\frac{4}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right) N_{s_c} - \frac{34}{3} N_c^2 \right] \quad (91)$$

$$Z_1^g = (16\pi^2)^{-2} \left[(N_d^2 - 1)(n_{f_j} + n_{s_j}) \right] \quad (92)$$

Da beide Kopplungskonstanten in einer 4-dimensionalen Raumzeit die Massendimension $[g_1] = [g_2] = 0$ besitzen, werden die neuen Kopplungskonstanten $\alpha_i := g_i^2/4\pi$ eingeführt. Die Bedingung $|g_i| < 1$ für eine sinnvolle Störungstheorie lässt sich zu $\alpha_i < 4\pi$ übersetzen. Mit $X_i := 8\pi X_i^g$, $Y_i := 32\pi^2 Y_i^g$ und $Z_i := 32\pi^2 Z_i^g$ folgt

$$\beta(\alpha) = \begin{pmatrix} X_1 \alpha_1^2 + Y_1 \alpha_1^3 + Z_1 \alpha_1^2 \alpha_2 \\ X_2 \alpha_2^2 + Y_2 \alpha_2^3 + Z_2 \alpha_1 \alpha_2^2 \end{pmatrix} \quad (93)$$

und als Nullstellen findet man die Fixpunkte

$$\alpha^{*1} = (0, 0) \quad \alpha^{*2} = \left(0, -\frac{X_2}{Y_2} \right) \quad \alpha^{*3} = \left(-\frac{X_1}{Y_1}, 0 \right) \quad \alpha^{*4} = \left(\frac{Z_1 X_2 - X_1 Y_2}{Y_1 Y_2 - Z_1 Z_2}, \frac{Z_2 X_1 - X_2 Y_1}{Y_1 Y_2 - Z_1 Z_2} \right) \quad (94)$$

An den Fixpunkten gilt außerdem

$$\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* = (\alpha_1^*)^2 Y_1 + (\alpha_2^*)^2 Y_2 \quad \text{sowie} \quad \text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* = (\alpha_1^* \alpha_2^*)^2 (Y_1 Y_2 - Z_1 Z_2) \quad (95)$$

6.1 UV-Verhalten bei α^{*4}

6.1.1 attraktiver Fixpunkt

Für komplett UV-attraktives Verhalten müssen die Bedingungen

$$\alpha_1^* > 0 \quad \wedge \quad \alpha_2^* > 0 \quad \wedge \quad \text{Det} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* > 0 \quad \wedge \quad \text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* < 0 \quad (96)$$

erfüllt sein, man kann jedoch zeigen, dass diese Bedingungen für die gewählte Darstellung nicht gleichzeitig wahr sein können. Dazu werden sie zunächst in den Koeffizienten geschrieben und mit (95) verglichen. Es bietet sich an, eine Fallunterscheidung in den Vorzeichen von Y_1 und Y_2 zu machen. Es folgt

1. $Y_1 > 0 \wedge Y_2 > 0$: Dann ist $\text{Sp} \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \Big|_* < 0$ nicht möglich.

2. $Y_1 < 0 \wedge Y_2 < 0$: Für einen physikalischen Fixpunkt muss

$$Z_1 X_2 > X_1 Y_2 \quad \wedge \quad Z_2 X_1 > Y_1 X_2 \quad . \quad (97)$$

Wie an (92) zu sehen ist, müssen beide $Z_i > 0$ sein, dann folgt, dass $X_i > 0$ ist. Die Rechnung ohne Skalare ergibt

$$X_1 > 0 \stackrel{(90)}{\Rightarrow} N_{fc} > \frac{11}{2} N_c \quad \wedge \quad Y_1 < 0 \stackrel{(91)}{\Rightarrow} N_{fc} < \frac{34}{13 - \frac{3}{N_c^2}} N_c \quad (98)$$

$$\Rightarrow \frac{11}{2} < \frac{34}{13 - \frac{3}{N_c^2}} \quad \text{!} \quad (99)$$

Das Einführen von Skalaren begünstigt $X_1 > 0$, ist aber mathematisch nur für $N_c = 1$ oder $N_d = 1$ möglich. Da die $SU(1)$ die Multiplikation mit Eins ist, ist dieser Fall uninteressant.

$$N_{fc} > \frac{11}{2} N_c - \frac{1}{4} N_{sc} \quad \wedge \quad N_{fc} < \left[\frac{34}{3} N_c^2 - \left(\frac{4}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right) N_{sc} \right] \left(\frac{13}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right)^{-1} \quad (100)$$

$$\Rightarrow \left[\left(\frac{4}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{13}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right) \right] N_{sc} < \frac{34}{3} N_c^2 - \frac{11}{2} N_c \left(\frac{13}{3} N_c - \frac{1}{N_c} \right) \quad (101)$$

Für $N_c = 1$ folgt die untere Grenze $N_{sc} \geq 14$, für $N_c \geq 2$ die obere Grenze $N_{sc} \lesssim -200$, es gibt also keine physikalisch sinnvolle Lösung.

3. Y_1 und Y_2 haben verschiedene Vorzeichen: Damit $\text{Det} \left. \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right|_* > 0$ ist muss es ein $Z_i < 0$ geben, was in der gewählten Darstellung (92) nicht möglich ist.

Für Fermionen und Skalare in der fundamentalen Darstellung der $SU(N_c) \times SU(N_d)$ muss demnach $\dim M_c \leq 1$.

Bond und Litim konnten für einen komplett UV-attraktiven Fixpunkt α_4^* die Bedingung $C_2(S) < 1/11 C_2(G)$ für eine beliebige Darstellung herleiten [10]. Für die fundamentale Darstellung folgt $N_c < \sqrt{\frac{11}{9}} \approx 1,1$, dies deckt sich mit den Ergebnissen der konkreten Rechnung (101). Darüber hinaus konnten Sie zeigen, dass es für keine Darstellung der Eichgruppen möglich ist, ein in jede Richtung UV-attraktives Verhalten zu erzeugen.

6.1.2 Sattelpunkt

Am physikalischen Sattelpunkt muss gelten

$$\alpha_1^* > 0 \quad \wedge \quad \alpha_2^* > 0 \quad \wedge \quad \text{Det} \left. \frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right|_* < 0 \quad , \quad (102)$$

in Koeffizienten ausgedrückt bedeutet das

$$Z_1 X_2 < X_1 Y_2 \quad \wedge \quad Z_2 X_1 < X_2 Y_1 \quad \wedge \quad Z_1 Z_2 > Y_1 Y_2 \quad . \quad (103)$$

Da es für den Sattelpunkt weniger Bedingungen als für einen UV-attraktiven Fixpunkt gibt, sind Fallunterscheidungen in den Vorzeichen von Y_i und X_i nötig. Es wird sich zeigen, dass nur Fälle mit $X_1 < 0 \wedge X_2 < 0$ möglich sind, sodass es obere Schranken für die Teilchenzahlen und N_d gibt.

1. $Y_1 > 0 \wedge Y_2 > 0$:

a) $X_1 > 0 \wedge X_2 > 0$: Aus (103) folgt

$$Z_1 < \frac{X_1}{X_2} Y_2 \quad \wedge \quad Z_2 < \frac{X_2}{X_1} Y_1 \quad \wedge \quad Z_1 Z_2 > Y_1 Y_2 \quad (104)$$

was jedoch nicht gleichzeitig möglich ist.

b) $X_1 < 0 \wedge X_2 < 0$: Man erhält obere Begrenzungen für die Anzahl der joint-Fermionen

$$n_{f_c} + N_d n_{f_j} < N_c \quad \wedge \quad c \leftrightarrow d \quad (105)$$

$$\Rightarrow n_{f_j}^2 + n_{f_j} \frac{n_{f_d}}{N_c} + \frac{11}{2} \frac{n_{f_c}}{N_c} < \left(\frac{11}{2} \right)^2 \quad \wedge \quad c \leftrightarrow d \quad . \quad (106)$$

Es gibt also eine allgemeine Obergrenze von $n_{f_j} < \frac{11}{2}$, die für die Grenzfälle $n_{f_c} = 0$ und $n_{f_d} = 0$ oder $N_c \rightarrow \infty$ und gleichzeitig $N_d \rightarrow \infty$ erreicht wird. Die einzigen Standardmodell nahen Lösungen, die gleichzeitig zu sinnvollen Fixpunkten führen, sind

$$N_c = 3 \quad N_d = 2 \quad n_{f_c} = 6 \quad 0 \leq n_{f_d} \leq 2 \quad n_{f_j} = 1 \quad , \quad (107)$$

weitere Lösungen gibt es nur für $n_{f_c} < 6$ oder $N_c > 3$.

c) $X_1 < 0 \wedge X_2 > 0$: Dann müsste

$$\underbrace{Z_1 X_2}_{>0} < \underbrace{X_1 Y_2}_{<0} \quad \not\quad , \quad (108)$$

dieser Fall kommt für physikalische Fixpunkte also nicht in Frage.

