
会場 C

領域 9, 11

C-1 i相 Ag-In-Yb 準結晶表面におけるペンタセン分子の安定吸着構造の探索

鹿児島大院理^A, NIMS^B 佐藤壮紀^A, 廣戸孝信^B, 松下能孝^B, 野澤和生^A

走査型トンネル顕微鏡を用いた先行研究により、icosahedral(i)相 Ag-In-Yb 準結晶 2 回軸表面に吸着したペンタセン (P_n) 分子は、基板の Yb 原子の分布に依存して準周期的に配列することが確認されている。また、個々の P_n 分子は、基板の 5 回及び 2 回対称軸方向に沿い、Yb 原子のペアから成るサイトに吸着することが報告されている [1]。

本研究では、この 2 回軸表面における P_n 分子の吸着を密度汎関数理論 (DFT) による理論計算によって調査した。計算には Vienna Ab-initio Simulation Package を使用した。従来の DFT 計算では、周期性を持たない準結晶表面を扱うことができないため、既存の原子構造データ [2] から切り出した原子クラスタにより表面を近似する方法 (クラスタモデル) を用いて計算を行った。また、クラスタモデルは原子吸着エネルギーの計算精度がクラスタの大きさに依存するため、以前我々が行った吸着エネルギーのクラスタサイズ依存性の検証結果 [3] を計算精度の目安として用いた。今回の計算では、P_n 分子 1 つを円柱状クラスタに対して水平に配置し、P_n 分子の位置を 5 回又は 2 回対称軸方向に沿って変位させながら吸着エネルギーを求めた。また、同様の計算を複数の異なるサイトにおいて行った。発表では、これらの計算結果をもとに、準結晶表面における P_n 分子の安定吸着構造について議論する予定である。

参考文献

- [1] A. Alofi, D. Burnie, S. Coates, R. McGrath, H.R. Sharma, *Mater. Trans.* 62 (3), 312-316 (2021).
- [2] H. Takakura, C.P. G ó mez, A. Yamamoto, M. de Boissieu, A.P. Tsai, *Nat. Mater.* 6, 58-63 (2007).
- [3] M. Sato, T. Hiroto, Y. Matsushita, K. Nozawa, *Mater. Trans.* 62 (3), 350-355 (2021).

C-2 酸素原子吸着による PdZn(111) 表面の構造変化の第一原理計算

鹿児島大理^A, (株)RKKCS^B, 中大理工^C 岩村和哉^A, 大谷友輔^B, 石井靖^C, 野澤和生^A

PdZn 触媒は、メタノール水蒸気改質 (Methanol Steam Reforming, MSR) において Cu 系触媒と同程度の活性、CO₂ 選択性を持つ。この PdZn 触媒の CO₂ 選択性に関して、MSR 反応中に触媒表面に形成される ZnO の重要性が指摘されているが、ZnO が MSR 反応中に PdZn 表面に形成されるメカニズムは不明である [1,2]。そこで本研究では、ZnO 形成の可能性や、形成される場合の仕組みを明らかにするため第一原理計算を用いて酸素原子を PdZn(111) 表面に吸着させた際の表面の構造変化を調査した。

計算には、擬ポテンシャルと平面波基底を用いた第一原理計算パッケージである VASP(Vienna Ab-initio Simulation Package) を使用した。表面構造はそれぞれ 6 層の原子層と真空層から構成されるスラブモデルを用いて近似した。真空層においては約 12 Å の厚さをとり、原子層においてはバルク側の 3 原子層を固定し、真空側 3 層を構造緩和させた。(2x2) 単位胞を用いて、酸素被覆率が 1ML に至るまで酸素原子を吸着させ、表面の構造変化を調査した。

酸素被覆率が 0.75ML に達した際、最表面 Zn 原子と吸着酸素原子からなる擬似 ZnO 構造が得られた。この擬似 ZnO 構造は、ZnO(ウルツ鉱型構造) に見られる Zn-O の六角形リングと、subsurface に入り込んだ吸着酸素原子によって特徴付けられる構造である。酸素被覆率 1ML の際にも、同様に擬似 ZnO 構造が得られた。この特徴的な構造は酸素被覆率 0.125ML 0.625ML の際には出現しなかった。

[1] M. Friedrich, D. Teschner, A. Knop-Gericke and M. Armbruster, J. Catal. 285, 41 (2012)

[2] G. K. Smith, S. Lin, W. Lai, A. Datye, D. Xie and H. Guo, Surf. Sci. 605, 750 (2011)

