

Tevatron における SM Higgs 探索

LPNHE Paris Universites VI & VII

江 成 祐 二

Yuji.Enari@lpnhe.in2p3.fr

2011 年 8 月 16 日

1 はじめに

皆さんは Tevatron 加速器にかかわる最近の話題で何を覚えておられるだろうか？ おそらく SM Higgs 粒子の質量 160 GeV あたりの exclusion, Tevatron の 2011 年 9 月末にて運転停止の決定, あとは CDF 実験からの $W + 2jets$ における dijet mass bump についてではないだろうか。これらはすべて Higgs 粒子探索に関わっている。筆者は 2005 年秋から Dzero 実験に参加し, これらについて深く関わってきた。このレポートでは上記の件にも触れつつ, Tevatron における標準モデルを念頭においた Higgs 粒子(以後 SM Higgs とする)探索について, 2011 年 7 月末にフランスで開かれた EPS2011 において発表された DZero 実験と Tevatron combination の最新結果[1]を LHC からの結果も交えながら報告する。

2 Tevatron 加速器の現状と将来

アメリカ, シカゴ近郊にある Tevatron 加速器は陽子反陽子衝突型円形加速器で 2002 年より Run II として重心系衝突エネルギー 1.96 TeV において運転されている。加速器グループの貢献により近年の運転状況はすばらしく, ルミノシティは $400 \cdot 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ を超え, 積分ルミノシティは 11.6 fb^{-1} に達し, CDF と DZero 実験において記録された積分ルミノシティも 10.4 fb^{-1} となっている。検出器にも目立った問題はなく順調なデータ蓄積が続けられている。

2010 年初め頃から Tevatron 加速器の Run II 運転期間の延長について議論され始めた。この提案の中心は SM Higgs の発見にあり, 2012 ~ 2015 年の 3 年間で約 10 fb^{-1} を蓄積し, データ量を現在の 2 倍にし, Higgs 粒子の質量 (M_H) 190 GeV 以下の領域で 3σ での発見を可能にする計画であった。この計画は Fermilab(Fermi National Accelerator Laboratory)の PAC(Physics Advisory Committee), HEPAP(High Energy Physics Advisory Panel)が召集する P5(The Particle Physics Project Prioritization Panel)において CDF・DZero の両検出器の radiation damage の状況から, 両実験に参加している研究機関の貢献予定などが詳細に議論された。そして 2010 年 10 月に開かれた HEPAP においては運転期間の延長を DOE(Department of Energy)に強く

薦めるという結論がでていた。その頃, LHC は 2009 年の事故から復旧して運転を再開し, 詳細な状況をようやく把握しつつあるといったところであったので, この結論は妥当なものであると考えられていた。しかしながら今年 2011 年 1 月に DOE の決定で, Tevatron の運転期間の延長はなく, 2011 年 9 月 30 日において運転を終了することとなった。Tevatron Run II 終了までに積分ルミノシティ 12 fb^{-1} , 検出器がすべて正常に動いているという条件を満たした解析可能なデータ量は約 10 fb^{-1} になると予想されている。

2.1 DZero 実験

Tevatron 加速器は 2 つの衝突点があり 2 つの実験グループ CDF と DZero が検出器を設置, データを取得している。両検出器とも衝突型加速器実験で一般的な汎用型粒子検出器であり, Run I から使われているのでよく知られた検出器である。2002 年から本格的にデータを取り始めた Run II では検出器が大幅に改善され, 特に DZero では Run I の時にはなかった solenoid 磁石が導入され, 荷電粒子の横運動量 p_T が測定できるようになった。DZero 検出器の特徴としては液体アルゴンと劣化ウランを使ったカロリメータ, また η を 2 の広範囲までカバーするミュオン検出器があげられる(検出器の底の部分に muon 検出器がないのは Run I と同じ)。また弱点として, 荷電粒子の飛跡再構成のためのシンチレーションファイバーの layer 数が少なく (15 layers) fake track が多いことがあげられる。また 2006 年にビームパイプのすぐ外側に導入された新たなシリコン検出器 Layer 0 は SM Higgs 探索には重要な改善点であった。

3 SM Higgs の探索

標準モデルにおいて Higgs 粒子は電荷 0, スピン 0 のボソンであり, その質量 (M_H) はパラメータの一つである。理論からはユニタリリティやトリビアルリティなどから大まかな制限はかけられるが, その質量は一意に決められない。 M_H が与えられればその生成断面積および崩壊分岐比は正確(next-to-next-leading-order)に計算できる。 M_H を仮定することにより予想される生成断面積・崩壊分岐比に対し Higgs の候補事象を探索する実験を行い, 近年までに 95% の信頼度で $M_H < 114 \text{ GeV}$ の領域が LEP 実験により除外されてい

る。また既存の測定結果を用いた M_H の推定値は 92^{+34}_{-26} GeV [2]であり、この方法からの95%の信頼度の M_H に対する上限値は161GeVとなっている。またEPS2011前までに Tevatron 加速器の両実験により $158\text{GeV} < M_H < 173\text{GeV}$ の領域が除外されていた。

3.1 Tevatron における SM Higgs の探索

Higgs 粒子との coupling は質量に比例するので重い粒子が主な崩壊生成粒子となる。top クォークは重すぎて $100\text{GeV} \sim 200\text{GeV}$ の Higgs 粒子から top クォーク対へ崩壊できない。したがってフェルミオンからは bottom クォーク対への崩壊が優勢となる。もちろんゲージボソンへの崩壊も優勢で、 $M_H > 2 \cdot M_{W/Z}$ ではフェルミオンよりも W ボソン対または Z ボソン対への崩壊が優勢となる。 $M_H < 2 \cdot M_{W/Z}$ でも off-shell の貢献が有意にあるので、 $M_H \sim 135\text{GeV}$ くらいまでは $H \rightarrow WW$ モードが優勢になる。Higgs 粒子の生成であるが、最もその断面積が大きいのはグルーオン融合 ($1.2\text{pb}@M_H = 115\text{GeV}$)、次に $W(Z)$ ボソンによる制動放射による Higgs 粒子の生成 ($0.2(0.01)\text{pb}@M_H = 115\text{GeV}$) である (以後、 WH または ZH 生成モードと呼ぶ)。その他ボソン融合、top クォークからの $t\bar{t}H$ 生成プロセスがあるが、Tevatron ではこれらの貢献は小さい。

