Tuyaux
1ste Master Fysica

WINAK

Juni
2011

Inhoudsopgave

Hoofdstuk 1

InleidingFysica

Dit is de eerste keer dat er een tuyaux is voor de master. Het is dan ook de bedoeling dit vol te houden, en deze aan te vullen! Ik zou dan ook graag een oproep doen al jullie allemaal om jullie vragen bij te houden en eens aan mij te bezorgen ;-). Het is niet eenvoudig, aangezien er zo veel verschillende keuzevakken zijn, daarom zou het leuk zijn binnen een paar jaar toch van elk vak een voorbeeldexamen te hebben. Alvast bedankt voor jullie hulp!

De hints die bij de verschillende vakken zijn bijgevoegd waren niet gegeven op de examens in kwestie tenzij anders vermeld.

Hoofdstuk 2

Kwantumveldentheorie

Ook kwantumveldentheorie is een vak van prof. Naudts. De stof begrijpen en kunnen narekenen is in principe voldoende. De referenties naar de formules verwijzen naar het boek van Greiner.

2.1 Juni 2008

1. (Geladen Klein-Gordon vergelijking, 5pt) Vervang in de functie van Lagrange (uitdrukking (4.54) op pagina 92) het complexe veld door twee reële velden, zoals aangegeven in de voetnoot.
   - Bereken de Hamiltoniaan
   - Bespreek de symmetrie van de complexe fasetransformatie (zie (4.64)) in deze context van reële velden.
2. (Dirac vergelijking, 3pt) Schrijf de vergelijkingen (5.4) uit door ontbrekende indices toe te voegen (zoals in (5.5) als voorbeeld gedaan wordt voor één der vergelijkingen).
3. (Het fotonveld, 4pt) Maak de berekening van de commutatierelaties voor de scheppings- en vernietigingsoperatoren expliciet (uitdrukking (7.30) op pagina 177).
4. (Het theorema van Wick, 3pt) Wat is volgens u het belang van het theorema van Wick?
5. (Feynman-regels, 5pt) Tooon aan dat door expliciete berekening dat bijdrage (d) uit figuur 8.3 op pagina 237 niet bijdraagt tot de S-matrix.

2.2 Juni 2009

2.2.1 Geladen Klein-Gordon veld

De transformaties naar de reële velden worden gegeven door

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) &= \frac{\varphi(x) + \varphi^*(x)}{\sqrt{2}} \\ \varphi_2(x) &= -i\frac{\varphi(x) - \varphi^*(x)}{\sqrt{2}} \end{aligned}$$

zodat de inverse transformtie wordt gegeven door

$$\begin{aligned}\varphi(x) &= \frac{\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}} \\ \varphi^*(x) &= \frac{\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}.\end{aligned}$$

De Lagrangiaandichtheid van het geladen Klein-Gordon veld wordt gegeven door

$$\mathcal{L}(x) = \partial_\mu\varphi(x)\partial^\mu\varphi^*(x) + m^2\varphi^*(x)\varphi(x)$$

zoals in het boek staat. De formules hierboven kunnen worden gebruikt om dit te transformeren naar de reële velden. Dit geeft

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(x) &= \partial^\mu\left(\frac{\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}\right)\partial_\mu\left(\frac{\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}\right) + m^2\left(\frac{\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)}{\sqrt{2}}\right) \\ &= \frac{1}{2}\partial^\mu\varphi_1(x)\partial_\mu\varphi_1(x) + \frac{1}{2}\partial^\mu\varphi_2(x)\partial_\mu\varphi_2(x) + \frac{1}{2}m^2\varphi_1^2(x) + \frac{1}{2}m^2\varphi_2^2(x).\end{aligned}$$

Uit de Lagrangiaandichtheid kunnen de canoniek toegevoegde velden worden berekend. Er is een toegevoegd veld per onafhankelijk veld. In dit geval zijn dat er dus twee:

$$\begin{aligned}\pi_1(x) &= \frac{\mathcal{L}(x)}{\partial\dot{\varphi}_1(x)} = \dot{\varphi}_2(x) \\ \pi_2(x) &= \frac{\mathcal{L}(x)}{\partial\dot{\varphi}_2(x)} = \dot{\varphi}_2(x).\end{aligned}$$

