

SGC ライブラリ-93

超弦理論の応用

物理諸分野での AdS/CFT 双対性の使い方

夏梅 誠 著

サイエンス社

まえがき

本書は、大学院生や他分野の研究者向けに書いた超弦理論の AdS/CFT 双対性の「応用」についての本である。

AdS/CFT は、ある意味、素粒子物理でもっとも活発に議論された考えだと言って差しつかえないだろう。素粒子物理学を中心とした論文のデータベース INSPIRE/SPIRES によると^[1]、歴代論文のなかでも AdS/CFT を提唱した論文^[2] が引用件数トップである。この論文は、2008 年には、標準模型で CP 対称性の破れを説明した小林-益川論文を抑え 2 位に、2011 年には、標準模型の電弱理論を確立したワインバーグ論文を抑えてトップに躍り出た。

もともと AdS/CFT は超弦理論の考えなので、超弦理論の分野で盛んに議論されてきた。しかし、近年は様相が変わってきており、素粒子論の枠を超えて一般相対論、原子核物理、物性物理、非平衡統計力学などの分野で議論されてきている。それは、AdS/CFT が「現実世界」を解析するうえで強力な手法になりつつあるからである。AdS/CFT は、5 次元の曲がった時空の解析によって、4 次元の強結合ゲージ理論を解くことができると主張する。このため、実際に強結合ゲージ理論が登場する原子核物理をはじめとした分野で盛んに議論されている。

このような AdS/CFT の応用では、超弦理論、一般相対論、原子核理論、物性理論、非平衡統計力学といった多分野にわたる話が出てくる。そこで、本書では初学者でも学びやすいように、これらの分野の基礎を含めて紹介する。また、このように多分野にわたる話では、わからない点があってもなかなか専門家に相談する機会も少ないかもしれない。そこで、初心者がつまづきやすいと思われる点をなるべく丁寧に議論するよう心がけた。一方、教科書というのは、それだけではなかなか実際の研究に進むことができないのが常である。本書では、読者が AdS/CFT の研究を実践できるよう、結果だけを紹介するのではなく、なるべく細かい計算も含め、また（ごく簡単とは言え）なるべく進んだ話題、論文にもふれることにした。本書をもとに、もしもさまざまな分野の方々が新たな AdS/CFT の応用をみつけることができれば幸いである。

執筆にあたり、草稿を読んで有益なコメントを寄せていただいた岡村隆さん（関西学院大学）、中村真さん（京都大学）に感謝します。また本書は、東北大学天文学教室、お茶の水女子大学素粒子論研究室での集中講義がもとになっており、講義に参加していただいた方、講義を企画していただいた方々（二間瀬敏史さん、菅本品夫さん・曹基哲さん）にも感謝します。とくに、講義のわかりにくい点や疑問点などを多く挙げていただいたお茶の水女子大学の大学院生のみなさん（大野慶子さん、小俣巴芳さん、齋藤麻由美さん、長岡友美さん、穂谷野訓子さん）に感謝します。最後に編集部の平勢耕介さんには、長年にわたって SGC ライブラリへの執筆を勧めていただき、また実際の執筆に際してもお世話になりました。感謝いたします。

2012 年 4 月

夏梅 誠

目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	AdS/CFT のあらまし	1
1.2	AdS/CFT の応用	4
1.3	本書の構成	6
1.4	規約について	6
1.5	教科書について	7
第 2 章	一般相対論とブラックホール	9
2.1	粒子の作用	10
2.2	アインシュタイン方程式とシュワルツシルド計量	13
2.3	シュワルツシルド・ブラックホールの物理	15
2.3.1	重力赤方偏移	15
2.3.2	粒子の運動	16
2.4	クルスカル座標	18
2.5	補遺：一般相対論のおさらい	20
第 3 章	ブラックホールと熱力学	23
3.1	ブラックホールと熱力学	23
3.1.1	第ゼロ法則	24
3.1.2	表面重力 ◆	25
3.1.3	第 1 法則	26
3.2	アナロジーから熱力学へ	27
3.2.1	ホーキング放射	27
3.2.2	ホーキング温度とユークリッド定式化	28
3.2.3	ブラックホール・エントロピーの起源について	30
3.3	そのほかのブラックホール	31
3.3.1	高次元シュワルツシルド・ブラックホール	31
3.3.2	荷電ブラックホール	32
第 4 章	強い相互作用とゲージ理論	35
4.1	強い相互作用と QCD	35
4.1.1	QCD のあらまし	35

4.1.2	QCD の相構造	36
4.1.3	重イオン実験	37
4.1.4	「超弦理論との予期せぬつながり」	38
4.2	ラージ N_c ゲージ理論	40
第 5 章	AdS/CFT へと至る道のり	44
5.1	超弦理論前史	44
5.2	統一理論としての弦理論	47
5.2.1	ストリングの振動と素粒子	47
5.2.2	なぜ閉弦と開弦があるのか?	49
5.2.3	弦の相互作用	50
5.2.4	超弦理論の古典重力近似: 超重力理論	51
5.3	強い相互作用としての超弦理論の再検討	53
5.3.1	分配関数の比較	53
5.3.2	スケール不変なゲージ理論と曲がった時空	55
5.3.3	AdS/CFT へ	57
5.4	D プレーンと AdS/CFT	59
5.4.1	D プレーンとゲージ理論	59
5.4.2	D プレーンと曲がった時空	61
5.4.3	ゲージ理論と曲がった時空	63
5.4.4	D プレーンを通してわかったこと	64
第 6 章	AdS 時空	66
6.1	定曲率時空	66
6.1.1	定曲率空間	66
6.1.2	定曲率時空: 宇宙項をもった時空	68
6.1.3	定曲率空間との関係	69
6.1.4	AdS 時空のさまざまな座標系	70
6.1.5	一般の次元の場合	71
6.2	AdS 時空での粒子の運動 ◆	73
6.3	AdS/CFT での解釈について	76
第 7 章	AdS/CFT-平衡系の場合	78
7.1	AdS ブラックホール	78
7.2	AdS ブラックホールの熱力学量	79
7.2.1	熱力学量	79
7.2.2	弱結合極限での計算	83
7.3	球形のホライズンをもつ AdS ブラックホール	84