ハドロン・コライダーの解析において第一に考えなければならないのが、最大の背景事象である QCD プロセスをどのように抑制また評価するかということである。生成断面積と崩壊分岐比が一番高いグルーオン融合と $H \rightarrow b\bar{b}$ の組み合わせでは、この観点から Higgs 探索の感度が非常に低くなってしまふ(よってこのモードは解析されていない)。図1は解析可能な生成プロセスと崩壊モードの組み合わせで生成断面積と崩壊分岐比の積を M_H の関数として示したグラフである。

この図から、 $M_H < 130\text{GeV}$ の領域(以後、low mass 領域とする)では WH または ZH 生成モードと $H \rightarrow b\bar{b}$ 崩壊モードを組み合わせたチャンネル、また、それ以上の質量領域

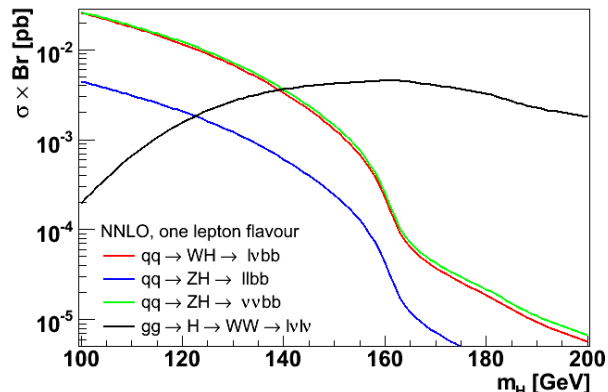


図1 Tevatron における SM Higgs の生成断面積と崩壊分岐比の積の M_H 依存性。

ではグルーオン融合と $H \rightarrow WW$ 崩壊モードを組み合わせたチャンネルが SM Higgs に対し最も高い感度を持つことがわかる。

このレポートではこれらの主要チャンネルを詳しく紹介する。また Tevatron において Higgs 探索で重要なことは、これらの解析結果の combination である。なぜなら、Tevatron においては各々のチャンネル単独では Higgs 粒子の発見、または95%の信頼度で除外する感度はないが、洗練された解析から抽出された信号と、解析間の系統誤差の関わり方を考慮しつつ combine された結果は信頼度が高く、感度も標準モデルで予想される領域に達しつつあるからである。

主な解析の概要は次の通りである。電子またはミュオンにてトリガーされた事象を取り扱い、理解が進んだところで他のトリガーで取得された事象も取り込んでいく。基本的に背景事象はモンテカルロ・シミュレーションにより見積もられ、 W または $Z + jets$ プロセス、および $t\bar{t}$ プロセスは ALPGEN+PYTHIA, diboson プロセスおよび Higgs 粒子を含む信号事象は PYTHIA, single top プロセスは CompHEP を用いており、これらのプロセスの生成断面積は別途 NLO または NNLO の精度で計算された値を用いている。どの解析においても最大の生成断面積をもつ QCD プロセスはモンテカルロには頼らず、データを用いて見積もっている。

3.2 Low mass 領域における Higgs 粒子探索

上記に述べたとおり、low mass 領域における主要プロセスは WH または ZH 生成プロセスで Higgs 粒子が $b\bar{b}$ 対に崩壊するチャンネルである。 W ボソンおよび Z ボソンの終状態により次の3つの解析モードに分けられる。(1) 2レプトンモード、 $ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$ (以後 $\ell\ell b\bar{b}$ モードとする)、(2) 1レプトンモード、 $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ (以後、 $\ell\nu b\bar{b}$ モード)、そして(3) 0レプトンモード、 $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ (以後、 $\nu\nu b\bar{b}$ モード)である。ここでレプトンは W または Z ボソンからの崩壊生成粒子の電子またはミュオンを指している (τ を介するものも含む)。まず W および Z ボソンの再構成と QCD プロセスへの対策を議論し、その後 Higgs 粒子の再構成と b -ID、そして信号事象の抽出に用いている MultiVariate Analysis (MVA) について議論する。

3.2.1 $W \cdot Z$ ボソンの再構成と背景事象

再構成するレプトンの数により分けて解析するのは、信号事象の終状態の違いのみならず、数 mb と非常に高く、シグナル事象と比べおよそ 10^9 も高い生成断面積をもつ背景事象、QCD プロセスの対処の仕方に起因するものである。

高い横運動量 p_T をもつレプトンを1つ要求することで、QCD プロセスを3桁ほど減らせると考えてよい。筆者の解析である $\ell\nu b\bar{b}$ モードを例に詳しく見たあと、他のモードを説明する。

3.2.2 $\ell\nu b\bar{b}$ モードにおける W ボソンの再構成

解析のこの段階ではどれだけ効率よく再構成出来るかが重要である。これはレプトンの再構成に対する条件を出来るだけ緩くし、高い再構成効率の下で QCD プロセスを制御できるかを意味する。逆にいえば、緩い条件の下で QCD プロセスをうまく記述できればそれだけ信号事象が増やせることになる。もう一つ考慮に入れなければならないのはトリガーであり、今回の解析ではトリガー効率がよく理解されている領域の下限、 $p_T > 15 \text{ GeV}$ および missing E_T (以後 MET) $> 15 \text{ GeV}$ を要求、再構成の条件も以前と比べ信号効率が 20% 高くなるように設定した。

QCD プロセスはデータから matrix method を用いて見積っている。この方法の原理は非常に簡単で、2 つの識別条件、緩い条件(loose)とそれよりも厳しい条件(tight)を用い、それぞれの条件を満たすデータの数 N_L と N_T とし、レプトンの効率 ε とジェットなどをレプトンと間違えて同定してしまう効率(以後フェイクレプトン効率)を f とすると次の 2 つの式 $N_L = N_{lep} + N_{fake}$, $N_T = \varepsilon \cdot N_{lep} + f \cdot N_{fake}$ が得られる。ここで N_{lep} と N_{fake} は真のレプトンとフェイクレプトンの数であり、この 2 式をこれらについて解くことによりデータから QCD プロセスを見積もることが出来る。

