

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Modell</b>	<b>1</b>
1.1	Isoklinen . . . . .	1
1.2	Phänomenologie des deterministischen Systems . . . . .	2
1.3	Verhalten unter Rauschen . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Zählstatistik</b>	<b>4</b>
2.1	Übergangsraten . . . . .	5
2.1.1	Extraktion der Potentialbarrieren . . . . .	5
2.2	Spektrum und SNR . . . . .	8

# 1 Modell

Es wird das  $I_{Na,p} + I_K$ -Modell mit additivem Rauschen betrachtet:

$$C\dot{V} = I - g_L(V - E_L) - g_{Na}m_\infty(V)(V - E_{Na}) - g_K n(V - E_K) + \sqrt{2D}\xi(t)$$

$$\dot{n} = (n_\infty(V) - n)/\tau(V)$$

mit  $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \delta(t - t')$ . Dabei ist  $m_\infty$  die Aktivierungsvariable des instantanen  $Na^+$ -Stromes, während  $n$  den langsameren  $K^+$ -Strom reguliert. Die Steady-State-Aktivierungsfunktionen wurden durch eine Boltzmann-Kurve angenähert:

$$f_\infty(V) = \frac{1}{1 + \exp\{(V_{1/2} - V)/k\}}$$

Für die Parameter wurden folgende Werte verwendet:

$$C = 1, g_L = 0.3, E_L = -80, g_{Na} = 1, E_{Na} = 60, g_K = 0.4, E_K = -90.$$

Instantaner  $Na^+$ -Strom:

$$k_m = 14, V_{1/2,m} = -18.$$

$K^+$ -Strom:

$$k_n = 5, V_{1/2,n} = -25, \tau(V) = \text{const} = 3.$$

## 1.1 Isoklinen

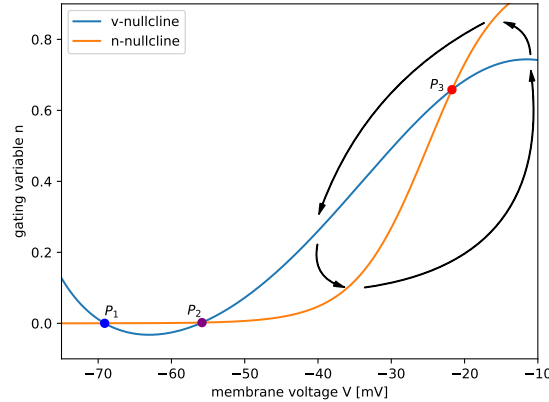


Abbildung 1: Isoklinen des  $I_{Na,p} + I_K$ -Modells bei  $I = 0$ . Die Pfeile geben die Bewegungsrichtung in den verschiedenen Bereichen an und beschreiben eine mögliche burstende Trajektorie.

Aus den Schnittpunkten der Isoklinen ergeben sich 3 Gleichgewichtspunkte:  $P_1$  ist ein stabiler Knoten,  $P_2$  ist ein Sattelpunkt und  $P_3$  ist ein instabiler Fokus.

## 1.2 Phänomenologie des deterministischen Systems

Abhängig von der Wahl der Startparameter geht das rauschlose System entweder in den ruhenden oder den laufenden Zustand über und verweilt in diesem. Misst man für verschiedene Kombinationen von Startparametern die Anzahl der Spikes über einen kurzen Zeitraum, erhält man eine Unterteilung des Phasenraums in die zwei entsprechenden Domänen.

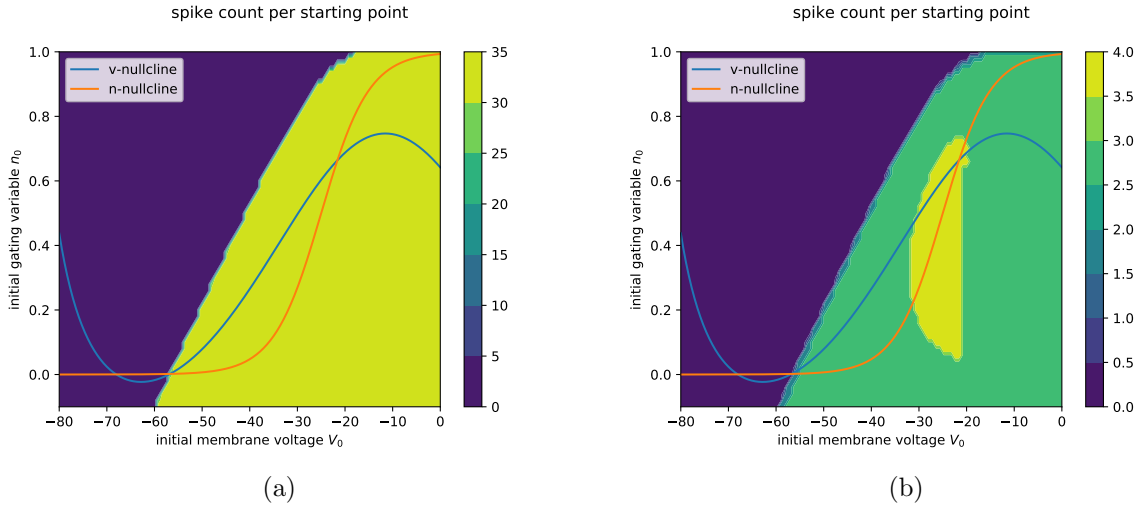


Abbildung 2: Phasenraumbild des Nervenmodells mit  $I = 0.1$  und ohne Rauschen. Jeder Punkt stellt die Anzahl der Spikes über einen kurzen Zeitraum für eine bestimmte Kombination von Startparametern dar. Im linken Bild wurde eine Simulationszeit von 500 ms gewählt, im rechten nur 50 ms. Unregelmäßigkeiten entstehen durch die endliche Auflösung des  $V_0$ - $n_0$ -Rasters.