C-3 低温水素吸蔵を利用したパラジウム水素化物の生成とその超伝導特性

九大工^A, 九大院工^B, 岡山理科大^C 加藤遼馬^A, 宮川一慶^B, 廣田壮平^B, 稲垣祐次^C, 河江達也^B

パラジウム水素化物 (Pd-H) は、水素吸蔵金属の典型例として基礎物性から応用まで幅広い分野で長年大きな注目を集めている。Pd は水素を吸蔵すると、まず Pd の非常に大きな磁化率が急激に抑制されていく。そして反磁性が出現した後、水素濃度 ($x = H/Pd$) が $x = 0.75$ 以上になると超伝導が出現する。この超伝導転移温度は水素濃度の増加とともに上昇し、 $x = 1$ では約 10K 程度になる。我々の研究室では温度 $T = 200K$ で水素吸蔵を行うことで、常圧下でも高水素濃度の PdH_x が生成可能であることに注目して実験を行っている [1]。Quantum Design 社の MPMS SQUID 磁束計と研究室自作の 3He インサートを組み合わせた測定システムを構築し、PdH_x の超伝導転移における温度 - 磁場相図などを明らかにしている [2,3]。一方、PdH_x の超伝導ギャップなどそのミクロ物性についてはほとんど実験がない。そこで本研究では点接合分光実験用の超伝導薄膜試料作製を目的に、Pd 膜 (15 μ m) への水素吸蔵とその超伝導特性の測定を行っている。講演ではこれら実験結果について報告する予定である。

[1] H. Akiba et al., Phys. Rev. B92, 064202 (2015).

[2] Y. Inagaki et al., J. Phys. Soc. Jpn, 87, 123701 (2018).

[3] T. Kawae et al., J. Phys. Soc. Jpn, 89, 051004 (2020).

C-4

超伝導ナノコンタクトを利用した低温水素吸蔵の高精度検出

九大院工^A 宮川一慶^A, 高田弘樹^A, 河江達也^A

我々は、水素が持つ強い量子性に着目して、液体水素 (LH₂) 中に浸した金属ナノコンタクトの電気伝導特性の変化を追跡することにより、低温における金属内部への水素吸蔵、拡散の直接的観測を行っている。これまでに、Nb, V, Pd から作成した金属ナノコンタクト両端に LH₂ 中で 30 mV 以上の電圧を印加すれば $T \sim 20$ K でも水素吸蔵が促進されることを明らかにしている [1,2]。今回、超伝導ナノコンタクトの電気伝導特性を利用することにより、微小な電圧印加でも水素吸蔵が誘起されるかに着目して実験を行った。

図 1 は $T \sim 4.4$ K で水素中に曝露した Nb ナノコンタクトの $I-V$ 特性を示しており、それぞれ、8, 40, 70 mV の電圧を印加後に測定したものである。印加電圧を増加すると、ゼロバイアスにおけるジョセフソン電流の大きさが抑制されることが分かる。この抑制は、ナノコンタクト周辺に吸着した水素原子がコンタクト内部に侵入したことによって、透過率が減少したためだと考えられる。講演では、より微小電圧印加の場合についても詳細に報告する。

[1] K. Ienaga, H. Takata, Y. Onishi, *etal.*, Appl. Phys. Lett. **106**, 021605 (2015).

[2] 家永, 高田, 河江, 固体物理 **53**, 317 (2018).

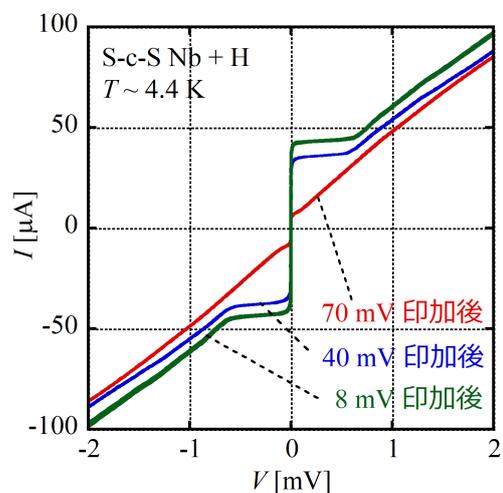


図 1. $T \sim 4.4$ K で水素中に曝露した超伝導 Nb ナノコンタクトに対して、最大で 8, 40, 70 mV の電圧を印加後に測定された $I-V$ 特性の変化。

C-5

砂山の斜面の揺らぎ

九大院理^A 山科スミレ^A, 稲垣紫緒^A

山の斜面は角度が小さいほど長い時間山崩れを起こさず安定を保つが、日本では 35° を境に急激に崩壊しやすくなる [1]。そのため、ほとんどの条例で 30° 以上の斜面を崖と定義している。このように斜面を形成する粒子が滑らず安定を保つ最大の角度のことを“安息角”いう。室内実験ではこれまで斜面を形成する粒子のサイズや密度などの違いにより安息角が変化することが確かめられてきたが、正確なメカニズムは未だ解明されていない。我々の砂山の角度を測った実験では、粒子の物性だけでなく床の材質などの外的要因によっても角度が異なることを確認している。また、安息角は各粒子がとれる最大の角度とされているものの、注入法や排出法などの実験の系や解析方法によっても異なるという問題がある [2]。そこで我々は砂山の斜面全体の角度ではなく、局所的に斜面の角度を観測しその揺らぎを見た。その際の各角度の発生頻度を確かめた。[1] S. Yanai, 光珠内季報 No.72, 6 (1988) [2] Y. Grasselli, H.J. Herrmann. Physica A 246, 301 (1997)