ここで肝心なのがフェイクレプトン効率 f の測定である。QCD プロセスはグルーオン融合からの *multi-jet* プロセス、と *photon + jet* プロセスがあり、レプトンが電子の場合はジェットが電子として同定される場合と光子が電子として同定される場合があり、これを考慮したフェイクレプトン効率が必要である。この測定には MET が低い領域、 $5 < MET < 15 \text{ GeV}$ を用いている。 $MET < 5 \text{ GeV}$ 以下を使わない理由はこの領域は *photon + jet* プロセスの割合が多く、このフェイクレプトン効率を適用する $MET > 15 \text{ GeV}$ の値と大きく離れてしまうからである。他にもこのフェイクレプトン効率測定に関しいろいろな考察があるが割愛する。

さて、レプトン再構成の条件を緩くしたため、非常に大きくなった QCD プロセスを抑制しなければならない。ここでは詳細なフェイクレプトン効率測定に基づき、QCD プロセスの正確な見積もりが可能となったため、複数の測定量を組み合わせ効率よく特定の事象を抽出することができる MVA を導入した。背景事象として tight を満たす事象を除く全 loose 事象、信号事象として WH のシグナル MC を用い、Boosted Decision Tree(BDT)を用いた。ここで BDT へ入力する物理量はレプトン同定に使用している検出器からの測定量ではなく、角度分布などの力学的な量を用いた。図 2 にこの BDT からの出力分布を示す。データ点と黒いヒストグラムで示す QCD プロセスを含む背景事象がよく一致していると同時に QCD プロセスが出力値の低い領域に分布し信号事象を含む他の事象とよく分けられていることが分かる。

実際にはこの出力が -0.4 より大きい領域を要求した。その結果をレプトンと MET の横運動量成分から計算した不変質量 W transverse mass 分布に示す(図 3)。QCD プロセスが抑制され、データと $W + jet$ を主とする背景事象がよく一致していることが分かる。この新しいレプトン同定と QCD プロセスの MVA による抑制手法を導入したことで以前の解析と比べ QCD プロセスの割合を維持したままシグナル再構成効率を 15% ほど向上させることができた。

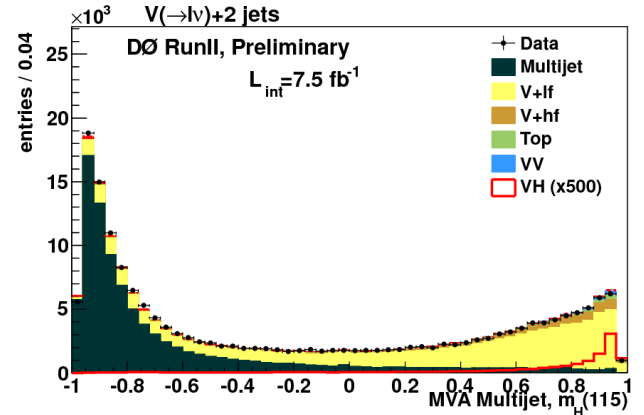


図 2 $\ell\nu b\bar{b}$ モードにおける QCD プロセスを抑制するための BDT 出力分布。VH は $M_H = 115 \text{ GeV}$ 場合を示す。

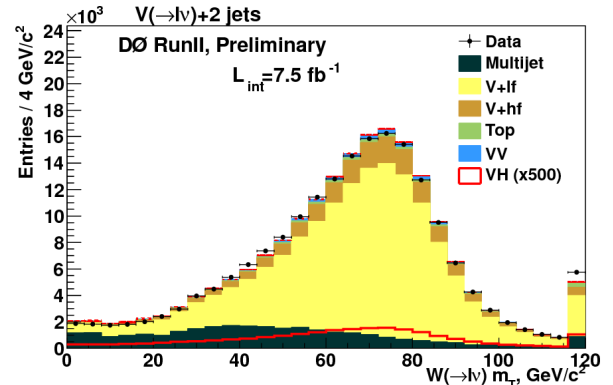


図 3 $\ell\nu b\bar{b}$ モードにおける BDT による QCD プロセス抑制後の W transverse mass 分布。

3.2.3 $\ell\ell b\bar{b}$ モードにおける Z ボソンの再構成

レプトンを 2 つ要求するので QCD プロセスはかなり抑えられ、レプトンの p_T の下限も低くでき、 $p_T > 10 \text{ GeV}$ としても、信号事象のトリガー効率はほぼ 100% であることが確かめられている。信号事象の再構成率を向上させるために $\ell\nu b\bar{b}$ モードに比べてもさらに緩いレプトン同定条件を使用している。また 2 つのレプトンの内、1 つがレプトンだと同定されなかった場合でも次の場合にはレプトンとして解析に組み込まれている。(a) カロリーメータの平行領域とエンドキャップ領域間 ($1.1 < |\eta| < 1.5$) において測定された電子である場合(ICR electron), (b) ミューオン検出器ではミューオンと判別されてないがその飛跡が他の再構成されたオブジェクトと充分離れている場合(isolated track)

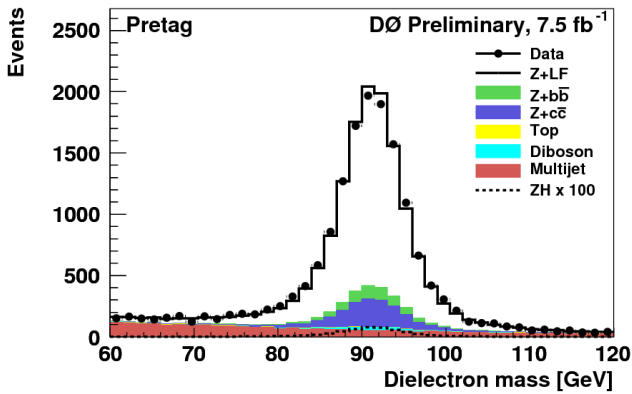


図4 $ccbb$ モードにおけるレプトン対の不変質量分布。ZH は $M_H = 115\text{ GeV}$ の場合。

である。これらを含めることが出来たためにこのチャンネルの感度は10%ほど改善した。図4はレプトン対から再構成された不変質量である。QCD プロセスはよく抑えられ、高い S/B 比で Z ボソンが再構成されていることが分かる。

