

# Direkte Kopplung von Rubidiumatomen und Oberflächenplasmonen an einer Gold-Vakuum-Grenzfläche

## Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Eberhard Karls Universität Tübingen  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von  
Christian Stehle  
aus Hechingen

Tübingen  
2013

Tag der mündlichen Qualifikation:

10.01.2014

Dekan:

Prof. Dr Wolfgang Rosenstiel

1. Berichterstatter:

PD Dr. Sebastian Slama

2. Berichterstatter

Prof. Dr. Claus Zimmermann

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>5</b>
2.1	Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	5
2.1.1	Streuung von Photonen an Atomen . . . . .	5
2.1.1.1	Kohärente und inkohärente Streuung . . . . .	7
2.1.2	Lichtkräfte . . . . .	9
2.1.3	Faraday-Effekt . . . . .	12
2.2	Oberflächenplasmonen . . . . .	15
2.2.1	Licht-Plasmon Wechselwirkung . . . . .	17
2.2.1.1	Kretschmann Konfiguration . . . . .	17
2.2.1.2	Gitter- und Störstellenkopplung . . . . .	19
2.2.2	Atom-Plasmon Wechselwirkung . . . . .	20
2.2.2.1	Indirekte Kopplung . . . . .	21
2.2.2.2	Direkte Kopplung . . . . .	22
2.3	Transmission von Licht ins Prisma an Oberflächenrauigkeiten . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Aufbau und experimentelle Methoden</b>	<b>39</b>
3.1	Erzeugung einer kalten $^{87}\text{Rb}$ Atomwolke . . . . .	39
3.1.1	Magneto-optische Falle (MOT) . . . . .	39
3.1.2	Quadrupolfalle und Ioffe-Pritchard-Falle . . . . .	40
3.2	Saphirsubstrat mit integrierten Goldstrukturen . . . . .	41
3.2.1	Evaneszente Welle . . . . .	43
3.3	Einzelphotonendetektion . . . . .	44
3.4	Anregung der Atome . . . . .	48
3.5	Methoden . . . . .	50
3.5.1	Messzyklus . . . . .	50
3.5.2	Positionierung der Atome . . . . .	51
3.5.3	Positionierung der evaneszenten Welle . . . . .	51
3.5.4	Detektion von Photonen aus den Strukturen. . . . .	53
<b>4</b>	<b>Messergebnisse und Interpretation</b>	<b>55</b>
4.1	Abhängigkeit von der Verstimmung der Laserfrequenz . . . . .	55
4.2	Abstandsabhängigkeit . . . . .	56
4.3	Abhängigkeit vom Detektionswinkel . . . . .	58

---

4.3.1	Winkelaufgelöste Messungen . . . . .	58
4.3.2	Ausschluss indirekter Kopplung . . . . .	60
4.3.3	Auswertung der direkten Kopplung . . . . .	61
4.3.4	Diskussion der Kopplungsstärke . . . . .	64
4.3.5	Direkte Transmission . . . . .	68
4.4	Messung über 4 $\mu\text{m}$ -Gitter . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>75</b>
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>77</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>81</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>87</b>

# 1 Einleitung und Motivation

Seit Jahrhunderten werden zur Herstellung farbiger Fenstergläser Metallpartikel der Glasschmelze beigemischt. Die Art des Metalls und die Größe der Partikel bestimmen die Farben der Gläser, beispielsweise leuchten 12 nm dicke Goldkugeln rot und können heute kommerziell erworben werden. Ohne es zu wissen wurden bei diesem Herstellungsverfahren plasmonische Eigenschaften der Metalle genutzt. Es dauerte jedoch bis zum Beginn des letzten Jahrhunderts, bis G. Mie diesen Effekt durch lokalisierte Oberflächenplasmonen richtig deuten konnte [Mie08]. Oberflächenplasmonen sind elektromagnetische Wellen, die sich entlang einer Metall-Dielektrikums-Grenzfläche fortbewegen und mit kohärenten Oszillationen der freien Elektronen im Metall verbunden sind. Ihre Intensität fällt evaneszent in den angrenzenden Medien ab.

Die Grundlagen für die Beschreibung dieser Wellen wurden ebenfalls zur Jahrhundertwende zwischen dem 19. und 20. Jahrhundert von A. Sommerfeld und J. Zenneck [Som99, Zen07] gelegt. Beide beschrieben die Ausbreitung von Radiowellen entlang metallischer Leiter. Im optischen Frequenzbereich wurden die Oberflächenplasmonen durch die Arbeiten von U. Fano [Fan41] erstmals theoretisch behandelt. Er konnte den Intensitätseinbruch, den R. W. Woods [Woo02] beobachtet hat, wenn Licht an einem metallischen Gitter reflektiert wird, plasmonischer Anregung im Metall zuordnen.

Der nächste Meilenstein war die Idee von E. Kretschmann und H. Räther [Kre68]. Sie dampften eine wenige zehn Nanometer dünne Metallschicht auf der Grundfläche eines Prismas auf. Mit diesem Aufbau konnten sie in der Metallschicht Plasmonen anregen, indem sie einen Lichtstrahl unter dem richtigen Winkel und mit richtiger Polarisation durch das Prisma auf die Metallfläche einstrahlten. Heute bezeichnet man diesen Aufbau zur Plasmonenanregung als Kretschmann-Konfiguration. Die einfache Art der Anregung von Oberflächenplasmonen durch die Kretschmann-Konfiguration führte zu vielen neuen Experimenten und ersten Anwendungen in den folgenden Jahren. Zunächst wurden mit den Oberflächenplasmonen Eigenschaften der Metallschicht, an deren Grenzfläche sie sich ausbreiten, untersucht [Kre71, Kre74]. Aus diesen ersten Experimenten hat sich bis heute ein eigenständiges Forschungsgebiet, das Gebiet der Plasmonik, entwickelt. Die Forschung auf diesem Gebiet führte zu einer Vielzahl an Entwicklungen wie z.B. kommerziellen Sensoren [Hom99], neuartigen Nanolasern [Nog09], optischen Schaltkreisen [Boz06] bis hin zu Metamaterialien [Pen96], die es aufgrund ihrer negativen Brechungsindizes erlauben, perfekte Linsen [Pen00] oder Tarnkappen [Alù05, Alù10, Zha10, Rai12]

zu konstruieren.

Im Forschungsbereich der Atomphysik werden die Eigenschaften von Atomen und ihre Änderung bei der Wechselwirkung mit anderen Systemen untersucht. Metallische Oberflächen sind hier besonders interessant, weil bei ihnen mehrere Effekte eine Rolle spielen. Ein Effekt, der untersucht werden kann sind die, meist attraktiven, Casimir-Polder-Potentiale [Cas48], die zwischen Atomen und Oberflächen wirken. Eine Methode um diese Potentiale zu untersuchen, wurde von H. Bender für eine Saphiroberfläche [Ben11] beschrieben und wurde später auch bei einer Goldoberfläche angewandt [Ste11]. In diesen Arbeiten wurde an der Oberfläche durch Totalreflexion eines zur atomaren Resonanz blauverstimmten Laserstrahls ein repulsives evaneszentes Potential für die Atome erzeugt. Dieses Potential kann in bestimmten Abständen die anziehende Wirkung der Casimir-Polder-Potentiale kompensieren, wodurch Atome von der Oberfläche reflektiert werden können. Mit bekanntem repulsivem Potential und den Reflexionseigenschaften der Atome, kann mit dieser Methode Stärke und Form des Casimir-Polder-Potentials bestimmt werden.

Das repulsive Potential an der Oberfläche kann zudem verstärkt werden, indem in der Metallschicht Oberflächenplasmonen angeregt werden. Dadurch wird die Reflektivität der Atome an der Oberfläche weiter verbessert. Diese Art von Atomspiegeln [Ess93, Fer93, Ste11] stellen optische Elemente für Materiewellen dar. Wird die Oberfläche strukturiert, können auch komplexere optische Elemente als Spiegel erzeugt werden. In seiner Dissertation [Ben11] hat H. Bender gezeigt, dass sich Bose-Einstein-Kondensate, d.h bosonische Atome, die sich im gleichen quantenmechanischen Zustand befinden und dadurch eine gemeinsame Wellenfunktion bilden, an einem Gitter, bestehend aus Goldstreifen auf einem Saphirsubstrat, beugen lassen. Hiermit hat er nachgewiesen, dass sich mit plasmonischen Strukturen optische Elemente für Materiewellen herstellen lassen, deren Funktionsweise auf Wellenbeugung beruht.

Die soeben vorgestellten Experimente zur Reflexion von Atomen an plasmonischen Oberflächen sind die ersten Experimente, in denen die Wechselwirkung zwischen Atomen und Plasmonen beobachtet wurde. Allerdings konzentrierten sich diese Arbeiten mehr auf die Möglichkeit, plasmonische Oberflächen als Werkzeug in der Atomoptik einzusetzen. Die Untersuchung der Kopplungseigenschaften steht bisher aber noch aus. Erste Theorien zur Kopplung zwischen Plasmonen und einzelnen Dipolen wurden Ende der Siebzigerjahre des letzten Jahrhunderts entwickelt [Cha07a, Sip81] und etwa zur gleichen Zeit durch Kopplung von Farbstoffmoleküle mit metallischen Oberflächen [Web79, Poc80] bestätigt. In den letzten Jahren wurde die Kopplung an Plasmonen mit verschiedenen Systemen durchgeführt. Dabei konnte die Kopplung immer besser kontrolliert werden. Dies führte zur Erzeugung einzelner Plasmonen durch die Kopplung mit Quantenpunkten [Aki07, Kol09]. Inzwischen gibt es sowohl Theorien [Cha07b, GT13, Hüm13], als auch Experimente [Bel04, Góm10], die starke Kopplung zwischen Plasmonen und Quantenemittern beschreiben bzw. experimentell nachgewiesen haben. Die Möglichkeit, durch starke Kopplung Informationen über den Zustand eines Quantenemitters auf die Plasm-

nen zu übertragen, macht das Hybridsystem aus Plasmonen und Quantenemittern zu einem Kandidaten, der in zukünftigen quantenmechanischen Schaltkreisen [Sch08] möglicherweise eine wichtige Rolle übernehmen wird. Plasmonische Nanostrukturen machen es möglich, diese Zustandsinformationen über einige Zentimeter direkt zu übertragen [Ber00, Cha00], wodurch sie in Quantencomputern die Informationen zwischen verschiedenen Recheneinheiten transportieren könnten, und so die Funktion der Leiterbahnen in heutigen Prozessoren übernehmen könnten. Es ist aber auch möglich, die Informationen von den Plasmonen auf Photonen in Glasfasern zu übertragen [Din07] und sie so über mehrere Kilometer zu versenden. Die Plasmonen übernehmen in den Hybridsystemen also die Aufgabe der Informationsübertragung, während die Quantenemitter die Informationsspeicher bilden. In den bisherigen Experimenten wurden als Quantenemitter hauptsächlich Festkörpersysteme wie Quantenpunkte oder Moleküle verwendet. Ihr Abstand zu plasmonischen Strukturen, und damit die Kopplungsstärke zwischen den beiden Systemen, lassen sich experimentell sehr genau einstellen. Quantenpunkte haben den weiteren Vorteil, dass sie sich mit einer gewünschten Resonanzfrequenz herstellen lassen. Außerdem haben Moleküle und Quantenpunkte sehr große elektrische Dipolmomente, die von Vorteil sind, um mit den ebenfalls schnell zerfallenden Plasmonen starke Kopplung zu erreichen. Allerdings koppeln diese Systeme, z.B. aufgrund der Rotations- und Vibrations-Niveaus in Molekülen, ebenfalls gut an ihre Umwelt und haben deshalb nur sehr kurze Kohärenzzeiten. Quantenpunkte haben zusätzlich den Nachteil, dass aufgrund von Fertigungstoleranzen die Resonanzfrequenzen der einzelnen Quantenpunkte leicht unterschiedlich sind. Durch die Verwendung von Atomen können diese Probleme verringert werden. Atome sind ununterscheidbare Zweiniveau-Systeme und können im Vakuum, gefangen in Magnetfallen, sehr gut von ihrer Umgebung entkoppelt werden. In der vorliegenden Dissertation werden erstmals Ergebnisse zur direkten Atom-Plasmon-Kopplung gezeigt, und somit wird ein weitere Hürde genommen, um Atom-Plasmon-Hybridsysteme zukünftig in der Quanteninformationsverarbeitung einzusetzen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen, die zur Beschreibung der Messungen benötigt werden, eingeführt. Zunächst werden in Abschnitt 2.1 die für das Experiment relevanten Wechselwirkungsmechanismen zwischen Licht und Atomen beschrieben. Im folgenden Teilkapitel 2.2 werden die Oberflächenplasmonen erst allgemein eingeführt und anschließend ihre Wechselwirkungsmechanismen mit Photonen und Atomen beschrieben. Das Theoriekapitel endet mit der Beschreibung von Lichteinkopplung an Störstellen (Abschnitt 2.3) und dient zur Erklärung des Untergrunds im Messsignal. Das Kapitel 3 befasst sich mit den experimentellen Details. Begonnen wird mit der Beschreibung des Aufbaus, der zum Fangen und zur Positionierung der Atome (Abschnitt 3.1) genutzt wird, gefolgt von der Beschreibung des Prismas mit den aufgeklebten Goldstrukturen. Außerdem beinhaltet dieser Abschnitt die Beschreibung des Aufbaus zur Erzeugung von Oberflächenplasmonen mit Hilfe der Kretschmann-Konfiguration (Abschnitt 3.2). In Abschnitt 3.3 wird der Aufbau zur Aufnahme der Messsignale erklärt, und in Abschnitt 3.4 der Aufbau zur

Anregung der Atome nahe der Goldoberfläche. In Teilkapitel 3.5 wird schließlich erläutert, wie die Anlage kalibriert wird, und die Messungen durchgeführt werden. Im 4. Kapitel werden schließlich die Daten zu den einzelnen Messungen gezeigt und interpretiert. Teilkapitel 4.3 ist das Hauptergebnis dieser Arbeit. Hier werden die Messdaten mit der Theorie zur direkten Kopplung verglichen. Auf die experimentellen Ergebnisse folgt in Kapitel 5 eine Zusammenfassung der Arbeit und in Kapitel 6 ein Ausblick, in welche Richtungen sich das Experiment in der Zukunft weiter entwickeln könnte.

## 2 Theorie

Dieses Kapitel behandelt die wichtigsten theoretischen Modelle, die den Experimenten dieser Arbeit zu Grunde liegen. Es teilt sich thematisch in zwei Unterkapitel auf. Das erste Unterkapitel behandelt die Wechselwirkung zwischen Atomen und Licht. Das zweite beschreibt die Anregung und den Nachweis von Oberflächenplasmonen (**OPs**), sowohl direkt durch Licht als auch durch Wechselwirkung mit Atomen.

### 2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

Als vereinfachtes Modell für die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen soll hier die Wechselwirkung zwischen einer elektromagnetischen Welle und einem Zwei-Niveau-System dienen. Solch ein System kann durch die optischen Bloch-Gleichungen beschrieben werden. Eine ausführliche Abhandlung dieses Themas kann in Kapitel 5 des Buches *Atom-Photon Interactions* [CT92] von Cohen-Tannoudji gefunden werden. Die Anregung von Atomen durch Laserlicht ist ein elementarer Bestandteil der Experimente dieser Arbeit. Deshalb folgt auf den nächsten Seiten eine knappe Zusammenfassung der wichtigsten Gleichungen aus [CT92], die diese Art der Wechselwirkung behandeln.

#### 2.1.1 Streuung von Photonen an Atomen

Unter den vielen verschiedenen Streuarten zwischen Atomen und Licht, wie zum Beispiel der Photoionisation oder dem Comptoneffekt, wollen wir in den folgenden Abschnitten die beiden Fälle der kohärenten und inkohärenten Streuung von nahresonantem Licht beschreiben. Sie unterscheiden sich in ihren Eigenschaften, wie z.B. der Abstrahlcharakteristik, und in ihrer jeweiligen relativen Stärke.

Wird eine elektromagnetische Welle mit einer Frequenz  $\omega_L$  (z.B. durch einen Laser) nahresonant auf ein Atom mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  eingestrahlt, so emittiert dieses wiederum elektromagnetische Strahlung. Zunächst wollen wir mit dem Wechselwirkungs-Hamiltonoperator zwischen einem Zwei-Niveau-System und einem externen Lichtfeld beginnen

$$H_{ww} = -dE_0 \cos(\omega_L t). \quad (2.1)$$

Dabei ist  $E_0$  die elektrische Feldstärke des Laserstrahls,  $\omega_L$  die Laserfrequenz und  $d$  das elektrische Dipolmoment des Atoms. Die Definition für das Dipolmoment lautet

$$d = -d_{ge} \left( \underbrace{|e\rangle\langle g|}_{s_+} + \underbrace{|g\rangle\langle e|}_{s_-} \right) = d_+ + d_-, \quad (2.2)$$

mit dem Dipol-Übergangsmatrixelement  $d_{ge} = \langle g | \hat{d} | e \rangle$  und den Aufsteige- bzw. Absteigeoperatoren  $s_{\pm}$ . Mit Hilfe der exponentiellen Darstellung der Kosinus-Funktion können wir Gleichung (2.1) umschreiben zu

$$-\frac{d}{2} E_0 (e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) = \frac{\hbar \Omega_1}{2} \left( \underbrace{s_+ e^{-i\omega_L t}}_{S_+} + \underbrace{s_- e^{i\omega_L t}}_{S_-} \right), \quad (2.3)$$

wobei wir hier schon die „Rotating Wave Approximation“ angewendet und die Rabi-Frequenz

$$\Omega_1 = -d_{ge} \frac{E_0}{\hbar} \quad (2.4)$$

eingesetzt haben. Die Operatoren  $S_+$  und  $S_-$  sind definiert durch

$$S_+ = e^{-i\omega_L t} s_+ = -\frac{dE_0}{\hbar \Omega_1} e^{-i\omega_L t} |e\rangle\langle g| \quad (2.5)$$

$$S_- = e^{+i\omega_L t} s_- = -\frac{dE_0}{\hbar \Omega_1} e^{i\omega_L t} |g\rangle\langle e|. \quad (2.6)$$

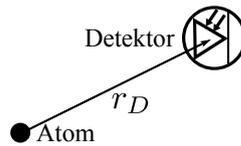
Stellt man nun einen Detektor an die Stelle  $r_D$ , so beträgt die elektrische Feldstärke der vom Atom abgestrahlten Welle an dieser Stelle

$$E(r_D, t) = \eta d \left( t - \frac{r_D}{c} \right). \quad (2.7)$$

Dabei ist  $r_D$  der Abstand zwischen Atom und Detektor, siehe Abbildung 2.1, und  $\eta$  eine Proportionalitätskonstante. Wir können diese Gleichung wiederum, ähnlich wie Gleichung (2.2), in zwei Teile aufteilen

$$E^{(\pm)}(r_D, t) = \eta e^{\mp i\omega_L(t - r_D/c)} S_{\mp} \left( t - \frac{r_D}{c} \right). \quad (2.8)$$

Die gemittelte Intensität der vom Atom emittierten Strahlung, die am Photo-



**Abb. 2.1:** Abstand zwischen emittierendem Atom und Detektor.

detektor zur Zeit  $t$  gemessen wird, erhält man durch die Korrelationsfunktion

$$\langle I(t) \rangle = \langle E^{(-)}(r_D, t) E^{(+)}(r_D, t) \rangle. \quad (2.9)$$

Mit der Gleichung (2.8) und der Besetzung des angeregten Zustands  $\rho_{ee} = |e\rangle\langle e|$ , lässt sich die Intensität am Detektor umschreiben zu

$$\langle I(t) \rangle = \eta^2 \langle S_+(t - r_D/c) S_-(t - r_D/c) \rangle = \eta^2 \rho_{ee}(t - (r_D/c)). \quad (2.10)$$

Diese Beziehung drückt aus, dass die Intensität am Detektor zur Zeit  $t$  von der Besetzung des angeregten Zustandes zum Zeitpunkt  $(t - (r_D/c))$  abhängt.

### 2.1.1.1 Kohärente und inkohärente Streuung

Nun wird  $S_{\pm}$  umgeschrieben zu

$$S_{\pm} = \langle S_{\pm} \rangle + \delta S_{\pm} \quad (2.11)$$

mit Mittelwert  $\langle S_{\pm} \rangle$  und den Fluktuationen um den Mittelwert  $\delta S_{\pm} = S_{\pm} - \langle S_{\pm} \rangle$ , für die  $\langle \delta S_{\pm} \rangle = 0$  gilt.

Setzt man die Gleichungen (2.11) in Gleichung (2.10) ein, erhält man für die Intensität

$$\langle I \rangle = \eta^2 \langle S_+ \rangle \langle S_- \rangle + \eta^2 \langle \delta S_+ \delta S_- \rangle. \quad (2.12)$$

Der erste Term beschreibt den Anteil des mittleren Dipols zur Gesamtintensität und ist für den kohärenten Anteil  $I_{koh}$  an der gestreuten Intensität verantwortlich. Der zweite Term ist der inkohärente Anteil  $I_{inkoh}$  und hat seinen Ursprung in den Fluktuationen des Dipols.

Folgt man den Herleitungen von Cohen-Tannoudji weiter, so lassen sich die beiden Anteile umschreiben zu

$$\frac{1}{\eta^2} \langle I_{koh} \rangle = c_{koh} = \frac{1}{2} \frac{s}{(1+s)^2}, \quad (2.13)$$

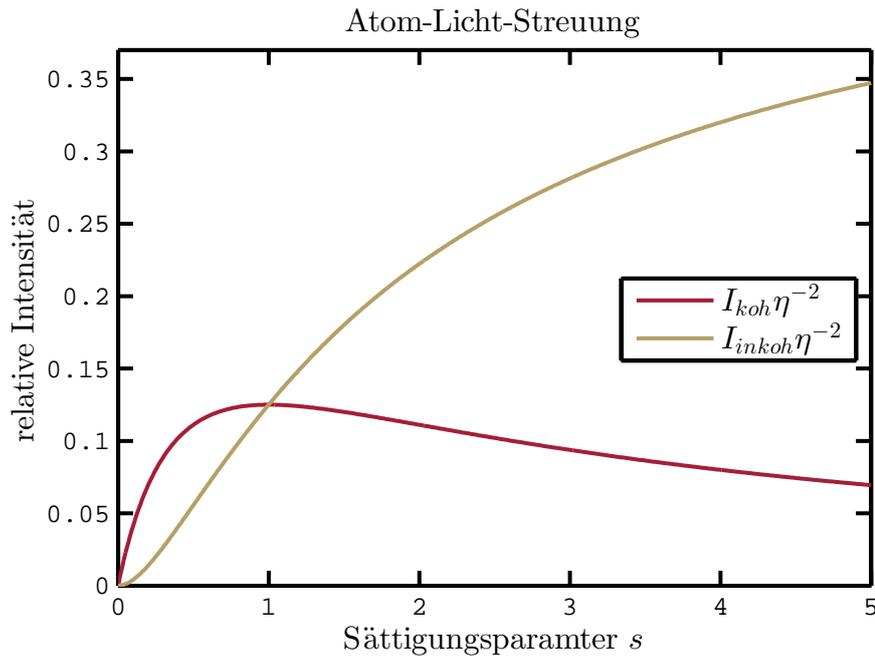
$$\frac{1}{\eta^2} \langle I_{inkoh} \rangle = c_{inkoh} = \frac{1}{2} \frac{s^2}{(1+s)^2}. \quad (2.14)$$

Hier ist  $s$  der Sättigungsparameter

$$s = \frac{\Omega_1^2/2}{\delta_L^2 + (\gamma_0^2/4)} = \frac{I}{I_{sat}}, \quad (2.15)$$

$\gamma_0$  die spontane Emissionsrate,  $\delta_L = (\omega_L - \omega_0) \ll \omega_0$  die Verstimmung der elektromagnetischen Welle zur atomaren Resonanz und  $\Omega_1$  der Rabi-Frequenz nach Gleichung (2.4).

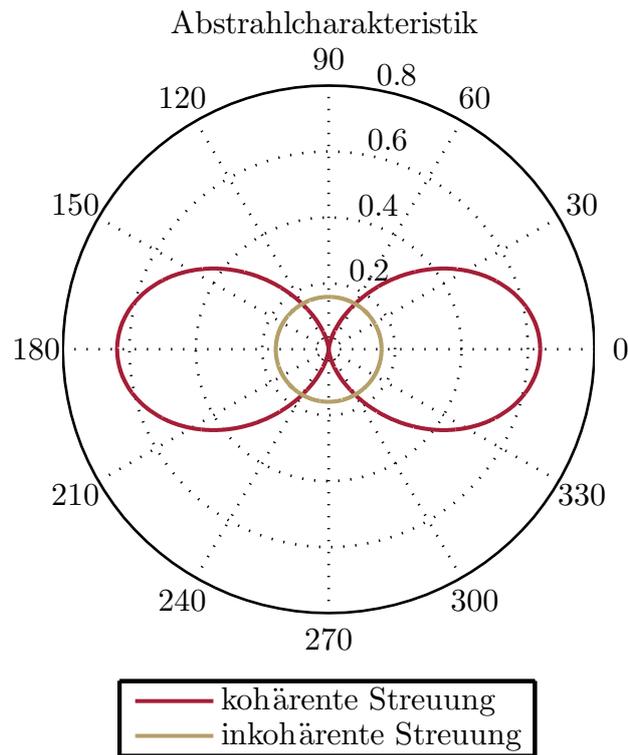
Aus den Gleichungen (2.4) und (2.15) folgt, dass der Sättigungsparameter proportional zum Quadrat der Feldstärke und somit linear zur Lichtintensität ist. Außerdem wird  $I(s=1) = I_{sat}$  als Sättigungsintensität bezeichnet und ist eine charakteristische Größe des atomaren Übergangs. In Abb. 2.2 wurden die relativen Stärken der kohärenten und der inkohärenten Streuung in Abhängigkeit des Sättigungsparameters aufgetragen. Der Graph zeigt, dass bei Laserintensitäten, die der Sättigungsintensität entsprechen, der Anteil beider Streuarten gleich groß ist, und dass für kleinere Intensitäten die kohärente Streuung sowie für größere



**Abb. 2.2:** Relative Stärke der kohärenten und inkohärenten Lichtstreuung an Atomen für verschiedene Sättigungsparameter bzw. Lichtintensitäten.

Leistungen die inkohärente Streuung überwiegt.

Die Unterscheidung zwischen kohärenter und inkohärenter Streuung wird aus zwei Gründen durchgeführt. Zum einen haben die kohärent gestreuten Photonen eine feste Phasenbeziehung zur eingestrahlten Lichtwelle und sind deshalb im Gegensatz zur inkohärenten Streuung interferenzfähig. Zum anderen unterscheiden sie sich in ihrer Abstrahlcharakteristik. Während inkohärent gestreute Photonen isotrop in alle Raumrichtungen abgestrahlt werden, entspricht die Ausbreitungsrichtung der kohärenten Strahlung der Abstrahlcharakteristik eines Hertzschen Dipols. Deshalb ist sie von der Polarisation sowie der Richtung des einfallenden Lichtstrahls abhängig, siehe Abb. 2.3.



**Abb. 2.3:** Winkelverteilung der gestreuten Photonen für kohärente und inkohärente Streuung. Zur Darstellung der kohärenten Abstrahlcharakteristik wurde ein vertikal in der Papierebene oszillierender Dipol gewählt.

### 2.1.2 Lichtkräfte

Während das Kapitel 2.1.1 beschreibt, wie stark und in welche Richtungen Photonen durch Atome gestreut werden, sollen in diesem Kapitel die Kräfte beschrieben werden, die Atome durch die Wechselwirkung mit Lichtfeldern erfahren.

Beginnen wir mit dem Wechselwirkungs-Hamiltonoperator  $H_{ww}$  aus Gleichung (2.1). Mit dieser Gleichung lässt sich durch

$$F = -\frac{\partial H_{ww}}{\partial \vec{R}} \quad (2.16)$$

die Kraft berechnen, die das Lichtfeld auf die Atome ausübt. Das externe, treibende Lichtfeld kann dargestellt werden durch

$$\vec{E}_{ext}(\vec{r}, t) = \hat{e} E_0(\vec{r}) \cos[\omega_L t + \varphi(\vec{r})]. \quad (2.17)$$

Hiermit folgt für die gemittelte Kraft

$$\begin{aligned}\langle F \rangle &= \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla E_{extj} \\ &= \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \hat{e}_j (\cos(\omega_L t) \nabla E_0 - \sin(\omega_L t) E_0 \nabla \varphi).\end{aligned}\quad (2.18)$$

Für das Dipolmoment im eingeschwungenen Fall gilt nach Gleichung (C.19) in Kapitel V.C.2 von [CT92]

$$\langle d_j \rangle = 2(d_{ge})_j (u_{st} \cos(\omega_L t) - v_{st} \sin(\omega_L t)) \quad (2.19)$$

mit

$$u_{st} = \frac{\Omega_1}{2} \frac{\delta_L}{\delta_L^2 + \gamma_0^2/4 + \Omega_1^2/2} = \frac{\delta_L}{\Omega_1} \frac{s}{1+s} \quad (2.20)$$

und

$$v_{st} = \frac{\Omega_1}{2} \frac{\gamma_0/2}{\delta_L^2 + \gamma_0^2/4 + \Omega_1^2/2} = \frac{\gamma_0}{2\Omega_1} \frac{s}{1+s} \quad (2.21)$$

den stationären Lösungen der optischen Blochgleichungen. Wenn wir noch über eine optische Periode mitteln, folgt für die Kraft

$$\begin{aligned}F &= d_{ge} \left[ \left( \frac{\Omega_1}{2} \frac{\delta_L}{\delta_L^2 + \gamma_0^2/4 + \Omega_1^2/2} \right) \nabla E_0 \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{\Omega_1}{2} \frac{\gamma_0/2}{\delta_L^2 + \gamma_0^2/4 + \Omega_1^2/2} \right) E_0 \nabla \varphi \right].\end{aligned}\quad (2.22)$$

Dieser Ausdruck besitzt 2 Terme.

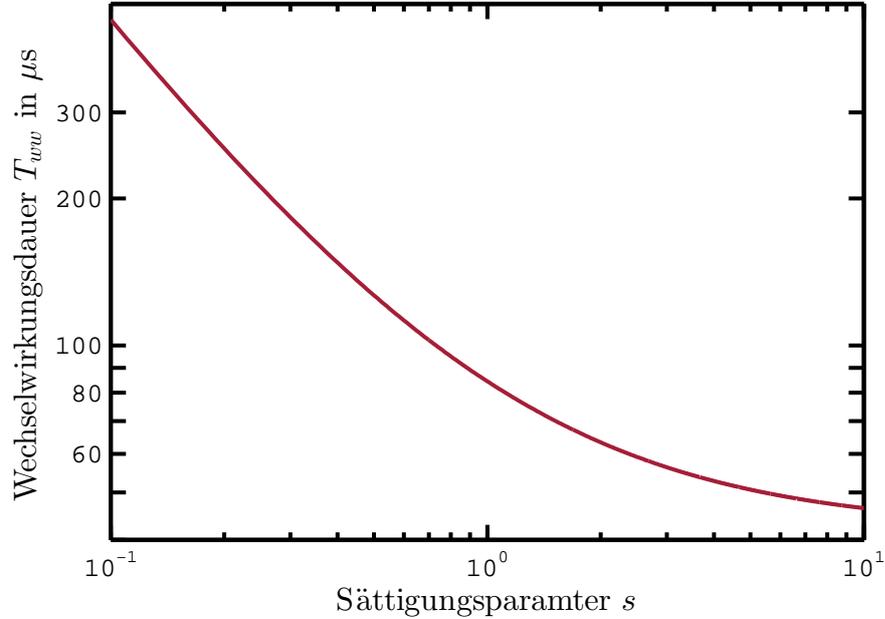
Der erste Term, die Dipolkraft, ist proportional zur Verstimmung zwischen Laserfrequenz und atomarer Resonanzfrequenz  $\delta_L = \omega_L - \omega_0$  sowie zum Gradienten der Feldamplitude. Da die Experimente in dieser Arbeit hauptsächlich auf Resonanz ( $\delta_L \approx 0$ ) durchgeführt wurden, und der Laserstrahl nur schwach fokussiert war ( $\nabla E_0 \approx 0$ ), ist diese Kraft vernachlässigbar klein und soll nicht weiter beachtet werden.

Der zweite Term beschreibt die dissipative Kraft und wird auch Strahlungsdruck genannt. Er ist proportional zum Phasengradienten  $\nabla \varphi$ . Für eine ebene Welle mit Wellenvektor  $\vec{k}_L$ , der Phase  $\varphi = -\vec{k}_L \vec{r}$  und Gl. (2.4) lässt sich der Strahlungsdruck schreiben als

$$\begin{aligned}F_{dis} &= \hbar \vec{k}_L \frac{\gamma_0}{2} \frac{\Omega_1^2/2}{\delta_L^2 + \gamma_0^2/4 + \Omega_1^2/2} \\ &= \hbar \vec{k}_L \frac{\gamma_0}{2} \frac{s}{1+s}.\end{aligned}\quad (2.23)$$

Dabei wurde in der zweiten Zeile der Sättigungsparameter aus Gleichung (2.15) eingesetzt. Diese Kraft beschleunigt die Atome entlang des Laserstrahls. Für unsere Experimente hat dies verschiedene Folgen. Zum einen werden die Atome durch den Strahlungsdruck während der Messung beschleunigt und ändern dadurch ihre

Position. Dieser Effekt kann jedoch durch einen gegenläufigen Laserstrahl kompensiert werden. Zum anderen erhöht sich durch statistisch emittierte Photonen die Temperatur der Atomwolke, sodass diese aufgrund der Dopplerverbreiterung mit zunehmender Einstrahldauer immer weniger mit dem Lichtfeld wechselwirkt. Dieser Effekt soll nun nach den Ausführungen in Kapitel V.C.2 Abschnitt c) in



**Abb. 2.4:** Dauer der Wechselwirkung zwischen Atomen und Licht in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter  $s$ . Die Achsen sind logarithmisch skaliert.

[CT92] genauer untersucht werden. Zunächst definieren wir die Geschwindigkeit  $v_m = \gamma_0/k_L$ . Dies ist die minimale Geschwindigkeit, bei der die Atome aufgrund des Dopplereffekts nicht mehr resonant mit dem Laserstrahl sind. Betrachten wir den Strahlungsdruck auf Atome mit der Masse  $m$  so gilt für

$$v_m = \frac{F_{dis}}{m} T_{ww} = \frac{\gamma_0}{k_L}. \quad (2.24)$$

Wird  $v_m$  nach der Wechselwirkungszeit  $T_{ww}$  aufgelöst und  $F_{dis}$  eingesetzt erhält man

$$T_{ww} = \frac{2m}{k_L^2 \hbar} \frac{(1+s)}{s}. \quad (2.25)$$

In Abb. 2.4 ist diese Wechselwirkungsdauer als Funktion des Sättigungsparameters für  $^{87}\text{Rb}$  und  $k_L = 2\pi/\lambda = 2\pi/780\text{ nm}$  aufgetragen. Sie gibt an, nach welcher Zeit ein zu Beginn ruhendes Rubidiumatom im statistischen Mittel nicht mehr mit dem eingestrahlichten Licht wechselwirkt. Bei Sättigungsintensität entspricht dieser Wert  $T_{ww} \approx 84\ \mu\text{s}$ . Außerdem kann mit diesen Gleichungen die Anzahl der Photonen berechnet werden, die ein Atom im Mittel streuen kann, bevor es nicht mehr

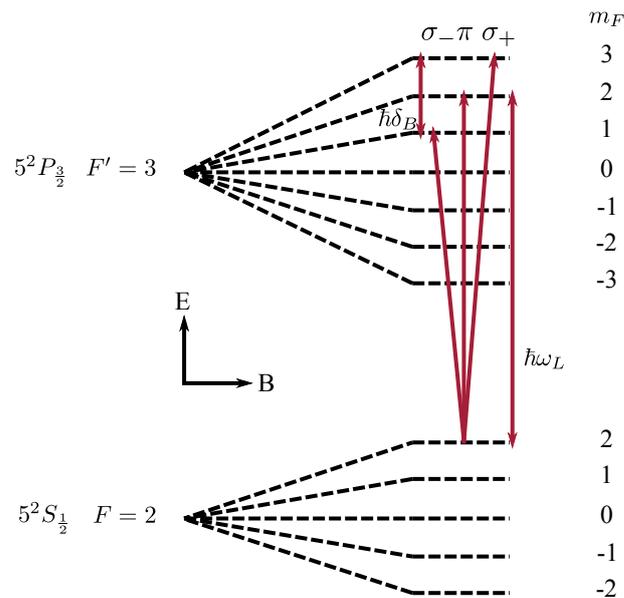
resonant zum Laserstrahl ist. Hierfür muss der maximal übertragene Impuls  $mv_m$  durch den Impuls pro Photon  $\hbar k_L$  geteilt werden und wir erhalten

$$N_{ph_{ww}} = \frac{mv_m}{\hbar k_L} T_{ww} = \frac{\gamma_0}{2} \frac{s}{1+s} T_{ww} = \frac{\gamma_0 m}{k_L^2 \hbar}. \quad (2.26)$$

Somit kann ein  $^{87}\text{Rb}$ -Atom unabhängig vom Sättigungsparameter im Mittel  $N_{ph_{ww}} = 796$  Photonen streuen.