2. $Y_1 > 0 \wedge Y_2 < 0$:

a) $X_2 > 0$: Wie schon gezeigt ist $Y_2 < 0 \wedge X_2 > 0$ nicht möglich. Bond und Litim haben auch hier gezeigt, dass dies in jeder Darstellung der Fall ist [10].

b) $X_1 > 0 \wedge X_2 < 0$: Es kommt direkt zum Widerspruch,

$$\underbrace{Z_2 X_1}_{>0} < \underbrace{X_2 Y_1}_{<0} \quad \not\quad . \quad (109)$$

c) $X_1 < 0 \wedge X_2 < 0$: Auch hier erhält man eine Begrenzung für n_f

$$n_{f_c} + N_d n_{f_j} < \frac{34}{13 - \frac{3}{N_c^2}} N_c \quad \wedge \quad n_{f_d} + N_c n_{f_j} < \frac{11}{2} N_d \quad (110)$$

$$\Rightarrow n_{f_j} < \sqrt{\frac{11}{2} \frac{34}{13 - \frac{3}{N_c^2}}} \lesssim 3.9 \quad . \quad (111)$$

Gleichzeitige Lösungen zu (103) mit $N_c = 3$ und $n_{f_c} \geq 6$ gibt es nicht.

3. $Y_1 < 0 \wedge Y_2 < 0$:

a) Ein $X_i > 0$: Wieder ist $Y_i < 0 \wedge X_i > 0$ nicht möglich.

b) $X_1 < 0 \wedge X_2 < 0$: Hier folgt

$$n_{f_c} + N_d n_{f_j} < \frac{34}{13 - \frac{3}{N_c^2}} \quad \wedge \quad c \leftrightarrow d \quad (112)$$

$$\Rightarrow n_{f_j} < \frac{34}{\sqrt{\left(13 - \frac{1}{N_c^2}\right)\left(13 - \frac{1}{N_c^2}\right)}} \lesssim 2.7 \quad . \quad (113)$$

Auch hier gibt es keine Lösungen, die nahe am SM sind.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass es in allen Fällen Obergrenzen $n_{f_j} \lesssim 5$ für die Anzahl der joint-Fermionen gibt, und durch das Einführen von QCD- und dQCD-Fermionen wird diese Grenze weiter nach unten verschoben. Der einzige Fall, der in der skalarfreien Theorie physikalische Sattelpunkte bringt, ist 1b, exemplarisch ist das Flussdiagramm für $n_{f_j} = 2$ in Abbildung 5 zu sehen. Alle drei Fixpunkte liegen, wie in Tabelle 2 zu sehen, weit im nicht-perturbativen Bereich. Nicht-perturbative $SU(N)$ Dynamiken können in einem Veneziano-limit störungstheoretisch behandelt werden [18][20], dabei wird der

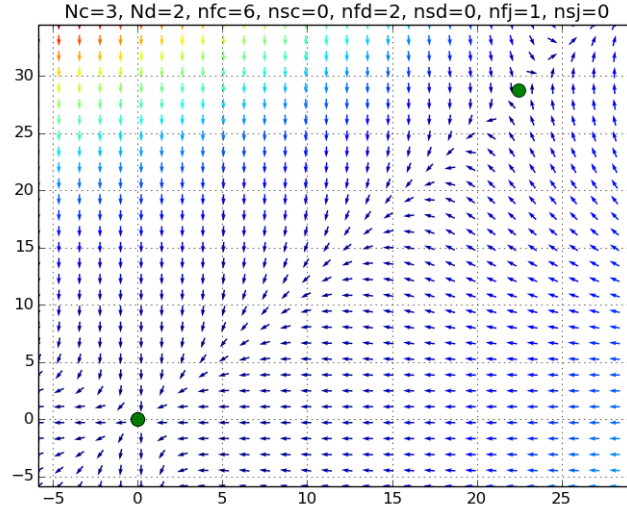


Abbildung 5: Flussdiagramm für den Sattelpunkt α^{*4} .

Grenzfall $N \rightarrow \infty, N_f \rightarrow \infty, N/N_f < \infty, g^2 N \rightarrow 0$ betrachtet [27]. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist es mit Skalaren jedoch möglich, perturbative Fixpunkte zu erhalten, ohne von den Standardmodell Werten $N_c = 3$ und $n_{f_c} = 6$ abweichen zu müssen.

n_{f_d}	0	1	2
α^{*4}	(166.6, 60.8)	(69.3, 39.1)	(22.4, 28.7)

Tabelle 2: Lage des Sattelpunktes α^{*4} ohne Skalare.

An den Koeffizienten (90) und (91) sieht man, dass Skalare qualitativ den gleichen Einfluss auf die β -Funktion wie Fermionen haben, jedoch um einen Faktor 3-4 kleiner, es ist also zu erwarten, dass die Grenzen für die Anzahl der joint-Skalare um einen entsprechenden Faktor höher liegen. Einige mögliche Standardmodell nahe Teilchenzahlen sind in Tabelle 3 zu sehen. In Abbildung 6 ist außerdem der Fixpunkt α^{*4} für $1 \leq n_{s_d} \leq 5$ und sinnvolle n_{s_j} dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass α^{*4} betragsmäßig kleiner wird, je mehr joint-Skalare eingeführt werden.

Um einen vollständig wechselwirkenden UV-Fixpunkt zu erhalten, der mit Methoden der Störungstheorie behandelt werden kann, ist es demnach nötig, skalare Teilchen im joint-Sektor einzuführen. Die Teilchen des dQCD-Sektors haben dagegen, wie in Abbildung 6 zu sehen ist, nur geringe Auswirkungen auf die Lage des Fixpunktes, ob hier Fermionen, Skalare oder beide Teilchensorten eingeführt werden ist qualitativ nicht entscheidend.

N_d	n_{s_j}	n_{s_d}	N_d	n_{s_j}	n_{s_d}	N_d	n_{s_j}	n_{s_d}
2	1	18	3	1	24-26	4	1	31-36
2	2	12-16	3	2	5-25	4	2	0-37
2	3	0-14	3	3	0-25	5	1	37-46
2	4	0-12	3	4	1-24	6	1	41-57
2	5	0-10	3	5	14-23	7	1	0-69
2	6	0-7	3	6	20-23			
2	7	0-5	3	7	22			
2	8	0-3						
2	9	0-1						

Tabelle 3: Mögliche Anzahlen von Skalaren für $N_c = 3$, $n_{f_c} = 6$, $n_{f_d} = 0$.

Wie in der Abbildung 6 zu sehen, ist der Sattelpunkt α^{*4} in Richtung des Gaußschen Fixpunktes α_1^* UV-repulsiv. Bond und Litim haben gezeigt, dass dieses Verhalten bei reinen Eichtheorien immer auftritt und schließen daraus, dass es für schwache Kopplungen keine UV-Fixpunkte in reinen Eichtheorien geben kann [10]. In der Abbildung erkennt man, dass die zwei Trajektorien mit $\alpha(t \rightarrow \infty) = \alpha^{*4}$ für kleine Energien gegen α^{*2} bzw. α^{*3} , falls diese existieren, oder in den nicht-perturbativen Bereich laufen. Hinsichtlich einer Erweiterung der QCD, die im niederenergetischen Bereich durch das QCD-confinement charakterisiert wird, können solche Trajektorien jedoch durchaus physikalisch sinnvoll interpretiert werden. Um das genaue Niederenergieverhalten zu erhalten müssten jedoch die Einflüsse der Teilchenmassen berücksichtigt werden, in dieser Arbeit soll das aber nicht geschehen.

6.2 UV-Verhalten bei α^{*3}

Da der Fixpunkt $\alpha^{*3} = (-X_1 Y_1^{-1}, 0)$ ein teilweise wechselwirkender Fixpunkt ist, muss hier das in 5.1.2 beschriebene Stabilitätskriterium angewendet werden. Zunächst kann aber einfach gezeigt werden, dass dieser Fixpunkt nicht in jede Richtung UV-attraktiv sein kann.

