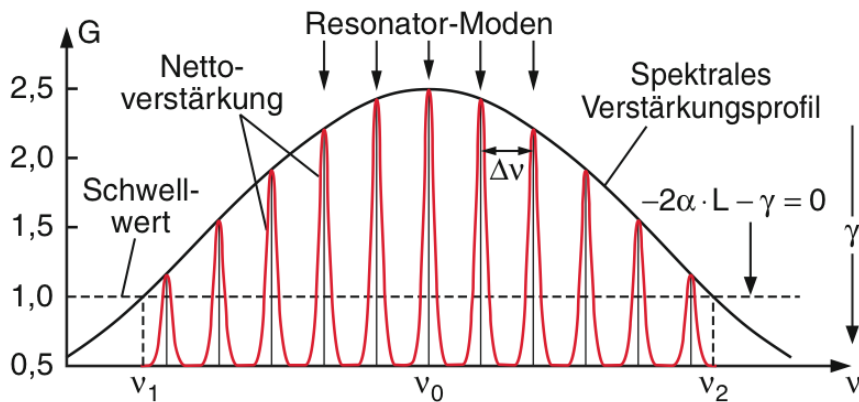


7. Beschreiben Sie Aufbau und Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Etalons. Welche Bedeutung haben die Begriffe "Finesse" und "Freier Spektralbereich"?

Laser Kapitel 3.1-3.2, Demtröder EP3 S.260

8. Welches Photostrom-Signal liefert eine schnelle Photodiode, wenn sie das Licht eines cw-Lasers detektiert, der in mehreren longitudinalen Moden schwingt?

Demtröder EP3 S.261
S.260



9. Welche physikalische Ursache hat die Doppler-Verbreiterung einer Absorptionslinie in der Gasphase? Welche anderen Effekte können die Linienbreite beeinflussen? Was ist der Unterschied zwischen homogener und inhomogener Linienbreite?

7.4.2 Doppler-Verbreiterung

Bewegt sich ein angeregtes Atom mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$, so wird die Mittenfrequenz ω_0 des vom Atom in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} emittierten Lichtes für einen ruhenden Beobachter infolge des Dopplereffektes verschoben zu

$$\omega_c = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad \text{mit} \quad |\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda \quad (7.68)$$

(Abb. 7.19). Auch die **Absorptionsfrequenz** ω_a eines Atoms, das sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegt, ändert sich entsprechend. Fällt eine ebene Welle mit dem Wellenvektor \mathbf{k} und der Frequenz ω auf das Atom, so erscheint diese Frequenz ω im System des bewegten Atoms dopplerverschoben zu $\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Damit das Atom in seinem Ruhesystem genau auf seiner Eigenfrequenz ω_0 absorbieren kann, muss $\omega' = \omega_0$ sein, d.h. die Frequenz der einfallenden Welle muss

$$\omega = \omega_a = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (7.69)$$

sein, damit sie vom Atom absorbiert werden kann. Fällt die Lichtwelle in z -Richtung ein, so ist $\mathbf{k} = \{0, 0, k_z\}$ und $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = k_z \cdot v_z$, sodass die Absorptionsfrequenz

$$\omega_a = \omega_0 + k_z v_z = \omega_0 (1 + v_z/c) \quad (7.70)$$

wird, wobei $k_z = \omega_0/c$ benutzt wurde (Abb. 7.19b).

Im thermischen Gleichgewicht haben die Atome eines Gases eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung (siehe Bd. 1, Abschn. 7.3). Für die Zahl $n_i(v_z) dv_z$ der Atome pro Volumeneinheit im absorbierenden Zustand E_i mit Geschwindigkeitskomponenten v_z im Intervall v_z bis $v_z + dv_z$ gilt dann

$$n_i(v_z) dv_z = \frac{N_i}{v_w \cdot \sqrt{\pi}} e^{-(v_z/v_w)^2} dv_z, \quad (7.71)$$

wobei $v_w = (2k_B T/m)^{1/2}$ die **wahrscheinlichste Geschwindigkeit** ist, k_B die Boltzmannkonstante und $N_i = \int_{-\infty}^{+\infty} n_i(v_z) dv_z$ die Gesamtzahl aller Atome pro Volumeneinheit im Zustand E_i .