### 2.1.3 Faraday-Effekt

Befinden sich Atome in einer Magnetfalle und werden sie von einem linear polarisierten Lichtstrahl mit der Wellenlänge  $\omega$  angeregt, dessen k-Vektor parallel zur Richtung des Magnetfelds steht, führt die Polarisation des Laserstrahls eine Rotationsbewegung um diese gemeinsame Achse durch. Wie weit die Polarisation gedreht wird hängt dabei von der Magnetfeldstärke  $|\vec{B}|$  und der Länge  $l$  der durchstrahlten Atomwolke ab. Dieser Effekt wird Faraday-Effekt genannt und soll hier genauer beschrieben werden.



**Abb. 2.5:** Schematische Darstellung der Energie-Aufspaltung des  $F = 2$ - und  $F' = 3$ -Zustandes im Magnetfeld aufgrund des Zeeman-Effekts. Außerdem wurden die möglichen optischen Übergänge des  $|F = 2, m_f = 2\rangle$ -Zustands mit eingezeichnet.

Die Atome im Magnetfeld spalten ihre zuvor entarteten Niveaus aufgrund des Zeemann-Effekts auf. Als Beispiel ist in Abbildung 2.5 die Aufspaltung an zwei Niveaus der D2-Linie von  $^{87}\text{Rb}$  gezeigt. Beobachtet man das von den Atomen emittierte Licht entlang der magnetischen Feldlinien, so stellt man fest, dass dieses Licht zirkular-polarisiert ist. Der Ursprung hierfür sind die  $\sigma_{\pm}$ -Übergänge, für

die  $\Delta m_F = \pm 1$  gilt. Der  $\pi$ -Übergang  $\Delta m_F = 0$  strahlt in diese Richtung nicht ab. Der Energieunterschied für die zwei Sigma-Übergänge mit dem Abstand  $\Delta m_F = 2$  und  $g_F = 2/3$  [Ste10] beträgt  $\Delta E = \Delta m_F g_F \mu_B B = \hbar \delta_B$ , woraus ein Frequenzunterschied  $\delta_B = 4/3 B \mu_B / \hbar$  folgt. Ein linear polarisierter, nahresonanter Laserstrahl mit Frequenz  $\omega_L$ , der entlang der B-Feldrichtung eingestrahlt wird, regt die Atome an. Dabei kann das linear polarisierte Licht in einen rechts-zirkularen und einen links-zirkularen Anteil aufgespalten werden. Entsprechend treiben die zwei verschiedenen Anteile nur entweder  $\sigma^+$  oder  $\sigma^-$ -Übergänge. Da diese beiden Niveaus aufgespalten sind, hat das Laserlicht eine unterschiedliche Verstimmung zu ihnen und der Unterschied entspricht der Aufspaltung  $\delta_B$ . Nach dem Lorentz-Modell hängt der Brechungsindex der Atomwolke von der Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz ab [mes06] und somit davon ob  $\sigma^+$  oder  $\sigma^-$ -Übergänge getrieben werden. Für das elektrische Feld der Lichtwelle schreiben wir

$$\begin{aligned} E &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cos(\omega t - knl) \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kn_1 l) \\ \sin(\omega t - kn_1 z) \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kn_2 l) \\ -\sin(\omega t - kn_2 l) \end{pmatrix} \\ &= \cos\left(\omega t - k \frac{n_1 + n_2}{2} l\right) \begin{pmatrix} \cos\left(\omega t - k \frac{\Delta n}{2} l\right) \\ \sin\left(\omega t - k \frac{\Delta n}{2} l\right) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

In der ersten Zeile wurde das Lichtfeld als linear polarisierte Welle geschrieben, die in der zweiten Zeile in einen rechts-zirkular und einen links-zirkular polarisierten Anteil aufgeteilt wurde. Außerdem wurde der Tatsache Rechnung getragen, dass sich der Brechungsindex für die beiden zirkularen Wellen unterscheidet indem  $n_1$  bzw.  $n_2$  eingeführt wird. In der dritten Zeile wurde die Welle wieder linear polarisiert mit einem Drehwinkel  $\alpha = k \Delta n / 2l$  dargestellt. Man setzt nun für  $\Delta n = (n_2 - n_1)$  die lineare Entwicklung nach der Verstimmung zur atomaren Resonanz  $\delta$

$$\Delta n = \left. \frac{dn}{d\delta} \right|_{\delta=0} \delta_B \quad (2.28)$$

ein und benutzt  $n = \text{Re}(n) = 1 + 0.5 \text{Re}(\chi)$ . Die Suszeptibilität  $\chi$  kann man nahe der atomaren Resonanz  $\omega_0$  mit Hilfe der natürlichen Linienbreite  $\gamma_0$  als Lorentz-Kurve

$$\text{Re}(\chi) = \chi_0 \frac{2\delta/\gamma_0}{1 + (2\delta/\gamma_0)^2} \quad (2.29)$$

schreiben, wodurch mit  $\chi_0 = \rho e^2 (m_e \omega_0 \epsilon_0 \gamma_0)^{-1}$

$$\left. \frac{dn}{d\delta} \right|_{\delta=0} = \frac{\chi_0}{\gamma_0} \quad (2.30)$$

folgt. Mit  $\chi_0$  wurden die Teilchendichte  $\rho$ , die Elektronenmasse  $m_e$ , die Elektronenladung  $e$  und die elektrische Feldkonstante  $\epsilon_0$  eingeführt. Wir können für den Drehwinkel nun

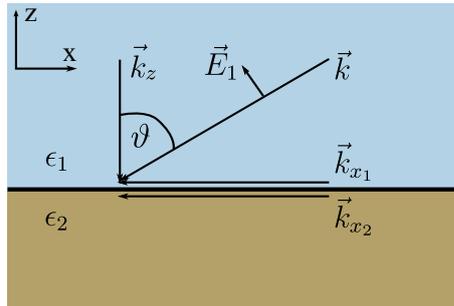
$$\alpha = \frac{\omega}{c} \frac{e}{4m_e} \frac{\chi_0}{\Gamma} l B \quad (2.31)$$

schreiben. Hieraus folgt mit typischen Werten für das hier beschriebene Experiment:  $\omega_0 = 2\pi c/(780 \text{ nm}) = 2\pi \cdot 3.8410^{14} \text{ Hz}$ ,  $\gamma_0 = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ ,  $\rho \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$  und  $B \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ , dass sich die Polarisation des Laserstrahls nach einer Wolkenlänge von etwa  $20 \mu\text{m}$  um  $360^\circ$  gedreht hat.

## 2.2 Oberflächenplasmonen

Kollektive Oszillationen der Ladungsträger in elektrischen Leitern, typischerweise freie Elektronen in Metallen, werden Plasmonen genannt. Da mit diesen Ladungsträgerschwingungen elektromagnetische Wellen verbunden sind und sie deshalb als Quasiteilchen interpretiert werden können, werden sie auch Plasmon-Polaritonen genannt. Diese Plasmonen ändern ihre Eigenschaften je nach Strukturierung und Dimensionalität des metallischen Körpers, in dem sie angeregt werden. Schwingen die Plasmonen parallel zu einer Oberfläche, z.B. in wenigen zehn Nanometer dicken metallischen Filmen oder an metallischen Grenzflächen, spricht man von Oberflächenplasmonen (**OPs**) oder auch Oberflächen-Plasmon-Polaritonen. Im weiteren Verlauf des Textes soll das Wort Plasmon immer die spezielle Variante der Oberflächenplasmonen bezeichnen. Eine besondere Eigenschaft der OPs sind ihre starken evaneszenten elektromagnetischen Nahfelder, die sie an Grenzflächen erzeugen. Im folgenden Abschnitt sollen die Eigenschaften der OPs sowie in den darauf folgenden Teilabschnitten die verschiedenen Möglichkeiten zur Anregung und zur Detektion erläutert werden. Als Grundlage für dieses Teilkapitel sowie für Kapitel 2.2.1 dienen vor allem die Bücher von H. Räter [Rae88] bzw. L. Novotny und B. Hecht [Nov07].

Wie in Abb. 2.6 gezeigt soll zunächst eine Grenzfläche bei  $z = 0$  zwischen zwei



**Abb. 2.6:** Grenzfläche zwischen Metall und Dielektrikum

Dielektrika betrachtet werden. Im ersten Bereich,  $z > 0$ , nehmen wir an, dass das Dielektrikum reell, positiv und im betrachteten Frequenzbereich konstant ist. Der zweite Bereich,  $z < 0$ , besteht aus einem Metall. Hier ist die Dielektrizitätskonstante frequenzabhängig und komplex, außerdem gilt  $\text{Re}(\epsilon_2) < 0$ . Die Felder an der Grenzfläche werden durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben und sind Lösungen der Wellengleichung

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (2.32)$$

Für  $\vec{E}$  wird nun eine eben Welle angesetzt

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{x_j} \\ 0 \\ E_{z_j} \end{pmatrix} e^{ik_x x + i\omega t} e^{ik_{z_j} z}, \quad j = \begin{cases} 1 & \text{für } z > 0 \\ 2 & \text{für } z < 0 \end{cases}. \quad (2.33)$$

die wir rein p-polarisiert wählen, da es für s-Polarisation keine Lösung gibt, siehe zum Beispiel Kapitel 12.2 in [Nov07]. An der Grenzfläche gilt, dass die parallelen Komponenten der elektrischen Felder und die senkrechten Komponenten der magnetischen Felder stetig an der Grenzfläche sein müssen, was deshalb auch für den parallelen Wellenvektor  $k_x$  gilt

$$k_x = k_{x_1} = k_{x_2}. \quad (2.34)$$

Daraus folgt

$$k_x^2 + k_{z_j}^2 = \epsilon_j k^2 \quad (2.35)$$

mit  $k = 2\pi/\lambda$  und  $\lambda$  der Vakuumwellenlänge der eingestrahlten elektromagnetischen Welle. In keinem der beiden Bereiche ist eine Quelle vorhanden, deshalb gilt  $\nabla \vec{D} = 0$ , was dazu führt, dass

$$k_x E_{x_j} + k_{z_j} E_{z_j} = 0 \quad (2.36)$$

geschrieben werden kann. Diese Gleichung bildet mit den beiden Randbedingungen

$$E_{x_1} - E_{x_2} = 0 \quad \text{und} \quad \epsilon_1 E_{z_1} - \epsilon_2 E_{z_2} = 0 \quad (2.37)$$

ein homogenes Gleichungssystem. Damit dieses Gleichungssystem eine nichttriviale Lösung besitzt ( $\vec{E} \neq \vec{0}$ ) muss

$$\epsilon_1 k_{z_2} - \epsilon_2 k_{z_1} = 0 \quad (2.38)$$

gelten. Hieraus können zusammen mit (2.35) die Dispersionsrelationen ermittelt werden

$$k_x^2 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \frac{\omega^2}{c^2} \quad \text{und} \quad k_{z_j}^2 = \frac{\epsilon_j^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (2.39)$$

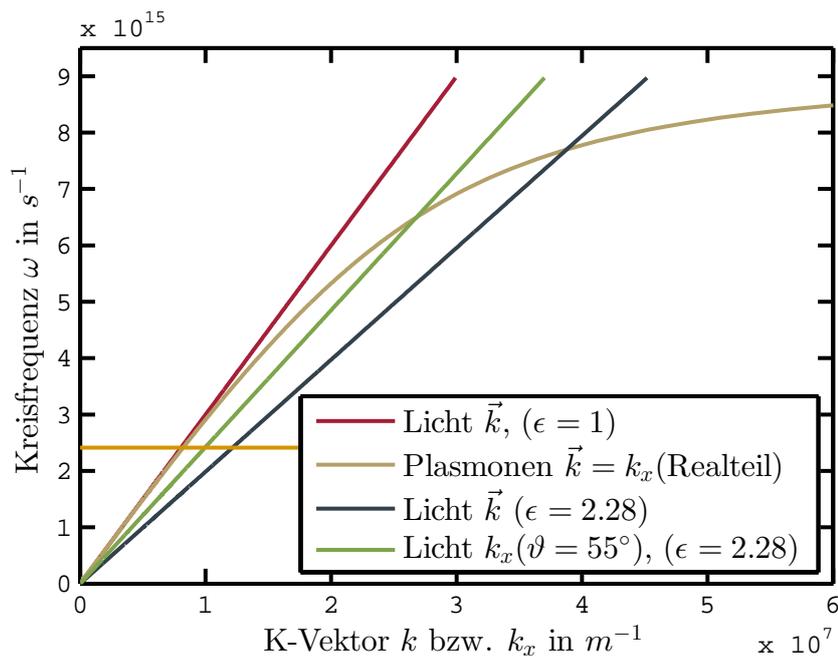
Plasmonen propagieren in der Grenzfläche, was bedeutet, dass  $k_x$  einen Realteil besitzen muss. Der Imaginärteil von  $k_x$  entspricht den ohmschen Verlusten im Metall und ist deshalb für die Dämpfung der OPs in Ausbreitungsrichtung verantwortlich. Aus ihm folgt die 1/e-Propagationslänge für die Intensität der Plasmonen

$$L_{op} = \frac{1}{2 \operatorname{Im}(k_x)}. \quad (2.40)$$

Des Weiteren sind OPs entlang der Oberfläche gebunden, was bedeutet, dass sie in z-Richtung keinen propagierenden Anteil besitzen. Deshalb können sie nur ein rein imaginäres  $k_z$  besitzen. Diese Bedingungen werden erfüllt, wenn  $\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 < 0$  und  $\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0$  sind und somit, wie zu Beginn gewählt  $\operatorname{Re}(\epsilon_2) < 0$ ,  $\epsilon_1 > 0$  und außerdem  $|\operatorname{Re}(\epsilon_2)| > \epsilon_1$  gelten. Diese Bedingungen sind für Luft-Metall- oder Glas-Metall-Grenzflächen bei optischen Frequenzen gegeben. Die Ausdehnung der Plasmonenfelder in z-Richtung lässt sich nun schreiben als

$$z_{op} = \frac{1}{|k_{z_j}|}. \quad (2.41)$$

Die goldene Linie in Abbildung 2.7 zeigt den Realteil der Dispersionsrelation für  $k_x$  nach Gleichung (2.39) an einer Gold-Vakuum-Grenzfläche. Zusätzlich wurden verschiedene Dispersionsrelationen für Licht eingezeichnet. Ihre Bedeutung im Zusammenhang mit OPs werden wir im nächsten Abschnitt diskutieren.



**Abb. 2.7:** Dispersionsrelationen für Licht im Vakuum, Plasmonen an einer Gold-Vakuum-Grenzfläche, Licht in Glas mit  $\epsilon_1 = 2.28$  und dessen Projektion auf die x-Achse bei einem Einfallswinkel von  $\vartheta = 55^\circ$ . Die waagerechte orangene Linie zeigt den Wert der Kreisfrequenz  $\omega$  bei  $\lambda = 780.24 \text{ nm}$ . Für diese Lichtwellenlänge muss ein Winkel von  $\vartheta = 42.6^\circ$  gewählt werden, damit  $k_x$  für diesen Wert die Plasmonendispersion schneidet.

## 2.2.1 Licht-Plasmon Wechselwirkung

Im letzten Abschnitt wurden die wichtigsten Eigenschaften der Plasmonen motiviert. Bisher ist jedoch noch nicht klar, wie diese angeregt oder nachgewiesen werden können. Eine mögliche Art der Anregung ist die Kopplung der Plasmonen mit Licht. Hierfür müssen die Dispersionsrelationen für Licht und Plasmonen bei der Lichtwellenlänge einen gemeinsamen Schnittpunkt besitzen. In Abbildung 2.7 sieht man, dass die Lichtlinie im Vakuum  $k = \omega c^{-1}$  immer links von der Plasmonendispersion liegt (goldene Linie), und es daher nie einen Schnittpunkt zwischen den beiden gibt. Plasmonen sind also durch Licht, das aus dem Vakuum bzw. aus einem mit Luft gefüllten Raum auf eine Metallfläche trifft, nicht ohne weiteres anregbar.

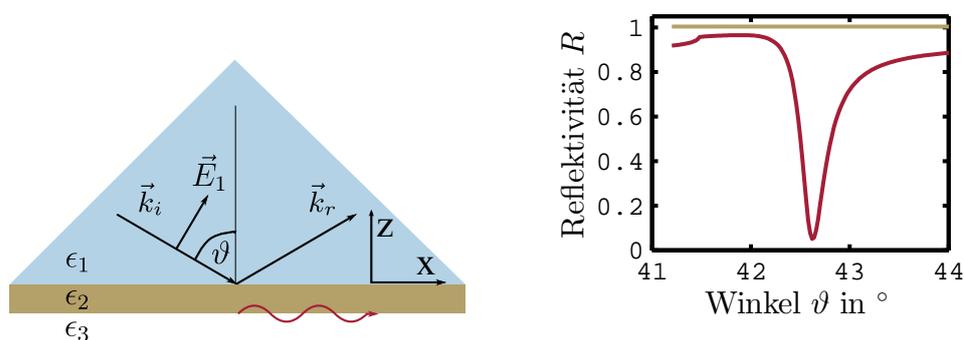
### 2.2.1.1 Kretschmann Konfiguration

Eine Möglichkeit, dieses Problems zu beheben, ist das Einstrahlen der Lichtwelle auf die Metallfläche durch ein Dielektrikum, wie z.B. Glas, dessen Brechungsindex größer als eins ist. Der Brechungsindex des Dielektrikums sorgt dafür, dass die Steigung der Dispersionsrelation für Licht flacher wird (blaue Linie in Abb.

2.7), wodurch sich die Dispersionsrelationen für OPs und Licht in einem Punkt schneiden. Der  $k$ -Vektor der Plasmonen hat nur eine Komponente in  $x$ -Richtung, deshalb muss der  $k$ -Vektor von Licht auf die  $x$ -Achse projiziert werden, so dass

$$k_x = \sin \vartheta \cdot |\vec{k}| \quad (2.42)$$

gilt. Je nach Wellenlänge des Lichts, das zur Plasmonenanregung benutzt wird,



**Abb. 2.8: Links:** Kretschmann-Aufbau zur Plasmonen Anregung. **Rechts:** Intensität des reflektierten Lichtstrahls  $\vec{k}_r$  als Funktion des Einfallswinkels  $\vartheta$  für s-polarisiertes Licht in gold ( $R_{123}^s$ ) und für p-polarisiertes Licht in rot ( $R_{123}^p$ ). Das Minimum in  $R_{123}^p$  entspricht dem Plasmonenwinkel.

muss der Einfallswinkel auf die Goldoberfläche anders gewählt werden, damit die  $k_x$ -Komponente für Plasmonen und für Licht übereinstimmt. Experimentell wird eine dünne Metallschicht auf ein Prisma aufgebracht und der anregende Laserstrahl  $\vec{k}_i$  durch das Prisma auf die Goldfläche eingestrahlt, siehe Abbildung 2.8 links. Hieraus resultiert eine Anregung von Plasmonen an der vom Prisma abgewandten Goldgrenzfläche. Dieser Aufbau geht auf ein Vorschlag von E. Kretschmann [Kre71] zurück und wird deshalb in der Fachliteratur als Kretschmann-Konfiguration bezeichnet. Beobachtet man die reflektierte Intensität  $|E_r(\vartheta)|^2$ , während der Einfallswinkel  $\vartheta$  des  $k$ -Vektors geändert wird, stellt man fest, dass das Signal ein Intensitätsminimum für einen bestimmten Winkel besitzt. Dieser Winkel ist der sogenannte Plasmonenwinkel  $\vartheta_p$  bei dem das  $k_x$  der Plasmonen und des Lichts genau übereinstimmen. Bei optimaler Kopplung, kann die gesamte eingestrahelte Energie in OPs umgewandelt werden. Hierfür muss neben dem richtigen Winkel zusätzlich die Schichtdicke  $d$  der Metallschicht richtig gewählt werden. Die optimale Dicke hängt dabei von den verschiedenen Dielektrizitätskonstanten der drei an der Reflexion beteiligten Medien ab. Dieser Effekt kann auch als destruktive Interferenz zwischen den angeregten OPs und der reflektierten Welle interpretiert werden und lässt sich mit Hilfe der Fresnel-Formeln erklären. Diese lauten für ein

Dreischichtsystem und p-polarisiertes Licht

$$R_{123}^p = |r_{123}^p| = \left| \frac{r_{12}^p + r_{23}^p e^{2ik_z d}}{1 + r_{12}^p r_{23}^p e^{2ik_z d}} \right|^2, \quad (2.43)$$

mit  $r_{ik}^p = \left( \frac{k_{zi}}{\epsilon_i} - \frac{k_{zk}}{\epsilon_k} \right) \cdot \left( \frac{k_{zi}}{\epsilon_i} + \frac{k_{zk}}{\epsilon_k} \right)^{-1}$ .

In Transmission folgt

$$T_{123}^p = |t_{123}^p|^2 = \frac{t_{12}^p t_{23}^p e^{ik_z d}}{1 + r_{12}^p r_{23}^p e^{2ik_z d}}, \quad (2.44)$$

mit  $t_{ik}^p = \frac{2\sqrt{\epsilon_i \epsilon_k} k_{zi}}{k_{zi} \epsilon_k + k_{zk} \epsilon_i}$ .

Für s-polarisiertes Licht gelten ähnliche Gleichungen. Hier müssen  $r_{ik}^p$  und  $t_{ik}^p$  durch

$$r_{ik}^s = \frac{\epsilon_i k_{zi} - \epsilon_k k_{zk}}{\epsilon_i k_{zi} + \epsilon_k k_{zk}} \quad (2.45)$$

und

$$t_{ik}^s = \frac{2\epsilon_i k_{zi}}{\epsilon_i k_{zi} + \epsilon_k k_{zk}} \quad (2.46)$$

ersetzt werden.

Die rechte Seite von Abbildung 2.8 zeigt eine Simulation der Reflektivität  $R$  in Abhängigkeit des Einfallswinkels  $\vartheta$ . Für die Goldschicht wurde eine Dicke  $d = 50$  nm angenommen, die von einem Laserstrahl mit der Wellenlänge  $\lambda = 780$  nm durch ein Glasprisma hindurch beleuchtet wurde. Das Minimum in  $R_{123}^p$  (rote Kurve) entspricht der maximalen Plasmonenanregung, also dem Punkt, bei dem sich die Dispersionsrelationen von Licht und OPs schneiden. Der Winkel bei dem dieses Minimum auftritt, ist der bereits erwähnte Plasmonenwinkel  $\vartheta_p$ . Die goldene Kurve zeigt, dass für s-polarisiertes Licht keine Minimum in der reflektierten Intensität  $R_{123}^s$  und damit für diese Polarisation keine Plasmonenanregung auftritt.

Die Kretschmann-Konfiguration kann jedoch nicht nur zur Erzeugung von OPs verwendet werden, sondern auch für ihren Nachweis [Web79]. Wie wir in den folgenden Abschnitten zeigen werden, können Plasmonen auch auf andere Arten als die Kretschmann-Konfiguration angeregt werden. Diese Plasmonen können an einer Gold-Glas-Grenzfläche in Photonen umgewandelt werden. Die Richtungsverteilung dieser Photonen im Prisma entspricht der eines Kreiskegels dessen halber Öffnungswinkel dem Plasmonenwinkel  $\vartheta_p$  entspricht.

### 2.2.1.2 Gitter- und Störstellenkopplung

Dieser Abschnitt zeigt, wie der k-Vektor für Licht mit Hilfe eines Gitters bzw. allgemeiner über Störstellen in einer ansonsten glatten Goldfläche an den k-Vektor von OPs angepasst werden kann. Trifft Licht aus dem Vakuum unter einem Winkel  $\vartheta$  auf eine Oberfläche, so ist die Projektion des Wellenvektors in die Oberfläche  $k_x = |\vec{k}| \sin \vartheta$ . Dieser Wert liegt links von der roten Linie in Abbildung 2.7 und

kann deshalb keine Plasmonen anregen. Trifft das Licht jedoch auf ein Sinusgitter mit der Gitterperiodizität  $a$  so ändert sich die Gleichung für  $k_x$  zu

$$k_x = \left| \vec{k} \right| \sin \vartheta \pm \Delta k_x \quad (2.47)$$

mit  $\Delta k_x = \nu \frac{2\pi}{a},$

und  $\nu$  einer ganzen Zahl. Die Dispersionsrelation wird somit nach rechts verschoben und es kann, je nach Gitterperiodizität  $a$  und für jedes  $\nu \geq 1$ , ein Winkel  $\vartheta$  gefunden werden, bei dem Plasmonen angeregt werden können.

Betrachten wir nun statt einem periodischen Gitter eine raue Oberfläche und führen die Funktion  $S(x, y) = z$  ein, die das Höhenprofil der Oberfläche beschreibt. Hiermit kann nach [Rae88] die Korrelationsfunktion

$$G(x, y) = \frac{1}{F} \int_F dx' dy' S(x', y') S(x' - x, y' - y) \quad (2.48)$$

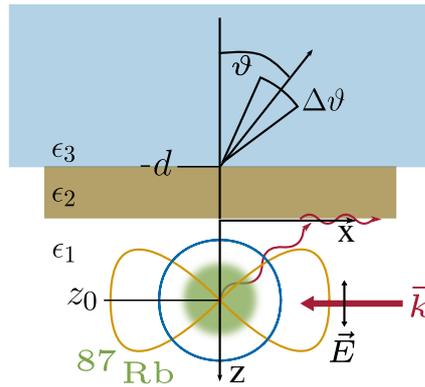
definiert werden. Nun führen wir die Fourier-Transformation

$$|s(\Delta k)|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_F dx dy G(x, y) e^{-i(\Delta k_x x + \Delta k_y y)} \quad (2.49)$$

ein. Dies ist die spektrale Dichtefunktion. Sie gibt die Verteilung der  $\Delta k$ -Werten an bei denen OPs, aufgrund der Rauigkeit der Oberfläche, angeregt werden können. Eine größere Verteilung der Werte in der spektralen Dichtefunktion bedeutet, dass für mehr unterschiedliche  $k$ -Vektoren und mit Gl. (2.47) für mehr Einfallswinkel  $\vartheta(\Delta k)$  OPs durch Gitterkopplung angeregt werden können. Das Spektrum der Dichtefunktion wird mit zunehmender Unordnung immer größer. Deshalb nimmt die Anzahl an möglichen  $k_x$ -Werten bzw. Einfallswinkel  $\vartheta(\Delta k)$ , bei denen Plasmonekopplung möglich ist, mit höherer Rauigkeit immer weiter zu.

## 2.2.2 Atom-Plasmon Wechselwirkung

In Kapitel 2.1 wurden die Effekte der Atom-Licht-Wechselwirkung beschrieben und in Kapitel 2.2.1 die Effekte der Wechselwirkung zwischen Licht und Plasmonen. In den folgenden Abschnitten werden nun die Grundlagen der Wechselwirkung zwischen Atomen und Plasmonen erörtert und dabei teilweise die Ergebnisse der vorhergehenden Kapitel miteinander kombiniert. Es sei angemerkt, dass sich in diesem Kapitel die Indizes für die Dielektrizitätskonstanten geändert haben. Da die Anregung jetzt aus dem Vakuumbereich heraus stattfindet, wird diesem Bereich  $\epsilon_1$  zugeordnet und  $\epsilon_3$  bezeichnet das Gebiet des Dielektrikums. Dieser Unterschied ist zu sehen, wenn man die Indizes von Abbildungen 2.8 und 2.9 vergleicht. Die Indizes der anderen Größen wie die der  $k$ -Vektoren verändern sich ebenfalls entsprechend. Wir betrachten im folgenden den Fall, dass Atome in der Nähe einer metallischen Oberfläche mit einem Laserpuls bestrahlt werden und dabei Licht umstreuen.



**Abb. 2.9:** Indirekte Kopplung: Atomwolke (grün) wird von senkrecht zur Metalloberfläche polarisiertem Laserstrahl (rot) angeregt und strahlt kohärent und inkohärent gestreute Photonen ab. Ihre inkohärente Abstrahlcharakteristik ist in Orange, die kohärente in Blau als Polardiagramm eingezeichnet.

### 2.2.2.1 Indirekte Kopplung

Mit indirekter Kopplung oder zweifacher Streuung bezeichnen wir den Fall, dass die Photonen zunächst wie in Abschnitt 2.1.1 an Atomen gestreut werden und in einem zweiten Schritt durch die in Kapitel 2.2.1.2 beschriebene Störstellenkopplung in OPs umgewandelt werden. Diese Art der Kopplung ist ein Fernfeld-Effekt und schematisch in Abbildung 2.9 gezeichnet. Die Anzahl an Photonen, die in die Goldfläche gestreut werden und somit OPs anregen können, hängt von verschiedenen Faktoren ab. Ist die Ausdehnung der Goldfläche endlich, so wird der Raumwinkel, unter dem Photonen die Goldfläche treffen können um so größer, je kleiner der Abstand zwischen ihnen und der Oberfläche ist. Aus Kapitel 2.1.1.1 ist bekannt, dass die Winkelverteilung, unter der die Photonen abgestrahlt werden, davon abhängt, ob sie kohärent oder inkohärent gestreut werden. Die relative Stärke der beiden Streuvarianten hängt dabei wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist von der Intensität des Anregungslasers ab. Die Experimente, die dieser Arbeit zugrunde liegen wurden im Bereich der Sättigungsintensität durchgeführt. Hier sind die Anteile kohärenter und inkohärenter Streuung genau gleich groß. Insgesamt gilt hier  $c_{koh} + c_{inkoh} = 0.125 + 0.125 = 0.25$ . Das bedeutet, dass jedes Atom in der Wolke Photonen mit der Rate  $\gamma_0/4$  streut. Befinden sich die Atome in einer Magnetfalle und werden sie von einem linear-polarisierten Laserstrahl entlang des Magnetfeldes beleuchtet, so dreht sich, beim Durchgang durch die Wolke, aufgrund des Faraday-Effekts, sowohl die Oszillationsrichtung des Lichtstrahls, als auch die der atomaren Dipole mehrmals um die Achse des  $k$ -Vektors bzw. des Magnetfeldes, siehe Abschnitt 2.1.3 und insbesondere Gleichung (2.31). Mit den atomaren Dipolen ist eine kohärente Dipolstrahlung verbunden, siehe rote Kurve in Abbildung 2.3 oder orange Kurve in Abbildung 2.9. Ändert sich die Ausrichtung der Dipole, dann ändert sich auch ihre Abstrahlcharakteristik. Somit muss für den kohärenten Anteil der Strahlung berücksichtigt werden, dass die Dipole gleich oft senk-

recht zur Oberfläche oszillieren wie waagrecht dazu und sich dementsprechend ihre Abstrahlcharakteristiken ebenfalls ändern. Für die Gitterkopplung kann aus Gleichung (2.47) berechnet werden, dass die Emissionswinkel  $\vartheta$  nur dann reelle Werte annehmen, wenn die Gitterkonstante einen Wert besitzt, der mindestens der anregenden Lichtwellenlänge entspricht,  $a \geq \lambda$ . Aus diesem Grund werden Störstellen in der Oberfläche, die auf kleineren Längenskalen als  $\lambda$  auftreten nicht zur Gitter-Kopplung nach Gleichung (2.47) beitragen. Somit spielt auf sehr glatten Oberflächen, wie in unseren Messungen, dieser Kopplungsmechanismus kaum eine Rolle.

Störstellen, deren Ausdehnung kleiner als die Lichtwellenlänge  $\lambda$  ist, besitzen aber zusätzlich eine Dispersionsrelation, die sich von der Dispersionsrelation ausgedehnter Oberflächen unterscheidet [Bab00, Sto04, Sto11]. Durch die neue Dispersionsrelation wird die Anregung von Plasmonen über Photonen auch ohne Gitter oder Kretschmann-Konfiguration möglich. In Kapitel 4.3.2 wird über experimentelle Daten die Wahrscheinlichkeit abgeschätzt, dass OPs über diesen Mechanismus angeregt werden.

### 2.2.2.2 Direkte Kopplung

Befindet sich ein Atom sehr nahe an einer Oberfläche, sodass der Abstand  $d$  zwischen Atom und Oberfläche vergleichbar ist mit der Wellenlänge  $\lambda$  des vom Atom abgestrahlten Lichts, so ändert sich das im letzten Abschnitt beschriebene Wechselwirkungsverhalten. Aufgrund der Nähe zur Oberfläche wird die Dipolabstrahlcharakteristik durch das an der Oberfläche reflektierte Feld des Dipols modifiziert. Hierdurch ändert sich sowohl die Lebensdauer  $\gamma_0^{-1}$  des angeregten Zustandes der Atome als auch die räumliche Verteilung der abgestrahlten Leistung. Nach Chance et al. [Cha07a] kann die auf die natürliche Lebensdauer normierte Zerfallsrate  $\hat{b}^{s,p} = \gamma/\gamma_0$  berechnet werden durch

$$\hat{b}^s = 1 - \frac{3}{2}q \operatorname{Im} \left( \int_0^\infty R^p e^{-2l_1 \hat{d}} \frac{u^3}{l_1} du \right) \quad (2.50)$$

$$\hat{b}^p = 1 + \frac{3q}{4} \operatorname{Im} \left( \int_0^\infty ((1-u^2) R^p + R^s) e^{-2l_1 \hat{d}} \frac{u du}{l_1} \right) \quad (2.51)$$

Dabei ist  $\hat{b}^s$  die Gleichung für einen senkrecht zur Oberfläche schwingenden Dipol und  $\hat{b}^p$  die Gleichung für den Fall, dass er waagrecht ausgerichtet ist. Mit  $q$  wird die Quantenausbeute bezeichnet. Für Atome gilt anders als für Moleküle  $q = 1$ .

$$R^p = \frac{\epsilon_1 l_2 - \epsilon_2 l_1}{\epsilon_1 l_2 + \epsilon_2 l_1} \quad \text{und} \quad (2.52)$$

$$R^s = \frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2} \quad (2.53)$$

sind die Fresnel-Koeffizienten für p- bzw. s-polarisiert einfallendes Licht mit  $l_j = -i\sqrt{\epsilon_j/\epsilon_1 - u^2}$  und  $\epsilon_1$  der Dielektrizitätskonstante des Bereiches, in dem sich der Dipol befindet, sowie  $\epsilon_2$  der Dielektrizitätskonstante des angrenzenden Bereichs.