De Lagrangiaandichtheid is een kwadratische functie van $\dot{\varphi}(x)$, hoewel dit misschien niet onmiddelijk duidelijk is uit de formule hierboven. Wanneer de canoniek toegevoegde velden zijn gekend, kan de Hamiltoniaandichtheid worden berekend. Deze wordt gegeven door

$$\begin{aligned}\mathcal{H}(x) &= \sum_i \pi_i(x)\dot{\varphi}_i(x) - \mathcal{L}(x) \\ &= \pi_1^2(x) + \pi_2^2(x) - \frac{1}{2}\pi_1^2(x) - \frac{1}{2}\pi_2^2(x) + \frac{1}{2}(\vec{\nabla}\varphi_1(x))^2 + \frac{1}{2}(\vec{\nabla}\varphi_1(x))^2 + \frac{1}{2}m^2\varphi^2(x) + \frac{1}{2}m^2\varphi_2^2(x) \\ &= \frac{1}{2}\pi_1^2(x) + \frac{1}{2}\pi_2^2(x) + \frac{1}{2}(\vec{\nabla}\varphi_1(x))^2 + \frac{1}{2}(\vec{\nabla}\varphi_1(x))^2 + \frac{1}{2}m^2\varphi^2(x) + \frac{1}{2}m^2\varphi_2^2(x)\end{aligned}$$

Deze eerste regel is algemeen geldig met i een som over alle onafhankelijke velden en hun canoniek toegevoegde velden. De Hamiltoniaan wordt nu bekomen door de Hamiltoniaandichtheid te integreren over de ruimte:

$$H = \int d^3\vec{x}\mathcal{H}(x).$$

Bij het tweede deel van de vraag moet ge bespreken wat het effect is van een faseverschuiving op de reële velden. Dat wordt een transformatie door een 2×2-matrix. Ik geloof dat dat ook in uw papieren stond die ik gezien heb donderdag. Dat kan worden bewezen door een φ_1' en φ_2' te definiën precies gelijk de φ_1 en φ_2 uit het boek maar dan met φ' en φ'^*. Dan kan je de reële velden met accent schrijven in functie van de complexe velden met accent. Die laatste kan je hierin vervangen door hun definitie in functie van de complexe velden zonder accent en die kan je op hun beurt substitueren door de uitdrukkingen in functie van de reële velden zonder accent. Dan krijg je de formules voor de faseverschuiving uitgedrukt in de reële velden. Maar zo ik heb begrepen van Naudts was dat niet echt noodzakelijk om aan te tonen. Hij leek mij al blij te zijn met te horen dat het een transformatie door ene matrix is.

2.2.2 Dirac-veld

De oplossing van deze vergelijking vereenvoudigt zich redelijk hard wanneer de Lagrangiaandichtheid zelf wordt uitgeschreven in de gevraagde notatie. Deze is namelijk

$$\mathcal{L} = i\sum_{\sigma} \psi^\dagger_\sigma \dot{\psi}_\sigma + i\sum_{j,\sigma,\tau} \psi^\dagger_\sigma \alpha_{j,\sigma\tau}\partial_j\psi_\tau - m\sum_{\sigma,\tau}\psi^\dagger_\sigma\beta_{\sigma\tau}\psi_\tau.$$

De Griekse indices lpen van 0 tot en met 3 en de Latijnse indices lopen van 1 tot en met 3 (dus over de ruimtelijke componenten). Hoewel de ψ's en de $\psi^\dagger$'s technisch gezien geen vectoren zijn[1] gedragen ze zich zo wel een beetje in de zin dat ze met elkaar kunnen worden vermenigvuldigd en met matrices zoals vectoren. Het symbool $\alpha_{j,\sigma\tau}$ staat voor het $(\sigma,\tau)^e$ element van de j^e α-matrix. Het afleiden van de Lagrangiaandichtheid gaat nu zoals een matrixuitdrukking. Dit levert

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi_\tau} &= -m\sum_\sigma \psi^\dagger_\sigma\beta_{\sigma\tau}\\
\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_j\psi_\tau)} &= i\sum_\sigma \psi^\dagger_\sigma\alpha_{j,\sigma\tau}\\
\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\psi}_\tau} &= i\psi^\dagger_\tau\\
\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi^\dagger_\sigma} &= i\dot{\psi}_\sigma + \sum_{j,\tau}\alpha_{j,\sigma\tau}\partial_j\psi_\tau - m\sum_\tau\beta_{\sigma\tau}\psi_\tau\\
\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_j\psi^\dagger_\sigma)} &= 0\\
\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\psi}^\dagger_\sigma} &= 0.
\end{aligned}$$

[1] Om het in groepentheorietaal te zegge: ψ, $\psi^\dagger$ en vectoren behoren tot een andere representatie van de Lorentzgroep. Hoewel de eerste twee wel op elkaar lijken.