Drückt man in (7.71) v_z und dv_z mithilfe der Beziehung (7.70) durch ω und $d\omega$ aus, so erhält man mit $v_z = c(\omega/\omega_0 - 1)$ und $dv_z = (c/\omega_0) d\omega$ die Anzahl der Atome

$$n_i(\omega) d\omega = \frac{c \cdot N_i}{\omega_0 \cdot v_w \cdot \sqrt{\pi}} e^{-[c(\omega - \omega_0)/(\omega_0 v_w)]^2} d\omega, \quad (7.72)$$

deren Absorption (bzw. Emission) in das Frequenzintervall zwischen ω und $\omega + d\omega$ fällt.

Da die emittierte bzw. absorbierte Strahlungsleistung $P(\omega)$ proportional zu $n_i(\omega)$ ist, wird das Profil der dopplerverbreiterten Spektrallinie

$$P(\omega) = P(\omega_0) \cdot e^{-[c(\omega - \omega_0)/(\omega_0 v_w)]^2}. \quad (7.73)$$

Dies ist eine Gaußfunktion, die symmetrisch zu $\omega = \omega_0$ ist. Ihre volle Halbwertsbreite $\delta\omega_D = |\omega_1 - \omega_2|$ mit $P(\omega_1) = P(\omega_2) = 1/2 P(\omega_0)$ heißt **Dopplerbreite**. Aus (7.73) ergibt sich:

$$\delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \omega_0 \cdot v_w/c. \quad (7.74a)$$

Setzt man für Atome der Masse m $v_w = (2k_B T/m)^{1/2}$ ein, so wird die Dopplerbreite

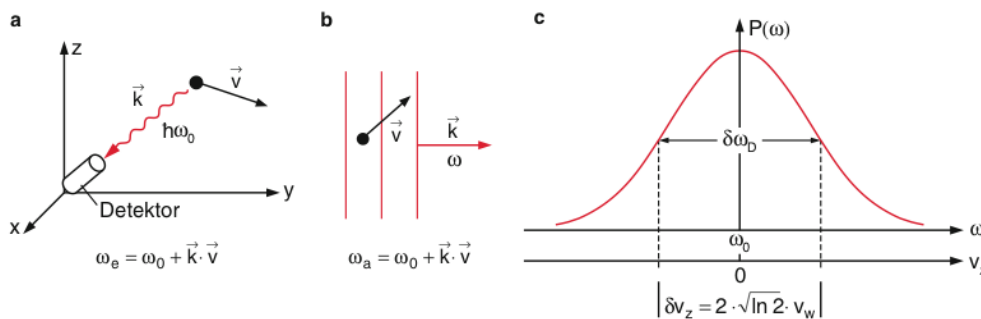
$$\delta\omega_D = (\omega_0/c) \sqrt{(8k_B T \cdot \ln 2)/m}. \quad (7.74b)$$

Man sieht aus (7.74b), dass die Dopplerbreite $\delta\omega_D$ linear mit der Frequenz ω_0 ansteigt, mit steigender Temperatur T proportional zu \sqrt{T} zunimmt und mit zunehmender Masse m wie $1/\sqrt{m}$ abnimmt.

Erweitert man den Radikanden in (7.74b) mit der Avogadrozahl N_A , so erhält man mit der Molmasse $M = N_A \cdot m$ und der allgemeinen Gaskonstante $R = N_A \cdot k_B$ den zahlenmäßig schnell zu berechnenden Ausdruck im Frequenzmaß $\nu = \omega/2\pi$:

$$\begin{aligned} \delta\nu_D &= \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{(2RT/M) \cdot \ln 2} \\ &= 7,16 \cdot 10^{-7} \nu_0 \cdot \sqrt{T/M} \cdot \text{s}^{-1}, \end{aligned} \quad (7.76)$$

mit T in K und M in g/mol.