Damit $\alpha_1^{*3} = -X_1 Y_1^{-1} > 0$, muss $X_1 < 0$ und $Y_1 > 0$. Es wurde in 6.1.1 gezeigt, dass die umgekehrte Vorzeichenwahl physikalisch nicht sinnvoll ist. Gleichung (75) zeigt nun $\lambda_1 = (\alpha_1^*)^2 Y_1 > 0$ zu $e_1 = (1, 0)^T$, folglich muss die α_1 -Achse UV-repulsiv bezüglich α^{*3} sein.

Am Fixpunkt ergibt sich aus (75) und (74)

$$\lambda_2 = 0 \quad , \quad e_2 = \begin{pmatrix} -Z_1 Y_1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \lambda_2}{\partial \alpha_2} = 2X_2 - 2\frac{X_1}{Y_1} Z_2 \quad . \quad (114)$$

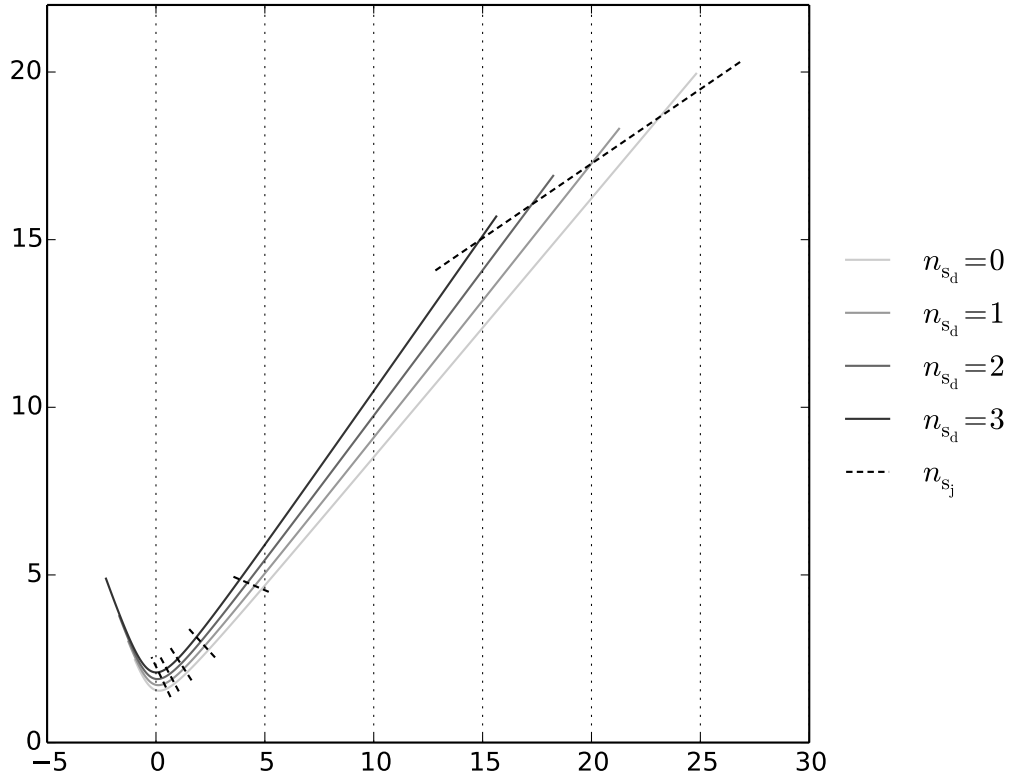


Abbildung 6: Lage von α^{*4} in Abhängigkeit von n_{sd} und n_{sj} im Bereich $n_{sj} = 3$ (große Kopplungen) bis $n_{sj} = 8$ (kleine Kopplungen).

Die Bedingung dafür, dass α^{*3} ein Sattelpunkt ist, ist somit

$$X_1 < 0 \quad \wedge \quad Y_1 > 0 \quad \wedge \quad X_2 Y_1 < Z_2 X_1 \quad . \quad (115)$$

Da die Vorzeichen $X_1 < 0$, $Y_1 > 0$ und $X_2 < 0$ festgelegt sind, kann bereits ohne Fallunterscheidung eine Grenze gefunden werden. Aus $X_1 < 0 \wedge X_2 < 0$ folgt allgemein (vgl. (1b))

$$\left(n_{f_j} + \frac{1}{4}n_{s_j}\right)^2 + \left(n_{f_j} + \frac{1}{4}n_{s_j}\right)\left(n_{f_d} + \frac{1}{4}n_{s_d}\right)\frac{1}{N_c} + \frac{11}{2}\left(n_{f_c} + \frac{1}{4}n_{s_c}\right)\frac{1}{N_c} < \left(\frac{11}{2}\right)^2 \quad \wedge \quad c \leftrightarrow d \quad . \quad (116)$$

Zunächst werden wieder nur Fermionen betrachtet. Da sie ausreichen, um perturbative Fixpunkte zu modellieren, wird es nicht nötig sein, Skalare einzuführen. Aus (116) und

$X_1 < 0$ folgen allgemeine Grenzen für n_{f_j} , N_{d} und n_{f_d}

$$\begin{aligned} n_{\text{f}_j} &< \sqrt{\left(\frac{11}{2}\right)^2 - \frac{11}{2} \frac{n_{\text{f}_c}}{N_{\text{c}}}} = 4.39 \quad , \quad n_{\text{f}_d} < \left(\left(\frac{11}{2}\right)^2 - 1\right) N_{\text{c}} - \frac{11}{2} n_{\text{f}_c} = 54.75 \quad , \\ N_{\text{d}} &< \frac{11}{2} N_{\text{c}} - n_{\text{f}_c} = 10.5 \end{aligned} \quad (117)$$

für $N_{\text{c}} = 3$ und $n_{\text{f}_c} = 6$. Tabelle 5 zeigt die möglichen Teilchenanzahlen und die Komponen-

N_{d}	n_{f_j}	n_{f_d}	α_1^{*3}	N_{d}	n_{f_j}	n_{f_d}	α_1^{*3}
2	2	0	2.21	6	1	0-29	0.75
3	1	0-8	5.24	7	1	0-35	0.47
3	2	0-9	0.75	8	1	0-40	0.28
3	3	0-7	0.14	9	1	0-46	0.14
4	1	0-16	2.21	10	1	0-51	0.04
4	2	0-15	0.28				
5	1	0-23	1.23				
5	2	0-21	0.04				

Tabelle 4: Mögliche Teilchenzahlen für einen Sattelpunkt bei α^{*3} , mit $N_{\text{c}} = 3$, $n_{\text{f}_c} = 6$ und ohne Skalare.

te α_1^{*3} . Im Gegensatz zum vollständig wechselwirkenden Fixpunkt α^{*4} ist α^{*3} auch für eine Theorie ohne Skalare in einem perturbativ sinnvollen Bereich, demnach können hier zwar wieder Skalare eingeführt werden, ein neues Verhalten oder neue Wertebereiche für den Fixpunkt treten aber nicht auf.

6.3 UV-Verhalten bei α^{*2}

Aufgrund der Symmetrie der β -Funktion in den Indizes c und d ist das allgemeine Vorgehen wie bei α^{*3} . Der Fixpunkt ist in α_2 -Richtung repulsiv und das Kriterium für einen Sattelpunkt analog zu (115)

$$X_2 < 0 \quad \wedge \quad Y_2 > 0 \quad \wedge \quad X_1 Y_2 < Z_1 X_2 \quad . \quad (118)$$

Ähnlich bei Fixpunkt α^{*3} ist es auch bei α^{*2} nicht nötig Skalare einzuführen, da sie zu keinem qualitativ neuen Verhalten führen. Wieder gibt es Ober- und Untergrenzen für N_{d} , n_{f_j} und n_{f_d} um eine UV-attraktive Richtung zu erhalten. Die möglichen Werte sind in Tabelle 5 zu sehen.

N_d	n_f	n_{fd}		N_d	n_f	n_{fd}
2	1	3-7		5	1	13-24
2	2	1-4		5	2	19-21
2	3	0-1		6	1	17-29
3	1	6-13		7	1	22-35
3	2	4-10		8	1	28-40
3	3	4-7		9	1	36-46
4	1	9-18		10	1	47-51
4	2	10-15				

Tabelle 5: Mögliche Teilchenzahlen für einen Sattelpunkt bei α^{*2} , mit $N_c = 3$, $n_{fc} = 6$ und ohne Skalare.