7.4	補遺：AdS ブラックホールの熱力学量の計算 ◆	85
第 8 章	AdS/CFT-プローブを加えた場合	89
8.1	ウィルソン・ループの初歩	89
8.2	AdS/CFT でのウィルソン・ループ：直観的理解	91
8.3	ストリングの作用	98
8.4	AdS/CFT でのウィルソン・ループ：具体計算	100
第 9 章	非平衡系への導入	103
9.1	線形応答理論	103
9.1.1	アンサンブル平均と密度行列	103
9.1.2	線形応答理論	104
9.1.3	輸送係数の例：伝導率	107
9.2	熱力学のおさらい	108
9.3	流体力学	110
9.3.1	流体力学のあらまし	110
9.3.2	例：拡散問題	111
9.3.3	完全流体	115
9.3.4	粘性流体	118
9.3.5	カレントも存在する場合 ◆	119
9.3.6	粘性の久保公式	121
9.3.7	線形方程式のポール	123
第 10 章	AdS/CFT-非平衡系の場合	126
10.1	GKP-ウィッテン関係式	126
10.2	簡単な例	129
10.2.1	スカラー場の場合	129
10.2.2	ほかの例	132
10.2.3	Lorentzian 処方箋について ◆	134
10.3	そのほかの AdS 時空 ◆	135
第 11 章	クォーク・グルーオン・プラズマへの応用	141
11.1	ラージ N_c プラズマの粘性率	141
11.1.1	$\mathcal{N} = 4$ プラズマの輸送係数	141
11.1.2	通常物質の粘性	143
11.1.3	η/s の普遍性	144
11.1.4	摂動方程式の解き方 ◆	146

11.2 QGP 実験との比較	149
11.2.1 実験で粘性をどうみるか?	149
11.2.2 格子数値計算との比較	151
11.2.3 超対称ゲージ理論を使う根拠は?	152
11.3 関連する話題	155
11.3.1 ずり粘性の限界予想	155
11.3.2 拡散問題ふたたび, 流体力学への応用 ♦	156
11.3.3 ラージ N_c 極限からの補正 ♦	159
11.4 補遺: テンソルモードの作用導出の詳細 ♦	161
11.5 補遺: ベクトルモードの計算 ♦	165
第 12 章 相転移の初歩	171
12.1 相転移	171
12.1.1 2 次相転移	172
12.1.2 1 次相転移	174
12.1.3 非一様な場合	176
12.1.4 臨界現象	177
12.2 超伝導	180
第 13 章 AdS/CFT-相転移	184
13.1 なぜ AdS/CFT で相転移を調べるのか	184
13.2 1 次相転移: ホーキング-ページ転移	185
13.3 2 次相転移: ホログラフィック超伝導	189
参考文献	196
索引	201

第 1 章

はじめに

1.1 AdS/CFT のあらまし

この章では、まず AdS/CFT の全体像を俯瞰したい。以下ではさまざまなキーワードが出てくるが、おいおい説明していくので、この段階ではこれらの用語をあまり気にする必要はない。

AdS/CFT 双対性は、もともと超弦理論の分野で出てきた考えである。自然界には、重力、電磁気力、弱い力、強い力の 4 つの相互作用がある。超弦理論は、これらの力を統一的にあらわす統一理論の最有力候補である (5 章)。

一般に双対性 (duality) とは、表面上まったく異なってみえる 2 つの理論が等価だという考えである。超弦理論ではさまざまな双対性が存在し、超弦理論の全体像を理解するのに役立っている。一見違ってみえる 2 つの理論 A, B が等価でありうるのは、たとえば理論 B が弱結合のときに理論 A は強結合になっているせいである。理論 A が強結合なので、理論 A の弱結合での記述、基本的な自由度などが必ずしも適切ではなくなっている。AdS/CFT の場合も同じような構造になっている。

AdS/CFT 双対性の場合、大ざっぱに言って以下の同等性を主張する：

$$(4 \text{ 次元時空の}) \text{ 強結合ゲージ理論} = (5 \text{ 次元の}) \text{ AdS 時空}$$

AdS/CFT は 4 次元の物理と 5 次元の物理が対応すると主張していることに注意してほしい。このような事情から、AdS/CFT はしばしばホログラフィック理論とも呼ばれる。通常のホログラムが 2 次元面に 3 次元の映像を記録しているように、4 次元の理論で 5 次元の理論があらわされるからである。

右辺の AdS 時空は反ド・ジッター時空 (anti-deSitter space) の略称である (6 章)。「AdS/CFT」の「AdS」は、この AdS 時空のことである。球は、正の定曲率をもつ空間である。同様に AdS 時空は、負の定曲率をもつ時空である。ド・ジッターはオランダの天文学者で、1917 年にアインシュタイン方程式

第 2 章

一般相対論とブラックホール

本書ではブラックホールが頻繁に登場するので、まずもっとも簡単なブラックホール、シュワルツシルド・ブラックホールについて説明し、シュワルツシルド・ブラックホールでの物理を調べる。

大ざっぱに言って、ブラックホールとは重力が強くなり、光さえも外に出られない領域のことである。そして、ブラックホールの境界をホライズン (horizon) と呼ぶ。ホライズンからは光さえも逃れられないので、ホライズンはブラックホールの内から外へ因果的な影響がおよぶ限界である。

ブラックホールを正確に理解するには、一般相対論が欠かせないが、ブラックホールのようなものの存在は、ニュートン力学的な議論からも想像することができる。物体を星の表面から投げ上げたとき、速度が小さいと重力によって星に戻ってしまう。ニュートン力学では、星の重力から逃れるためには脱出速度を超えている必要がある。脱出速度は、エネルギー保存則から、

$$\frac{1}{2}v^2 = \frac{GM}{r} \quad (2.1)$$

によって決まる。星の質量 M が同じ場合、半径 r が小さくなるほど、星表面の重力は強くなるので、脱出速度も大きくなる。星の半径がきわめて小さくなると、ついには脱出速度が光速になる。このとき、どんな物体であっても重力からは逃れられない。上の式で $v = c$ とすると、このときの半径は、

$$r = \frac{2GM}{c^2} \quad (2.2)$$

で与えられる。これがホライズンに相当する。太陽程度の重さの場合、ホライズン半径は 3km 程度になり太陽半径の 24 万分の 1 しかない。

いくつかの理由から、正確にはこのような議論は誤りである：

1. まず、ニュートン力学的な議論では光速は任意である。その結果として、このような議論では、ブラックホールから離れるにつれて光の速さが減る

第 3 章

ブラックホールと熱力学

通常の統計力学系と同様に、量子論的なブラックホールは熱力学量をもつ。本章では、シュワルツシルド・ブラックホールを例に使い、ブラックホールと熱力学の関係を説明する。