Demtröder 3. S. 230 f

3.4 Homogene und inhomogene Linienverbreiterung

Ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption von Licht der Frequenz ω , die den Übergang $E_i \rightarrow E_k$ bewirken möge, für *alle* Moleküle im Zustand E_i gleich groß, so nennt man das Spektralprofil dieses Überganges **homogen**. Die entsprechende Emissions- bzw. Absorptionslinie ist dann **homogen verbreitert**. Die *natürliche Linienbreite* (Abschn. 3.1) ist ein Beispiel für ein homogen verbreitertes Linienprofil. In diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit z. B. für die Emission von Licht der Frequenz ω für alle Atome im Zustand E_k gegeben durch

$$\mathcal{P}_{ki}(\omega) = A_{ki} g(\omega - \omega_0), \quad (3.39)$$

wenn $g(\omega - \omega_0)$ das normierte Lorentz-Profil und $\omega_0 = \omega_{ki}$ seine Mittenfrequenz ist.

Das Standardbeispiel für *inhomogene* Linienverbreiterung ist die Doppler-Verbreiterung. Hier ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption von Licht der Frequenz ω *nicht* für alle Moleküle gleich groß, sondern hängt ab von ihrer Geschwindigkeit (Abschn. 3.2). Man kann alle Moleküle im Zustand E_i in Untergruppen einteilen, wobei alle Moleküle mit einer Geschwindigkeitskomponente v_z in einem Intervall $v_z \pm \Delta v_z$ zu einer solchen Gruppe gehören. Entspricht das Intervall $\Delta v_z = \Delta \omega / K$ einer Frequenzbreite $\Delta \omega$, die gleich der natürlichen Linienbreite $\delta \omega_n$ ist, so dass also $K \Delta v_z = \delta \omega_n$ gilt, dann kann man diesen Frequenzabschnitt $\delta \omega_n$ innerhalb der inhomogenen Doppler-Breite als homogen verbreitert ansehen. Alle Moleküle in dieser Untergruppe können nämlich Licht mit dem Wellenvektor \mathbf{K} und der Frequenz $\omega = \omega_0 - v_z K$ absorbieren, bzw. emittieren (Abb. 3.5), da diese Frequenz im Koordinatensystem des bewegten Moleküls innerhalb seiner natürlichen Linienbreite liegt.

Wir haben im Abschnitt 3.3 gesehen, dass durch Stöße die Spektrallinienprofile in zweierlei Hinsicht beeinflusst werden: Inelastische Stöße führen zu einer Linienverbreiterung, während elastische Stöße (Phasenstörungsstöße) sowohl zu einer Verbreiterung als auch zu einer Linienverschiebung beitragen. *Die Stoßverbreiterung bewirkt eine homogene Linienbreite*. Bei den inelastischen Stößen sieht man dies sofort ein, da sie zu einer Verkürzung der Lebensdauer des entsprechenden Molekülniveaus führen und damit zu einem verbreiterten Lorentz-Profil mit der Halbwertsbreite $\delta \omega = \delta \omega_n + \delta \omega_{\text{Stoß}}$. Die Fourier-Transformation einer Überlagerung von Schwingungen mit statistisch verteilten Phasensprüngen, wie sie durch Phasenstörungsstöße bewirkt werden, führt ebenfalls auf ein Lorentz-Profil und damit zu einer homogen verbreiterten Linie [3.4].