2.2.3 Fotonveld

De vernietingsoperator wordt gegeven door formule 7.29. Omdat fotonen geen elektrische lading hebben, zijn hun veldoperatoren hermitisch $\hat{A} = \hat{A}^\dagger$.De scheppingsoperator wordt gegeven door

$$a^\dagger_{\vec{k},\lambda} = -ig_{\lambda\lambda} \int d^3\vec{x} \frac{e^{-ik\cdot x}}{\sqrt{2\omega_k (2\pi)^3}} \varepsilon^\mu(k,\lambda) \Big(\dot{\hat{A}}_\mu(x) + i\omega_k \hat{A}_\mu(x) \Big).$$

De commutator kan dan worden geschreven als

$$\begin{aligned} [a_{\vec{k},\lambda}, a_{\vec{k}',\lambda'}] &= (ig_{\lambda\lambda})(-ig_{\lambda'\lambda'}) \int d^3\vec{x} \int d^3\vec{x}' e^{ik\cdot x - ik'\cdot x'} \frac{1}{2\sqrt{\omega_{\vec{k}}\omega_{\vec{k}'}}(2\pi)^3} \\ &\quad \times \varepsilon^\mu(\vec{k},\lambda)\varepsilon^\nu(\vec{k}',\lambda')[\dot{\hat{A}}_\mu(x) - i\omega_{\vec{k}}\hat{A}_\mu(x), \dot{\hat{A}}_\nu(x') + i\omega_{\vec{k}'}\hat{A}_\nu(x')] \end{aligned}$$

waarbij hier (en in wat volgt) moet gelden dat $t = t'$, anders gelden de commutatierelaties niet. Hier is (gedeeltelijk) gebruik gemaakt van de lineariteit van de commutator: alles wat geen operator is, mag als een multiplicatieve constante worden buitengebracht, ook integralen. De commutator die er nu nog staat is gelijk aan

$$\begin{aligned} & [\dot{\hat{A}}_\mu(x) - i\omega_{\vec{k}}\hat{A}_\mu(x), \dot{\hat{A}}_\nu(x') + i\omega_{\vec{k}'}\hat{A}_\nu(x')] \\ =\; & -i\omega_{\vec{k}}[\hat{A}_\mu(x), \dot{\hat{A}}_\nu(x')] + i\omega_{\vec{k}}[\dot{\hat{A}}_\mu(x), \hat{A}_\nu(x')] \\ =\; & -i\omega_{\vec{k}}(-ig_{\mu\nu}\delta^3(\vec{x}-\vec{x}')) + i\omega_{\vec{k}'}(ig_{\mu\nu}\delta^3(\vec{x}-\vec{x}')) \\ =\; & -g_{\mu\nu}(\omega_{\vec{k}} + \omega_{\vec{k}'})\delta^3(\vec{x}-\vec{x}') \end{aligned}$$

waarbij is gebruik gemaakt van (7.22) en $[A, B] = -[B, A]$. Dit kan worden ingevuld in de lange uitdrukking hierboven en dat geeft

$$\begin{aligned} [a_{\vec{k},\lambda}, a_{\vec{k}',\lambda'}] &= -g_{\lambda\lambda}g_{\lambda'\lambda'} \frac{\omega_{\vec{k}} + \omega_{\vec{k}'}}{2\sqrt{\omega_{\vec{k}}\omega_{\vec{k}'}}} g_{\mu\nu}\varepsilon^\mu(\vec{k},\lambda)\varepsilon^\nu(\vec{k}',\lambda') \int d^3\vec{x} \int d^3\vec{x}' e^{ik\cdot x - ik'\cdot x'} \frac{1}{(2\pi)^3}\delta^3(\vec{x}-\vec{x}') \\ &= -g_{\lambda\lambda}g_{\lambda'\lambda'} \frac{\omega_{\vec{k}} + \omega_{\vec{k}'}}{2\sqrt{\omega_{\vec{k}}\omega_{\vec{k}'}}} g_{\mu\nu}\varepsilon^\mu(\vec{k},\lambda)\varepsilon^\nu(\vec{k}',\lambda') \int \frac{d^3\vec{x}}{(2\pi)^3} e^{i(k-k')\cdot x} \\ &= -g_{\lambda\lambda}g_{\lambda'\lambda'} \frac{\omega_{\vec{k}} + \omega_{\vec{k}'}}{2\sqrt{\omega_{\vec{k}}\omega_{\vec{k}'}}} g_{\mu\nu}\varepsilon^\mu(\vec{k},\lambda)\varepsilon^\nu(\vec{k}',\lambda')\delta(k-k') \\ &= -g_{\lambda\lambda}g_{\lambda'\lambda'} g_{\mu\nu}\varepsilon^\mu(\vec{k},\lambda)\varepsilon^\nu(\vec{k}',\lambda')\delta(k-k'). \end{aligned}$$

