

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SINALOA
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS
MAESTRÍA EN FÍSICA



Estudios de simulación del detector miniBeBe para el experimento
MPD-NICA

TESIS

*QUE COMO REQUISITO PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN FÍSICA*

PRESENTA:

LIC. PEDRO ANTONIO NIETO MARÍN

DIRECTORA DE TESIS:

DRA. ISABEL DOMÍNGUEZ JIMÉNEZ

Culiacán, Sinaloa. Junio de 2022



Dirección General de Bibliotecas
Ciudad Universitaria
Av. de las Américas y Blvd. Universitarios
C. P. 80010 Culiacán, Sinaloa, México.
Tel. (667) 713 78 32 y 712 50 57
dgbuas@uas.edu.mx

UAS-Dirección General de Bibliotecas

Repositorio Institucional Buelna

Restricciones de uso

Todo el material contenido en la presente tesis está protegido por la Ley Federal de Derechos de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

Queda prohibido la reproducción parcial o total de esta tesis. El uso de imágenes, tablas, gráficas, texto y demás material que sea objeto de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente correctamente mencionando al o los autores del presente estudio empírico. Cualquier uso distinto, como el lucro, reproducción, edición o modificación sin autorización expresa de quienes gozan de la propiedad intelectual, será perseguido y sancionado por el Instituto Nacional de Derechos de Autor.

Esta obra está bajo una Licencia Creative Commons Atribución-No Comercial
Compartir Igual, 4.0 Internacional



A la Dra. Isabel Domínguez Jiménez y la Dra. María Elena Tejeda Yeomans por abrirme las puertas, confiar en mí y por brindarme las bases necesarias para desarrollarme en esta área de investigación, además de los valores humanos para aspirar a ser un investigador consolidado.

A mi padre y mi madre, por darme las bases, confianza y apoyo incondicional durante toda mi vida. A Nayeli, Itzel, Constanza y Santiago por acompañarme de la mano durante este camino.

A Samanta Hermosillo, por el amor y apoyo durante estos años de adversidades y retos.

Agradezco a mis compañeros de maestría por todas esas reuniones estresantes para entender la tarea.

A la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas por facilitarme la realización de la maestría y brindarme los conocimientos necesarios.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), por brindarme el apoyo económico indispensable con la beca 1074607 para realizar mis estudios de maestría.

Resumen

Se presenta los estudios de simulación para el diseño conceptual del detector miniBeBe propuesto para ser instalado como un detector de nivel 0 en el complejo NICA-MPD del Joint Institute for Nuclear Research (JINR). Se implementó la geometría del miniBeBe en el ambiente de simulación oficial del MPD, MpdRoot, con el cual se realizaron simulaciones utilizando el generador UrQMD para colisiones Bi+Bi a $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV y colisiones p+p en $\sqrt{S_{NN}} = 4, 9$ y 11 GeV. Se realizó un análisis para estudiar las capacidades básicas del detector como disparador de nivel 0 con alta eficiencia para multiplicidades bajas y altas. Informamos sobre la aceptación geométrica del miniBeBe y estudiamos la energía de los hits en las celdas del detector y la respuesta del detector dando el número promedio de hits, la energía depositada y el tiempo de vuelo de todos los hits promediados por evento por celda. Además, estudiamos la eficiencia de disparo en conjunto con el detector FFD para aumentar el porcentaje de eventos de baja multiplicidad y realizamos un estudio de longitud de radiación para probar la baja ocupación de los materiales del detector. Finalmente presentamos las capacidades del miniBeBe para la determinación de centralidad en MPD-NICA basado en la multiplicidad con un enfoque MC-Glauber.

Abstract

We present the simulation studies for the conceptual design of the miniBeBe detector proposed to be installed as a level-0 trigger for the TOF at the NICA-MPD complex of the Joint Institute for Nuclear Research (JINR). We built and implemented the geometry of the miniBeBe in the official offline framework of the MPD, MpdRoot, these simulations were made based on the UrQMD generator for Bi+Bi collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV and p+p collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 4, 9$ and 11 GeV. The analysis was performed to study the basic capabilities as a level-0 trigger with high efficiency for low and high multiplicities. We report on the tracks selected in the geometrical acceptance of the miniBeBe and study the energy of particles hitting the detector cells and the response of the detector giving the average number of hits, the deposit of energy and the TOF of all the hits averaged per event per cell. As well, we studied the trigger efficiency in conjunction with the FFD detector to increase the percentage for low multiplicity events and performed a radiation length study to prove the low occupancy of the detector materials. We finally present the capabilities of the miniBeBe for the centrality determination in MPD-NICA based on the multiplicity with an MC-Glauber approach.

Índice general

Resumen	ii
Abstract	v
1. Introducción a la física de colisiones ultra relativistas de iones pesados	1
1.1. Antecedentes históricos	2
1.2. Experimento NICA	7
1.2.1. Detector Multi-Propósito (MPD) del experimento NICA	10
1.2.2. Cámara de Proyección de Tiempo	12
1.2.3. Sistema de Tiempo de Vuelo	13
1.2.4. Detector de Avance Rápido	14
1.2.5. Grupo MexNICA	16
1.3. Detector miniBeBe	17
2. Marco Teórico	23
2.1. Conceptos básicos	23
2.2. Método Monte Carlo	23
2.3. Generadores y transporte	26
2.3.1. UrQMD	26
2.3.2. MpdRoot Framework	31
2.4. Participantes, espectadores y parámetro de impacto	32

2.5. Centralidad	33
2.6. Modelo Glauber Monte Carlo	35
3. Metodología	39
3.1. Construcción del detector miniBeBe en ROOT e implementación en MpdRoot	40
3.2. Generación de eventos	42
3.3. Transporte en el MiniBeBe	42
4. Resultados	45
4.1. Simulación del detector	45
4.2. Respuesta del detector	52
4.3. Eficiencia	59
4.4. Sombra del miniBeBe en la TPC	66
4.5. Longitud de radiación	69
4.6. Determinación de la centralidad	72
5. Conclusiones	79
A. Rapidez y pseudorapidez	81

Índice de figuras

1.1. Conjetura del diagrama de fase QCD con la temperatura (T) en el eje vertical y el potencial químico (μ_B) en el eje horizontal con una transición de fase hipotética y un punto final crítico entre el gas hadrón y el QGP [1].	6
1.2. Diagrama de fase de QCD con la densidad bariónica neta en el eje horizontal y Temperatura T (en unidades de energía) en el eje vertical. Se muestra las regiones a las que diversos experimentos pueden acceder [21].	8
1.3. Dibujo esquemático del experimento NICA [17].	9
1.4. Dibujo esquemático del detector Multi Propósito del experimento NICA [17].	11
1.5. Vista esquemática de la TPC en el MPD [32].	13
1.6. Vista esquemática del detector TOF en el MPD [24].	14
1.7. Vista del FFD a lo largo de la línea del haz (a) y vista esquemática del subdetector FFD (b) [42].	15
1.8. La eficiencia de disparo en función del parámetro de impacto de las colisiones Au+Au para dos energías $\sqrt{S_{NN}} = 5$ y 11 GeV y dos umbrales de 500 y 1000 fotones Cherenkov [48].	16

- 1.9. (Arriba) Representación esquemática de la ubicación prevista del detector miniBeBe dentro de los demás componentes del MPD. (Abajo) Cobertura de pseudorapidez del detector miniBeBe (representada por el ancho de la caja nombrada) en comparación con la cobertura de pseudorapidez nominal del resto de los componentes del MPD: TPC, TOF, ECAL, FFD, BeBe, FHCAL y miniBeBe. Las curvas corresponden a las distribuciones de pseudorapidez para partículas cargadas (negro), piones cargados (rojo), protones espectadores (azul) y protones participantes (verde) calculadas para una muestra UrQMD de eventos de MB de colisiones Bi + Bi a $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV. 19
- 1.10. Ilustración del detector miniBeBe. La estructura soporta dieciséis tiras de 600 mm longitud montados sobre un cilindro, con radios interior y exterior de 220 y 260 mm, respectivamente, colocados alrededor del tubo del haz. Cada tira consta de 20 centelladores cuadrados de plástico con dimensiones $20 \times 20 \times 3$ mm³, con cuatro SiPM acoplados a cada celda. 20
- 1.11. (Arriba) PDE en función de la longitud de onda del SiPM MicroFC-60035 SensL. (Abajo) Distribución de longitud de onda que tienen los fotones de centelleo del plástico BC-404. 21
- 1.12. (Arriba) Electrónica frontal para la tarjeta SFED. (abajo) Prototipo general de PCB frontal. La imagen muestra la tarjeta SFED unida a la tarjeta de cinta. A la izquierda, la tarjeta SFED está envuelta en cinta mylar de poliéster. A la derecha, la tarjeta SFED está desenvuelta y se ve la distribución de SiPM. 22
- 2.1. Geometría para los puntos dentro y fuera del área del círculo para calcular el número π 24
- 2.2. Descripción general de la sección transversal elástica (σ_{el}), inelástica (σ_{inel}), total (σ_{tot}) para colisiones pp en función de \sqrt{s} . La línea roja (para pp) representa el mejor ajuste de los datos de la sección transversal total de la colaboración COMPETE. La línea azul se refiere a la sección transversal inelástica y se obtiene como la diferencia entre el ajuste total e inelástico. 30

2.3.	Ilustración de una colisión Bi+Bi en $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV en UrQMD con un parámetro de impacto $b = 7$ fm. El número de participantes (círculos negros) se cuenta por nucleones que interactúan con cualquier nucleón y los espectadores (círculos grises) no interactúan.	33
2.4.	Figura esquemática de la correlación de la distribución de multiplicidad con los parámetros geométricos b y N_{part} . Los rangos de centralidad son mostrados por las líneas punteadas que relacionan el tipo de colisión central, semi-central, semi-periférica y periférica. Figura obtenida de la Ref. [58].	35
2.5.	Distribuciones de densidad de Fermi para núcleos de Au, Pb, Cu, Bi y Xe según sus distintos parámetros.	36
3.1.	Visualización del archivo ROOT de la TPC con la librería OpenGL.	41
3.2.	Pasos de procesamiento de datos y niveles de almacenamiento del experimento MPD.	44
4.1.	Geometría del miniBeBe implementada dentro de MpdRoot (arriba). Visualización transversal del miniBeBe con la numeración de las 16 tiras y los 20 plásticos centelladores en una tira (abajo).	46
4.2.	Event display del experimento con la implementación de la geometría del miniBeBe en MpdRoot (arriba). Event display del transporte de las partículas de una colisión por los distintos sub-detectores (abajo).	47
4.3.	Selección geométrica de las celdas miniBeBe de tracks (MCTracks dentro de MpdRoot) usando 5000 eventos para colisiones Bi+Bi a 9 GeV mostradas como hits en el espacio (arriba). La distribución η de todas las partículas cargadas y las partículas primarias solamente, donde podemos verificar que efectivamente la aceptación del miniBeBe es $ \eta < 1.1$ (abajo).	48