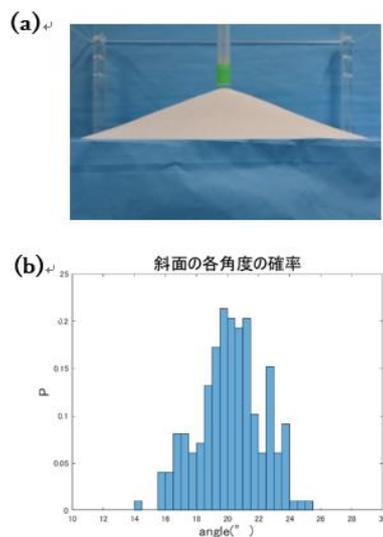


図 1 : (a) 砂山の写真

(b) 10 粒子の幅での局所的な斜面の角度の確率密度

C-6 粉体斜面流における障害物周りの速度場

九大院理^A 山口雅也^A, 稲垣紫緒^A

大会場で非常事態が起こり、大人数が一斉に出口から出ようとすると、密集して出づらくなる [1]。サイロなどでも粒子の集団が狭い出口から出ようとすると、詰まって出なくなったり、出るスピードが遅くなったりする。これは主に粒子の数密度が出口付近で大きくなり、アーチを形成することが原因である。しかし、出口手前に障害物を設置すると粒子の流れが変わり、詰まりにくくなったり、出るスピードが速くなったりすることがある [2]。また、砂時計のような容器に入った粉粒体は、液体と違って残りの量にかかわらず一定の流量で排出されることが知られている [3]。今回は粒子の詰まりが起きにくい二次元斜面系 (図 1) に粒径 5mm のアルミナボールを約 4000~6000 個流し、狭い出口から排出される 1 秒当たりの粒子数や障害物周辺の速度場を実験的に測定した。そして、障害物の有無や位置などにどれほど影響されるのか調べた結果を報告する。

参考文献 [1] Dirk Helbing, *Transportation Science* 39,1, (2005). [2] Iker Zurigul et al., *PRL* 107, 278001 (2011). [3] 砂時計の七不思議、田口義弘著、中公新書



図 1: セットアップ

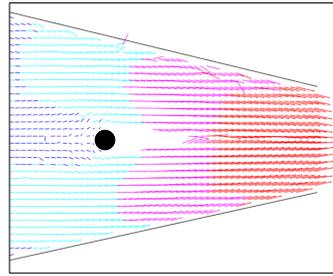


図 2: 高速度カメラを用いて速度場を実験的に測定した

C-7 高充填回転円筒系における粉粒体の輸送現象

九大院理^A 米田翔一^A, 稲垣紫緒^A

回転ドラムにおける粉粒体の分離現象とは、サイズが 2 種類の混合粒子が入った円筒を中心軸を水平にして回転させることで、粒子が分離して縞模様が円筒表面に出る現象のことである。円筒内の充填率に依存して、縞模様の振動や中央から両端に向かう進行波などいくつかのパターンが観察されている [1]。今回我々は単種粒子を用いることで、分離現象がない場合における移流構造を調べた。同心二重円筒を単種粒子で満たし、一部はストライプ状に色だけ異なる粒子を配置することで、移流の時間発展を観察した。回転中の円筒表面と回転後の断面 (図 1) の光量を計測することで、着色粒子の移流の定量化を行った。移流構造の特徴 (実験事実) を満たす軸方向速度分布モデル (図 2) を提案する。非圧縮性物質とパッシブスカラー輸送の仮定から導かれる体積流量の保存を用いて、軸方向速度から動径方向速度分布 (図 3) を導出した。速度が空間依存する移流方程式を立式し、着色粒子の比率を有限差分法によって求めた。最後に、観測値とシミュレーション (図 4) を比較して、モデルの定性的な評価を行った。 [1] S. Inagaki, H. Ebata, and K. Yoshikawa. *PRE*, 91, 010201(R) (2015)