Elastische Stöße können auch die Geschwindigkeit des angeregten Partners A^* ändern. Solche **geschwindigkeitsändernden Stöße** bringen ein Molekül aus einer Untergruppe $v_z \pm \Delta v_z$ des Doppler-Profiles in eine andere Untergruppe $v_z + \Delta v_{\text{Stoß}} \pm \Delta v_z$ und bewirken damit eine Verschiebung ihrer Absorption- bzw. Emissionsfrequenz. Ist die Zeit zwischen zwei Stößen größer als die Wechselwirkungszeit der Moleküle mit dem Licht, so führt diese Umverteilung der Untergruppen nicht zu einer Vergrößerung der *homogenen* Linienbreite, sondern nur zu einer Umverteilung der Besetzungszahlen in den einzelnen Untergruppen. (Dies hat eine Konsequenz für die hochauflösende Sättigungsspektroskopie, Bd. 2, Abschn. 2.2). Ist die Stoßzeit klein gegen die Wechselwirkungszeit, so werden die einzelnen Untergruppen gleichmäßig vermischt. Dies führt zu einer *homogenen* Verbreiterung und unter Umständen auch zu einer Einengung der inhomogenen Doppler-Breite (**Dicke narrowing**, Abschn. 3.3).

Demtröder
Laser 1 S. 57 f

10. Welcher physikalische Zusammenhang besteht zwischen dem Absorptionskoeffizienten (bzw. der optischen Dichte) und dem Brechungsindex von Materie? Erklären Sie den Zusammenhang in Analogie zu einer erzwungenen gedämpften mechanischen oder elektromagnetischen Schwingung.

Absorptionskoeff $\alpha / \text{cm} \rightarrow$ Beer'sches Gesetz $I = I_0 e^{-\alpha z}$

2.6.1 Klassisches Modell

Die Bewegungsgleichung für die erzwungene Schwingung des gedämpften Oszillators mit der Masse m und der Ladung q unter dem Einfluss des elektrischen Feldes $E_0 \exp(i\omega t)$ der elektromagnetischen Welle lautet mit $E_0 = \{E_0, 0, 0\}$ in komplexer Schreibweise

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + Dx = qE_0 e^{i\omega t}. \quad (2.36)$$

Geht man mit dem Lösungsansatz $x = x_0 \exp(i\omega t)$ in (2.36) ein, so erhält man mit den Abkürzungen $\gamma = b/m$ und $\omega_0^2 = D/m$ für die Amplitude x_0 der erzwungenen Schwingung den Ausdruck

$$x_0 = \frac{qE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.37)$$

Durch diese erzwungene Schwingung der Ladungen q entsteht ein induziertes elektrisches Dipolmoment

$$p_{el} = qx = \frac{q^2 E_0 e^{i\omega t}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.38)$$

Hat man N Oszillatoren pro Volumeneinheit, so ist die durch die Lichtwelle induzierte makroskopische Polarisation P (= Summe der Dipolmomente p pro Volumeneinheit)

$$P = Nqx. \quad (2.39)$$

Andererseits wird in der Elektrodynamik gezeigt, dass die makroskopische Polarisation mit der induzierenden Feldstärke E verknüpft ist durch

$$P = \epsilon_0(\epsilon - 1)E. \quad (2.40)$$

Die relative Dielektrizitätskonstante ϵ hängt für nichtferromagnetische Materialien mit $\mu = 1$ mit dem Brechungsindex n über die Beziehung

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (2.41)$$

zusammen.

Aus (2.38) bis (2.41) erhält man dann für den Brechungsindex n die Beziehung

$$n^2 = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.42)$$

Um uns die physikalische Bedeutung dieses komplexen Brechungsindex $n(\omega)$ klar zu machen, schreiben wir ihn in der Form

$$n = n' - i\kappa \quad (n', \kappa \text{ reell}). \quad (2.43)$$

und betrachten eine elektromagnetische Welle

$$E = E_0 e^{i(\omega t - Kz)}, \quad (2.44a)$$

die durch das Medium mit dem Brechungsindex n in z -Richtung läuft. Die Wellenzahl $K = 2\pi/\lambda$ ist im Vakuum $K = K_0$ und in Materie (wegen $K = \omega/c$, $\omega_m = \omega_0$ und

