

Fach: Theoretische Physik

PrüferIn: Mirlin

☒ BP ☐ NP ☐ SF ☐ EF ☐ NF ☐ LA	Datum: 03. Mai 2018	Fachsemester: 9
--	---------------------	-----------------

Welche Vorlesungen wurden geprüft? Theo D-F

Welche Vorlesung der PrüferIn hast Du gehört? TKM1
--

Zur Vorbereitung

Absprache mit PrüferIn über folgende Themengebiete: keine

Absprache mit PrüferIn über Literatur/Skripte: keine
--

Verwendete Literatur/Skripte: Schmalian Skript Theo D + F Steinhauser Skript Theo E
--

Dauer der Vorbereitung: ca. über 2 Monate abends die Skripte durchgehen, dann 2 Wochen mit Protokollen und Lernpartner Schmalian-Protokolle abfragen.

Art der Vorbereitung: in den letzten 2 Wochen von Freunden und Lernpartnern abfragen lassen

Allgemeine Tips zur Vorbereitung: Viel reden mit Leuten, die den Stoff können, dabei merkt man, was man noch nicht kann. Versuchen mit Protokollen von verschiedenen Prüfern zu lernen, um ein möglichst großes Themengebiet abzudecken. Außerdem zu allem die genaue Herleitung im Detail können.
--

Zur Prüfung

Wie verlief die Prüfung? Schlecht. Bin am Anfang vor Nervosität nicht richtig reingekommen. Dann kamen viele Fragen, wo ich die Herleitung nicht exakt gelernt hatte, sondern nur grobe Konzepte konnte. Und wenn es einmal nicht läuft, läuft es halt nicht.

Wie reagierte die PrüferIn, wenn Fragen nicht sofort beantwortet wurden? versucht die Fragen umzuformulieren, versucht Hilfe zu geben, die ist nur nicht unbedingt hilfreich.

Kommentar zur Prüfung: Erst hatte ich kein Glück und dann kam auch noch Pech dazu. Hab an vielen Standardfragen gehangen, die ich eigentlich konnte. Außerdem hat Mirlin zielsicher die Themen gefunden, wo ich die genaue Herleitung nicht konnte, sondern nur die prinzipielle Vorgehensweisen.

Kommentar zur Benotung: 2,3 (Sehr enttäuschend, für das, was ich gelernt hatte, war das die schlechteste Note, die rauskommen konnte.)
--

Die Schwierigkeit der Prüfung: Dass es keine Alt-Protokolle und damit keine Standardfragen, auf die man sich vorbereiten kann, gibt. Ich habe mit Schmalian-Protokollen gelernt und hätte da schätzungsweise eine bessere Note bekommen, einfach dadurch dass ich seine Standardfragen konnte.
--

Die Fragen

P: Was ist die Motivation der Schrödingergleichung?

S: Aus dem Welle-Teilchen Dualismus, Teilchen sollen als Welle beschrieben werden, die man mit einer Formel nach Vorbild der klassischen Wellengleichung beschreibt, d.h. zeitliche Ableitung auf einer

Seite ergibt örtliche Ableitung auf anderer Seite. Ebene Welle soll eine Lösung sein, und mit $p = \hbar k$ folgt der Impulsoperator, dann hab ich mich angefangen, aus Nervosität zu verhaspeln.

P: Schreiben sie doch mal die Schrödingergleichung auf.

S: *Hingeschrieben*

P: Wie motiviert man jetzt den Impulsoperator?

S: Hab nochmal angefangen mit $p = \hbar k$ ebene Welle, wollte er nicht hören.

P: In der klassischen Mechanik haben wir den kanonischen Impuls. Da haben wir was mit Poissonklammern.

S: Konnte ich nicht.

P: Was entspricht den Poissonklammern in der Quantenmechanik?

S: Kommutatoren.

P: Schreiben Sie den Kommutator von x und p auf.

S: $[x, p] = i\hbar \delta_{ij}$

P: Ok, dann machen wir weiter mit einem Kastenpotential mit gebundenen Zuständen.

S: Normaler Ansatz mit einlaufender und auslaufender Welle in den drei Bereichen mit Stetigkeitsbedingungen der Wellenfunktion und ihrer Ableitung und Normierung bekomme ich Bedingungen um die Gleichung zu lösen.

P: Gut, wo habe ich jetzt gebundene Zustände.

S: Hab gegangen, bin dann irgendwann darauf gekommen, dass k außerhalb des Potentialtopfes imaginär ist wenn $E < 0$, dann gebundene Zustände.

P: Was gilt dann für die Wellenfunktionen außerhalb des Kastens?

S: Müssen abfallen, also fallen manche Terme weg.

P: Jetzt hab ich aber 5 Anfangsbedingungen für 4 Koeffizienten. Das können wir jetzt nicht lösen. Was passiert?

S: Frage war komisch formuliert, ich hab nicht verstanden, worauf er hinaus will.

P: Also das geht nicht für alle Energiewerte.