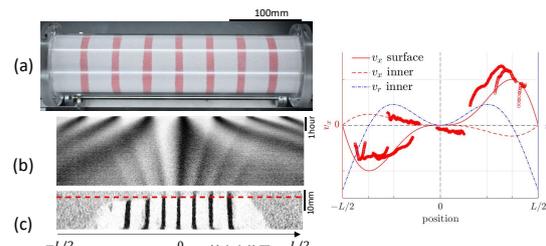


図 1. (a) セットアップ (b) 回転中の円筒表面 (c) 5時間後の断面

図 2. 速度分布の観測値とモデル
○: 表面の v_s の観測値
* : 内層の v_i の観測値

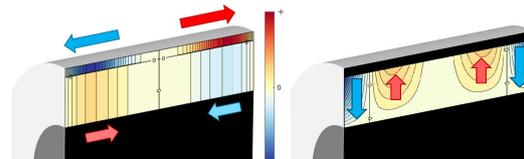


図 3. 断面における速度分布モデル (等値線つきヒートマップ)
(a) 軸方向速度 (b) 動径方向速度

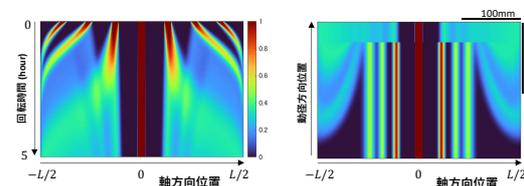


図 4. 着色粒子の比率のシミュレーション (ヒートマップ)
(a) 回転中の円筒表面 (b) 5時間後の断面

C-8

同期している振動子間の非対称な結合強度の推定

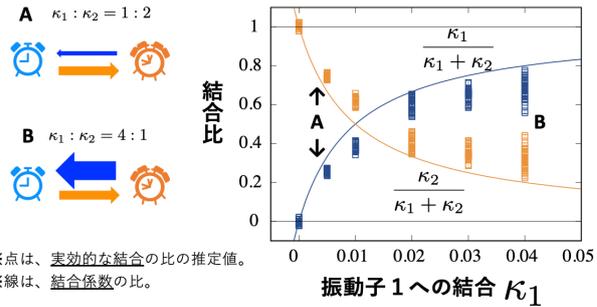
九州大学大学院芸術工学研究院^A, 九州大学数理・データサイエンス教育研究センター^B, 九州大学芸術工学部^C, 東京大学大学院新領域創成科学研究科^D 森史^{A,B}, 岩見貴弘^C, 郡宏^D, 伊藤浩史^{A,B}

非侵襲での測定が望ましいシステムにおいて、要素間相互作用の計測には工夫が必要である。ノイズ等の要因を勘案すると、要素間の相関を測ったとしても結合の強度が必ずしも得られるわけではない。非対称な結合強度をそれぞれの方向ごとに知る方法があれば、例えば、植物の根に存在する概日時計と葉に存在する概日時計の間に、主従関係があるのか、あるいは、対等な関係なのかという問いに、答えることができる。

本研究では、対称結合系に限られていた推定理論 [1] を拡張し、ノイズ環境下にある 2 つの振動子 (同一である必要はない) の非対称結合系において、2 方向それぞれの結合強度の比を、1 周期に 1 回訪れる同位相時刻 (スパイク時刻) 列のデータだけから推定する理論を構築した。FitzHugh–Nagumo 振

動子結合系を用いて検証したところ、実効的な結合強度の比を推定することができた (図)。メトロノームを使った検証実験の結果も報告する予定である。

[1] Fumito Mori and Hiroshi Kori, Inference methods for interaction and noise intensities using only spike-time data on coupled oscillators. arXiv:1308.6140v2



※点は、実効的な結合の比の推定値。
※線は、結合係数の比。

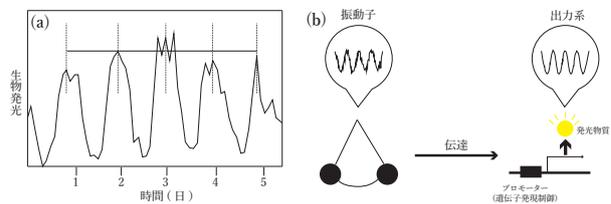
C-9

概日リズムの出力系のゆらぎ

九州大学芸術工学部^A, 九州大学芸術工学研究院^B, 数理・データサイエンス教育研究センター^C 梶穂高^A, 森史^{B,C}, 伊藤浩史^{B,C}

生物の約 24 時間周期の活動リズムは概日リズムと呼ばれる。原核生物であるシアノバクテリア 1 細胞の概日リズムの遺伝子発現を生物発光により観察すると、周期は一定ではなく、サイクルごとにゆらいでいる [図 (a), 1]。概日リズムは細胞内在の振動子によって作られ伝達され、出力系である発光遺伝子の発現がリズムカルに起こる [図 (b)]。本研究では「振動子」と「出力系」の周期のゆらぎの大きさを比較するため、「ノイズな振動子の周期のゆらぎに関する理論」 [2] を元に振動子と出力系の結合のモデルを解析した。その結果、発光物質の分解速度を変えることで、出力系の周期

のゆらぎを振動子より小さくできることが分かった。このことから、概日リズムのゆらぎを抑えるメカニズムとして、出力系への伝達が重要ではないかと考えている。 [1] Mihalcescu et al. Nature 2004 [2] Mori & Mikhailov PRE 2016



C-10 液晶電気対流におけるノイズの影響

九州工業大学 許研究室^A 塩見雅人^A, 許宗焄^A

本研究では, 交流電圧によって発生する液晶電気対流現象と, ノイズによる確率共鳴現象に注目した. 印加する交流電圧 $V(t)$ の振幅と位相に対しノイズを加え, 対流が発生する閾値電圧 V_c への影響について調査した. ノイズは *cutoff* 周波数 f_c によるカラーノイズとホワイトノイズ ($f_c \rightarrow \infty$) を用いた. 先行研究ではそれぞれに独立した位相, 振幅ノイズ (ϕ_N, V_N) を加えると, V_c が単調的に減少, 増加するものと, 非単調的な振る舞いをする確率共鳴現象を示す結果が得られた (図は位相ノイズのみ加えた結果). そこで今回の研究では, 位相, 振幅の両方に同時にノイズを加え, 閾値電圧 V_c がどのように変化するかを数値計算の手法で調査した. ϕ_N, V_N の強度によって単調的な振る舞いを示すものと, 非単調的な振る舞いを示す確率共鳴現象や逆確率共鳴現象等の興味深い結果が得られた.

