

Fach: Theoretische Physik		
PrüferIn: Shnirman		
<input checked="" type="radio"/> BP <input type="radio"/> NP <input type="radio"/> SF <input type="radio"/> EF <input type="radio"/> NF <input type="radio"/> LA	Datum: 14. Juli 2021	Fachsemester: 10
Welche Vorlesungen wurden geprüft? Theo D, E, F		
Welche Vorlesung der PrüferIn hast Du gehört? keine		

Zur Vorbereitung

Absprache mit PrüferIn über folgende Themengebiete: keine Absprache
Absprache mit PrüferIn über Literatur/Skripte: keine
Verwendete Literatur/Skripte: Theo D: eigener Mitschrieb gehört bei Prof. Klinkhamer Theo E: Steinhauser Skript Theo F: Folien Schwabl QM 1+2, Statistische Mechanik
Dauer der Vorbereitung: 5 Wochen, ca. 4-5h/Tag. Am Anfang sehr intensiv, gegen Ende weniger
Art der Vorbereitung: größtenteils alleine, ab der 3. Woche regelmäßiges Protokollabfragen
Allgemeine Tips zur Vorbereitung: Diese Themen müssen sitzen: Zeitabhängige ST, Wasserstoffatom, Stark Effekt, Zeeman Effekt, Dirac und Pauli, Dichtematrizen, Besetzungszahldarstellung, BEK Dieses Thema ist nicht wirklich relevant: Streutheorie

Zur Prüfung

Wie verlief die Prüfung? Teilweise durfte ich selbst erzählen, meistens wurde ich aber unterbrochen, wenn es nicht auf genau das herauslief, was er gerne sehen wollte. Des Öfteren hat er tiefer nachgebohrt, was mich einige Male ins Schwitzen gebracht hat. Hier hat er versucht mir die Nervosität zu nehmen.
Wie reagierte die PrüferIn, wenn Fragen nicht sofort beantwortet wurden? Gibt Hilfestellungen, bis dass es klappt. Einmal hat er sogar selbst die Lösung erklärt. Ist überhaupt nicht schlimm, wenn man etwas (neben den Grundlagen) nicht auf Anhieb hinbekommt. Hauptsache das Grundverständnis ist da.
Kommentar zur Prüfung: Sehr angenehm und weiter zu empfehlen. Manchmal nicht ganz klar worauf er hinaus will.
Kommentar zur Benotung: 1,0 besser als erwartet. Sein Kommentar: Sie haben gut gelernt und gezeigt, dass Sie mit genügend Zeit auch die tiefergehenden Fragen beantworten können.
Die Schwierigkeit der Prüfung: Allgemein ruhig zu bleiben und zu verstehen, auf was er hinauswill.

Die Fragen

P: Prüfer

I: Ich

Außerdem, um übersichtlicher zu schreiben: $\hbar = \hbar_{\text{quer}}$ und $b = \beta$

P: Schreiben Sie die zeitabhängige Schrödingergleichung auf.

I: $i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle$. Dabei ist $|\Psi\rangle$ der Zustandsvektor meines Teilchens im Hilbertraum und H ist der Hamiltonoperator. Dieser hat die Eigenschaften, dass er hermitesch ist und dadurch reelle Eigenwerte besitzt. Diese sind dann meine physikalischen Messgrößen.

P: Hermitesch, was ist das?

I: Das bedeutet $H = H_{\text{dag}} = (H^*)^T$, also komplex konjugiert und transponiert.

P: Wenn Sie jetzt einen zeitunabhängigen Hamiltonoperator haben, was können Sie machen?

I: Ich mache einen Separationsansatz für die Wellenfunktion $\Phi(r,t) = \exp(-iEt/\hbar) \Psi(r)$. Dies in die Schrödingergleichung eingesetzt ergibt die stationäre SG $H\Psi(r) = E\Psi(r)$.

P: Und was ist hier mein Ψ ? ...

I: Er hat hier ein paar Fragen gestellt, die mich ein bisschen verwirrt haben. Schlussendlich ging es darum, dass Ψ nicht unbedingt die Eigenfunktionen meines Hamiltons sind. Man kann aber ein allgemeines Ψ natürlich in Eigenfunktionen $|n\rangle$ von H entwickeln, das habe ich allgemein erstmal hingeschrieben: $|\Psi\rangle = \sum_n |n\rangle \langle n|\Psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$.

P: und wenn mein Ψ jetzt von der Zeit abhängt?