S: Ja, es geht nur für bestimmte Energien.

P: Gut, wie sieht jetzt die Schrödingergleichung für ein Teilchen im Zentralpotential aus?

S: Hamiltonoperator ist nicht explizit zeitabhängig, also kann ich direkt die stationäre Schrödingergleichung verwenden. Es ist praktisch die Ableitung in Kugelkoordinaten zu schreiben. $\rightarrow \frac{dr^2}{dr^2} + \frac{L^2}{\hbar^2 r^2}$

P: Der dr Term ist so nicht ganz richtig. Das muss $(1/r^2) dr (r^2 dr)$ sein. (Hab ich verwechselt mit dem Wasserstoffatom, wo man für den Radialteil einen Ansatz macht wo das gerade raus fällt.)

P: Weiter?

S: Im Hamiltonian sind nur Terme, die entweder auf den Radius oder den Winkelanteil wirken. Also mache ich einen Separationsansatz für die Wellenfunktion mit $\psi = R(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$.

P: Was ist jetzt L^2 ?

S: Der Drehimpulsoperator. Wirkt nur auf den winkelabhängigen Teil mit Eigenwert $\hbar^2 l(l+1)$. Damit ergibt sich eine Differentialgleichung, die nur noch vom Radius abhängt.

P: Was ist l ?

S: Der Drehimpuls.

P: Welche Werte kann l annehmen?

S: $l < n$

P: Da verwechseln Sie was.

S: Das ist nur beim Wasserstoffatom. l ist ganzzahlig.

P: Ich würde gerne noch mit Ihnen über das Wasserstoffatom reden, aber die Zeit für Theo D ist um.

P: Was ist die Diracgleichung? Motivieren Sie die.

S: Das Problem an der Schrödingergleichung ist, dass sie von der klassischen Energie-Impuls-Gleichung hergeleitet ist. Wir wollen eine Gleichung, die die relativistische Energie-Impuls-Beziehung erfüllt. Naiv wird dazu erstmal die Schrödingergleichung $H\psi = i\hbar \frac{d}{dt} \psi$ quadriert. Und für $H = E^2 = (mc^2)^2 + (p^2 c^2)$ benutzt.

P: (Unterbricht mich:) Wie komme ich jetzt auf den Hamiltonian?

S: In E^2 für p den Impulsoperator eingesetzt.

P: Haben wir hier zeitliche Ableitung 1. Ordnung?

S: Nein. Hab gesehen, dass ich vergessen habe, das Quadrat auf die rechte Seite der Gleichung zu schreiben.

P: Ok. Weiter.

S: Ansatz für die Diracgleichung gemacht mit linearer Ort- und linearer Zeitableitung und Matrizen α und β . Habe gesagt, dass dieser Ansatz gemacht wird, damit die Gleichung lorentzkovariant ist und es eine Matrixgleichung sein muss, damit sich der Spin automatisch ergibt, da wir auch schon früher Spinoren für die Beschreibung von Spins benutzt haben.

P: Was sind α und β ?

S: Jede Komponente dieser Gleichung soll die Klein-Gordon-Gleichung erfüllen. Wenn ich die Gleichung quadriert ergeben sich Bedingungen für die Matrizen mit $\beta^2 = \text{Einheitsmatrix}$ und Antikommutatoren von α und β . Aus den Antikommutatoren ergeben sich außerdem weitere Bedingungen. $\alpha^2 = \text{Einheitsmatrix}$ d.h. dass die Eigenwerte der Matrizen nur ± 1 sind. Außerdem verschwindet die Spur über die Matrizen, also müssen es gleich viele positive wie negative Eigenwerte sein. Also muss die Dimension der Matrizen gerade sein. Wir haben 4 Matrizen im Ansatz angenommen. In 2 Dimensionen haben wir nur drei miteinander

antikommütierende, linear unabhängige Matrizen, die Pauli-Matrizen. Also brauchen wir mindestens 4 Dimensionen. Da definieren wir jetzt neue Matrizen γ mit $\gamma_0 = \beta$ und $\gamma_i = \beta \alpha_i$. Diese erfüllen die Clifford-Algebra. Dann ergibt sich die Dirac-Gleichung in kurzer Form mit natürlichen Einheiten $(i\hbar \partial_t - m)\psi = 0$.

P:Wenn wir jetzt ein Magnetfeld haben, wie sieht das aus?

S: $i\hbar \partial_t$ ist der Impuls. In drei Dimensionen habe ich minimale Kopplung mit $p \rightarrow p - e/c A$. Bei Vierervektoren kopple ich entsprechend den Viererimpuls an das Viererpotential mit dem skalaren Potential als 1. Komponente und dem Vektorpotential als andere Komponenten.

P:Kommen wir jetzt zur zeitabhängigen Störungstheorie und der Herleitung von Fermis goldener Regel.

S:Wir wechseln ins Wechselwirkungsbild. Da ist die Schrödingergleichung $i\hbar \frac{d}{dt} \psi = V \psi$. Ich integriere das und kann die Gleichung iterativ ineinander einsetzen und bekomme die Dysonreihe.