3.1 ブラックホールと熱力学

通常のシュワルツシルド・ブラックホールの場合、ホライズンの半径は $r_0 = 2GM/c^2$ で与えられる。ホライズンの半径はブラックホールの質量に比例するので、物質がブラックホールに落ちこむとホライズンの面積

$$A = 4\pi r_0^2 = \frac{16\pi G^2 M^2}{c^4} \quad (3.1)$$

は増大する。また、古典論的にはブラックホールからはなにも出てこない。したがって、ホライズン面積は減ることのない量であり*1)、これは熱力学のエントロピーを思い起こさせる。したがって、ブラックホールもエントロピーのような量 S_{BH} をもち (以下、ブラックホール・エントロピーと呼ぶ)、

$$S_{\text{BH}} \propto A ? \quad (3.2)$$

という関係が推測される。

実は第 2 法則に限らず、ブラックホールの性質は熱力学の法則と同じ形でまとめることができる。そもそもブラックホールは、質量、角運動量、電荷といった少数の性質だけで指定されることが知られている (ノー・ヘア定理)。つまり、ブラックホールはもとの星のほかの性質、たとえば形や組成などにはよらない。逆に言えば、少数の初期条件にのみ制限されるので、一つのブラックホールに

*1) ホーキング放射によりブラックホールが蒸発していくと、ホライズンの面積は減少する。しかし、ブラックホール・エントロピーと放射のエントロピーを足したものは常に増大する (一般化された第 2 法則)。

第 4 章

強い相互作用とゲージ理論

これまでブラックホールについて説明したが、この章では AdS/CFT のもう 1 つ重要な要素であるゲージ理論について説明する。強い相互作用の理論である QCD とその相図、重イオン実験を概観したあとで、QCD から生まれた手法であるラージ N_c ゲージ理論を説明する。ラージ N_c ゲージ理論の考えは AdS/CFT へと自然につながる。

4.1 強い相互作用と QCD

4.1.1 QCD のあらまし

陽子や中性子は、クォークと言う、より基本的な粒子からできている。しかし、クォークは通常は陽子や中性子のなかに閉じこめられており、ばらばらにとり出すことはできない。このクォークどうしを結びつけている力が、強い相互作用である。強い相互作用の理論は、量子色力学 (QCD) によって記述される。QED は $U(1)$ ゲージ対称性に基づいた理論だが、QCD は $SU(3)$ ゲージ対称性に基づいている。強い相互作用の担い手は、 $SU(3)$ ゲージ場であるグルーオンである。

クォークは $SU(3)$ 基本表現に属し、3 つの状態をとることができる。これをカラーの自由度と言い、量子色力学の「色」はここから来ている。カラーの自由度を添字 i であらわすと、クォークは q_i ($i = 1, 2, 3$) とあらわすことができる*1)。反クォーク \bar{q}^i は反カラーをもつ。電磁気力の源が電荷であるように、強い相互作用の源は「カラー電荷」である。

クォークはカラーをもつが、カラーはグルーオンとの相互作用により変わらう。変化したカラーの違いは、グルーオンによって運ばれる。したがって、グルーオンはカラーと反カラーをもつことになる。グルーオンは、クォーク・反

*1) クォークはフレーバーと言う自由度ももち、アップ u 、ダウン d 、ストレンジ s 、チャーム c 、ボトム b 、トップ t の 6 種類ある。

第 5 章

AdS/CFT へと至る道のり

この章では、超弦理論の初歩を説明しつつ、AdS/CFT へと至った歴史的な道のりを解説する。超弦理論とゲージ理論の関係については、長年にわたって議論されたが、AdS/CFT はその「宿題」をある程度解決した。

この章の読み方については、注意がある。

1. ここでの議論は厳密にできるものではないので、読者にとっては消化不良になる面もあるかもしれない。
2. また、AdS/CFT へと至る道のりは紆余曲折しており、わかりにくい点もあるかもしれない。
3. ある程度議論に超弦理論が必要になる。超弦理論をなるべく直観的に説明しつつ議論を進めるが、読者にとっては負担かもしれない。

幸いなことに、AdS/CFT の計算そのものでは、超弦理論自体を使うことはあまりない。したがって、まず計算方法を知るだけなら、この章はあまり気にする必要はない。にもかかわらず、この章を含める理由は、

1. AdS/CFT に至る道のりをたどることで、なぜ 4 次元のゲージ理論と 5 次元の重力理論という、次元も違えば理論もまったく違ってみえる 2 つが対応しうるか、を知る動機づけになる。
2. そもそも超弦理論は強い相互作用の理論として生まれたが、当時のアプローチにはいろいろな問題もあった。AdS/CFT がそれらの問題をどう回避しているのかを理解できる。

5.1 超弦理論前史

強い相互作用は最終的に QCD によって記述されたが、それ以前に強い相互作用をあらわす理論として生まれたのが、弦理論である。

第 6 章

AdS 時空

AdS 時空は定曲率時空と呼ばれる時空の一種である。なじみをもつために、まず球のような定曲率空間を議論し、それを踏まえて定曲率時空を議論する。

6.1 定曲率時空

6.1.1 定曲率空間

AdS 時空のような定曲率時空を議論する前に、まずは簡単な例、2次元球 S^2 から考えよう。球は3次元ユークリッド空間

$$ds^2 = dX^2 + dY^2 + dZ^2 \quad (6.1)$$

のなかで、

$$X^2 + Y^2 + Z^2 = L^2 \quad (6.2)$$

という条件を満たす面として定義される。この拘束条件は標準的な極座標を使うことで解くことができる：

$$X = L \sin \theta \cos \varphi, \quad Y = L \sin \theta \sin \varphi, \quad Z = L \cos \theta. \quad (6.3)$$

この座標で計量は

$$ds^2 = L^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (6.4)$$

S^2 は一様な空間である。これは、面 (6.2) が3次元ユークリッド空間 (6.1) の対称性 $SO(3)$ を保つことからわかる。つまり、 S^2 のどの点も $SO(3)$ 変換によって、ほかの点に移ることができる。球の曲率は正の定数を持ち、リッチ・スカラーは

$$R = \frac{2}{L^2}. \quad (6.5)$$

第 7 章

AdS/CFT—平衡系の場合

本章では、シュワルツシルド AdS ブラックホールの熱力学量を計算し、AdS/CFT を使うことで、強結合の $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論の熱力学量を求める。さらに、結果を弱結合の場合と比較する。

7.1 AdS ブラックホール

AdS 時空にもブラックホールが存在する。もっとも簡単な AdS ブラックホールは、シュワルツシルド **AdS** ブラックホールと呼ばれる（以下、SAdS と略）。シュワルツシルド・ブラックホールと同じように、球形のホライズンをもったブラックホールを考えることもできるが（7.3 節）、AdS 時空や高次元では、ホライズンのトポロジーとして、球形以外も許される*1)。とくに、ホライズンが無限に広がっている場合もある。しばらくは、このようなブラックホールについて考える。