Die senkrechte Grenze im rechten Bild ist auf das Kriterium für die Registrierung eines Spikes zurückzuführen: Eine bestimmte Trajektorie wurde dann als Spike gewertet, wenn zunächst der Spannungswert des instabilen Fokus passiert wurde und anschließend der entsprechende Wert der Gatingvariable.

## 1.3 Verhalten unter Rauschen

Fügt man dem System Rauschen hinzu, ist eine eindeutige Zuordnung zwischen Startparametern und finalem Zustand nicht mehr möglich, es finden ständig rauschinduzierte Wechsel zwischen beiden Zuständen statt.

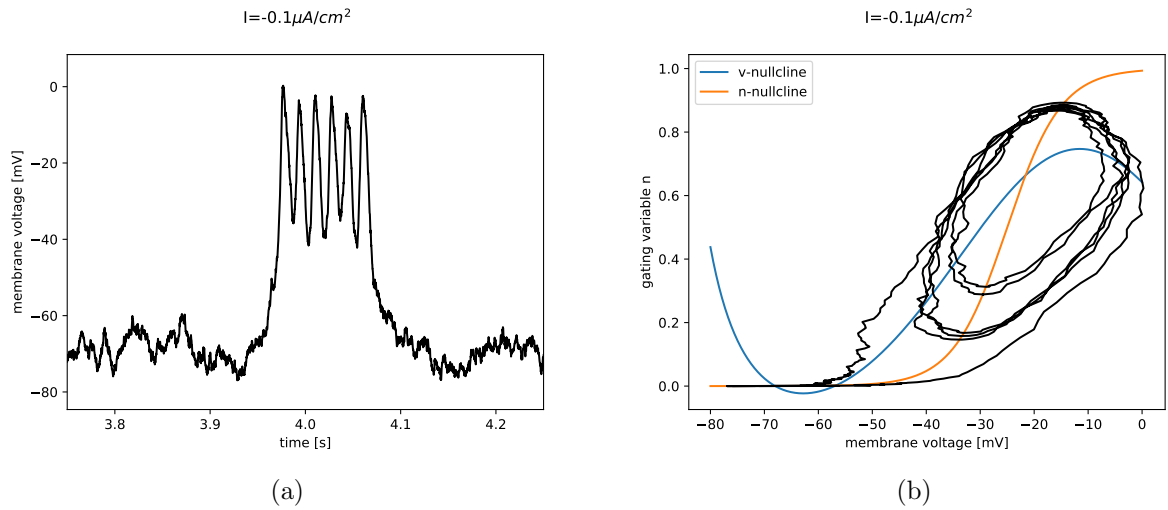


Abbildung 3: Vergleich zwischen zeitlichem Verlauf der Membranspannung und der zeitgleichen Trajektorie im Phasenraum bei großer Rauschintensität ( $D = 1$ ). Der Zustandsvektor beschreibt zunächst 4 weite Kurven, wird dann auf eine engere Bahn gebracht und geht nach zwei weiteren Umläufen in den Ruhezustand über.

In der Regel wird dabei einer der beiden Zustände bevorzugt. Zu erwarten ist, dass bei geringem Bias-Strom  $I$  der Ruhezustand dominiert und bei hohem  $I$  der laufende Zustand. Wählt man einen etwas größeren Maßstab, kann man eine Tendenz über mehrere Wechsel erkennen.

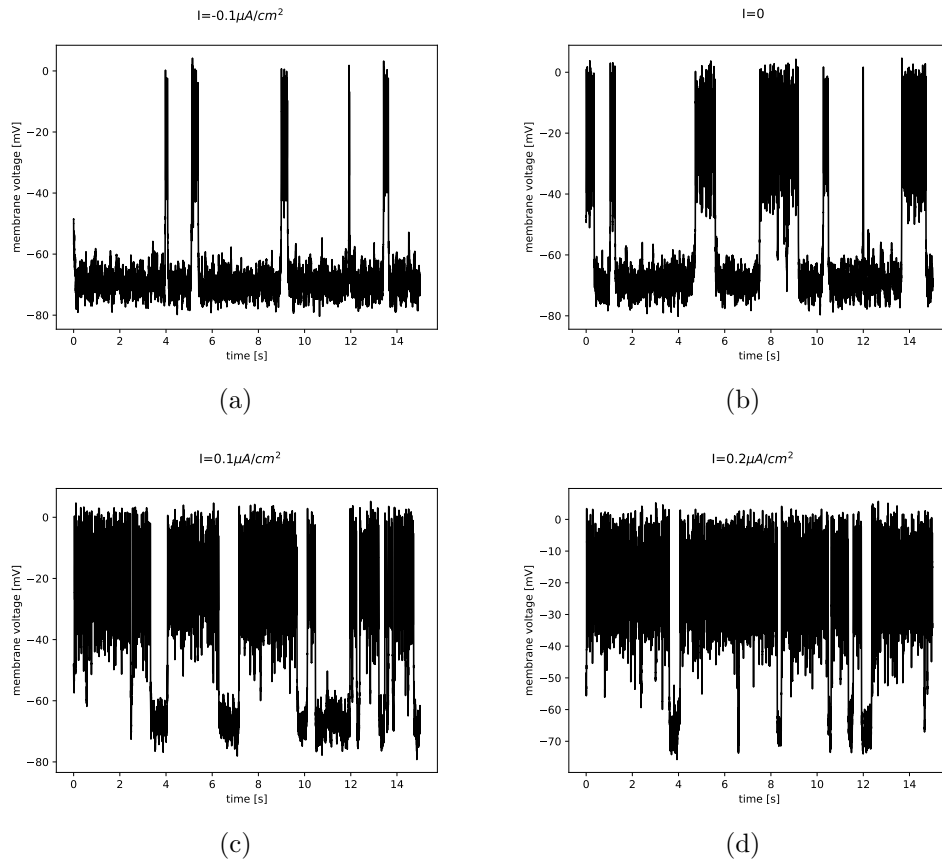


Abbildung 4: Verhalten der Membranspannung bei  $D = 1$  und wechselndem Bias-Strom  $I$ . Die Rauschintensität wurde so hoch gewählt, damit über einen geringen Zeitraum viele Wechsel zu beobachten sind.