P:Ok. Wie bekomme ich daraus Fermis goldene Regel.

S:Ich multipliziere von links mit $\langle n, t |$

P:Moment, was betrachte ich überhaupt? Das Potential ist 0 bei $t < 0$ und wird dann angeschaltet und dann warten wir. (Die Frage hat er quasi selber beantwortet, bevor ich verstanden habe, worauf er eigentlich hinaus wollte.)

S:Ja.

P:Gut, weiter. Ich multipliziere von links mit $\langle n, t |$

S:Ok. Dann ist habe ich $\int_0^t dt \langle n, t | V | m \rangle$

P:Stimmt das?

S:Nein, n muss zeitunabhängig sein. Ich ziehe die Zeitentwicklung aus meinem V raus, erhalte damit zwei e -Funktionen mit E_n und E_m .

P:Und dann?

S:Damit ergibt sich eine Deltafunktion.

P:Das ist nicht richtig. Wir integrieren von 0 bis t .

S:Wir lassen t gegen unendlich gehen und erhalten dann die Deltafunktion.

P:Schreiben sie das Integral doch mal auf.

S:Habs integriert, Grenzen eingesetzt und wusste nicht weiter.

P:Ok, schreiben sie einfach die fertige Regel auf.

S:Die Rate ist die Übergangswahrscheinlichkeit/ t mit $t \rightarrow \infty$. *Hingeschrieben*

P:Gut machen wir jetzt statistische Physik. Was ist denn die kanonische und großkanonische Zustandssumme?

S:Summe über alle Zustände im Phasenraum mit $e^{-(\beta H)}$ ist kanonische Zustandssumme, in großkanonischer Zustandssumme betrachte ich Energie in Relation zum chemischen Potential $e^{-(\beta(H - \mu N))}$

P:Wie sieht das jetzt aus für Fermionen und Bosonen und wie erhält man daraus die Besetzungszahl?

S:Wir nehmen großkanonische Zustandssumme $\sum_n(p) e^{-(\beta \sum_i (n(p) (e(p) - \mu)))}$. Zustandssumme faktorisiert. Für Fermionen gilt das Pauliprinzip, d.h. $n(p) = 0, 1$. Dann großkanonisches Potential mit $-k_B T \log(Z)$, das nach μ ableiten ergibt die Fermi-Verteilungsfunktion.

P:Jetzt für Bosonen:

S:Herleitung gleich bis zu der Stelle, wo ich Pauliprinzip eingesetzt habe. Für Bosonen ist $n = 0, \dots, \infty$. Ich bilde Grenzwert der Reihe. Wieder großkanonisches Potential $\rightarrow$ Ableitung nach $\mu \rightarrow$ Bose-Dirac-Statistik

P:Wie erhalte ich jetzt daraus das Plancksche Strahlungsgesetz:

S:...

P:Was für Teilchen habe ich denn?

S:Photonen, also gehe ich aus von der Bosestatistik.

P:Genau. Und dann?

...

P:Zustände pro ω . Was mach ich?

...

P:Woher weiß ich denn, wo Zustände sind?

S:Zustandsdichte.

P:Wie sieht die aus für Photonen?

S: $\nu(\epsilon) \sim \epsilon^2$

P:Ja. (Dann hat er grob umrissen, wie die Herleitung funktioniert.)

P:Okay, wir haben noch 5 Minuten. Machen wir noch die Landau Theorie der Phasenübergänge.

S:Nach Ehrenfest ist für den Phasenübergang n -ter Ordnung eine Unstetigkeit in der n -ten Ableitung eines thermodynamischen Potential. Also muss in der Freien Energie ein Knick sein am Phasenübergang.

Ich entwickle also die freie Energiedichte um den Phasenübergang nach einem Ordnungsparameter. Der Ordnungsparameter maximiert die freie Energie.

P:Maximiert?

S:Minimiert! Entropie wird maximal, Energie minimal!

P>Weiter:

S:Ohne Magnetfeld müssen die Terme ungerader Ordnung verschwinden.

P:Brauchen wir jetzt aber nicht. Wie setzen wir an?

S:Koeffizient a wechselt Vorzeichen am Phasenübergang.

P:Ok. Zeichnen sie die freie Energie vor und nach dem Phasenübergang über ϕ .

S:(Ich stand völlig auf dem Schlauch, hab irgendwann ein ϕ^4 potential hingebastelt, natürlich mit falschem Vorzeichen. Hab gemerkt, dass ich dann aber eine triviale Nullstelle habe, was ich ja nicht wollte. Also anderes Vorzeichen. Also ein mexican hat potential

P:Gut dass ist jetzt unterhalb des Phasenübergangs. Was ist darüber?

S:a wechselt vorzeichen, also parabel.

P:Sie denken mathematisch, denken Sie physikalisch!

...

P:Also, wir haben hier spontane Symmetriebrechung. Die Zeit ist um, warten Sie draußen.