

Fach: Theoretische Physik

PrüferIn: Schmalian

☒ BP ☐ NP ☐ SF ☐ EF ☐ NF ☐ LA

Datum: 27. April 2020

Fachsemester: 9

Welche Vorlesungen wurden geprüft? Theo D-F

Welche Vorlesung der PrüferIn hast Du gehört? Theo D

Zur Vorbereitung

Absprache mit PrüferIn über folgende Themengebiete: keine

Absprache mit PrüferIn über Literatur/Skripte: keine

Verwendete Literatur/Skripte: Theo D/F Skript Schmalian

Theo E Skript Steinhauser

Wikipedia/Stackoverflow

Dauer der Vorbereitung: 5 Wochen - 3-4 Stunden, gegen Ende weniger

Art der Vorbereitung: Zunächst alleine, eine Woche vorher Protokolle abfragen lassen

Allgemeine Tips zur Vorbereitung: Im Nachhinein hat meine Vorbereitung viel zu früh begonnen. Schmalian fragt oft dieselben Themen ab. D.h. wenn man ein Protokoll kann sind die anderen 90% auch snack. Fragt euch vor allem auf Verständnis hinter den Rechnungen ab, nicht irgendwelche mathematischen Formalitäten.

Zur Prüfung

Wie verlief die Prüfung? Hab mich in Zeiten von Corona prüfen lassen, die Prüfung verlief also per Videokonferenz, weiß nicht wie repräsentativ das Protokoll daher ist. Er hat mich auch drei Fragen gestellt, die ich sonst in keinem Protokoll gelesen hatte.

Wie reagierte die PrüferIn, wenn Fragen nicht sofort beantwortet wurden? Stellt die Frage nochmal. formuliert ggf. um.

Kommentar zur Prüfung: Alles in allem doch recht entspannt. =)

Kommentar zur Benotung: 1.0

Die Schwierigkeit der Prüfung: Dipolmatrixelemente für ein Wasserstoffatom im E-Feld (bzw. Auswahlregeln dazu)

Die Fragen

S: Schmalian

I: Ich

S: Bei wem haben Sie welche Vorlesung gehört?

I: Theo D Schmalian, Theo E Steinhauser, Theo Fa/Fb Shnirman

(Ich hatte noch eine kleine Rechnung zur rel. QM am Whiteboard stehen, damit wir direkt prüfen können, ob Schmalian meine Aufschriebe über die Webcam lesen kann)

S: (Kommentiert den Aufschrieb) Dann fangen wir doch mal direkt mit der Dirac Gleichung an.

I: (motiviere den Ansatz der Dirac Gleichung, zeige rechnerisch die Eigenschaften, die α_i und β erfüllen müssen, sage, dass der einfachste Fall Matrizen sind)

S: Wissen Sie, was passieren würde, wenn wir für die α_i und β was anderes als Matrizen nehmen würden?

I: Nö. Habe behauptet, dass ich dann vermutlich ein Haufen Dinge bei Lorentz Boosts beachten müsste (da α_i und β sich dann blöd transformieren)

S: Schade, hätte mich mal interessiert, ich habe bisher auch kein Paper dazu lesen können. Okay, egal, weiter.

I: (Aus der Hermizität von H und $\alpha_i^2 = \beta^2 = 1$ folgen Eigenwerte ± 1 , Spur verschwindet $\rightarrow$ Dimension gerade)

S: Also beispielsweise $D=2$ Dimensionen?

I: Nein, nur 3 antikommutierende 2×2 Pauli-Matrizen. Nächster Versuch mit $D=4$ führt zu den γ -Matrizen und unserer Dirac-Gleichung

I: (Wollte dann noch ein bisschen was über Minkowski Raum erzählen und die ganze gängige Schreibweise der rel. QM, hat ihn aber nicht sonderlich interessiert)

S: Okay. Durch die Wahl unserer Matrizen muss ja auch die Wellenfunktion ein vierkomponentiges Ding sein...

I: Genau, die Wellenfunktionen sind jetzt Spinoren die zwei Freiheitsgrade ($\rightarrow$ vier Komponenten) haben. Einmal positive und negative Energie, einmal Spinfreiheitsgrad.

S: Woher wissen sie, dass das der Spinfreiheitsgrad ist?