Die anfänglichen Vermutungen werden somit bestätigt: bei geringem Strom verweilt das System kaum in dem laufenden Zustand, und bei hohem Strom verweilt es fast ausschließlich in diesem.

## 2 Zählstatistik

Simuliert man das Neuronenmodell über einen Bereich von Bias-Strömen und berechnet Diffusionskoeffizient, Feuerrate und Fano-Faktor, so erhält man folgende Resultate:

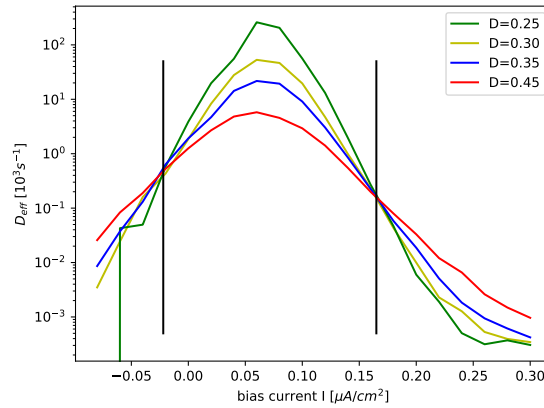


Abbildung 5: Diffusionskoeffizienten für verschiedene Rauschintensitäten

Hier sind zwei Bereiche des gerichteten Transports und ein Gebiet mit Giant Diffusion sichtbar.

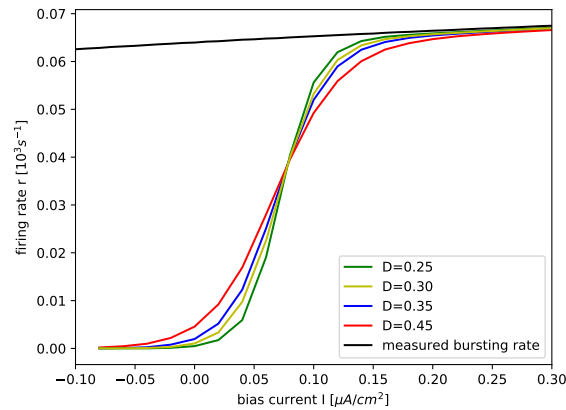


Abbildung 6: Mittlere Feuerraten für verschiedene Rauschintensitäten

Alle Feuerraten schneiden sich in einem gemeinsamen Punkt und konvergieren mit zunehmendem  $I$  gegen die Feuerrate im laufenden Zustand.

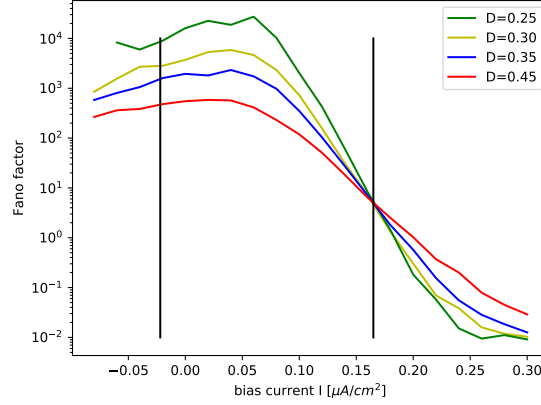


Abbildung 7: Fano-Faktoren für verschiedene Rauschintensitäten

Während bei geringem Strom kein Schnittpunkt der Kurven mehr existiert, fällt der Schnittpunkt bei hohem Strom mit dem Schnittpunkt der Diffusionskoeffizienten zusammen. Durch die geringe Anzahl an Wechseln zwischen den Zuständen ist die Kurve für  $D = 0.25$  im Randbereich leicht verrauscht.

## 2.1 Übergangsraten

Neben der Anzahl an Spikes kann man noch andere Größen messen, zum Beispiel die Übergangsraten zwischen den beiden Zuständen. Das System befindet sich im ruhenden Zustand, wenn es in beliebiger Reihenfolge  $n$ - und  $V$ - Wert des stabilen Knotens überquert hat. Im laufenden Zustand ist es, wenn es gerade einen Spike erzeugt hat, also zunächst den  $V$ - Wert des instabilen Fokus und danach dessen  $n$ -Wert passiert hat. Indem man die Zeitpunkte dieser Wechsel festhält, kann man dann die Übergangsraten bestimmen. Demnach gibt es für jeden Wert des Bias-Stromes  $I$  Übergangsraten für mehrere Werte von  $D$ . Für diese bietet sich die Darstellung in einem Arrhenius-Plot an.

### 2.1.1 Extraktion der Potentialbarrieren

Für die Übergangsraten wird eine Arrhenius-Gleichung angenommen:

$$w_{\pm} = w_{0,\pm} e^{-\frac{\Delta U_{\pm}}{D}}$$

An jedem Wert für  $I$  wird ein Satz aus den Raten aller verschiedenen Diffusionskoeffizienten mit dieser Gleichung gefittet. Neben den Vorfaktoren der Raten kann man so auch Werte für effektive Potentialbarrieren bestimmen.