AdS₅ 時空同様、SAdS₅ ブラックホールは負の宇宙定数をもつアインシュタイン方程式 (6.46) の解であり、

$$ds_5^2 = - \left(\frac{r}{L} \right)^2 h(r) dt^2 + \frac{dr^2}{\left(\frac{r}{L} \right)^2 h(r)} + \left(\frac{r}{L} \right)^2 (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (7.1)$$

$$h(r) = 1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^4, \quad (7.2)$$

で与えられる。ホライズンの位置は $r = r_0$ である。 $r_0 = 0$ のとき、ポアンカレ座標での AdS₅ 時空に帰着する。 g_{00} は $r_0^4 / (L^2 r^2)$ という項を含むが、 $O(r^{-2})$ の振るまいは、5 次元のニュートン・ポテンシャルの振るまいから来る。

(x, y, z) は \mathbb{R}^3 の座標である。シュワルツシルド・ブラックホールではこの

*1) 4 次元の漸近的平坦なブラックホールで、物質場に対して適当な条件の下では、ホライズンのトポロジーは S^2 に限られる。これはトポロジー定理として知られ、ノー・ヘア定理の一種である（文献 [18] の Proposition 9.3.2 を参照）。

第 8 章

AdS/CFT-プローブを加えた場合

実験では、しばしば系に「プローブ」を加えて、プローブへの反応を調べる。また、一様な系に不純物を加えて系の性質がどう変わるかを調べることもある。本章では、AdS/CFT でこのようなプローブを加える方法について議論する。代表的な例として、ゲージ理論にプローブとしてのクォークを加え、クォーク・ポテンシャルの振るまいをみることにする。

8.1 ウィルソン・ループの初歩

ウィルソン・ループは、ゲージ理論の重要なオブザーバブルの一つであり、物理的にはクォーク・反クォークポテンシャルをあらわしている。例として、 $U(1)$ ゲージ理論を考える。ゲージ変換は、

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi(x), \quad (8.1)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\alpha(x), \quad (8.2)$$

で与えられる。局所的でないオペレーター、たとえば $\phi(x)\phi^*(y)$ は一般にゲージ不変ではなく、オブザーバブルではない。しかし以下の量はゲージ不変である：

$$\phi(x)e^{i\int_P dx^\mu A_\mu}\phi^*(y) \rightarrow \phi(x)e^{i\alpha(x)}e^{i\int_P dx^\mu (A_\mu + \partial_\mu\alpha)}e^{-i\alpha(y)}\phi^*(y). \quad (8.3)$$

P は点 x と y をつなぐ任意の経路である (図 8.1 (a))。あるいは、 P として閉曲線をとれば、 W_P だけでゲージ不変になる。そこで以下のようにオペレーターを定義する：

$$W_P(x, y) = e^{i\int_P dx^\mu A_\mu} \quad (\text{ウィルソン・ライン}), \quad (8.4)$$

$$W_P(x, x) = e^{i\oint dx^\mu A_\mu} \quad (\text{ウィルソン・ループ}). \quad (8.5)$$

ウィルソン・ループは、テスト電荷のゲージ場への結合をあらわす。粒子が電荷をもつ場合、カレントは

第 9 章

非平衡系への導入

これまで平衡系を議論してきたが、AdS/CFT を非平衡系に応用することを踏まえて、非平衡統計力学の初歩をまとめておく。微視的な理論である線形応答理論と、巨視的な理論である流体力学について説明する。

9.1 線形応答理論

9.1.1 アンサンブル平均と密度行列

統計力学ではアンサンブル平均を考える。オペレーターのアンサンブル平均は

$$\langle \mathcal{O} \rangle := \sum_i w_i \langle \alpha_i | \mathcal{O} | \alpha_i \rangle \quad (9.1)$$

と定義される。 $|\alpha_i\rangle$ は完全系をなす必要はないが、規格化されているものとする。 w_i は統計的確率であり $\sum_i w_i = 1, w_i \geq 0$ を満たす。完全系 $|b'\rangle$ を使うと

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \sum_{b', b''} \left(\sum_i w_i \langle b'' | \alpha_i \rangle \langle \alpha_i | b' \rangle \right) \langle b' | \mathcal{O} | b'' \rangle \quad (9.2)$$

となるので、密度行列 (density matrix) ρ

$$\rho := \sum_i w_i |\alpha_i\rangle \langle \alpha_i| \quad (9.3)$$

を導入すると、

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \langle b'' | \rho | b' \rangle \langle b' | \mathcal{O} | b'' \rangle \quad (9.4)$$

$$= \text{tr} [\rho \mathcal{O}] \quad (9.5)$$

と書きかえられる。 $\sum_i w_i = 1$ は密度行列の言葉では $\text{tr}(\rho) = 1$ と書きかえられる。

例としてスピン 1/2 の系を考えよう：

第 10 章

AdS/CFT–非平衡系の場合

非平衡の場合に AdS/CFT を応用するのに欠かせない GKP–ウィッテン関係式を簡単な例で説明する。また、AdS/CFT でしばしば調べられるさまざまな漸近的 AdS 時空を紹介する。

10.1 GKP–ウィッテン関係式

AdS/CFT は

$$Z_{\text{ゲージ}} = Z_{\text{AdS}} \quad (10.1)$$

を主張するが、非平衡の場合に拡張したものを（狭義の）**GKP–ウィッテン関係式**^{[15], [16]} と呼ぶ*1)：

$$\left\langle \exp \left(i \int \phi^{(0)} \mathcal{O} \right) \right\rangle = e^{i\mathcal{S}[\phi|_{u=0}=\phi^{(0)}]} \quad (10.2)$$

まず、

- これまでと同様、左辺が 4 次元のゲージ理論（境界理論）をあらわし、右辺が 5 次元の重力理論（バルク理論）をあらわしている。
- ϕ は重力理論のある場、 \mathcal{O} はゲージ理論のあるオペレーターをあらわす。ここでは ϕ と \mathcal{O} は模式的に書いたもので、具体例は以下で述べる。
- ここでは適当な座標で AdS 境界（6.1.4 節）を $u = 0$ とする。

ほかの表記については以下で説明する（図 10.1 も参照のこと）。この関係式を

*1) ◆ 正確には、GKP–ウィッテン関係式はもともとユークリッド形式で定式化されている。ここではダイナミクスに興味があるので、GKP–ウィッテン関係式の Lorentzian パージョンを使う^[32]。ユークリッド形式と Lorentzian 形式ではその処方箋にいくつか重要な違いがあり、たとえば 11.1.1 節で述べる境界条件の違いがある。また、Lorentzian の式 (10.2) もあまり字句通りに受けとってはいけない（10.2.3 節）。