6.4 Qualitative Änderungen durch Yukawa-Terme

In [20] schließen Litim und Sannino, dass Yukawa-Kopplungen nötig sind, um in einer (einfachen) Eich-Yukawa-Theorie nicht-triviale UV-Fixpunkte zu erzeugen. Bond und Litim haben dies auch für allgemeine Eich-Yukawa-Theorien gezeigt [10], beziehen sich dabei jedoch auf schwache Kopplungen. Damit haben sie insbesondere gezeigt, dass ein UV-repulsiver Gaußscher Fixpunkt mit einer Trajektorie zum wechselwirkenden Sattelpunkt α^{*4} nur durch Hinzunahme von Yukawa-Kopplungen möglich ist. Wie bisher gezeigt, können UV-attraktive Richtungen für wechselwirkende Fixpunkte auch in reinen Eichtheorien entstehen. Es soll nun eine qualitative Abschätzung gegeben werden, auf welche Weise mögliche Yukawa-Wechselwirkungen die Eigenschaften der bisher gefundenen Fixpunkte verändern.

Wie in Abschnitt 3 beschrieben gibt es nur eine Art der Yukawa-Kopplung, Gleichung (49), die mit nur einer Kopplungskonstanten auskommt, und deshalb für veränderliche Flavour-Zahlen einfach untersucht werden kann. Der Beitrag zur β -Funktion der Eichkopplungen wurde von Machacek und Vaughn als

$$\beta_1^{\text{Yukawa}}(g) = -g_1^3 (16\pi^2)^{-2} \frac{2}{d(G)} \left[C_2(R_1) \delta^{il} Y^{l,r,js} (Y^{i,r,js})^* \right] \quad (119)$$

berechnet [23]. Sie haben außerdem festgestellt, dass nur das Diagramm 7(a) zur β -Funktion beiträgt. Mit (52) lässt sich (119) zu

$$\beta_1^{\text{Yukawa}}(g) = -g_1^3 |Y|^2 (16\pi^2)^{-2} \frac{2C_2(R_1)d(R_1)d(R_2)}{d(G_1)} n_{s_j} \quad (120)$$

$$= -g_1^3 |Y|^2 (16\pi^2)^{-2} n_{fc} n_{fd} n_{s_j} N_d \quad (121)$$

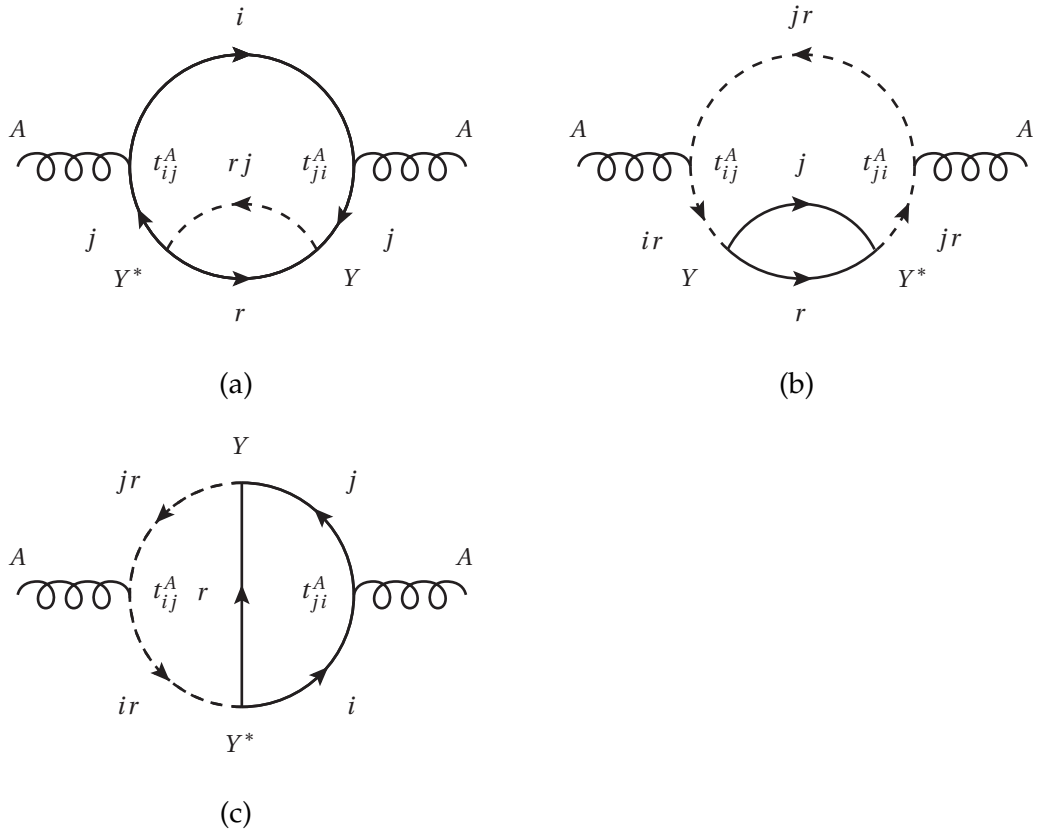


Abbildung 7: Yukawa-Beiträge zum Gluonpropagator.

zusammenfassen. Bemerkenswert ist hierbei, dass wegen

$$C_2(R)d(R) = T(R)d(G) \quad , \quad T(R) = 1/2 \quad \text{für } SU(N) \quad (122)$$

der Yukawa-Term in β_1 unabhängig von N_c ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass QCD- und joint-Teilchen gleich unter der $SU(N_c)$ transformieren. Mit $\alpha_Y := |Y|^2/4\pi$ und

$$A_1 := \frac{2}{16\pi^2} n_{f_c} n_{f_d} n_{s_j} N_d \quad \text{sowie} \quad A_2 := \frac{2}{16\pi^2} n_{f_c} n_{f_d} n_{s_j} N_c \quad (123)$$

wird (93) zu

$$\begin{pmatrix} \beta_1(\alpha) \\ \beta_2(\alpha) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_1 \alpha_1^2 + Y_1 \alpha_1^3 + Z_1 \alpha_1^2 \alpha_2 - A_1 \alpha_1^2 \alpha_Y \\ X_2 \alpha_2^2 + Y_2 \alpha_2^3 + Z_2 \alpha_1 \alpha_2^2 - A_2 \alpha_2^2 \alpha_Y \end{pmatrix} . \quad (124)$$

Auch ohne die explizite β -Funktion für die Yukawa-Kopplung lassen sich bereits qualitative Einflüsse auf die Lage der Fixpunkte ableiten. Als Erweiterung zu α^{*3} (vgl. (94))

können die Fixpunkte

$$\hat{\alpha}^* = \left(-\frac{X_1}{Y_1}, 0, 0 \right) \quad \text{und} \quad \alpha^* = (\alpha_1^*, 0, \alpha_Y^*) \quad (125)$$

gefunden werden. Aus (124) folgt

$$X_1 + Y_1 \alpha_1^* - A_1 \alpha_Y^* = 0 \quad \Rightarrow \quad \alpha_1^* > -\frac{X_1}{Y_1} = \hat{\alpha}_1^* \quad , \quad (126)$$

wobei $A_1 > 0$ und $\alpha_Y^* > 0$ ausgenutzt wurde. Auf ähnliche Weise kann für den vollständig wechselwirkenden Fixpunkt α^{*4} verfahren werden. Für die Fixpunkte

$$\hat{\alpha}^* = \left(\frac{Z_1 X_2 - X_1 Y_2}{Y_1 Y_2 - Z_1 Z_2}, \frac{Z_2 X_1 - X_2 Y_1}{Y_1 Y_2 - Z_1 Z_2}, 0 \right) \quad \text{und} \quad \alpha^* = (\alpha_1^*, \alpha_2^*, \alpha_Y^*) \quad (127)$$

folgt

$$\alpha_1^* > \hat{\alpha}_1^* \quad \text{und} \quad \alpha_2^* > \hat{\alpha}_2^* \quad . \quad (128)$$

Man erkennt, dass eine Yukawa-Kopplung mit $\alpha_Y(t \rightarrow \infty) \neq 0$ die Kopplungskonstanten α_1^* und α_2^* stets vergrößert. Hier ist eine genaue Berechnung von β_Y nötig, um zu überprüfen ob α_1^* und α_2^* weiterhin im perturbativen Bereich liegen können. Hinsichtlich Abbildung 6 ist zu erwarten, dass die Untergrenze für n_{sj} um physikalische und perturbative Fixpunkte zu erhalten durch die nicht verschwindende Yukawa-Kopplung erhöht wird. An (126) bzw. (127) erkennt man außerdem

$$\alpha_Y^* = \frac{X_1 + Y_1 \alpha_1^* + Z_1 \alpha_2^*}{A_1} \left(= \frac{X_2 + Y_2 \alpha_2^* + Z_2 \alpha_1^*}{A_2} \right) \quad . \quad (129)$$

Da X_1 , Y_1 und Z_1 unabhängig von n_{fd} sind während $A \propto n_{\text{fd}}$, lässt sich vermuten, dass eine hohe Anzahl von dQCD-Fermionen die Perturbativität von α_Y begünstigt, unter der Annahme, dass sich α_1^* und α_2^* ähnlich verhalten wie im Yukawa-freien Fall.