3.2.4 $\nu\nu b\bar{b}$ モードにおける Z ボソンの再構成

このモードは $Z \rightarrow \nu\nu$ なので能動的に再構成するのは2ジェットだけでレプトンがない。そのため、2ジェットと $MET > 40\text{ GeV}$ を要求したデータサンプルはQCD プロセスが90%以上を占める。この環境下でHiggs粒子探索するにはそれなりの確認作業が必要になる。実際には $Z + jet$ が測定可能であることを示すためのEW control sample,そしてQCD プロセスを評価するための multi-jet control sample を使っている。EW control sample は $W + jet$, $W \rightarrow \mu\nu$ を使い、再構成されたミューオンを意図的に無視するという手法を用いる。このサンプルにより、 $MET + jets$ トリガーの最終チェック、また $W/Z + jet$, また $t\bar{t}$ プロセスなどのQCD プロセス以外の背景事象がデータと一致するかを確認する。QCD プロセスの抑制のためには $\nu\nu b\bar{b}$ モードと同様にMVAを使い効率よく抑制を行っている。図5にMVAによるQCD プロセス抑制後の MET 分布を示す。QCD プロセスは非常によく抑えられ、またデータと主な $Z + jet$ と $W + jet$ からなる背景事象とよく一致していることが分かる。

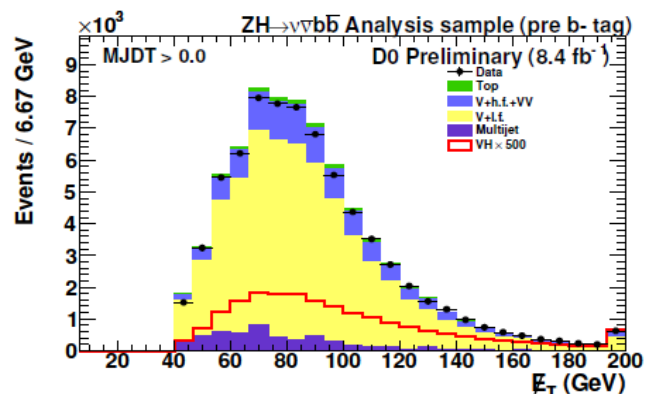


図5 $\nu\nu b\bar{b}$ モードにおける MET 分布。VH は $MH = 115\text{ GeV}$ の場合。

3.2.5 $H \rightarrow b\bar{b}$ の再構成

Higgs粒子は $p_T > 20\text{ GeV}$ の2つのジェット(dijet)から再構成され、その不変質量分布にピークとして現れる。この不変質量分布の幅は測定器の分解能で決まる。DZero 実験ではHiggs粒子からの $b\bar{b}$ 対の不変質量分布の分解能はおよそ18%である。 $W + jets \cdot top \cdot diboson \cdot \text{QCD}$ の各プロセスからなる背景事象からこの予想されるピークを探すことになる。冒頭で述べたとおり、この $W + 2jets$ 事象においてdijetの不変質量に正体不明のbumpが現れたという報告がCDF実験から報告された。

CDF の bump について

この件に関してこれまでの経緯を説明したい。2010年パリで開催されたICHEP2010で最初にdijet mass分布が公開された。 $Lepton + jets$ 終状態のdibosonプロセスの生成断面積の測定に関する講演で、筆者もそのセッションに出席しており、そのデータ分布はバックグラウンドの予想を有意に越えるexcessがあったので非常に強く印象に残ったのを覚えている。そのbumpがSMの予想だけでは説明がつかず、質量 144 GeV の新粒子を仮定した時にはその生成断面積は 4 pb で統計的有意度は 3.2σ であると報告[3]されたのは2011年4月のことだった。CDF実験はその統計を増やし、5月30日にはフランスのBloisにて開かれた会議でデータ量を 7.3 fb^{-1} に増やし統計的有意度を 4.1σ とした。

CDFの第一報からDZeroにおいてこの解析だけに新しいEditorial Board(DZero内の解析内容の審査会、新しい結果はここでの承認が必要)が作られ、筆者もその一員となった。

結果は6月9日に発表され、そのようなbumpは確認できず、CDFが報告したmass,生成断面積を95%の信頼度で除外するというものであった[4]。図6にCDFとDZeroそれぞれから出されたdijetの不変質量分布と見積もられた背景事象を差し引いたデータの振る舞いを示す。

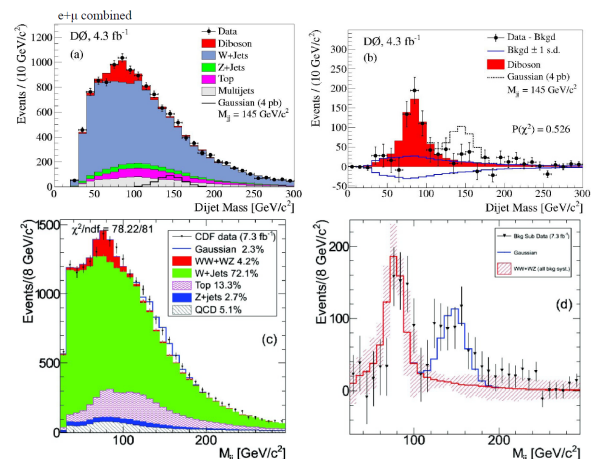


図6 CDFから報告されたdijetの不変質量 144 GeV ,断面積 4 pb のbumpとDZeroより提出された $W + 2jets$ のbump探索の結果の比較(上:DZero,下:CDF)。DZeroの結果にはbumpはない。

ちなみに、CDFの結果を説明するために多くのアイデアが理論家により考え出され、63もの論文がarXivにて発表されている。7月末に開かれたHiggs Hunting workshopではCDFのbumpはgluonとquarkのjet energy scaleの違いにより説明できるかもしれないとの報告がCDFよりだされた。現在Fermilabの所長が立ち上げたtask force(メンバーはCDFとDZeroのspokespersonsの4名)の下で事態の理解を急いでいる。

これほどの間違いが起こるほどdijetの質量分布の理解は容易ではないのである。実際のところ、上記のdijet bumpの解析は $W + jet$ 事象のうまく記述できていない領域を回避するため、再構成された W の横運動量 p_T^W に45 GeV以上という非常に強い制限の下で行われた解析である。 W および $Z + jet$ プロセスの記述には両実験ともにALPGEN+PYTHIAを用いているが、この領域の記述は万全ではない。Higgs粒子の探索においてはこの信号事象の70%も切り捨ててしまうような制限はかけられない。そのためDZeroでは***b-jet tagging***前のデータに一致するように角度分布の補正を行っている。