I: Dann nehme ich den Zeitentwicklungsoperator. Mit $U(t,0) = \exp(-iHt/\hbar)$ und der Zeitentwicklung meines Zustands $|\Psi,t\rangle = U(t,0)|\Psi,0\rangle$ angewandt auf meine Entwicklung in Eigenzuständen des Hamiltons erhalte ich dann: $|\Psi,t\rangle = \sum_n \exp(-iE_n t/\hbar) |n\rangle \langle n|\Psi\rangle = \sum_n c_n \exp(-iE_n t/\hbar) |n\rangle$. (Bevor ich diese schöne Antwort erläutert habe, habe ich zuerst einfach den Term $\exp(-iEt/\hbar)$ in meine Entwicklung reingesetzt. Da hier aber statt E_n ein E steht war er damit gar nicht zufrieden und hat nachgehakt, wo das herkommt. Habe den Fehler dann selber bemerkt).

P: Was haben Wellenpakete hiermit zu tun?

I: Ebene Wellen sind oft meine Eigenfunktionen des Hamiltons. Die sind nicht normiert, aber die Überlagerung meiner Lösung ist auch wieder eine Lösung. Deswegen werden Wellenpakete konstruiert. (Wellenpaket hingeschrieben: $\Psi = \int d^3k / (2\pi\hbar)^{3/2} g(k) \exp(i(kr - \omega t))$)

P: Wenn ich im Ortsraum die Geschwindigkeit v_0 und die Breite Δx und das Maximum bei x_0 habe, was kann ich dann über $g(k)$ aussagen? Es gibt 3 Aussagen.

I: Das hat etwas gedauert, bis ich alle hatte. Zum einen: $v_{gr} = d\omega/dk$ also $v_0 = d\omega/dk|_{k_0}$. Dann Breite $\Delta k \sim 1/\Delta x$ (aus Prinzip der stationären Phase). Das dritte war irgendwas mit k_0

P: Gut, machen wir weiter mit dem Wasserstoffatom.

I: Wasserstoffhamilton hingeschrieben: $H = p^2/(2\mu) - Ze^2/(4\pi\epsilon_0 r)$. μ ist hierbei meine reduzierte Masse und der hintere Term mein Coulombpotential.

P: Und Z ist gleich 1.

I: Ja genau, Z ist die Kernladung, die ist beim Wasserstoffatom gerade 1.

P: Wie sehen hier jetzt die Wellen/Eigenfunktionen aus?

I: Da wir uns in einem Zentralpotential befinden haben wir ein rotationssymmetrisches Problem, deshalb nehmen wir einen Separationsansatz für die Eigenfunktionen des Hamiltons: $\Psi = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$. Mit den Kugelflächenfunktionen als Eigenfunktionen des Drehimpulses, da unser Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist.

P: Und was ist noch erhalten?

I: H ist eine Erhaltungsgröße (wegen der Zeittranslationsinvarianz ist die Energie erhalten) und der Drehimpuls L ist eine Erhaltungsgröße.

P: Jede Komponente des Drehimpulses?

I: Ja, jede Komponente. Aber da wir ja ein vS_k0 (Vollständiges System kommutierender Observabler) wollen um unsere Zustände mit geeigneten Quantenzahlen beschreiben zu können brauchen wir eben Operatoren, die miteinander vertauschen. Und die Drehimpulskomponenten tun dies nicht. Deswegen nehmen wir H , L^2 und L_z als vS_k0 . L_x würde aber genauso gehen, wenn wir das lieber hätten. (Hier hat er explizit nochmal nach dem vS_k0 gefragt, weil er es beim ersten Mal vermutlich akustisch nicht verstanden habe. Dann habe ich es schnell noch an die Tafel geschrieben und er war zufrieden).

P: Gut, gehen wir zum Stark Effekt für (kurz überlegt) $n=2$.

I: Ok, da haben wir ein Störpotential der Form $V = -\epsilon_0 E_z$ mit der elektrischen Feldstärke ϵ_0 . Und jetzt schauen wir uns das Problem in der Störungstheorie an.

P: Welche Art von Störungstheorie?

I: Entartete zeitunabhängige Störungstheorie. Dafür muss ich später eine Matrix diagonalisieren, weshalb ich nun zuerst die Auswahlregeln herleite, weil die meisten Einträge dieser Matrix null werden. Wollen Sie die Herleitung der Auswahlregeln sehen?

P: Ja bitte!