4.4.	Distribución del diagrama de dispersión de partículas con respecto a la energía que transportan a nivel de generación dentro de MCTracks cuando alcanzan el miniBeBe (arriba). Distribuciones de partículas identificadas, normalizadas por el número de eventos para una muestra de colisiones Bi + Bi a 9 GeV (abajo).	50
4.5.	Gráficos de dispersión para los hits en todas las celdas miniBeBe para la muestra MB de Bi + Bi a 9 GeV. El panel superior muestra el depósito de energía y el panel inferior el tiempo de vuelo de todos los impactos. Dada nuestra convención para etiquetar las celdas, el máximo del depósito de energía y el mínimo tiempo de vuelo ocurren para las celdas etiquetadas por múltiplos enteros de 10.	51
4.6.	Promedio del número de hits (arriba), energía depositada (centro) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para el miniBeBe en colisiones Bi + Bi a 9 GeV. Mostramos los resultados para las muestras de MB ($b = 015.8$ fm), así como para tres clases de centralidad diferentes.	53
4.7.	Promedio del número de hits (arriba), energía depositada (centro) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para las colisiones miniBeBe en colisiones p+p a 4, 9 y 11 GeV.	55
4.8.	Promedio del número de hits (arriba), energía depositada (centro) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para el miniBeBe de 32 tiras en colisiones Bi + Bi a 9 GeV.	56
4.9.	Promedio del número de hits (arriba izquierda), energía depositada (arriba derecha) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para el miniBeBe de 32 tiras en colisiones p+p a 4, 9 y 11 GeV.	57
4.10.	Configuración del miniBeBe de 2 metros de largo.	59

4.11. Razón de la distribución de multiplicidad de todos los eventos y los eventos los cuales tienen al menos un hit en el miniBeBe o FFD (arriba), al menos un hit en el miniBeBe (centro) y al menos un hit en el FFD (abajo) en colisiones p+p a 9 GeV.	60
4.12. Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de partículas primarias con al menos un hit en el miniBeBe (2 m) ó FFD, solo en el miniBeBe de 60 cm (arriba) y 2 m (abajo) y solo el FFD.	62
4.13. Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de partículas secundarias con al menos un hit en el miniBeBe (2 m) ó FFD, solo en el miniBeBe de 60 cm (arriba) y 2 m (abajo) y solo el FFD.	63
4.14. Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de todas las partículas con al menos un hit en el miniBeBe (2 m) ó FFD, solo en el miniBeBe de 60 cm (arriba) y 2 m (abajo) y solo el FFD.	64
4.15. Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de todas las partículas con al menos un hit en el FFD ó el miniBeBe de 60 cm y 2 m.	65
4.16. Razón del número de hits de la TPC con y sin el miniBeBe para todas las partículas aproximadamente 0.98 (izquierda), primarias aproximadamente 0.95 (centro) y secundarias aproximadamente 1.01 (derecha) para Bi+Bi a 9 GeV.	67
4.17. Razón del p_T de la TPC con y sin el miniBeBe para todas las partículas (izquierda), primarias (centro) y secundarias (derecha) para Bi+Bi a 9 GeV.	68
4.18. Vista lateral de la tira del miniBeBe con los distintos componentes y puntos de entrada (1, 2 y 3) para la medición de la longitud de radiación.	70
4.19. Porcentaje de longitud de radiación para todos los detectores (arriba) y solamente el miniBeBe (abajo) en colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV en UrQMD.	72

4.20. Distribución de multiplicidad de partículas cargadas de los eventos UrQMD reconstruidos (recuadros blancos) para colisiones Bi+Bi en $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV en comparación con la distribución ajustada utilizando el enfoque MC-Glauber (triángulos negros). Las clases de centralidad se indican mediante líneas verticales en rangos de 5%.	74
4.21. Comparación del parámetro de impacto promedio en función de la centralidad entre resultados del Monte Carlo UrQMD y el miniBeBe a 9 GeV (arriba). Comparación del parámetro de impacto promedio en función de la centralidad entre resultados de datos reconstruidos en la TPC y el miniBeBe a 9 GeV (abajo).	75
4.22. Distribuciones del parámetro de impacto b del Glauber Monte Carlo con los cortes de las clases de centralidad calculados con el ajuste de la distribución de multiplicidad.	76
4.23. Distribución del número de participantes N_{part} del Glauber Monte Carlo con los cortes de las clases de centralidad calculados con el ajuste de la distribución de multiplicidad.	77
4.24. Distribución del número de colisiones binarias N_{coll} del Glauber Monte Carlo con los cortes de las clases de centralidad calculados con el ajuste de la distribución de multiplicidad.	77

[figure] width=.8labelfont=default, labelformat=default, labelsep=period, name=Figure

[table] labelfont=default, labelformat=default, labelsep=period, name=Table

Capítulo 1

Introducción a la física de colisiones ultra relativistas de iones pesados

El objetivo principal del estudio de las colisiones ultra relativistas de iones pesados es investigar las propiedades de la materia hadrónica y recrear el plasma de quarks y gluones que se cree ocurrió al comienzo del universo aproximadamente un microsegundo después del Big-Bang. Para esto es necesario formar y caracterizar un estado macroscópico de quarks y gluones no confinados en equilibrio térmico local. Una de las características más importantes de las colisiones de nucleones de alta energía es la cantidad de energía involucrada. Cuando se deposita una gran cantidad de esta energía en una pequeña región del espacio, la densidad de energía puede ser muy alta. Estas colisiones creadas en los experimentos, es una forma de calentar y comprimir la materia nuclear a temperaturas significativas y crear una región con densidades de materia muy altas. En estos experimentos, solo hay dos herramientas que se pueden controlar para el estudio de las colisiones de iones pesados: las especies de iones que chocan y la energía de centro de masa. Como hay ciertos datos que no se pueden medir directamente en el experimento como: el parámetro de impacto, el vértice primario del punto de interacción, el momento inicial de las partículas primarias, etc., es muy importante hacer estudios fenomenológicos para conocer más sobre ellos.

1.1. Antecedentes históricos

La física de partículas elementales es una rama de la física encargada de estudiar los componentes más elementales de la materia y las diversas interacciones entre ellos. En sus principales objetivos se plantean las preguntas: ¿Cómo está hecho el universo?, ¿de qué está hecha la materia?, ¿cómo interacciona entre sí la materia?, ¿cuál es el origen del universo?, etc. Estas grandes preguntas se han realizado desde los inicios de la humanidad. Históricamente se sabe que Leucippus de Miletus y su estudiante Democrito de Abdera fueron los pioneros con la idea del “átomo” (derivado de la palabra “átomos” que significa indivisible en griego). Ellos formularon la teoría atomista, en la cuál afirmaron que el universo está compuesto en su totalidad sólo de átomos y vacío, los cuáles son la causa de las cualidades y todos los cuerpos se componen de los mismos elementos. Estas ideas filosóficas no estaban muy lejos de lo que ahora se tiene conocimiento mediante el método científico. En los inicios del 1800, el inglés John Dalton desarrolló aún más las ideas de Democrito con bases científicas y experimentales. Dalton postuló su teoría de igual forma que Democrito, formulando que la materia está formada por partículas muy pequeñas llamadas átomos, que son indivisibles y no se pueden destruir. Sin embargo, su modelo tenía insuficiencias y errores para estimar la masa y el peso de algunos compuestos básicos.

En 1904, Joseph Thomson ideó su modelo atómico en base a las ideas de Dalton. En su modelo, el átomo estaba compuesto por electrones de carga negativa que compensa la carga positiva del átomo. Sin embargo, no se podía explicar cómo se mantenían unidas las cargas positivas del átomo dada la repulsión eléctrica. Se requería un concepto nuevo para explicar las deficiencias del modelo. Históricamente, en 1909 Ernest Rutherford y Thomas Royds descubrieron experimentalmente con una lámina de oro el “núcleo” de un átomo. En este experimento se dirigieron un haz de partículas alfa en una fina lámina de oro y se midió el patrón de dispersión usando una pantalla fluorescente. Fue así como se observó la dispersión de las partículas alfa en todas direcciones, rechazando contundentemente las ideas de Thomson y creando un nuevo modelo en el que el átomo consistía mayormente de vacío, con la carga

positiva en el centro en un volumen limitado y rodeada por electrones en una nube.

Se le llama física nuclear al estudio de la interacción fuerte. En 1932 el neutrón fue descubierto por James Chadwick, dando inicio oficialmente a la física nuclear y a una enorme cantidad de descubrimientos consecuentes como lo son los isótopos, la radioactividad, la fisión y la fusión. El físico japonés Hideki Yukawa, en 1937 indagó más a fondo la naturaleza de las fuerzas nucleares fuertes haciendo uso de una nueva partícula, el mesón, teniendo esta una masa intermedia entre la del electrón y la del protón. Estas partículas se les llamó “mesones” (del griego “mesos”, que significa medio), estas partículas son inestables por lo que se necesitan detectar justo cuando se producen. En 1947, Cecil Powell, César Lattes y Giuseppe Occhialini observaron las primeras partículas con las características de los mesones predichas por Yukawa mediante un experimento con rayos cósmicos, llevado a cabo a gran altitud, exponiendo emulsiones fotográficas. Estas emulsiones revelaron el pión, concediéndole así el premio nobel a Hideki Yukawa por la predicción de los piones y a Cecil Powell por la técnica para detectarlos.

Para entender más a profundidad el átomo fueron necesarios mejoras en los experimentos y teorías más completas. A diferencia de los experimentos realizados por Cecil Powell con rayos cósmicos, se necesitaba controlar el entorno para estudiar las partículas generadas y los diferentes procesos de decaimientos. De esta manera se construyeron los primeros aceleradores de partículas, los cuáles tienen como finalidad acelerar partículas cargadas y hacerlas colisionar entre ellas. Esto con la finalidad de generar una gran cantidad de partículas nuevas que antes no se observaban. Alrededor de la década de los 40's, Ernest Orlando Lawrence diseñó y desarrolló el primer ciclotrón el cuál funcionaba a bajas energías mediante el uso de campos magnéticos. Sin embargo, generaba una aceleración lo suficientemente rápida en los protones como para ser llamadas relativistas (cerca a la velocidad de la luz). Para conseguir una mayor energía, y por ende una mayor aceleración de las partículas, se necesitó construir los primeros sincrotrones. Estos últimos necesitan superconductores para generar campos magnéticos con bastante precisión, sistemas de vacío para alinear el haz y superordenadores

para almacenar la gran cantidad de información generada en los estudios.