7 Matching mit dem Standardmodell

Abschließend soll nun diskutiert werden, inwieweit die Einführung der dQCD Abweichungen von Standardmodell bewirkt. Sei M eine charakteristische Massenskala des joint-Sektors. Da diese Teilchen QCD-Ladung tragen, ist $M > \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$, sonst wären diese in aktuellen Experimenten bereits gefunden worden [7][8]. In [8] und [25] wird das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte von 3- und 2-Jet Zerfällen als sinnvolle Observable für hochenergie QCD eingeführt und daran argumentiert, dass die *Partonverteilungsfunktionen* (PDF) der neuen Teilchen sowie die Auswirkungen auf die PDFs der SM Teilchen vernachlässigbar sind. Sie zeigen weiter, dass solche Verhältnisse nicht sensitiv auf die Gluon PDF sind und schließen daraus, dass das Laufen von α_{QCD} den wichtigsten Einfluss auf solche Observablen hat. Aus diesem Grund wird nun das Laufen von α_{QCD} im SM mit α_1 aus der QCD×dQCD verglichen.

Die bisher untersuchten β -Funktionen gelten nur für Energien oberhalb der Massenskala M der schwersten neuen Teilchen [8]. Man kann nun bis zur Energieskala Q eine effektive Theorie einführen, bei der schwere Teilchen mit Massen $m > Q$ ausintegriert werden. Durch dieses Vorgehen ist es möglich, die volle QCD×dQCD bei Q zu entkoppeln und das bekannte Verhalten der SM QCD zu erhalten [9]. Für das dunkle Materie Szenario berechnen Bai und Schwaller eine Entkopplungsskala von $Q \gtrsim 500 \text{ GeV}$. An dem entsprechenden Phasenraumdiagramm in Abbildung 8 ist zu sehen, dass in ihrem Szenario α^{*2} und α^{*3} als interessante UV-Fixpunkte in Frage kommen. Als Entkopplungsskala werden die CMS Daten $Q = 474 \text{ GeV}$ mit $\alpha_{\text{QCD}}^{\text{exp}}(Q) = 0.0936 \pm 0.0041$ verwendet [11]. Die Entkopplungsskala ist aus theoretischer Sicht beliebig, die Wahl $Q \approx M$ ist jedoch die üblichste und anschaulichste Wahl. Im Folgenden wird erklärt, wie in einem Modell mit zwei Kopplungskonstanten ein Fixpunkt extrapoliert werden kann, danach wird diese Methode auf einige der gefundenen Modelle angewandt.

7.1 Extrapolation eines Fixpunktes

Um das UV-Verhalten einer β -Funktion mit den bisher gemessenen Werten für die Kopplungskonstanten im SM vergleichen zu können, ist es notwendig die kritische Hyperfläche eines Fixpunktes auch in einem Bereich zu kennen, der zu groß für eine Taylorentwicklung geringer Ordnung ist. Das Auffinden der kritischen Hyperfläche ist insbesondere für höherdimensionale Probleme analytisch kaum möglich und daher eine numerische Aufgabe. Stehen nun n Messwerte an der selben Renormierungsskala μ_0 zur Verfügung und gibt es einen Punkt $\alpha_0 \in M_c$ der diese enthält, dann sind alle Kopplungskonstanten $\alpha(\mu)$ bis auf $(\dim(M_c) - n)$ freie Parameter festgelegt⁴ und laufen in den Fixpunkt hinein. Existiert so ein $\alpha_0 \in M_c$ nicht, kommt der untersuchte Fixpunkt für ein asymptotic safety Szenario nicht in Frage.

⁴Für $n \geq \dim(M_c)$ also eindeutig.

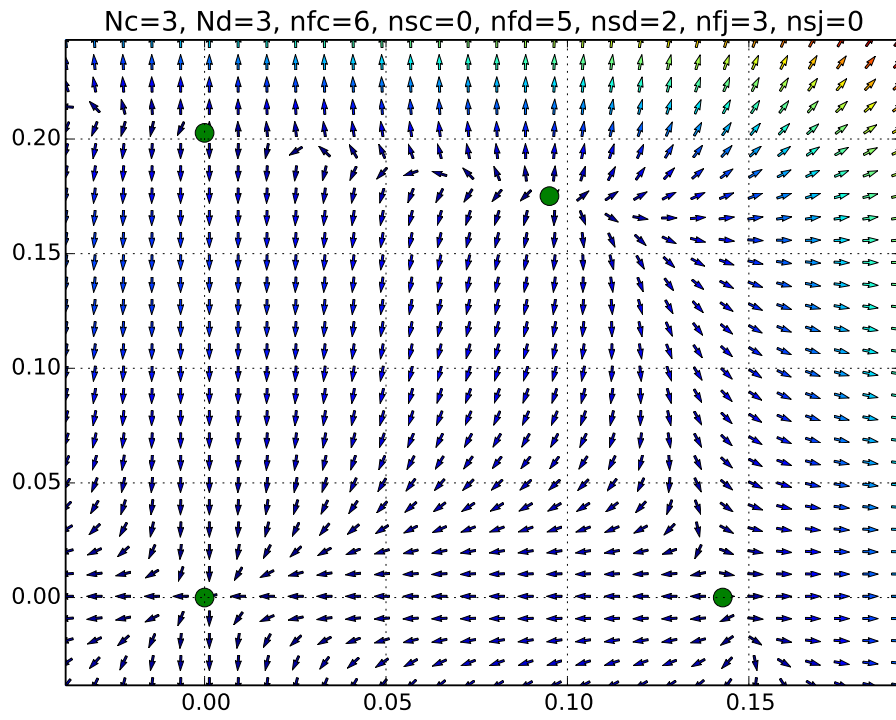


Abbildung 8: Phasenraumdiagramm mit wechselwirkendem IR-Fixpunkt, mit $SM+N_d = 3$, $n_{fd} = 5$, $n_{sd} = 2$ und $n_{fj} = 3$.

Ein besonderer Vorteil einer Erweiterung $G \rightarrow G_1 \times G_2$ ist die Möglichkeit einen UV-Fixpunkt eindeutig extrapolieren zu können, da die kritische Hyperfläche die Dimension $\dim(\alpha^*) = 0$, $\dim(\text{Trajektorie}) = 1$ oder $\dim(\text{Phasenraum}) = 2$ hat. Im ersten Fall, $\dim M_c = 0$ besteht sie nur aus dem Fixpunkt selbst, dieser Fall ist also eher als eine mathematische, triviale Lösung zu betrachten, die keine physikalische Bedeutung im Sinne laufender Kopplungskonstanten hat. Im Fall $\dim M_c = 2$ besteht sie aus dem gesamten Phasenraum. Weil in diesem Fall jede Trajektorie in den Fixpunkt hineinläuft kann keine Vorhersage für die Größen der Kopplungskonstanten gemacht werden, dafür ist aber das UV-Verhalten von dem Startwert $(\alpha_1(t_0), \alpha_2(t_0))$ unabhängig. Wie bereits gezeigt ist dieser Fall hier nicht möglich. Der für die Extrapolation interessanteste Fall ist also $\dim M_c = 1$, da die UV-Hyperfläche dann aus zwei Trajektorien $s^{+/-} : (0, \infty) \rightarrow \mathbb{R}^2$ besteht⁵ und deshalb eindeutige Wertepaare $(\alpha_1(t), \alpha_2(t))$ vorhersagt. Wenn eine Kopplungskonstante (o.E.) $\alpha_1(t_0)$ bei einer Renormierungsskala t_0 bekannt ist, und unter der Annahme, dass der Fixpunkt für $t \rightarrow \infty$ erreicht wird, ist somit auch $\alpha_2(t_0)$ sowie das gesamte Verhalten beider Kopplungskonstanten bekannt.