I: Zuerst nehmen wir den Kommutator $[L_z, z] = 0$ und setzen diesen ein in das allgemeine Matrixelement (mit meinen vom Wasserstoffproblem bekannten Eigenzuständen $|nlm\rangle$): $\langle nlm|[L_z, z]|n'l'm'\rangle = 0 = \hbar(m-m')$. Das erhält man, wenn man den Kommutator ausschreibt und den hermiteschen L_z Operator auf die Eigenzustände wirken lässt. Da es für alle Zustände $=0$ sein muss ist die allgemeine Lösung

gerade m' . Für die zweite Auswahlregel benötigen wir die Parität, wobei $P^2=1$ und $PY_{lm}(\theta, \phi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \phi)$. Nun gilt $\langle n'l'm' | z | n'l'm \rangle = \langle n'l'm' | P^2 z | n'l'm \rangle = (-1)^l \langle n'l'm' | PzP | n'l'm \rangle = (-1)^l$ Koeffizientenvergleich ergibt $l'+1$ muss gerade sein und die Lösung ist gerade $l'=l+1$.

P: Ok, und was bringt uns das jetzt?

I: Jetzt sehen wir direkt dass bei $n=2$ im Starkeffekt lediglich die Matrixelemente $\langle 200 | z | 210 \rangle = V_0 = \langle 210 | z | 200 \rangle$ ungleich null sind. Jetzt stellen wir unsere Eigenwertgleichung auf um die neuen Eigenzustände nach der Störung zu sehen $(0 \ V_0 \ 0 \ 0, \ V_0 \ 0 \ 0 \ 0, \ 0, \ 0) (c_1, c_2, c_3, c_4)^T = \Delta E (c_1, c_2, c_3, c_4)^T$.

P: Welche Zustände erhalten wir daraus und mit welchen Energiekorrekturen?

I: Zustände $|21+1\rangle$ haben eine Korrektur von 0, d.h. da müsste man noch die zweite Ordnung betrachten. Dann gibt es noch zwei Mischzustände mit $1/\sqrt{2} (|200\rangle \pm |210\rangle)$ und einer Energiekorrektur von $\pm V_0$.

P: Sehr gut, was würde jetzt passieren, wenn ich mich im Zustand $|200\rangle$ befinde und plötzlich ein Potential anschalte wie beim Stark Effekt?

I: Dann könnte ich mit der Sudden Approximation arbeiten (grob erläutert, was darunter verstanden wird: $t_{\text{Störung}} \ll t_{\text{AnpassungSystem}}$ und außerdem ist zum Zeitpunkt $t=0$ das gestörte System noch in Eigenfunktion des ungestörten Systems). Dabei gilt für mein neues $|\Psi_{\text{neu}}\rangle = \sum_n \exp(-iE_n t/\hbar) |n\rangle \langle n | \Psi_{0}\rangle$.

P: Aha und was ist hier mein $|n\rangle$?

I: Erstmal falsch geantwortet mit: meine Eigenfunktionen des ungestörten Systems. Nach kritischem Nachfragen direkt korrigiert zu: das sind ja meine Eigenfunktionen nach der Störung, also genau die, die ich oben berechnet habe mit meinen zwei Mischzuständen. Und das $|\Psi_{0}\rangle$ ist hier jetzt der gegebene Zustand $|200\rangle$, deswegen oszilliert das dann zwischen den Zuständen $|200\rangle$ und $|210\rangle$.

P: Was würde ich jetzt mit Fermis Goldener Regel bekommen, bzw. kann ich das auch mit Fermis Goldener Regel berechnen?

I: Also ich schreibe die erstmal hin: $\text{Rate}_{nm} = 2\pi/\hbar * \Delta E (E_n - E_m) |\langle n | V | m \rangle|^2$. Und da sehe ich, dass ich da auch mein Übergangsmatrixelement ausrechnen muss, aber ich finde das nicht so sinnvoll, da Fermis Goldene Regel ja für Übergänge ins Kontinuum gilt und nicht für diskrete Zustände, wie wir es hier beim Stark Effekt haben.

P: Da haben Sie natürlich Recht (hat noch etwas anderes gesagt, was ich nicht verstanden habe... dann ist er einen Schritt rückwärts gegangen und wollte die zeitabhängige Störungstheorie sehen. Hier hat er aber etwas gesagt wie Zeitentwicklungsoperator und Dyson Reihe, deswegen dachte, dass ich erstmal den Zeitentwicklungsoperator herleiten soll.)