In de laatste regel is overal (behalve in de δ-functie) k' gelijkgesteld aan k omdat de δ-functie en daarmee de hele uitdrukking toch 0 is wanneer dit niet is voldaan. Hierdoor valt de factor met de ω's weg. Nu kan worden gebruik gemaakt van $g_{\mu\nu}\varepsilon^\nu(\vec{k}',\lambda') = \varepsilon_\mu(\vec{k}',\lambda')$ en vervolgens kan (7.31) worden toegepast. Dit geeft voor de commutator

$$[a_{\vec{k},\lambda}, a_{\vec{k}',\lambda'}] = -(\pm 1)^2 g_{\lambda\lambda'}\delta^3(\vec{k}-\vec{k}') = -g_{\lambda\lambda'}\delta^3(\vec{k}-\vec{k}')$$

waarbij de $(\pm 1)^2$ afkomstig is van $g_{\lambda\lambda}g_{\lambda'\lambda'} = g^2_{\lambda\lambda}$ waarbij de laatste gelijkheid is voldaan omdat $\lambda = \lambda'$ door de factor $g_{\lambda\lambda'}$.

2.2.4 Theorema van Wick

Kort gezegd is het theorema handig om tijdsgeordende producten te herschrijven als een som van normaalgeordende producten waarin alle mogelijke combinaties van contracties voorkomen (1 term per mogelijkheid). Dit maakt het rekenwerk eenvoudiger maar voor zover ik heb begrepen toont het ook aan dat de tijdsordening de vacuumbijdrages (zoals die tadpoles op blz 238 figuur 8.4) ook niet voorkomen in de verwachtingswaarden van de tijdsgeordende operatoren. Dergelijke bijdrages komen immers niet voor in normaalgeordende producten en aangezien die kikkervisjes voorkomen in geen enkel van de normaalgeordende producten, komen ze ook niet voor in hun som het tijdsgeordend product.

2.2.5 Feynmanregels

Bijdrage 8.3d heeft 2 ingaande elektronen en een uitgaand foton. In het massamiddelpuntstelsel mag je zeggen dat de energie van beide elektronen gelijk zijn (dat is immers zo in dat stelsel). Zowel behoud van energie als behoud van impuls dient voldaan te zijn. Stel ω de energie van het foton, $\vec{k}$ de impuls van het foton, $\vec{p}$ en $\vec{q}$ de impulsen van de elektronen en E de energie van beide elektronen. Men kan dan volgende berekening maken:

$$\begin{aligned}
\omega^2 &= \vec{k}^2 \\
&= (\vec{p}+\vec{q})^2 \\
&= \vec{p}^2 + \vec{q}^2 + 2\vec{p}\cdot\vec{q} \\
&= (E^2-m^2) + (E^2-m^2) + 2\sqrt{E^2-m^2}^2\cos\vartheta \\
&= 2(E^2-m^2)(1+\cos\vartheta).
\end{aligned}$$

In eerste gelijkheid is gebruik gemaakt van $k^\mu k_\mu = \omega^2 - \vec{k}^2 = 0$, in de tweede gelijkheid van behoud van impuls, in de vierde ongelijkheid is gebruik gemaakt van het feit dat de elektronen zich op de massaschil bevinden (en we in het massamiddelpuntstelsel zitten) dus $E^2 = \vec{p}^2 + m^2 = \vec{q}^2 + m^2$. ϑ is de hoek tussen $\vec{p}$ en $\vec{q}$. Aangezien $\omega = E + E = 2E$ dient te zijn (anders is er geen behoud van energie) kan de berekening van hierboven worden samengevat als

$$4E^2 = 2(E^2-m^2)(1+\cos\vartheta)$$

zodat

$$\frac{2E^2}{E^2-m^2} = 1 + \cos\vartheta.$$

Dit kan nooit voldaan zijn omdat het linkerlid altijd strikt groter is dan 2 voor deeltjes met massa.