Obwohl das Gesamtsystem ein 3-Schichtsystem bildet, reichen für die Beschreibung der modifizierten Zerfallsraten die Fresnel-Koeffizienten des 2-Schicht-Systems aus. Dies liegt daran, dass die Eindringtiefe der Plasmonen ins Metall deutlich geringer ist als dessen Schichtdicke, wodurch die Atome effektiv ein 2-Schichtsystem sehen. Weiter wird der normierte Abstand zwischen Dipol und Grenzfläche  $\hat{d} = \epsilon_1 k_1 d$  in  $z$ -Richtung und  $u = k_x/k_1$  der normierte  $k$ -Vektor entlang der Grenzfläche ( $x$ -Richtung) verwendet. Beide Parameter sind bezüglich des  $k$ -Vektors des einfallenden Lichts im Vakuum  $k_1 = 2\pi/\lambda$  normiert. Der  $k$ -Vektor  $u$  wird in den Gleichungen (2.50) und (2.51) von 0 bis  $\infty$  integriert. Dieses Intervall kann in verschiedene Teilintervalle mit unterschiedlichen physikalischen Bedeutungen aufgeteilt werden. Das Intervall  $0 \leq u < 1$  beschreibt die realen  $k$ -Vektoren und deshalb die elektromagnetischen Wellen, die ins Fernfeld abgestrahlt werden. Sie sind für den strahlenden Zerfall des angeregten Zustandes verantwortlich. Der Bereich  $u \geq 1$  hingegen entspricht Wellen mit imaginärem  $k_z$ -Anteil. Dies sind evaneszente Wellen, die entlang der Grenzfläche propagieren. Aufgrund des imaginären  $k_z$  beschreibt die Exponentialfunktion einen exponentiellen Abfall der Welle mit zunehmendem Abstand zur Grenzfläche. Die Exponentialfunktion des ersten Intervalls  $0 \leq u < 1$ ,  $k_z$  reell, beschreibt hingegen eine Oszillation und damit eine propagierende Welle. Besteht die an den Dipol angrenzende Fläche aus Metall und befindet sich die Wellenlänge des Lichts in einem Bereich in dem das Metall plasmonische Anregung erlaubt, so gibt es im Bereich  $u > 1$  einen Bereich in dem Oberflächenplasmonen angeregt werden. Nach W. H. Weber und C. F. Eagen [Web79] macht sich die Plasmonenanregung durch eine Polstelle in  $R^p$  beim  $k$ -Vektor  $u_{op} = ck_{op}\sqrt{\epsilon_1}/\omega$  mit  $k_{op} = k_x$  aus Gleichung (2.39) bemerkbar. Dies gilt für ein rein reelles  $\epsilon_2$ . Besitzt  $\epsilon_2$  aber, wie für echte Metalle üblich, einen imaginären Anteil, so strebt  $\text{Re}(R^p)$  nicht gegen unendlich, sondern besitzt eine dispersive, und der Imaginärteil dementsprechend eine absorptive Linienform. In Abbildung 2.10 sind der Realteil und Imaginärteil von  $R^p$  als Funktion von  $u$  in der Nähe von  $u_{op}$  für Gold bei einer Lichtwellenlänge  $\lambda = 780.24$  nm aufgetragen. Ist  $\text{Im}(\epsilon_2) \ll -\text{Re}(\epsilon_2)$  so kann der Imaginärteil von  $R^p$  als Lorentz-Kurve

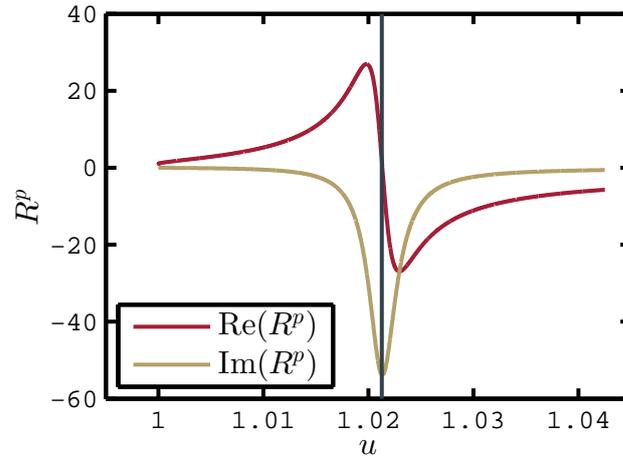
$$\text{Im}(R^p) = \frac{A}{(u - u_{op})^2 + B^2} \quad (2.54)$$

mit

$$A = \frac{(2l_2\epsilon_1 + \text{Re}(\epsilon_2)/l_2) l_1^3 l_2^2 \text{Im}(\epsilon_2)}{(\epsilon_1 l_1 + \text{Re}(\epsilon_2) l_2)^2 u_{op}^2} \quad \text{und} \quad (2.55)$$

$$B = \frac{(l_1^2 l_2 - 1/2 l_1) \text{Im}(\epsilon_2)}{(\epsilon_1 l_1 + \text{Re}(\epsilon_2) l_2) u_{op}}$$

geschrieben werden. Der Bereich  $u \geq 1$  wird nun in zwei Teile aufgetrennt. Der Bereich  $1 \leq u < 2u_{op} - 1$  wird der Plasmonenanregung zugeordnet. Der Bereich  $u \geq 2u_{op} - 1$  beschreibt die  $k_x$ -Vektoren für eine gegebene Wellenlänge, für die  $\text{Im}(R_p)$  gegen Null geht, siehe Abbildung 2.10. Sie beschreiben ebenfalls evaneszent an der Grenzfläche propagierende Wellen, allerdings ohne plasmonische Anregung



**Abb. 2.10:** Realteil (rot) und Imaginärteil (gold) von  $R^p$  für Gold bei  $\lambda = 780.24$  nm im Bereich  $u \geq 2u_{op} - 1$ . Die vertikale blaue Linie markiert die Stelle  $u = u_{op}$

in der Grenzfläche, da ihre  $k_x$ -Vektoren zu weit von der Plasmonendispersionsrelation entfernt sind. Insgesamt gibt es somit 3 verschiedene Bereiche für  $u$ , die unterschiedliche Arten des Zerfalls des angeregten Zustands beschreiben. Abbildung 2.11 zeigt die nach Gleichung (2.50) und (2.51) berechneten Zerfallsraten für die 3 verschiedenen Zerfallsarten

$$b_{rad} = b(0 \leq u < 1) \quad \text{strahlender Zerfall} \quad (2.56)$$

$$b_{op} = b(1 \leq u < 2u_{op} - 1) \quad \text{Zerfall in OPs} \quad (2.57)$$

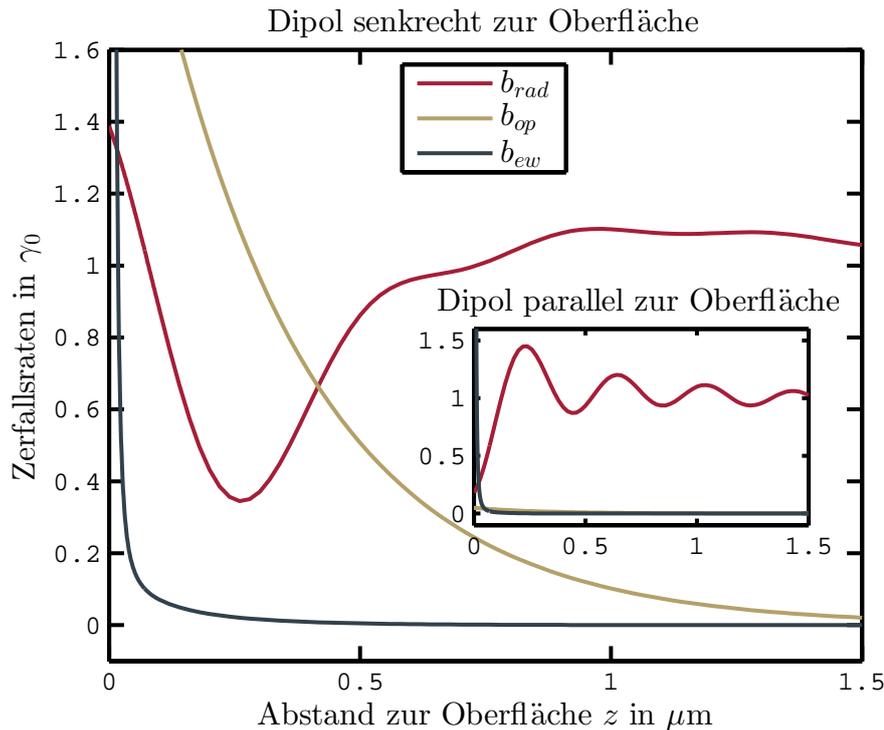
$$b_{ew} = b(u \geq 2u_{op} - 1) \quad \text{Zerfall in evaneszente Welle} \quad (2.58)$$

für eine Gold-Vakuum-Grenzfläche und Rubidiumatome mit einer Übergangs-Wellenlänge  $\lambda = 780.24$  nm. Die evaneszenten Anteile, blaue und goldene Kurve, spielen nur bei sehr geringen Abständen zur Oberfläche eine Rolle. Mit zunehmendem Abstand dominiert der Zerfall des Atoms unter Aussendung von Licht, dabei verschwinden die nicht-strahlenden Zerfallsprozesse in evaneszente Wellen bzw. OPs und es nähert sich die Zerfallskonstante ihrem natürlichen Wert im freien Raum an. Die Oszillationen, die im Fall des parallel schwingenden Dipols im kleinen Graphen von Abbildung 2.11 zu sehen ist, entstehen durch Interferenzen mit der an der Goldschicht reflektierten Welle. Als nächstes wurde in Abbildung 2.12 der Parameter

$$\beta = \frac{b_{op}}{b_{op} + b_{ew} + b_{rad}} \quad (2.59)$$

aufgetragen. Er gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der die Atome beim Übergang in den Grundzustand Plasmonen anregen. Ist der Dipol senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet, so ist die Wahrscheinlichkeit für Plasmonenanregung bei  $d \approx 250$  nm mit  $\beta \approx 0.75$  maximal und hat bei  $d \approx 1$   $\mu\text{m}$  immer noch einen Wert von  $\beta \approx 0.1$ .

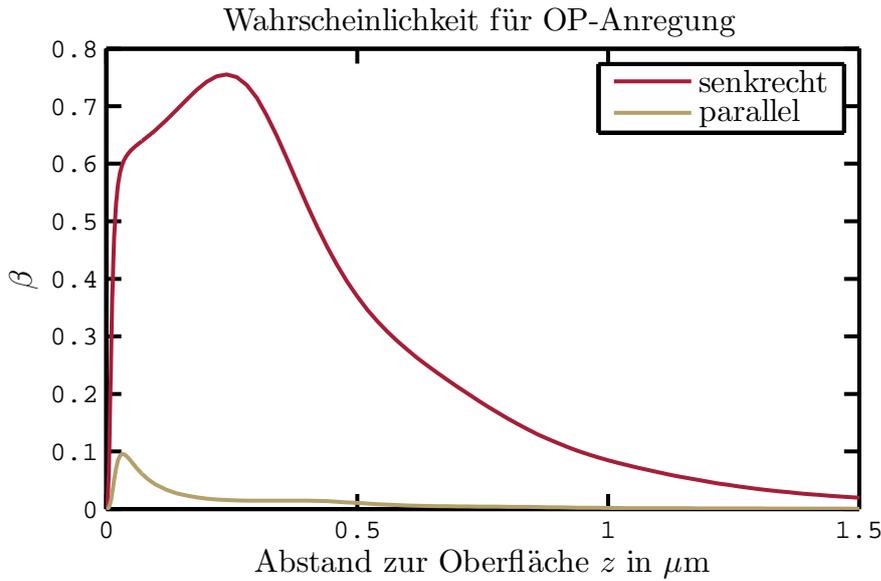
Wird der Dipol parallel ausgerichtet, ist die Plasmonenanregung mit einem Maximalwert von  $\beta \approx 0.1$  bei einer Entfernung von weniger als 100 nm von der Oberfläche viel schwächer. Mit den Gleichungen (2.50) und (2.51) ist es also möglich, die Anteile der verschiedenen Zerfallsarten des angeregten Zustandes in Abhängigkeit vom Abstand der Atome zur Grenzfläche zu berechnen.



**Abb. 2.11:** Stärke der verschiedene Zerfallsarten in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche. Großes Bild: Dipol senkrecht zur Oberfläche. Kleines Bild: Dipol parallel zur Oberfläche.

In beiden Fällen spielt für große Abstände nur der strahlende Zerfall (rot) eine Rolle. Der Zerfall in Oberflächenplasmonen (gold) spielt hauptsächlich für senkrecht oszillierende Dipole eine Rolle. Der Zerfall in die restlichen evaneszenten Wellen (blau) tritt bei beiden Dipolausrichtungen erst für sehr geringe Abstände auf.

Als nächstes soll der Anteil der abgestrahlten Photonen in das Dielektrikum nach ihrem Durchgang durch die Metallschicht winkelaufgelöst berechnet werden. Hierzu betrachten wir erneut die Situation, die in Abbildung 2.9 dargestellt ist. Zunächst ersetzen wir die Atomwolke durch einen einzelnen Dipol. Dieser Dipol soll senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet sein, da diese Konfiguration den Hauptanteil an der direkten Kopplung trägt. Nach J.E. Sipe [Sip81] kann die normalisierte Rate, mit der ein Dipol im Abstand  $z$  zur Grenzfläche in einen Kegelmantel mit Winkel



**Abb. 2.12:** Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines einzelnen Atoms in Oberflächenplasmonen in Abhängigkeit vom Abstand  $z$  zur Oberfläche

$\vartheta$  und der Breite  $\Delta\vartheta$  abstrahlt, berechnet werden zu

$$\begin{aligned}
 b_3^s(\vartheta, \Delta\vartheta, z) &= \frac{\gamma_3(\vartheta, \Delta\vartheta, z)}{\gamma_0} \\
 &= \frac{3\sqrt{\epsilon_3}}{4} \int_{\vartheta - \frac{\Delta\vartheta}{2}}^{\vartheta + \frac{\Delta\vartheta}{2}} d\vartheta' \frac{k_x^2}{k_1^2} \left| T_{123}^p \frac{k_{z3}}{k_{z1}} \right|^2 e^{-2z \operatorname{Im}(k_{z1})}.
 \end{aligned} \tag{2.60}$$

Dabei ist  $k_x = \sin(\vartheta)k_1\sqrt{\epsilon_3}$  der Betrag des radialen k-Vektors und  $k_{zj} = \sqrt{k_1^2\epsilon_j - k_x^2}$  der Betrag des k-Vektors senkrecht zur Grenzfläche in den Gebieten  $j = 1$  und  $j = 3$ . Außerdem muss die Transmission  $T_{123}^p$  von der Vakuumseite durch die Goldschicht der Dicke  $d$  in das Dielektrikum nach den Gleichungen (2.44)-(2.46) berechnet werden.

Nachdem die Gleichung  $b_3^s$  für ein Atom jetzt bekannt ist, soll das Beispiel als nächstes auf eine Atomwolke der Ausdehnung  $\Delta z$  (Halbwertsbreite) mit Abstand  $z_0$  von der Goldschicht und mit  $N_{at}$  Atomen erweitert werden. Die Atome werden von einem Laserstrahl angeregt, dessen k-Vektor parallel und dessen elektrisches Feld senkrecht zur Grenzfläche stehen. Es soll im Folgenden für diese Situation eine Gleichung zur Berechnung der Photonenzahl  $N_{ph_{ges}}$ , die in den Kegelmantel der Breite  $\Delta\vartheta$  um den Winkel  $\vartheta$  streuen, hergeleitet werden. Für die direkte Kopplung nach Gleichung (2.60) muss das Atom einen senkrecht zur Goldoberfläche schwingenden Dipol ausbilden, was durch die kohärente Streuung von Laserlicht an den Atomen möglich ist. In Kapitel 2.1.1.1 wurde gezeigt, dass der Laser nicht nur kohärente Streuung, sondern auch inkohärente Streuung anregt. Der Anteil der inkohärent schwingenden Dipole wird in der hier verwendeten Theorie von J.E. Sipe

nicht berücksichtigt, stattdessen müsste eine vollständige quantenelektrodynamische Betrachtung des Systems durchgeführt werden. Aus diesem Grund muss die Streurrate  $b_3^s$  mit dem Parameter  $c_{koh}$  aus Gleichung (2.13) multipliziert werden, der nach Gleichung (2.15) über den Sättigungsparameter  $s$  mit der Laserintensität zusammenhängt. Da  $b_3^s$  auf die natürliche Zerfallsrate  $\gamma_0$  normiert ist, müssen wir  $b_3^s$  mit dieser multiplizieren, um die absolute Zerfallsrate zu erhalten. Die Anzahl gestreuter Photonen in den Winkelbereich  $\vartheta \pm 0.5\Delta\vartheta$  durch ein einzelnes Atom lautet demnach

$$N_{ph_1}(I, \vartheta, \Delta\vartheta, z) = c_{koh} b_3^s(\vartheta, \Delta\vartheta, z) \gamma_0 \Delta t, \quad (2.61)$$

wobei hier noch die Wechselwirkungsdauer  $\Delta t$  eingeführt wurde. Sie ist für kurze Zeiten gleich der Einstrahldauer des Lasers und entspricht für lange Einstrahlzeiten der maximalen Wechselwirkungszeit zwischen Atomen und Licht  $T_{ww}$  nach Gleichung (2.25). Als nächsten Schritt muss  $N_{ph_1}(z)$  für jedes der  $N_{at}$  Atome berechnet werden, die sich in  $z$ -Richtung gemäß einer Gauß-Funktion

$$n_z(z, z_0, \sigma_z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } z \geq z_{min} \\ 0 & \text{für } z < z_{min} \end{cases} \quad (2.62)$$

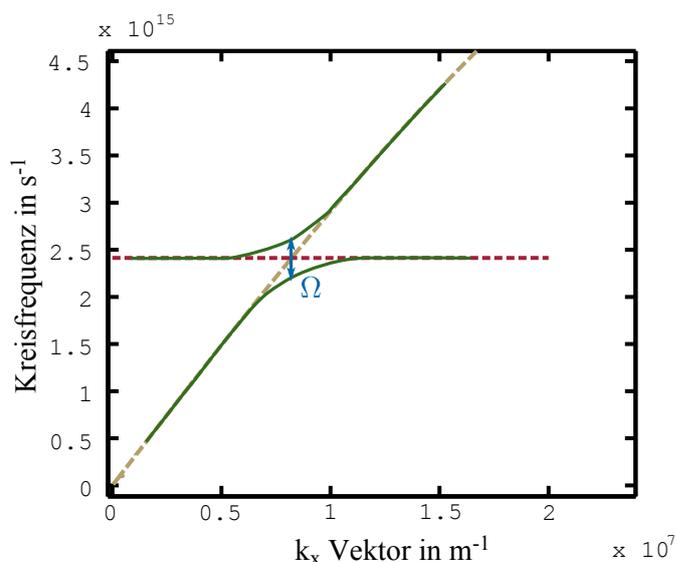
mit Wolkenzentrum bei  $z = z_0$  und der Wolkengröße  $\sigma_z = \frac{\Delta z}{2\sqrt{2\ln 2}}$  verteilen. Somit folgt in kontinuierlicher Schreibweise für die Anzahl gestreuter Photonen in den Winkelbereich  $\vartheta \pm 0.5\Delta\vartheta$

$$N_{ph_{ges}}(\vartheta, \Delta\vartheta) = \int_{z_{min}}^{\infty} N_{at} n_z N_{ph_1} dz. \quad (2.63)$$

Für die Integration und für  $n_z$  werden nur Atome berücksichtigt, die einen Mindestabstand  $z_{min}$  von der Goldoberfläche besitzen, da bei sehr geringen Abständen attraktive Casimir-Polder-Potentiale [Cas48] berücksichtigt werden müssen. Durch diese Potentiale werden die Atome in Richtung Oberfläche beschleunigt. Gleichzeitig ändern sie dabei ihre Resonanzfrequenz. Aufgrund dieser schnellen Änderung der Resonanzfrequenz und der Tatsache, dass die Atome schnell an der Oberfläche verloren gehen, ist ihre Möglichkeit für die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld vernachlässigbar klein.

### Starke und schwache Kopplung

Bisher wurde die Atom-Plasmon-Kopplung nur in die Bereiche direkte Kopplung und indirekte Kopplung unterteilt. Die direkte Kopplung kann aber wiederum in weitere Untergruppen eingeteilt werden. Analog zur Theorie der Wechselwirkung zwischen Atomen und optischen Resonatoren [TS11] sind dies insbesondere die schwache und die starke Kopplung. Die schwache Kopplung tritt auf, wenn die Kopplungskonstante zwischen atomaren Zuständen und Plasmonen  $g$  kleiner ist als deren jeweilige Zerfallsraten  $\gamma$  bzw.  $\kappa$ . In diesem Regime kann sich durch die Kopplung gegenüber dem Fall, dass sich das Atom im Vakuum befindet, maximal die atomare Zerfallsrate  $\gamma$  erhöhen, sowie ihre Abstrahlcharakteristik verändern. Diese Modifikationen führen dazu, dass mit zunehmender Stärke der Kopplung



**Abb. 2.13:** Gestrichelte rote Linie: Resonanzfrequenz von  $^{87}\text{Rb}$ . Gestrichelte goldene Linie: Dispersionsrelation für Plasmonen. Grüne Linien: zeigen schematisch die Energieaufspaltung bei starker Kopplung zwischen Plasmonen und Atomen.  $\Omega$  ist die Rabi-Frequenz und drückt die Kopplungsstärke aus. Eine berechnete Kurve und die entsprechenden Messwerte dazu findet man beispielsweise in [Bel04, Fig. 4].

immer mehr Leistung in die Plasmonen gestreut wird, und weniger in den freien Raum. Ist die Kopplungskonstante  $g$  jedoch größer als die jeweiligen Zerfallsraten, so befinden wir uns im Regime der starken Kopplung. In diesem Regime wird nicht nur die Zerfallsrate und die Abstrahlcharakteristik der Atome modifiziert, sondern es werden zusätzlich die Plasmonenanregung und die atomare Anregung kohärent gekoppelt. Das heißt, dass der Übergang zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand im Atom, sowie die Erzeugung und die Vernichtung von Plasmonen nicht mehr getrennt betrachtet werden dürfen, sondern dass sie neue, gemeinsame Eigenzustände bilden. In Abbildung 2.13 sind die Resonanzfrequenz für den atomaren Übergang als gestrichelte waagrechte rote Linie und die Dispersionsrelation für die Plasmonen als gestrichelte goldene Linie gezeigt. Gibt es starke Kopplung zwischen diesen beiden Systemen, verschwinden die alten Dispersionsrelationen (gestrichelte Linien) und an ihren Platz tritt eine andere Dispersionsrelation für das neue System (grüne Linie). Weit entfernt vom ursprünglichen Kreuzungspunkt geht diese Dispersionsrelation in die Dispersionsrelationen der ungekoppelten Systeme über, während es in der Nähe des Kreuzungspunkts zu einer Aufspaltung kommt, die typisch für starke Kopplung ist. Die Rabi-Frequenz eines einzelnen Photons  $\Omega = 2g$  gibt die Stärke dieser Aufspaltung an und ist gleichzeitig die Frequenz, mit der Übergänge zwischen diesen beiden, neuen, gekoppelten Zuständen durchgeführt werden können. Quantitativ soll dieses System nun mit der Theorie zur Atom-Resonator-Kopplung von H. Tanji-Suzuki et al. [TS11] beschrieben werden.

Nach dieser kann für die Rabifrequenz  $\Omega$  bzw. für die Kopplungskonstante  $g$

$$\Omega = 2g = 2\mu\sqrt{\frac{\omega_0}{2\epsilon_0\hbar V}} = 2\sqrt{\frac{\gamma_0 3\pi c^3}{\omega_0^2 2V}} \quad (2.64)$$

geschrieben werden. Dabei ist  $V$  das Modenvolumen des Resonators,  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz und  $\mu$  das Dipolmoment des Atoms. Starke Kopplung tritt auf, wenn gleichzeitig gilt, dass

$$2g > \gamma \quad \text{und} \quad 2g > \kappa, \quad (2.65)$$

mit  $\gamma$  der Zerfallsrate des Atoms und  $\kappa$  der Zerfallsrate des Resonators bzw. für die Plasmonenkopplung die Zerfallsrate der Plasmonen. Letztere kann aus der Propagationslänge des Plasmons  $L_{op}$  (Gleichung (2.40)) zusammen mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_g = d\omega/dk$  berechnet werden zu

$$\kappa = 2\pi \cdot \frac{v_g}{L_{op}}. \quad (2.66)$$

Für eine Gold-Vakuum-Grenzfläche bei  $\lambda = 780$  nm erhält man  $\kappa = 2\pi \cdot 7.45 \cdot 10^{12}$  Hz. Dieser Wert ist im Vergleich zu optischen Resonatoren sehr hoch, da die Plasmonen aufgrund der ohmschen Verluste schnell zerfallen. Es muss nun  $\kappa$  mit der Rabifrequenz  $\Omega$  für  $^{87}\text{Rb}$  an einer Goldoberfläche verglichen werden. Hierfür wurden in Gleichung (2.64) die Resonanzfrequenz und die natürliche Linienbreite des  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  - Übergangs eingesetzt. Um  $\Omega$  berechnen zu können wird außerdem noch das effektive Modenvolumen der Plasmonen,  $V_{eff}$  benötigt. Dies kann nach [Arc10] wie folgt berechnet werden

$$V_{eff} = S \cdot L_{eff}(z, \hat{\mu}, \omega_0). \quad (2.67)$$

Dabei ist nach [Arc09] die Ausdehnung der Plasmonenmode in der Metallfläche  $S = L_x \times L_y = 4\pi^2 k_x^{-2} \hat{e}_z$  und  $L_{eff}$  die effektive Länge der Plasmonen in z-Richtung, die von der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_0$ , dem Abstand zwischen Dipol und Oberfläche  $z$ , sowie der Ausrichtung des Dipols zur Oberfläche  $\hat{\mu}$  abhängt. Setzt man in die Gleichung für  $L_{eff}$  aus [Arc09] nur Dipole ein, die senkrecht zur Goldoberfläche ausgerichtet sind, so folgt

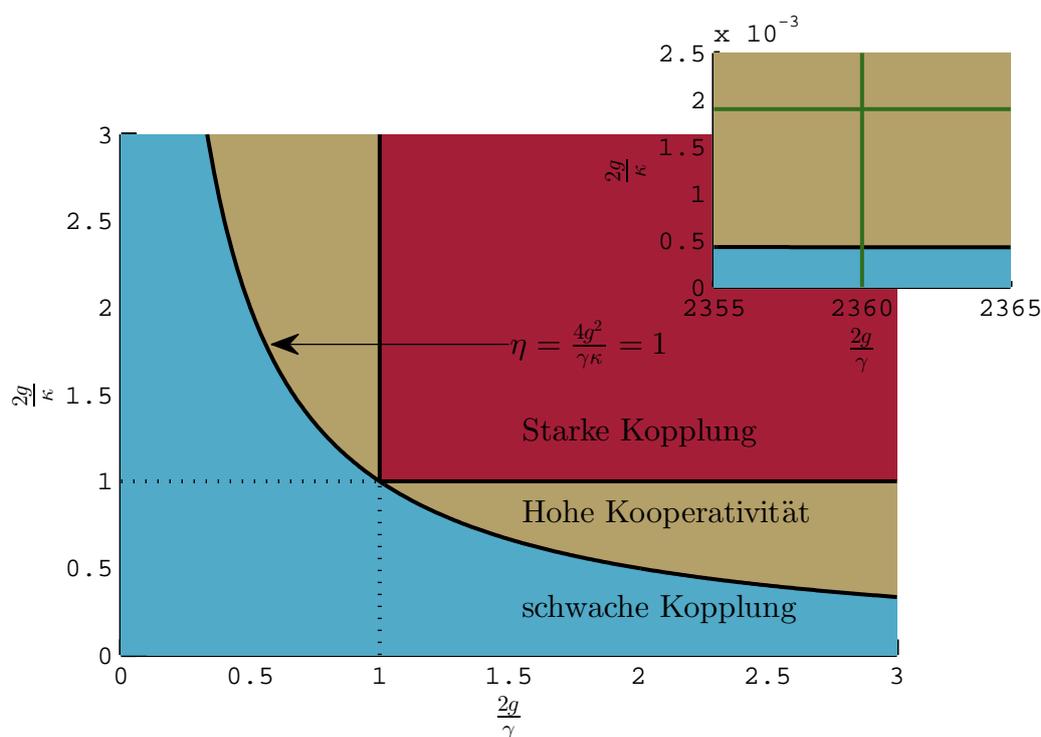
$$L_{eff}(z, \omega_0) = \left( -\epsilon_2(\omega_0) \frac{e^{2ik_{z1}z}}{L(\omega_0)} \right)^{-1}, \quad (2.68)$$

mit

$$L(\omega_0) = \frac{-\epsilon_2(\omega_0)}{2|k_{z1}|} + \frac{1}{4|k_{z2}|} \left( \frac{1 - \epsilon_2(\omega_0)}{-\epsilon_2(\omega_0)} \frac{d(\omega_0 \epsilon_2(\omega_0))}{d\omega} - 1 - \epsilon_2(\omega_0) \right). \quad (2.69)$$

Mit diesen Gleichungen lässt sich das effektive Modenvolumen zum Beispiel für einen Abstand  $z = 240$  nm berechnen zu  $V_{eff} = 0.415 \mu\text{m}^3$ . Hieraus folgt für die Kopplungskonstante  $2g = 2\pi \cdot 14.2$  GHz. Die Konstante für die Kopplung zwischen Atomen und Plasmonen kann also einen viel höheren Wert einnehmen als bei typischen quantenoptischen Experimenten mit Resonatoren. In solchen Experimenten

liegt die Kopplungskonstante maximal im MHz-Bereich, das heißt, sie ist ca. 3 Größenordnungen kleiner. Die Bedingung  $2g > \kappa$  ist jedoch nicht erfüllt und damit die Bedingung für starke Kopplung ebenfalls nicht. Um starke Kopplung zu erreichen, müssten  $\kappa$  oder  $\Omega$  verändert werden. Für  $\kappa$  ist dies möglich, indem die Goldschicht durch ein anderes Metall ersetzt wird, das bei der Wellenlänge  $\lambda = 780$  nm geringere ohmsche Verluste besitzt. Geeignet wäre z.B. Silber, allerdings ist hier das schnelle Oxidieren der Oberfläche ein Problem und die Verbesserung wäre mit einem ca. 30 % kleineren  $\kappa$  relativ gering. Die Rabifrequenz kann verändert werden, indem die neutralen Atome durch polare Moleküle mit stärkerem Dipolmoment  $\mu$  ersetzt werden, oder indem das Modenvolumen der Plasmonen verkleinert wird. Dieses lässt sich durch Änderung der Dimensionalität des plasmonischen Materials ändern, also durch den Übergang zu 1D- oder 0D-Strukturen [Mai06], [Fra12].



**Abb. 2.14:** Visualisierung der verschiedenen Atom-Plasmon-Wechselwirkungsbereiche in Abhängigkeit von den Parametern atomare Zerfallsrate  $\gamma$ , plasmonische Zerfallsrate  $\kappa$  und der Kopplungsstärke  $2g$ . Das kleine Bild oben rechts zeigt den relevanten Bereich für das experimentelle Setup. Die entsprechenden Daten wurden als grüne Linien eingezeichnet.

### Hohe Kooperativität

Betrachtet man Abbildung 2.14 so beschreibt der rote Bereich den Fall der starken Kopplung und der blaue Bereich den Fall der schwachen Kopplung. Der goldene Bereich dazwischen wurde bisher jedoch noch nicht beschrieben. Für ihn gilt, ebenso wie für die starke Kopplung [TS11]

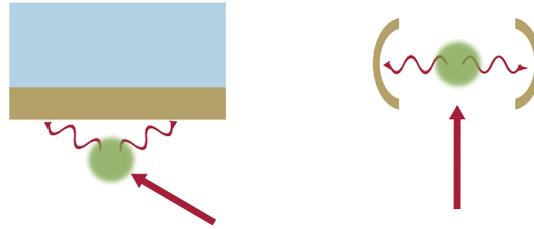
$$\eta = \frac{4g^2}{\gamma\kappa} > 1. \quad (2.70)$$

Im Gegensatz zu dieser gilt jedoch nicht, dass beide Bedingungen (2.65) gleichzeitig erfüllt sein müssen. Der Parameter  $\eta$  wird als Kooperativitätsparameter bezeichnet, und der Bereich  $\eta > 1$  als der Bereich hoher Kooperativität. Für unser System folgt mit  $\gamma = \gamma_0 = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$  und bei einem Abstand zwischen Atom und Oberfläche von  $z = 240 \text{ nm}$

$$\eta \approx 4.5. \quad (2.71)$$

Somit folgt, dass der Bereich der hohen Kooperativität bei geringen Abständen erreichbar ist. In diesem Bereich ist die Niveaufspaltung nicht gleichzeitig größer als die einzelnen Linienbreiten  $\kappa$  und  $\gamma$ , wie es für starke Kopplung üblich ist, sondern es folgt ein Intensitätseinbruch auf Resonanz, der Ähnlichkeit zur elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) hat. Um dies genauer zu beschreiben, wird als Modell für die Plasmonen ein Resonator angenommen, in dem sich Atome befinden, die senkrecht zur Resonatorachse von einem Laserstrahl angestrahlt werden, siehe rechte Seite der Abbildung 2.15.

Ist im Modellsystem der Resonator mit der, von den Atomen emittierten, Licht-



**Abb. 2.15:** Vergleich der Streuung in Plasmonen (links) und Modell der Streuung in den Resonator (rechts). In beiden Fällen werden Atome durch einen Laserstrahl angeregt, im linken Fall führt dies zu einer Plasmonenanregung in der Metallschicht, im rechten Fall zu umlaufenden Photonen zwischen den Resonatorspiegeln.