C-11 キラルなフォトニック結晶におけるトポロジカル相

九州大学理学府物理学専攻^A 米澤弦起^A, 福田順一^A

ブリルアンゾーン内の波数ベクトルでモードを指定するバンド理論は固体電子論で用いられてきた手法であるが, 量子ホール効果やトポロジカル絶縁体の研究を契機に, バンド構造をトポロジカル不変量で分類するという新たなアプローチが生まれた. このアプローチは古典系に対しても有効であり, 興味深い例としては屈折率が周期的に変化する構造体であるフォトニック結晶が挙げられる. 実際, 先行研究 [1] では蜂の巣格子状のシリンドーからなるフォトニック結晶を变形することによってトポロジカルなフォトニック結晶を実現している. 本研究では今まであまり注目されてこなかった鏡映対称性の破れた系を考え, 先行研究と同様にトポロジカルなフォトニック結晶が実現することを確認した. また, 鏡映対称性が破れた場合に特有の電磁場の伝播も見られた.

[1] Long-Hua Wu and Xiao Hu, Phys. Rev. Lett 114, 223901 (2015).

C-12 保存力学系におけるカオス拡散の統計的性質

福岡県立大人社^A 石崎龍二^A

流体粒子のカオス的運動は、ラグランジアンカオスと呼ばれる [1]。ラグランジアンカオスの研究においては、通常、流体の非圧縮性が仮定され、流体粒子の運動を記述する方程式は保存力学系となる。低次元保存力学系におけるカオス拡散の解析および数値的研究は、乱流輸送現象を力学系の観点から解明するための有効な手がかりを与えるものと期待される。

低次元保存力学系におけるカオス拡散では、相空間上でブラウン運動のような通常拡散（平均 2 乗変位が t に比例）や異常拡散 [平均 2 乗変位が t のべき乗（指数が 1 とは異なる）に比例] が生じる。

講演では、代表的な保存力学系の 2 次元の標準写像 [2]

$$p_{n+1} = p_n - \frac{K}{2\pi} \sin 2\pi\theta_n,$$
$$\theta_{n+1} = \theta_n - p_{n+1}$$

と標準写像を結合した 4 次元写像における相空間内でのカオス軌道の拡散 [3] の統計力学的性質について報告する。

参考文献

- [1] T. H. Solomon and J. P. Gollub: Chaotic particle transport in time-dependent Rayleigh-Bénard convection, Phys. Rev. A38, pp. 6280-6286 (1988).
- [2] R. Ishizaki, T. Horita, T. Kobayashi and H. Mori: Anomalous Diffusion Due to Accelerator Modes in the Standard Map, Prog. Theor. Phys., Vol. 85, No. 5, pp. 1013-1022 (1991).
- [3] 石崎龍二「保測写像におけるカオス軌道の相対拡散」, 福岡県立大学人間社会学部紀要, Vol. 17, No. 2, pp. 109-118 (2009).

C-13 DFF walker モデルによる自己回避、自己回帰性

九州工業大学 情報工学部 物理情報工学科^A 大澤智興^A

[序論]

樟脳粒を水面に浮かべると、自己駆動粒子として振る舞うことが知られている [1]。樟脳分子は、粒から水の表面への溶解、拡散するが、濃度の対称性が破れ、濃淡が生じると、濃度が高い方が表面張力が低くなり、結果的に樟脳粒は表面張力の大きい方へ、つまり樟脳濃度が低い方向へ移動する。このような自己駆動粒子は、微分方程式によりモデル化 [2] されてきたが、その一方で、動的フロアフィールド (DFF) モデル [3] を用いてモデル化と解析を行った [4-5]。

[方法とモデル]

既に [4-5] において、モデル樟脳粒は、直進運動性を示し、自己駆動粒子として振る舞うことを解析的、数値的に示したが、1 次元のみを対象としていた。そこで、2 次元内に拡張し、その特徴を捉えるために、移動距離の 2 乗平均 $\langle r^2 \rangle$ 等を指標として比較を行った。

[結果と考察]

$\langle r^2 \rangle$ は、DFF モデル中のパラメタである (拡散), (昇華), k_D (選好), f_P (溶解) に依存して大きく変化した。より小さい k_D では、 $\langle r^2 \rangle$ はランダムウォーク (RW) よりも大きく自己回避性を示し、より大きい k_D では、逆に自己回帰性を示した。本モデルは、自己の過去の粒子の存在位置がフィールドに履歴として残存するため、 $k_D = 0$ など、履歴を無視できる条件以外では、RW から大きく離れた振る舞いを示す。

- [1] S. Nakata, Y. Iguchi, S. Ose, M. Kuboyama, T. Ishii, K. Yoshikawa, Langmuir 13 (1997) 4454.
- [2] Y. Hayashima, M. Nagayama, S. Nakata, J. Phys. Chem. B 105 (22) (2001) 5353.
- [3] A. Kirchner, K. Nishinari, A. Schadschneider, Phys. Rev. E 67, 056122 (2003).
- [4] 大澤智興, 第 26 回交通流と自己駆動粒子系シンポジウム論文集, 55 (2020).
- [5] 大澤智興, 日本物理学会秋季大会, 23pL1-13 (2021).