Gracias a la construcción de los aceleradores de partículas, los experimentalistas descubrieron cientos de nuevas partículas las cuales se le intentó clasificar. Los físicos Murray Gell-Mann y George Zweig en 1964 propusieron que los hadrones estaban compuestos por componentes aún más elementales, los cuáles llamaron “quarks”. En 1965 Greenberg y Han Nambu propusieron que estos quarks poseían un grado de libertad adicional, el cuál llamaron carga de color. Además, concluyeron que los quarks deberían de interactuar mediante bosones (partículas mediadoras de fuerza o interacciones fundamentales) llamados gluones. Esto dio inicio a la Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en inglés), la cuál se define como la teoría fundamental de la interacción fuerte. Esta teoría intenta explicar el confinamiento de los quarks y gluones en los hadrones (bariones y mesones). En 1970, el Acelerador Lineal de Stanford (SLAC) mediante un experimento de dispersión inelástica de electrones a protones, mostró que el protón estaba hecho de partículas aún más elementales, demostrando que éste último no era elemental. A estos objetos se les llamó partones y posteriormente fueron identificados como quark “up” y “down”.

Uno de los fenómenos más importantes en QCD es el confinamiento de color. Este establece que aquellas partículas que contienen una carga de color (quarks y gluones), no pueden aislarse y por ende observarse directamente. A grandes rasgos este fenómeno se puede explicar mediante una predicción teórica por medio de las cuerdas de QCD por el cuál circulan gluones entre dos quarks. Cuando se intentan separar estos dos quarks, la cuerda de QCD aumenta su energía y a cierta distancia la energía es suficiente para formar un par quark y antiquark. Juntándose así los dos quarks originales con los nuevos formados. Este proceso se producen hadrones nuevos y se le denomina hadronización.

Entre 1970 y 1980 los aceleradores fueron modificados considerablemente para acelerar iones pesados gracias a la comunidad de física de altas energías, alcanzando cientos de MeV de temperatura y densidades de energía muy altas. Dadas las características del sistema, los hadrones se desconfinan y se genera un Plasma de Quarks y Gluones (QGP por sus

siglas en inglés). El estudio de las colisiones de iones pesados ultra relativistas podría darnos un entendimiento más completo de las partículas producidas a altas energías en QCD. Las colisiones de iones pesados son capaces de recrear parte de la materia que llenó el universo un microsegundo más o menos después del Big Bang. A mediados de los 70's se entendía que el universo estaba lleno con materia a temperaturas por encima de Λ_{QCD} (la escala fundamental de energía en QCD, en el orden de 10^2 MeV). Esta temperatura era muy caliente como para formar cualquier hadrón, lo que hacía pensar que debería haber una forma nueva de materia.

El QGP se ha estudiado para comprender los primeros instantes del universo (aproximadamente un microsegundo después del Big Bang) y sus propiedades. Grandes instalaciones experimentales como Large Hadron Collider (LHC) y Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) están buscando observables físicos que nos ayuden a encontrar la transición de fase de la materia hadrónica al QGP en la que se produce el desconfinamiento de quarks y gluones en el diagrama de fase de la cromodinámica cuántica. El objetivo principal es formar y caracterizar un estado de quarks y gluones no confinados en equilibrio térmico local en las colisiones de iones pesados para investigar las propiedades de la materia hadrónica y recrear el QGP.

La figura 1.1 muestra un esquema del diagrama de fase de QCD, donde se observan las transiciones entre las fases de la materia hadrónica y el QGP. La relación entre el potencial químico (μ_B) y la temperatura (T) son los principales parámetros para comprender las propiedades de esta materia creada [1]. Se cree que en las primeras etapas de la colisión, el QGP se comporta como un “fluido casi perfecto”, por lo que la hidrodinámica ha sido el marco teórico predominante en el estudio de este sistema [2–4]. El objetivo principal del estudio de las colisiones de iones pesados ultra relativistas es investigar las propiedades de la materia hadrónica y recrear el QGP.

Los detectores en los experimento de iones pesados se construyen alrededor del punto de interacción de la colisión, para realizar mediciones específicas de observables como: la producción y los espectros de partículas, distribuciones de multiplicidad, momento transver-

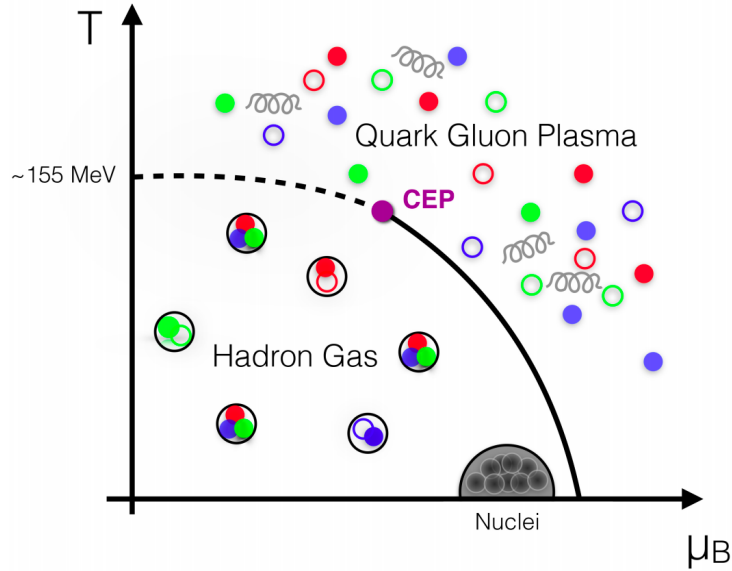


Figura 1.1: Conjetura del diagrama de fase QCD con la temperatura (T) en el eje vertical y el potencial químico (μ_B) en el eje horizontal con una transición de fase hipotética y un punto final crítico entre el gas hadrón y el QGP [1].

sal de las partículas y reconstrucción de las trazas. Para estudiar el comportamiento y las características de la materia creada en las colisiones de iones pesados es necesario realizar un análisis de datos de las propiedades generales del sistema como: los espectros p_T , dN/dy , $\langle p_T \rangle$, relaciones de partículas, propiedades cinéticas de congelación, determinación de centralidad y flujo dirigido en el cierta energía de centro de masa del experimento [5].

Las primeras pruebas de la existencia del QGP fueron gracias al experimento CERN en 1986, al crear el QGP de manera artificial por primera vez. La producción de múltiples bariones extraños (Ξ y Λ) y anti bariones ($\bar{\Xi}$ y $\bar{\Lambda}$) en interacciones azufre-tungsteno a 200 GeV/ c en el experimento WA85 en 1991, fué unos de los primeros resultados que probaba la formación del QGP [6, 7]. En 1999 se confirmó la formación de un nuevo estado de la materia en el Super Proton Synchrotron (SPS) ubicado en CERN en el experimento WA97, en el cual se midió el espectro de masa transversa (m_T) para hadrones negativos (h^-) y partículas extrañas producidas en colisiones Pb+Pb a 158 A GeV/ c [8, 9]. En el mismo año se completó la construcción del RHIC en el Brookhaven National Laboratory (BNL) y en

el año 2000 se iniciaron las primeras corridas de recopilación de datos. Desde entonces, las primeras mediciones en RHIC han arrojado una gran cantidad de datos, de cuatro detectores independientes, cada uno con su colaboración internacional de científicos: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS y STAR [10]. En 2005, el RHIC anunció oficialmente que las colisiones de Au+Au producían un líquido perfecto de quarks y gluones. Los cuatro laboratorios del RHIC concluyeron que la razón η/s (la viscosidad de corte entre la viscosidad de entropía) era cercana a cero, lo que llevó a confirmar que el QGP se comportaba como un líquido perfecto [11].

Varias observaciones en las energías máximas del RHIC [12] se han asociado con la existencia de una transición de fase con grados de libertad partónicos en las primeras etapas de las colisiones de iones pesados. Tales observables son la supresión del momento transversal alto, la producción de hadrones en colisiones Au+Au en relación con las colisiones p+p escaladas, el gran flujo elíptico (v_2) para hadrones con quarks de valencia extraños ligeros y pesados en el rango intermedio p_T en colisiones Au+Au. Actualmente, en el detector BNL en experimento RHIC y los detectores ALICE, ATLAS y CMS en el experimento CERN se llevan a cabo experimentos que continúan uniendo esfuerzos para estudiar las propiedades del QGP [13–16].

1.2. Experimento NICA

El proyecto internacional “Nucleotron-based Ion Collider fAcility” (NICA, por sus siglas en inglés), está dirigido al estudio en laboratorio de las propiedades de la materia nuclear en la región de máxima densidad barionica [17–19]. Este tipo de materia solo existía en las etapas tempranas del universo y en el interior de las estrellas de neutrones, sin embargo, los cálculos con Lattice QCD predicen que la transición de fase de desconfinamiento y la restauración de la simetría quiral que ocurren a densidades de energía muy altas puede ser creada en colisiones nucleares. Los datos experimentales sobre las propiedades de producción de hadrones

en SPS (CERN) sugieren que esta transición ocurre dentro del rango de energía de NICA. Además, este rango es lo suficientemente grande para abarcar tanto las colisiones donde la fase plasmática está bien desarrollada como las colisiones donde que la materia permanece puramente hadrónica en todo momento. Además de determinar la existencia y ubicación de la región de transición, es de interés fundamental establecer el carácter de la transformación de fase asociada, es decir, si sigue siendo un cruce suave o se ha convertido en uno de primer orden, como varios modelos predicen. En este último caso, el diagrama de fases de la materia que interactúa fuertemente debe contener un punto crítico y su identificación experimental forma un punto focal para este campo de investigación. En la figura 1.2 se muestra el diagrama de fase de QCD con las distintas regiones en las que se desenvuelven los experimentos.

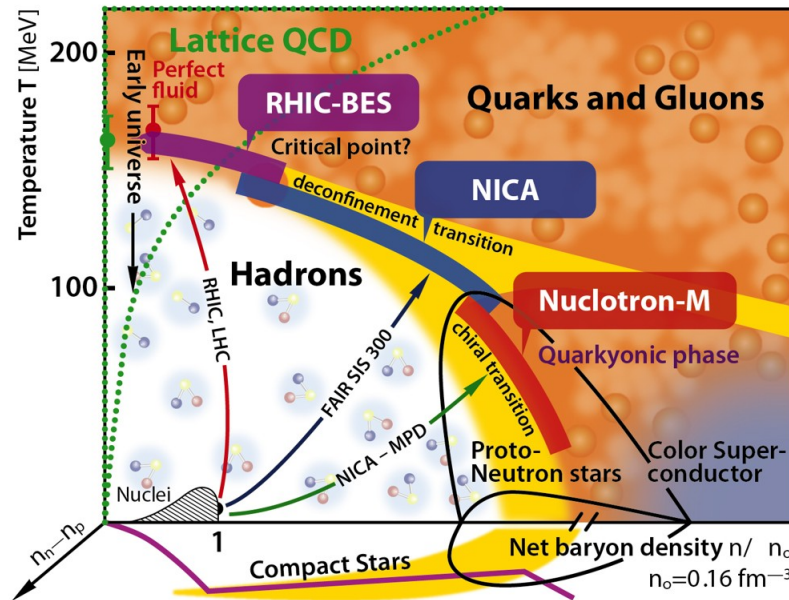


Figura 1.2: Diagrama de fase de QCD con la densidad bariónica neta en el eje horizontal y Temperatura T (en unidades de energía) en el eje vertical. Se muestra las regiones a las que diversos experimentos pueden acceder [21].