第 11 章

クォーク・グルーオン・プラズマへの 応用

AdS/CFT によると、ヤン-ミルズ・プラズマのずり粘性率は、強結合で普遍的な小さな値をとる。この計算を $\mathcal{N} = 4$ プラズマの場合で説明し、QGP の実験結果と比較する。

11.1 ラージ N_c プラズマの粘性率

11.1.1 $\mathcal{N} = 4$ プラズマの輸送係数

前章の一般論を受けて、実際にもっとも簡単な $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論で輸送係数を計算しよう。

- おさらいしておく、 $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論は、負の宇宙定数を持ち、物質場がない 5 次元の重力理論に対応する (5 章)。この重力理論の解としては、温度ゼロでは AdS_5 時空、有限温度ではシュワルツシルド AdS_5 ブラックホールがある (7 章)。
- クォーク・グルーオン・プラズマへの応用を考えるため、有限温度を考える。そして、このブラックホールに摂動を加え、摂動方程式を解く。ゲージ理論の立場では、これは摂動に対応するオペレーターへの応答を計算したことに対応する。
- 摂動の種類次第で、 $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論のさまざまな輸送係数を求めることができる。

まず、 $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論の非自明な輸送係数は、ずり粘性率だけである。スケール不変な理論では、エネルギー・運動量テンソルがトレースレス $T^\mu_\mu = 0$ になる (7.2 節)。この結果、

$$\text{体積粘性率 } \zeta = 0, \quad \text{音速 } c_s^2 := \frac{\partial P}{\partial \epsilon} = \frac{1}{3} \quad (11.1)$$

がただちに決まってしまう。したがって、非自明な量はずり粘性率 η だけであ

第 12 章

相転移の初歩

本章では相転移とそれに関わる現象について、主に平均場理論の立場から説明する。

12.1 相転移

相転移とは、熱力学系で温度などの制御変数 (control parameter) を変化させたときに、より安定なマクロに異なる状態に変化することである。

n 次の相転移とは、熱力学ポテンシャル F (自由エネルギーなど) の n 階微分で解析性が破れることを意味する*¹)。したがって、

- 1 次相転移: F は連続だが、 F' が不連続*²)。
- 2 次相転移: F, F' は連続だが、 F'' が不連続 (または発散)。

2 次相転移は、1 次相転移の端点としてしばしばあらわれる。

一例として、強磁性体では転移温度 T_c 以下で自発磁化 M があらわれ、 $T = T_c$ で $M = 0$ になる (図 12.1 (a))。 M のように、2 つの相の区別を与えるマクロな変数を秩序変数 (order parameter) と言う。

熱力学と同様、磁性体の場合も自由エネルギー $F = F(T, M)$ を考える。しかし、通常の実験下では、磁場 H を制御変数として使うので、ルジャンドル変換してギブス自由エネルギーを考える*³) :

*1) 9.2 節で、熱力学の基本関係式には解析性を要求していた。しかし、独立変数の一部として示強変数を使う表示では、熱力学ポテンシャルは相転移点で解析性を失う。(相図は (T, P) や (T, μ) などのように、ふつう示強変数で描くので、相の境界をまたぐと解析性が破れる。)

*2) 熱力学ポテンシャルの変数についての微分であれば何でも構わないので、ここでは何の微分かは特定しない。

*3) もともののギブス自由エネルギーは、圧力 P を独立変数にした場合の自由エネルギーだが、一般にこのような場合もギブス自由エネルギーと呼ぶことが多い。

第 13 章

AdS/CFT—相転移

一般の AdS/CFT では相転移を起こす系を考えることができる。本章では、1 次相転移や 2 次相転移を起こす代表的な例をとりあげる。

13.1 なぜ AdS/CFT で相転移を調べるのか

$\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論はプラズマ相しかもないが、本章では相転移を起こす理論とブラックホールを考える。想定する応用分野としては、

1. まず第一に、QGP と同様、QCD が挙げられる。QCD は豊かな相構造をもつと考えられており、相転移点や相転移にまつわる現象が活発に議論されている。また、実験も計画されている。このような相転移を理論的に理解するために、前章のような物性論的な道具立てで十分かもしれないが、AdS/CFT によって新たな知見がもたらされるかもしれない。
2. 一方、物性でもしばしば強相関系があらわれる（たとえば高温超伝導など）。近年、こういった系を AdS/CFT で理解できないかという多くの研究がされている。

2 点目の AdS/CFT を物性に应用する、と言う場合ただちに思いつく問題がある。AdS₅ 時空はラージ N_c $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論に対応していた。これは QCD とは違う系だが、ヤン–ミルズ理論という点でそう遠いわけではない。しかし、そもそも物性での強相関系になにかラージ N_c ゲージ理論が関わっているかどうか、現時点でははっきりしない。

そこで、

- 一端実際の物性系との対応、場の理論との対応は保留にして
- とにかくラージ N_c ゲージ理論の枠内で物性論的に興味深い現象を実現する

ことを考えよう。

では、どのような現象に注目すべきだろう。AdS/CFT を使って変わった現

参考文献

- [1] <http://www.slac.stanford.edu/spires/topcites/>
- [2] J. M. Maldacena, “The Large N limit of superconformal field theories and supergravity”, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 231 [hep-th/9711200].
- [3] C. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler, *Gravitation* (W. H. Freeman, 1973). [邦訳：『重力理論』(丸善, 2011)].
- [4] R. M. Wald, *Quantum field theory in curved space-time and black hole thermodynamics* (The Univ. of Chicago Press, 1994).
- [5] G. W. Gibbons and S. W. Hawking, “Action Integrals and Partition Functions in Quantum Gravity”, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 2752.
- [6] W. H. Zurek and K. S. Thorne, “Statistical Mechanical Origin Of The Entropy Of A Rotating, Charged Black Hole”, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 2171.
- [7] レビューとしては、たとえば
夏梅誠, 「超弦理論はブラックホールの謎を解けるか？」日本物理学会誌, 1999年3月号.
- [8] T. Hatsuda, “Bulk and spectral observables in lattice QCD”, arXiv:hep-ph/0702293.
- [9] K. Yagi, T. Hatsuda and Y. Miake, *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang To Little Bang* (Cambridge Univ. Press, 2005).
- [10] http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=05-38
- [11] G. 't Hooft, “A Planar Diagram Theory for Strong Interactions”, *Nucl. Phys.* **B72** (1974) 461.
- [12] S. Donnachie, H. G. Dosch, O. Nachtmann and P. Landshoff, *Pomeron physics and QCD* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2002).
- [13] G. F. Chew and S. C. Frautschi, “Regge Trajectories And The Principle Of Maximum Strength For Strong Interactions”, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 41.
- [14] J. Polchinski, “Scale and conformal invariance in quantum field theory”, *Nucl. Phys.* **B303** (1988) 226.
- [15] S. S. Gubser, I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, “Gauge theory correlators from non-critical string theory”, *Phys. Lett.* **B428** (1998) 105 [hep-th/9802109].
- [16] E. Witten, “Anti-de Sitter space and holography”, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 253 [hep-th/9802150].
- [17] T. Sakai and S. Sugimoto, “Low energy hadron physics in holographic QCD”, *Prog. Theor. Phys.* **113** (2005) 843 [hep-th/0412141].
- [18] S. W. Hawking and G. F. R. Ellis, *The large scale structure of spacetime* (Cambridge Univ. Press, 1973).