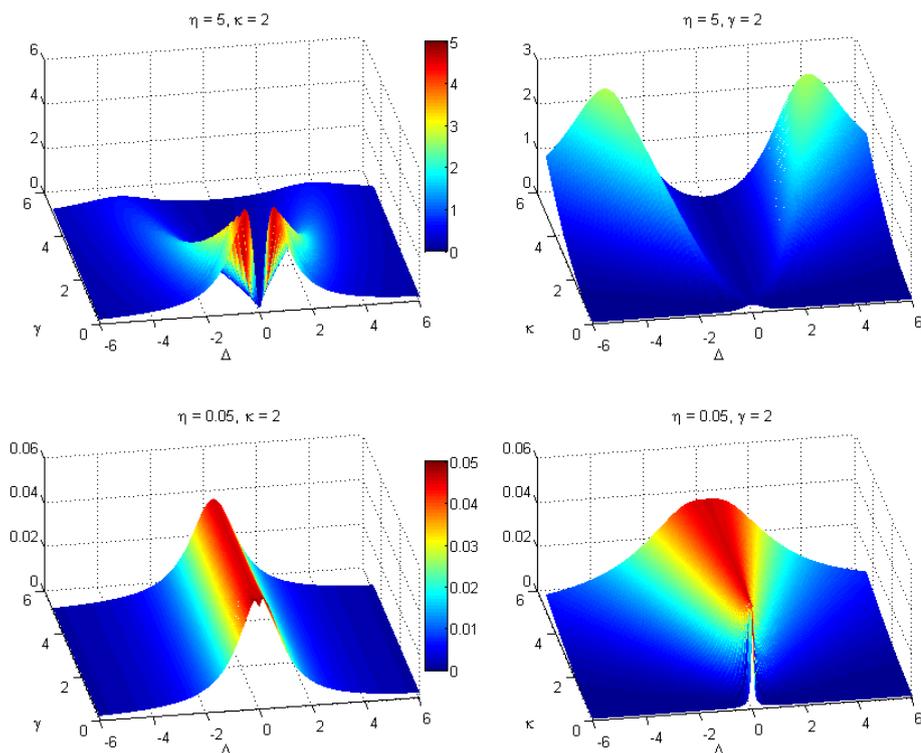
wellenlänge in Resonanz, lässt sich nach H. Tanji-Suzuki et al. [TS11] der Anteil der Streuung in den Resonator  $P_c$ , im Vergleich zur Streurrate in den freien Raum  $P_{4\pi}^{(0)}$ , berechnen zu

$$\frac{P_c}{P_{4\pi}^{(0)}} = \frac{\eta}{(1 + \eta\mathcal{L}_a(\Delta))^2 + (2\delta\kappa^{-1} + \eta\mathcal{L}_d(\Delta))^2} \quad (2.72)$$

mit

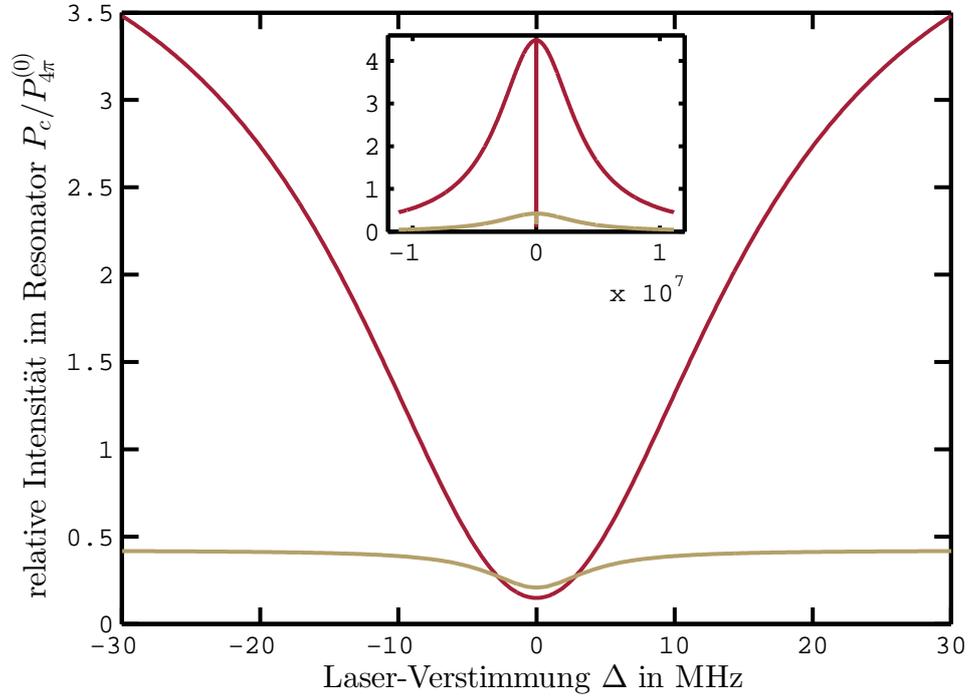
$$\begin{aligned}\mathcal{L}_a(\Delta) &= \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 4\Delta^2} \\ \mathcal{L}_d(\Delta) &= \frac{-2\Delta\gamma}{\gamma^2 + 4\Delta^2}.\end{aligned}\tag{2.73}$$

Dabei ist  $\Delta$  die Verstimmung zwischen Atomen und Anregungslaser und  $\delta = \Delta$



**Abb. 2.16:** Photonen-Streuung in den Resonator in Abhängigkeit der Lichtverstimmung  $\Delta$  und für verschiedene Parameterbereiche. Obere Zeile Hohe Kooperativität bzw. starke Kopplung  $\eta = 5$ , untere Zeile schwache Kopplung  $\eta = 0.05$ .

die Verstimmung zwischen Resonator und Anregungslaser. In Abbildung 2.16 wird die Gleichung (2.72) für verschiedene Parameterbereiche in Abhängigkeit von  $\Delta$  diskutiert. Die oberen beiden Teilbilder zeigen Simulationen für  $\eta = 5$ . Je nach Werten für  $\kappa$  bzw.  $\gamma$  zeigen die Simulationen deshalb starke Kopplung oder hohe Kooperativität. Bei der Simulation oben links wurde  $\kappa = 2$  konstant gewählt und die Gleichung (2.72) für nach hinten im Bild ansteigende  $\gamma$  im Bereich  $\gamma = 0.1 \dots 5$  berechnet. Für kleine Werte von  $\gamma$  ist der für kooperative Kopplung typische Intensitätseinbruch auf Resonanz zu beobachten. Erklärt werden kann dieser Einbruch durch destruktive Interferenz des elektrischen Feldes im Resonator mit dem elektrischen Feld des Laserstrahls am Ort der Atome, sodass keine Photonen aus dem



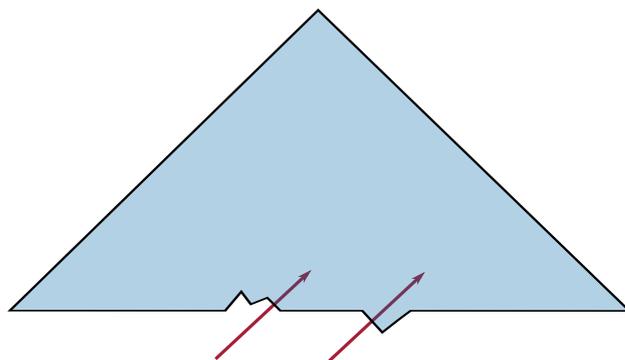
**Abb. 2.17:** Relative Streurrate in Plasmonen, Gleichung (2.72), mit Werten, die im Experiment bei einem Abstand,  $z = 240$  nm (rot) bzw.  $z = 1$   $\mu$ m (gold), erreicht werden ( $\kappa = 2\pi \cdot 7.45 \cdot 10^{12}$  Hz,  $\gamma = 2\pi \cdot 6 \cdot 10^6$  Hz,  $\eta(z = 240$  nm) = 4.48,  $\eta(z = 1$   $\mu$ m) = 0.42). Kleines Bild: Gesamtübersicht für Verstimmung im Bereich  $\Delta \approx \pm 10$  THz. Großes Bild: Ausschnittsvergrößerung im Bereich  $\Delta = \pm 30$  MHz.

Laserstrahl gestreut werden können. Wird  $\gamma$  größer, so geht der Intensitätseinbruch auf Resonanz in zwei sich separierende Maxima über. Diese Maxima besitzen einen Abstand von  $2g = \sqrt{\eta\gamma\kappa}$  und entsprechen damit der Modenaufspaltung im stark koppelnden Regime der Resonator-Quantenelektrodynamik. Dort wird diese Aufspaltung als Vakuum-Rabi-Aufspaltung bezeichnet [CT92]. Interessant ist die Tatsache, dass bei Erhöhung von  $\gamma$  die gesamte in den Resonator bzw. in die Plasmonen gestreute Leistung abnimmt, da  $\gamma$  die Zerfallsrate des atomaren angeregten Zustands ist und somit diese Kopplung dominiert. Im Bild oben rechts ist hingegen der Fall für ein konstantes  $\gamma$  und  $\kappa$  im Bereich  $\kappa = 0.1 \dots 5$  dargestellt. In diesem Fall befindet sich für sehr kleine  $\kappa$  fast keine Leistung im Resonator, für große  $\kappa$  erhalten wir wiederum zwei, für die starke Kopplung typische, separierte Intensitätsmaxima. Da in diesem Bild aber, mit zunehmendem  $\kappa$ , die Zerfallsrate des Resonators erhöht wird, nimmt die Gesamtintensität im Resonator bei stärkerer Kopplung immer weiter zu. In der unteren Zeile wurde erneut die Photonen-Streuung in den Resonator für verschiedene  $\gamma$  (links) und  $\kappa$

(rechts) dargestellt. Allerdings wurde diesmal mit  $\eta = 0.05 \ll 1$  das Regime der schwachen Kopplung gewählt. Für diese Werte ist der Intensitätseinbruch auf Resonanz nahezu komplett verschwunden und es kann höchstens eine Verbreiterung der Resonanz bei höheren Resonator-Zerfallsraten  $\kappa$  beobachtet werden.

In Abbildung 2.17 ist das Ergebnis der Gleichung (2.72) mit realistischen Werten für ein  $^{87}\text{Rb}$ -Atom vor einer Goldoberfläche im Abstand  $z = 240 \text{ nm}$  bzw.  $z = 1 \mu\text{m}$  dargestellt. Bei  $z = 240 \text{ nm}$  ist die Kurve aufgrund des hohen Wertes für  $\kappa$  sehr breit, hat jedoch ein tiefes schmales Minimum auf Resonanz und entspricht dem Fall der hohen Kooperativität. Für  $z = 1 \mu\text{m}$  erhält man eine ähnliche Kurvenform, die Gesamtintensität im Resonator nimmt jedoch deutlich ab.

## 2.3 Transmission von Licht ins Prisma an Oberflächenrauigkeiten

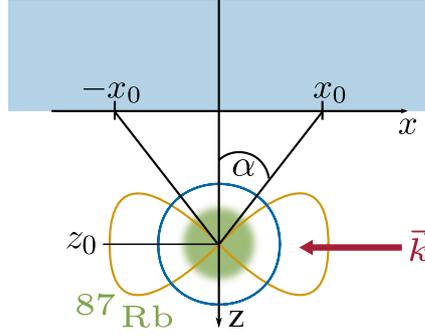


**Abb. 2.18:** Schematische Darstellung von Prisma mit Störstellen. Durch die Störstellen ist es möglich, dass Licht in Winkel transmittiert wird, die bei einer glatten Oberfläche verboten wären.

Wenn in Kapitel 4 die Messergebnisse diskutiert werden, wird sich zeigen, dass die Signale bei Referenzmessungen über Saphir und bei Messung von s-polarisierten Photonen über Gold, ebenfalls Anteile enthalten, die durch Atome verursacht werden, und die vom Abstand der Atome von der Oberfläche abhängen. In diesen Fällen kann das Signal jedoch nicht von der Plasmonenanregung abhängen. Zum einen sind nämlich Photonen, die durch Plasmonen erzeugt werden, p-polarisiert und zum anderen ist eine plasmonische Anregung an einer Saphirgrenzfläche gar nicht möglich. Außerdem werden alle Messungen bei Winkeln durchgeführt, die größer sind als der Totalreflexionswinkel. Licht, das in einem beliebigen Winkel aus dem Vakuum auf die Prismaoberfläche trifft, kann, aufgrund des Snelliuschen Brechungsgesetzes, nur in einen Winkel gebrochen werden, der kleiner als der Totalreflexionswinkel ist. Deshalb sollten die Messsignale auch keinen Anteil an direkt transmittierten Photonen enthalten. Besitzt die Oberfläche des Prismas jedoch Störstellen, wie in Abbildung 2.18 schematisch gezeigt, wird die direkte Transmission in den Winkelbereich, bei der die Messungen durchgeführt wurden,

möglich. Der Grund hierfür ist, dass für die Photonen, die an den Störstellen transmittiert werden, der Winkel kleiner ist als der Totalreflexionswinkel. Nimmt man an, dass die transmittierte Intensität in alle diese Winkel gleich verteilt ist hängt das Signal in einen bestimmten Winkel  $\vartheta$  nur von zwei Parametern ab. Diese sind die gesamte Intensität, die auf die Detektionsfläche trifft, sowie ein Faktor  $c_{st}(\vartheta)$ , der die Häufigkeit und Stärke der Störstellen beschreibt.

Um dies zu veranschaulichen soll als vereinfachtes Modell eine Wolke betrachtet



**Abb. 2.19:** Veranschaulichung der Streuung von Photonen in den Detektionsbereich  $\pm x_0$ .

werden, deren Atome in z-Richtung gaußverteilt sind, und die von einem Laser angeregt werden, siehe Abbildung 2.19. Die Ausdehnung der Wolke in der x-y-Ebene wird hierbei vernachlässigt. Aus Kapitel 2.1.1.1 ist bekannt, dass die, an den Atomen gestreuten Photonen intensitätsabhängig entweder eine Dipol-Charakteristik besitzen oder sich isotrop verteilen. Es soll nun, für verschiedene Abstände der Wolke zur Oberfläche  $z_0$ , berechnet werden, wieviele der von der Wolke gestreuten Photonen im Detektionsbereich auf der Oberfläche, mit dem Radius  $x_0$ , eintreffen. Mit  $\alpha = \tan(x_0/z)$  kann für die verschiedenen Abstrahlcharakteristika der Winkelbereich berechnet werden, unter dem Photonen auf der Detektionsfläche eintreffen. Hieraus lässt sich der Anteil berechnen, der von der gesamten einfallenden Intensität in diesen Winkelbereich streut. Es folgt für die inkohärent gestreuten Photonen

$$\eta_{inkoh}(z) = 2 \int_0^{\alpha(z)} \frac{1}{2\pi} d\alpha, \quad (2.74)$$

für kohärente Streuung mit Dipol waagrecht zu Oberfläche

$$\eta_{koh_{\parallel}}(z) = 2 \int_0^{\alpha(z)} \frac{1}{\pi} \cos^2(\alpha) d\alpha, \quad (2.75)$$

sowie für kohärente Streuung mit Dipol senkrecht zur Oberfläche

$$\eta_{koh_{\perp}}(z) = 2 \int_0^{\alpha(z)} \frac{1}{\pi} \sin^2(\alpha) d\alpha. \quad (2.76)$$

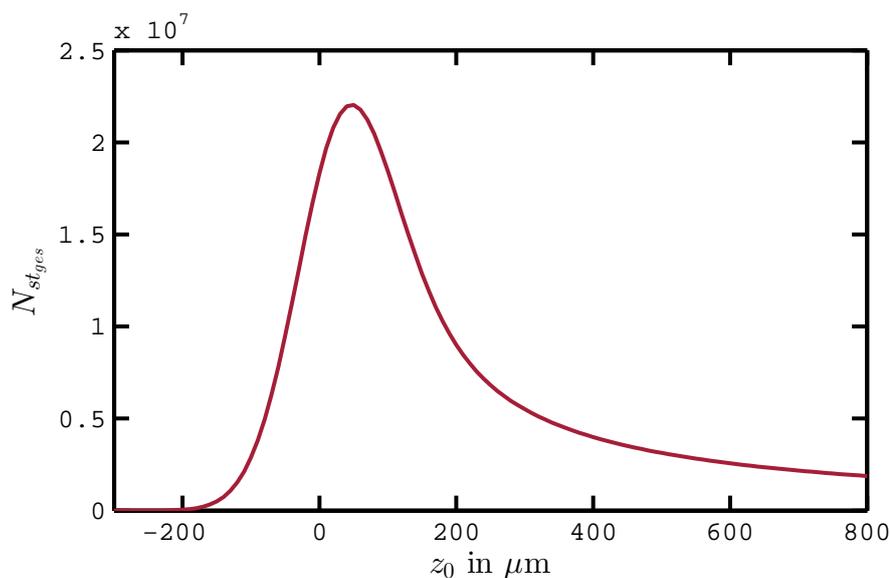
Ein Atom im Abstand  $z$  von der Oberfläche streut nun in der Zeit  $\Delta t$

$$N_{st_0}(z) = \left( c_{inkoh} \eta_{inkoh} + \frac{c_{koh}}{2} \eta_{koh_{\parallel}} + \frac{c_{koh}}{2} \eta_{koh_{\perp}} \right) \gamma_0 \Delta t \quad (2.77)$$

Photonen in den Detektionsbereich. Dabei ist  $\gamma_0$  die natürliche Zerfallsrate für  $^{87}\text{Rb}$  und  $c_{koh}$  bzw.  $c_{inkoh}$  der Anteil der kohärenten bzw. inkohärenten Strahlung nach Gleichung (2.13) und (2.14). Als nächstes wird die Gleichung auf  $N_{At}$  Atome erweitert, die gaußverteilt in  $z$ -Richtung, mit Maximum bei  $z_0$ , angeordnet sind. Für diesen Fall berechnet sich die Gesamtzahl an Photonen, die in den Detektionsbereich gestreut wird zu

$$N_{st_{ges}}(z_0) = \int_{z_{min}}^{\infty} N_{st_0}(z) n_z(z, z_0) N_{At} dz, \quad (2.78)$$

mit  $n_z$  der Dichteverteilung in  $z$ -Richtung, siehe Gleichung (2.62). Abbildung 2.20 zeigt das Ergebnis dieser Gleichung für verschiedene Abstände  $z_0$  einer Atomwolke mit  $N_{At} = 1 \cdot 10^5$   $^{87}\text{Rb}$ -Atomen, die in  $z$ -Richtung über den Bereich  $\sigma_z = 150 \mu\text{m}$  verteilt sind. Außerdem wurden  $z_{min} = 100 \text{ nm}$  Sättigungsintensität  $s = 1$  gewählt. Dadurch ist auch  $\Delta t = T_{ww}$  festgelegt. Als Ergebnis erhält man ein Signal, dass mit abnehmendem Abstand der Wolke zur Oberfläche ansteigt, bis die ersten Atome an der Oberfläche verloren gehen. Durch den Atomzahlverlust sinkt es dann wieder ab.



**Abb. 2.20:** Photonenzahl  $N_{st_{ges}}$ , die von einer Atomwolke in die Detektionsfläche im Prisma gestreut wird für Sättigungsintensität ( $s = 1$ ) und  $\Delta t = 84.5 \mu\text{m}$ .

Die absolute Anzahl an Photonen, die in der Detektionsfläche eintrifft, ist für geringe Abstände sehr hoch. Allerdings wird nur ein kleiner Anteil dieser Photonen in den Winkel des Detektors transmittiert. Es folgt für das Signal am Detektor

$$N_{st_{det}} = N_{st_{ges}} c_{st}(\vartheta). \quad (2.79)$$

Der Faktor  $c_{st}$  gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, dass ein, an der Oberfläche eintreffendes Photon, durch die Oberfläche hindurch, in den Winkel  $\vartheta$  transmittiert wird und ist dadurch ein Maß für die Rauigkeit der Oberfläche. Vergleicht man die Simulationskurve aus Abbildung 2.20 mit experimentellen Daten bei denen keine Plasmonen an der Oberfläche angeregt wurden (rote Kreise in Abbildung 4.2) folgen, unter Berücksichtigung der Verlustmechanismen in der Messung ( $N_{st_{det}} = N_{ph_{det}} \eta_{ges}^{-1}$ ), für den Koeffizient  $c_{st}$  Werte im Bereich  $1 \cdot 10^{-3} \dots 1 \cdot 10^{-4}$ . Es wird also nur jedes tausendste bzw. zehntausendste an der Oberfläche eintreffende Photon in den Winkel  $\vartheta$  transmittiert. Die Kurvenform der experimentellen Daten wird durch dieses vereinfachte Modell einer eindimensionalen Oberfläche und einer zweidimensionalen Atomwolke nur qualitativ wiedergegeben und müsste für eine bessere Übereinstimmung um jeweils eine Dimension erweitert werden.



# 3 Aufbau und experimentelle Methoden

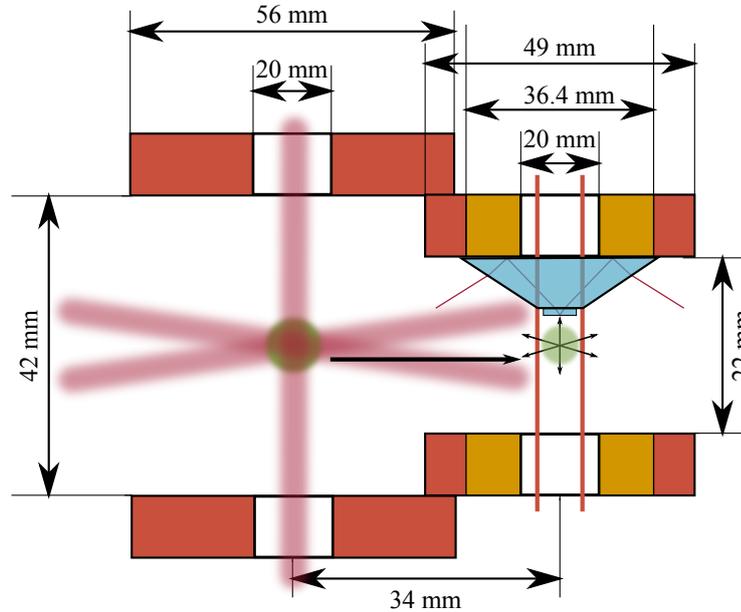
## 3.1 Erzeugung einer kalten $^{87}\text{Rb}$ Atomwolke

Zur Durchführung der Experimente in dieser Arbeit, werden kalte, gefangene Atome benötigt, die sich dreidimensional im Raum verschieben lassen. Hierfür werden insgesamt 3 unterschiedliche Typen von Fallen benützt, in denen ein Ensemble von Atomen im Ultrahochvakuum sukzessiv gefangen, gekühlt und verschoben werden kann. Die Vakuumkammer und das Lasersystem zum Fangen und Kühlen der Atome wurde bereits in der Doktorarbeit von Helmar Bender beschrieben [Ben11], deshalb sei hier der Aufbau nur kurz umrissen und für detailliertere Informationen auf [Ben11] und die dort enthaltenen Referenzen verwiesen.

### 3.1.1 Magneto-optische Falle (MOT)

Die Atome werden zunächst mit Hilfe einer 6-Strahl-MOT gefangen, siehe linker Teil der Zeichnung in Abbildung 3.1. Diese besteht aus zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration, die einen Abstand von 42 mm besitzen (Innenkante zu Innenkante). Sie erzeugen einen Magnetfeldgradienten im Fallenzentrum von ca. 15 G/cm. Im Fallenzentrum werden die 6 Laserstrahlen des Kühllasers überlagert. Diese Strahlen besitzen einen Durchmesser von ca. 1.5 cm, eine Gesamtleistung von ca. 160 mW, und die Wellenlänge ist zum  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ - $^{87}\text{Rb}$ -Übergang 25 MHz rotverstimmt. Dadurch können Atome mit dem Zustand  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$  im Fallenzentrum gefangen werden. Zusätzlich zum Kühllaser wird ein zweiter Laser resonant zum  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Übergang mit einer Leistung von ca. 15 mW eingestrahlt. Dieser Laser sorgt dafür, dass Atome, die in den  $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Zustand angeregt wurden und in den nicht gefangenen Zustand  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  zerfallen, wieder in den Kühlprozess zurück gepumpt werden. Deshalb wird dieser Laser auch Rückpumpplaser genannt. Die  $^{87}\text{Rb}$ -Atome werden aus dem Hintergrunddampfdruck geladen, wofür, zu Beginn der MOT-Phase, für ca. 10 Sekunden zwei Dispenser bei einem Strom von 6.5A betrieben werden. Hierbei steigt der Druck in der Vakuumkammer bis auf ca.  $5 \cdot 10^{-11}$  mbar an. Insgesamt dauert die MOT-Phase 20 Sekunden, da, nach dem Laden der Falle aus dem Dis-

penser, gewartet werden muss, bis sich dieser wieder abgekühlt hat, und der Druck wieder auf ca.  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar gefallen ist. Am Ende der MOT Phase wird für 25 ms eine optische Molasse erzeugt. Hierfür werden die MOT-Spulen ausgeschaltet, und der Kühllaser wird weitere 60 MHz rot verstimmt, was dazu führt, dass die Atome weiter gekühlt werden.



**Abb. 3.1:** Links: Atomwolke in Magneto-optischer Falle. Rechts: Atomwolke und Prisma in Ioffe-Pritchard-Falle. Die Falle wird mit dem gelben Spulenpaar (BEC-Spulen) erzeugt. Um die BEC-Spulen ist jeweils eine weitere Spule gewickelt (orange Spulen), die während des Transfers der Atome aus der MOT benötigt werden. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

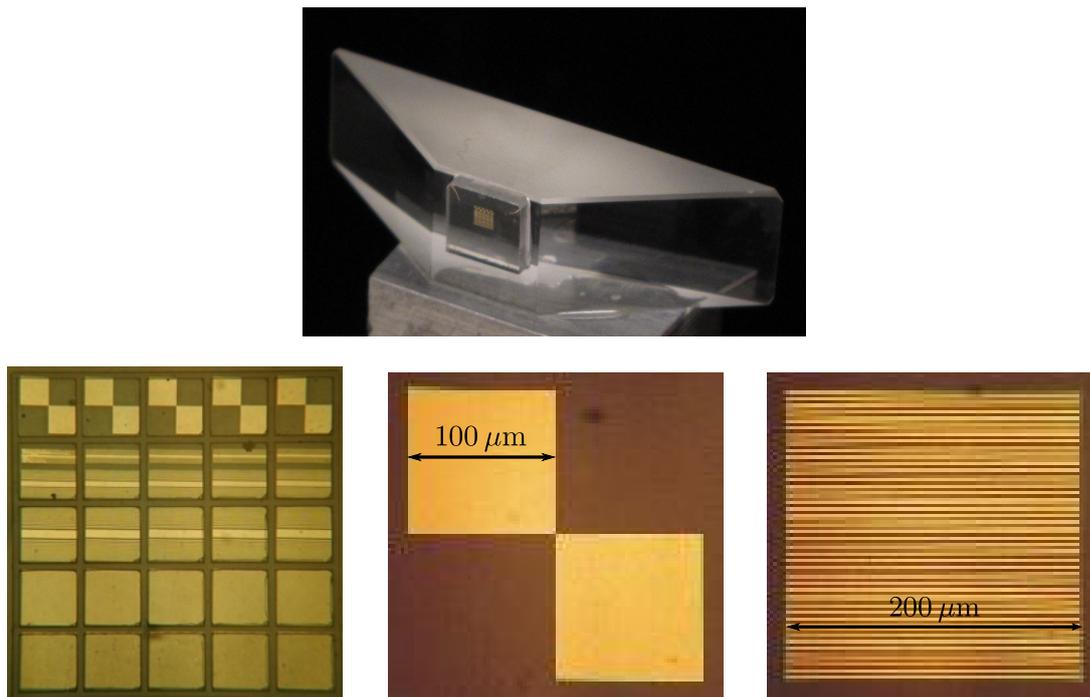
### 3.1.2 Quadrupolfalle und Ioffe-Pritchard-Falle

Am Ende der MOT-Phase werden die Atome in den  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand umgepumpt, in dem sie rein magnetisch gefangen werden können. Dazu wird der Kühllaser ausgeschaltet, mit dem Helmholtzspulenpaar ein konstantes Magnetfeld von ca. 2 G erzeugt und anschließend für  $100 \mu\text{s}$  ein Laser eingestrahlt, der resonant zum  $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Übergang ist. Die Polarisation des Lasers ist so gewählt, dass nur  $\sigma^+$ -Übergänge angeregt werden, wodurch die Atome in den  $m_F = 2$ -Zustand umgepumpt werden. Anschließend werden die MOT-Spulen wieder in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben. Dadurch werden die Atome in deren Quadrupol-Feld rein magnetisch gefangen. Sehr kalte Atome können in einer reinen Quadrupolfalle aufgrund der Entartung der magnetischen Unterzustände im Fallenzentrum durch Majorana-Spinflips [Suk97] in einen ungebundenen magnetischen Unterzustand übergehen und dadurch die Falle verlassen. Deshalb müssen die Atome, bevor sie weiter gekühlt werden, in eine Falle verscho-

ben werden, die im Zentrum keinen Nulldurchgang des Magnetfeldes besitzt. Dies ist bei einer Falle in Ioffe-Pritchard-Geometrie [Pri83], die auch Ioffe-Falle genannt wird, gewährleistet. Um die Atome in der Ioffe-Falle effizient evaporativ zu kühlen, müssen die Stoßraten zwischen den Atomen hoch genug sein. Deshalb werden in der Ioffe-Falle höhere Fallenfrequenzen und damit höhere Magnetfeldgradienten benötigt. Mit dem Spulenpaar der MOT wären diese Gradienten nur durch sehr hohe Spulenströme erreichbar, und es wäre schwierig die Abwärme der Spulen aus der Vakuumkammer abzuführen. Deshalb werden die Atome mit Hilfe der Transferspulen adiabatisch in das dichter beieinander liegende BEC-Spulenpaar verschoben, siehe Abbildung 3.1 rechts. Zwischen diesen Spulen ist es möglich, ausreichende Magnetfeldgradienten bei moderaten Strömen von einigen Ampere zu erreichen. Um die Quadrupolfalle der BEC-Spulen zu einer Ioffe-Falle zu erweitern, werden entlang der Verbindungsachse zwischen den beiden BEC-Spulen, nahe des Fallenzentrums, zwei Drähte, so genannte Ioffe-Drähte angebracht. Durch diese fließt in gegenläufiger Richtung Strom. Dadurch wird das Quadrupolfeld mit einem weiteren Magnetfeld überlagert, das senkrecht zur Ebene der beiden Drähte steht. Das Fallenzentrum wird somit an eine neue Position verschoben, und der Nulldurchgang des Magnetfeldes im Fallenzentrum verschwindet bei genügend hohen Strömen. Dadurch können mit diesem Fallentyp Majorana-Spinflips verhindert werden. In der Ioffe-Pritchard-Falle erfolgt die evaporative Kühlung der Atome. Hierfür wird eine Radiofrequenz auf die Atome eingestrahlt, die dafür sorgt, dass die Atome mit den höchsten Geschwindigkeiten an nicht gefangene Zustände koppeln und aus der Falle verschwinden. Dadurch wird die Temperatur der in der Falle verbliebenen Atome abgesenkt. Diese Falle und damit auch die gefangenen Atome können in alle drei Raumrichtungen verschoben werden. Die Verschiebung in vertikaler Richtung in Abbildung 3.1 ist dadurch möglich, dass die Ströme in den beiden Helmholtzspulen asymmetrisch eingestellt werden. Senkrecht zu Papierebene wird die Richtung über den Strom in den Ioffedrähten eingestellt. Für die Positionierung in der dritten Raumrichtung wird ein weiteres Magnetfeld benötigt, das zu einer Verschiebung des Fallenzentrums führt. Dieses Magnetfeld wird durch ein Helmholtzspulenpaar erzeugt, das außerhalb der Vakuumkammer, senkrecht zur Ioffedrahtebene und senkrecht zum BEC-Spulenpaar angebracht ist.

## 3.2 Saphirsubstrat mit integrierten Goldstrukturen

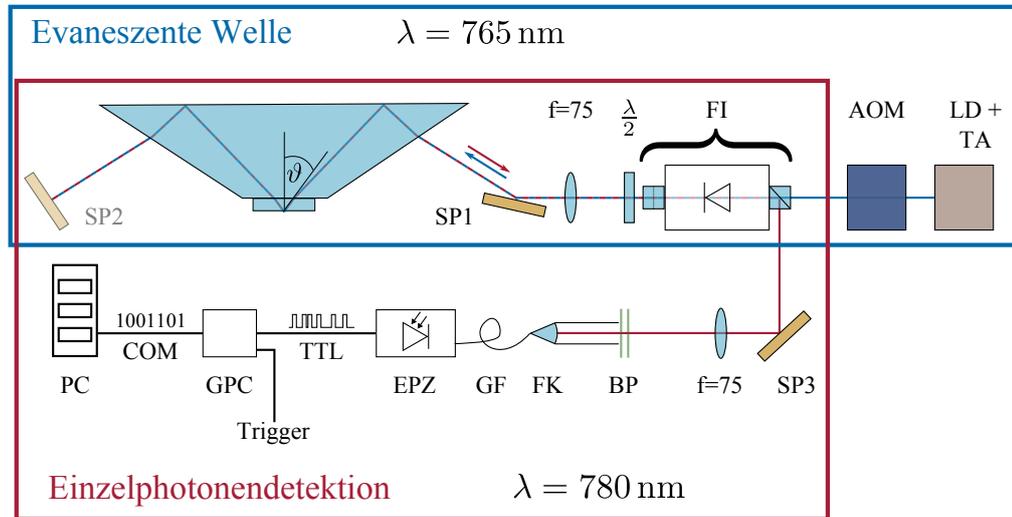
Die Experimente zu dieser Arbeit wurden an Saphir- und Goldoberflächen durchgeführt. Hierfür wurden verschiedene strukturierte Gold-Dünnschichten auf ein Saphirplättchen aufgedampft, das wiederum mit Immersionsklebstoff (NOA61 der Firma Norland Products) auf die kleinere der beiden rechtwinkligen, parallelen Flächen eines Dove-Prismas aufgebracht wurde. Wie in Abbildung 3.1 skizziert, wird das Prisma mit der Saphirfläche nach unten an der oberen Spule der Ioffe-Pritchard-Falle befestigt. Da die Atomwolke in dieser Falle in allen drei Raumrichtungen verschoben werden kann, können die Atome kontrolliert über den ver-



**Abb. 3.2:** Oben: Foto des Prismas aus Abb. 3.1 mit aufgeklebtem Saphirsubstrat. Unten: Vergrößerung der Strukturen auf dem Saphirsubstrat. Die helleren Bereiche bestehen aus Gold, die dunkleren zeigen das Saphirsubstrat. Von links nach rechts: Gesamtübersicht über alle Strukturen, Vergrößerung der Gold- bzw. Saphirpads und Vergrößerung des 4  $\mu\text{m}$ -Gitters

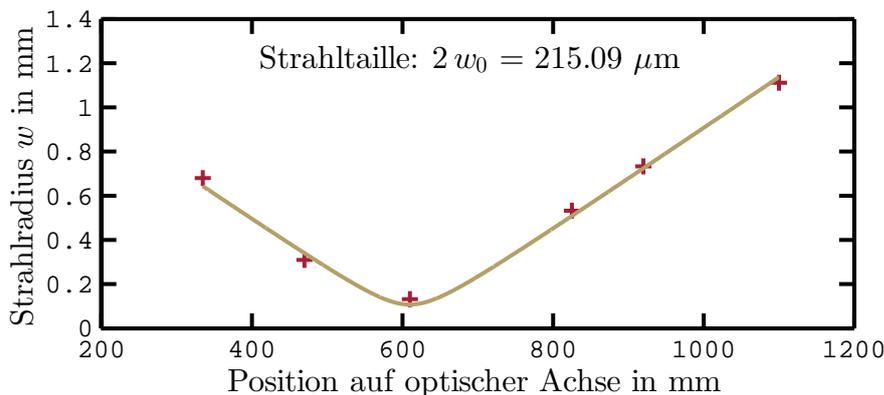
schiedenen Strukturen in definierten Abständen positioniert werden. In der ersten Zeile der Abbildung 3.2 ist ein Foto des Prismas mit aufgeklebtem Saphirsubstrat zu sehen. Die goldene Fläche auf dem Saphirsubstrat ist in der unteren Zeile links vergrößert dargestellt. Die Fläche besteht aus 5 Zeilen mit jeweils unterschiedlichen Mustern. Die einzelnen Spalten unterscheiden sich nicht und dienen als Redundanz, falls eine der Strukturen beschädigt wäre. Zwischen jedem dieser Felder befinden sich 20  $\mu\text{m}$  hohe Rahmen aus SU-8-Fotolack. Diese Rahmen dienen zur Kalibrierung der Position zwischen den Strukturen und der Atomwolke. Das entsprechende Verfahren wird in Abschnitt 3.5.2 genauer beschrieben. Rechts neben der Gesamtübersicht der Strukturen ist ein Feld der ersten Zeile vergrößert dargestellt. Dieses Feld besteht aus zwei 100  $\mu\text{m}$  x 100  $\mu\text{m}$  großen, 50 nm dicken Goldflächen sowie zwei Saphirfelder gleicher Fläche ohne Goldschicht. Auf den Goldflächen eines dieser Felder wurden die Messungen zur Kopplung zwischen Atomen und Plasmonen hauptsächlich durchgeführt. Weitere Kopplungsmessungen fanden an einem Gitter mit einer Periodizität von 4  $\mu\text{m}$ , bestehend aus jeweils 2  $\mu\text{m}$  breiten Gold- und Saphirstreifen, statt. Diese Struktur ist in der unteren Zeile von Abbildung 3.2 rechts vergrößert dargestellt.