La configuración básica de NICA permitirá acelerar y colisionar iones pesados, en el rango de energía óptimo para estudiar esta transición de fase. NICA proporcionará una variedad de especies de haces que van desde protones y deuterones polarizados hasta iones de oro muy

masivos. Los iones pesados se acelerarán hasta una energía cinética de $\sqrt{s_{NN}} = 11$ GeV y protones hasta $\sqrt{s_{NN}} = 27$ GeV. El corazón del complejo NICA es el acelerador “Nuclotron” (que ha estado trabajando en JINR desde 1992) que tiene una magnitud magnética máxima de 45 mT y una circunferencia de 251.52 m proporciona la aceleración de iones a la energía del experimento [20]. NICA estará compuesto de un Inyector (Booster en inglés), un sincrotrón superconductor que acumula, enfría y acelera aún más los iones pesados a 600 MeV de energía. La circunferencia del amplificador es de 211 metros, su estructura magnética está montada dentro del Nuclotron. Los dos puntos de interacción se preparan en el anillo colisionador NICA: uno para estudios de iones pesados con el detector Multi-Purpose Detector (MPD), otro para haces polarizados para el experimento Spin Physics Detector (SPD) y una instalación experimental de objetivo fijo [21]. En la figura 1.3 se muestra un dibujo esquemático del complejo del experimento NICA con los tres experimentos principales.

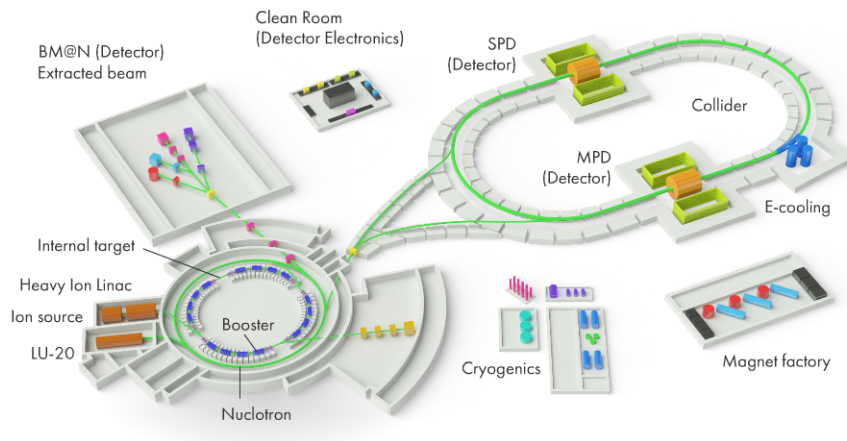


Figura 1.3: Dibujo esquemático del experimento NICA [17].

El SPD tiene como objetivo estudiar los haces polarizados de protones y deuterones para estudiar la física del espín de partículas. Dado estudios recientes se sugiere realizar mediciones de asimetrías en la producción de pares de leptones (Drell-Yan) en colisiones de haces de protones y deuterones no polarizados, polarizados longitudinalmente y transversalmente utilizando el SPD [22]. El objetivo final del experimento BM@N es realizar un programa de

investigación centrado en la producción de materia extraña en colisiones de iones pesados a energías de haz entre 2 y 6A GeV.

La fecha prevista de puesta en servicio del colisionador NICA es a finales de 2022. Al mismo tiempo, el Detector Multiusos (MPD, por sus siglas en inglés) ha sido diseñado para operar en NICA. Los componentes de MPD están actualmente en producción. Ya se ha iniciado el montaje de diferentes subsistemas de detectores in situ. A fines de 2021, la configuración del detector comenzó la puesta en servicio de datos cósmicos, para estar listo para la toma de datos en los primeros haces de NICA. NICA proporcionará un programa de investigación competitivo complementario a los de BNL, CERN y al planeado en FAIR.

1.2.1. Detector Multi-Propósito (MPD) del experimento NICA

El objetivo científico global del proyecto NICA-MPD es explorar el diagrama de fase de la materia que interactúa fuertemente en la región de la materia bariónica altamente comprimida [23–25]. El programa experimental MPD incluye mediciones simultáneas de observables que presumiblemente son sensibles a los efectos de alta densidad nuclear y la transición de fase. El detector MPD consta de muchos subdetectores, cada uno con una tarea específica. La figura 1.4 muestra un diagrama esquemático del detector MPD.

Los parámetros básicos de diseño han sido determinados por las necesidades de los procesos físicos en colisiones nucleares en NICA y por varias restricciones técnicas guiadas por una compensación de seguimiento eficiente e identificación del tipo de partículas contra un presupuesto de material razonable. La luminosidad de diseño, la tasa de eventos en la región de interacción MPD es de aproximadamente 6 kHz; la multiplicidad total de partículas cargadas excede 1000 en las colisiones Au + Au más centrales a $\sqrt{S_{NN}} = 11$ GeV. Como la mayoría de las partículas producidas tienen un momento transversal inferior a 0.5 GeV/c, el diseño del

detector requiere un presupuesto de material muy bajo.

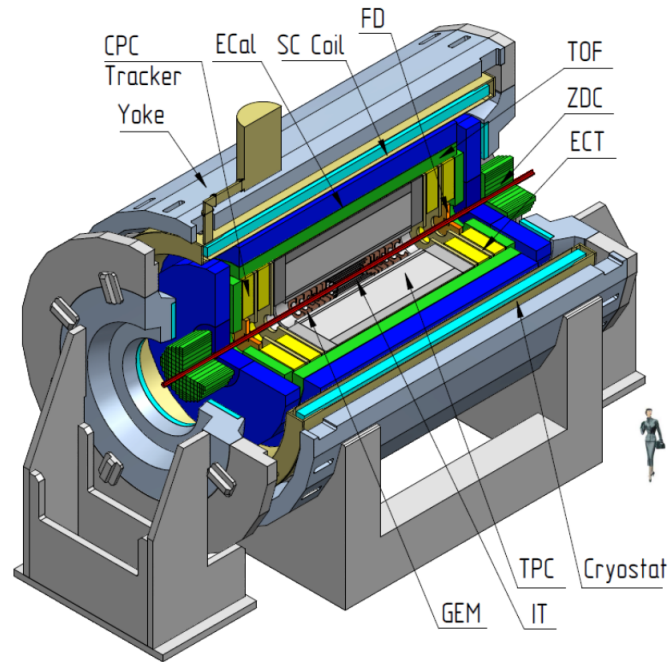


Figura 1.4: Dibujo esquemático del detector Multi Propósito del experimento NICA [17].

Dado que el complejo MPD-NICA está en desarrollo, es de vital importancia contar con un marco de simulación para generar estudios antes de las primeras ejecuciones del colisionador. El software y los componentes informáticos del proyecto MPD están a cargo de actividades como el diseño, la evaluación y la calibración de detectores; almacenamiento, acceso, reconstrucción y análisis de datos; y el desarrollo y mantenimiento de una infraestructura informática distribuida para los físicos involucrados en estas tareas. MpdRoot se está desarrollando para respaldar el experimento MPD, es una herramienta poderosa para estudios de rendimiento de detectores, simulación de eventos y el desarrollo de algoritmos para la reconstrucción y análisis físico de datos de eventos de objetivo fijo de la instalación MPD. El entorno ROOT sirve como base para MpdRoot (para el experimento FAIR en GSI Institute) [26]. Se utiliza un conjunto extendido de simuladores Monte Carlo para la simulación de eventos en colisiones de iones pesados (UrQMD, LAQGSM, PHSD, PHQMD) [27–31].

A continuación se describen las componentes principales del MPD.

1.2.2. Cámara de Proyección de Tiempo

La cámara de proyección de tiempo (TPC, por sus siglas en inglés) es el principal detector de seguimiento del MPD [32]. Su finalidad es el seguimiento e identificación de partículas cargadas. Para esto la TPC tiene que tener un rastreo de alta eficiencia en un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 1.2$ (véase el apéndice A), una resolución de menor o igual a 3% en un momento transverso de $0.1 \leq p_T \leq 1$ GeV/c para partículas cargadas y una resolución de 8% en la identificación de partículas en mediciones de energía depositada dE/dx en el detector.

La TPC funciona con una jaula y un cátodo central que genera un campo electrostático uniforme en todo el volumen cilíndrico con un gas de alta pureza compuesto 90% de argón y 10% metano. Las cargas al interactuar con el gas dejarán una traza ionizada que será empujada por el campo electrostático hacia las placas finales de lectura a una distancia de ~ 1.7 m. En la figura 1.5 se muestra el diseño esquemático de la geometría propuesta. El diseño de la TPC ha sido utilizado en experimentos como STAR y ALICE [33, 34].

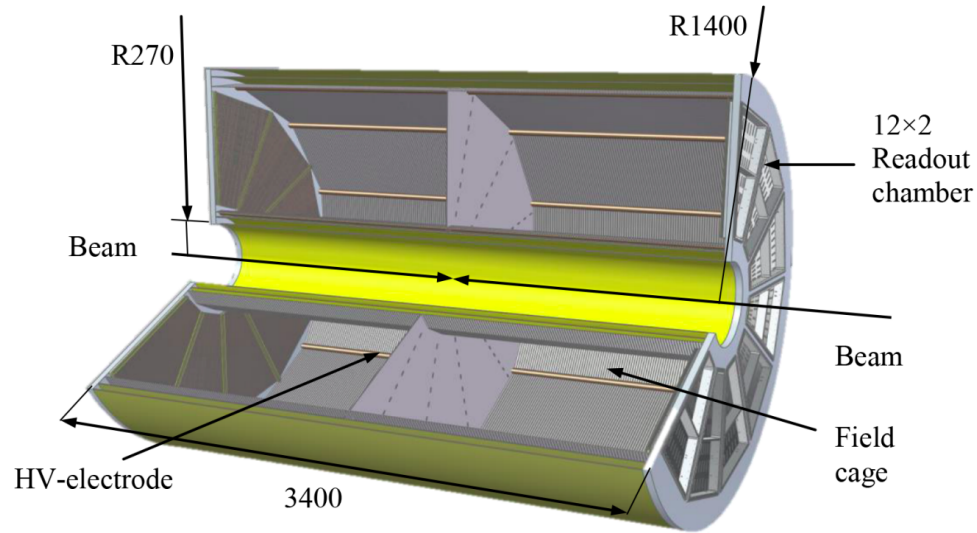


Figura 1.5: Vista esquemática de la TPC en el MPD [32].

