4E18

量子モンテカルロ法による 1.4-ジョードベンゼン分子結晶多形予測 (北陸先端科学技術大学院大学*) 〇本郷研太*, 前園涼*

Quantum Monte Carlo study of predicting 1,4-diiodobenzene polymorphism

(JAIST*) oKenta Hongo*, Ryo Maezono*

【緒言】

分子結晶はアスピリンなどの薬理物質や、近年では、クリーンエネルギー実現のための有機半導体 機能性物質として注目されている。その特徴は、系の安定性が分子間力(水素結合・分散力)で決まる ため、比較的小さいエネルギー(数~数+kcal/mol)で容易に構相転移を起こし、その立体配列の違い (結晶多形)から、物理化学的性質が大きく変化する点にある[1]。シミュレーションによる正確な結晶 構予測が可能となれば、ドラッグ・デザインやマテリアル・デザインにおける多大な組 合せ探索に劇 的な効率化がもたらされる。しかしながら、現行の枠組みにおいては、その構造を決定づけている分 散力自体の理論記述が不十分なため、この方向での実用化が阻害されている。分散力は高次の電子相 関効果であり、分子間力の中でも特に、電子間相互作用の精緻な取扱いが必要であり、ドラッグデザ インや物質デザインにおける挑戦課題となっている。

本研究で対象とする 1,4-ジョードベンゼン(para-diiodobenzene; p-DIB)分子結晶は、高効率太陽電 池材料の一つとして注目を集め、その特性理解のために、密度汎関数法による先行研究が行われたが、 標準的な密度汎関数(DFT)法による理論予測では結晶多形の相対的安定性について、実験結果を説明で きないことが報告されている[2]。実験によれば、p-DIB は 326K でα相からβ相への構造相転移を示

し、従って、絶対零度においては、α相の方がβ相よりも安定 であることが知られている(図1)。他方、CCSD(T)法などの高 精度分子軌道法を直接分子結晶系に適用しようとすると、現状 の超並列計算機であっても、計算資源不足から計算が走らない といった問題に直面する。そのため、計算精度と計算コストの 両面でバランスのとれた代替法が必要となる。計算精度の観点 から、第一原理量子モンテカルロ(QMC)法[3]は、分散力の取扱 い信頼性の高い手法として知られており、最近では、生体分子 系において分散力を高精度に再現している[4]。高い並列効率 (98%超)故に超並列計算機との親和性が高く、近年、実用性を 伸ばしつつある。申請者らは 最近、前述の p-DIB 結晶多形の 問題に本手法を適用し、その結晶多形の理論予測を行い、p-DIB 図1: p-DIB分子結晶の2つの結晶多形: 分子結晶多形の相対的安定性を正しく再現した[5,6]。



α相(上図)およびβ相(下図)

当該先行研究で実施した QMC シミュレーションでは、しかしながら、計算機資源の制限から、 1×1×1 シミュレーション・セルでの QMC 計算を行い、それに対して、Kwee らによって提案された DFTに基づく手法(KZK補正スキーム[7])によって有限サイズ効果を見積もっていた。結晶の周期 性を再現するためには、本来、異なるシミュレーション・セルサイズで計算を行い、無限大への外挿 が必要となるが、QMC法は、DFT法と異なり、非常に大きなセルサイズの計算をすることは実際上 不可能であり、信頼性の高い外挿値を得ることは難しく、依然として、有限サイズ効果[8]に起因する 誤差の見積もりが必要となる。そこで、本研究では、先行研究よりも大きなシミュレーション・セル サイズでの QMC 計算を行って、有限サイズ効果を見積もる。

【計算方法】

本研究では、p-DIBの多形である α とBの2つの相の相対的安定性を調べる。これら2相に対して、 本研究では、QMC 法の中でも、特に分散力の扱いに高い信頼性を持つ、拡散モンテカルロ(DMC)法を 適用し、2 相のエネルギー差を評価する。本研究の DMC 計算は CASINO プログラムを用いる[3]。 DMC計算で考慮するシミュレーション・セルサイズは、1×1×1と1×3×3の2つであり、そこでの有 限サイズ効果を調べるとともに、また、1×1×1 セルサイズに対しては、節固定近似の影響を調べるた めに、3つの試行節を考慮する。本研究で採用した試行関数(試行節)は、スレーター・ジャストロー 型関数である。スレーター部分については、1×1×1 セルサイズに対して、LDA/PBE/B3LYP 汎関数に