I: nichtrel. Grenzfall der Dirac-Gleichung ist die Pauli Gleichung. Koppelung an das B Feld passiert dort über die Größe, die gerade diesem Freiheitsgrad entspricht $\rightarrow$ Spin

S: Wie sieht das Energiespektrum aus?

I: Zeichne die Dispersionsrelation, jeweils für positive und negative Energien, sage, dass jeder Zustand zweifach (Spin Up, Spin Down) besetzt werden kann.

S: Wie würde das in $D=2$ aussehen?

I: Da brauchen wir nur drei antikommutierende Matrizen $\rightarrow$ Pauli Matrizen möglich $\rightarrow$ Wir verlieren Spinfreiheit

S: Wo ist denn der Grundzustand bei diesem Energiespektrum?

I: Nach $-\infty$ gezeigt. Gesagt dass das doof ist. Dirac fand das auch doof und hat den Dirac-See postuliert

S: Wissen Sie, wie der Stromdichteoperator in der rel. QM aussieht?

I: Nein (habe noch gemutmaß, dass der ähnlich aussieht wie in der nichtrel. QM.)

S: Das ist falsch. Wie würden Sie den denn herleiten?

I: Wahrscheinlichkeit ist erhalten. Das heißt wir können eine Kontinuitätsgleichung der Form $\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ aufstellen. Darüber kann ich dann mein $\mathbf{j}$ ausrechnen

S: Dann machen Sie mal.

I: (Explizit gemacht. Herleitung verläuft exakt so wie im nichtrel. Fall, nur setze ich eben den rel. Hamiltonoperator ein)

I: (Endergebnis sieht zum Vergleich ungefähr so aus: $\mathbf{j} = \text{const.} (\Psi^* \alpha_i \Psi - \Psi \alpha_i \Psi^*)$, müsste auch bestimmt in irgend einem Skript stehen)

S: Sehr schön. Qualitativ heißt das, dass der Wahrscheinlichkeitsstrom jetzt also von den α_i abhängt!

S: Wenn ich zwei Elektronen betrachte, überzeugen Sie mich, dass es einen Singlett und Triplet Zustand gibt (oder so ähnlich war die Frage)

I: Gesamtwellenfunktion muss gemäß Pauli antisymmetrisch sein, d.h. Spin WF anti- und Orts WF symmetrisch oder anders rum.

I: Spineinstellung für sym. Spin WF ist parallel, Drehimpuls addiert sich zu $l=1$, also mögliche Spinausrichtung mit $m=\pm 1, 0 \rightarrow$ Triplet

I: Spineinstellung für asym. Spin WF antiparallel, Drehimpuls addiert sich zu $l=0$, einzige Möglichkeit $m=0 \rightarrow$ Singlett

(Weiß nicht mehr, ob er mich auch zur Parität was gefragt hat. Jedenfalls ist die für zwei Teilchen im Wesentlichen aus den Ein-Teilchen-Paritäten gegeben als $P = P_i P_j (-1)^l$)

S: Was wissen Sie zu magnetischen Monopolen?

I: Maxwell-Gleichungen sehen mit magn. Monopolen hübscher (i.e. symmetrischer) aus. Wenn magnetische Monopole existieren muss die elektrische Ladung quantisiert sein.

S: Wissen Sie, warum das so ist?

I: Wenn ich mich recht erinnere ging die Argumentation über die Eindeutigkeit der WF, das heißt irgendeine Phase in der die Ladung drin steckt muss verschwinden $\rightarrow$ Ladung quantisiert

S: Sagt Ihnen der Aharonov Bohm Effekt etwas?

I: (Aufbau erklärt, Eichfreiheit von A und ϕ erwähnt, Invarianz der Schrödinger-Gl. fordert, dass die WF. bei einer Eichtrafo. noch eine Phase bekommt)

I: (Zusätzliche Phasendifferenz sorgt auf dem Schirm für "mehr" Interferenz also nur durch den Gangunterschied vom Doppelspalt)

S: Woher genau kommt die Phase nochmal?

I: Über die Koppelung an das Vektorpotential. Mathematisch setzt sich die Phase zusammen aus einem Wegintegral um den Solenoid.

S: Also was messen wir im Endeffekt mit der zusätzlichen Phase? Messen wir da jetzt den Wert des Vektorpotentials?