1.2.3. Sistema de Tiempo de Vuelo

El sistema de Tiempo de Vuelo (TOF, por sus siglas en inglés) [35] del MPD consta de una parte central (el barril) y dos detectores finales (tapas finales) mostrados en la figura 1.6. El barril determina el tiempo de vuelo de las partículas en una pseudorapidez de $|\eta| < 1.4$. El objetivo principal del TOF es identificar los hadrones cargados y cúmulos nucleares con un momento en un rango de 0.1–3 GeV mediante mediciones del tiempo de vuelo de las partículas junto con la información de la TPC. Para esto, el TOF deberá obtener un tiempo de resolución de 100 ps mediante el uso de cámaras resistivas planas de multicapas (MRFC, por sus siglas en inglés) dado que son de bajo costo y fáciles de producir. Además, deberá tener una alta granularidad para tener una ocupación del sistema debajo del 15% y sus elementos deberán funcionar en un campo magnético de 0.5 T.

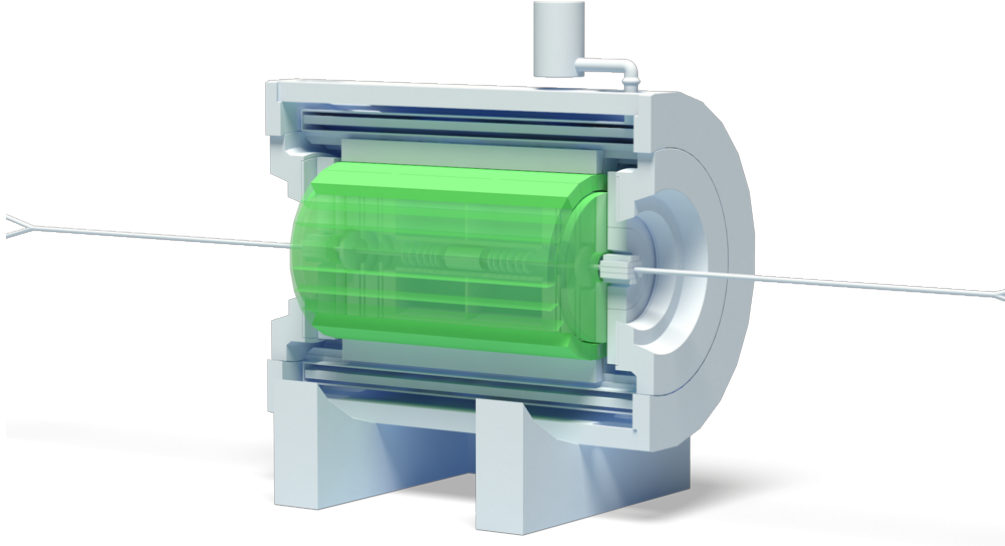


Figura 1.6: Vista esquemática del detector TOF en el MPD [24].

Las MRFC consisten en placas resistivas separadas unas de otras con espacios de igual tamaño con una mezcla de gas de 90 % $C_2H_2F_4$ + 5 % $i - C_4H_{10}$ + 5 % SF_6 con una presión correcta [36]. Se aplica un alto voltaje en las superficies exteriores de las placas resistivas mientras que todas las placas interiores están flotando eléctricamente. El voltaje de las placas internas se genera debido al flujo de electrones e iones en el espacio del gas creados por las partículas cargadas al pasar por el gas. Finalmente se recupera la información del paso de las partículas mediante el uso de electrodos de lectura tarjetas de circuito impreso (PCB, por sus siglas en inglés). Este tipo de detectores son utilizados en experimentos como ALICE, PHENIX, STAR, HADES y CBM [37–41].

1.2.4. Detector de Avance Rápido

El Detector de Avance Rápido (FFD, por sus siglas en inglés) tiene como principal objetivo producir señales de alta velocidad que sirvan como sistema de disparo o activación nivel cero en la selección de colisiones cerca del punto de interacción, además de un pulso para activar el detector TOF para eventos seleccionados [42]. Una de las tareas principales del FFD es

obtener un tiempo de resolución de $\sigma_t \leq 50$ ps para satisfacer la detección de colisiones de Au+Au en cualquier centralidad. Esto permitirá generar una señal precisa para el detector TOF, así como producir una señal que indique la posición en z del punto de interacción a lo largo del haz con una alta precisión e iniciar el disparador nivel cero.

El diseño conceptual del FFD ha sido utilizado en experimentos como PHENIX con el Contador Haz-Haz (BBC, por sus siglas en inglés) [43], el experimento STAR con el Detector de Posición del Vértice (VPD, por sus siglas en inglés) [44], el detector Cherenkov de tiempo cero en el experimento PHOBOS [45] y en ALICE con los detectores T0 (contadores Cherenkov acoplados ópticamente a tubos fotomultiplicadores) [46] y V0 (contadores de centelleo) [47] para despertar su propio detector TOF.

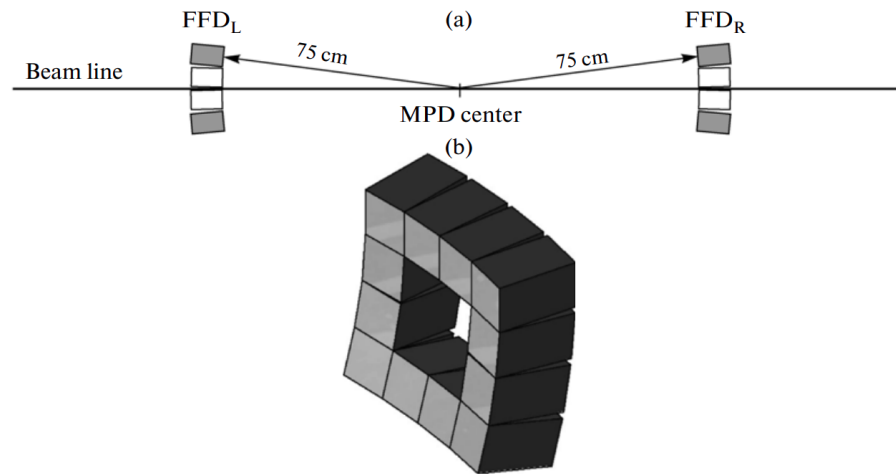


Figura 1.7: Vista del FFD a lo largo de la línea del haz (a) y vista esquemática del subdetector FFD (b) [42].

El FFD consiste en dos subdetectores FFD_L y FFD_R , cada uno con un arreglo de 12 módulos colocados de manera simétrica a lo largo del eje del haz a una distancia de 75 cm del centro del MPD como se muestra en la figura 1.7 a) y 1.7 b). Ambos subdetectores se colocarán alrededor del tubo del haz y cubrirán un rango de pseudorapidez de $2.3 < |\eta| < 3.1$. Se pretende detectar los fotones de altas energías producidos de los decaimientos de piones

neutros de colisiones centrales y semicentrales. Estos fotones son registrados por su conversión a electrones dentro de una placa de plomo que al salir pasan por un radiador de cuarzo, generando un efecto Cherenkov con información del tiempo.

En la figura 1.8 se muestra la eficiencia registrada para colisiones de $Au + Au$ para el FFD a dos diferentes energías $\sqrt{S_{NN}} = 5$, y 11 GeV para dos umbrales de 500 y 1000 fotones Cherenkov registrados. En todos los casos la eficiencia es de aproximadamente 1 para un parámetro de impacto menor o igual a 10 fm y cae drásticamente en $b \geq 11$ fm [48].

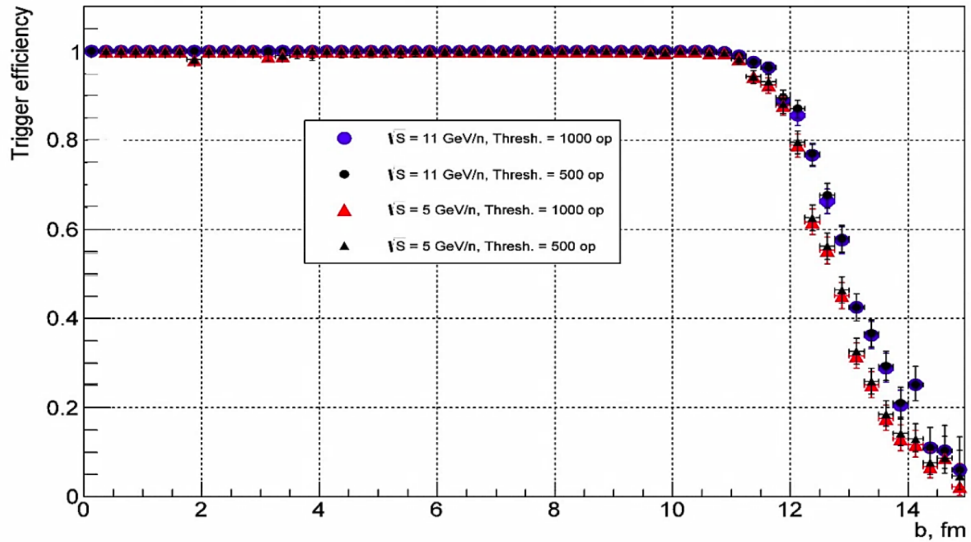


Figura 1.8: La eficiencia de disparo en función del parámetro de impacto de las colisiones $Au+Au$ para dos energías $\sqrt{S_{NN}} = 5$ y 11 GeV y dos umbrales de 500 y 1000 fotones Cherenkov [48].

1.2.5. Grupo MexNICA

En enero de 2017 se formó un consorcio de seis instituciones mexicanas (BUAP, CINVESTAV, UNAM, UAS, UNISON y UCOL) para participar en el proyecto MPD en NICA [49]. El objetivo principal de MexNICA dentro de los esfuerzos de MPD es contribuir en el estudio del diagrama de fase del plasma de quarks y gluones desde ambos puntos de vista, teóricos y

experimentales:

(i) Punto de vista teórico:

- Estudiar el mecanismo responsable de la restauración de la simetría quiral.
- Estudiar el diagrama de fase del QGP en valores finitos de temperatura y densidad.

(ii) Punto de vista experimental:

- Estudiar las señales que permitan localizar el punto crítico (CEP).
- Estudiar la inclusión de un detector que permite a MPD aumentar su cobertura de la pseudorapidez. Con este detector, el MPD podría aumentar sus capacidades para determinar la resolución del plano de eventos y eficiencia de disparo para colisiones de iones pesados.

El grupo MexNICA está trabajando actualmente en el diseño final de los detectores BeBe y miniBeBe [50, 51] y en paralelo se desarrollan varios estudios teóricos/fenomenológicos [52]. En la colaboración se desarrolla tecnología y software de forma experimental que involucra procesos físicos para hacer análisis de estudio del detector miniBeBe.