3.2.6 *b-jet tagging*

*b-jet tagging*は再構成されたジェットが*b-jet*であるかを判別することであり、解析の中で最も複雑なステップである。これは*B*メソンの寿命が長いという特徴を捉える手法で、ジェットの中に2次パーティックスの同定やジェットを構成する荷電粒子の飛跡の最近接点の測定からの同定、またジェット内にセミレプトニック崩壊からのミュオンを同定するなどの方法がある。

DZeroではこれらの情報をBDTにて組み合わせ、1つの*b-jet tagger*として使用している。この今年になって導入されたBDTを用いた*b-jet tagger*は以前の手法と比べると10%ほど性能が向上している。Tagging効率はSystem 8[5]を用いて測定され、解析ではデータとモンテカルロの効率の違いを補正している。詳細は割愛するがこの補正方法を更新することにより、BDTの出力分布が使えるようになった。以前はこの出力のある一定の閾値以上を選択し、その効率を補正するだけであったが、この新しい方法はこのBDT出力分布を直接MVAの入力として使用可能にした。

図7の新しい補正方法適用後のデータと背景事象の予想が一致したBDTの出力分布を見て分かるように、各々の背景事象で非常に特徴的な分布をしており、信号抽出に非常に役立つ。実際、この手法を適用し、Higgs粒子に対する感度のおよそ10%の向上が確認された。

図8に*b-jet tagging*適用前(pre *b-tag*)、と適用後のdijetの不变質量分布を示す。事象中に*b-jet*が2つ以上tagされた場合(2*b-tag* サンプル)と1つしかtagされなかった場合

(1*b-tag* サンプル)に分けて解析を進める。これは各サンプルの背景事象の各プロセスの割合が異なることを考慮し、MVAの最適化を行うためである。

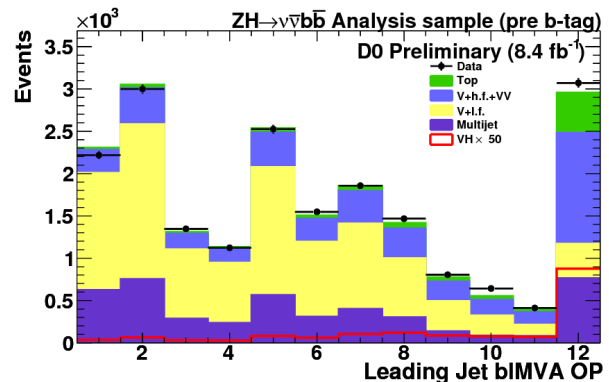


図7 DZeroのBDTを用いた*b-jet tagger*の出力分布。

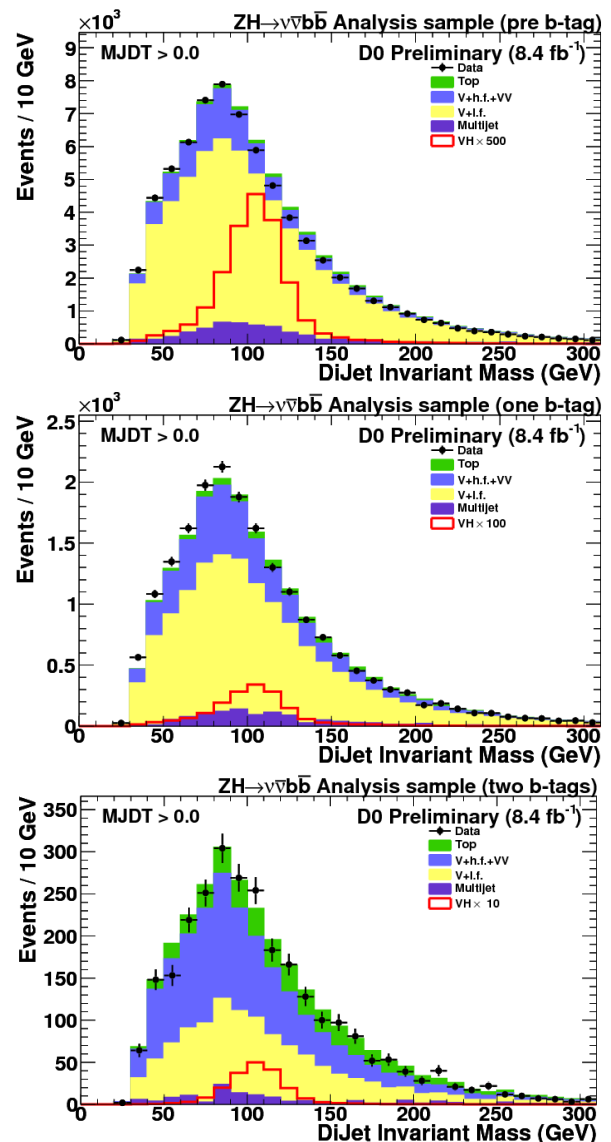


図8 Dijetの不变質量分布。(上) *b-tagging*前、(中) 1*b-tag* サンプル、(下) 2*b-tag* サンプル。 $\nu\nu b\bar{b}$ モードより。

3.2.7 MVA について

DZero でよく使われているのが TMVA パッケージ[6]であり, その中でも BDT の “stochastic gradient boosting” が主流である。BDT のよい点は入力の数をも多くしても安定した出力が得られることである。しかしながら, 入力の数できるだけ少なくすることは重要で, 現在では入力数は 14 ~ 20 くらいである。また, この解析のように背景事象に複数のプロセスが絡む場合には BDT の学習をどのように行うかということも重要で, それにより最適な入力の組み合わせも異なってくる。一つ面白い試みとしては最適な入力の組み合わせを選ぶために特定の背景事象に対し BDT を適用してみることがある。ここでは $\ell\nu b\bar{b}$ からの例を示す。まず, 2 つの主な背景事象である $t\bar{t}$ プロセスと $W + b\bar{b}$ プロセスをそれぞれ別の BDT を用意し学習させる。その入力の物理量のランキングを比べ, 両方の BDT においてともに高いランキングをもつ 14 の物理量を選ぶ。これらを実際の信号抽出に使用する BDT への入力とし, すべての背景事象を対象に学習させるのである。