C-14

第一原理計算による Lieb 格子上的水素原子の磁性状態解析

福岡工業大学^A 森亮輔^A, 西将輝^A, 丸山勲^A

Lieb 格子はフラットバンドとディラック型バンドを同時に持ち、光格子により実現されるなど注目されている。光格子中の原子や物質中の電子を一般に扱うと次近接ホッピングや粒子間多体相互作用などにより問題は複雑になるが、Lieb 格子に同一元素を配置した場合には格子定数を変化させればディラック型バンドが現れることが第一原理計算により分かっている [1]。しかし、そこでは磁性状態は解析されていない。よって本研究では第一原理計算プログラム (VASP) を用いて Lieb 格子 (図) に水素原子を配置した際の磁性状態を解析することを目的とする。

計算条件として、ユニットセル中に 3 原子配置し、擬二次元面を作成するため格子面の間隔を格子定数 $\times 5$ とし、カットオフエネルギーを 250eV、全エネルギーの許容誤差を 1.0×10^{-4} eV、k 点を $7 \times 7 \times 1$ 点、幅 0.1eV のガウス型スミアリングを使用した。また、スピンを考慮し、Projector Augmented-Wave (PAW) 法の Perdew, Burke, Ernzerhof (PBE) による擬ポテンシャルを使用している。

九州大学 ITO システムを利用して計算した結果、複数の準安定なスピン配置が得られたが、主に安定なスピン配置とし

て、フェリ磁性状態 (図中の黒点にダウン磁化、白点にアップ磁化) が得られた。発表では、これら磁性状態の詳細について議論する予定である。[1] 下柳田千晶, 森亮輔, 西将輝, 丸山勲: 全電子計算法と強束縛模型を用いた Lieb 格子の研究, 第 126 回日本物理学会九州支部例会 (オンライン), 2020。

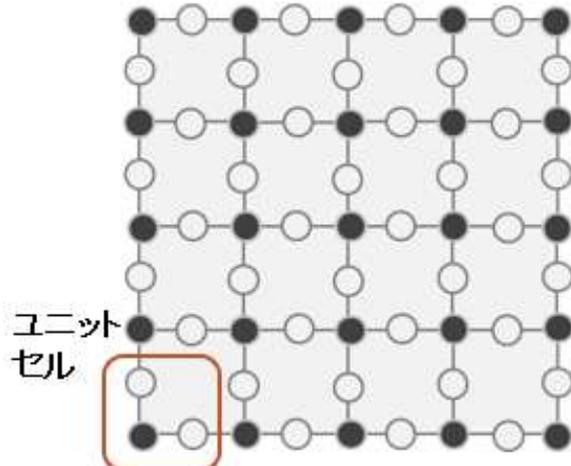


図 Lieb 格子

C-15

n 媒体 (ガラス等) 内での相対論的光行路と光行差

長崎県立五島高校^A 山本文隆

n 媒体内での相対論的光行路と光行差

山本文隆
長崎県立五島高校

九州の物理教育 Vol 14, 2018. 3 「マイケルソン・モーレーの実験、媒体論と相対論は一致した」での提起内容について、n 媒体 (ガラス等) 中での相対論的光路、光行差の関係をすっきり纏まった。相対論と媒体論は一致する。n 媒体内での特殊相対性理論の角度 (光行差) は、やはり n の値によって変化するが、見事な関係式で統一されており、それぞれの光路長に影響を与えない。したがって相対論と媒体論を見分ける術はいまのところない。

1. 媒体論と相対論、比較のための設定
仮絶対空間 (S 系) の運動速度 $v = c \beta$ 、収縮率 $\alpha = \sqrt{1 - \beta^2}$ 、時間遅延 $\gamma = 1 / \alpha$ 、観測盤や n 媒体は地球系 (S' 系) において変化せず、半径 R、屈折率 N は定数。逆に S 系観測盤や n 媒体は地球に随伴し経路 r、屈折率 n などお方は、S 系での地球進行方向からの角度を θ 、対応する S' 系での角度を ϕ で表す。媒体論 (観測器ローレンツ収縮) に従い往路 r を求めると (図 4 下で $N = n = 1$)

$$X = \alpha R \cos \phi + \beta r = r \cos \theta$$

$$Y = R \sin \phi = r \sin \theta, \quad ct = r \dots 1-1$$

$$\text{よって } r = \frac{\alpha R \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} R \dots 1-2$$

この光路の反射面の時空間式を求める

$$\alpha^2 (X - \gamma \beta R)^2 + Y^2 = R^2 \dots 1-3$$

$$ct = \beta X + \alpha R \dots 1-4$$

光路の反射点群はローレンツ空間面に乗る。自然界は媒体系でもローレンツ座標を選択。また光速である力線の結合面もローレンツ座標上。従って地上観測者は自らの絶対変化を感じない。

2. 真空中での経路 = 光路 r

真空中では相対論も媒体論も全く変わらない。違いは相対論がローレンツ変換を真と捉えるので、同じ系では時間帯が静止者と運動者と異なる。これに対し媒体論ではローレンツ変換を見かけと捉え、時間は絶対空間の中で厳然と流れると考える (図 1 上下円筒時間帯)。