Hoofdstuk 3

Statistische Fysica

3.1 Theorie

Zoals je ondertussen al hebt gemerkt, staan er achteraan in elk hoofdstuk van de cursus doelstellingen en dergelijke. Ook deze kan je gebruiken als tuyeaux. De theorie-examens van prof. Naudts zijn in het algemeen nogal straightforward (hij heeft voor zover geweten nog nooit vergezochte of ingewikkelde vragen gesteld).

1. (3 punten) Bereken de partitiesom van een klassiek ideaal gas in het grootkanonieke ensemble.
2. (3 punten) Gebruik de methode van Lagrange om de Boltzmann-Gibbs-entropie maximaal te maken met als conditie dat de verwachtingswaarde van de energie een gegeven waarde U heeft.
3. (4 punten) De renormalisatietransformatie definieert stromen in de parameterruimte van een model.
   - Argumenteer waarom rond een fixpunt de eigenwaarden van de gelineariseerde transformatie als een machtwet schalen.
   - Wat is een hyperbolisch fixpunt?

3.2 Oefeningen

3.2.1 Juni 2008

Deze oefeningen werden tijdens het jaar gegeven door Tobias Verhulst en ook het examen werd door hem opgesteld. Net zoals bij Wiskundige Natuurkunde is de hoofdzaak niet te panikeren voor het examen: Tobias is van mening dat oefeningen die je zonder hulp kan oplossen geen zin hebben in een oefeningenles maar de examenvragen zijn niet even moeilijk.

1. Uitgaande van de schalingsrelatie

   $$\bar{f}_s(t,h) \sim b^{-d}\bar{f}_s(b^{y_1}t, b^{y_2}h)$$

   (waarbij alle andere eventuele parameters als irrelevant verondersteld worden), bereken β en γ. β wordt gedefinieerd door $M \sim (-t)^\beta$ en γ is de kritische exponent van de susceptibiliteit $\chi = \frac{\partial M}{\partial H} \sim |t|^{-\gamma}$.

2. Toon aan dat de geometrische distributie

$$p(x) = a(1-a)^{x-1}$$

tot de exponentiële familie behoort.

3. De Van der Waals vergelijking in gereduceerde variabelen is

$$\left(p + \frac{3}{v^2}\right)\left(v - \frac{1}{3}\right) = \frac{8t}{3}.$$

Bereken de kritische exponent γ van de isotherme compressibiliteit gedefinieerd door $\kappa_T = -\frac{1}{V}\frac{\partial V}{\partial P}\big|_T \sim |t|^{-\gamma}$.

3.2.2 Juni 2009

1. **Van der Waals gas** De toestandsvergelijking van een Van der Waals gas is:

$$\left(P - \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = Nk_BT$$

Het critisch punt wordt bepaald door de voorwaarden

$$\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_T = \left.\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right|_T = 0$$

(a) **[4pt]** Bereken de critische waarden P_C, V_C en T_C. Schrijf de toestandsvergelijking in gereduceerde variabelen $p = P/P_C$, $v = V/V_C$ en $t = T/T_C$.

(b) **[3pt]** Bereken γ, gedefinieerd door $\kappa_T = \left.\frac{1}{V}\frac{\partial V}{\partial P}\right|_{P=P_C} \sim |t-1|^{-\gamma}$.

2. **De normale distributie [3pt]** Toon aan dat de normale distributie

$$p_{\mu,\sigma}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

tot de exponentiële familie behoort. Geef uitdrukkingen voor $c(x)$, $\vec{\theta}(\mu,\sigma)$, $\Phi(\vec{\theta})$ en $\vec{H}(x)$.

3.2.3 Augustus 2009

1. **De normale distributie [3pt]** Toon aan dat de normale distributie

$$p_{\mu,\sigma}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

tot de exponentiële familie behoort.