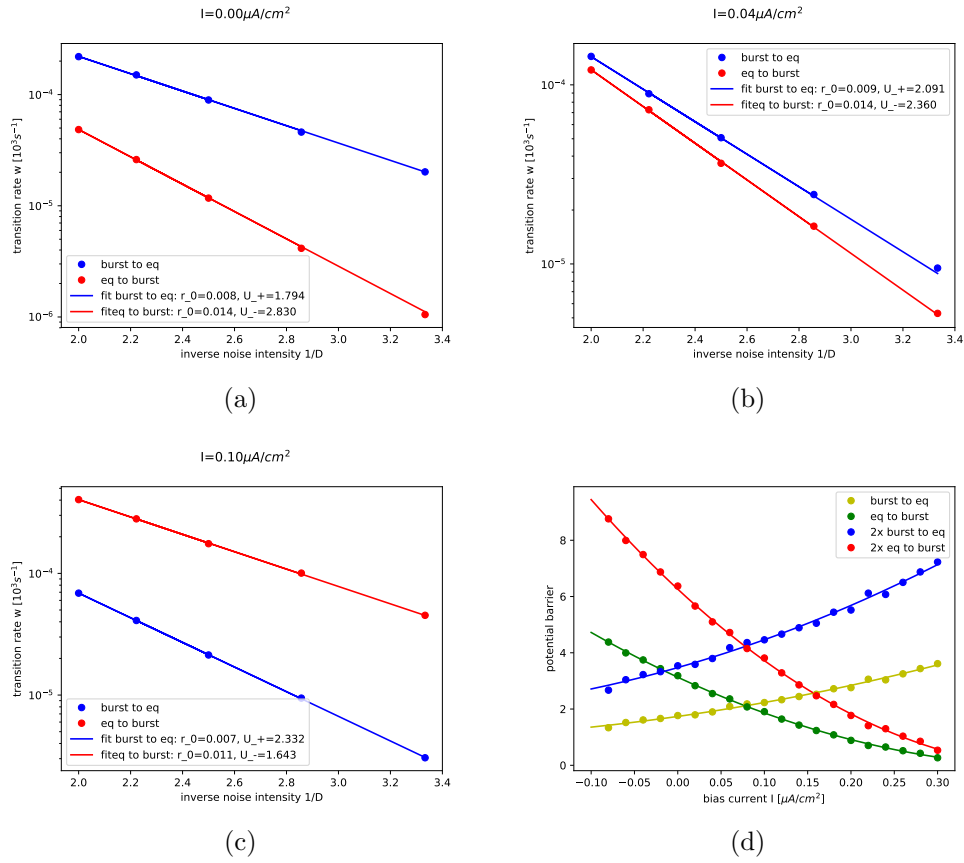


Abbildung 8: Arrhenius-Plots mit beiden Übergangsraten und den Kramers-Fits. Bild (d) zeigt die daraus extrahierten Barrieren, die mit einfachen quadratischen Funktionen gefittet wurden

Offensichtlich steigen die Übergangsraten mit der Rauschintensität. Zudem ist bei geringem  $I$  die Übergangsrate zum ruhenden Zustand höher als die andere, bei moderatem Bias-Strom sind beide Raten in etwa gleich groß, und bei noch höherem Strom ist die Übergangsrate zum burstenden Zustand am Größten. Diese Beobachtungen passen auch zu den extrahierten Potentialbarrieren: während die Potentialbarriere zum Gleichgewichtszustand mit dem Strom ansteigt, nimmt die Potentialbarriere zum laufenden Zustand ab.

Mit der Kenntnis dieser Raten lässt sich nun die Gültigkeit der Zwei-Zustands-Theorie überprüfen. In dieser wird der Diffusionskoeffizient durch die Übergangsraten wie folgt beschrieben:

$$D_{\text{eff}} = \frac{(r_+ - r_-)^2 w_+ w_-}{(w_+ + w_-)^3} = \frac{r_+^2 w_+ w_-}{(w_+ + w_-)^3}$$

wobei  $r_{\pm}$  die Feuerraten im laufenden bzw ruhenden Zustand bezeichnet. Unter der Annahme, dass im ruhenden Zustand keine Spikes gefeuert werden, lässt sich dieser Beitrag vernachlässigen. Die mittlere Feuerrate ergibt sich demnach lediglich noch aus der Zeit, die das System im laufenden Zustand verbringt:

$$r = r_+ \frac{w_-}{w_+ + w_-}$$

und der Fano-Faktor ergibt sich aus dem Quotienten von  $D_{\text{eff}}$  und  $r$ :

$$F = \frac{2D_{\text{eff}}}{r}$$

Vergleicht man nun die Messergebnisse Punkt für Punkt (also  $I$ -Wert für  $I$ -Wert) mit der Zwei-Zustands-Theorie, ergeben sich folgende Bilder:

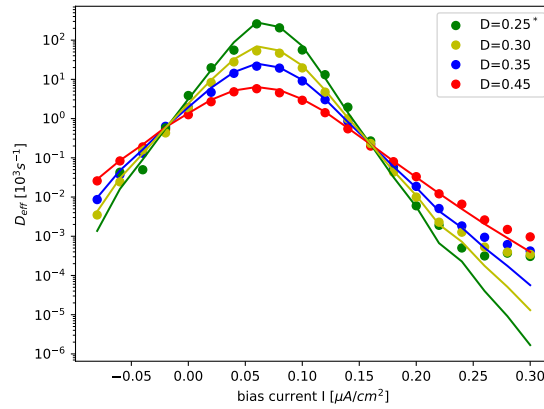


Abbildung 9: Vergleich der Diffusionskoeffizienten mit der Zwei-Zustands-Theorie. Die Werte für  $D = 0.25$  wurden aus den Raten der anderen Rauschintensitäten vorhergesagt.