そこで S' 系での観測盤上の光路の反射点群 (X' = R \cos \phi, Y' = R \sin \phi, ct' = R) を S 系にローレンツ変換し角度変換式を代入し

$$X = \gamma (\cos \phi + \beta) R = \frac{\alpha \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} R = r \cos \theta \quad 2-1$$

$$Y = R \sin \phi = \frac{\alpha \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} R = r \sin \theta \quad 2-2$$

$$ct = \gamma (1 + \beta \cos \phi) R = \frac{\alpha}{1 - \beta \cos \theta} R = r \cdot 2-3$$

真空中では光は光速なので光路 ct = 経路 r。

※ 媒体論での 1-1 式上段 $\alpha R \cos \phi + \beta r = r \cos \theta$ に 2-3 式よりの $\beta r = \gamma \beta R + \gamma \beta^2 R \cos \phi$ を入れると $\gamma R \cos \phi + \gamma \beta R = r \cos \theta$ となり相対論の 2-1 式と一致する。

真空中では媒体論と相対論の見分はつかない。

2. マイケルソン・モーレー n 媒体中での実験

(1) 地上 (S' 系) の実験を絶対空間 (S 系) へ

1) S' 系 n 媒体中での相対論的光路

観測盤は地球に静止しており n' 媒体中での屈折率は方向により変化する。このとき $n' = N$ とすると正円の光路は N 倍に延びる。従って光速 $c = c / N$ より $ct' = NR$

$$X' = R \cos \phi, \quad Y' = R \sin \phi \dots 3-1$$

$$(R : \text{光路}, N : \text{屈折率}, \text{光速} \omega' = 1 / N)$$

ϕ : (S 系の進行方向からの) 角度

2) S 系 n 媒体中での相対論的光路

S 系での光路 r と 3-1 式をローレンツ変換したものごとを比較して

$$S \text{ 系 } X = r \cos \theta = \gamma (\cos \phi + N \beta) R \quad 3-2$$

$$Y = r \sin \theta = R \sin \phi \dots 3-3$$

$$ct = nr = \gamma (N + \beta \cos \phi) R \quad 3-4$$

(θ : 角度, n : 屈折率, 光速 $\omega = 1 / n$)

2) 相対論的速度合成式より導く屈折率、媒体論の場合の随伴公式が相対論的速度合成の近似であることは周知で、本質的には同じである。相対論的速度合成式は

$$\omega' \cos \phi = \frac{\omega \cos \theta - \beta}{1 - \omega \beta \cos \theta} \quad 3-5$$

$$\omega' \sin \phi = \frac{1 - \omega \beta \cos \theta}{1 - \omega \beta \cos \theta} \quad 3-6$$

屈折率に置き換えると

$$\frac{1}{N} \cos \phi = \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad 3-7$$

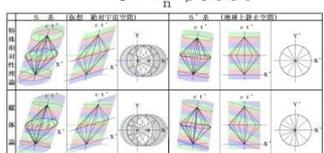


図 1 相対論と媒体論の光路 n 媒体

$$\frac{1}{N} \sin \phi = \frac{\alpha \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad 3-8$$

$$\frac{1}{N^2} = \frac{(\cos \theta - n \beta)^2 + \alpha^2 \sin^2 \theta}{(n - \beta \cos \theta)^2} \quad 3-9$$

ここで分子の平方根を d とおくと

$$d^2 = (\cos \theta - n \beta)^2 + \alpha^2 \sin^2 \theta$$

$$= (1 - n \beta \cos \theta)^2 + (n^2 - 1) \beta^2 \sin^2 \theta \quad 3-10$$

$$(d = \sqrt{(1 - n \beta \cos \theta)^2 + (n^2 - 1) \beta^2 \sin^2 \theta})$$

$$N = \frac{n - \beta \cos \theta}{\sqrt{(1 - n \beta \cos \theta)^2 + (n^2 - 1) \beta^2 \sin^2 \theta}} \quad 3-11$$

なお、相対論的速度合成式の対称性より

$$D^2 = (\cos \phi + N \beta)^2 + \alpha^2 \sin^2 \phi$$

$$= (1 + N \beta \cos \phi)^2 + (n^2 - 1) \beta^2 \sin^2 \phi \quad 3-12$$

$$(D = \sqrt{(\cos \phi + N \beta)^2 + \alpha^2 \sin^2 \phi})$$

$$= \sqrt{(1 + N \beta \cos \phi)^2 + (n^2 - 1) \beta^2 \sin^2 \phi}$$

として

$$n = \frac{N + \beta \cos \phi}{\sqrt{(1 + N \beta \cos \phi)^2 + (N^2 - 1) \beta^2 \sin^2 \phi}} \quad 3-13$$

4) n 媒体中での光路方向 (光行差)