Für die Extrapolation werden außerdem die folgende Beobachtungen ausgenutzt.

1. Eine Trajektorie, welche in einen Sattelpunkt hineinläuft, ist gleichzeitig eine Separatrix, d.h. sie teilt den Phasenraum in Gebiete mit qualitativ unterschiedlichem Verhalten für $t \rightarrow \infty$.
2. Ein Sattelpunkt und ein attraktiver Fixpunkt sind mit einer Separatrix verbunden, ebenso ist ein Sattelpunkt mit einem repulsiven Fixpunkt mit einer Separatrix verbunden, sofern die Fixpunkte existieren und in der Nähe des Sattelpunktes liegen.

Da das gesuchte M_c folglich immer eine Separatrix ist, kann wie folgt verfahren werden. Zunächst werden zwei Gebiete L und R definiert, die zu qualitativ verschiedenen Trajektorien führen. Beispielsweise lassen sich oft Abschätzungen der Art finden: Wenn es ein t_1 gibt mit

$$\alpha_j(t_1) > \max \left\{ \alpha_j^{*i} \mid \text{alle Fixpunkte } \alpha^{*i} \right\} , \quad (130)$$

dann kann der gewünschte Fixpunkt nicht mehr für $t > t_1$ erreicht werden. Am Fixpunkt wird eine Orthonormalbasis $\{f_1, f_2\}$ gewählt⁶ und der Phasenraum in Ebenen mit Abstand ϵ eingeteilt, die nullte Ebene geht dabei durch den Fixpunkt. Rekursiv werden dann

$$s^{L/R}[n+1] = s^{L/R}[n] + \epsilon f_1 + d^{L/R} \delta f_2 \quad (131)$$

definiert. Für festes δ wird $d^{L/R}$ so eingestellt, dass die Trajektorie mit Anfangswert

⁵Jeweils eine in, eine entgegen der Richtung des attraktiven Eigenvektors.

⁶Der Einfachheit halber kann die Basis aus Eigenvektoren oder die $\alpha_{1,2}$ -Achsen gewählt werden, sofern dies zu keinen numerischen Schwierigkeiten führt.

$s^L[n+1]$ in den Bereich L hineinläuft, analog für R . Mit

$$s^L[0] := \alpha^* - \delta/2 f_2 \quad \text{und} \quad s^R[0] := \alpha^* + \delta/2 f_2 \quad (132)$$

ergibt sich so ein Schlauch $(s^L[n], s^R[n])_{n=0,1,\dots}$ der Breite δ , der die Separatrix beinhaltet. Näherungsweise wird nun

$$\alpha[n] := \frac{s^L[n] + s^R[n]}{2} \quad (133)$$

definiert und so sortiert, dass $\alpha[0] \simeq \alpha(t_0)$ und $\alpha[n] \rightarrow \alpha^*$ für steigendes n . Die entsprechende RG-Zeit t wird dann über

$$t[n+1] = \frac{\|\alpha[n+1] - \alpha[n]\|}{\|\beta(\alpha[n])\|} + t[n] \quad (134)$$

mit $t[0] = t_0$ berechnet.

Um die so erhaltenen laufenden Kopplungen mit dem Standardmodell zu vergleichen wird noch die SM QCD Kopplung in $\mathcal{O}(\alpha^3)$ berechnet. Dies geschieht implizit über

$$F(\alpha(t)) = t - t_0 + F(\alpha(t_0)) \quad (135)$$

mit

$$F(\alpha) := \int (\beta_{\text{QCD}})^{-1} d\alpha = \int (X_1 \alpha^2 + Y_1 \alpha^3)^{-1} d\alpha = \frac{Y_1}{X_1^2} \ln \left(\frac{\alpha Y_1 + X_1}{\alpha} \right) - \frac{1}{\alpha X_1} \quad (136)$$

und $n_{\text{f}} = n_{\text{s}} = 0$. Der Einfachheit halber wird $\Lambda_0 = Q$ gewählt, sodass $t_0 = 0$ und $\alpha(0)$ die Startwerte sind.

7.2 Extrapolation von α^{*3}

Im Folgenden sind $\alpha_1(t)$ und $\alpha_2(t)$ die Kopplungskonstanten der QCD×dQCD entlang auf der UV-Hyperfläche, während $\alpha(t)$ die SM QCD Kopplungskonstante darstellt.

Wegen

$$e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad e_2 \propto \begin{pmatrix} -\frac{Z_1}{Y_1} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \lambda_1 > 0 \quad (137)$$

und $Z_1 > 0$, $Y_1 > 0$ ist α_1 steigend, während α als SM Kopplung für hohe Energien fällt, wie in Abbildung 9 zu sehen ist. Aus α -sensiblen Observablen sollte es hier möglich sein, entsprechend hohe Grenzen an die neuen Teilchenmassen M zu setzen.

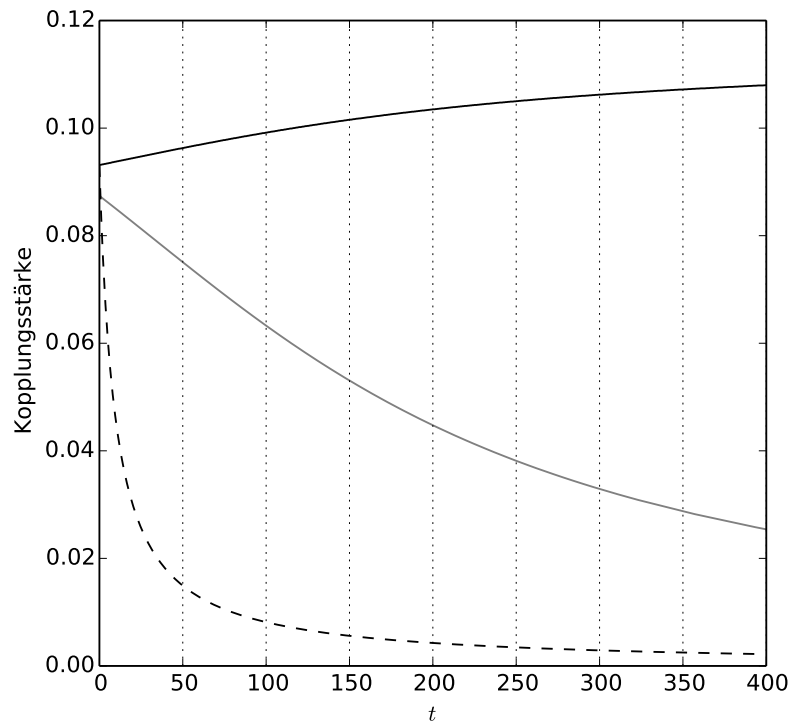


Abbildung 9: Das Laufen von α_1 , α_2 und α für $(N_c, N_d, n_{f_c}, n_{s_c}, n_{f_d}, n_{s_d}, n_{f_j}, n_{s_j}) = (3, 3, 6, 1, 6, 0, 3, 0)$.

7.3 Extrapolation von α^{*2}

	N_c	N_d	n_{f_c}	n_{s_c}	n_{f_d}	n_{s_d}	n_{f_j}	n_{s_j}
a	3	2	6	0	3	0	1	0
b	3	3	6	0	9	0	1	0
c	3	3	6	0	10	0	2	0
d	3	4	6	0	17	0	1	0
e	3	5	6	0	24	0	1	0

Tabelle 6: Die Teilcheninhalte der Modelle a bis e.