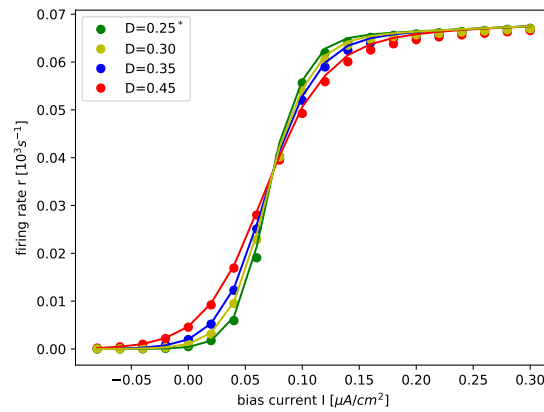


Abbildung 10: Vergleich der Feuerraten mit der Zwei-Zustands-Theorie

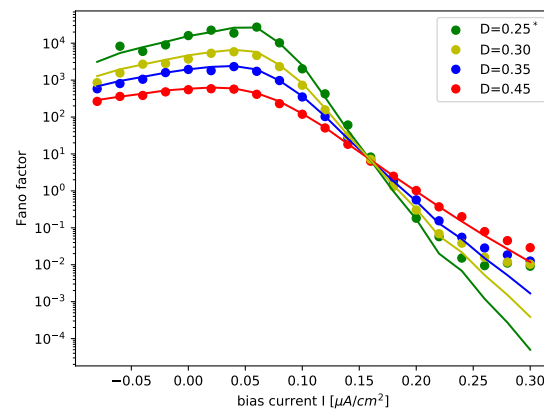


Abbildung 11: Vergleich Fano-Faktor mit Zwei-Zustands-Theorie



Bis auf einige Punkte bei  $I > 0.2$  scheint die Zwei-Zustands-Theorie eine gute Beschreibung des vorliegenden Systems zu liefern. Damit kann diese Theorie nun genutzt werden, um Vorhersagen für das Verhalten bei noch geringeren Rauschintensitäten zu treffen:

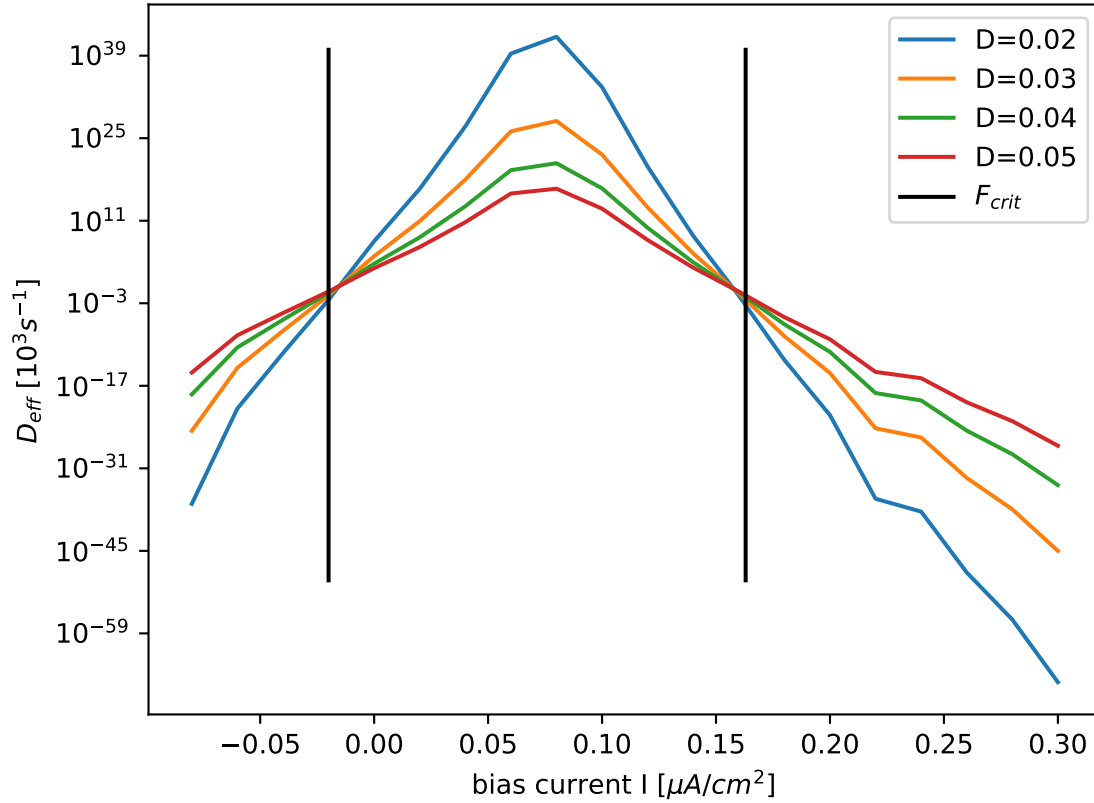


Abbildung 12: Vorhersage des Diffusionskoeffizienten für geringe Rauschintensitäten

Es zeigt sich, dass die gemeinsamen Schnittpunkte sich noch etwas weiter zur Mitte verschieben, sonst ändert sich allerdings nichts.