## 3.2.1 Evaneszente Welle



**Abb. 3.3:** Strahlengang der evaneszenten Welle (blaue Box) und der Einzelphotonendetektion (rote Box), genauere Beschreibung siehe Text.

In Abbildung 3.1 wurde im Prisma ein an der Saphir-Vakuum-Grenzfläche total reflektierter Laserstrahl eingezeichnet. An dieser Grenzfläche wird dadurch eine evaneszente Welle erzeugt. Im blauen Kasten von Abbildung 3.3 ist derselbe Strahlengang vergrößert und mit allen wichtigen optischen Elementen erneut dargestellt. Der Einfallswinkel  $\vartheta$  des Laserstrahls auf die Oberfläche kann durch Verkippen des Spiegels SP1 eingestellt werden. Stellt man den Winkel auf den Plasmonenwinkel  $\vartheta_{pl}$ , können über den Goldstrukturen Oberflächenplasmonen angeregt werden, die das evaneszente Feld verstärken. Der Laserstrahl für die evaneszente Welle wird von einem Breitstreifenlaser LD mit einer Wellenlänge  $\lambda = 765 \text{ nm}$  erzeugt und durch einen Trapezverstärker TA (BoosTA von Toptica) verstärkt. Die Leistung der evaneszenten Welle kann mit einem akusto-optischen Modulator AOM im Bereich  $0 \dots \sim 200 \text{ mW}$  eingestellt werden. Atome, die sich sehr nahe an einer Oberfläche befinden, werden normalerweise aufgrund der attraktiven Casimir-Polder-Kräfte von der Oberfläche angezogen [Cas48]. Da der Laser für die evaneszente Welle blauverstimmt zur atomaren Resonanz ist, bildet dieser ein evaneszentes, repulsives Potential für die Atome. Hierdurch können die Casimir-Polder-Kräfte je nach Laserleistung in unterschiedlichen Abstände kompensiert werden, und dadurch die Atome von der Oberfläche reflektiert werden [Ben10, Lan96]. Über den Goldschichten kann dieses Potential durch die Anregung von Plasmonen weiter verstärkt werden [Ste11]. Die  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte dient zur Einstellung der Polarisation des Laserstrahls. Nur wenn die Polarisation parallel zur Einfallsebene ist (p-Polarisation) können in der Goldschicht Plasmonen angeregt werden. Außerdem ist das evaneszente Wellenpotential auch ohne Anregung von Plasmonen für diese Polarisation größer als für die Polarisation senkrecht zur Einfallsebene (s-Polarisation). Der Spiegel SP2 dient dazu, den Laserstrahl, der die evaneszen-



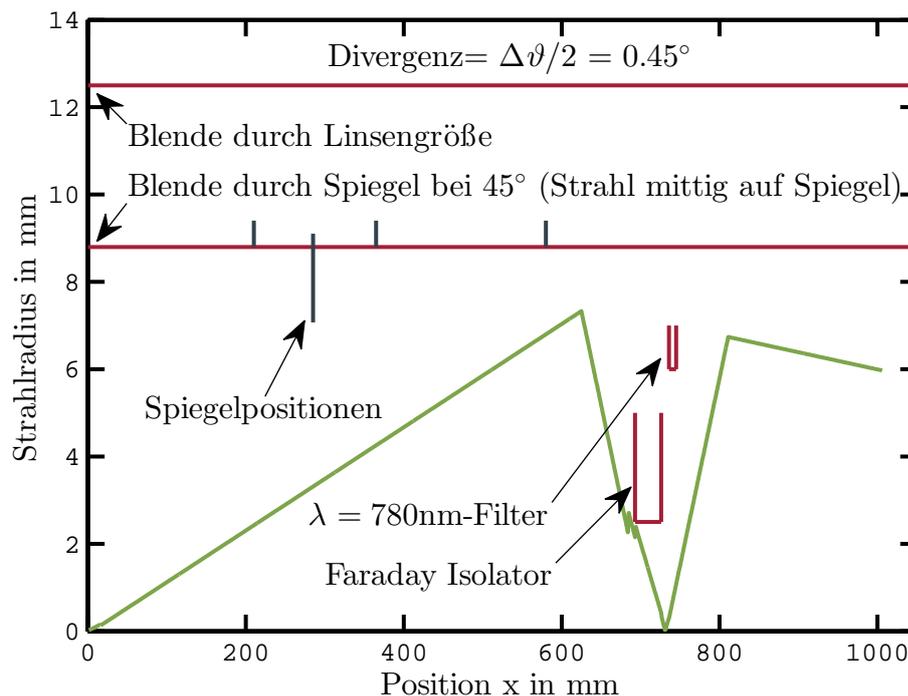
**Abb. 3.4:** Charakterisierung des Strahlradius  $w$ : Messung an verschiedenen Stellen (+) und die entsprechende, angepasste Funktion (durchgezogene Linie). Die Saphir- bzw. Goldoberflächen befinden sich bei einer Position von ca. 580 mm.

te Welle erzeugt, in sich selbst zurückzereflektieren und wird für die Justage des Einzelphotonenzählers (EPZ) benötigt, siehe Kapitel 3.3. Die Linse mit der Brennweite  $f = 75$  mm gehört ebenfalls zur Optik des EPZ, jedoch gleichzeitig zu einem Linsensystem der evaneszenten Welle. Die restlichen Linsen der Optik für die evaneszente Welle sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Abbildung 3.4 zeigt die Messwerte sowie die angepasste Funktion für den Strahlradius an verschiedenen Positionen auf der optischen Achse. Für diese Messung wurde der Strahl mit einem Spiegel vor der Kammer zur Seite gelenkt und mit Hilfe einer CCD-Kamera an verschiedenen Stellen außerhalb der Vakuumkammer vermessen. Die Gold- bzw. Saphiroberflächen befinden sich in diesem Bild ungefähr bei der Position 580 mm, was einer Strahltaile des Lasers von  $2w \approx 250$   $\mu\text{m}$  an der Oberfläche entspricht. Für die Durchführung der Experimente ist es wichtig, den Einfallswinkel  $\vartheta$  genau zu kennen. Deshalb muss die Ganghöhe der Feingewindeschraube, mit der Spiegel SP1 verkippt wird, auf die Änderung von  $\vartheta$  geeicht werden, sowie ein Referenzwinkel festgelegt werden. Da alle Messungen nur knapp oberhalb des Totalreflexionswinkels  $\vartheta_{tot}$  durchgeführt werden, kann die Eichung, relativ zu  $\vartheta_{tot}$ , nach der Methode erfolgen, die H. Bender in seiner Dissertation [Ben11] unter Kapitel 3.3.3 beschreibt. Der Spiegel SP2 und der Faraday Isolator FI gehören zur Optik des EPZ und werden in Kapitel 3.3 genauer beschrieben.

### 3.3 Einzelphotonendetektion

Als Messsignal sollen in den Experimenten Lichtsignale detektiert werden, die durch Plasmonenanregung an der Oberfläche im Prisma entstehen. Diese Signale sind sehr schwach, weshalb für ihre Detektion ein Aufbau benötigt wird, der einzelne Photonen detektieren kann. Dieser Aufbau ist in Abbildung 3.3 im roten Kasten skizziert. Durch den Spiegel SP1 werden Photonen, die in der Saphir- bzw. Gold-

oberfläche unter dem Winkel  $\vartheta$  erzeugt werden auf die gemeinsame optische Achse der evaneszenten Welle und der Einzelphotonendetektion gelenkt. Um die beiden Strahlengänge zu trennen, wurde ein Faraday-Isolator FI in den Strahlengang eingebaut. Die Photonen, die sich von der Oberfläche in Richtung FI bewegen, werden je nach Polarisation durch einen der beiden Polarisationsstrahlteiler des FIs vom Strahlengang der evaneszenten Welle getrennt. Die Detektionsoptik wurde am rechten Strahlteiler des Isolators aufgebaut. Über die  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte neben dem Isolator in Abbildung 3.3 kann die Lichtpolarisation, die an diesem Ausgang detektiert wird, eingestellt werden. Das Signal der anderen Polarisation geht am linken Polarisationsstrahlteiler des FIs verloren. Als Faraday-Isolator wurde ein FI-780-5SV von Linos verwendet, der eine Apertur von 5 mm besitzt. Diese Apertur ist die kleinste Blende im System und begrenzt deshalb den Öffnungswinkel  $\Delta\vartheta$ , unter dem der EPZ von der Oberfläche Signale detektiert. Um  $\Delta\vartheta$  zu vergrößern wurde der FI zwischen zwei Linsen mit jeweils einer Brennweite  $f = 75$  mm platziert. Durch die Linsen wird das Signal von der Oberfläche durch die Blenden des Isolators hindurch fokussiert und damit der detektierte Winkelbereich  $\Delta\vartheta$  vergrößert. Eine Simulation des Strahlengangs in Matrizenoptik für Gauß-Strahlen, siehe z.B. [mes06], ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Für die Simu-



**Abb. 3.5:** Simulation des Strahlengangs für eine ebene Welle zwischen Oberfläche und Faserkoppler FK bei maximaler Blendenausnutzung. Die senkrechten, dunkelblauen Striche markieren die Positionen der Spiegel. Der zweite Spiegel von links hat einen kleineren Blendenradius, da er nicht mittig im Strahlengang steht.

lation wurde ein Gauß-Strahl mit unendlich großem Krümmungsradius  $R \rightarrow \infty$  und  $q$ -Parameter  $q = -i\pi w_0^2 \lambda^{-1}$  für einer Wellenlänge  $\lambda = 780 \text{ nm}$  angenommen. Der Gauß-Strahl breitet sich von der Saphiroberfläche bei  $x = 0 \text{ mm}$  bis zum Faserkoppler FK aus. Hierbei wurden die beiden Linsen sowie die verschiedenen Brechungsindizes der beteiligten Materialien für die Simulation durch ihre entsprechenden ABCD-Matrizen mit berücksichtigt. Zusätzlich wurden alle Blenden des Systems, wie Größe der Linsen, der Filter und der Spiegelflächen in den Strahlengang eingezeichnet. Die kleinste Blende ist dabei die Apertur des Faraday-Isolators. Um den maximal detektierbaren Öffnungswinkel zu bestimmen, wurde die Strahltaile  $w_0 = 21 \mu\text{m}$  des Gauß-Strahls theoretisch so angepasst, dass der Strahl gerade noch durch die kleinste Blende hindurch passt. Der maximale Öffnungswinkel wurde mit dieser Rechnung zu  $\Delta\vartheta = 0.9^\circ$  bestimmt. Am Ende des Strahlengangs wird das Licht über den Faserkoppler in eine Glasfaser GF eingekoppelt, an deren anderen Seite der Einzelphotonenzähler (EPZ) angeschlossen wurde. Bei diesem handelt es sich um das Modell SPCM-AQRH-16-FC von Perkin Elmer. Dieser EPZ detektiert Photonen bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 780 \text{ nm}$  mit einer Quanteneffizienz von  $\eta_{det} = 0.66$ . Des weiteren muss die Zählrate des EPZ  $N_{det}/(\Delta t)$  um die Dunkelzählrate des Zählers  $N_{dz}/(\Delta t) = 25/s = 0.005/(200 \mu\text{s})$  und einen von der Höhe der Zählrate abhängigen Faktor  $c_{korr}$  korrigiert werden, um die tatsächlich am Zähler ankommende Photonenzahl  $N_{real}$  zu erhalten. Für  $N_{real}$  gilt laut Datenblatt des Zählers

$$N_{real} = \frac{N_{det}c_{korr} - N_{dz}}{\eta_{det}}. \quad (3.1)$$

Der Korrekturfaktor berechnet sich mit der Totzeit des Detektors  $t_{to} = 32 \text{ ns}$  und typischen Zählraten im Experiment von  $N_{det}/(\Delta t) = 20/(200 \mu\text{s})$  zu

$$c_{korr} = \frac{1}{1 - t_{to}N_{det}/(\Delta t)} = 1.003. \quad (3.2)$$

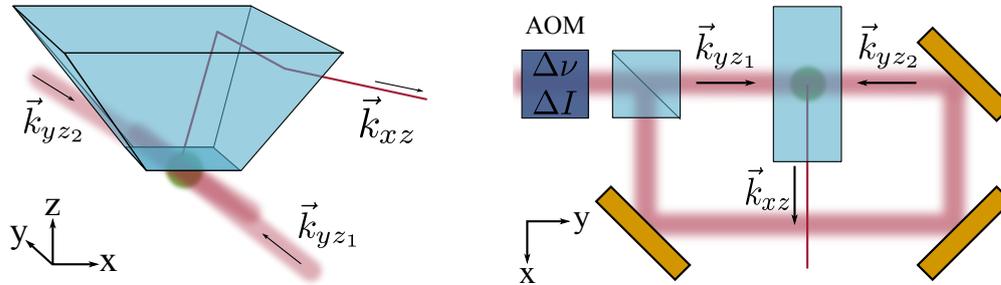
Es zeigt sich also, dass in den Experimenten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, sowohl der Korrekturfaktor  $c_{korr}$  als auch die Dunkelzählrate vernachlässigbar klein sind, und wir für die Ermittlung des Ergebnisses nur die Detektoreffizienz  $\eta_{det}$  berücksichtigen müssen. Da der EPZ auf jegliche Photonen im Raum empfindlich ist, gilt es, den Zähler von möglichst allen Photonen, die nicht von der Oberfläche kommen, abzuschirmen. Als erste Maßnahme wurde vor dem FK ein Langer Tubus installiert, der den Winkelbereich, aus dem Photonen eingefangen werden können, auf einen kleinen Bereich um die Detektions-Achse herum einschränkt. Der größte Teil der restlichen unerwünschten Photonen kann durch Bandpassfilter BP mit Transmissionsfenster bei der Wellenlänge von  $\lambda = 780 \text{ nm}$  entfernt werden. Insgesamt wurden im Experiment 4 Bandpassfilter (LL01-780 von Semrock) in Reihe bei dieser Wellenlänge benutzt. Die Filter sind mit einer maximalen Transmissionsrate  $T > 97\%$ , einer Halbwertsbreite  $\Delta\lambda \approx 3 \text{ nm}$  und einer optischen Dichte  $OD > 7$  für  $\lambda = 780 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$  spezifiziert. Als letzte Maßnahme gegen unerwünschte Photonen wurde die Glasfaser in schwarzen Stoff eingewickelt. Ohne diesen Schutz werden bereits Zählimpulse von Photonen ausgelöst, die durch den Mantel in die

Faser einkoppeln. Die Photonen werden im EPZ durch eine Avalanche-Photodiode detektiert und als elektrische TTL-Impulse ausgegeben. Die TTL-Impulse werden anschließend von einem Gated Photon Counter GPC (SR400 der Firma Stanford Research Systems) ausgelesen und über einen einstellbaren Zeitraum  $\Delta t$  summiert. Dieser Zählvorgang wird durch einen Triggerimpuls ausgelöst, und das Ergebnis  $N_{det}(\Delta t)$  über eine serielle Schnittstelle COM an einen Computer PC übermittelt und dort gespeichert.

Bevor mit dem hier beschriebenen Aufbau Photonen von der Saphir- bzw. Goldoberfläche gezählt werden können, ist es wichtig, die genaue Position auf der Oberfläche zu kennen, von der Photonen am EPZ eintreffen. Hinzu kommt, dass sich bei jeder Änderung des Detektionswinkels durch Verkippen des Spiegels SP1 auch die Position auf der Oberfläche ändert, von der die Photonen am EPZ ankommen. Da das Signal der Wechselwirkung zwischen Atomen und Oberfläche sehr schwach ist, ist es nicht sinnvoll, das Setup auf dieses Signal zu justieren. Wie wir später in Kapitel 3.5.3 sehen werden, ist es jedoch relativ einfach, die Position der evaneszenten Welle zu bestimmen. Deshalb werden die Strahlengänge der evaneszenten Welle und der Einzelphotonendetektion miteinander überlagert. Zur Überlagerung wird zunächst der Spiegel SP2 so eingestellt, dass die evaneszente Welle in sich selbst zurückreflektiert wird. Bei richtiger Stellung der  $\lambda/2$ -Zonenplatte tritt das rückreflektierte Licht am seitlichen Ausgang des rechten Polarisationsstrahlteiler des FIs aus. Von hier kann das Licht mit dem Spiegel SP3 und dem Faserkoppler in die Glasfaser justiert werden. Trotz der Bandpassfilter bei  $\lambda = 780$  nm und einer Wellenlänge der evaneszenten Welle von  $\lambda = 765$  nm ist die Zählrate am EPZ immer noch hoch genug, um den Strahlengang auf das Maximum dieser Zählrate zu justieren. Der Ursprung dieses Verhaltens liegt daran, dass der TA trotz Injektion mit 765 nm-Licht weiterhin eine Restintensität bei 780 nm besitzt. Nimmt man die verstärkte spontane Emission, die laut Datenblatt  $P_{ASE} \approx -58$  dBm = 1.78 nW beträgt, als Abschätzung für die Restintensität bei der Wellenlänge  $\lambda = 780$  nm, so entspricht das einer Zählrate von  $\nu_{det} = P_{ASE}/(\hbar\omega) \approx 6.99$  GHz bzw. einem  $N_{det}(200 \mu\text{s}) = \nu_{det} \cdot \Delta t = 1.4 \cdot 10^6$  Cts bei Vernachlässigung aller Verluste. Diese Zählrate ist leicht detektierbar, tatsächlich ist sie sogar um mehrere Größenordnungen höher als typische Zählraten für die Signale von der Oberfläche. Deshalb muss nach Justage des Strahlengangs für die Messungen der Photonen der Spiegel SP2 unbedingt entfernt werden, besser noch der Laser für die evaneszente Welle komplett blockiert werden. Bevor dieser Abschnitt beendet wird, sei darauf hingewiesen, dass durch die Justage des FKs für die Einzelphotonendetektion auf den Laser der evaneszenten Welle nur der Winkel und die Zentrierung des Messsignals auf den Faserkoppler justiert wird. Die Position der Linse im Faserkoppler kann jedoch aufgrund der unterschiedlichen Modenformen der beiden Signale nicht optimal eingestellt werden. Beschreibt man die Plasmonenemission beispielsweise durch eine Gauß-Mode mit  $R \rightarrow \infty$  und schätzt man den Divergenzwinkel  $\vartheta_{div}$  durch die Breite der Plasmonenresonanz aus Abbildung 2.8 rechts zu  $\vartheta_{div} = \Delta\vartheta \approx 1^\circ$  ab, folgt für die Strahltaile  $2w_0 = 2\lambda/(\pi \tan(\vartheta_{div})) = 28.5 \mu\text{m}$ . Dieser Wert liegt in etwa eine Größenordnung unter dem Wert für den Laser der evaneszenten Welle von  $2w_0 = 215.09 \mu\text{m}$ , siehe Abbildung 3.4. Die optimale Position der Linse vor

der GF unterscheidet sich also deutlich für die beiden Signale.

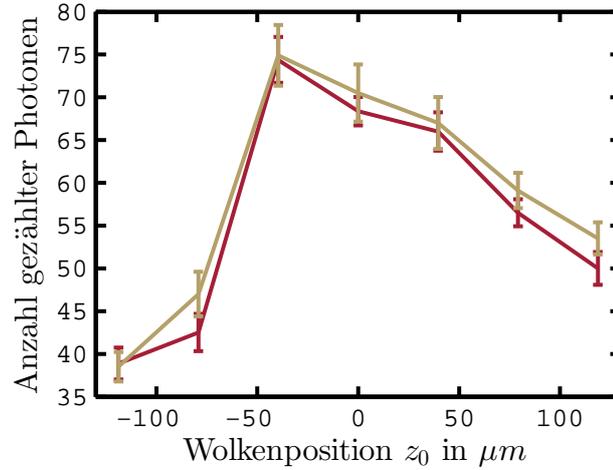
### 3.4 Anregung der Atome



**Abb. 3.6:** Skizze des Prismas mit Laserstrahlen zur Plasmonenanregung und Strahlengang zum EPZ. Als 3D-Ansicht (links) und als Draufsicht (rechts).

Die Theorien zur Atom-Plasmon-Wechselwirkung in Abschnitt 2.2.2 erfordern es, dass die Atome durch ein Lichtfeld angeregt werden. Zu diesem Zweck wurde ein weiterer Laser aufgebaut, der auf die Wellenlänge  $\lambda = 780.24 \text{ nm}$  des  $^{87}\text{Rb}$ -Übergangs stabilisiert wurde und sich relativ zu diesem um ca.  $\pm 50 \text{ MHz}$  verstimmen lässt. Der Laserstrahl soll die Atomwolke genau dann beleuchten, wenn sie sich nahe an der Oberfläche befindet. Es soll jedoch möglichst wenig Licht direkt vom Laser auf die Oberfläche fallen. Ansonsten kann dieses Licht ebenfalls Zählimpulse am EPZ auslösen und trägt damit zum Signaluntergrund bei. Außerdem sollen die Atome, um eine möglichst große Kopplung mit der Oberfläche zu erreichen, einen Dipol ausbilden, der senkrecht zur Oberfläche schwingt. Für transversal polarisiertes Licht ist dies nur möglich, wenn dessen  $k$ -Vektor einen Anteil parallel zur Oberfläche besitzt. Dadurch erhält man also ein weiteres Argument dafür, dass das Laserlicht möglichst parallel eingestrahlt werden sollte. Prinzipiell würde man, wie im Experiment gewählt, s-polarisiertes Licht bezüglich dieser Ebene benötigen, allerdings befinden sich die Atome während der Messungen in einer Magnetfalle. Durch das Magnetfeld dieser Falle wird die Polarisation des Laserstrahls beim Durchgang durch die Atomwolke aufgrund des Faraday-Effekts (s. Abschnitt 2.1.3) mehrfach um die Achse seines  $k$ -Vektors gedreht. Dadurch wird die anfangs eingestellte Polarisation irrelevant. In Abbildung 3.7 sind zwei Beispielmessungen gezeigt, die diesen Sachverhalt bestätigen. In beiden Fällen wurde das gleiche Signal detektiert, obwohl die Laserstrahlen im einen Fall senkrecht zur Prismaoberfläche und im anderen Fall parallel zur Prismaoberfläche polarisiert waren.

Ein Laserstrahl nahe der Resonanzfrequenz übt auf Atome einen Strahlungsdruck nach Gleichung (2.23) aus. Er sorgt dafür, dass die Atome beschleunigt werden und sich dadurch von der Detektionsfläche bzw. von der zu untersuchenden Struktur weg bewegen. Deshalb wurde der Laserstrahl über einen Strahlteiler in 2 Strahlen aufgeteilt, die in der Ebene der Oberfläche anti-parallel eingestrahlt wurden.



**Abb. 3.7:** Rot: Messwerte am Einzelphotonenzähler für den Fall, dass die Laserstrahlen in Abbildung 3.6 parallel zur Prisma-Oberfläche polarisiert sind und p-polarisierte Photonen mit dem EPZ detektiert werden. Gold: Gleiche Messung mit senkrecht polarisierten Laserstrahlen. Innerhalb der Fehlerbalken sind die Messwerte identisch.

Abbildung 3.6 zeigt schematisch die experimentelle Situation. Die dreidimensionale Zeichnung auf der linken Seite deutet an, dass die Laserstrahlen nicht exakt parallel zur Oberfläche eingestrahlt werden, sondern unter einem kleinen Winkel  $\alpha_1 = 0.7^\circ \pm 0.3^\circ$  bzw.  $\alpha_2 = 1.7^\circ \pm 0.4^\circ$  von unten auf die Oberfläche treffen. Hierdurch soll gewährleistet werden, dass die Atome nicht durch die Ränder des Prismas von den Laserstrahlen abgeschattet werden, wenn sie sich sehr nahe an der Oberfläche befinden. Die Laserstrahlen wurden so justiert, dass sich die Atomwolke durch die Wechselwirkung mit den Laserstrahlen so wenig wie möglich bewegt. Hierfür wird zunächst eine Atomwolke sehr nahe an der Oberfläche positioniert und ihre Position im Kamerabild markiert. Als nächstes wird der Laserstrahl  $\vec{k}_{yz_1}$  mit der Atomwolke überlagert, indem seine Richtung so eingestellt wird, dass sich die Atomwolke maximal weit verschiebt. Danach wird der zweite Laserstrahl  $\vec{k}_{yz_2}$  auf die Atomwolke justiert, bis die Wolke wieder soweit wie möglich in die Gegenrichtung geschoben wird. Als letzte Maßnahme wird die Laserleistung auf die beiden Teilstrahlen so aufgeteilt, dass deren ausgeübter Strahlungsdruck auf die Atomwolke ungefähr gleich groß ist, was gleichbedeutend damit ist, dass sich die Position der Wolke möglichst wenig verschiebt. Die beiden Laserstrahlen haben folgende Parameter: Für den Strahl  $\vec{k}_{yz_1}$  wurde eine Strahltaile am Prisma von  $2w = 922 \mu m$  bestimmt und für den zweiten Strahl  $\vec{k}_{yz_2}$  der Wert  $2w = 1364 \mu m$ . Die Gesamtintensität, die durch die beiden Strahlen auf die Atomwolke wirkt, kann mit einem AOM bis auf das 1.6 fache der Sättigungsintensität  $s = 1.6$  eingestellt werden. Typischerweise wurden die Messungen im Bereich der Sättigungsintensität  $s = 1$  durchgeführt.

## 3.5 Methoden

Alle wichtigen Komponenten der Messapparatur wurden in den vorhergehenden Abschnitten dieses Kapitels beschrieben. In den folgenden Abschnitten sollen nun die Methoden und der zeitliche Ablauf beschrieben werden, die benutzt werden, um die Anlage zu kalibrieren und Messdaten aufzunehmen.

### 3.5.1 Messzyklus

Für die Durchführung der Experimente ist es erforderlich mehrere Schritte in zeitlicher Abstimmung nacheinander durchzuführen. Deshalb wird das Experiment in einem periodischen Zyklus betrieben. Gesteuert wird dieser experimentelle Zyklus von einem Echtzeitcomputer (ADwin-Pro von der Jäger Computergesteuerte Messtechnik GmbH). Der Computer ermöglicht es, über mikrosekundengenaue Spannungsrampen und Digitalpulse die Laborgeräte zu steuern. Es ist z.B. möglich, die Blenden der Laser zu öffnen, ihre Leistung und Wellenlänge zu ändern oder über die Variation der Spulenströme die Fallengeometrie zu verändern.

Ein Messzyklus beginnt immer mit der 20-sekündigen MOT-Phase. Während der MOT-Phase wird die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene magneto-optische Falle (MOT) aus einem Rubidium-Dispenser geladen. Am Ende der MOT-Phase werden die Atome in eine reine magnetische Falle umgeladen, siehe Abschnitt 3.1.2, und danach die Laserstrahlen ausgeschaltet. Anschließend werden sie in die Ioffe-Falle transferiert, indem die Ströme im MOT-Spulenpaar heruntergefahren werden, und die Ströme im BEC-Spulenpaar und später in den Ioffe-Drähten erhöht werden. Um möglichst viele Atome in die Ioffe-Falle zu verschieben wird, während des Transfers, zusätzlich Strom durch die Transferspulen geleitet, die am Ende des Transfers aber wieder ausgeschaltet werden. Sind die Atome in der Ioffe-Falle angekommen wird eine variable Radiofrequenz im Bereich  $10 \text{ MHz} \dots \sim 0.5 \text{ MHz}$  auf sie eingestrahlt und die Frequenz so lange verringert, bis die Atomwolke die gewünschte Temperatur und Wolkengröße besitzt. Der Umlade- und Kühlprozess ist nach weiteren 20 Sekunden beendet. Diese ersten 40 Sekunden des Zyklus sind für alle Messungen gleich und können deshalb als allgemeiner Vorbereitungsschritt für die Messungen angesehen werden. Typischerweise misst man am Ende dieser Vorbereitung durch eine Absorptionsabbildung [Ket99] zwischen  $8 \cdot 10^5$  und  $15 \cdot 10^5$  Atome mit Temperaturen zwischen 500 nK und 1500 nK. Im Anschluss an diesen Teil des Zyklus unterscheidet er sich in den nächsten 2 bis 4 Sekunden je nach Messaufgabe. Auf diesen Hauptteil der Messung wird in den Abschnitten 3.5.2 - 3.5.4 genauer eingegangen. Nach den Messungen folgt bis zum Ende des Zyklus bei 60 Sekunden eine Ruhephase. Sie sorgt dafür, dass die Messbedingungen zwischen den einzelnen Durchläufen möglichst konstant bleiben. Danach beginnt der Zyklus von vorne.

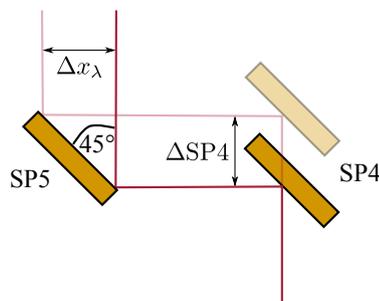
### 3.5.2 Positionierung der Atome

Um Messungen an den einzelnen Strukturen aus Abbildung 3.2 durchzuführen, muss die Position der Atomwolke relativ zu diesen Strukturen genau bekannt sein. Deshalb wird die Position der Wolke nach dem Verfahren von H. Bender [Ben11] Kapitel 5.2 bestimmt. Zunächst wird die Position der Wolke in der Ebene parallel zur Prismaoberfläche (s. Abb.: 3.1) eingestellt. Senkrecht zu den Ioffedrähten geschieht dies, indem die Ioffeströme geändert werden. In der anderen horizontalen Ebene erfolgt die Verschiebung über das äußere Spulenpaar. Die Änderung der Ströme erfolgt dabei gleichzeitig und in einer 1.3 s langen Rampe. Alle Stromrampen haben die Form  $I \propto \sin^2\left(\frac{\pi t}{2T}\right)$  mit  $t$  der Zeit ab Rampenbeginn und  $T$  der Rampendauer. Diese Rampenform hat den Vorteil, dass die Atome, verglichen mit einer einfachen linearen Rampe, daran gehindert werden, in der Falle zu schwingen. Nachdem die Atome an ihrer neuen Position angekommen sind, werden 100 ms lange Stromrampen in den Fallenspulen durchgeföhren. Der Gesamtstrom in den Spulen bleibt dabei gleich, wird aber asymmetrisch auf die beiden Spulen aufgeteilt. Dadurch lässt sich der Abstand zwischen Atomwolke und Prismaoberfläche kontrolliert variieren. Gleich im Anschluss werden die Fallenströme in 50 ms wieder auf ihre alten Werte, und damit die Atomwolke wieder auf ihre ursprüngliche Position zurück geföhren. Danach werden alle Ströme ausgeschaltet und nach einer Wartezeit von 20 ms eine Absorptionsabbildung der expandierenden Wolke gemacht. Berührt die Atomwolke bei der Verschiebung die Oberfläche, so gehen dabei Atome verloren, was anschließend bei der Absorptionsabbildung als Atomzahlverlust zu sehen ist. Die Asymmetrie in den Fallenspulen wird jetzt so lange erhöht und die Wolke dadurch immer näher an die Oberfläche gebracht, bis ein bestimmter Anteil der Wolke, zum Beispiel 50 %, an der Oberfläche verloren geht. Dieser Werte für die Asymmetrie in den Fallenspulen ist mit der vertikalen Position der Atome verbunden. Die Position, an der die Atome verloren gehen, ergibt deshalb einen Höhenwert für die Oberfläche an dieser Stelle. Wiederholt man diese Messung für verschiedene Stromwerte in den Ioffedrähten und Außenspulen, so erhält man Höhenwerte an verschiedenen Stellen und dadurch ein Höhenprofil der abgerasterten Oberfläche. Die größten Erhebungen auf der Oberfläche sind die Rahmen aus SU-8-Fotolack, die sich deshalb gut im Höhenprofil erkennen lassen. Identifiziert man alle Rahmen im Höhenprofil, so kann man die Position zwischen der Wolke und den verschiedenen Strukturen eindeutig bestimmen und einstellen.

### 3.5.3 Positionierung der evaneszenten Welle

Nachdem die Atomwolke mit dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verfahren unter der gewünschten Struktur positioniert wurde, muss als nächstes die evaneszente Welle an die selbe Stelle justiert werden. Da später der Strahlengang für die Einzelphotonendetektion mit dem Strahlengang der evaneszenten Welle überlagert wird, führt die Justage der evaneszenten Welle gleichzeitig dazu, dass der Detektionsbereich des EPZs auf die selbe Stelle justiert wird. Zur Justage der evaneszenten Welle wird ausgenutzt, dass sie bei Blauverstimmung ein repulsives Potential für die Atome bildet (Abschnitt 3.2.1). Damit die evaneszente

Welle und damit das repulsive Potential genau über der Wolke positioniert werden kann, muss die evaneszente Welle auf der Oberfläche verschoben werden können. Die Idee zur Verschiebung des Laserstrahls ist in Abbildung 3.8 skizziert. Wird einer der beiden Spiegel, z.B. SP4, auf einen Verschiebetisch montiert und entlang der Achse des einfallenden Laserstrahls um  $\Delta\text{SP4}$  verschoben, so wird gleichzeitig der ausfallende Laserstrahl nach dem Spiegel SP5 um  $\Delta x_\lambda$  verschoben. Sind die Strahlengänge rechtwinklig und stehen die Spiegel in einem  $45^\circ$ -Winkel zu den Laserstrahlen so gilt  $|\Delta x_\lambda| = |\Delta\text{SP4}| \tan(45^\circ) = |\Delta\text{SP4}|$ . Um den Strahlengang in zwei Dimensionen verschieben zu können muss dieses System ein zweites mal ( $90^\circ$  um die vertikale Achse gedreht) in den Strahlengang eingebaut werden. Die Position der evaneszenten Welle wird eingestellt, indem Atome an dem repulsiven Potential reflektiert werden. Der Vorgang wird im folgenden qualitativ erläutert, detailliertere Informationen können in Kapitel 4.1 der Dissertation von H. Bender [Ben11] gefunden werden. Der Messzyklus beginnt mit der Erzeugung einer kalten Wolke nach dem Verfahren aus Kapitel 3.5.1. Danach werden die Atome, wie in Kapitel 3.5.2, in 1.3 s, mit Hilfe der Ströme der Ioffedrähte und der Außenspulen, unter dem gewünschten Feld des Saphirplättchens positioniert. Innerhalb der nächsten Sekunde werden sie an dieser Stelle gehalten, um die Oszillationen der Atome in der Falle, die beim Verschieben der Falle auftreten können, auszu-dämpfen. Die Falle wird danach in  $100 \mu\text{s}$  durch eine Asymmetrie im Strom der Fallenspulen in Richtung des Prismas verschoben. Da die Atome in dieser kurzen Zeit nicht dem Fallenzentrum folgen können, befinden sie sich am Rand der Falle und besitzen dadurch eine potentielle Energie gegenüber dem Fallenzentrum. Auf die Atome wirkt deshalb eine beschleunigende Kraft in Richtung des Fallenzentrums. Nach einer viertel Fallenperiode ist die potentielle Energie komplett in kinetische umgewandelt, und die Maximalgeschwindigkeit für die Atome somit erreicht. Im Experiment entspricht dies einer Zeit von ca. 3 ms. Nach dieser Zeit werden die Fallenströme in  $100 \mu\text{s}$  auf sehr niedrige Werte geändert. Die resultierende Falle bietet fast keinen Einschluss mehr für die Atome, kompensiert aber die Gravitation, sodass die Atome mit konstanter Geschwindigkeit an die Oberfläche weiter fliegen. Mit diesem Verfahren können, je nach Größe des Fallenversatzes, Geschwindigkeiten im Bereich  $0.5 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \sim 10 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$  erreicht werden. Kurz bevor die Atome das Saphirplättchen berühren, wird die evaneszente Welle für die Dauer der Refle-



**Abb. 3.8:** Positionierung der evaneszenten Welle bzw. des Detektionsbereichs durch Verschieben des Spiegels SP4.

xion von einigen Millisekunden eingeschaltet. Nach Reflexion der Atome werden die Ströme abgeschaltet und wenige Millisekunden später durch eine Absorptionsabbildung die Anzahl der reflektierten Atome gemessen. Der Fallenversatz wird in den nächsten Zyklen sukzessiv erhöht, bis die Atome eine Geschwindigkeit besitzen, bei der ein Großteil von ihnen das repulsive Potential überwinden kann und an der Oberfläche verloren geht. Mit den beiden Verschiebetischen wird in den nächsten Zyklen die Position des Laserstrahls auf dem Saphirplättchen so lange verändert, bis die Anzahl der reflektierten Atome maximal ist. Sobald dies eintritt, ist der Laserstrahl und damit auch der Strahlengang für den Einzelphotonenzähler optimal justiert. Es sei hier erwähnt, dass diese Kalibrierung nach jeder Änderung des Einfallswinkels  $\vartheta$  wiederholt werden muss, da sich durch die Winkeländerung auch die Position auf dem Prisma ändert.