2. **Renormalisatie [4pt]** Uitgaande van de schalingsrelatie

$$\bar{f}_s(t,h) \sim b^{-d}\bar{f}_s(b^{y_1}t, b^{y_2}h)$$

(waarbij alle ander eventuele parameters irelevant verondersteld worden), bereken β en γ. β wordt gedefinieerd door $M \sim (-t)^\beta$ en γ is de kritische exponent van de susceptibiliteit $\chi = \frac{\partial M}{\partial H} \sim |t|^{-\gamma}$

3. **Entropie maximalisatie [3pt]** Veronderstel dat een variabele x met kans $p(n)$ de waarde n aanneemt, met $1 \leq n \leq N$. Stel dat $\langle x \rangle$ gelijk is aan $\bar{x}$. Bereken de distributie die de BGS-entropie maximaliseert. Neem aan dat de a priori gewichten gegeven zijn door $c(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!}$.

3.2.4 Juni 2010

Groep 1

1. **Entropie maximalisatie [4pt]** Veronderstel dat een variabele x met kans $p(n)$ de waarde n aanneemt, met $1 \leq n \leq N$. Stel dat $\langle x \rangle$ gelijk is aan $\bar{x}$. Bereken de distributie die de BGS-entropie maximaliseert. Neem aan dat de a priori gewichten gegeven zijn door $c(n) = \dfrac{N!}{n!(N-n)!}$.

2. **Geometrische distributie [3pt]** Toon aan dat de geometrische distributie

$$p(x) = a(1-a)^{x-1}$$

van de exponentiële familie is.

3. **Renormalisatie [3pt]** Uitgaande van de schalingsrelatie

$$\bar{f}_s(t,h) \sim b^{-d} \bar{f}_s(b^{y_1}t, b^{y_2}h)$$

(waarbij alle ander eventuele parameters irelevant verondersteld worden), bereken β. β wordt gedefinieerd door $M \sim (-t)^\beta$ met $M = -\left.\dfrac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right|_T$.

3.2.5 Juni 2010

Groep 2

1. **Renormalisatie [3pt]** Uitgaande van de schalingsrelatie

$$\bar{f}_s(t,h) \sim b^{-d} \bar{f}_s(b^{y_1}t, b^{y_2}h)$$

(waarbij alle ander eventuele parameters irelevant verondersteld worden), bereken β. β wordt gedefinieerd door $M \propto (-t)^\beta$ met $M = -\left.\dfrac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right|_T$.

2. **Poisson verdeling [3pt]** Toon aan dat de Poisson verdeling

$$p_\lambda(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}$$

tot de exponentiële familie behoort. Geef uitdrukkingen voor $c(n)$, $\theta(\lambda)$, $\Phi(\theta)$ en $H(n)$.

3. **Entropie maximalisatie [4pt]** Veronderstel dat een variabele x met kans $p(n)$ de waarde n aanneemt, met $1 \leq n \leq N$. Stel dat $\langle x \rangle$ gelijk is aan $\bar{x}$. Bereken de distributie die de BGS-entropie maximaliseert. Neem aan dat de *a priori* gewichten gegeven zijn door $c(n) = \dfrac{N!}{n!(N-n)!}$.

3.2.6 Augustus 2010

1. **Renormalisatie [3pt]** Uitgaande van de schalingsrelatie

$$\bar{f}_s(t,h) \sim b^{-d} \bar{f}_s(b^{y_1}t, b^{y_2}h)$$

(waarbij alle ander eventuele parameters irelevant verondersteld worden), bereken β. β wordt gedefinieerd door $M \propto (-t)^\beta$ met $M = -\left.\dfrac{\partial \mathcal{F}}{\partial H}\right|_T$.

2. **Geometrische distributie [3pt]** Toon aan dat de geometrische distributie

$$p(x) = a(1-a)^{x-1}$$

van de exponentiële familie is. Geef uitdrukkingen voor $c(n)$, $\theta(\lambda)$, $\Phi(\theta)$ en $H(n)$.

3. **Van der Waals gas [4pt]** De toestandsvergelijking van een Van der Waals gas is:

$$\left(P - \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = Nk_BT.$$

Het kritisch punt wordt bepaald door de voorwaarden

$$\left.\frac{\partial P}{\partial V}\right|_T = \left.\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right|_T = 0$$

Bereken de critische waarden P_C, V_C en T_C. Schrijf de toestandsvergelijking in gereduceerde variabelen $p = P/P_C$, $v = V/V_C$ en $t = T/T_C$.