よる DFT 計算を行い、1×3×3 セルサイズに対して、PBE 汎関数のみを考慮した。(これ以降、DMC 計算スペックを表す略記号として「DMC/SCF/1×n×n」を用いる。ここで、SCF = LDA/PBE/B3LYP、 n = 1/3 である。)結晶軌道は平面波で展開し、そのカットオフエネルギー値は 40 Hartree とした。 試行関数生成のための DFT 計算は Qunatum Esrepsso を利用したが、1×1×1 セルの LDA 節生成計算 は先行研究と同様に ABINIT を利用した[4]。DMC 計算では、この結晶軌道をスプライン(blip)基底 により再度、基底展開している。ジャストロー部分については、CASINO コードに実装されている多 項式表式を採用し、合計で36個の変分パラメータを含む。これらの変分パラメータは、分散最小化法 によって、最適化した。p-DIBを構成する炭素・ヨウ素・水素の各元素につき、内殻電子部分を Trail-Needs 型擬ポテンシャルを用いて置き換えた。局所近似に基づく擬ポテンシャル評価で生じるバ イアスの軽減を目的として、T-move スキームを採用した。固体周期系での電子間相互作用の取扱いと しては、Ewald と MPC (Model Periodic Coulumb) 相互作用の 2 つを考慮した。ただし、DMC 虚時 間発展における分岐過程では、Ewald 相互作用のみを考慮して評価した、局所エネルギー値を用いて いる。Ewald と MPC で得られる結果の相違は、有限サイズ効果の大小を判断する上での良い指標と なることが知られている[8]。DMCの計算条件は次の通りである:目標ポピュレーション数は、1280 (1×1×1)、20480 (1×3×3)である。平衡化ステップ数は 1500 として、統計蓄積ステップ数は、1×105 (1×1×1)、および、7×10³ (1×3×3)とした。1×1×1計算は PC クラスター計算機の 32 コアを利用し、1×3×3 計算はスーパーコンピュータ京の 2048 コアを利用して、並列計算を行った。

【結果と考察】

-

表 1: DMCによる *p*-DIBの2相 α および β のエネルギー差 ΔE (定義については本文を参照のこと)。 エネルギーの単位は、kcal/mol/cell である。各項目中の記号+/-の右側の数値はエラーバーを表す。

	LDA/1x1x1	PBE/1x1x1	B3LYP/1x1x1	PBE/1x3x3
Ewald	-3.8 +/- 1.6	-0.5 +/- 1.5	-0.3 +/- 1.4	-1.8 +/- 1.3
MPC	-3.2 +/- 1.6	2.8 +/- 1.5	-6.5 +/- 1.4	-1.5 +/- 1.3

表1に、DMC計算によって得られた、2つの結晶多形のエネルギー差 $\Delta E = E(\alpha) \cdot E(\beta)$ の評価値 を示す。ここで、 $E(\alpha/\beta)$ は α/β の全エネルギーであり、 $\Delta E < 0$ は、 α 相の方が β 相よりも安定である ことを示し、すなわち実験結果との一致を意味する。表1から分かるように、1×1×1 セルサイズの場 合、DMC/LDA、DMC/PBE、DMC/B3LYP の3つの結果を比較すると、相互作用にかかわらず、結 果が固定節に強く依存することが分かる。特に、DMC/PBE と DMC/B3LYP では、Ewald と MPC の 結果に大きな差が存在するが、それに対して、DMC/LDA では、Ewald と MPC の差は小さく、両者 はエラーバーの範囲内で一致しいる先行研究では、DMC/LDA/1×1×1 計算を行って、実験と一致する 結果が得られていたが、本研究の結果から、先行研究は相対的安定性の再現に偶々成功したものであ ると結論づけられる。次に、DMC/PBE/1×3×3 の結果に移ると、Ewald と MPC の結果が非常に良く 一致しており、2 相間のエネルギー差に関する限り、有限サイズ効果の影響は極めて小さいと結論づけ られる。また、DMC/PBE/1×1×1 では、 ΔE の符号を正しく再現できなかったが、シミュレーション・ セルを 1×3×3 まで大きく取ることで、DMC/PBE/1×3×3 では、 $\Delta E < 0$ を正しく再現していることが 分かった。当該結果を得るために、いくつかの準備計算を行っており、それらについての詳細は当日 に発表する。

【参考文献】

- [1] Bernstein, J. Polymorphism in Molecular Crystals; Oxford University Press: New York, 2002.
- [2] Brillante, A.; Della Valle, R. G.; Farina, L.; Venuti, E.; Cavazzoni, C.; Emerson, A. P. J.; Syassen, K. J. Am. Chem. Soc. 2005, 127, 3038–43.
- [3] R. J. Needs, M. D. Towler, N. D. Drummond, P. Lopez Rvos, J. Phys.: Condens. Matter 2010, 22, 023201.
- [4] Hongo, K.; Cuong, N. T.; Maezono, R. J. Chem. Theory Comput. 2013, 9, 1081–1086.
- [5] Hongo, K.; Watson, M. A.; Sánchez-Carrera, R. S.; Iitaka, T.; Aspuru-Guzik, A. J. Phys. Chem. Lett. 2010, 1, 1789–1794.
- [6] Watson, M. A.; Hongo, K.; Iitaka, T.; Aspuru-Guzik, A. Advances in Quantum Monte Carlo; Chapter 10, pp 101–117.
- [7] Kwee,H.;Zhang,S.;Krakauer,H. Phys. Rev. Lett. 2008, 100, 126404.
- [8] Drummond, N. D.; Needs, R. J.; Sorouri, A.; Foulkes, W. M. C. Phys. Rev. B 2008, 78, 125106.