$c = c_0/n$) $K_m = nK_0$ d. h. $\lambda_m = \lambda_0/n$. Setzt man dies zusammen mit (2.43) in (2.44a) ein, so erhält man für die Wellenlänge im Medium

$$E = E_0 e^{-K_0 x z} e^{i(\omega t - n' K_0 z)} = E_0 e^{-2\pi \kappa z / \lambda} e^{iK_0(c_0 t - n' z)}. \quad (2.44b)$$

Man sieht also, dass der Imaginärteil $\kappa(\omega)$ des komplex geschriebenen Brechungsindex die Absorption der elektromagnetischen Welle angibt. Nach einer Strecke $\Delta z = \lambda/(2\pi\kappa)$ ist die Wellenamplitude auf $1/e$ ihres Anfangswertes gesunken. Der Realteil $n'(\omega)$ gibt die Dispersion an, d. h. die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit $c = c_0/n'$ von der Frequenz ω .

Wir wollen uns im folgenden auf gasförmige Medien beschränken, für die der Brechungsindex n bei nicht zu hohem Druck nur wenig von 1 verschieden ist. (Für Luft bei 1 Atm ist z. B. $n = 1,0003$). Man kann dann

$$n^2 - 1 = (n + 1)(n - 1) \approx 2(n - 1)$$

setzen und erhält statt (2.42)

$$n = 1 + \frac{1}{2} \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.45)$$

Setzt man hier (2.43) ein, so kann man Real- und Imaginärteil des Brechungsindex trennen und erhält

$$\kappa = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (2.46a)$$

$$n' = 1 + \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (2.47a)$$

Die Gleichungen (2.46a) und (2.47a) heißen auch **Dispersionsrelationen**. Sie verknüpfen Absorption und Dispersion miteinander über den komplexen Brechungsindex (2.43) und gelten gemäß ihrer Herleitung für ruhende Oszillatoren bei genügend kleinen Dichten, so dass $(n - 1) \ll 1$ gilt. Durch die thermische Bewegung der absorbierenden Moleküle wird eine zusätzliche Doppler-Verbreiterung erzeugt, die im Abschnitt 3.2 behandelt wird.

In der Umgebung der Eigenfrequenz ω_0 gilt $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ und die beiden Gleichungen vereinfachen sich wegen $\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega)$ zu

$$\kappa = \frac{Nq^2}{8\epsilon_0 m\omega_0} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (2.46b)$$

$$n' = 1 + \frac{Nq^2}{4\epsilon_0 m\omega_0} \frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2}. \quad (2.47b)$$

Demtröder Laser 1 S.20 ff

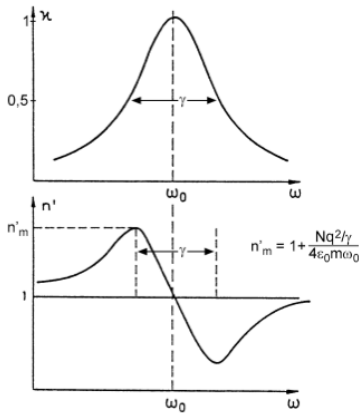


Abb. 2.8. Verlauf von Absorption und Dispersion in der Umgebung der Resonanzfrequenz ω_0 eines atomaren Überganges

In Abb. 2.8 sind der Verlauf von κ und n' in der Nähe der Eigenfrequenz ω_0 aufgetragen. Man sieht aus (2.46b), dass γ die volle Halbwertsbreite der Absorptionslinie angibt (Abschn. 3.1).