Low mass の解析に関しては dijet mass 分布から信号抽出を行った場合と比べ, MVA を使うことで 25% から 30% の Higgs 粒子探索における感度向上が確認されている。図 9 に low mass 領域における主要 3 モードの信号抽出のために training された BDT 出力分布を示す。3 つのどのモードについても信号事象は出力の高い方, 背景事象は低い方に分布し, 信号事象の抽出がうまく行っていることを示す。背景事象は $W/Z + b/c\text{-jet}$ プロセス, また $t\bar{t}$ プロセスも BDT 出力の高い信号領域に分布しており, これらが信号事象と同じトポロジーをもつ完全には抑制できない背景事象である。

系統誤差の中で結果に大きな影響を及ぼしているのは $W/Z + b/c\text{-jet}$ プロセスの生成断面積 20%, $b\text{-jet}$ tagging 効率に起因する 5 ~ 10%, またジェットの再構成効率に起因する 10% である。

EPS2011 にて発表された SM Higgs に対する上限値を表 1 にまとめた。これらは 1 年前のと比べて感度が 20% ($\ell\ell b\bar{b}$) ~ 40% ($\ell\nu b\bar{b}$) 向上した結果が得られた。

3.3 High mass 領域における SM Higgs 探索

ここで Tevatron の SM Higgs 探索において最も感度が高い $H \rightarrow WW$ について簡単に触れておく。主な解析モードとしては両方の W ボソンの終状態がレプトンの場合で, 組み合わせとしては $ee, e\mu, \text{そして } \mu\mu$ の 3 モードである。

この中で, $e\mu$ モードはその組み合わせから信号事象が他モードの 2 倍であること, また背景事象の少なさから他のモード各々の 2 倍の感度をもつ。Low mass 領域の $\ell\ell b\bar{b}$ と同じようにレプトンを 2 つ持つので, 非常に緩いレプトン

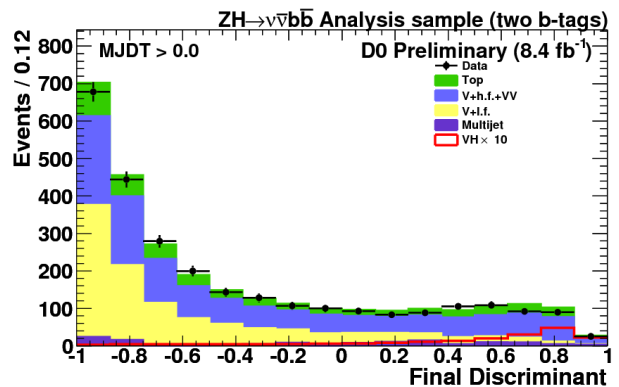
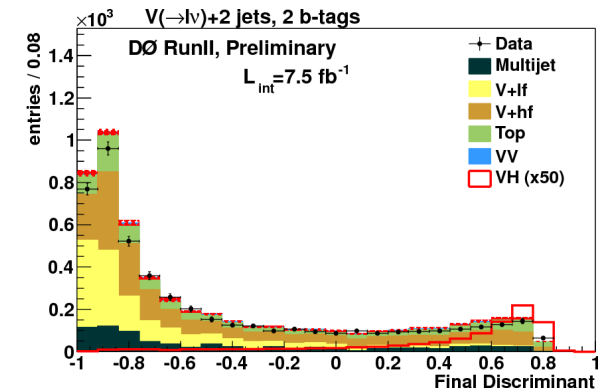
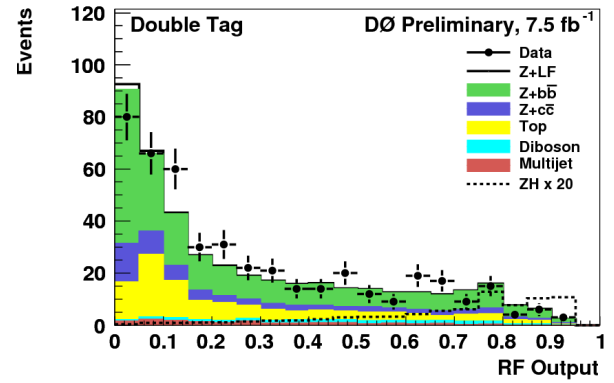


図 9 2b-tag サンプルにおける信号抽出のための MVA 出力。(上) $\ell\ell b\bar{b}$ モード, (中) $\ell\nu b\bar{b}$ モード, (下) $\nu\nu b\bar{b}$ モード。信号はすべて $M_H = 115\text{ GeV}$ 。

表 1 95% CL における SM Higgs の生成断面積 × 崩壊分岐比の上限値と SM 値との比。モードは W/Z の終状態を示し, $M_H = 115\text{ GeV}$ は $H \rightarrow b\bar{b}$, 165 GeV は $H \rightarrow WW$ モードの結果を示す。Exp. と Obs. はそれぞれ上限値の予想値と実測値, D0 と TeV は D0 combination と Tevatron combination の結果。

M_H	115 GeV			165 GeV		
	$\ell\ell$	$\ell\nu$	$\nu\nu$	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Obs.	4.9	4.6	3.2	2.6	1.1	2.2
Exp.	4.8	3.5	4.0	2.1	1.3	2.2
D0	obs: 1.8 exp: 1.9			obs: 0.7 exp: 0.9		
TeV	obs: 1.2 exp: 1.2			obs: 0.5 exp: 0.6		

同定条件と p_T に対する閾値の下限は低くモードによるが 12 GeV 程度である。またこのモードは高い p_T を持ったニュートリノを 2 つ含むので $MET > 20 \text{ GeV}$ を要求する。Higgs 粒子からの崩壊にニュートリノを含むため low mass チャンネルのようにその不変質量分布にピークを探すことはできない。High mass チャンネルではニュートリノの質量がほぼ 0 であることから荷電レプトンの方向に Higgs 粒子のスピンの 0 であることによる特徴が出る。

実際には Higgs 粒子からの 2 つの荷電レプトンは同じ方向に向かう傾向が強く、図 10 に示したレプトン対間の角度 $\Delta\phi$ 分布から信号事象の角度分布が背景事象と異なることが見て取れる。ここで背景事象について詳しく見てみる。 $e\mu$ モードでは Dell-Yan プロセスからは τ を介しているのですがその終状態に ν を含んでいるが、他の 2 モードは MET の要求によりこの Dell-Yan プロセスは抑制される。主な背景事象は $W + jet$, WW プロセスおよび $t\bar{t}$ プロセスである。この中で WW と $t\bar{t}$ は信号事象と全く同じ力学領域を持つため、完全には落とすことの出来ない背景事象である。