I: Also ich leite jetzt den Zeitentwicklungsoperator her... angefangen und wurde gleich unterbrochen.

P: Aber wieso? Ich möchte, dass Sie jetzt ein Problem betrachten mit $H = H_0 + V(t)$.

I: Alles klar, dann habe ich das falsch verstanden. Gut dann mache ich die zeitabhängige ST. Dafür wechsle ich ins WW-Bild mit $|\Psi, t\rangle_I = \exp(i H_0 t/\hbar) |\Psi, t\rangle_S$ und $V(t)_I = \exp(i H_0 t/\hbar) V(t)_S \exp(-i H_0 t/\hbar)$. Hier hatte ich in der Zustandsdefinition zuerst ein - zu viel, da hat er mich gleich darauf hingewiesen und erklärt, warum das ja nicht stimmen kann... Für die Schrödingergleichung im WW-Bild ergibt sich dann: $i\hbar d/dt |\Psi, t\rangle_I = V_I |\Psi, t\rangle_I$. Das kann ich als Integralform schreiben, iterativ immer wieder in sich selbst einsetzen und komme so auf die Dyson Reihe (die habe ich nur vom Zeitentwicklungsoperator gekannt, ist aber analog zu erklären und auch ein Zeitordnungsoperator wird gebraucht, da die $V(t)$ zu verschiedenen Zeiten nicht miteinander vertauschen!).

P: Hier haben Sie ja einen Faktor $1/n!$ stehen, geht das auch ohne?

I: Kurz verwirrt, dann aber kapiert. Ja, der Faktor $1/n!$ erhält man gerade, wenn die Integralgrenzen angepasst werden. Wenn alle Grenzen von t_0 bis t laufen sollen statt wie zuvor $\int_{t_0}^t dt_1 * \int_{t_0}^{t_1} dt_2$ usw. braucht man diesen Faktor. Ist aber nicht notwendig, wenn man die Grenzen wie zuvor von t_0 bis $t/t_1/t_2$... laufen lässt.

P: Ok, jetzt dürfen Sie bei ihrem Übergang von $P_{nm} = |\langle n | \Psi, t \rangle|^2$ weitermachen (das hatte ich kurz zuvor schon hingeschrieben, ich weiß nicht mehr warum...)

I: Ich gehe jetzt davon aus, dass mein System zum Zeitpunkt $t=0$ im Eigenzustand $|m\rangle$ ist und ich nach der Störung im Zustand $|\Psi, t\rangle$ bin. Mich interessiert, ob dieser neue Zustand $|\Psi, t\rangle$ sich in einem Eigenzustand des ungestörten Systems befindet, hier durch $|n\rangle$ dargestellt.

P: Brauchen Sie hier jetzt auch den Zeitordnungsoperator T (kommt aus Dyson Reihe)?

I: Nein, weil ich mir nur die Störungstheorie 1. Ordnung anschau. Insgesamt habe ich dann $|\Psi, t\rangle = |m\rangle - i/\hbar \int_{t_0}^t dt' V(t')_I |m\rangle = |m\rangle - i/\hbar \int_{t_0}^t dt' \exp(i(E_n - E_m)t'/\hbar) V(t')_S |m\rangle$ und meine Übergangswsk für $m \neq n$ ist dann gerade: $P_{nm} = |\langle n | \Psi, t \rangle|^2 = 1/\hbar^2 | \int_{t_0}^t dt' \exp(i(E_n - E_m)t'/\hbar) \langle n | V(t') | m \rangle |^2$.

P: Bei Fermis Goldener Regel sieht das ja anders aus, was wird da noch gemacht?

I: Für FGR nehmen wir ein Potential $V(t) = V * \theta(t)$, und können somit das Integral lösen.

P: Das möchte ich bitte sehen.

I: Hingeschrieben mit sinus, dabei $\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$: $P_{nm} = 1/\hbar^2 |\sin(\omega_{nm} t) / (\omega_{nm}/2)|^2 |\langle n | V | m \rangle|^2$

P: wie sieht hier mein Matrixelement aus?

I: ratlos

P: Dieser $\sin(\omega_{nm} t) / (\omega_{nm}/2)$, wie sieht das aus? Haben Sie das noch nie gesehen?