## 2.2 Spektrum und SNR

Die gewonnenen Erkenntnisse legen nahe, dass innerhalb des Bereichs der Giant Diffusion nur eine schlechte Signalübertragung möglich ist, während das SNR außerhalb davon exponentiell ansteigen müsste. Um dies zu überprüfen, wird das Feuern des Neurons durch einen Spike-Train angenähert und das Power-Spektrum davon ermittelt.

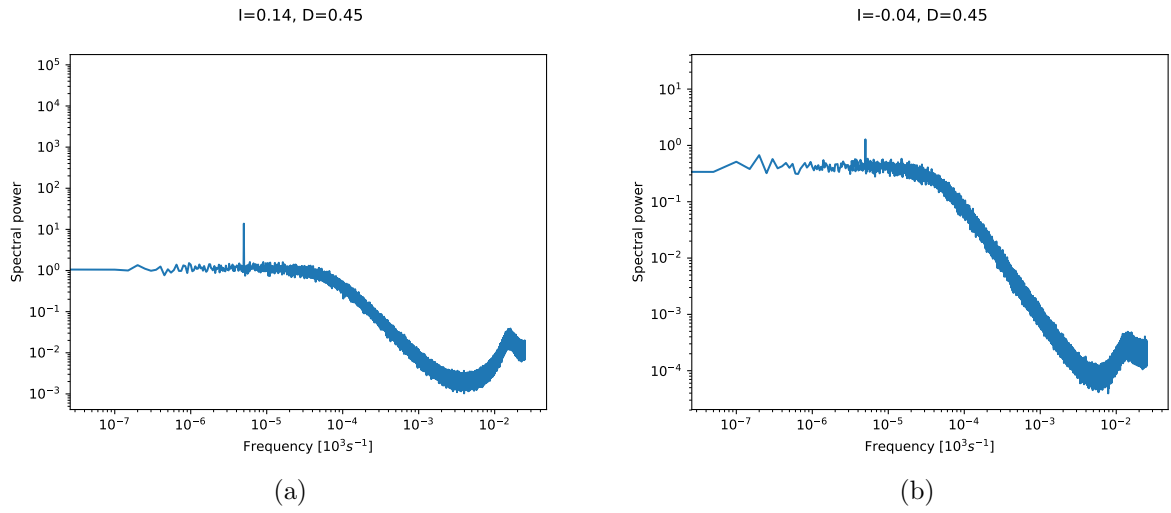


Abbildung 13:

Obwohl in beiden Fällen mit einem periodischen Signal der Frequenz  $\Omega = 5 * 10^{-6}$  angeregt wurde, ist der Delta-Peak bei geringem Strom stärker ausgeprägt. Bei verschiedenen Werten von  $D$  hat das SNR dieselben qualitativen Eigenschaften:

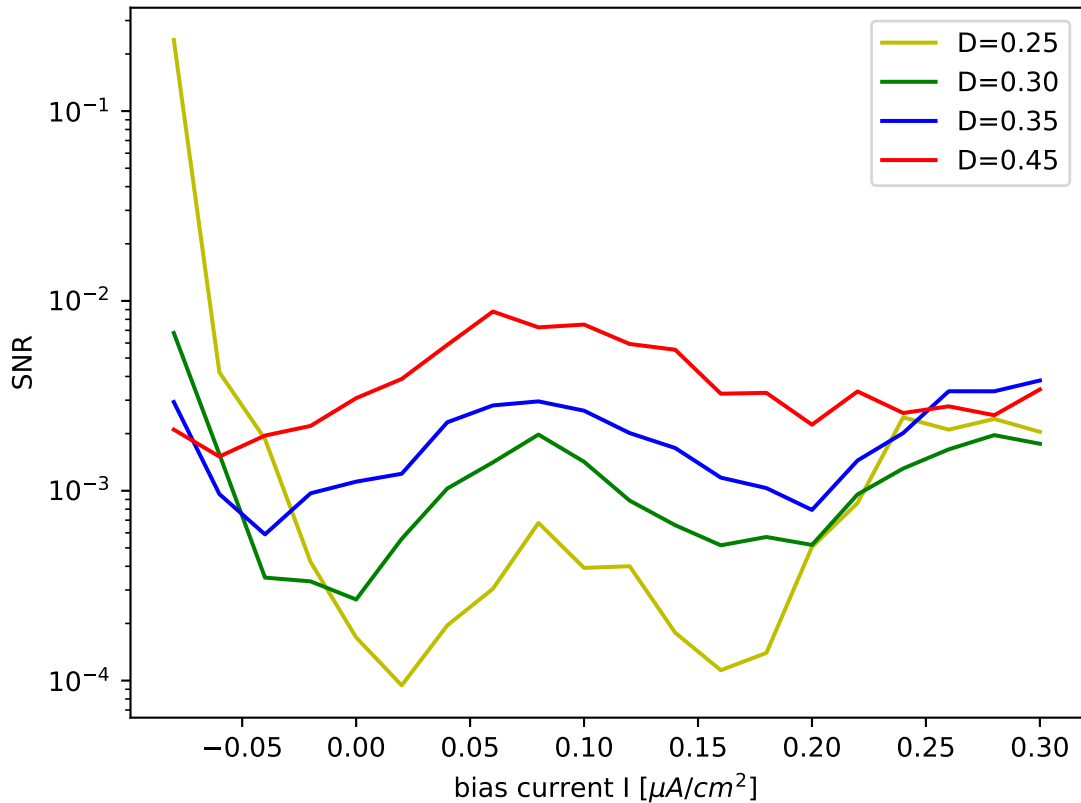


Abbildung 14: SNR für verschiedene Rauschintensitäten bei konstantem Signal der Stärke  $\epsilon = 0.01 \mu A/cm^2$

Es gibt ein ausgeprägtes Maximum und zwei Minima, und in den Randbereichen steigt das SNR an.