最終的には MVA を使い信号事象を抽出する。MVA の学習には背景事象の違いを考慮しジェットの数により 0 ジェット, 1 ジェットそして 2 ジェットの 3 つのサンプルに分けた。これは図 11 に示す結果をみるとよく分かり、0 ジェットでは当然のことながら $t\bar{t}$ 事象はなく、 WW が主な背景

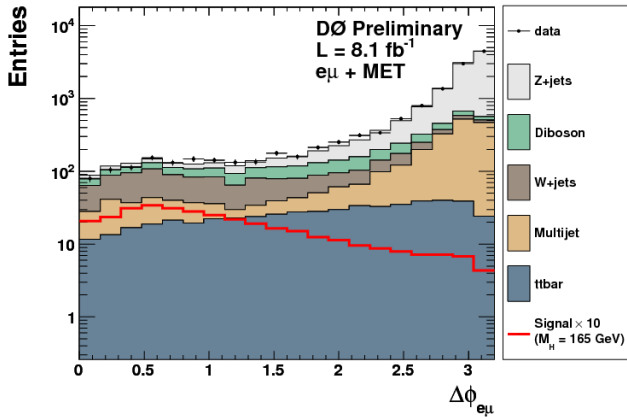


図 10 $H \rightarrow WW$ の $e\mu$ モードにおける 2 つのレプトン間の角度分布。信号は $M_H = 165 \text{ GeV}$ の場合。

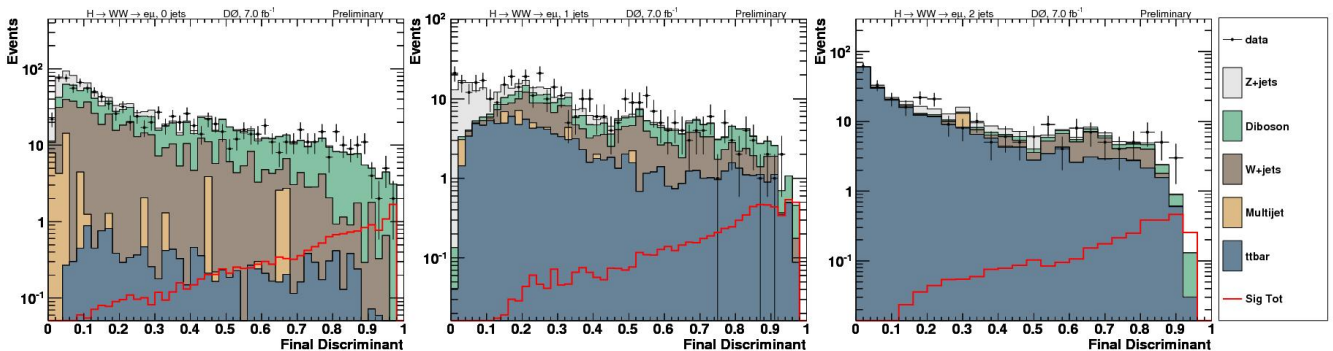


図 11 $H \rightarrow WW$ の $e\mu$ モードにおける信号抽出のための MVA 出力。(左) 0 ジェット, (中) 1 ジェット, (右) 2 ジェットの場合。

事象であるが、 $2jets$ では $t\bar{t}$ プロセスが主になるからである。この解析は $M_H > 2 \cdot M_W$ の領域だけでなく、off-shell W の貢献により、 $M_H \sim 130 \text{ GeV}$ まで一番高い感度を持ち、115 GeV 付近でも low mass モードの 5 分の 1 程度の感度を持っている。

3.4 SM Higgs combination とその結果

SM Higgs 探索はその質量 100 GeV から 200 GeV の領域を 5 GeV (160 GeV 付近は 2.5 GeV) 毎に信号抽出を行っている。Combination では本レポートで紹介したそれぞれの質量領域での主なチャンネルに加えて多数のチャンネルも考慮に入れる。各チャンネルも複数のカテゴリーがあるので、その総数は CDF 実験より 71 チャンネル, DZero 実験より 94 チャンネルとなっている。その仮定する質量により複数の信号事象の生成プロセスおよび終状態を同時に考慮しなければならないため、結果の評価は生成断面積に対して行うのではなく、各点における標準モデルで予想される信号の数を基準とし、標準モデルの予想を 1 とした比に対し制限をつけている。

この combination では、系統誤差の処理も適切に行われている。起源が同じ系統誤差は各チャンネル間で独立ではなく、関係性を持たせなければならない。トイ・モンテカルロを作る時にあるチャンネル間にまたがって共通する系統誤差は各トイ事象においてそのチャンネルすべての中で同じ割合だけ変動させることが挙げられる。この関係付けを DZero 内・CDF 内だけでなく両実験にまたがる系統誤差においても考慮している。特に、信号事象、背景事象の生成断面積などの理論からの入力条件に関しては両実験間で出来る限り同じ条件を使い、系統誤差に関連を持たせている。

結果を見るにあたり一つ重要なのは Tevatron の Higgs 探索に使われている統計処理ツールは 2 つあることで、1 つは DZero で使われている modified frequentist approach である CLs, もう 1 つは CDF で使われている Bayesian based method である。2 つの異なった概念の元に構成された 2 つのプログラムを用いて上記に説明した combination を行っ

た結果は予想される上限値 (expected limit), またデータからの上限値 (observed limit) とともに $\pm 5\%$ の範囲で一致した値が得られている。

さてここで Higgs 粒子探索の除外領域についての経過を見てみる。2008 年の夏の会議で発表した 3fb^{-1} のデータでの結果は 170GeV の 1 点を除外するもので, 初めて LEP の上限値を上回る結果であった。その後 2009 年の夏では CDF からは 4.8fb^{-1} , DZero からは 5.4fb^{-1} のデータを用い, 予想される感度についても標準モデルの予想値に達し, 2010 年の 2 月には CDF・DZero の共同論文[7]が PRL より発表された。95% 信頼度での除外領域は $162 < M_H < 166\text{GeV}$ であった。その後, 2011 年の冬には約 8fb^{-1} のデータで CDF・DZero 各々においてこの領域を除外していることを確認した。EPS2011 においての除外領域は図 12 および図 13 に示すとおり $156 < M_H < 177\text{GeV}$ である。