- [19] S. S. Gubser, I. R. Klebanov and A. W. Peet, “Entropy and temperature of black 3-branes”, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 3915 [hep-th/9602135].
- [20] J. K. Erickson, G. W. Semenoff and K. Zarembo, “Wilson loops in N=4 supersymmetric Yang-Mills theory”, *Nucl. Phys.* **B582** (2000) 155 [hep-th/0003055].
- [21] N. Drukker and D. J. Gross, “An Exact prediction of N=4 SUSYM theory for string theory”, *J. Math. Phys.* **42** (2001) 2896 [hep-th/0010274].
- [22] I. R. Klebanov and M. J. Strassler, “Supergravity and a confining gauge theory: Duality cascades and χ SB-resolution of naked singularities”, *JHEP* **0008** (2000) 052 [hep-th/0007191].
- [23] J. Polchinski and M. J. Strassler, “The string dual of a confining four-dimensional gauge theory”, hep-th/0003136.
- [24] T. Matsui and H. Satz, “ J/Ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation”, *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416.
- [25] H. Liu, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann, “Calculating the jet quenching parameter from AdS/CFT”, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 182301 [hep-ph/0605178].
- [26] C. P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz and L. G. Yaffe, “Energy loss of a heavy quark moving through N=4 supersymmetric Yang-Mills plasma”, *JHEP* **0607** (2006) 013 [hep-th/0605158].
- [27] J. Casalderrey-Solana and D. Teaney, “Heavy quark diffusion in strongly coupled N=4 Yang-Mills”, *Phys. Rev.* **D74** (2006) 085012 [hep-ph/0605199].
- [28] S. S. Gubser, “Drag force in AdS/CFT”, *Phys. Rev.* **D74** (2006) 126005 [hep-th/0605182].
- [29] キャレン, 『熱力学および統計物理入門 (上)』 (吉岡書店, 1998) .
- [30] 清水明, 『熱力学の基礎』 (東京大学出版会, 2007) .
- [31] L. D. Landau and E. M. Lifshytz, *Fluid mechanics, second edition* (Elsevier, 1987).
- [32] D. T. Son and A. O. Starinets, “Minkowski-space correlators in AdS/CFT correspondence: Recipe and applications”, *JHEP* **0209** (2002) 042 [arXiv:hep-th/0205051].
- [33] I. R. Klebanov and E. Witten, “AdS/CFT correspondence and symmetry breaking”, *Nucl. Phys.* **B556** (1999) 89 [arXiv:hep-th/9905104].
- [34] C. P. Herzog and D. T. Son, “Schwinger-Keldysh propagators from AdS/CFT correspondence”, *JHEP* **0303** (2003) 046 [arXiv:hep-th/0212072].
- [35] K. Skenderis and B. C. van Rees, “Real-time gauge/gravity duality”, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 081601 [arXiv:0805.0150 [hep-th]].
- [36] O. Aharony, O. Bergman, D. L. Jafferis and J. Maldacena, “N=6 superconformal Chern-Simons-matter theories, M2-branes and their gravity duals”, *JHEP* **0810** (2008) 091 [arXiv:0806.1218 [hep-th]].
- [37] N. Drukker, M. Marino and P. Putrov, “From weak to strong coupling in ABJM theory”, *Commun. Math. Phys.* **306** (2011) 511 [arXiv:1007.3837 [hep-th]].
- [38] S. Kachru, X. Liu and M. Mulligan, “Gravity Duals of Lifshitz-like Fixed Points”, *Phys.*

- Rev.* **D78** (2008) 106005 [arXiv:0808.1725 [hep-th]].
- [39] <http://webbook.nist.gov>
- [40] M. Natsuume and M. Ohta, “The shear viscosity of holographic superfluids”, *Prog. Theor. Phys.* **124** (2010) 931 [arXiv:1008.4142 [hep-th]].
- [41] これらの仕事についての原論文については,
M. Natsuume, “String theory and quark-gluon plasma”, arXiv:hep-ph/0701201 の文献リストを参照.
- [42] P. Benincasa, A. Buchel and R. Naryshkin, “The shear viscosity of gauge theory plasma with chemical potentials”, *Phys. Lett.* **B645** (2007) 309 [arXiv:hep-th/0610145].
- [43] P. Romatschke and U. Romatschke, “Viscosity Information from Relativistic Nuclear Collisions: How Perfect is the Fluid Observed at RHIC?”, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 172301 [arXiv:0706.1522 [nucl-th]].
- [44] H. B. Meyer, “A calculation of the shear viscosity in SU(3) gluodynamics”, *Phys. Rev.* **D76** (2007) 101701 [arXiv:0704.1801 [hep-lat]].
- [45] A. Nakamura and S. Sakai, “Transport coefficients of gluon plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 072305 [arXiv:hep-lat/0406009].
- [46] F. Karsch, “Properties of the quark gluon plasma: A lattice perspective”, *Nucl. Phys.* **A783** (2007) 13 [arXiv:hep-ph/0610024].
- [47] A. Bazavov, *et al.*, “Equation of state and QCD transition at finite temperature”, *Phys. Rev.* **D80** (2009) 014504 [arXiv:0903.4379 [hep-lat]].
- [48] P. Kovtun, D. T. Son and A. O. Starinets, “Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics”, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 111601 [arXiv:hep-th/0405231].
- [49] I. Müller, “Zum Paradoxon der Wärmeleitungstheorie”, *Z. Phys.* **198** (1967) 329.
- [50] W. Israel, “Nonstationary Irreversible Thermodynamics: A Causal Relativistic Theory”, *Annals Phys.* **100** (1976) 310.
- [51] W. Israel and J. M. Stewart, “Transient relativistic thermodynamics and kinetic theory”, *Annals Phys.* **118** (1979) 341.
- [52] R. Baier, P. Romatschke, D. T. Son, A. O. Starinets and M. A. Stephanov, “Relativistic viscous hydrodynamics, conformal invariance, and holography”, *JHEP* **0804** (2008) 100 [arXiv:0712.2451 [hep-th]].
- [53] M. Natsuume and T. Okamura, “Causal hydrodynamics of gauge theory plasmas from AdS/CFT duality”, *Phys. Rev.* **D77** (2008) 066014 [arXiv:0712.2916 [hep-th]].
- [54] W. A. Hiscock and L. Lindblom, “Generic instabilities in first-order dissipative relativistic fluid theories”, *Phys. Rev.* **D31** (1985) 725.
- [55] W. A. Hiscock and L. Lindblom, “Linear plane waves in dissipative relativistic fluids”, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 3723.
- [56] A. Buchel, J. T. Liu and A. O. Starinets, “Coupling constant dependence of the shear