### 3.5.4 Detektion von Photonen aus den Strukturen.

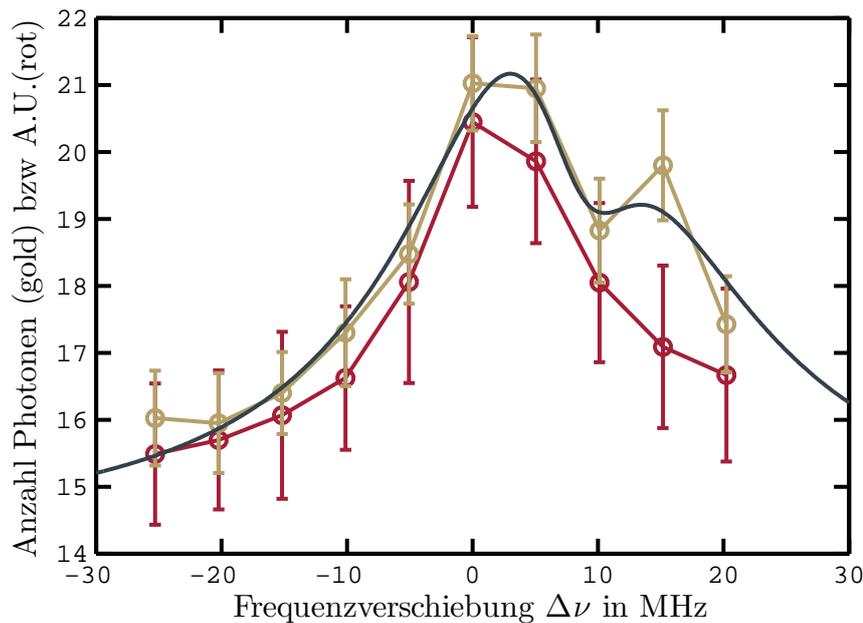
Durch die Justagearbeiten der letzten Teilkapitel sind die Atomwolke und der Detektor auf die richtige Position eingestellt. Deshalb ist es jetzt möglich, Messungen zur Plasmonenanregung an der Oberfläche durchzuführen. Das Experiment beginnt wiederum mit der Erzeugung kalter Atome nach Abschnitt 3.5.1. Anschließend werden die Atome in 1.3 s, wie in Abschnitt 3.5.2, unter dem Feld an dem die Messungen durchgeführt werden sollen, positioniert. Von hier aus wird die Falle in 50 ms durch unterschiedliche Stromstärken in den Fallenspulen näher an die Oberfläche gefahren. Nach 20  $\mu\text{s}$  wird der Anregungslaser für bis zu 600  $\mu\text{s}$  auf die Atomwolke eingestrahlt und gleichzeitig das Signal des Einzelphotonenzählers aufgenommen. Je nach Art der Messung wird zwischen den verschiedenen Zyklen die Einstrahldauer, die Wellenlänge des Anregungslasers, der Abstand zwischen Atomen und Oberfläche oder der Detektionswinkel geändert. Die Darstellung der Messergebnisse und ihre Interpretation wird im folgenden Kapitel durchgeführt.



## 4 Messergebnisse und Interpretation

Nachdem in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen eingeführt wurden, und in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau beschrieben wurde, sollen in diesem Kapitel die Messungen und die dabei erzielten Ergebnisse diskutiert werden.

### 4.1 Abhängigkeit von der Verstimmung der Laserfrequenz



**Abb. 4.1:** Messsignal als Funktion der Laserverstimmung  $\Delta\nu$ . Gold: Photonensignal über Gold. Rot: Referenzsignal einer Sättigungsspektroskopie. Blau: Angepasste theoretische Funktion, Erklärung siehe Abschnitt 4.3.4.

Zunächst soll überprüft werden, ob das Signal am Einzelphotonenzähler (EPZ) von den  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen stammt. Hierzu wurde als Erstes die Wolke mit ca.  $1 \cdot 10^6$  Atomen nach dem Verfahren aus Kapitel 3.5.2 auf die Goldoberfläche justiert. Anschließend wurde der EPZ nach dem Verfahren in Abschnitt 3.5.3 auf die gleiche

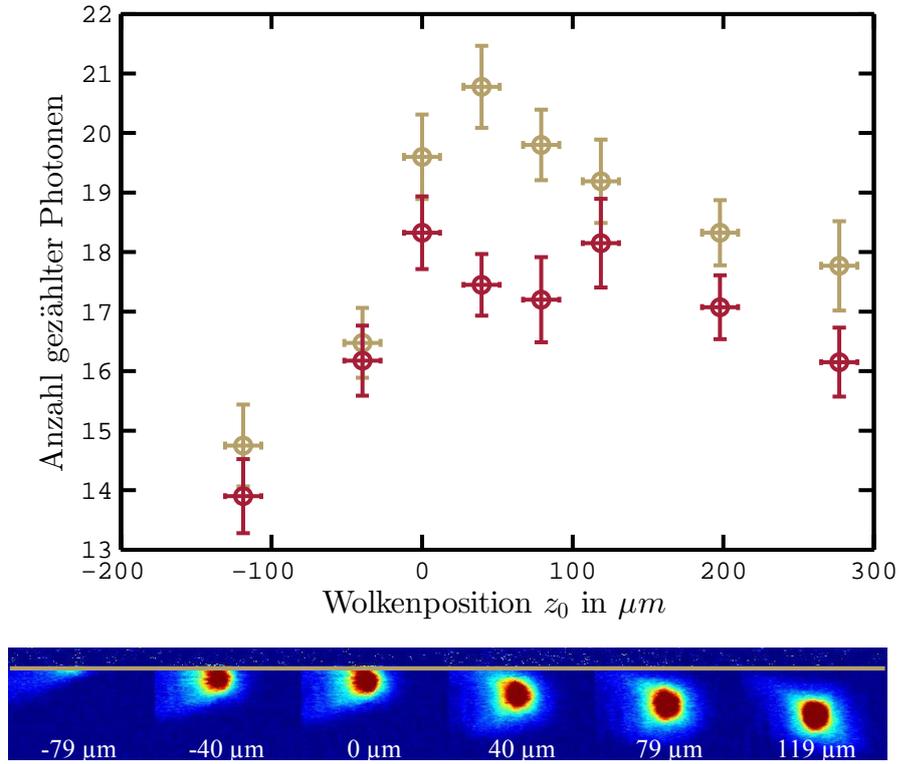
Stelle justiert. Für die Messung wurde schließlich die Atomwolke in direkten Kontakt mit der Oberfläche gebracht. Danach wurden die Atome vom Anregungslaser angestrahlt und dessen Frequenz in  $\Delta\nu = 5\text{MHz}$ -Schritten über die Resonanzfrequenz der Rubidiumatome beim  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Übergang verstimmt und dabei die am EPZ ankommenden Photonen über einen Zeitraum von  $\Delta t = 200\ \mu\text{s}$  gezählt.

Zusätzlich wurde bei jeder Messung das Signal einer Sättigungsspektroskopie an einer Referenzzelle mit aufgenommen. Die goldene Kurve in Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis bei einer Intensität des Anregungslasers von  $1.27 \cdot I_{sat}$  und einer Einstrahldauer von  $200\ \mu\text{s}$ . In Rot wurde das Signal der Sättigungsspektroskopie in die selbe Abbildung mit eingezeichnet. Beide Kurven bestehen aus dem gemittelten Wert von 40 Einzelmessungen und zeigen ein für den atomaren Übergang typisches Resonanzverhalten. Demnach kann aus dieser Messung geschlossen werden, dass das EPZ-Signal einen Anteil besitzt, der von den Rubidiumatomen abhängt.

Die Abweichung bei  $+15\text{MHz}$  ist vermutlich ein Effekt der Plasmonenanregung und die blaue Kurve eine angepasste Funktion, die diese Anregung berücksichtigt. Die physikalischen Grundlagen werden am Ende des Abschnitts 4.3.4 genauer besprochen.

## 4.2 Abstandsabhängigkeit

In Abbildung 4.2 ist das Detektorsignal als Funktion der Position des Wolkenzentrums  $z_0$  relativ zur Goldoberfläche beim Detektionswinkel  $\vartheta_{det} = \vartheta - \vartheta_{tot} = 0.9^\circ$  aufgetragen. Die goldene Linie im unteren Bild markiert die durch die Kameraaufnahme bestimmte Position der Prismaoberfläche. Diese kann jedoch aufgrund von Abschattungseffekten und Beugungseffekten von der realen Position abweichen und dient deshalb nur zur groben Orientierung. Ebenfalls ist die Position  $z_0 = 0\ \mu\text{m}$  eine Abschätzung, da dieser Punkt nicht eindeutig bestimmbar ist. Denn kommt die Wolke in Kontakt mit der Oberfläche so wirken attraktiven Casimir-Polder-Kräfte zwischen den Atomen und der Oberfläche [Cas48]. Durch diese Potentiale werden Atome nahe der Oberfläche sehr schnell auf diese hin beschleunigt. Befindet sich eine Atomwolke für einige Zeit in Kontakt mit der Oberfläche, gehen immer mehr Atome an der Oberfläche verloren. Deshalb sieht die Absorptionsabbildung einer Wolke, deren Zentrum und damit deren maximale Atomzahl sich zunächst an der Oberfläche befand, so aus wie die einer Wolke, deren Zentrum sich vor der Grenzfläche befindet und deren Atomzahl in Richtung Grenzfläche abfällt. Aus diesem Grund ist eine Absorptionsabbildung für Wolken nahe der Oberfläche keine gute Methode, um den Abstand der Wolke zur Oberfläche zu beurteilen. Die goldenen Kreise im oberen Graphen der Abbildung 4.2 zeigen den Mittelwert von 40 Messungen, die mit dem EPZ aufgenommen wurden und bei denen die  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte so eingestellt war, dass p-polarisierter Photonen  $N_p$  detektiert werden konnten. Der Anregungslaser wurde bei einer Intensität von  $I \approx I_{sat}$  auf Resonanz  $\Delta\nu = 0\text{MHz}$  betrieben und auf eine Wolke mit ca.  $9 \cdot 10^5$  Atomen eingestrahlt. Die Atome wurden in verschiedenen Abständen zur Oberflä-



**Abb. 4.2: Oben:** Photonensignal als Funktion des Abstandes zwischen Wolke und Oberfläche bei einem Detektionswinkel  $\vartheta_{det} = 0.9^\circ$ : Die Zählrate geht für Positionen mit  $z_0 < 0 \mu\text{m}$  zurück, da Atome an der Oberfläche verloren gehen. Rot: Detektion s-polarisierter Photonen  $N_s$ , Gold: Detektion p-polarisierter Photonen  $N_p$ .  
**Unten:** Absorptionsabbildung der Atomwolken für verschiedene Abstände zur Oberfläche, die goldene Linie markiert die *sichtbare* Position der Oberfläche.

che positioniert. In Rot wurden die gleichen Messungen bei einer Einstellung des EPZ zur Detektion s-polarisierter Photonen  $N_s$  mit eingezeichnet. Beide Kurven zeigen eine Abhängigkeit vom Abstand zwischen Oberfläche und Atomwolke. Die kleinsten Werte wurden für  $z = -119 \mu\text{m}$  gemessen. Dies sind Werte, bei denen die Atome komplett an der Oberfläche verschwunden sind. Hier tragen die Atome nicht mehr zum Messsignal bei, weshalb diese Datenpunkte den Signal-Offset markieren, der nicht mit der Streuung von Photonen an Atomen zusammenhängt. Auf der rechten Seite der Abbildung sehen wir die Werte für große Abstände zwischen den Atomen und der Oberfläche. In diesem Bereich ist eine direkte Anregung von Plasmonen noch nicht möglich. Dementsprechend verhalten sich die Signale für s-polarisierte und p-polarisierte Photonen sehr ähnlich. Diese Ähnlichkeit und die Tatsache, dass die Signale über dem Signal-Offset liegen, sprechen dafür, dass sie zwar durch Anregung der Atome entstehen, es sich aber nicht um Plasmonenanregung handelt. Vermutlich werden diese Signale von kohärent und inkohärent an

der Atomwolke gestreuten Photonen erzeugt, die durch Oberflächendefekte, Verunreinigungen oder durch den Rahmen aus Photolack ungerichtet in das Prisma hineinstreuen. Der leichte Anstieg der Photonenzahl für s- und p-Polarisation mit abnehmendem Abstand zur Oberfläche ist hauptsächlich der Tatsache geschuldet, dass ein immer größerer Anteil der abgestrahlten Photonen in den Detektionsbereich des EPZ auf der Oberfläche projiziert wird, vergleiche hierzu Kapitel 2.3. Für Messungen mit Detektion von p-polarisierten Photonen kann die Zählrate nahe der Oberfläche durch Erzeugung von Oberflächenplasmonen deutlich stärker ansteigen. In Abbildung 4.2 ist dies im Bereich zwischen  $z_0 = 0$  und  $z_0 = 100 \mu\text{m}$  der Fall, wo ein deutlicher Überschuss an p-polarisierten Photonen gemessen wird. Die Begründung, warum es sich hierbei um Oberflächenplasmonen handelt, folgt im nächsten Abschnitt.

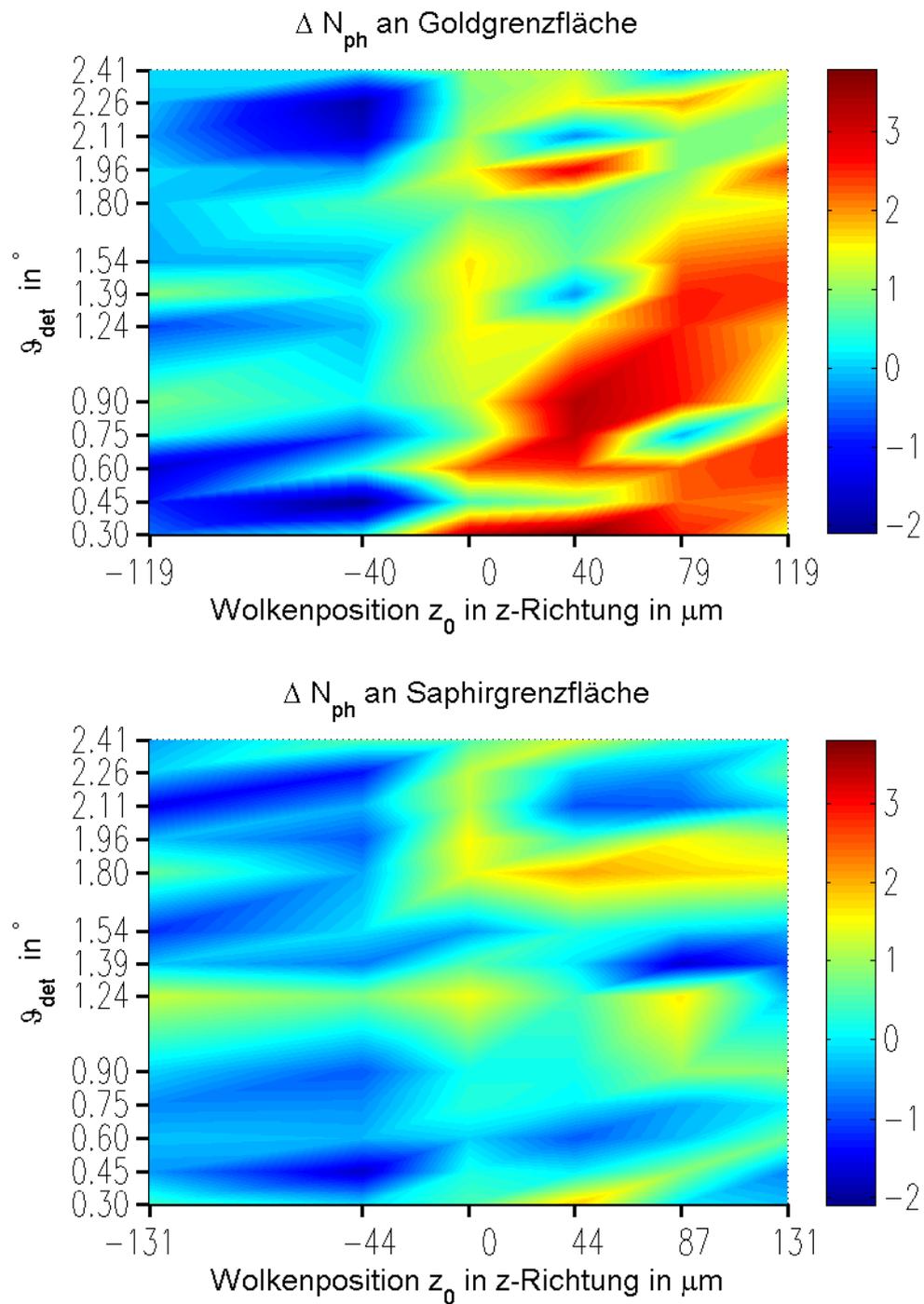
### 4.3 Abhängigkeit vom Detektionswinkel

Aus den beiden vorhergehenden Abschnitten ist bekannt, dass das Messsignal am EPZ von der Anwesenheit und dem Abstand der Atomwolke zur Oberfläche abhängt. In diesem Kapitel soll nun der Nachweis der Plasmonenanregung erbracht werden.

#### 4.3.1 Winkelaufgelöste Messungen

Im linken Teilbild von Abbildung 2.8 ist gezeigt, dass die Anregung von OPs durch einen totalreflektierten Laserstrahl nur in einem Bereich um den Plasmonenwinkel  $\vartheta_{pl}$  herum möglich ist. Genau in diesen Winkelbereich sollten Photonen abgestrahlt werden, die entstehen, wenn Plasmonen durch die Kopplung mit Atomen angeregt werden. Deshalb wird erwartet, dass der Unterschied zwischen s-polarisierten und p-polarisierten Photonen beim Winkel  $\vartheta_{pl}$  maximal ist und mit zunehmender Entfernung zu diesem Winkel in beide Richtungen abnimmt.

Für die winkelaufgelöste Messung der Photonenzahl am EPZ wurden die Messungen zur Abstandsabhängigkeit aus Abschnitt 4.2 für verschiedene Detektionswinkel wiederholt. Genauer gesagt wurde, für Wolken mit ca.  $9 \cdot 10^5$  Atomen, nacheinander die Anzahl p-polarisierter und s-polarisierter Photonen für die Positionen der Wolke relativ zur Oberfläche  $z_0 \in \{-119, -79, 0, 40, 79, 119\} \mu\text{m}$  bei einer Intensität des Anregungslasers von  $I \approx I_{sat}$  gemessen. Jede dieser Messungen wurde, um eine gute Statistik zu erhalten, 40 mal wiederholt. Nach jeder Messreihe wurde der Detektionswinkel des EPZs auf einen neuen Winkel im Bereich  $\vartheta_{det} \in \{0.3^\circ, 0.45^\circ, 0.6^\circ, 0.75^\circ, 0.9^\circ, 1.24^\circ, 1.39^\circ, 1.54^\circ, 1.8^\circ, 1.96^\circ, 2.1^\circ, 2.26^\circ, 2.41^\circ\}$  eingestellt. Hierbei muss nach jeder Änderung des Winkels  $\vartheta_{det}$  der EPZ erneut nach dem in Abschnitt 3.5.3 erläuterten Verfahren auf die Oberfläche justiert werden, bevor die Messung wiederholt werden kann. Im oberen Teil von Abbildung 4.3 ist die Differenz zwischen den Messungen der p-polarisierten und s-polarisierten Photonen  $\Delta N_{ph} = N_p - N_s$  farbkodiert dargestellt. Auf der Ordinate sind die verschiedenen Detektionswinkel  $\vartheta_{det}$  und auf der Abszisse die verschiedenen Abstände  $z_0$  aufgetragen. Die größten Wert für  $\Delta N_{ph}$  erhält man in einem ausgedehnten



**Abb. 4.3:** Photonendifferenz  $\Delta N_{ph}$  über Gold (oben) und Saphir (unten) aufgetragen gegenüber der Position des Wolkenzentrums  $z_0$  in  $z$ -Richtung (Abszisse) und den Detektionswinkel  $\vartheta - \vartheta_{tot}$  (Ordinate)

Bereich um das Maximum bei  $\vartheta_{det} = 0.9^\circ$  und  $z_0 = 40 \mu\text{m}$ . Bevor im nächsten Abschnitt dieses Maximum mit der Plasmonenanregung in Verbindung gebracht werden kann, wird eine Referenzmessung an einer Saphiroberfläche durchgeführt an der keine Plasmonen angeregt werden können. Hierfür musste wiederum die Atomwolke und der EPZ nach den Verfahren aus Kapitel 3.5.2 und 3.5.3 direkt auf die Saphiroberfläche verschoben werden. Die Ergebnisse dieser Messung sind im unteren Bereich der Abbildung 4.3 dargestellt. Zu den Daten sei angemerkt, dass die Positionen der Wolke  $z_0$  über Saphir, aufgrund der veränderten Fallengeometrie, gegenüber den Werten für Gold leicht verschieden sind, weshalb sich die Abszisse der beiden Messungen leicht unterscheiden. Der Unterschied in der Position von wenigen  $\mu\text{m}$  ist aber im Vergleich zur Ausdehnung der Wolke im Bereich von  $150 - 200 \mu\text{m}$  vernachlässigbar klein. Die Messungen besitzen im Gegensatz zu den Messungen an der Goldoberfläche kein deutlich ausgeprägtes Maximum für  $\Delta N_{ph}$ . Dies wird auch so erwartet, da in Saphir im Gegensatz zu Gold keine Plasmonen erzeugt werden können. Als nächstes wollen wir uns ein Schnittbild durch die beiden Graphen in Abbildung 4.3 bei der Position  $z_0 = 40 \mu\text{m}$  bzw.  $z_0 = 44 \mu\text{m}$  anschauen. Dies führt zur Abbildung 4.4 die  $\Delta N_{ph}$  als Funktion des Winkels  $\vartheta_{det}$  zeigt. Dabei entsprechen die roten Kreise den Messungen über Saphir und die blauen Kreise Messungen über Gold.

### 4.3.2 Ausschluss indirekter Kopplung

Da die Messungen an sehr glatten Goldoberfläche durchgeführt wurden, soll, wie bereits in Kapitel 2.2.2.1 beschrieben, als Ursprung der indirekten Kopplung die Gitterkopplung ausgeschlossen werden. An glatten Oberflächen hat die Fourierzerlegung der Oberflächenrauigkeit nur Komponenten mit sehr kleinen Werten die kleiner als die Größenordnung der Lichtwellenlänge  $\lambda = 780.24 \text{ nm}$  sind. Deshalb kann keine Gitterkopplung stattfinden. Einfacher gesprochen besitzt eine sehr glatte, ebene Oberfläche eine sehr große Gitterperiodizität  $a$ , sodass  $\Delta k_x = 2\pi a^{-1}$  zu klein ist, als dass sich die Dispersionsrelationen von Plasmonen und Photonen schneiden können. In Kapitel 2.2.2.1 wurde jedoch auch erwähnt, dass es an Störstellen, deren Ausdehnung kleiner ist als die Lichtwellenlänge  $\lambda$ , effiziente Kopplungsmechanismen geben kann. Die Wahrscheinlichkeit, dass OPs über diesen Mechanismen angeregt werden, soll im folgenden Abschnitt abgeschätzt werden.

Hierfür wurde eine Testmessung durchgeführt, bei der ein Laserstrahl mit einer Leistung  $P_{Laser} = 3.11 \text{ mW}$  und einem Strahlradius an der Oberfläche von  $w_{Laser} \approx 166 \mu\text{m}$  für  $\Delta t = 10 \text{ ms}$  senkrecht auf die Goldfläche eingestrahlt wurde. Mit dem EPZ wurde im Plasmonenwinkel  $\vartheta_{pl}$  für diese Werte innerhalb  $\Delta t$  eine Differenz zwischen p-polarisierten und s-polarisierten Photonen von insgesamt  $\Delta N_{ph_{Laser}}(10 \text{ ms}) = 10300$  gezählt, dabei war der Offsetwert für die Anzahl der s-polarisierten Photonen  $N_s(10 \text{ ms}) = 2500$ . Da durch die Plasmonenanregung nur p-polarisierte Photonen entstehen können ist die Differenz  $\Delta N_{ph_{Laser}}$  eine Abschätzung für die maximale Photonenzahl, die bei der Plasmonenanregung direkt durch den Laserstrahl entstehen können. Allerdings muss bei diesem Messwert berücksichtigt werden, dass nicht alle Photonen des Laserstrahls in den Detekti-

onsbereich des EPZ treffen, der, wie wir weiter unten sehen werden, einen Radius von  $w_0 = 32 \mu\text{m}$  besitzt. Mit Hilfe dieser Überlegungen, mit der Photonenenergie  $\hbar\omega$  und der maximalen Wechselwirkungszeit von Atomen mit einem Laserstrahl  $T_{ww} = 84.5 \mu\text{s}$  kann die Photonenzahl berechnet werden, die von dem Laser in  $84.5 \mu\text{s}$  im Detektionsbereich des EPZ eintreffen:

$$N_{Laser}(84.5 \mu\text{s}) = \frac{P_{Laser}}{\hbar\omega} \frac{\pi w_{Laser}^2}{\pi w_0^2} T_{ww} = 3.84 \cdot 10^{10}. \quad (4.1)$$

Mit der Annahme, dass  $\Delta N_{ph_{Laser}}(10 \text{ ms}) = 10300 \Leftrightarrow \Delta N_{ph_{Laser}}(84.5 \mu\text{s}) = 87$  Oberflächenplasmonen entspricht, die durch den Laserstrahl angeregt wurden, folgt für die Wahrscheinlichkeit, dass ein an der Oberfläche eintreffendes Photon Oberflächenplasmonen anregt

$$W_{Laser} = \frac{\Delta N_{ph_{Laser}}}{N_{Laser}} = 2.27 \cdot 10^{-9}. \quad (4.2)$$

Als nächstes kann mit dieser Wahrscheinlichkeit berechnet werden, wie hoch die Zählrate am EPZ wäre, wenn die Atome durch indirekte Kopplung Plasmonen anregen würden. Wie weiter unten gezeigt wird, befinden sich im Experiment  $94.3 \cdot 10^3$  Atome im Detektionsbereich des EPZ. Jedes dieser Atome kann nach Gleichung (2.26) im Mittel 796 Photonen streuen, von denen wiederum maximal die Hälfte in Richtung Goldoberfläche gestreut werden. Somit lässt sich die maximale Anzahl an Zählimpulsen am EPZ durch Anregung von Plasmonen über indirekte Kopplung mit Atomen abschätzen zu

$$\Delta N_{ph_{indir}} = W_{Laser} \frac{796}{2} 94.3 \cdot 10^3 = 0.085 \quad (4.3)$$

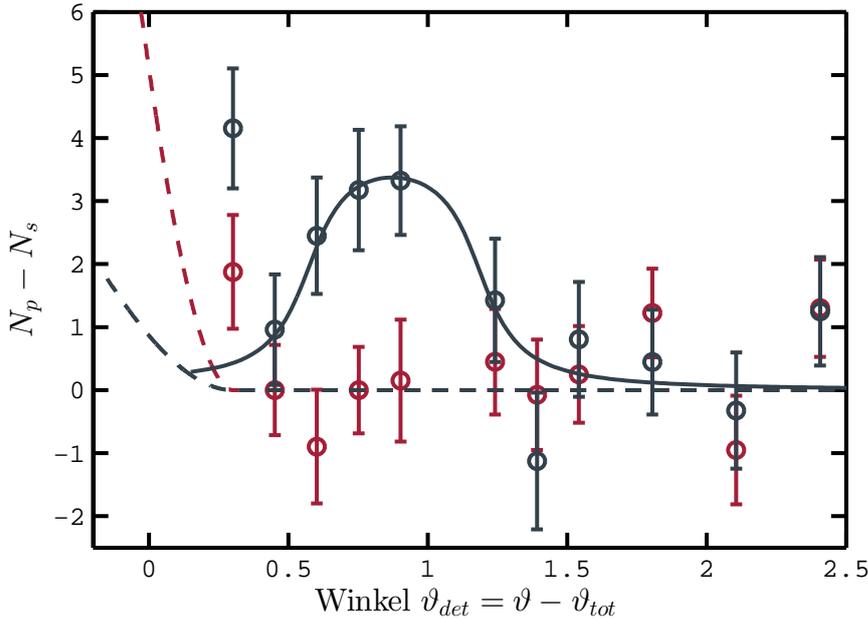
und ist damit vernachlässigbar klein.

### 4.3.3 Auswertung der direkten Kopplung

Die durchgezogene blaue Kurve in Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnisse der Theorie zur direkten Kopplung aus Kapitel 2.2.2.2, wenn diese an die experimentellen Parameter angepasst wird. Im folgenden Kapitel sollen die Gleichungen, die zu dieser Kurve führen genauer betrachtet werden.

Als Startpunkt wird die Gleichung (2.63) gewählt. Sie gibt die Anzahl gestreuter Photonen in einen Kegelmantel des Winkels  $\vartheta = \vartheta_{det} + \vartheta_{tot}$  mit einem Öffnungswinkel  $\Delta\vartheta$  an.  $N_{at}$  ist die Anzahl der Atome, die sich über der Goldoberfläche befinden. Die Atomwolke in den Experimenten besitzt parallel zur Oberfläche eine größere Ausdehnung als der Bereich auf der Oberfläche, von der Signale zum Detektor gelangen. Deshalb ist die Anzahl der Atome  $N_{at}$ , die zum Signal beiträgt, kleiner als die Gesamtatomzahl in der Wolke  $N_{at_{ges}}$ . Aus  $N_{at_{ges}}$  lässt sich  $N_{at}$  bei bekannter Wolkenausdehnung in x- und y-Richtung, d.h. parallel zur Oberfläche, und der Annahme, dass die Atome gaußverteilt sind, berechnen zu

$$\eta_{x_i} = \int_{-32 \mu\text{m}}^{32 \mu\text{m}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{x_i}^2}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{x_i}^2}} dx \quad \text{mit } i = \{1, 2\}. \quad (4.4)$$



**Abb. 4.4:**  $\circ$ : Differenz der über einen Zeitraum  $\Delta t = 200 \mu\text{s}$  gezählten Photonen  $\Delta N_{ph}$  für Messung über Gold ( $z_0 = 41 \mu\text{m}$ ) und Saphir ( $z_0 = 44 \mu\text{m}$ ) als Funktion des Abstands zum Totalreflexionswinkel. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der Rechnung für direkte Kopplung mit unseren experimentellen Parametern, die gestrichelten Kurven die Transmission nach Fresnel. Blau: Werte für Goldoberfläche, Rot: Werte für Saphir

Dabei wurde für die Ausdehnung der Wolke  $\sigma_{x_1} = 180 \mu\text{m} \cdot (2\sqrt{2\ln 2})^{-1}$  in x-Richtung sowie  $\sigma_{x_2} = 181 \mu\text{m} \cdot (2\sqrt{2\ln 2})^{-1}$  in y-Richtung eingesetzt. Diese Werte wurden aus den Bildern mehrerer Absorptionsabbildungen von Wolken ermittelt, die abgebildet wurden, kurz nach dem sie von dem Laser aus Abbildung 3.6 resonant angeregt wurden. Der Integrationsbereich  $\pm 32 \mu\text{m}$  entspricht dem Detektionsbereich. Dieser Wert wurde für die Strahltaile  $2w_0 = 64 \mu\text{m}$  eines Gauß-Strahls mit der Strahldivergenz  $\vartheta_{div} = 0.6^\circ$  abgeschätzt. Der Gauß-Strahl wurde so gewählt, damit der Divergenzwinkel dem Öffnungswinkel entspricht, der durch den EPZ aufgrund der Blenden im System detektiert werden kann, siehe Abschnitt 3.3. Die hier verwendeten Werte für  $w_0$  und  $\vartheta_{div}$  entsprechen den weiter unten im Text aus den experimentellen Daten ermittelten Werten und unterscheiden sich deshalb leicht von den Simulationenwerten aus Abschnitt 3.3. Für  $N_{at}$  schreiben wir nun, mit einer durchschnittlichen Gesamtatomzahl im Experiment von  $N_{at_{ges}} = 9 \cdot 10^5$ ,

$$N_{at} = N_{at_{ges}} \eta_{x_1} \eta_{x_2} \approx 94.3 \cdot 10^3. \quad (4.5)$$

Nachdem die Anzahl der Atome berechnet wurde, die sich im Detektionsbereich befinden, kann jetzt für jedes dieser Atome die Anzahl an Photonen  $N_{ph_1}$ , die in den Detektionsbereich gestreut werden mit Gleichung (2.61) berechnet werden. Um die gesamte Photonenzahl aller Atome  $N_{ph_{ges}}$  zu berechnen, muss nach