Üblicherweise beschreibt man die Absorption von Licht beim Durchgang durch Materie nicht als Amplituden- sondern als Intensitätsabnahme, da man nur Intensitäten – nicht aber Amplituden – direkt messen kann. Läuft eine ebene Welle mit der Intensität $I(\omega)$ in z -Richtung durch ein homogenes Medium (Abb. 2.9), so wird auf der Strecke dz die Intensität um

$$dI = -\alpha I dz. \quad (2.48)$$

vermindert. Der Absorptionskoeffizient α [cm^{-1}] gibt dabei den auf der Strecke $dz = 1 \text{ cm}$ absorbierten Bruchteil dI/I an. Wenn α unabhängig von I ist (lineare Absorption), liefert die Integration von (2.48) das **Beer'sche Absorptionsgesetz**

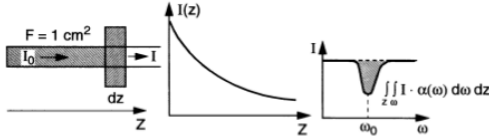


Abb. 2.9. Zur Definition von absorbierter Intensität und dem spektralem Absorptionsprofil bei Einfall einer spektral-kontinuierlichen Strahlung

mit $I(z=0) = I_0$

$$I = I_0 e^{-\alpha z}. \quad (2.49)$$

Da die Intensität proportional zum Quadrat der Amplitude ist, ergibt ein Vergleich von (2.49) mit (2.44b)

$$\alpha = 4\pi\kappa/\lambda = 2K\kappa \text{ mit } K = 2\pi/\lambda. \quad (2.50)$$

Der Absorptionskoeffizient α ist also proportional zum Imaginärteil des Brechungsindex und hat in der Umgebung der Oszillatoreigenfrequenz für ruhende Moleküle eine Frequenzabhängigkeit, die für $n-1 \ll 1$ durch das Lorentz-Profil (2.46b) beschrieben wird.

Da die Intensität einer Welle die pro Sekunde durch die Flächeneinheit gehende Energie ist, folgt aus (2.48) für die im Volumenelement $\Delta V = F\Delta z$ mit dem Querschnitt F im Frequenzintervall $d\nu$ absorbierte Leistung

$$dP_\nu d\nu = \alpha(\nu) I(\nu) F \Delta z d\nu = \alpha(\nu) I(\nu) \cdot \Delta V d\nu. \quad (2.51)$$

Die durch den Übergang $E_i \rightarrow E_k$ im Volumenelement $\Delta V = F\Delta z$ absorbierte Leistung ΔP_{ik} erhält man durch Integration über das Frequenzprofil der Absorptionslinie, d. h.

$$\Delta P_{ik} = \Delta V \int \alpha_{ik}(\nu) I(\nu) d\nu. \quad (2.52)$$

Falls sich die einfallende Intensität $I(\nu)$ innerhalb des Frequenzbereiches, in dem $\alpha_{ik}(\nu)$ groß ist (d. h. innerhalb der Absorptionslinienbreite), nicht wesentlich ändert, kann man $I(\nu) = I(\nu_{ik})$ setzen und vor das Integral ziehen, d. h.

$$\Delta P_{ik} = I(\nu_{ik}) \Delta V \int_{\nu=\nu_0-\Delta\nu/2}^{\nu_0+\Delta\nu/2} \alpha_{ik}(\nu) d\nu = P_{ik} \Delta z \int_{\nu=\nu_0-\Delta\nu/2}^{\nu_0+\Delta\nu/2} \alpha_{ik} d\nu. \quad (2.53)$$

wobei $\Delta\nu$ der Frequenzbereich um ν_0 ist, der zur Absorption auf dem Übergang $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ merklich beiträgt. Die entlang der Absorptionsstrecke Δz absorbierte Leistung ΔP_{ik} ist in Abb. 2.9 durch die schraffierte Fläche angegeben.

Ist jedoch die Strahlung monochromatisch, wie z. B. bei einem Einmodenlaser, so ergibt das Integral den Integranden an der Stelle ν_L . Die im Volumen $\Delta V = F\Delta z$ absorbierte Leistung ist dann bei einer Laserleistung P_L und einem Strahlquerschnitt F

$$\Delta P_{ik} = \alpha_{ik}(\nu_L) (P_L/F) \Delta V = \alpha_{ik}(\nu_L) I(\nu_L) \Delta V. \quad (2.54)$$

Wir wollen nun prüfen, wie unser klassisches Modell der harmonischen Oszillatoren auf reale Moleküle angewendet werden kann.