- I: Das habe ich mir noch nicht überlegt, aber grob könnte es so aussehen (habe dann ein Bildchen, dass ich bei der Sinc-Funktion oder Delta-Funktion auf Wikipedia gesehen habe hingezeichnet). X-Achse: ω . Y-Achse: $\sin(\omega_{nm}t)$. Ein höherer Peak bei 0 und kleinere Nebenmaxima nach außen. Dabei war meine Funktion erst auch noch im negativen, das hat er korrigiert (es darf nur positiv sein, die Minimas liegen aber alle auf 0).
- P: Und wieso kann ich jetzt meine sinus-Funktion in delta Funktionen nähern? Wie muss dafür mein Kontinuum aussehen?
- I: Da hatte ich große Schwierigkeiten, sollte dann die Zustände in das Diagramm einzeichnen. Die Antwort mit seiner Hilfe lautet: die Breite des Mittleren Peaks bei 0 Delta E muss größer sein als die Abstände der Zustände delta E, damit es im Kontinuum liegt. Hier hat er insgesamt mit dem Sinus noch mehr wissen wollen und stark nachgehakt, aber weiß ich nicht mehr im Detail. Am besten gut anschauen und verstehen.
- P: Zwischendrin wurde noch die Frage gestellt: Was ist ein Übergang?
- I: Ein Übergang ist wenn ich mich im ungestörten Zustand $|m\rangle$ befinde, dann eine Störung einschalte und diese nach gewisser Zeit wieder ausschalte und dann mich im Zustand $|n\rangle$ befinde. Dann gab es einen Übergang von $|m\rangle$ auf $|n\rangle$.
- P: Wir haben noch ein bisschen Zeit, schreiben Sie bitte die Dirac-Gleichung in kovarianter Form auf.
- I: $(i \gamma_\mu d_\mu - mc/h) \Psi = 0$ die Vierervektoren erklärt und erwähnt, dass Ψ ein Spinor ist.
- P: Und wenn es in einem elektromagnetischen Feld ist?
- I: dann haben wir noch minimale Kopplung. Dirac-Gleichung im em Feld hingeschrieben.
- P: Und für den relativistischen Grenzfall?
- I: Da erhalten wir die Pauli-Gleichung, auch aufgeschrieben. Hier wollte er explizit wissen, ob A ein Vektor ist und was A_μ beim em-Feld ist. Der Zusammenhang: $A_\mu = (\Phi/c, \text{Vektor}(A))$. Die drei Gleichungen standen an der Tafel und er ging zurück zur kovarianten Dirac-Gleichung.
- P: Was ist das Ψ hier?
- I: ein vierkomponentiger Spinor.
- P: Vierkomponenten? Was ist der Unterschied also zu einem Vierervektor?
- I: Dreht man einen Vektor um 2π , ist er wieder wie in der Ausgangslage. Dreht man jede Komponente des Spinors um 2π , hat der Spinor sich gerade nur um π gedreht.
- P: Ja das stimmt auch, aber ganz konkret, wie unterscheiden sich die beiden unter Lorentztransformation?
- I: Ahh, also Spinoren transformieren folgendermaßen $\Psi'(x') = S(\lambda)\Psi(x)$ und Vektoren genügen der einfachen Lorentztransformation $x'^\mu = \lambda^\mu_\nu x^\nu$.
- P: Genau und wie ist die Bestimmungsgleichung für $S(\lambda)$. Sie müssen es nicht herleiten, eine Erläuterung reicht.
- I: Erzählt, dass die gamma Matrizen nicht transformieren, alles andere aber gemäß der Definition eingewandelt wird. Damit die transformierte Gleichung forminvariant ist (also wieder gleich aussieht wie die normale, nur mit Strichen), muss $S(\lambda)$ eben gewisse Zusatzterme „kompensieren“.
- P: Und bei Pauli, wo sehe ich da den gyromagnetischen Faktor?
- I: Der steht im Term $-\frac{eh}{2mc} B \cdot \sigma$ versteckt, da $s = \frac{h}{2} \sigma$. Wenn ich in den Term den Vektor s schreibe, steht gerade ein Faktor 2 noch mit dabei.
- P: Und was ist das Besondere daran? Was ist die erstaunliche Leistung?
- I: Dass das bisher eben noch keine Gleichung geschafft hat, den gyromagnetischen Faktor 2 in einer Gleichung einfach so zu erhalten.
- P: Das stimmt auch, aber wenn da jetzt ein Drehimpuls stehen würde?
- I: Dann wäre kein Faktor 2 davor.
- P: Genau, also nur weil hier ein Spin beschrieben wird kommt ein Faktor 2 heraus, das ist erstaunlich, weil beim Drehimpuls hat man das nicht erhalten! (da habe ich ein bisschen gebraucht um zu verstehen, auf was er hinaus will...)
- P: Gut machen wir weiter mit statistischer Physik. Wie sind denn die Dichtematrix in kanonischer und großkanonischer Form.
- I: Kanonische Dichtematrix: $\rho_K = 1/Z_N \exp(-\beta H)$ und großkanonische Dichtematrix $\rho_G = 1/Z_G \exp(-\beta (H - \mu N))$. Z sind die Zustandssummen. Bei kanonischen ist die Temperatur T vorgegeben aber Energieaustausch. Beim großkanonischen Ensemble ist die Temperatur T und chemisches Potential μ gegeben, aber es passiert Energieaustausch und Teilchenaustausch.
- P: Schreiben Sie noch die Zustandssummen auf.
- I: $Z_N = \sum_n \exp(-\beta E_n)$ und $Z_G = \sum_n \exp(-\beta (E_n - \mu N_n))$. Dabei wird über die Mikrozustände n summiert.
- P: Ok, links (bei den Dichtematrizen) haben Sie das ganze ja in Zustandsform (oder so ähnlich?) geschrieben. Können Sie das jetzt mit den Zustandssummen auch machen, etwas mit einer Spur?
- I: Hier habe ich lange gebraucht und viele Hilfestellungen benötigt. Lösung war $Z_N = \text{tr}(\exp(-\beta H))$.
- P: Ok, dann noch Bosegas. Wie sieht die mittlere Besetzungszahl aus und wie kommt man darauf?
- I: Dafür schreiben wir die Großkanonische Zustandssumme in Einteilchenzustände $\lambda = 1$ um, mit $Z_G = \sum_n \text{Besetzungszahl}(n) \exp(-\beta \sum_l n_l (E_l - \mu)) = \prod_l (\sum_{n_l=0}^{\infty} \exp(-\beta n_l (E_l - \mu))) = \prod_l \frac{1}{1 - \exp(-\beta (E_l - \mu))}$. E_l sind die Energien der Einteilchenzustände. Bose-Funktion habe ich auch noch hingeschrieben.