- viscosity in N=4 supersymmetric Yang-Mills theory”, *Nucl. Phys.* **B707** (2005) 56 [hep-th/0406264].
- [57] A. Buchel, “Resolving disagreement for η/s in a CFT plasma at finite coupling”, *Nucl. Phys.* **B803** (2008) 166 [arXiv:0805.2683 [hep-th]].
- [58] M. Brigante, H. Liu, R. C. Myers, S. Shenker and S. Yaida, “Viscosity Bound Violation in Higher Derivative Gravity”, *Phys. Rev.* **D77** (2008) 126006 [arXiv:0712.0805 [hep-th]].
- [59] P. Kovtun and L. G. Yaffe, “Hydrodynamic fluctuations, long-time tails, and supersymmetry”, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 025007 [arXiv:hep-th/0303010].
- [60] S. Caron-Huot and O. Saremi, “Hydrodynamic Long-Time tails From Anti de Sitter Space”, *JHEP* **1011** (2010) 013 [arXiv:0909.4525 [hep-th]].
- [61] D. Anninos, S. A. Hartnoll and N. Iqbal, “Holography and the Coleman-Mermin-Wagner theorem”, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 066008 [arXiv:1005.1973 [hep-th]].
- [62] M. Natsuume and T. Okamura, “Dynamic universality class of large- N gauge theories”, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 046008 [arXiv:1012.0575 [hep-th]].
- [63] 西森秀稔, 『相転移・臨界現象の統計物理学』(培風館, 2005).
- [64] J. Cardy, *Scaling and renormalization in statistical physics* (Cambridge Univ. Press, 1996).
- [65] S. R. Coleman, “There are no Goldstone bosons in two-dimensions”, *Commun. Math. Phys.* **31** (1973) 259.
- [66] N. D. Mermin and H. Wagner, “Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one-dimensional or two-dimensional isotropic Heisenberg models”, *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 1133.
- [67] P. C. Hohenberg and B. I. Halperin, “Theory of dynamic critical phenomena”, *Rev. Mod. Phys.* **49** (1977) 435.
- [68] K. Maeda, M. Natsuume and T. Okamura, “Dynamic critical phenomena in the AdS/CFT duality”, *Phys. Rev.* **D78** (2008) 106007 [arXiv:0809.4074 [hep-th]].
- [69] S. W. Hawking and D. N. Page, “Thermodynamics of Black Holes in anti-De Sitter Space”, *Commun. Math. Phys.* **87** (1983) 577.
- [70] V. Balasubramanian and P. Kraus, “A Stress tensor for Anti-de Sitter gravity”, *Commun. Math. Phys.* **208** (1999) 413 [hep-th/9902121].
- [71] N. D. Birrell and P. C. W. Davies, *Quantum fields in curved space* (Cambridge Univ. Press, 1982).
- [72] S. S. Gubser and A. Nellore, “Ground states of holographic superconductors”, *Phys. Rev.* **D80** (2009) 105007 [arXiv:0908.1972 [hep-th]].
- [73] S. S. Gubser, “Breaking an Abelian gauge symmetry near a black hole horizon”, *Phys. Rev.* **D78** (2008) 065034 [arXiv:0801.2977 [hep-th]].
- [74] S. A. Hartnoll, C. P. Herzog and G. T. Horowitz, “Building a Holographic Superconductor”, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 031601 [arXiv:0803.3295 [hep-th]].

- [75] K. Maeda, M. Natsuume and T. Okamura, “Universality class of holographic superconductors”, *Phys. Rev.* **D79** (2009) 126004 [arXiv:0904.1914 [hep-th]].
- [76] ティンカム, 『超伝導入門』 第2版 (吉岡書店, 2004).
- [77] S. Weinberg, “Superconductivity For Particular Theorists”, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **86** (1986) 43.
- [78] レビューとしては, たとえば
T. Faulkner, N. Iqbal, H. Liu, J. McGreevy and D. Vegh, “From Black Holes to Strange Metals”, arXiv:1003.1728 [hep-th].

索引

ア

アフィンパラメータ, 13, 74
因果的流体力学, 156
ウィルソン・ループ, 89
渦糸, 182
宇宙定数, 14
エックルト・フレーム, 120, 159
オイラーの関係式, 109
オイラーの式, 117
応答, 104
応答関数, 107
音速, 125
音波の減衰定数, 125

カ

開弦, 47
外在的曲率, 87
拡散係数, 112
拡散方程式, 112
カシミア・エネルギー, 189
下部臨界次元, 179
カメ座標, 148
カラー, 35
カラーの閉じこめ, 36
カルツァークライン・ゲージ場, 136
完全流体, 38, 115
緩和現象, 5
緩和時間, 112
ギブス-デュエム関係式, 109
基本関係式, 108
ギボンズ-ホーキング作用, 86, 163
基本表現, 35, 91
境界理論, 126

極限ブラックホール, 28, 33, 65
ギンツブルグ-ランダウ理論, 173
クォーク, 4, 35
クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP), 4, 36, 149
久保公式, 107, 122
グランドカノニカル・ポテンシャル, 110
グルーオン, 4, 35
クルスカル座標, 18
グローバル座標, 68
ゲージ化された超重力理論, 64
高温超伝導, 5, 195
構成方程式, 111
固有温度, 77, 187
固有時間, 10
コンフォーマル座標, 70
コンフォーマル次元, 131
コンフォーマル対称性, 57
コンフォーマル場の理論, 3

サ

散逸, 5
ジェットの抑制, 97
時間依存するギンツブルグ-ランダウ方程式, 180
示強変数, 109
時空特異点, 14
射影テンソル, 121
重イオン実験, 37, 149
自由エネルギー, 30, 88, 109
重力赤方偏移, 15, 26, 73
シュワルツシルド AdS ブラックホール (球形のホライズン), 84, 185
シュワルツシルド AdS ブラックホール (プラナー・ホライズン), 65, 78, 189, 191
シュワルツシルド・ブラックホール, 14