3-7,8 から正接を求め正弦弦を導くと

$$\cos \phi = \frac{c \cos \theta - n \beta \sin \theta}{D} = \frac{\alpha \sin \theta}{D} \quad 3-14$$

$$\tan \phi = \frac{\alpha \sin \theta}{\cos \phi + N \beta} \quad 3-15$$

$$\cos \theta = \frac{\alpha \sin \phi}{\cos \phi + N \beta} \quad 3-16$$

5) D と d の関係、他各種関係

$$\sin \phi = \frac{\alpha \sin \theta}{D} = \frac{\alpha}{D} \cdot \frac{D}{d} \sin \theta$$

$$\text{より } Dd = \alpha^2 \quad 3-17$$

$$\cos \phi = \frac{\cos \theta - n \beta}{D} = \frac{\cos \theta + N \beta - n \beta}{D} \quad 3-18$$

$$\text{より } nD - N = \beta \cos \phi \quad 3-17$$

$$\text{同様に } nN - d = \beta \cos \theta \quad 3-18$$

また $n^2 - 1 = \frac{\alpha^2}{D^2} (N^2 - 1)$ と 3-16 式より

$$D (n^2 - 1) = d (N^2 - 1) \quad 3-19$$

$$nr = \gamma DR = \frac{\alpha}{D} R \quad 3-20$$

$$r = \gamma (N + \beta \cos \phi) R \quad 3-21$$

$$R = \frac{\alpha}{\gamma} L = \gamma dr \quad 3-22$$

$$NR = \gamma (n - \beta \cos \theta) r \quad 3-23$$

4. 地球静止を宇宙絶対空間へ変換した式を

定数 N と絶対空間の文字関数へ書き換え

1) 光路 nr と経路 r を表す。

$$\tan \theta = \frac{\alpha \sin \phi}{\cos \phi + N \beta} \text{ より}$$

$$\cos \phi = \frac{N \beta \cos \theta + \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \theta - N^2 \beta^2 \sin^2 \theta}}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \quad 4-1$$

$$\sin \phi = \frac{N \alpha \cos \theta + \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \theta - N^2 \beta^2 \sin^2 \theta}}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \sin \theta \quad 4-2$$

よって $nr = \gamma (N + \beta \cos \phi) R$

$$= \frac{N \alpha + \beta \cos \theta + \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \theta - N^2 \beta^2 \sin^2 \theta}}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} R \quad 4-3$$

$$r = \gamma DR = \frac{N \alpha \beta \cos \theta + \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \theta - N^2 \beta^2 \sin^2 \theta}}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} R \quad 4-4$$

※ 図 1、図 2 の反射点群はこの式で描かれた。

2) 反射点群の式、

$$n \text{ 媒体 } \alpha^2 (X - \gamma \beta NR)^2 + Y^2 = R^2$$

$$= \gamma (c \beta X + \alpha R) R \quad 4-5$$

なお世界円筒 (反射点群の時間的軌跡) は

$$\gamma^2 (X - \beta ct)^2 + Y^2 = R^2 \quad 4-6$$

5. 媒体論

ローレンツ収縮した観測盤から導かれる光路は

$$X = r \cos \theta = \alpha R \cos \phi + n \beta r \dots 5-1$$

$$Y = \theta = R \sin \phi \dots 5-2 \quad ct = nr \dots 5-3$$

であるが $nr = \gamma (N + \beta \cos \phi)$ なので

$$X = r \cos \theta = \alpha R \cos \phi + \gamma \beta (N + \beta \cos \phi) R$$

$$= \gamma (c \beta X + \alpha R) R \dots 5-4$$

となり相対論の光路と一致。媒体があるとして

求めた式もローレンツ変換に耐ええる。

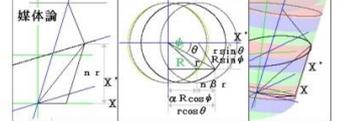


図 2 n 媒体光路の導出 上相対論 下媒体論

C-16

感染症の周期的感染曲線の自己組織化

科教総研^A, 九大^B 小田垣 孝^{A,B}

2019年に始まったCOVID-19の感染状況は、いくつかの国を除いて今なお収束とはほど遠く、ほとんどの国で波状の感染曲線が見られる。感染曲線の波動の周期は、国毎に異なっていることから、季節性ではなく、むしろ政府の対策と人々の行動自粛の変化によって生じると考えられる。この特徴を理解するために、感染者数の時間依存性が $dI/dt =$

(1) I で記述され、増減率が実際に見られるように I 面上の楕円 $(I/I_0)^2 + [(I - I_0)/\Delta]^2 = 1$ で与えられるモデルを考える。この感染モデルは厳密に解くことができ [1], $a = (I_h - I_l)/(I_h + I_l)$ ただし $I_h = I_0 + \Delta$, $I_l = I_0 - \Delta$ をパラメータとして次の性質が示される。(1) $a < 1$ (すなわち $I_l > 0$) のとき、感染曲線は振動を示し、周期 T は $T_0 = (I_h - I_l)/(I_h I_l)^{(1/2)}$ で与えられる(下図(1))。(2) $a = 1$ (すなわち $I_l = 0$) のとき、感染曲線は一つのピークを示し、その後べき指数 -2 のべき関数で減衰する(下図(1),(2)両方に示す)。(3) $a > 1$ (すなわち $I_l < 0$) のとき、感染曲線は一つのピークを示し、その後指数関数的に減衰する。緩和時間 τ は

$\tau = (I_h - I_l)/2(-I_h I_l)^{(1/2)}$ で与えられる(下図(2))。この結果は、感染を収束させるためには、 $I_l < 0$ となるゼロコロナ政策が必要であることを意味している。

[1] T. Odagaki, Physica A 573 (2021) 125925.

この研究は、科研費基盤研究(C) (18K03573) の支援を得て行われた。