1.3. Detector miniBeBe

El detector miniBeBe [53] está diseñado para ser un disparador nivel cero que brindará una señal que despierte al detector TOF para bajas y altas multiplicidades. Dados los requisitos del TOF el miniBeBe tiene que ser un detector lo suficientemente rápido y de bajo costo que rodee el punto de interacción sin distorsionar la información de las partículas provenientes directamente de la colisión (primarias). Es necesario optimizar la geometría, el material, la superficie activa y la electrónica para lograr los objetivos planteados. El lado izquierdo de la figura 1.9 muestra el esquema transversal de los diferentes subdetectores en el MPD junto con la ubicación planteada del miniBeBe. En el lado derecho de la figura 1.9 se muestra la

distribución de pseudorapidez de los distintos tipos de partículas generadas en UrQMD en colisiones minimum bias (MB) de Bi + Bi a $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV además de la cobertura en pseudorapidez de $|\eta| < 1.01$ del miniBeBe y de los principales componentes en el MPD.

Actualmente los detectores de este tipo de requerimientos utilizan una superficie de plásticos centelladores acoplados en fotomultiplicadores de silicio (SiPMs, por sus siglas en inglés) que junto con una electrónica de lectura rápida son capaces de alcanzar un tiempo de resolución en el orden de 20-30 ps. Esto sugeriría ser un detector disparador bastante eficiente para el TOF en eventos de bajas multiplicidades. Para lograr el objetivo de construir un disparador nivel cero de bajo costo se propuso una geometría nominal la cuál consistirá en 16 tiras de 2 metros cada una. Las tiras estarán constituidas por un arreglo de 20 cuadrados de plástico centellador con dimensiones de $20 \times 20 \times 3$ mm³ y una separación de 10 mm entre ellos, logrando así tener un cilindro de material activo de 60 cm de largo y 25 cm de radio. En la figura 1.10 se muestra la geometría nominal de la estructura del miniBeBe.

Cada celda de plástico centellador tendrá acoplados 4 MicroFC-60035 SensL SiPM con dimensiones 6×6 mm² fabricado por SensL Technologies, Ltd. En total, el miniBeBe contará con 320 celdras cuadradas de plástico centellador BC-404 [54] y 1,280 SiPMs. En el lado izquierdo de la figura 1.11 se observa que la eficiencia de detección de fotones (PDE) máxima es de 420 nm de los SiPMs, mientras que el lado derecho de la figura 1.11 muestra que la longitud de onda de emisión máxima del plástico BC-404 es de 408 nm.

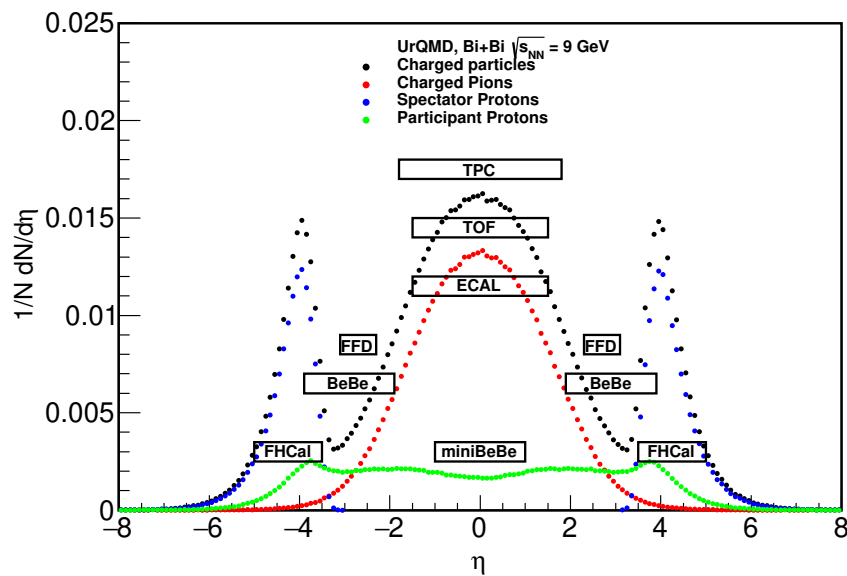
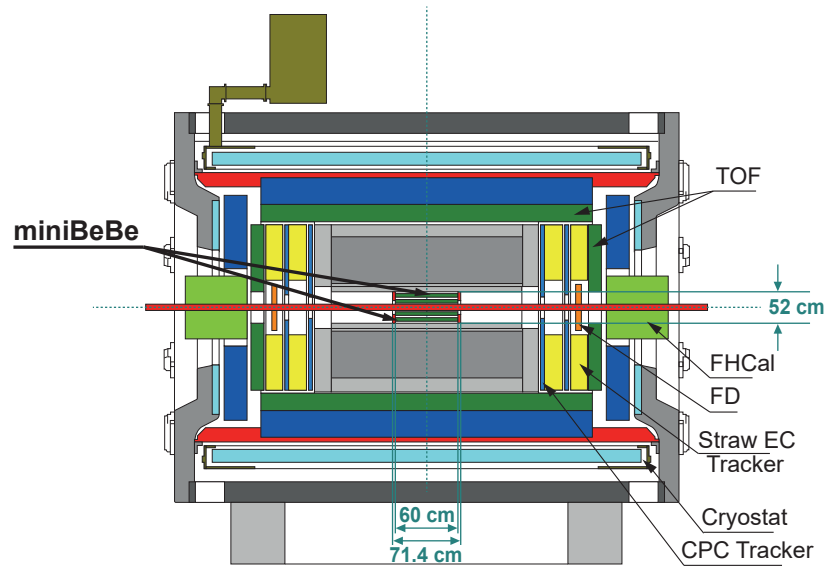


Figura 1.9: (Arriba) Representación esquemática de la ubicación prevista del detector miniBeBe dentro de los demás componentes del MPD. (Abajo) Cobertura de pseudorapidez del detector miniBeBe (representada por el ancho de la caja nombrada) en comparación con la cobertura de pseudorapidez nominal del resto de los componentes del MPD: TPC, TOF, ECAL, FFD, BeBe, FHCAL y miniBeBe. Las curvas corresponden a las distribuciones de pseudorapidez para partículas cargadas (negro), piones cargados (rojo), protones espectadores (azul) y protones participantes (verde) calculadas para una muestra UrQMD de eventos de MB de colisiones Bi + Bi a $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV.

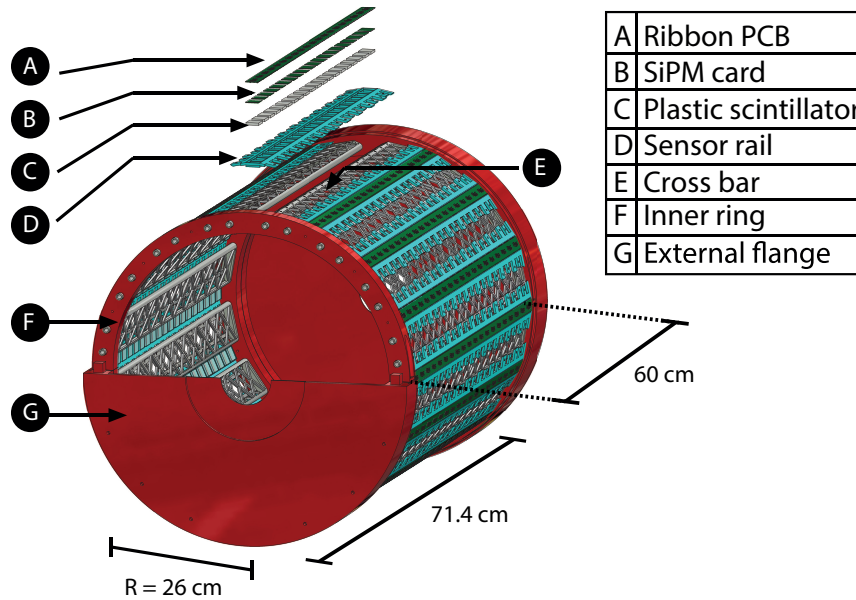
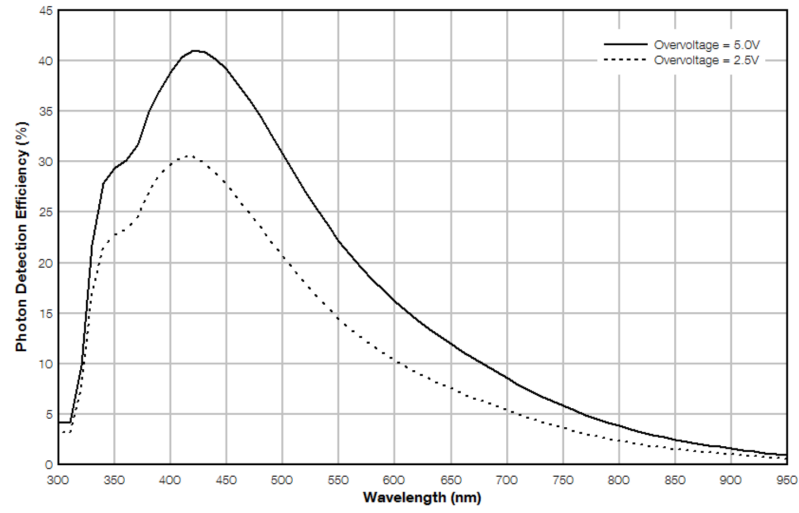


Figura 1.10: Ilustración del detector miniBeBe. La estructura soporta dieciséis tiras de 600 mm longitud montados sobre un cilindro, con radios interior y exterior de 220 y 260 mm, respectivamente, colocados alrededor del tubo del haz. Cada tira consta de 20 centelladores cuadrados de plástico con dimensiones $20 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$, con cuatro SiPM acoplados a cada celda.

El objetivo principal del diseño y la implementación de la electrónica frontal es generar pulsos de activación para el detector TOF, basados en la detección de partículas cargadas en movimiento rápido. Para esto se requiere un tiempo de resolución deseado de 10 ps utilizando los SensL SiPMs para lo cual se necesita diseñar la electrónica utilizando una banda de 10 GHz, con tiempos de subida y bajada del orden de 20 ps. En el caso del miniBeBe cada plástico centellador tendrá cuatro SiPMs acoplados con un circuito impreso en una placa SFED como se muestra en el lado izquierdo de la figura 1.12. La señal analógica saldrá de cada SiPM que pasará a través de un comparador analógico para la discriminación. La señal digital se obtendrá en la parte rígida de la PCB. En el lado derecho de la figura 1.12 se muestra una imagen de la SFED junto con la tarjeta ribbon PCB.