Low mass 領域は ICHEP2010 において初めて Tevatron の探索領域内で探索感度が SM で予想される領域に到達し, $M_H < 109\text{GeV}$ の領域を除外した。EPS2011 になり予想される除外領域も $M_H < 108\text{GeV}$ まで達したが, LEP の除外領域の下限 114GeV は越えていない。EPS2011 における $M_H = 115\text{GeV}$ においては observed (expected) limit が 1.17 (1.16) となっている。Tevatron では最新の combination

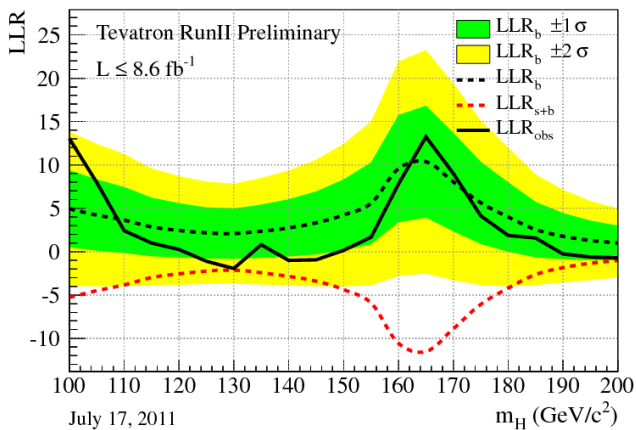


図 12 Tevatron combination の log likelihood ratio の M_H 依存性。

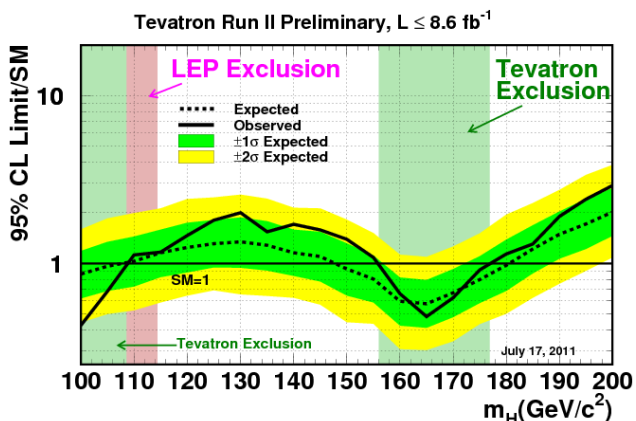


図 13 Tevatron combination の 95% CL における SM Higgs の生成断面積 \times 崩壊分岐比の上限値と SM 値との比の M_H 依存性。

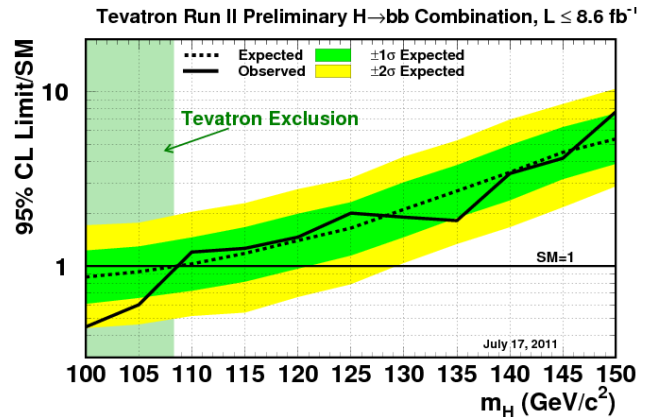


図 14 $H \rightarrow b\bar{b}$ に限定した Tevatron combination の結果。95% CL における SM Higgs の生成断面積 \times 崩壊分岐比の上限値と SM 値との比の M_H 依存性。

の結果では図 14 に示す通り Higgs の終状態が $b\bar{b}$ に限定した combination を行った。

4 Tevatron の今後

M_H が $130 \sim 140\text{GeV}$ 周辺に excess がある。図 12 の LLR をみるとこの excess は信号込みの前提に得られた LLR に近く, データは SM Higgs がそこにあるかのように振る舞っている。また EPS2011 で発表された ATLAS および CMS からの結果も同様の excess があり非常に興味深い。LHC では順調にデータの蓄積が進んでいるようである。この周辺での Higgs 粒子に対する感度は格段に上がる。もし Higgs 粒子がこの領域にある場合は本年中か, 遅くとも 2012 年の Moriond でこの excess が Higgs なのか判明すると思われ, LHC の結果が非常に楽しみな状況である。

導入部で述べたように Tevatron は今年の秋, 2011 年 9 月末でその運転を終了する。最終的な積分ルミノシティは 12fb^{-1} , 一部の検出器の不具合などの質の悪いデータを除外した後の解析可能な積分ルミノシティは 10fb^{-1} を少し下回る程度になると思われる。EPS2011 の結果に使われたデータはおよそ 8fb^{-1} なので, データ量の増加による感度の向上は 10% ほどしか期待できない。

High mass 領域における感度は既に LHC の方が高く, 除外領域も大きい。Tevatron と LHC の間では各信号プロセスの割合 (WH および ZH プロセスの割合が大きい), また背景事象の振る舞いも異なっているため, この領域の Tevatron の結果にも大きな意味がある。

また low mass 領域の主要モードである $H \rightarrow b\bar{b}$ は Higgs 粒子が発見された場合にその粒子が SM Higgs であるかどうかを確認する非常に重要な手がかりになり, この観点においては Tevatron における $H \rightarrow b\bar{b}$ の解析から得られる知見には大きな意味がある。今後 1 年でこのチャンネルの感度を上げるためにさまざまな試みがなされ, EPS2011 の結果から約 20 ~ 30% の改善が見込まれている。

参考文献

- [1] DZero 実験からの最新結果 :
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/D0Summer2011.html>
CDF 実験からの最新結果 :
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results.html>
- [2] LEP EWWG , <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
- [3] T. Aaltonen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106** 171801 (2011).
- [4] V. M. Abazov *et al.*, Phys.Rev.Lett. **107** 011804 (2011).
- [5] V. M. Abazov *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **620**, 490 (2010).
- [6] TMVA, <http://tmva.sourceforge.net/>
- [7] V. M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** 061802 (2010).