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis kann für ein Kosinus-Signal mit Stärke  $\epsilon$  folgendermaßen berechnet werden:

$$SNR = \frac{\epsilon^2 T}{4} \frac{|\chi(\omega)|^2}{S_0(\omega)} = \frac{\epsilon^2 T |dr/dI|^2}{8 \cdot D_{eff}}$$

Wenn man die Ableitung der Feuerrate numerisch aus vorherigen Messungen bestimmt und den gemessenen Diffusionskoeffizienten verwendet, lässt sich eine gute Vorhersage des SNR treffen:

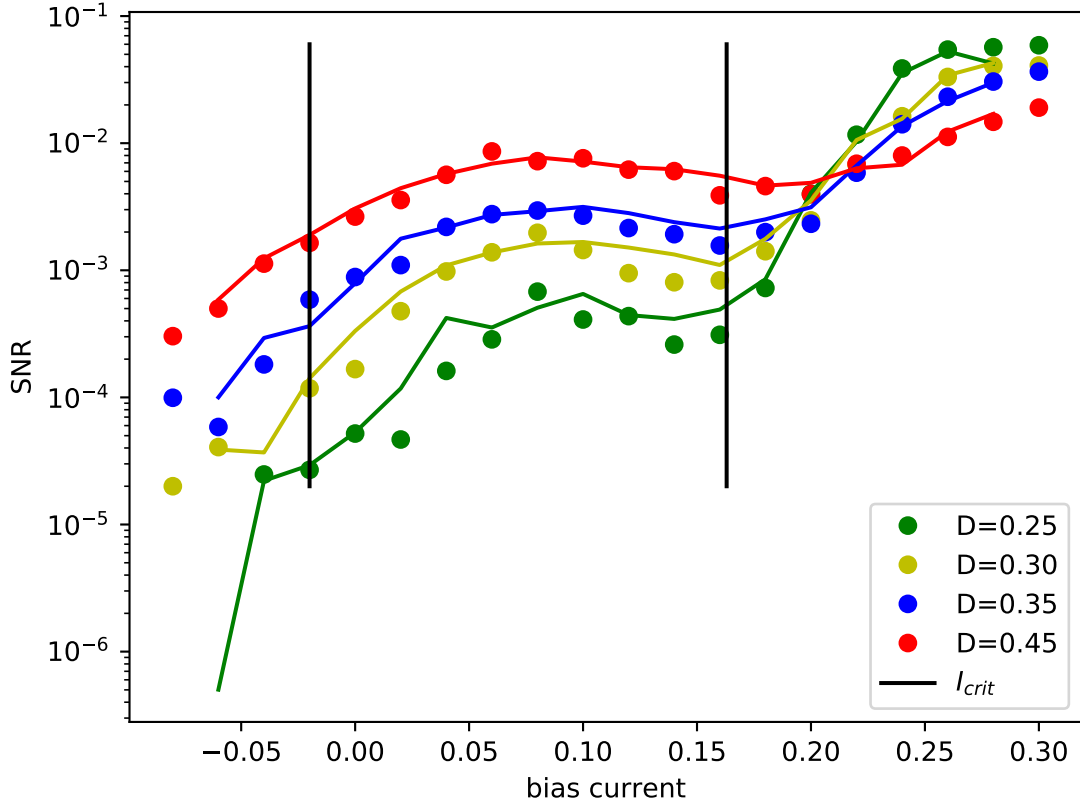


Abbildung 15: Vergleich des SNR mit dem Schätzwert aus  $D_{eff}$  und der numerisch bestimmten Ableitung von  $r$

Eine zweite Variante ist erneut die Zwei-Zustands-Theorie. Dafür wird lediglich noch die Ableitung der mittleren Feuerrate benötigt:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dI} &= \frac{d}{dI} \left( \frac{r_+ w_-}{w_+ + w_-} \right) = \frac{r'_+ w_-}{w_+ + w_-} + \frac{r_+ w'_-}{w_+ + w_-} - \frac{r_+ w_- (w'_+ + w'_-)}{(w_+ + w_-)^2} \\ &= \frac{r'_+ w_-}{w_+ + w_-} + \frac{r_+ (w_+ w'_- - w_- w'_+)}{(w_+ + w_-)^2} \end{aligned}$$

Die Ableitung von  $r_+$  ist bereits (numerisch) bekannt, und die Ableitungen der Raten sind durch

$$w'_\pm = \frac{w'_{0,\pm}}{w_{0,\pm}} w_\pm - \frac{\Delta U'_\pm}{D} w_\pm = \left( \frac{w'_{0,\pm}}{w_{0,\pm}} - \frac{\Delta U'_\pm}{D} \right) w_\pm$$

gegeben. Die Ableitungen von Vorfaktor und Potential können erneut numerisch für jeden Wert von  $I$  bestimmt werden. Die Zwei-Zustands-Theorie liefert wieder bis ca  $I = 0.2$  eine sehr gute Übereinstimmung und der Verlauf der Kurve für  $D = 0.25$  kann gut vorhergesagt werden:

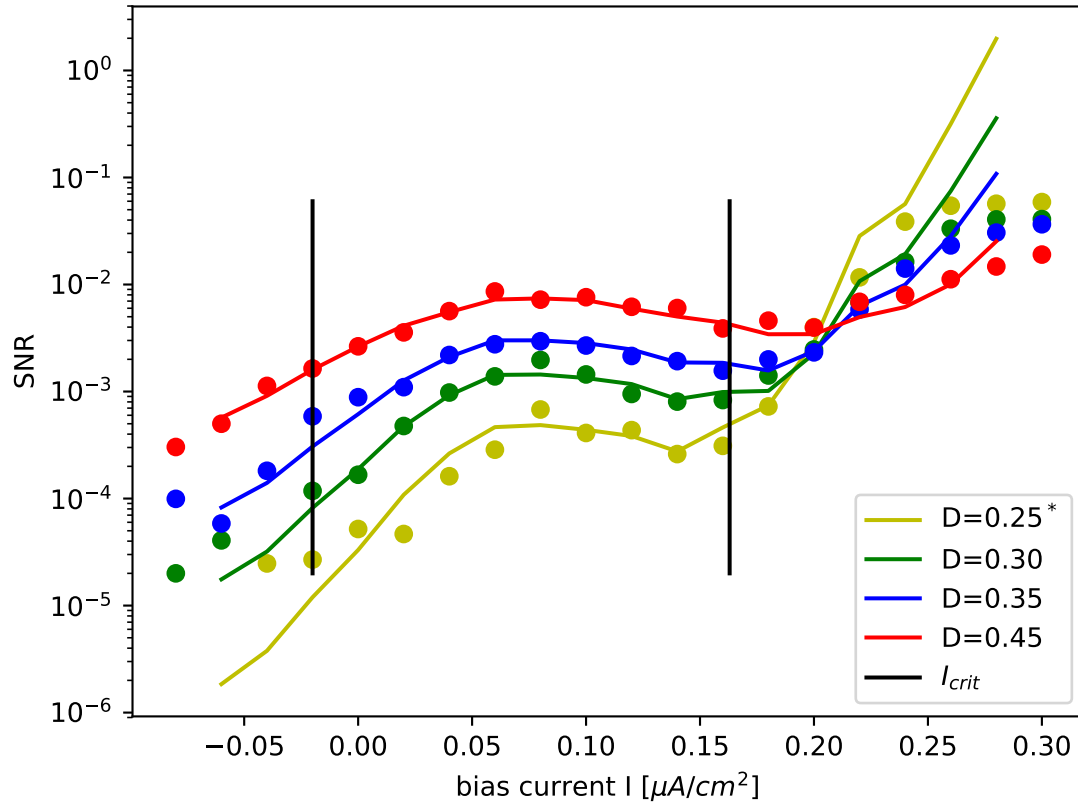


Abbildung 16: Vergleich des SNR mit der Zwei-Zustands-Theorie

Auch hier bietet es sich daher an, den Verlauf für noch kleinere Werte von  $D$  vorherzusagen:

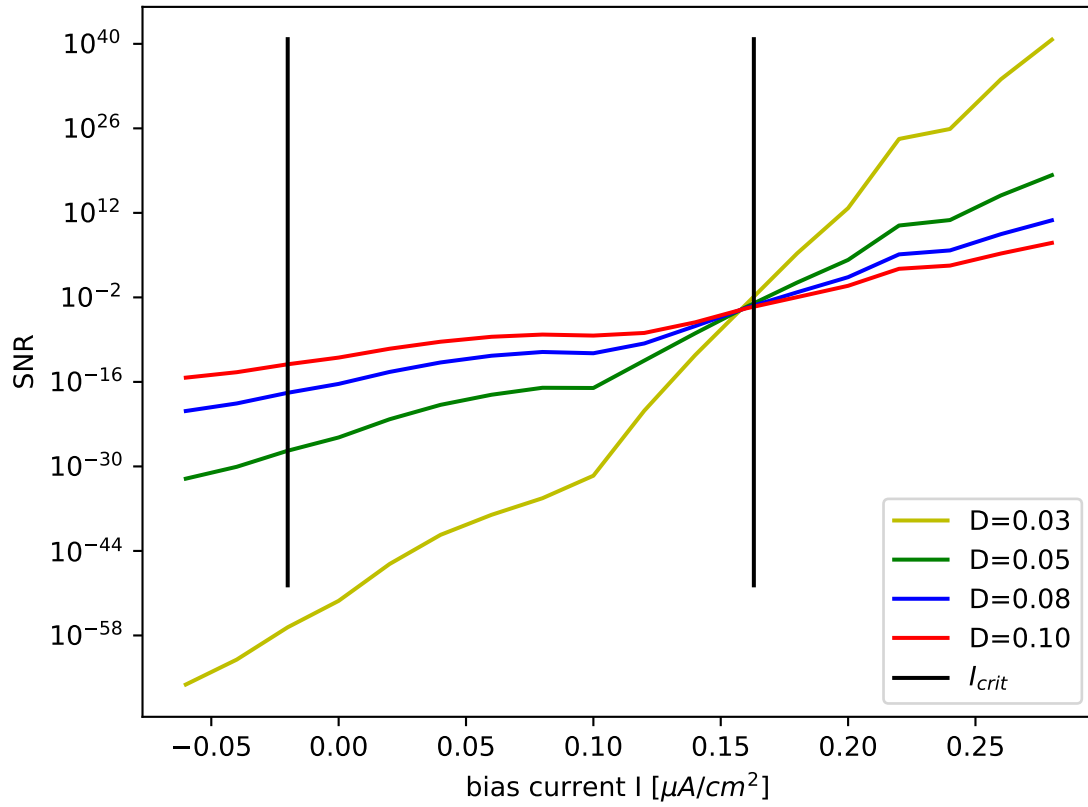


Abbildung 17: SNR für niedrige Werte von  $D$

Mit abnehmendem Rauschen wird das Verhalten des SNR immer monotoner: bei kleinen Strömen geht es gegen 0, und bei hohen Strömen steigt es exponentiell. Der Schnittpunkt aller Kurven verschiebt sich nach links und stimmt am Ende mit dem Schnittpunkt der Diffusionskoeffizienten überein.