BC-404

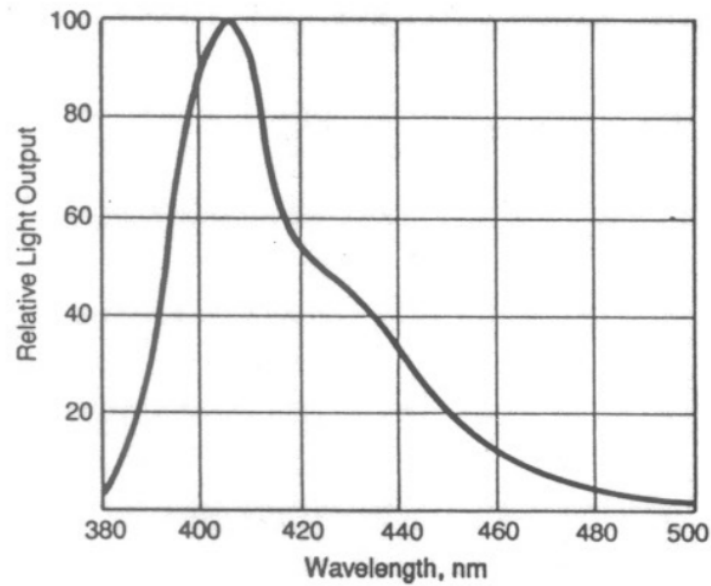


Figura 1.11: (Arriba) PDE en función de la longitud de onda del SiPM MicroFC-60035 SensL. (Abajo) Distribución de longitud de onda que tienen los fotones de centelleo del plástico BC-404.

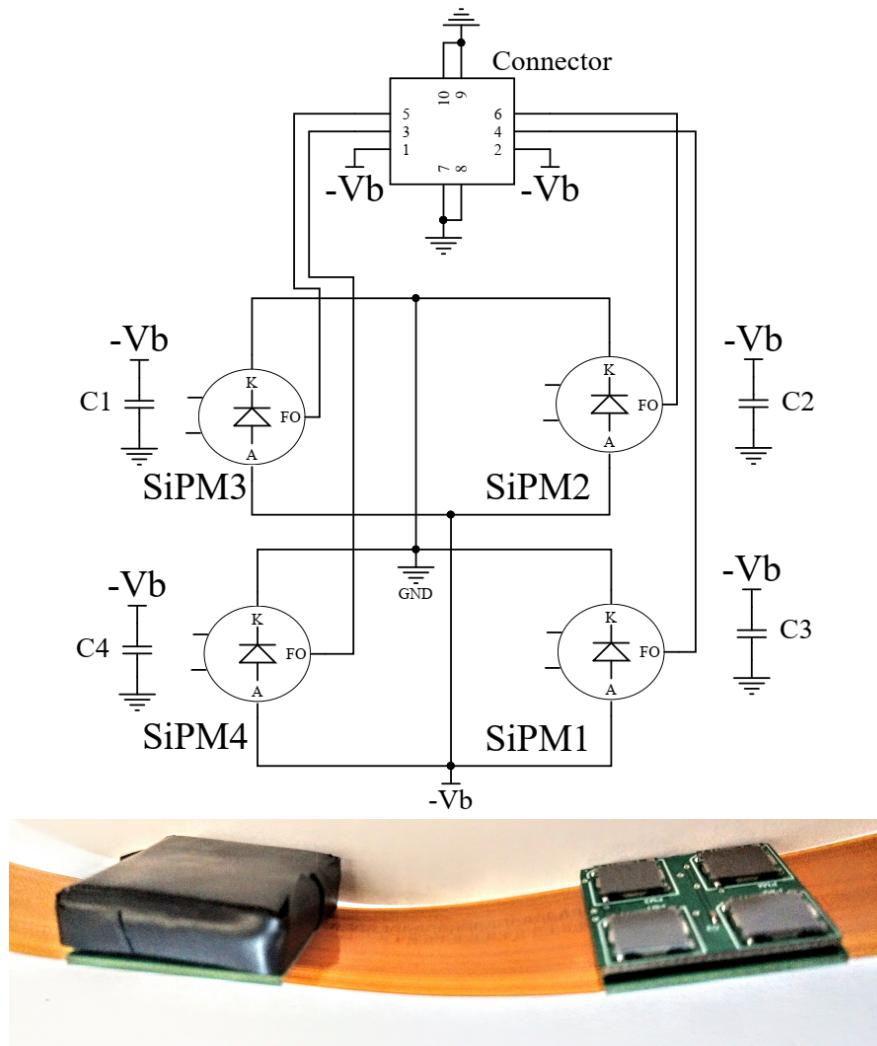


Figura 1.12: (Arriba) Electrónica frontal para la tarjeta SFED. (abajo) Prototipo general de PCB frontal. La imagen muestra la tarjeta SFED unida a la tarjeta de cinta. A la izquierda, la tarjeta SFED está envuelta en cinta mylar de poliéster. A la derecha, la tarjeta SFED está desenvuelta y se ve la distribución de SiPM.

En el capítulo 4 se presentarán los estudios preliminares del diseño del miniBeBe con simulaciones realizadas en colisiones de $p+p$ y $Bi+Bi$ para estudiar las capacidades de disparador nivel 0 para el detector TOF en función de la multiplicidad detectada.

Capítulo 2

Marco Teórico

En este capítulo se mostrarán las bases teóricas relevantes para este trabajo de tesis. Algunas definiciones importantes en el contexto de las colisiones de iones pesados y los aspectos generales.

2.1. Conceptos básicos

Es importante conocer los conceptos básicos y definiciones de la física detrás de las colisiones de iones pesados en altas energías tanto teóricos como experimentales. Las definiciones más relevantes para este trabajo se presentan a continuación.

2.2. Método Monte Carlo

El método Monte Carlo (MC) tuvo origen al final de la segunda guerra mundial por Von Neumann, Ulam y Metropolis para estudiar la difusión de neutrones en material fisionable. Dada la complejidad de ciertas expresiones matemáticas se desarrolló un método no determinista y estadístico que proporciona aproximaciones a las soluciones de problemas matemáticos con el uso de números pseudoaleatorios en la computadora [55].

El ejemplo más sencillo para entender el método MC es mediante una integral que nos proporcione el valor aproximado del número π [56]. Un círculo centrado en el origen inscrito en un cuadrado de lado dos como se muestra en la figura 2.1 donde el coeficiente del área del círculo en el primer cuadrante es de $\pi/4$. Se eligen dos números aleatorios entre el 0 y el 1 que corresponderán a las coordenadas (x, y) . Se calcula la distancia entre el punto aleatorio y el origen. Si la distancia es menor o igual que 1, entonces se dice que cuenta como éxito (hit en inglés). Se lanzan N_{tot} cantidad de puntos aleatorios y se cuentan el número de hits N_{hit} de tal forma que se puede calcular π con:

$$\pi \approx \frac{4 \times \text{Area sombreada}}{\text{Area del cuadrado}} = \frac{4N_{hit}}{N_{tot}}. \quad (2.1)$$

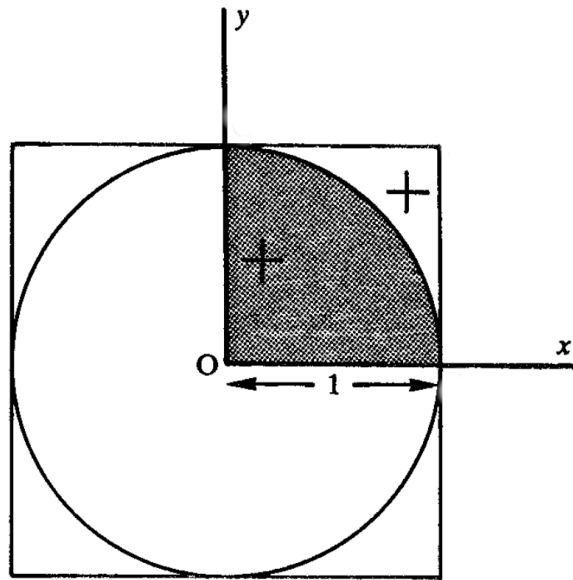


Figura 2.1: Geometría para los puntos dentro y fuera del área del círculo para calcular el número π .

Para estimar π con mayor precisión se necesitará aumentar el número de puntos aleatorios. Se puede generalizar el método MC para resolver integrales de la forma:

$$F = \int_{x_1}^{x_2} f(x)dx. \quad (2.2)$$

Si elegimos una función de densidad de probabilidad se puede reescribir de la forma:

$$F = \int_{x_1}^{x_2} \frac{f(x)}{\rho(x)}\rho(x)dx. \quad (2.3)$$

Siguiendo la misma lógica del método MC se pueden considerar N número de pruebas con un número aleatorio n en la distribución $\rho(x)$ en un rango (x_1, x_2) de tal forma que se calcula el promedio sobre todas las pruebas:

$$F = \left\langle \frac{f(n)}{\rho(n)} \right\rangle_N. \quad (2.4)$$

Tomando $\rho(x)$ con una forma uniforme:

$$\rho(x) = \frac{1}{(x_2 - x_1)}, \quad x_1 \leq x \leq x_2. \quad (2.5)$$

La ecuación 2.4 se puede calcular como:

$$F = \frac{(x_2 - x_1)}{N} \sum_{i=1}^N f(n). \quad (2.6)$$

De esta manera se pueden resolver numerosas integrales complejas que describan fenómenos físicos con un método eficiente que reduzca el poder computacional. El método MC es eficiente principalmente para integrales multidimensionales de mecánica estadística.

2.3. Generadores y transporte

Para lograr realizar los diferentes estudios de un detector disparador nivel cero, se necesita software de simulación específico, el cuál para simulaciones Monte Carlo de altas energías se divide en dos fases: generación (UrQMD) y transporte (MpdRoot). Los cuáles describiremos en las secciones 2.3.1 y 2.3.2.

2.3.1. UrQMD

El modelo Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) es un paquete de simulación Monte Carlo para generar colisiones de protón+protón, protón+núcleo y núcleo+núcleo. El modelo UrQMD describe la fenomenología de las interacciones hadrónicas con diversas aplicaciones en física de partículas, ingeniería experimental de altas energías, diseño de detectores, estudios de rayos cósmicos y física médica.

El modelo UrQMD [27, 28] es una teoría de transporte microscópico relativista creada para simular reacciones de iones pesados a energías en el rango de energía de Bevalac y SIS ($\sqrt{S_{NN}} \sim 5$ GeV) hasta AGS, SPS y RHIC ($\sqrt{S_{NN}} \sim 200$ GeV) evento por evento. Representa una solución de Monte Carlo de un gran conjunto de ecuaciones integro-diferenciales parciales acopladas para la evolución en el tiempo de las diversas densidades de espacio de fase de especies de partículas con una teoría de transporte microscópica basada en la propagación covariante de todos los hadrones en trayectorias clásicas. Utiliza el método Monte Carlo para la evolución temporal para varias densidades de fase $f_i(\mathbf{x}, \mathbf{p})$ como una solución de la ecuación relativista de Boltzman:

$$\frac{df_i(\mathbf{x}, \mathbf{p})}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} \frac{\partial f_i(\mathbf{x}, \mathbf{p})}{\partial p} + \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial f_i(\mathbf{x}, \mathbf{p})}{\partial x} + \frac{\partial f_i(\mathbf{x}, \mathbf{p})}{\partial t} = S t f_i(\mathbf{x}, \mathbf{p}). \quad (2.7)$$

La simulación inicia con los proyectiles y el blanco fijo modelados usando la suposición de

que la interacción partícula-partícula es solo a través del principio de exclusión de Pauli. Los nucleones están representados por gaussianas en el espacio fase dadas por:

$$\phi(\mathbf{x}_j, t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \exp \left[-\alpha(\mathbf{x}_j - \mathbf{r}_j(t))^2 + \frac{i}{\hbar} \mathbf{p}_j(t) \mathbf{x}_j \right], \quad (2.8)$$

donde α es el ancho del paquete de onda gaussiana. Por lo que la función de onda del sistema esta definida como el producto de los paquetes de onda gaussianas:

$$\Phi = \prod_j \phi_j(\mathbf{x}_j, \mathbf{p}_j, t), \quad (2.9)$$

con las condiciones de cada nucleón tales que:

- $\sum_i \mathbf{q}_i = 0$,
- $\sum_i \mathbf{v}_i = 0$.