準固有振動, 166
状態方程式, 109
上部臨界次元, 179
示量変数, 108
随伴表現, 36
スケーリング関係式, 177
スケーリング則, 178
ステファン-ボルツマンの法則, 80, 137
ストリング結合定数, 50
ストリング長さ, 48, 98
ずり粘性率, 4, 39, 118, 141
静的ゲージ, 100
静的座標, 70, 73
世界線, 11
世界面, 50, 98
漸近的自由, 36
線形応答理論, 104
双曲空間, 67
相殺作用, 87, 163
双対性, 1
相転移, 171
測地線, 13
測地線不完備, 139
測地線方程式, 13

タ

第 I 種超伝導体, 182
第 II 種超伝導体, 182
体積粘性率, 118
タイプ IIA 超弦理論, 137
楕円フロー, 149
遅延グリーン関数, 106
秩序変数, 171
超弦理論, 1
超重力理論, 52
超対称ゲージ理論, 3
ディラトン, 49, 53
デバイ遮蔽, 36, 96
電信方程式, 157
動粘性係数, 124
閉じた因果的曲線, 68
ド・ジッター時空, 69
トホーフト結合定数, 40

トポロジー定理, 78

ナ

ナヴィエ-ストークス方程式, 119
南部-ゴールドストーンモード, 111, 181
南部-後藤作用, 99
二次流体力学, 156
熱伝導率, 113, 120
熱力学第ゼロ法則 (ブラックホール), 24
熱力学第 1 法則, 109
熱力学第 1 法則 (ブラックホール), 26
熱力学第 3 法則 (ブラックホール), 33
熱力学ポテンシャル, 109
ノー・ヘア定理, 23, 136

ハ

ハイパースケーリング関係式, 177, 179
ハドロン, 36
バルク理論, 126
反ド・ジッター時空, 1, 57, 68
非圧縮性, 119
非閉じこめ, 4
非プラナー・ダイアグラム, 42
非平衡統計力学, 5
表面重力, 24
フィックの法則, 112, 157
フラックス・チューブ, 46
ブラックブレーン, 79
ブラックホール, 2
ブラックホール・エントロピー, 23
プラナー・ダイアグラム, 42
プラナー・ホライズン, 79
プランク長さ, 27
フレーバー, 35
プローブ近似, 191
分配関数, 29, 110
平均場理論, 172
閉弦, 47
ポアンカレ座標, 70, 75, 78
ポアンカレ・パッチ, 75
ホーキング温度, 27
ホーキングページ転移, 185
ホーキング放射, 2

ホライズン, 2, 9
ホログラフィックくり込み, 87
ホログラフィック原理, 28
ホログラフィック超伝導, 139, 190
ホログラフィック理論, 1

マ

マイスナー効果, 181, 194
密度行列, 103
メソン, 45
面積則 (ウィルソン・ループ), 91
面積則 (ブラックホール・エントロピー), 27
モード・モード結合, 180

ヤ

有意でない危険なオペレーター, 179
有効理論, 111
誘導計量, 99
輸送係数, 5, 107, 111
ユニバーサリティ, 172

ラ

レンジ N_c 極限, 3, 40
レンジ N_c ゲージ理論, 40
ライスナー-ノルドストリウム AdS ブラックホール, 136, 190, 191
ライスナー-ノルドストリウム・ブラックホール, 32
ラプス関数, 87
ランダウ-リフシッツ・フレーム, 120, 159
リフシッツ時空, 139
流体静止系, 115
流体力学, 5, 110
量子色力学, 2, 35
臨界減速, 180
臨界指数, 172
リンドラー時空, 75
レジェ軌跡, 45
レファレンス時空, 187
連続の式, 116
ロンドン方程式, 183, 194

欧字

4 元速度, 12
AdS/CFT 辞書, 64, 132
AdS 境界, 70
AdS 半径, 57, 68
 α' 補正, 53, 63, 159
Breitenlohner-Freedman bound, 133
Coleman-Mermin-Wagner の定理, 179
 D_p ブレーン, 138
D ブレーン, 59
GKP-ウィッテン関係式, 29, 58, 126
incoming-wave 境界条件, 142, 147
Israel-Stewart 理論, 156
 J/Ψ 抑制, 97
Klebanov-Strassler 時空, 95, 138
LHC, 38
little group, 123, 146
M ブレーン, 137
M 理論, 137
 $\mathcal{N} = 4$ ゲージ理論, 3, 56
near-horizon 極限, 34, 62
parallelly propagated 特異点, 139
Polchinski-Strassler 時空, 95, 138
RHIC, 38
R 荷電ブラックホール, 136
R 対称性, 60, 111
R 電荷, 136
scalar polynomial 特異点, 139
UV/IR 関係式, 77

著者略歴

夏梅 誠

なつうめ まこと

1967年生

1989年 北海道大学理学部物理学科卒業

1994年 テキサス大学オースチン校物理学科博士課程修了, Ph.D. 取得

1995年 日本学術振興会特別研究員

1998年 高エネルギー加速器研究機構 助手

現在 高エネルギー加速器研究機構 研究機関講師

総合研究大学院大学併任

専門 素粒子理論, 主な研究分野は超弦理論

主要著書

“AdS/CFT Duality User Guide” (本書の英語版, Springer, 2015)

「超ひも理論への招待」(日経 BP 社, 2008)

「よくわかる量子力学」(ナツメ社, 2005, 共著)

「アインシュタインと21世紀の物理学」(日本評論社, 2005, 共著)

「現代物理最前線7」(共立出版, 2002, 共著)

臨時別冊・数理科学 SGC ライブラリ-93

『超弦理論の応用 物理諸分野での AdS/CFT 双対性の使い方』(電子版)

著者 夏梅 誠

2019年3月10日 初版発行 ISBN 978-4-7819-9962-3

この電子書籍は2012年9月25日初版発行の同タイトルを底本としています。

数理科学編集部

発行人 森平敏孝

TEL.(03)5474-8816

FAX.(03)5474-8817

ホームページ <http://www.saiensu.co.jp>

ご意見・ご要望は sk@saiensu.co.jp まで。

発行所 © 株式会社 **サイエンス社**

TEL.(03)5474-8500 (代表)

〒151-0051 東京都渋谷区千駄ヶ谷1-3-25

本誌の内容を無断で複写複製・転載することは、著作者および出版者の権利を侵害することがありますので、その場合にはあらかじめサイエンス社著作権担当者まで許諾をお求めください。

組版 クオンタ