Gleichung (2.63) über die Signale der einzelnen Atome integriert werden. Da die Signalstärke von dem Abstand der Atome zur Oberfläche als auch von der Atomzahl im Detektionsbereich  $N_{at}$  abhängt, muss bei dem Integral in Gleichung (2.63) neben  $N_{at}$  auch die Dichteverteilung der Atome in z-Richtung berücksichtigt werden. Die Dichteverteilung wird dabei nach Gleichung (2.62) berechnet und  $\sigma_z = 181 \mu\text{m} \cdot (2\sqrt{2\ln 2})^{-1}$  sowie  $z_0 = z_{min} = 100 \text{ nm}$  eingesetzt. Der Wert  $z_{min} = 100 \text{ nm}$  wurde so gewählt, da angenommen wird, dass Atome die sich näher als  $z_0$  an der Oberfläche befinden, ihre Resonanzfrequenz aufgrund der Casimir-Polder-Potentiale so stark verändern, dass sie nicht mehr mit dem Laserstrahl wechselwirken. Außerdem ist das Casimir-Polder-Potential attraktiv, weshalb die Atome in Richtung der Oberfläche beschleunigt werden. Sind die Atome sehr Nahe an der Oberfläche, so können sie kaum mit dem Laserstrahl wechselwirken, bevor sie die Oberfläche erreichen. Das Ergebnis für  $N_{ph_{ges}}$  ist sehr empfindlich auf die Wahl von  $z_0$ , da die Kopplung der Atome mit Plasmonen für kleinere Abstände stark ansteigt (siehe goldene Linie in Abbildung 2.11). Eine Änderung von  $z_0$  um  $\pm 50 \text{ nm}$  ändert die Höhe der blauen Simulations-Kurve in Abbildung 4.4 um  $\begin{smallmatrix} -16 \\ +19 \end{smallmatrix} \%$ . Damit  $N_{ph_{ges}}$  berechnet werden kann, muss die Gleichung für  $N_{ph_1}$  um die restlichen experimentellen Parameter ergänzt werden. Für die natürliche Zerfallsrate von  $^{87}\text{Rb}$  wurde  $\gamma_0 = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$  eingesetzt und für die Intensität des Anregungslasers  $I = I_{sat}$ , womit  $s = 1$  folgt. Mit  $s = 1$  lässt sich der Kohärenzfaktor zu  $c_{koh} = 0.125$  berechnen. Da die Einstrahldauer des Anregungslasers im Experiment mit  $200 \mu\text{s}$  länger war als die Wechselwirkungsdauer  $T_{ww}$  nach Gleichung (2.25) folgt  $\Delta t = T_{ww}(s) = 84.5 \mu\text{s}$ . Schließlich muss noch der nichtstrahlende Anteil der modifizierten Zerfallsrate  $b_3^s$  nahe der Goldoberfläche nach Gleichung (2.60) berechnet werden. In dieser Gleichung gehen über die Fresnel-Gleichung (2.44) und die k-Vektoren die Eigenschaften der Goldoberfläche wie die Goldschichtdicke  $d = 50 \text{ nm}$  und die Dielektrizitätskonstante von Gold  $\epsilon = -24.15 + i \cdot 1.726$  ein. Die Dielektrizitätskonstante wurde für  $\lambda = 780.24 \text{ nm}$ , der Wellenlänge des atomaren Übergangs, aus [Pal91] entnommen. Um die gesamte, in den Kreiskegel emittierte Photonenzahl zu berechnen muss noch ein Wert für  $\Delta\vartheta$  angegeben werden. Allerdings wird das Signal durch verschiedene experimentelle Bedingungen weiter verringert. So kann der EZP nur einen endlichen Raumwinkel  $\alpha$  auf sammeln, der blendenbegrenzt maximal den Wert  $\alpha_{max} = 0.9^\circ$  annehmen kann. Dieser Wert bestimmt die absolute Detektions-Obergrenze für den Öffnungswinkel  $\Delta\vartheta$  sowie für den Ausschnitt aus dem Kreiskegel  $\Delta\varphi$ . Außerdem muss der Faraday-Effekt berücksichtigt werden, da sich die Atome während der Messung in einer Magnetfalle befinden. Aufgrund des Faraday-Effekts dreht sich die Polarisation des Anregungslasers mehr als einmal um seine k-Achse, wodurch sich auch die Schwingungsebene der atomaren Dipole, je nach Position in der Wolke, ändern. Im Mittel ist somit nur die Hälfte aller Dipole senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet, welche aber die einzige Richtung ist, die in Gleichung (2.60) einen Beitrag liefert. Deshalb wird ein weiterer Faktor  $\eta_{fd} = 0.5$  eingeführt, der diesen Effekt berücksichtigt. Die Quanteneffizienz des EPZ, die bei einer Wellenlänge von  $780 \text{ nm}$  laut Datenblatt  $66 \%$  beträgt, geht über den Faktor  $\eta_{det} = 0.66$  ins Messsignal mit ein. Als letzter Faktor wird  $\eta_{gf}$  eingeführt, er beschreibt hauptsächlich die Verluste, die bei der

Einkopplung der Photonen in eine Glasfaser entstehen. Zusätzlich sind in diesem Faktor auch alle andere Verluste im optischen System wie Streuung an Spiegeln und Linsen zusammengefasst. Unter Berücksichtigung aller, soeben beschriebener Verluste folgt für die detektierte Photonenzahl

$$N_{ph_{det}} = N_{ph_{ges}} \underbrace{\eta_{fd} \eta_{det} \eta_{gf}}_{\eta_{ges}} \frac{\Delta\varphi}{360^\circ}. \quad (4.6)$$

$N_{ph_{det}}$  kann über die Parameter  $\eta_{gf}$  und  $\Delta\alpha = \Delta\vartheta = \Delta\varphi$  an die experimentellen Ergebnisse angepasst werden. Die beste Übereinstimmung zwischen Rechnung und experimentellen Daten konnte mit den Werten  $\eta_{gf} = 0.24$  und  $\Delta\alpha = 0.6^\circ$  erzielt werden. Das Ergebnis mit diesen Parametern ist in Abbildung 4.4 als durchgezogene blaue Linie eingezeichnet. Die Werte dieser beiden Parameter sind aus experimenteller Sicht gut nachvollziehbar. Im Labor sind Einkoppel-Effizienzen in Glasfasern von ca. 50 % typische Werte. Allerdings gilt dies nur bei einem guten Strahlprofil und einer guten Modenanpassung zwischen Koppler und Lichtstrahl. Die Position der Linse im Faserkoppler des EPZ wurde hingegen auf einen Pilotstrahl justiert, dessen Modenprofil sich deutlich von dem Modenprofil der Photonen, die an der Oberfläche erzeugt werden, unterscheidet. Die daraus resultierende schlechte Modenanpassung führt somit zu einer verringerten Einkoppel-Effizienz  $\eta_{gf}$  (vgl. Diskussion zur Modenform am Ende von Abschnitt 3.3). Außerdem wird  $\eta_{gf}$  durch Streuverlusten an optischen Bauteilen wie Linsen oder Spiegeln zusätzlich reduziert. Deshalb ist ein deutlich kleinerer Wert für  $\eta_{gf}$  gut nachvollziehbar. Ebenso liegt  $\Delta\alpha$  in einem nachvollziehbaren Wertebereich, da  $\alpha_{max} = 0.9^\circ$  eine Abschätzung für ideale Bedingungen ist. Sind die realen Blenden beispielsweise durch leichte Verkippung des Faraday-Isolators kleiner als seine Eintrittsfläche oder die Abstände zwischen Detektor und Oberfläche etwas länger, so kann  $\Delta\alpha$  deutlich kleiner als  $\alpha_{max}$  ausfallen. Deshalb kann nun als Ergebnis festgehalten werden, dass die gemessenen Daten sehr gut zur Theorie der direkten Kopplung passen.

#### 4.3.4 Diskussion der Kopplungsstärke

Als nächstes soll diskutiert werden, welche Kopplungsstärke im Experiment erreicht wurde und in welchem Kopplungs-Regime sich die Messungen befinden. Die Zerfallsrate der Plasmonen kann nach Gleichung (2.66) zu  $\kappa = 2\pi \cdot 7.45 \cdot 10^{12}$  Hz berechnet werden. Verglichen mit der Zerfallsrate der Atome  $\gamma_0 = 2\pi \cdot 6$  MHz und der Rabi-Frequenz, die für Abstände der Atome zur Oberfläche von 240 nm Wert bis zu  $\Omega = 2\pi \cdot 14.2$  GHz einnehmen kann, ist dies ein sehr hoher Wert. Deshalb ist die rechte der beiden Gleichungen (2.65) im Experiment nicht erfüllt, und somit auch nicht die Bedingung für starke Kopplung. Der Kooperativitätsparameter berechnet sich nach Gleichung (2.70) für einen Abstand der Atome zur Oberfläche von 240 nm zu  $\eta \approx 4.5$  und nimmt für weiter entfernte Atome schnell ab. Der Kooperativitätsparameter befindet sich damit für Atome sehr nahe an der Oberfläche

im Bereich der hohen Kooperativität (siehe Abschnitt 2.2.2.2, Seite 31). Die Messdaten am EPZ bestehen aber aus einer Überlagerung der Signale von Atomen in verschiedenen Abständen, weshalb das Signal die Form für einen gemittelten Kooperativitätsparameters  $\bar{\eta}$  annimmt. Dieser wird am Ende dieses Abschnitts für die experimentellen Daten bestimmt.

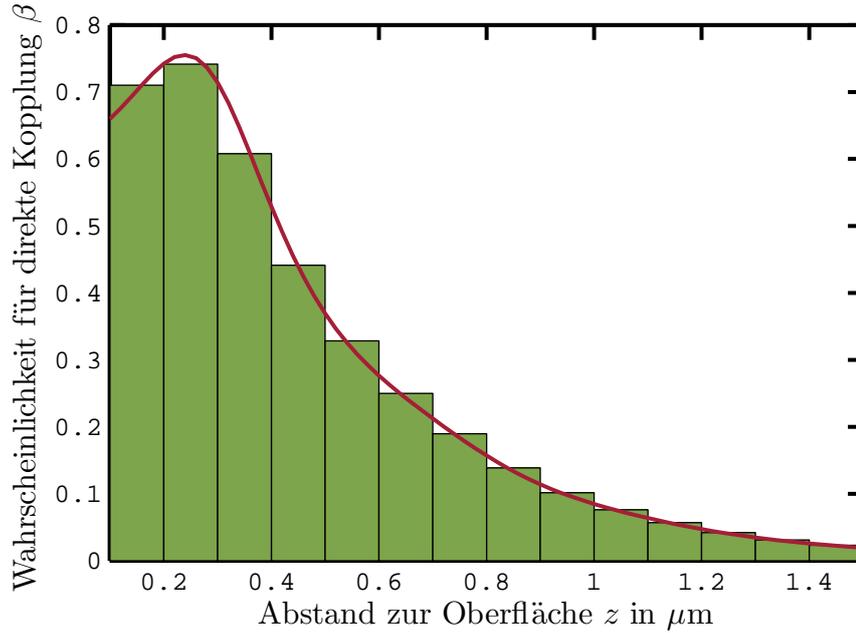
Aus den ermittelten Effizienzwerten, die das Signal am Detektor verringern, kann nach Gleichung (4.6) die Gesamtdetektionseffizienz zu  $\eta_{ges} = 1.32 \cdot 10^{-4}$  berechnet werden. Der kleine Wert für  $\eta_{ges}$  bedeutet, dass nur ein sehr geringer Teil des Signals vom EPZ detektiert wird. Mit  $\eta_{ges}$  kann jetzt der Signalverlust herausgerechnet werden, indem Gleichung (4.6) durch  $\eta_{ges}$  geteilt wird. Als Ergebnis erhält man die Anzahl von Photonen die, aufgrund der Plasmonenanregung, in den gesamten Kreiskegel emittiert werden:  $N_{ph_{ges}} = N_{ph_{det}} \eta_{ges}^{-1} \approx 25152$ . Dabei wurde für  $N_{ph_{det}}$  der Wert für optimale Plasmonenanregung aus Abbildung 4.4 zu  $N_{ph_{det}} = \Delta N_{ph} \approx 3.3$  bestimmt. Der Wert für  $N_{ph_{ges}}$  kann mit der Gesamtzahl der Photonen verglichen werden, die an den koppelnden Atomen gestreut werden. Insgesamt befinden sich  $N_{at}$  Atome im Detektionsbereich des EPZ, die während der Wechselwirkungszeit  $\Delta t = T_{ww}$  Photonen aus dem Laserstrahl mit der Rate  $\gamma_0$  streuen. Da nur die kohärent gestreuten Photonen bei der Plasmonenanregung eine Rolle spielen muss noch der Faktor  $c_{koh}$  berücksichtigt werden, siehe Gleichung (2.13). Hiermit können wir die auf  $\gamma_0$  normierte und über die Verteilungsdichte der Atome in z-Richtung  $n_z$  integrierte, d.h. in z-Richtung gemittelte, Zerfallsrate mit Gleichung (2.61) und (2.63) schreiben zu

$$\bar{b}_3^s(\vartheta_{pl}, \Delta\vartheta = 0.6^\circ) = \frac{N_{ph_{ges}}}{c_{koh} \gamma_0 \Delta t N_{at}} = \int_{z_{min}}^{\infty} dz n_z b_3^s \approx 6.7 \cdot 10^{-4}. \quad (4.7)$$

Dieser Wert gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein Photon, das auf die ausgedehnte Atomwolke trifft, durch direkte Kopplung ein Plasmon erzeugt und als Photon unter dem Plasmonenwinkel ins Prisma abgestrahlt wird.

Mit der Dichteverteilung  $n_z$  nach Gleichung (2.62), den bisher schon verwendeten experimentellen Parametern  $z_0 = 100 \text{ nm}$  und  $\sigma_z = 181 \mu\text{m} \cdot (2\sqrt{2 \ln 2})^{-1}$ , und mit  $N_{at}$  aus Gleichung (4.5) erhält man die Liniendichte  $N_z = N_{at} n_z$ . Sie ist im, für die direkte Kopplung relevanten Bereich ungefähr konstant und besitzt in diesem Bereich den Wert  $N_z = 484 \mu\text{m}^{-1}$ . In Abbildung 4.5 wurde die Wahrscheinlichkeit  $\beta$  für den Zerfall der Atome in Plasmonen nach Gleichung (2.59) als rote Linie eingezeichnet. Die grünen Balken in der selben Abbildung zeigen den Mittelwert von  $\beta$  für jeweils 100 nm breite Streifen. Aus der Liniendichte  $N_z$  folgt, dass jeder dieser Streifen ca. 48 Atome enthält. Daraus lässt sich folgern, dass knapp 100 Atome eine Wahrscheinlichkeit für direkter plasmonischer Kopplung besitzen, die größer als 70 % ist und weitere 48 Atome immer noch eine Wahrscheinlichkeit haben, die größer als 50 % ist.

Die Funktion  $\beta$  aus Gleichung (2.59) gibt an mit welcher relativen Stärke Werte in verschiedenen Abständen zur Oberfläche berücksichtigt werden müssen. Sie kann deshalb als Gewichtungsfunktion benützt werden, mit der abstandsabhängige Funktionen multipliziert und anschließend über den Abstand integriert werden müssen, um ihren Mittelwerte zu berechnen. Damit der Mittelwert normiert ist



**Abb. 4.5:** Rot: Wahrscheinlichkeit  $\beta$  für den Zerfall der Atome in Plasmonen berechnet mit Gleichung (2.59). Grün: Über 100 nm breite Streifen gemittelte Werte für  $\beta$ . In den einzelnen Streifen sind jeweils 48 Atome enthalten

muss das Ergebnis zusätzlich noch durch  $\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta dz$  geteilt werden. Für die mittlere Wahrscheinlichkeit, dass Atome mit OPs koppeln folgt hieraus

$$\bar{\beta} = \frac{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta^2 dz}{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta dz} = 0.4967. \quad (4.8)$$

Dies bedeutet, dass Atome, die sich im Kopplungsbereich befinden, im Mittel mit einer Wahrscheinlichkeit von knapp 50% in OPs zerfallen. Der mittlere Abstand dieser Atome zur Goldoberfläche beträgt

$$\bar{z} = \frac{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta z dz}{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta dz} = 467 \text{ nm}. \quad (4.9)$$

Hiermit kann die mittlere Breite in der sich die Atome um  $\bar{z}$  herum befinden berechnet werden zu

$$\bar{\Delta z} = \frac{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta \sqrt{(z - \bar{z})^2} dz}{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta dz} = 248 \text{ nm}. \quad (4.10)$$

Multipliziert man  $\bar{\Delta z}$  mit der mittleren Liniendichte der Atome in  $z$ -Richtung

$$\bar{N}_z = \frac{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta N_z dz}{\int_{100\text{nm}}^{\infty} \beta dz} = 484 \frac{1}{\mu\text{m}}, \quad (4.11)$$

erhält man die mittlere Anzahl von Atomen, die in OPs zerfallen:

$$\bar{N} = \bar{N}_z \bar{\Delta} z = 120. \quad (4.12)$$

Im Mittel ist also nur ein sehr geringer Anteil der Atome in der Wolke an der Kopplung mit den OPs beteiligt. Die Kopplungswahrscheinlichkeit dieser Atome ist aber relativ groß. Der Kooperativitätsparameter  $\eta$  aus Gleichung (2.70) kann nach [Cha07b] alternativ definiert werden durch

$$\eta(\beta) = \frac{\beta}{1 - \beta}. \quad (4.13)$$

Mit dieser Definition folgt im Experiment für die mittlere Kooperativität  $\bar{\eta}(\bar{\beta}) = 0.9871$  und befindet sich damit sehr nahe am Bereich der hohen Kooperativität, siehe Kapitel 2.2.2.2, Seite 31 unter der Überschrift: *Hohe Kooperativität*.

Mit diesen Erkenntnissen sollen jetzt die Messdaten aus Abbildung 4.1 genauer betrachtet und die blaue Kurve genauer erläutert werden. In Abbildung 4.1 sind die Messwerte absolute Photonenzahlen für die Detektion p-polarisierter Photonen  $N_p$ . Deshalb enthält das Signal nicht nur die Plasmonenanregung, sondern auch den Signaluntergrund der durch direkte Transmission von Photonen entsteht. Da dieses Signal seinen Ursprung in der Anregung von Atomen hat, soll es durch eine Lorentz-Kurve beschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{a_{off}}(\Delta) = A_1 \frac{(\gamma + \gamma')^2}{(\gamma + \gamma')^2 + 4(\Delta + \nu_1)^2}. \quad (4.14)$$

Hierbei wurden die Fit-Parameter  $A_1$  und  $\nu_1$  eingeführt. Der Parameter  $A_1$  beschreibt die relative Stärke des Signalanteils durch direkte Transmission und  $\nu_1$  berücksichtigt eine Unsicherheit in der Bestimmung der Resonanzfrequenz. Außerdem musste die Zerfallsrate  $\gamma$  um  $\gamma' = 2\pi \cdot 19$  MHz verbreitert werden, damit die Funktion an die experimentellen Daten angepasst werden kann.

Der Anteil der Plasmonenanregung wurde berücksichtigt, indem das für den experimentellen Aufbau gültige  $\kappa$  und das in diesem Abschnitt berechnete  $\bar{\eta}$  in die Gleichungen (2.72) und (2.73) eingesetzt wurden. Zusätzlich wurde in diesen Gleichungen  $\Delta$  durch  $\Delta + \nu_2$  bzw.  $\delta$  durch  $\delta + \nu_2$  ersetzt um eine weitere Frequenzverschiebung berücksichtigen zu können.

Als gesamte Fit-Funktion kann nun

$$N_{pfit} = \mathcal{L}_{a_{off}} + A_2 \frac{P_c}{P_{4\pi}^{(0)}} + N_{Licht} \quad (4.15)$$

geschrieben werden, wobei hier zwei weitere Fit-Parameter eingeführt wurden. Diese berücksichtigen den atom-unabhängigen Signaluntergrund ( $N_{Licht}$ ) und die relative Stärke der Plasmonenanregung ( $A_2$ ). Mit  $N_{pfit}$  erhält man die blaue Kurve in Abbildung 4.1 für folgende Fit-Parameter:

$$\begin{aligned}
A_1 &= 10.52 \\
\nu_1 &= -2\pi \cdot 7 \text{ MHz} \\
A_2 &= 6.7 \\
\nu_2 &= -2\pi \cdot 8.96 \text{ MHz} \\
N_{\text{Licht}} &= 7.22.
\end{aligned}$$

Die Gleichungen für hohe Kooperativität können also an die Messdaten angepasst werden, wenn zusätzlich zum Signal der OPs berücksichtigt wird, dass die Atome Licht direkt in die Oberfläche transmittieren können und dass es einen weiteren Signaluntergrund gibt, der unabhängig von der Anwesenheit von Atomen ist. Des weiteren musste angenommen werden, dass die Zerfallsrate der Atome im Experiment um ca.  $(\gamma + \gamma') \approx 4\gamma$  verbreitert war und dass die Resonanzfrequenz um ca.  $2\pi \cdot 7 \text{ MHz}$  gegenüber der, aus der Sättigungsspektroskopie bestimmten Resonanzfrequenz verschoben war. Der Grund für die Frequenzverschiebung könnte sein, dass sich die Atome im Experiment in einer Magnetfalle befinden und deshalb, aufgrund des Zeeman-Effekts, ihre Resonanzfrequenz verändern. Die Verbreiterung der Zerfallsrate könnte daran liegen, dass es eine Leistungsverbreiterung gibt. Sie sollte aber bei einer Intensität von  $1.27 \cdot I_{\text{sat}}$  nicht so ausgeprägt sein. Ein weiterer Grund für die Verbreiterung könnte sein, dass die Breite der Laserfrequenz zu groß war um die 6 MHz der natürlichen Linienbreite bei der Spektroskopie aufzulösen. Außerdem ergibt der Fit, dass die Resonanzfrequenz der Atome die OPs anregen, um weitere  $2\pi \cdot 1.96 \text{ MHz}$  verschoben ist und dass die drei Mechanismen, die zum Signal beitragen in etwa die gleiche Größenordnung besitzen.

Im Rahmen dieses Modells kann der Intensitätseinbruch des Messsignals in Abbildung 4.1 bei  $\Delta\nu = 15 \text{ MHz}$  durch kooperative Kopplung erklärt werden.

Berechnet man mit den Fit-Parametern zu Gleichung (4.15) nur den zweiten Term dieser Gleichung bei  $\Delta\nu = 0 \text{ MHz}$  erhält man für die Photonenzahl den Wert 5.4. Aus dem Fit folgt also, dass in dieser Messung 5.4 Photonen bei  $\Delta\nu = 0 \text{ MHz}$  durch Plasmonenanregung gezählt wurden. Dieses Ergebnis lässt sich mit den Messdaten zu Abbildung 4.4 vergleichen. Bei dieser Messung wurden 3.3 Photonen durch Plasmonenanregung detektiert. Die beiden Ergebnisse sind also in der gleichen Größenordnung und ihre Differenz lässt sich durch Unterschiede in den experimentellen Einstellungen wie z.B. der Justage des Messaufbaus erklären.

### 4.3.5 Direkte Transmission

Der plasmonische Anteil des Signals ist jetzt beschrieben. Als nächstes wird der Signalanstieg für  $\vartheta_{\text{det}}$  in der Nähe des Totalreflexionswinkels untersucht. Dieser Anstieg tritt sowohl bei der Messung über Gold als auch bei der Messung über Saphir auf. Zur Interpretation diese Signals soll folgende Situation angenommen werden. Die Photonen des Lasers, der zur Anregung der Atome dient, werden von den Atomen gestreut. Die Abstrahlcharakteristik der gestreuten Photonen entspricht den Polardiagrammen aus Abbildung 2.3. Photonen, die in Richtung des Prismas gestreut werden, können in das Prisma hinein transmittiert werden. Die Photonen werden im Prisma in Winkel transmittiert, die kleiner sind als der Totalreflexionswinkel. Mit dem EPZ werden nur Winkel untersucht, die größer sind

als der Totalreflexionswinkel. Der EPZ besitzt jedoch einen endlichen Öffnungswinkel  $\Delta\vartheta$ , sodass bei Detektionswinkel, die sehr nahe am Totalreflexionswinkel sind, auch direkt transmittierte Photonen detektiert werden. Für diese Annahme werden im Folgenden die entsprechenden Gleichungen skizziert, auch wenn sie die Ergebnisse der tatsächlichen Signale deutlich unterschätzen. Im Gegensatz zur direkten Kopplung muss für die direkte Transmission sowohl der s-polarisierte  $N_s$  als auch der p-polarisierte Anteil  $N_p$  der gestreuten Photonen berücksichtigt werden. Diese beiden Signale bestehen wiederum aus einem kohärenten und einem inkohärenten Anteil. Die inkohärente Strahlung ist isotrop und für beide Polarisationen gleich. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon aus dem Laser in den Winkel  $\vartheta$  gestreut wird beträgt  $n_{inkoh_s}(\vartheta) = n_{inkoh_p}(\vartheta) = (4\pi)^{-1} c_{inkoh}$ . Der kohärente Anteil entspricht hingegen der Winkelverteilung einer Dipolstrahlung. Deshalb folgt für die Wahrscheinlichkeit der Streuung in den Winkel  $\vartheta_i$  und p-polarisiertes Licht

$$n_{koh_p}(\vartheta_i) = \frac{3}{8\pi} \cos^2(\vartheta_i) c_{koh} \quad (4.16)$$

sowie für s-Polarisation das Signal eines um  $90^\circ$  gedrehten Dipols

$$n_{koh_s} = \frac{3}{8\pi} \sin^2(\vartheta_i) c_{koh}. \quad (4.17)$$

Die Koeffizienten  $c_{koh}$  und  $c_{inkoh}$  gewichten nach Gl. (2.13) und Gl. (2.14) die Anteile der beiden Streuarten. Mit den Fresnel-Koeffizienten  $T^p$  (p-Polarisation) und  $T^s$  (s-Polarisation) folgt für die Streuwahrscheinlichkeit in den Winkel  $\vartheta_t$  nach Durchgang durch die Oberfläche für p-Polarisation  $W_p$  bzw. s-Polarisation  $W_s$

$$W_{\{p,s\}} = (0.5n_{koh_{\{p,s\}}} + 0.5n_{inkoh}) T^{p,s} \frac{\cos(\vartheta_i)}{\cos(\vartheta_t)}. \quad (4.18)$$

Der Faktor 0.5 vor  $n_{koh_p}$  bzw.  $n_{koh_s}$  resultiert aus der Drehung des Dipols aufgrund des Faraday-Effekts. Ebenso erhält der Anteil  $n_{inkoh}$  jeweils den Faktor 0.5, da die inkohärente Streuung gleich häufig s-polarisiert wie p-polarisiert abstrahlt. Bei der Berechnung der Fresnel-Koeffizienten gilt es zu beachten, dass sie sich für Gold und Saphir unterscheiden. An der Goldgrenzfläche wurde ein 3-Schichtsystem Vakuum-Gold-Saphir mit den Gleichungen (2.44) - (2.46) angenommen. An der Saphir-Grenzfläche können die selben Gleichungen verwendet werden, wenn die Goldschicht entfernt wird. Dies bedeutet, dass die Goldschichtdicke in den Gleichungen auf den Wert  $d = 0$  gesetzt wird. Der letzte Quotient in den Gleichungen (4.18) berücksichtigt die Stauchung des Winkelbereichs beim Durchgang durch die Oberfläche.

Als nächstes kann mit dieser Streuwahrscheinlichkeit die Anzahl an Photonen berechnet werden, die durch  $N_{at}$  Atome in den Winkel  $\vartheta_t$  gestreut werden:

$$N_{\{p,s\}}(\vartheta_t) = W_{\{p,s\}} N_{at} \gamma_0 \eta_{det} \eta_{gf} \frac{\Delta\varphi}{360^\circ}. \quad (4.19)$$

Hier wurde bereits der Öffnungswinkel in azimutale Richtung (Ebene der Grenzfläche) durch den Faktor  $\Delta\varphi/(360^\circ)$  berücksichtigt. Für das Gesamtsignal am De-

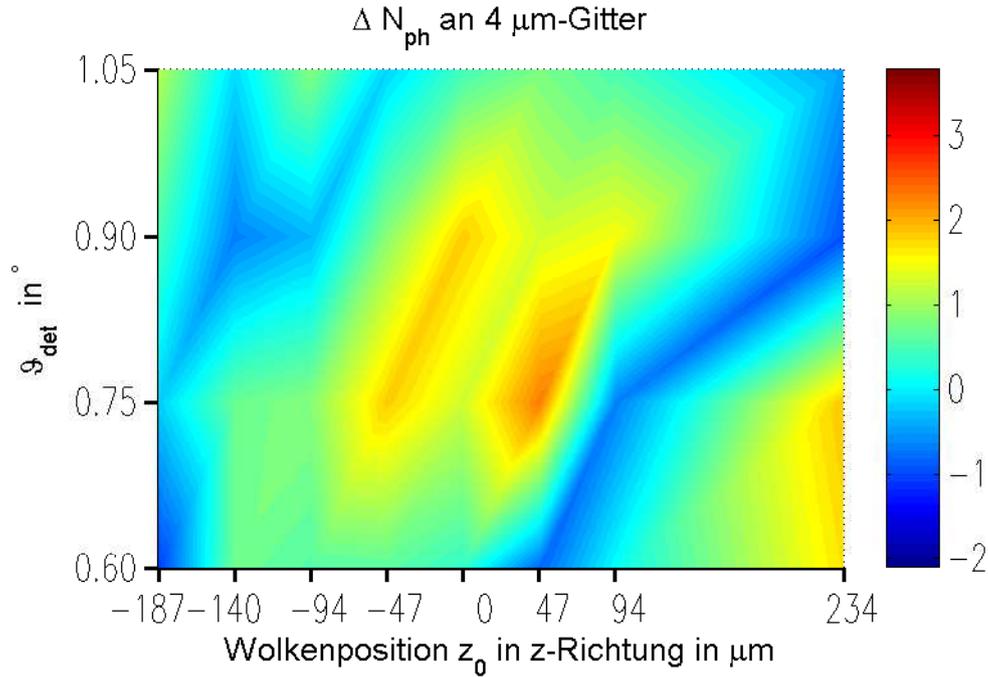
tektor muss noch eine Integration über den Öffnungswinkel  $\Delta\varphi$  um den Detektionswinkel  $\vartheta_t$  in polare Richtung durchgeführt werden

$$N_{\{p,s\}det} = \int_{\vartheta_t - \frac{\Delta\varphi}{2}}^{\vartheta_t + \frac{\Delta\varphi}{2}} N_{\{p,s\}} d\vartheta. \quad (4.20)$$

Die gestrichelten Kurven in Abbildung 4.4 zeigen die Simulationsergebnisse für  $\Delta N_{ph} = N_p - N_s$ . Für Gold (blaue Kurve) wurden die selben experimentellen Parameter eingesetzt wie in der vorhergehenden Simulation. Die rot gestrichelte Kurve zeigt das Ergebnis für Saphir. Hier wurde für die Wolke über Saphir eine Gesamtatomzahl  $N_{at_{ges}} = 1.15 \cdot 10^6$  angenommen und mit den Parametern für die Wolkenausdehnung nach der Wechselwirkung mit den resonanten Laserstrahlen  $\sigma_{x_1} = 125 \mu\text{m} \cdot (2\sqrt{2 \ln 2})^{-1}$  bzw.  $\sigma_{x_2} = 81 \mu\text{m} \cdot (2\sqrt{2 \ln 2})^{-1}$  in Gleichung (4.5) eingesetzt. Als Ergebnis folgt, dass beide Kurven nahe des Totalreflexionswinkels ansteigen, allerdings wird das experimentelle Signal deutlich unterschätzt und kann daher nur als qualitative Abschätzung gewertet werden. Der Grund hierfür ist, dass für diese Abschätzung der Signalhöhe Rauigkeiten an der Oberfläche vernachlässigt wurden. Diese können jedoch die Transmission in Winkelbereiche erlauben, die bei glatten Oberflächen verboten sind, siehe Kapitel 2.3. Die Signalhöhe hängt dabei vom Koeffizienten  $c_{st}$  ab, der umso größer ist, je höher die Rauigkeit an der Oberfläche ist. Da die Rauigkeit der Goldoberfläche größer ist, als die Rauigkeit der Saphiroberfläche, ist der Koeffizienten  $c_{st}$  für Gold größer als für Saphir. Dadurch wird das, durch Störstellen verursachte Signal für die Goldoberfläche größer als für die Saphiroberfläche. Die unterschiedliche Stärke der Störstellenkopplung ist ein möglicher Grund, warum die gemessenen Werte an der Goldoberfläche größer sind, als die für Saphir gemessenen Werte, obwohl die Theoriekurven eigentlich das Gegenteil suggerieren.

## 4.4 Messung über 4 $\mu\text{m}$ -Gitter

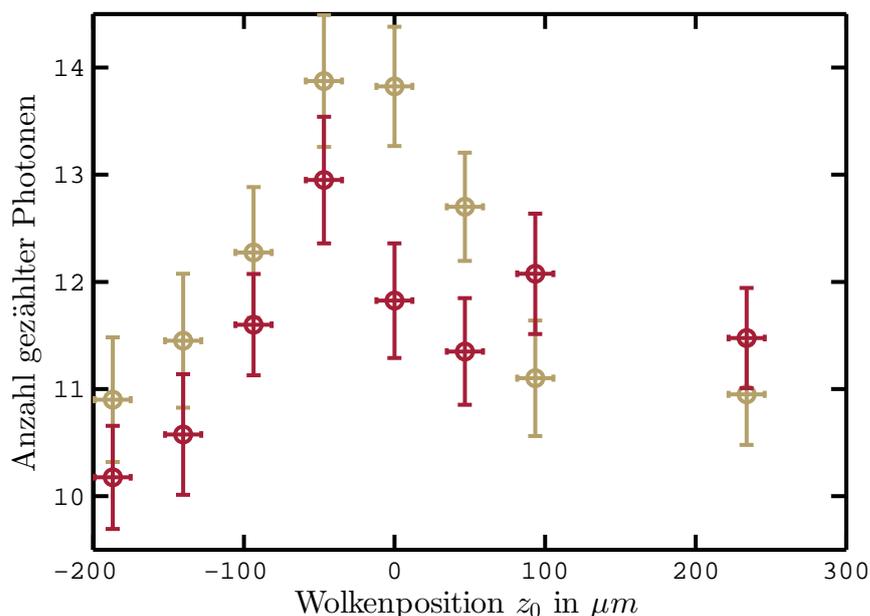
Nachdem die Anregung von Plasmonen in einer ausgedehnten Goldoberfläche diskutiert wurde, soll in diesem Abschnitt überprüft werden, ob die Anregung von Plasmonen an strukturierten Oberflächen ebenfalls möglich ist. Hierfür wurde die Atomwolke auf das 4  $\mu\text{m}$ -Gitter verschoben, das in Abbildung 3.2 unten rechts abgebildet ist. Anschließend wurden für die wichtigsten Winkel und Wolkenabstände die gleichen Messungen wie in Kapitel 4.3 durchgeführt. Die Ergebnisse für alle gemessenen Winkel und Positionen sind farbkodiert in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Werte für den Wolkenabstand  $z_0$  zwischen Oberfläche und Wolkenzentrum sind mit den Werten der Messungen an den unstrukturierten Goldfläche in den letzten Teilkapiteln nicht direkt vergleichbar, da die Voraussetzungen bei der Positionseichung unterschiedlich waren. Bei der durchgehenden Goldfläche wurde die Positionseichung mit einer Wolke durchgeführt, die von zwei resonanten Laserstrahlen angeregt wurde. Zur Durchführung der Positionseichung über der 4  $\mu\text{m}$ -Struktur standen nur Bilder der Wolke zur Verfügung, auf denen die Atome nicht beleuchtet wurden, wodurch sich Form und Position stark unterscheiden. Für



**Abb. 4.6:** Photonendifferenz  $\Delta N_{ph}$  über 4  $\mu\text{m}$ -Gitter gegenüber der Position des Wolkenzentrums  $z_0$  in  $z$ -Richtung (Abszisse) und den Detektionswinkel  $\vartheta - \vartheta_{tot}$  (Ordinate). Die Absolutwerte für  $z_0$  sind nicht mit den Werten in Abbildung 4.3 vergleichbar.

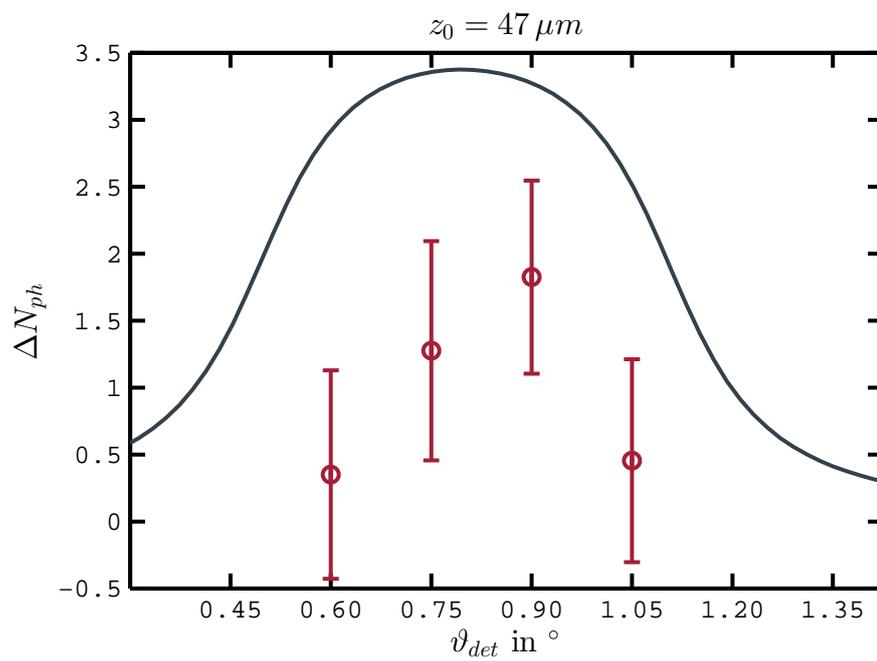
die durchgehende Goldfläche standen Bilder für beide Situationen zur Verfügung. Vergleicht man hier die Eichfaktoren für die beiden unterschiedlichen Situationen so variiert er um ca. 16%. Bei den Messungen an Saphir ist der Unterschied ca. 8%. Die Abweichung des Eichfaktors und damit die Eichung des Absolutwertes von  $z_0$  dürften beim 4  $\mu\text{m}$ -Gitter ebenfalls innerhalb dieses Rahmens liegen. Die horizontalen Fehlerbalken tragen dieser Unsicherheit Rechnung.