I: Hmm, ne. Das müsste dann der magnetische Fluss im Solenoiden sein (Die Formel die ich hingeschrieben habe hat mich an den magn. Fluss erinnert)

S: Genau, sehr schön.

S: Machen wir mal einen Sprung. Wir betrachten ein Wasserstoffatom im elektromagnetischen Feld. Berechnen sie mir die Matrixelemente für den Dipolübergang vom $1s$ Zustand.

I: (Keine Ahnung davon gehabt $\Rightarrow$ hab erstmal ein bisschen genuschelt und ganz grundlegend die Definition von so einem Matrixelement aufgeschrieben $\langle 1s | V | \Psi_{\text{final}} \rangle$)

I: Jetzt können wir ohne Beschränkung der Allgemeinheit wählen $E(r) = |E|z$. Dann sehen wir, dass $E(r)$ mit L_z vertauscht, und damit

I: $0 = \langle 1s | [L_z, z] | \Psi_{\text{final}} \rangle = (m_{1s} - m_{\Psi_{\text{final}}}) \langle 1s | z | \Psi_{\text{final}} \rangle$. Also muss das Matrixelement für $m_{\Psi_{\text{final}}} \neq 0$ verschwinden.

I: Das heißt ein möglicher Übergang ist beispielsweise $1s \rightarrow 2p_0$

S: Jetzt habe ich aber was interessantes für sie. Wenn ich mein E-Feld jetzt in die x-Richtung lege bekomme ich auf einmal Übergänge. Dabei ist $|1s\rangle$ doch rotationssymmetrisch, das verwirrt mich.

I: Äh, ja, mich auch.

S: (lacht) Naja, schauen Sie sich mal Ihre Rechnung an.

I: (Ich bin dann nach einigem auf dem Schlauch stehen darauf gekommen, dass $[L_x, z]$ logischerweise nicht verschwindet, dadurch wird meine Rechnung obsolet)

(Im Grunde hat er mich zu der Erkenntnis gebracht, dass ich eine ausgezeichnete Raumrichtung habe, in die kein Licht abgestrahlt wird bei einem Übergang, diese Richtung ist abhängig von $E(r)$)

(Siehe auch Steinhauser Theo E Skript Seite 110f)

S: Okay, als letztes noch eine Frage zur statistischen Physik. Berechnen Sie mir die Zustandssumme für ein 1D Ising Modell.

I: (Gesagt, was das Ising Modell auszeichnet, Hamilton hingeschrieben, umgeschrieben zu einer Summe über nächste Nachbarn, Transfermatrix eingeführt)

S: Wie sieht denn diese Transfermatrix explizit aus? Für einen Eintrag haben wir genug Zeit (Frage hat darauf abgezielt, ob ich die Form der Transfermatrix verstanden habe)

I: (Matrixelement für Spin Up/Up ausgerechnet: $H = -J \sigma_i \sigma_{i+1} - \frac{1}{2} \mu_B (\sigma_i + \sigma_{i+1}) \rightarrow T_{11} = \exp(-\beta(J + \mu_B))$)

I: Dadurch vereinfacht sich die Zustandssumme für ein System mit N Spins zu einer Summe über $\langle \sigma_1 | T^N$

I: Wenn ich eine Spinkette ($\sigma_{N+1} = \sigma_1$) oder unendlich großes System habe (Randterme verschwinden) ist die Zustandssumme gegeben als $\text{Tr}(T^N) = \lambda_1^N + \lambda_2^N$.

S: Wie sieht das mit geordneten Zuständen aus?

I: Das kommt auf die Dimensio...ah ne wir sind ja beim 1D Ising Modell, das heißt da bekommen wir nur geordnete Zustände für $B=T=0$ (also nie), für höhere Dimensionen ist das anders.

S: Wieso?

I: Intuitiv hab ich mir das immer über die Anzahl der nächsten Nachbarn gemerkt. In $D=1$ haben wir nur zwei nächste Nachbarn, für $D=2$ schon vier, usw. das heißt der "Gruppenzwang" wird größer.

I: Formal mathematisch läuft das Argument aber über irgendwelche Domänenwände.

S: (nickt eifrig und erzählt, dass die Skalierung dieser Wände für unterschiedliche Dimensionen unterschiedlich ist, daher kommt das abweichende Verhalten in höheren Dimensionen)