P: Wie sieht das großkanonische Potential aus? Und der Teilchenzahloperator daraus?

I: $\Omega = -k_B T \ln(Z_G)$ und $N = -d\Omega/d\mu$

P: und wie kann ich N noch ausdrücken? Hatten Sie schonmal an der Tafel stehen.

I: Da ich es noch nicht an der Tafel hatte war ich kurz verwirrt. Die Lösung war glaube ich $N = \sum_1 n_{\text{Bose}}(E_1)$.

P: Wie viele Zustände hätte ich für Bosonen Spin $\frac{1}{2}$?

I: Mmmmh, war stark irritiert.

P: Lacht, da müssen Sie sagen: Sie sind dumm Herr Professor. Es gibt keine Bosonen mit halbzahligen Spin (das ist mir durchaus aufgefallen, war aber von der Frage insgesamt überrumpelt). Ok sagen wir Spin 1.

I: Dann haben wir zwei Möglichkeiten, Spin up und Spin down.

P: Nein, das stimmt für halbzahligen Spin.

I: Ich habe dann nach ein bisschen reden $(2s+1)$ an die Tafel geschrieben und komme damit auf 3. War zum Glück richtig.

P: Was ist Bose-Einstein-Kondensation?

I: Makroskopische Besetzung des Grundzustands. Wenn das Integral konvergiert ist der Beitrag des Grundzustands nicht mehr vernachlässigbar und wir haben BEK. $N = z/(1-z) + V \int dE \nu(E) n_{\text{Bose}}(E)$. Dabei geht μ gegen 0.

P: Letzte Frage: Gibt es BEK für E proportional zu p^4 ?

I: Dafür berechne ich die Zustandsdichte $\nu(E) = \int d^3p / (2\pi \hbar)^3 \delta(E - E_p) = d/dE \int d^3p / (2\pi \hbar)^3 \Theta(E - E_p) = d/dE p^3 / (2\pi \hbar)^3$ mit $E = p^4$ folgt $\nu(E)$ proportional zu $E^{-1/4}$. Damit konvergiert das Integral und es gibt keine BEK.

Faint, illegible text at the top of the page, possibly bleed-through from the reverse side. The text is mirrored and difficult to decipher.