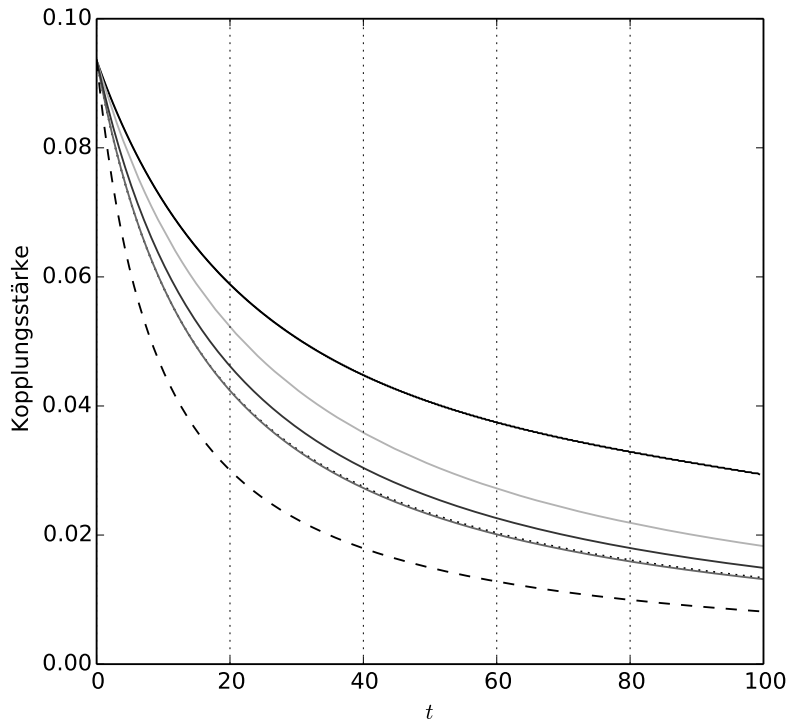


Abbildung 10: Die laufenden Kopplungen α_1 der Modelle a bis e sowie das SM α .

Die laufenden Kopplungen für die Beispielmmodelle a bis e (vgl. Tabelle 6) sind in Abbildung 10 zu sehen, die relativen Abweichungen $\Delta\alpha_1 = (\alpha_1 - \alpha)/\alpha$ in Abbildung 11. Hier verhält sich α_1 qualitativ wie α , die relativen Abweichungen bei $\mu = 1 \text{ TeV} \sim t \approx 0.746$ betragen hier $\Delta\alpha \approx 3\text{-}5\%$, bei $\mu = 2 \text{ TeV} \sim t \approx 1.439$ bereits $\Delta\alpha \approx 6\text{-}10\%$ und liegen damit im Bereich der erwarteten Messungenauigkeiten (vgl. [9]).

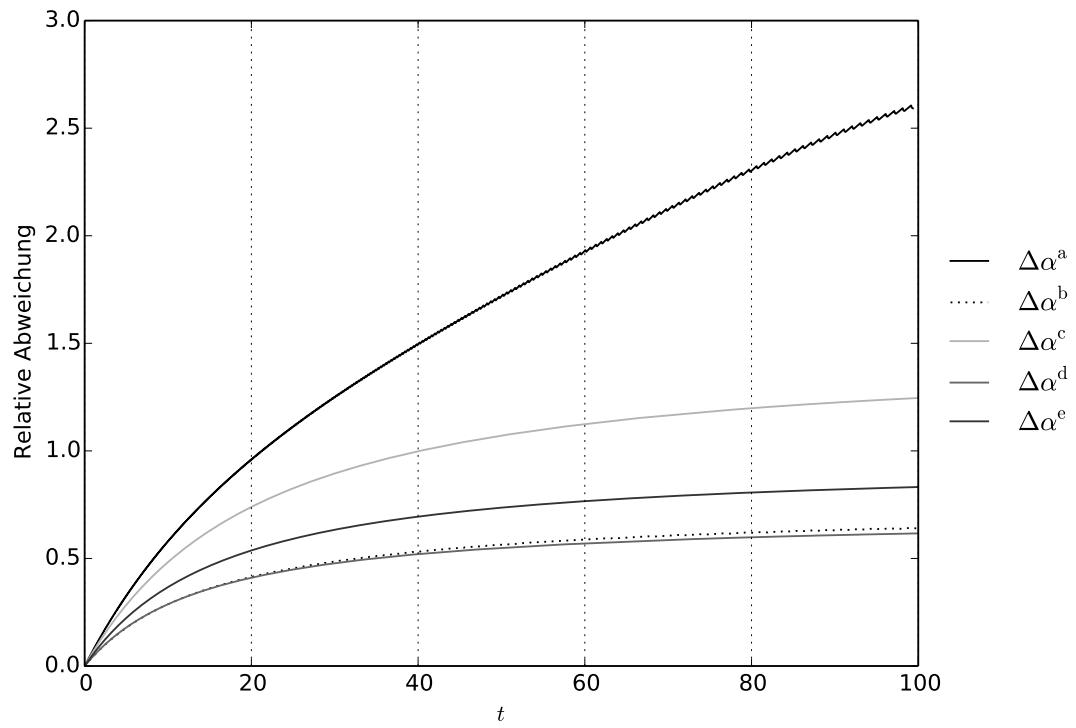


Abbildung 11: Die laufenden Kopplungen α_1 der Modelle a bis e sowie das SM α .

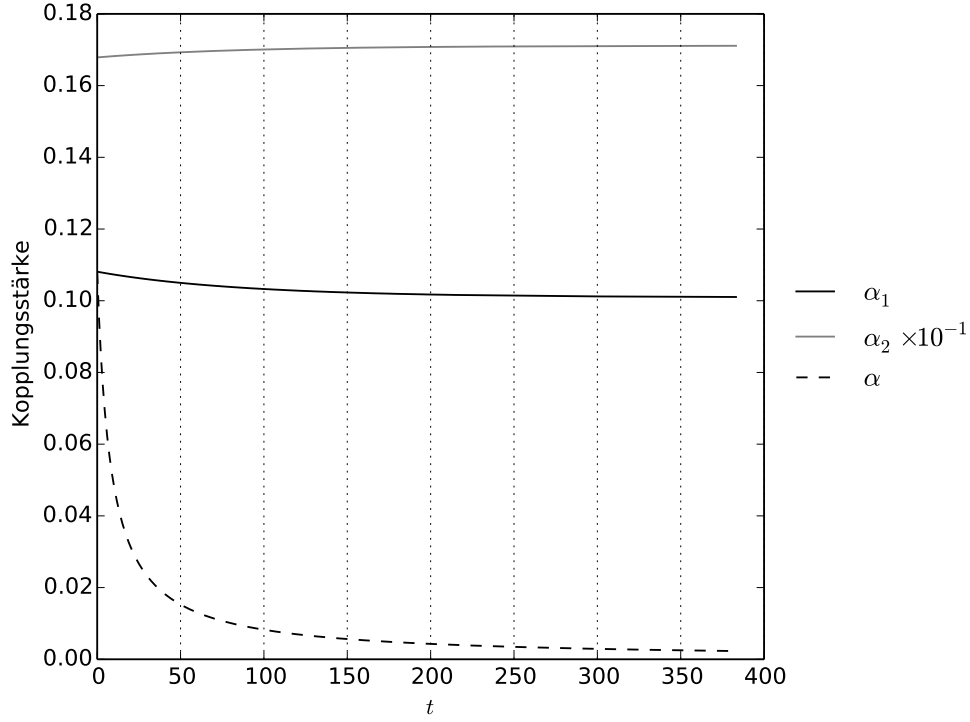


Abbildung 12: Das Laufen von α_1 , α_2 und α für $(N_c, N_d, n_{f_c}, n_{s_c}, n_{f_d}, n_{s_d}, n_{f_l}, n_{s_l}) = (3, 2, 6, 0, 0, 1, 0, 9)$.

7.4 Extrapolation von α^{*4}

Um ein SM-ähnliches Verhalten zu erzeugen muss $\alpha_1(0) > \alpha_1^{*4}$. Der kleinste Wert für $\alpha_1^{*4} \approx 0.1007$ wird für $\text{SM} + (N_d = 2, n_{s_d} = 1, n_{s_l} = 9)$ angenommen. Da α monoton fallend ist, muss die Entkopplungsskala Q entsprechend niedrig gewählt werden, um mit experimentellen Befunden im Einklang zu sein jedoch mindestens auf die t -Masse $Q \approx 173.21 \text{ GeV}$ [1]. Mit (135) wird ausgehend von der bekannte Kopplungskonstanten $\alpha(M_Z = 91.1876) = 0.1185$ [2] mit effektiv 5 SM-Fermionen $\alpha(Q) = 0.1081$ berechnet. In Abbildung 12 ist der weitere Verlauf für hohe Energien zu sehen. Nach Konstruktion verhalten sich α_1 und α qualitativ ähnlich, da α_1^{*4} jedoch sehr nah am Startwert liegt ist hier bei 1 TeV die relative Abweichung bereits $\Delta\alpha \approx 20\%$.