11. Beschreiben Sie das Signal der Photodiode PD 1 vor dem Mischer bei fester Modulationsfrequenz ω_m und durchstimmbarer Etalonresonanz mit und ohne absorbierende Gaszelle im Strahlengang. (Skizze über den Bereich eines Etalon-Scans). Betrachten Sie dabei nur den Grenzfall $\delta_n \ll 1$ und $|\phi_n| \ll 1$ ($n = -1; 0; +1$), der auch im Experiment relevant ist.

keine Probe \Rightarrow Gleichstromsignal (DC)

Mit Probe \Rightarrow AC und DC \Rightarrow (3.5)

12. Leiten Sie den Zusammenhang zwischen den Amplitudenabsorptionskoeffizienten δ_n und den zugehörigen Werten der optischen Dichte OD_n her, ebenso den Zusammenhang zwischen ϕ_n und η_n (Gl. 3.6 und 3.7).

Die δ_n hängen mit den Werten OD_n der optischen Dichte gemäß

$$\delta_n = \frac{\ln 10}{2} OD_n \quad (3.6)$$

zusammen, und die ϕ_n ergeben sich aus den zugehörigen Brechungsindizes η_n

$$\phi_n = 2\pi \frac{L}{\lambda} \eta_n, \quad (3.7)$$

Aus Paper FM Spectro

$$\delta_n = \alpha_n \frac{L}{2} = \frac{L}{2} \left(\frac{\ln 10}{L} \right) OD = \frac{\ln 10}{2} OD$$

Aus Anleitung $\frac{1}{I_0} = e^{-\alpha L}$
 $\frac{1}{I_0} = 10^{-OD}$ $\left\{ \begin{array}{l} e^{-\alpha L} = 10^{-OD} \\ \Leftrightarrow \alpha = \frac{\ln 10}{L} OD \end{array} \right.$

$$\phi_n = \eta_n L \left(\frac{\omega_c + n\omega_m}{c} \right) = L \eta_n \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)$$

$$c = \lambda f = \lambda \cdot \frac{\omega}{2\pi} \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$$

13. Auf welche physikalische Eigenschaft des Jod- und des Bromatoms können Sie aus der Tatsache schließen, dass elektronische Übergänge jeweils mehrere Hyperfein-Komponenten umfassen?

2.5 Kerndrehimpulse, magnetische und elektrische Momente

Demtröder ^{EP} 4 S. 119

Aus der beobachteten Hyperfeinstruktur von Energieniveaus der Elektronenhülle vieler Atome kann man schließen, dass ihre Atomkerne ein magnetisches Moment besitzen (siehe Bd. 3, Abschn. 5.6) und [10]. In Analogie zur Erklärung der magnetischen Momente der Elektronenhülle nimmt man an, dass das magnetische Moment eines Kerns mit einem entsprechenden mechanischen Drehimpuls des Kerns verknüpft ist, der wie jeder Drehimpuls in der Quantenmechanik geschrieben werden kann als

$$|I| = \sqrt{I \cdot (I + 1)} \cdot \hbar . \quad (2.24)$$

Dieses magnetische Kernmoment liefert nun zwei Beiträge zur Aufspaltung und Verschiebung von Energieniveaus der Elektronenhülle:

- Die Wechselwirkung des magnetischen Kernmomentes mit dem Magnetfeld, das von den Elektronen am Kernort erzeugt wird (Zeeman-Effekt des Kernmomentes mit dem atomaren Magnetfeld).
- Die Wechselwirkung des elektronischen magnetischen Momentes mit dem vom Kernmoment erzeugten Magnetfeld.

Demtröder ^{EP} 3 S. 163

+ Isotopenverschiebung