Hoofdstuk 4

Atoom- en molecuulfysica

Het examen werd opgesteld door prof. Van Doorslaer en omvat zowel theorie als oefeningen. De tijd beschikbaar voor het examen is 4 uur zoals gebruikelijk, waarvan ongeveer 15 minuten mondelinge toelichting. Het loont dit vak te zien als een geheel met het vak Symmetrie in de kwantummechanica daar het belangrijke onderdeel over termen een toepassing van representatietheorie is.

1. - Bepaal de termen afgeleid van de configuratie nd^2mp^1 (Spin-baan koppeling hoeft hier nog niet in rekening gebracht te worden).
   - Verifieer je resultaat door de termontaardingen met de configuratieontaarding te vergelijken.
   - Bepaal de grondterm in de bovenstaande configuratie volgens de regels van Hund.
   - Nemen we nu de spin-baan interactie in acht. In welke niveau's splitst de grondterm dan? Wat is het grondniveau?
2. In de semi-klassieke afleiding van de Einstein-coëfficiënten wordt met behlp van de tijdsafhankelijke kwantummechanica een stel gekoppelde differentiaalvergelijkingen afgeleid die de basis vormen voor de berekening van de overgangssnelheden en dus de Einstein-coëfficiënten. Leid deze vergelijkingen af voor een algemene interactiehamiltoniaan. Voer vervolgens de uitdrukking voor de interactiehamiltoniaan in deze vergelijkingen in en toon aan hoe die vergelijkingen vereenvoudigd worden.
3. - Beschouw een atoom met meerdere elektronen geplaatst in een zwak magnetisch veld. Welke kwantumgetallen zijn exact en welke gelden nog bij benadering? Bepark je bespreking tot de Rsussel-Saunders-koppeling. Fundeer je antwoord door aan te tonen welke de gevolgen zijn van het invoeren van de verschillende elektrostatische en magnetische interacties op de commutatierelaties van de Hamiltoniaan en welke opeenvolgende koppelingen van operatoren moeten doorgevoerd worden. Je mag uitgaan van de commutatierelatis van de één-elektronhamilton-iaan, dus deze hoeven niet meer afgeleid te worden.
   - Leid ook de uitdrukking voor de opsplitsing van de energieniveaus ten gevolge van het elektron-Zeemaneffect af voro het bovenstaand geval.
4. Leg de Born-Oppenheimerbenadering uit. Wat is een Born-Oppenheimer-oppervlak?

Hoofdstuk 5

Overige vakken

5.1 Vaste Stoffysica

De quotering voor dit vak gebeurt door middel van (meestal) 3 taken en taakbesprekingen tijdens het semester. Er is geen examen. De taken zijn niet te onderschatten, professor Tempère beschrijft ze zelf als "defig"maar "heftig" wordt ook gebruikt door de studenten. Je mag ten alle tijden hulp vragen aan professor Tempère wanneer je vast zit en het is ten zeerste aangeraden dit ook te doen. Voor de moeilijkste delen van de taken geeft hij de lijn van de oplossingsmethode en hints bij de opgave.

5.2 Topics in Nanofysica en Nanobiologie

Dit vak bestaat uit een aantal gastdocenten. Over een tweetal van deze onderwerpen moet een paper worden geschreven.

5.3 Karakterisatietechnieken voor Nanostructuren

Ook dit vak werd gegeven samen met de MaNaMa. Dezelfde taalkundige opmerkingen als voor Comp. Materiaalfysica gelden.

5.3.1 Goovaerts

Over dit stuk heeft hij in 2007-2008 geen examen afgenomen. In de plaats moest er een artikel worden samengevat ergens in de loop van het semester.

5.3.2 Schryvers

De examenvragen heb ik moeten afgeven maar het zijn 20 multiple choice vragen + het verklaren van enkele afkortingen. Sommige van de vragen zijn werkelijk detailvragen. De vragen goed lezen is ook nodig. Aangezien de cursus bestaat uit slides (met voornamelijk prentjes) is nota's nemen tijdens de les ook geen slecht idee.

5.3.3 Van Vaeck

Professor Van Vaeck vraagt om een lijstje te maken met de voornamste geziene methodes en hun kenmerken alsook om één methode naar keuze in wat meer detail te bespreken. De lijvigheid van dit deel van de cursus is aanzienlijk maar professor Van Vaeck leek niet door te gaan op details en had geen buitenproportionele verwachtingen.

Dankwoordje

Met dank aan Ben Anthonis en Tobias Verhulst voor het doorgeven van deze vragen!