Eine Extrapolation von α^{*4} in Richtung kleiner QCD-Kopplungen ist ebenfalls möglich, verhält sich jedoch wie die Extrapolation von α^{*3} (vgl. 7.2).

8 Zusammenstellung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde die $SU(N_c)$ -Quantenchromodynamik des Standardmodells nach der Idee von Bai und Schwaller um eine neue $SU(N_d)$ -Eichgruppe zur $QCD \times dQCD$ erweitert und auf das Verhalten der laufenden Kopplungskonstanten im UV-Grenzwert untersucht.

Am Beispiel einer skalaren $SU(N)$ wurden die wichtigsten Schritte der Berechnung einer 1-Schleifen β -Funktion im Pfadintegralformalismus nach Feynman nachvollzogen und argumentiert, warum Beiträge durch Materiefelder und Selbstwechselwirkungen der Eichbosonen entgegengesetzte Auswirkungen auf die laufende Kopplung haben. Die Lagrangedichte der $QCD \times dQCD$ für Fermionen und Skalare des QCD-, dQCD- und joint-Sektors wurde formuliert und es wurde begründet, warum 3- und 4-Skalar Wechselwirkungen nicht berücksichtigt werden, außerdem wurden unter der Forderung nach Lorentz- und Eichinvarianz die Struktur möglicher Yukawa-Terme diskutiert. Aus der allgemeinen Form der β -Funktion wurde die Rolle der Eigenwerte und Eigenvektoren der Stabilitätsmatrix hinsichtlich des UV-Verhaltens eines Fixpunktes abgeleitet. Für ein System aus zwei Kopplungskonstanten wurde das UV-Verhalten eines hyperbolischen Fixpunktes aus Spur und Determinante der Stabilitätsmatrix bestimmt und es wurde ein alternatives Stabilitätskriterium für nicht-hyperbolische Fixpunkte hergeleitet. Es wurde außerdem begründet, warum vollständig wechselwirkende Fixpunkte in der Regel hyperbolisch und teilweise wechselwirkende Fixpunkte nicht-hyperbolisch sind. Aus der 2-Schleifen β -Funktion von D.R.T. Jones wurde die konkrete β -Funktion der $QCD \times dQCD$ mit Fermionen und Skalaren in fundamentaler Darstellung bestimmt und weiter untersucht. Neben dem Gaußschen Fixpunkt α^{*1} wurden die teilweise wechselwirkenden Fixpunkte α^{*2} und α^{*3} sowie der vollständig wechselwirkende Fixpunkt α^{*4} gefunden. Unter Anwendung Stabilitätskriterien wurde gezeigt, dass die kritische Hyperfläche der wechselwirkenden Fixpunkte höchstens eindimensional ist, unabhängig davon, ob Fermionen, Skalare oder beide Teilchensorten eingeführt werden. Aus den Stabilitätsbedingungen wurden desweiteren Obergrenzen für die Anzahl der neuen Teilchen des joint-Sektors von $n_f \lesssim 3$ bzw. $n_s \lesssim 9$ sowie für die Eichgruppengröße $N_d \lesssim 10$ gefunden. Die Teilchen des dQCD-Sektors haben einen deutlich kleineren Einfluss auf die β -Funktion, sodass die Obergrenzen $n_f \sim n_s \lesssim 70$ höher liegen. Eine hohe Anzahl an joint-Fermionen und -Skalaren führt dabei auf betragsmäßig kleine Fixpunkte. Es wurde diskutiert, dass Yukawa-Terme zu betragsmäßig größeren Fixpunkten führen, ohne die Yukawa- β -Funktion zu berechnen kann hier jedoch keine quantitative Aussage getroffen werden. Abschließend wurden die laufenden Kopplungen der Standardmodell QCD mit der α_1 Kopplung der $QCD \times dQCD$ verglichen. Dazu wurde eine numerische Methode zur Berechnung der kritischen Hyperfläche vorgestellt und auf Beispielm Modelle angewandt. Die Extrapolation von α^{*3} und α^{*4} in Richtung kleiner QCD-Kopplungen zeigt dabei ab der Entkopplungsskala Q

Literatur

- [1] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014) and 2015 update.
- [2] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014) and 2015 update.
- [3] Dark matter. K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014) and 2015 update.
- [4] Quantum chromodynamics. K.A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014) and 2015 update.
- [5] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [6] B. P. Abbott et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6):061102, 2016.
- [7] Y. Bai and P. Schwaller. Scale of dark qcd. *Phys. Rev. D*, 89:063522, Mar 2014.
- [8] Diego Becciolini, Marc Gillioz, Marco Nardecchia, Francesco Sannino, and Michael Spannowsky. Constraining new colored matter from the ratio of 3 to 2 jets cross sections at the LHC. *Phys. Rev.*, D91(1):015010, 2015. [Addendum: *Phys. Rev. D* 92, no. 7, 079905 (2015)].
- [9] A.V. Bednyakov. On the electroweak contribution to the matching of the strong coupling constant in the {SM}. *Physics Letters B*, 741:262 – 266, 2015.
- [10] Andrew D. Bond and Daniel F. Litim. Theorems for Asymptotic Safety of Gauge Theories. 2016.
- [11] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the ratio of the inclusive 3-jet cross section to the inclusive 2-jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and first determination of the strong coupling constant in the TeV range. *Eur. Phys. J.*, C73(10):2604, 2013.
- [12] Thomas Curtright. Three-loop charge renormalization effects due to quartic scalar self-interactions. *Phys. Rev. D*, 21:1543–1549, Mar 1980.
- [13] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 1996. Cambridge Books Online.

- [14] H. Georgi. *Lie Algebras in Particle Physics: From Isospin to Unified Theories*. Frontiers in Physics Series. Westview Press, 1999.
- [15] S.W. Hawking and W. Israel. *General Relativity; an Einstein Centenary Survey*. Cambridge University Press, 1979.
- [16] S.W. Hawking and W. Israel. *General Relativity; an Einstein Centenary Survey*. Cambridge University Press, 1979.
- [17] S.W. Hawking and W. Israel. *General Relativity; an Einstein Centenary Survey*. Cambridge University Press, 1979.
- [18] Matti Jarvinen and Elias Kiritsis. Holographic Models for QCD in the Veneziano Limit. *JHEP*, 03:002, 2012.
- [19] D. R. T. Jones. Two-loop β function for a $G_1 \times G_2$ gauge theory. *Phys. Rev. D*, 25:581–582, Jan 1982.
- [20] D. F. Litim and F. Sannino. Asymptotic safety guaranteed. *arXiv*, Jun 2014.
- [21] Ming-xing Luo, Hua-wen Wang, and Yong Xiao. Two loop renormalization group equations in general gauge field theories. *Phys. Rev.*, D67:065019, 2003.
- [22] Axel Maas and Tajdar Mufti. Correlation Functions and Confinement in Scalar QCD. *PoS*, QCD-TNT-III:024, 2013. [PoSEPS-HEP2013,022(2013)].
- [23] Marie E. Machacek and Michael T. Vaughn. Two-loop renormalization group equations in a general quantum field theory. *Nuclear Physics B*, 222(1):83 – 103, 1983.
- [24] Marie E. Machacek and Michael T. Vaughn. Two-loop renormalization group equations in a general quantum field theory (ii). yukawa couplings. *Nuclear Physics B*, 236(1):221 – 232, 1984.
- [25] Francesco Sannino. α_s at LHC: Challenging asymptotic freedom. In *High-precision α_s measurements from LHC to FCC-ee*, pages 11–19, 2015.
- [26] M.D. Schwartz. *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Quantum Field Theory and the Standard Model. Cambridge University Press, 2014.
- [27] G. Veneziano. U(1) without instantons. *Nuclear Physics B*, 159(1):213 – 224, 1979.
- [28] S. Weinberg. Critical phenomena for field theorists. 1976.

- [29] Steven Weinberg. *The Quantum Theory of Fields*, volume 2. Cambridge University Press, 1996. Cambridge Books Online.
- [30] E. Zeidler. Springer-handbuch der mathematik iv. 2013.
- [31] J. Zinn-Justin. *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 1993.

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Abschlussarbeit mit dem Titel "UV-Fixpunkte einer $SU(N_c) \times SU(N_d)$ Eichtheorie" selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt, handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50 000 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§ 63 Abs. 5 Hochschulgesetz –HG–).

Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z. B. die Software "turnitin") zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

Ort, Datum

Unterschrift