In Abbildung 4.7 sind die Photonenzahlen aufgetragen, die vom EPZ für verschiedene Abstände der Wolke zum 4  $\mu\text{m}$ -Gitter gezählt wurden. Die roten Messwerte entsprechen der Detektion von s-polarisierten Photonen und die goldenen Werte der Detektion von p-polarisierten Photonen. Die Messungen wurden an einer Wolke mit ca.  $1.2 \cdot 10^6$  Atomen durchgeführt bei einem Detektionswinkel  $\vartheta_{det} = 0.9^\circ$ . Dieser Winkel, sowie alle anderen experimentellen Parameter entsprechen den Werten der Messung zu Abbildung 4.2. Vergleicht man die beiden Messungen, so stellt man fest, dass die Form der beiden Signale Ähnlichkeiten besitzen, aber auch Unterschiede haben. Das Offsetsignal, an dem keine Atome beteiligt sind, beträgt bei der Messung am Gitter ca. 4 Photonen, und der maximale Messwert ist ca. 7 Photonen geringer als an der unstrukturierten Goldfläche. Das heißt, die direkte Streuung von Licht in den Detektionswinkel ohne Beteiligung der Atome wird verringert, allerdings nimmt der plasmonische Anteil des Signals noch stärker ab, sodass das Signal zu Rausch Verhältnis ebenfalls abnimmt. Ein vertikaler Schnitt durch Ab-



**Abb. 4.7:** Signal am EPZ in Abhängigkeit vom Abstand der Wolke zur Oberfläche über  $4\ \mu\text{m}$ -Gitter und bei einem Detektionswinkel  $\vartheta_{det} = 0.9^\circ$ . Rot: Detektion s-polarisierter Photonen, Gold: Detektion p-polarisierter Photonen.

bildung 4.6 an der Stelle  $z_0 = 47\ \mu\text{m}$  ist in Abbildung 4.8 aufgetragen. Zusätzlich wurde die Simulation für direkte Kopplung an der unstrukturierten Goldfläche aus Abbildung 4.4 mit eingezeichnet. Diese Kurve erlaubt es, die Daten der Messung am Gitter mit den Daten von der Messung an der Goldfläche zu vergleichen. Die Messung am Gitter hat ein Maximum für  $\Delta N_{ph}$  an der Stelle, an der es für direkte Kopplung erwartet wird. Der Absolutwert des Signals ist jedoch nur in etwa halb so groß wie bei der unstrukturierten Fläche. Dies ist gut erklärbar, da das Gitter zur Hälfte aus Goldstreifen und zur Hälfte aus Saphirstreifen besteht. Da Saphir keine Plasmonenanregung erlaubt, können die Atome, die sich direkt vor einem Saphir-Streifen befinden, keine Plasmonen anregen. Die Fläche am Prisma, aus der Signale am EPZ ankommen, hat einen Durchmesser von ca.  $64\ \mu\text{m}$  und enthält somit das Summensignal aus mehreren Saphir- und Goldstreifen. Da der Goldanteil im Detektionsbereich 50 % beträgt ist eine Reduzierung des Signals der direkten Plasmonenkopplung um diesen Faktor gegenüber einer vollflächigen Goldschicht nachvollziehbar. Abschließend lässt sich sagen, dass die Messungen am Gitter ebenfalls Anzeichen der direkten Plasmonenkopplung zeigen. Die Fehlerbalken in Abbildung 4.8 müssten jedoch für eine eindeutige Beurteilung durch weitere Messungen reduziert werden. Außerdem muss der Winkelbereich der Messung erweitert werden um zu zeigen, dass es bei anderen Winkeln kein Maximum für  $\Delta N_{ph}$  gibt.



**Abb. 4.8:** Rot: Vertikaler Schnitt durch Abbildung 4.6 bei  $z_0 = 47 \mu\text{m}$ . Blau: Simulationsergebnis für die Plasmonenanregung für eine durchgehende Goldschicht aus Abbildung 4.4.



## 5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit konnte zum ersten Mal eine direkte Kopplung zwischen Oberflächenplasmonen (OPs) und Rubidiumatomen beobachtet werden, indem OPs durch Streuung von Licht an Atomen im Nahfeld plasmonischer Strukturen angeregt wurden.

Als plasmonische Struktur wurde eine 50 nm dicke Goldschicht auf ein Saphirsubstrat aufgebracht, welches mit Optik-Klebstoff an einem Prisma im Vakuum befestigt wurde. Eine Wolke mit ca.  $1 \cdot 10^6$  ultrakalten Rubidiumatomen ( $^{87}\text{Rb}$ ) wurden in einer Magnetfalle an die Goldschicht hin verschoben. Dort wurden die Atome durch einen resonanten Laserstrahl, dessen Leistung ungefähr Sättigungsintensität entsprach, zu Dipolschwingungen angeregt. Mit einem Einzelphotonenzähler (EPZ) wurde die Anzahl an Photonen beobachtet, die, aufgrund der atomaren Anregung, ins Prisma gestreut werden. Dabei wurden die Zählraten in s-polarisierte und p-polarisierte Photonen unterschieden. Werden OPs in der Goldschicht angeregt so emittieren sie p-polarisierte Photonen unter ihrem charakteristischen Winkel, dem Plasmonenwinkel, in das Prisma. Aus diesem Grund wird erwartet, dass bei Plasmonenanregung im Plasmonenwinkel mehr p-polarisierte als s-polarisierte Photonen detektiert werden.

Als Ergebnis konnte zunächst nachgewiesen werden, dass die Photonenzahl am EPZ von der Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz abhängt und für resonantes Licht am stärksten ist.

Außerdem konnte gezeigt werden, dass sich das Signal am EPZ bei verringerndem Abstand der Atome zur Oberfläche zunehmend erhöht und schließlich kleiner wird, wenn die Atome an der Oberfläche aus der Magnetfalle verloren gehen. Aufgrund des schwachen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wurde jede Messung ca. 40 mal wiederholt, um so einen guten statistischen Mittelwert zu erhalten. Anschließend wurde die gleiche Messung bei anderen Detektionswinkeln des EPZ wiederholt. Für jede Messreihe wurde das Ergebnis zwischen s-polarisierten und p-polarisierten Photonen verglichen. Als Resultat hieraus erhält man, dass bei sehr geringem Abstand der Atome zur Oberfläche mehr p-polarisierte als s-polarisierte Photonen am EPZ eintreffen, wenn am Plasmonwinkel detektiert wird. In einem nächsten Schritt wurde die gemessene Differenz zwischen p- und s-polarisierten Photonen für verschiedene Winkel mit der Theorie für direkte Atom-OP-Kopplung verglichen und eine gute Übereinstimmung gefunden. Aus den Messdaten lies sich darauf zurückrechnen, dass von den ca.  $1 \cdot 10^6$  Atomen ca. 100 mit einer Wahrscheinlichkeit  $> 70\%$  an die OPs koppeln. Weiter konnte ein mittlerer Kooperativitätsparame-

ter  $\bar{\eta} = 0.9871$  berechnet werden mit dem im Mittel  $\bar{N} = 120$  Atome an die OPs koppeln.

In diesem Zusammenhang wurde auch die Stärke der Atom-OP-Kopplung diskutiert. Aufgrund des schnellen Zerfalls der Plasmonen ist ihre Zerfallsrate größer als die Rabi-Frequenz  $\Omega$ , die die kürzeste Zeitskala im System besitzen müsste um starke Kopplung zu erreichen. Allerdings besitzt der mittlere Kooperativitätsparameter mit  $\bar{\eta} \approx 1$  einen Wert bei dem der Bereich der hohen Kooperativität beginnt. Dieser Bereich unterscheidet sich vom Bereich der schwachen Kopplung durch einen Intensitätseinbruch des Kopplungs-Signals am EPZ auf Resonanz. Dieser Einbruch konnte bei den Daten einer frequenzabhängigen Messreihe beobachtet werden und durch die Gleichungen der hohen Kooperativität erklärt werden.

Weitere Messungen zur Atom-OP-Kopplung wurden anschließend an einer periodischen Struktur durchgeführt, die aus einem Saphirsubstrat bestand, das periodisch in  $4\ \mu\text{m}$  Abstand  $2\ \mu\text{m}$  breite  $50\ \text{nm}$  dicke Goldstreifen besaß. An dieser Struktur konnte ebenfalls direkte Kopplung zwischen OPs und Atomen beobachtet werden. Allerdings war das Signal hier nur halb so groß, da nur die Hälfte der Atome mit der Goldschicht wechselwirken konnte und so OPs erzeugen konnten. Die andere Hälfte befand sich in Kontakt mit dem Saphirsubstrat, an dessen Oberfläche keine OPs erzeugt werden können, da Saphir als Dielektrikum keine freien Ladungsträger besitzt.

Zur Kontrolle wurde die gleiche Messung an einem unbeschichteten Saphirsubstrat durchgeführt. Wie erwartet, wurde bei diesem Experiment keine erhöhte Anzahl von p-polarisierten Photonen im Plasmonenwinkel festgestellt.

## 6 Ausblick

Die direkte Kopplung von Plasmonen und Atomen, die in dieser Arbeit erstmals gezeigt wurde, eröffnet viele neue Felder für zukünftigen Forschungsvorhaben. Im Folgenden sollen einige dieser Möglichkeiten vorgestellt werden.

Für weitere Experimente und Anwendungen der direkten Atom-Plasmon-Kopplung ist eine sehr gute Detektionseffizienz essenziell. Als erste Schritt sollte deshalb die bisher erreichte Effizienz  $\eta_{ges} = 1.32 \cdot 10^{-4}$  deutlich gesteigert werden. Die Detektionseffizienz setzt sich nach Gleichung (4.6) wie folgt zusammen:  $\eta_{ges} = \eta_{fd} \cdot \eta_{det} \cdot \eta_{gf} \cdot \Delta\varphi/360^\circ$ . Der Wert  $\eta_{fd}$  beschreibt den Signalabfall, weil sich die atomaren Dipole in der Falle aufgrund des Faraday-Effekts drehen und damit im Mittel nur die Hälfte aller Dipole senkrecht zur Oberfläche stehen (siehe Kapitel 2.1.3). Nur diese Dipole haben aber einen relevanten Beitrag zur direkten Kopplung. Um den Maximalwert  $\eta_{fd} = 1$  zu erreichen, gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder man entfernt das Magnetfeld der Falle und somit die Grundlage des Faraday-Effekts, oder man führt das Experiment mit einem einzelnen Atom durch. Die Effizienz des Einzelphotonenzählers beträgt  $\eta_{det} = 0.66$  und ist vom Hersteller vorgegeben. Soll dieser Wert erhöht werden muss ein besserer Detektor mit höherer Quanteneffizienz im gewünschten Wellenlängenbereich gefunden werden. Die Detektionseffizienz ist jedoch bereits schon sehr gut, weshalb hier keine großen Verbesserungen erwartet werden können. Die Verluste der Glasfaser und der restlichen optischen Elemente  $\eta_{gf} = 0.24$  lassen sich verringern, wenn auf die Glasfaser und möglichst viele optische Elemente zwischen Prisma und Detektor verzichtet wird. Das größte Verbesserungspotential bietet jedoch der Detektionswinkel  $\Delta\varphi$ . Je näher der Detektor an das Prisma gebracht werden kann, desto größer wird  $\Delta\varphi$ . Der Maximalwert von  $360^\circ$  kann erreicht werden, indem das Prisma durch einen Glaskegel ersetzt wird auf dessen Grundfläche die Goldstrukturen aufgebracht werden. Die in der Goldschicht angeregten Plasmonen erzeugen Photonen unter dem Plasmonenwinkel  $\vartheta_{pl}$  und verlassen den Kegel in einem Ring auf seiner Mantelfläche. Diese Photonen können wie in [Cho12] durch einen Ringspiegel, der oberhalb der Spitze des Glaskegels und parallel zu seiner Grundfläche positioniert wird, auf einen Punkt fokussiert werden. Wird der Einzelphotonenzähler in den Fokus dieser Sammeloptik gestellt erhält man  $\Delta\varphi = 360^\circ$ . Alternativ zu dieser Methode kann der Ring der emittierten Photonen durch eine Linse auf eine Kamera abgebildet werden. Die Photonen, die durch Plasmonenanregung entstehen bilden in diesem Fall einen Kreis in der Kameraebene. Wird das Signal über den ganzen Kreis summiert erhält man wiederum  $\Delta\varphi = 360^\circ$ .

Diese zweite Möglichkeit der Photonenmessung bietet aber noch den weiteren Vorteil, dass räumliche Korrelationsmessungen durchgeführt werden können. Von großem Interesse ist es die Korrelation zwischen zwei Signalen zu messen, die auf dem Kreis genau gegenüber voneinander liegen. Tritt hierbei Antibunching auf, ist dies ein Zeichen dafür, dass einzelne Plasmonen durch die Kopplung mit einer Einzelphotonenquelle, d.h. durch Kopplung mit einem einzelnen Atom, erzeugt wurden.

Ein weiteres Ziel zukünftiger Experimente könnte es sein die Kopplungsstärke zu erhöhen, um das Regime der starken Kopplung zu erreichen (siehe Kapitel 2.2.2.2). Die effektivste Art, dies zu Erreichen ist es, die Rabifrequenz  $\Omega$  (Gleichung (2.64)) zu erhöhen, indem das Modenvolumen  $V_{eff}$  der Plasmonen verringert wird  $\Omega \propto \sqrt{V_{eff}}^{-1}$ . Das Modenvolumen ist gegeben durch die Geometrie der metallischen Struktur und kann erhöht werden, indem man von zweidimensionalen Strukturen zu niedrigeren Dimensionen, wie z.B. eindimensionale Metallzylinder, übergeht [Cha06, Cha07b]. Zum Beispiel skaliert für Zylinderradien im Nanometerbereich das Modenvolumen mit dem Zylinderradius  $R$  wie folgt:  $V_{eff} \propto R^3$ . Zur weiteren Verbesserung der Kopplung kann die Verwendung eines Resonators [Min09, Leo12] oder die Verringerung der ohmschen Verluste im Metall durch Wahl eines Metalls mit geringerem Imaginärteil des Brechungsindex beitragen.

Stark koppelnde System sind interessant für den Quanteninformationsaustausch. Deshalb wäre nach dem Nachweis der starken Kopplung im Hybridsystem aus Atomen und Plasmonen ein weiteres interessantes Ziel, dieses System an ein weiteres quantenmechanisches Zweiniveausystem zu koppeln. Hierzu wurden bereits mehrere theoretische Vorschläge gemacht, in denen jeweils 2 quantenmechanische Zwei-Niveausysteme durch eindimensionale plasmonische Strukturen unterschiedlicher Geometrie gekoppelt wurden [Dzs10, MC10, GT11]. Experimentell wäre es denkbar, in die Goldschicht auf dem Prisma einen eindimensionalen Kanal, wie in [MC10] vorgeschlagen, zu ätzen und ihn an einem seiner Enden mit einem einzelnen Atom zu koppeln. Am anderen Ende des Kanals kann sich, als Empfänger der Information, entweder wieder ein Atom befinden oder ein Quantenpunkt dessen Resonanzfrequenz auf die Resonanzfrequenz der verwendeten Atome abgestimmt ist.

Ein weiterer interessanter Vorschlag ist die superradianten Kopplung von Oberflächenplasmonen mit mehreren Atomen [Cho10]. Sie führt zu einer superradiant überhöhten Emissionsrate der Atome in die Plasmonenmode. Für die Realisierung der Superradianz ist es nötig, dass der Abstand zwischen einzelnen Atomen kleiner ist als die Hälfte der Resonanzwellenlänge. Atomare Dichten in dieser Größenordnung können erreicht werden, indem das Experiment statt mit einer thermischen Wolke mit einem Bose-Einstein-Kondensat durchgeführt wird.

Interessant ist auch der Vorschlag, ein plasmonisches Gitter zu erzeugen und Atome in einzelne Gitterplätze zu laden [Gul12]. Experimente dieser Art wurden schon mit Atomen in optischen Gittern durchgeführt [Rai97, MS97, Jak98]. Diese haben allerdings den Nachteil, dass ihre Gitterperiodizität auf die Hälfte ihrer Lichtwellenlänge begrenzt ist. Plasmonische Strukturen können jedoch mit kleineren Strukturgrößen produziert werden, die wiederum zu optischen Potentialen mit hö-

herer Periodizität führen. Beschrieben wird die Wechselwirkung zwischen Gitter und Atomen mit dem Bose-Hubbard-Modell [Ger63]. Nach diesem Modell hat eine höhere Gitterperiodizität den Vorteil höherer Tunnelraten zwischen den Gitterplätzen, sowie größere Wechselwirkung von Atomen innerhalb eines Gitterplatzes.



# Literaturverzeichnis

- [Aki07] A. V. AKIMOV, A. MUKHERJEE, C. L. YU, D. E. CHANG, A. S. ZIBROV, P. R. HEMMER, H. PARK und M. D. LUKIN, *Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots*, Nature **450**, 402 (2007).
- [Alù05] A. ALÙ und N. ENGHETA, *Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings*, Physical Review E **72**, 016623 (2005).
- [Alù10] A. ALÙ, D. RAINWATER und A. KERKHOFF, *Plasmonic cloaking of cylinders: finite length, oblique illumination and cross-polarization coupling*, New Journal of Physics **12**, 103028 (2010).
- [Arc09] A. ARCHAMBAULT, T. V. TEPERIK, F. MARQUIER und J. J. GREFFET, *Surface plasmon Fourier optics*, Physical Review B **79**, 195414 (2009).
- [Arc10] A. ARCHAMBAULT, F. MARQUIER, J.-J. GREFFET und C. ARNOLD, *Quantum theory of spontaneous and stimulated emission of surface plasmons*, Physical Review B **82**, 035411 (2010).
- [Bab00] A. J. BABADJANYAN, N. L. MARGARYAN und K. V. NERKARARYAN, *Superfocusing of surface polaritons in the conical structure*, Journal of Applied Physics **87**, 3785 (2000).
- [Bel04] J. BELLESSA, C. BONNAND, J. C. PLENET und J. MUGNIER, *Strong Coupling between Surface Plasmons and Excitons in an Organic Semiconductor*, Physical Review Letters **93**, 036404 (2004).
- [Ben10] H. BENDER, P. W. COURTEILLE, C. MARZOK, C. ZIMMERMANN und S. SLAMA, *Direct Measurement of Intermediate-Range Casimir-Polder Potentials*, Physical Review Letters **104**, 083201 (2010).
- [Ben11] H. BENDER, *Quantenoptik an Oberflächen*, Dissertation, Eberhard Karls Universität Tübingen (2011).
- [Ber00] P. BERINI, *Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures*, Physical Review B **61**, 10484 (2000).

- [Boz06] S. I. BOZHEVOLNYI, V. S. VOLKOV, E. DEVAUX, J.-Y. LALUET und T. W. EBBESEN, *Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators*, *Nature* **440**, 508 (2006).
- [Cas48] H. B. G. CASIMIR und D. POLDER, *The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces*, *Physical Review* **73**, 360 (1948).
- [Cha00] R. CHARBONNEAU, P. BERINI, E. BEROLO und E. LISICKA-SHRZEK, *Experimental observation of plasmon polariton waves supported by a thin metal film of finite width*, *Optics Letters* **25**, 844 (2000).
- [Cha06] D. E. CHANG, A. S. SØRENSEN, P. R. HEMMER und M. D. LUKIN, *Quantum Optics with Surface Plasmons*, *Physical Review Letters* **97**, 053002 (2006).
- [Cha07a] R. R. CHANCE, A. PROCK und R. SILBEY, in *Molecular Fluorescence and Energy Transfer Near Interfaces*, herausgegeben von I. Prigogine, Stuart A. Rice (John Wiley & Sons, Inc., 2007).
- [Cha07b] D. E. CHANG, A. S. SØRENSEN, P. R. HEMMER und M. D. LUKIN, *Strong coupling of single emitters to surface plasmons*, *Physical Review B* **76**, 035420 (2007).
- [Cho10] J. J. CHOQUETTE, K.-P. MARZLIN und B. C. SANDERS, *Superradiance, subradiance, and suppressed superradiance of dipoles near a metal interface*, *Physical Review A* **82**, 023827 (2010).
- [Cho12] J. J. CHOQUETTE und K.-P. MARZLIN, *Excitation of atoms by single-photon pulses in the presence of surface plasmons*, *Physical Review A* **85**, 063841 (2012).
- [CT92] C. COHEN-TANNOUJDI, J. DUPONT-ROC und G. GRYNBERG, *Atom-photon interactions, basic processes and applications* (Wiley, New York, NY [u.a.], 1992).
- [Din07] W. DING, S. R. ANDREWS und S. A. MAIER, *Internal excitation and superfocusing of surface plasmon polaritons on a silver-coated optical fiber tip*, *Physical Review A* **75**, 063822 (2007).
- [Dzs10] D. DZSOTJAN, A. S. SØRENSEN und M. FLEISCHHAUER, *Quantum emitters coupled to surface plasmons of a nanowire: A Green's function approach*, *Physical Review B* **82**, 075427 (2010).
- [Ess93] T. ESSLINGER, M. WEIDEMÜLLER, A. HEMMERICH und T. W. HÄNSCH, *Surface-plasmon mirror for atoms*, *Optics Letters* **18**, 450 (1993).
- [Fan41] U. FANO, *The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)*, *Journal of the Optical Society of America* **31**, 213 (1941).

- 
- [Fer93] S. FERON, J. REINHARDT, S. LE BOITEUX, O. GORCEIX, J. BAUDON, M. DUCLOY, J. ROBERT, C. MINIATURA, S. NIC CHORMAIC, H. HABERLAND und V. LORENT, *Reflection of metastable neon atoms by a surface plasmon wave*, Optics Communications **102**, 83 (1993).
- [Fra12] G. COLAS DES FRANCS, S. DEROM, R. VINCENT, A. BOUHELIER und A. DEREUX, *Mie Plasmons: Modes Volumes, Quality Factors, and Coupling Strengths (Purcell Factor) to a Dipolar Emitter*, International Journal of Optics **2012** (2012).
- [Ger63] H. A. GERSCH und G. C. KNOLLMAN, *Quantum Cell Model for Bosons*, Physical Review **129**, 959 (1963).
- [Góm10] D. E. GÓMEZ, K. C. VERNON, P. MULVANEY und T. J. DAVIS, *Surface Plasmon Mediated Strong Exciton-Photon Coupling in Semiconductor Nanocrystals*, Nano Letters **10**, 274 (2010).
- [GT11] A. GONZALEZ-TUDELA, D. MARTIN-CANO, E. MORENO, L. MARTIN-MORENO, C. TEJEDOR und F. J. GARCIA-VIDAL, *Entanglement of Two Qubits Mediated by One-Dimensional Plasmonic Waveguides*, Physical Review Letters **106**, 020501 (2011).
- [GT13] A. GONZÁLEZ-TUDELA, P. A. HUIDOBRO, L. MARTÍN-MORENO, C. TEJEDOR und F. J. GARCÍA-VIDAL, *Theory of Strong Coupling between Quantum Emitters and Propagating Surface Plasmons*, Physical Review Letters **110**, 126801 (2013).
- [Gul12] M. GULLANS, T. G. TIECKE, D. E. CHANG, J. FEIST, J. D. THOMPSON, J. I. CIRAC, P. ZOLLER und M. D. LUKIN, *Nanoplasmonic Lattices for Ultracold Atoms*, Physical Review Letters **109**, 235309 (2012).
- [Hom99] J. HOMOLA, S. S. YEE und G. GAUGLITZ, *Surface plasmon resonance sensors: review*, Sensors and Actuators B: Chemical **54**, 3 (1999).
- [Hüm13] T. HÜMMER, F. J. GARCÍA-VIDAL, L. MARTÍN-MORENO und D. ZUECO, *Weak and strong coupling regimes in plasmonic QED*, Physical Review B **87**, 115419 (2013).
- [Jak98] D. JAKSCH, C. BRUDER, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER und P. ZOLLER, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*, Physical Review Letters **81**, 3108 (1998).
- [Ket99] W. KETTERLE, D. S. DURFEE und D. M. STAMPER-KURN, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, in *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases: Proceedings of the International School of Physics (Enrico Fermi) Course Cxl : Varenna on Lake Como Villa Monastero 7-17 July 1998* (Ios PressInc, 1999), S. 67–176.

- [Kol09] R. KOLESOV, B. GROTZ, G. BALASUBRAMANIAN, R. J. STÖHR, A. A. L. NICOLET, P. R. HEMMER, F. JELEZKO und J. WRACHTRUP, *Wave-particle duality of single surface plasmon polaritons*, Nature Physics **5**, 470 (2009).
- [Kre68] E. KRETSCHMANN und H. RAETHER, *Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light*, Z. Naturforsch. , 2135–2136 (1968).
- [Kre71] E. KRETSCHMANN, *Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen*, Zeitschrift für Physik **241**, 313 (1971).
- [Kre74] E. KRETSCHMANN, *Die bestimmung der oberflächenrauigkeit dünner schichten durch messung der winkelabhängigkeit der streustrahlung von oberflächenplasmaschwingungen*, Optics Communications **10**, 353 (1974).
- [Lan96] A. LANDRAGIN, J.-Y. COURTOIS, G. LABEYRIE, N. VANSTEENKISTE, C. I. WESTBROOK und A. ASPECT, *Measurement of the van der Waals Force in an Atomic Mirror*, Physical Review Letters **77**, 1464 (1996).
- [Leo12] N. P. DE LEON, B. J. SHIELDS, C. L. YU, D. E. ENGLUND, A. V. AKIMOV, M. D. LUKIN und H. PARK, *Tailoring Light-Matter Interaction with a Nanoscale Plasmon Resonator*, Physical Review Letters **108**, 226803 (2012).
- [Mai06] S. A. MAIER, *Plasmonic field enhancement and SERS in the effective mode volume picture*, Optics Express **14**, 1957 (2006).
- [MC10] D. MARTÍN-CANO, L. MARTÍN-MORENO, F. J. GARCÍA-VIDAL und E. MORENO, *Resonance Energy Transfer and Superradiance Mediated by Plasmonic Nanowaveguides*, Nano Letters **10**, 3129 (2010).
- [mes06] *Wellenoptik*, in *Gerthsen Physik*, herausgegeben von Professor Dr Dieter Meschede, Springer-Lehrbuch (Springer Berlin Heidelberg, 2006), S. 519–568.
- [Mie08] G. MIE, *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*, Annalen der Physik **330**, 377–445 (1908).
- [Min09] B. MIN, E. OSTBY, V. SORGER, E. ULIN-AVILA, L. YANG, X. ZHANG und K. VAHALA, *High-Q surface-plasmon-polariton whispering-gallery microcavity*, Nature **457**, 455 (2009).
- [MS97] T. MÜLLER-SEYDLITZ, M. HARTL, B. BREZGER, H. HÄNSEL, C. KELLER, A. SCHNETZ, R. J. C. SPREEUW, T. PFAU und J. MLYNEK, *Atoms in the Lowest Motional Band of a Three-Dimensional Optical Lattice*, Physical Review Letters **78**, 1038 (1997).

- 
- [Nog09] M. A. NOGINOV, G. ZHU, A. M. BELGRAVE, R. BAKKER, V. M. SHALAEV, E. E. NARIMANOV, S. STOUT, E. HERZ, T. SUTEEWONG und U. WIESNER, *Demonstration of a spaser-based nanolaser*, Nature **460**, 1110 (2009).
- [Nov07] L. NOVOTNY und B. HECHT, *Principles of nano-optics* (Cambridge University Press, Cambridge [u.a.], 2007).
- [Pal91] E. D. PALIK, *Handbook of optical constants of solids. - 2.* (Academic Pr., New York, 1991), 31 A 3119-2.
- [Pen96] J. B. PENDRY, A. J. HOLDEN, W. J. STEWART und I. YOUNGS, *Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures*, Physical Review Letters **76**, 4773 (1996).
- [Pen00] J. B. PENDRY, *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*, Physical Review Letters **85**, 3966 (2000).
- [Poc80] I. POCKRAND, A. BRILLANTE und D. MÖBIUS, *Nonradiative decay of excited molecules near a metal surface*, Chemical Physics Letters **69**, 499 (1980).
- [Pri83] D. E. PRITCHARD, *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, Physical Review Letters **51**, 1336 (1983).
- [Rae88] H. RAETHER, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings* (Springer, Berlin, 1988).
- [Rai97] G. RAITHEL, G. BIRKL, A. KASTBERG, W. D. PHILLIPS und S. L. ROLSTON, *Cooling and Localization Dynamics in Optical Lattices*, Physical Review Letters **78**, 630 (1997).
- [Rai12] D. RAINWATER, A. KERKHOFF, K. MELIN, J. C. SORIC, G. MORENO und A. ALÛ, *Experimental verification of three-dimensional plasmonic cloaking in free-space*, New Journal of Physics **14**, 013054 (2012).
- [Sch08] R. J. SCHOELKOPF und S. M. GIRVIN, *Wiring up quantum systems*, Nature **451**, 664 (2008).
- [Sip81] J. SIPE, *The dipole antenna problem in surface physics: A new approach*, Surface Science **105**, 489 (1981).
- [Som99] A. SOMMERFELD, *Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes*, Annalen der Physik **303**, 233–290 (1899).
- [Ste10] D. STECK, *Rubidium 87 D Line Data* (2010).
- [Ste11] C. STEHLE, H. BENDER, C. ZIMMERMANN, D. KERN, M. FLEISCHER und S. SLAMA, *Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms*, Nat Photon **5**, 494 (2011).

- [Sto04] M. I. STOCKMAN, *Nanofocusing of Optical Energy in Tapered Plasmonic Waveguides*, Physical Review Letters **93**, 137404 (2004).
- [Sto11] M. I. STOCKMAN, *Erratum: Nanofocusing of Optical Energy in Tapered Plasmonic Waveguides [Phys. Rev. Lett. 93, 137404 (2004)]*, Physical Review Letters **106**, 019901 (2011).
- [Suk97] C. V. SUKUMAR und D. M. BRINK, *Spin-flip transitions in a magnetic trap*, Physical Review A **56**, 2451 (1997).
- [TS11] H. TANJI-SUZUKI, I. D. LEROUX, M. H. SCHLEIER-SMITH, M. CETINA, A. T. GRIER, J. SIMON und V. VULETIĆ, *Chapter 4 - Interaction between Atomic Ensembles and Optical Resonators: Classical Description*, in *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, herausgegeben von P.R. Berman E. Arimondo, C.C. Lin, Bd. Volume 60 (Academic Press, 2011), S. 201–237.
- [Web79] W. H. WEBER und C. F. EAGEN, *Energy transfer from an excited dye molecule to the surface plasmons of an adjacent metal*, Optics Letters **4**, 236 (1979).
- [Woo02] R. W. WOOD, *On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum*, Proceedings of the Physical Society of London **18**, 269 (1902).
- [Zen07] J. ZENNECK, *Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie*, Annalen der Physik **328**, 846–866 (1907).
- [Zha10] B. ZHANG und B.-I. WU, *Cylindrical cloaking at oblique incidence with optimized finite multilayer parameters*, Optics Letters **35**, 2681 (2010).

# Danksagung

Abschließen möchte ich einen herzlichen Dank an alle Personen richten, die mich in irgend einer Weise während der letzten vier Jahre auf meinem Weg zur Promotion unterstützt haben und dadurch zu ihrem Gelingen beigetragen haben:

- Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer und Projektleiter Herrn PD Dr. Sebastian Slama. Trotz seiner vielen Aufgaben in der Lehre hat er mich und mein Experiment immer sehr gut betreut. Er hatte immer Zeit, die neuesten Messdaten zu diskutieren, theoretische Modelle zu entwickeln oder wertvolle Tipps und neue Ideen für die Arbeit im Labor zu geben. Sein umfangreiches physikalische Wissen und seine kollegiale Art als Projektleiter waren nicht nur essentielle Faktoren für das Gelingen der Forschungsarbeiten, sondern auch die Voraussetzung für unser freundschaftliches Verhältnis. Herrn PD Dr. Slama wünsche ich weiterhin den großen wissenschaftlichen Erfolg, den er verdient und einen baldigen Ruf auf eine Professur.
- Nicht weniger danken möchte ich Herrn Prof. Dr. Claus Zimmermann. Er hat mich als Doktorand eingestellt und mir ein voll ausgestattetes Quantenoptik-Labor zur Verfügung gestellt. Dadurch wurde es mir erst möglich meine Forschungsarbeiten durchzuführen. Diskussionen mit ihm zu experimentellen Daten oder zu Plänen über das weitere Vorgehen im Labor, waren immer sehr aufschlussreich und eröffneten neue Sichtweisen auf die Projekte. Weiter möchte ich ihm Danken für seine unbürokratische Art Probleme zu lösen. Außerdem danke ich ihm für das angenehme Arbeitsklima, zu dessen Schaffung er durch seinen Führungsstil, der viel Raum zur eigenen Gestaltung lässt, einen großen Teil beigetragen hat.
- Herrn Dr. Helmar Bender, Labor- und Büro-Kollege während der ersten Hälfte meiner Zeit als Doktorand, möchte ich danken für die tolle Zeit sowohl an der Uni, als auch in der Freizeit. Von ihm habe ich vieles über das Experiment und die Laborarbeit gelernt und bedanke mich für die sehr gute Zusammenarbeit.
- Frau Prof. Dr. Monika Fleischer und Herr Prof. Dr. Dieter Kern möchte ich dafür danken, dass sie in ihrer, damals noch gemeinsamen, Arbeitsgruppe die strukturierten Goldschichten hergestellt haben. Frau Prof. Dr. Fleischer möchte ich außerdem zu ihrer Berufung auf ihren eigenen Lehrstuhl gratulieren.

- Es gibt viele Gründe mich bei allen Kollegen des D5+ zu bedanken. Als Beispiel hierfür seien das tolle Arbeitsklima, die Diskussionen bei Problemen oder das Ausleihen von Laborgegenständen genannt. Ich wünsche ihnen allen viel Erfolg bei ihren Forschungsvorhaben.
- Allen Mitarbeitern der Elektronik- und der Mechanik-Werkstatt möchte ich für ihre stets professionelle Unterstützung bei technischen Schwierigkeiten bedanken.
- Bei meiner Freundin Stephanie Mühlheim möchte ich mich bedanken, dass sie immer sehr viel Verständnis für den, mit dem Projekt verbundenen, Zeitaufwand hatte und es nie ein Problem war, wenn ich mal wieder nachts um 1 Uhr an die Uni musste. Ihr möchte ich wünschen, dass sie ihr Studium auch bald erfolgreich zu Ende bringt und ihr Ziel, als Lehrerin zu arbeiten, bald erreicht.
- Ein besonderer Dank geht an meine Eltern. Sie gaben mir die Freiheit mich nach meinen eigenen Wünschen zu entwickeln und haben mich auf meinem bisherigen Lebensweg immer in jeder denkbaren Weise unterstützt.