Para describir las ecuaciones de movimiento implementadas en UrQMD en las interacciones nucleón-nucleón se utiliza una densidad de un nucleón obtenida de la gaussiana 2.8 tal que:

$$\phi_j(\mathbf{x}_j, t) = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \exp \left[-2\alpha(\mathbf{x}_j - \mathbf{r}_j(t))^2 \right], \quad (2.10)$$

donde \mathbf{x}_j es la variable de posición mecánica cuántica y \mathbf{r}_j es el parámetro clásico de la gaussiana. El hamiltoniano con potenciales de interacción efectiva de UrQMD que calcula las

funciones de onda es:

$$\begin{aligned}
H_{UrQMD} = & \sum_{j=1}^N E_j^{kin} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N (E_{jk}^{Sk2} + E_{jk}^{Yukawa} + E_{jk}^{Coulomb} + E_{jk}^{Pauli}) \\
& + \frac{1}{6} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N E_{jkl}^{Sk3}.
\end{aligned} \tag{2.11}$$

En específico se utilizan los potenciales de Skyrme, Yukawa, Coulomb y Pauli. La energía relativista de una partícula, se puede expresar en términos de su momento en la expresión:

$$E_j^{kin} = \sqrt{p_j^2 + m_j^2}. \tag{2.12}$$

El potencial de Skyrme consiste en una suma de dos y un cuerpo de tres términos de interacción. Los modelos de término de dos cuerpos para el componente atractivo de largo alcance del nucleón-nucleón, mientras que el término de tres cuerpos es responsable de la parte repulsiva de corto alcance de la interacción, explícitamente,

$$E_{jk}^{Sk2} = t_1 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{3/2} \exp[-\alpha r_{jk}^2], \tag{2.13}$$

$$E_{jk}^{Sk3} = t_2 \left(\frac{4\alpha^2}{3\pi^2} \right)^{3/2} \exp[-\alpha(r_{jk}^2 + r_{jl}^2)], \tag{2.14}$$

donde:

$$r_{jk} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|, \tag{2.15}$$

$$p_{jk} = |\mathbf{p}_j - \mathbf{p}_k|, \tag{2.16}$$

y t_1 , t_2 son los coeficientes de Skyrme. El potencial de Yukawa describe la interacción nuclear entre protones y neutrones debido al intercambio de piones. Se encuentra implementado

en UrQMD de la forma:

$$E_{jk}^{Yukawa} = V_0^{Yuk} \frac{1}{2r_{jk}} \exp \left[\frac{1}{4\alpha\gamma_Y^2} \right] \left[\exp \left(\frac{-r_{jk}}{\gamma_Y^2} \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\gamma_Y^2\sqrt{\alpha}} - \sqrt{\alpha}r_{jk} \right) \right) - \exp \left(\frac{-r_{jk}}{\gamma_Y^2} \right) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\gamma_Y^2\sqrt{\alpha}} - \sqrt{\alpha}r_{jk} \right) \right) \right], \quad (2.17)$$

donde γ_Y es el rango del potencial y erf es la función error. El potencial de Coulomb es la interacción que existe entre nucleones con carga $\mathbf{Z}_{j,k}$ separados por una distancia descrito de la forma:

$$E_{jk}^{Coulomb} = \frac{\mathbf{Z}_i \mathbf{Z}_j e^2}{r_{jk}} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha}r_{jk}). \quad (2.18)$$

El potencial de Pauli explica las fuerzas repulsivas entre fermiones debido a la antisimetrización,

$$E_{jk}^{Pauli} = V_0^{Pau} \left(\frac{\hbar}{p_0 q_0} \right)^3 \left(1 + \frac{1}{2\alpha q_0^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\alpha r_{jk}^2}{2\alpha q_0^2} - \frac{p_{jk}^2}{2p_0^2} \right] \delta_{\tau_j \tau_k} \delta_{\sigma_j \sigma_k}, \quad (2.19)$$

donde σ_j y τ_j denotan el spin y el isospin de una partícula j . Finalmente, las soluciones de las ecuaciones de movimiento para los parámetros \mathbf{r}_i y \mathbf{p}_i están de la forma:

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad (2.20)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \mathbf{r}_i}. \quad (2.21)$$

El criterio de colisión dos partículas en el punto de máxima aproximación el modelo UrQMD es:

$$d_{trans} \leq d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}}, \quad (2.22)$$

donde d_{trans} es la distancia entre las dos partículas a colisionar y σ_{tot} es la sección eficaz total que depende de la energía de centro de masa \sqrt{s} como se muestra en la figura 2.2.

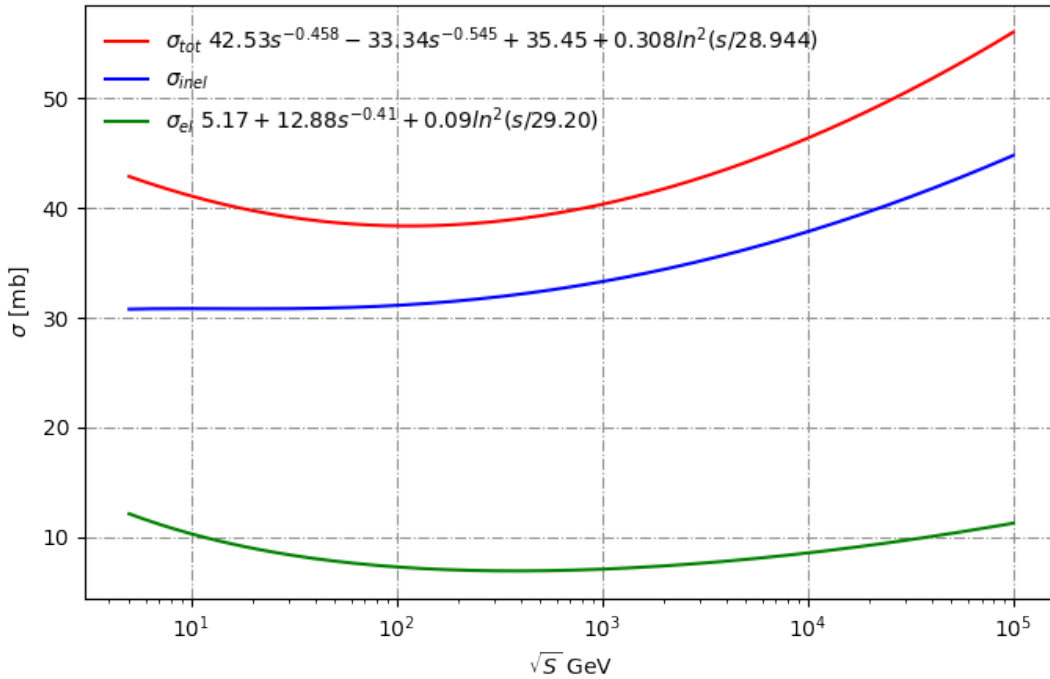


Figura 2.2: Descripción general de la sección transversal elástica (σ_{el}), inelástica (σ_{inel}), total (σ_{tot}) para colisiones pp en función de \sqrt{s} . La línea roja (para pp) representa el mejor ajuste de los datos de la sección transversal total de la colaboración COMPETE. La línea azul se refiere a la sección transversal inelástica y se obtiene como la diferencia entre el ajuste total e inelástico.

Dados los propósitos de la presente tesis y la complejidad de la simulación para el detector

miniBeBe sólo es necesario utilizar la energía cinética en el Hamiltoniano del modelo UrQMD descrito en la ecuación 2.11.

2.3.2. MpdRoot Framework

Para diseñar, evaluar y calibrar el MPD es necesario un software encargado de estas actividades antes de ser construido. Para esto se necesita un almacenamiento de una gran cantidad de datos de reconstrucción y análisis de las colisiones de iones pesados por el detector MPD. El ambiente de simulación MpdRoot es una herramienta poderosa para estudios de rendimiento de los detectores, simulación de eventos y desarrollo de algoritmos para la reconstrucción y análisis físico de los datos de cada colisión registrados en el MPD. MpdRoot se basa en el entorno ROOT para el experimento FAIR en GSI Institute [26].

En la simulación se hace uso de varios generadores de eventos para colisiones nucleares. Entre ellos se encuentran UrQMD, PHSD, LAQGS, PHQMD, Pythia y FastMC. Mediante el transporte de las partículas en MpdRoot se puede hacer uso de varias herramientas que permiten hacer la simulación, reconstrucción y análisis físico de los datos simulados y experimentales.

MpdRoot se basa en ROOT y en un marco orientado a FairRoot, un marco de simulación, reconstrucción y análisis basado en ROOT. Este es el encargado de utilizar los simuladores de transporte Geant3 y Geant4, los cuáles permiten construir el detector y hacer tareas de análisis de manera sencilla. Para hacer la instalación de MpdRoot se recomienda usar el manual completo de instalación en la Ref. [57].

2.4. Participantes, espectadores y parámetro de impacto

En las colisiones de iones pesados sólo se tienen dos cantidades que se pueden controlar: las especies de las partículas a colisionar y la energía de centro de masa. Sin embargo, es imposible conocer el sistema de cada colisión de manera directa dadas las limitaciones del experimento. En estudios teóricos y fenomenológicos es de vital importancia conocer ciertos parámetros que describen el sistema de la colisión.

Describiremos a los iones acelerados como núcleos compuestos por cierta cantidad de nucleones, en este caso el número másico A que contiene el átomo ionizado. Estos núcleos se aceleran mediante un fuerte campo magnético y se colisionan en cierto punto de interacción; provocando así que cierto número de nucleones interactúen entre sí y den origen a otras partículas que se podrán detectar en el experimento. A este número de nucleones que si interactúan se les conoce como participantes N_{part} mientras que aquellos que continúan viajando en la dirección del haz sin interactuar se les conoce como espectadores N_{spec} de tal forma que $2A = N_{part} + N_{spec}$. El parámetro de impacto b de dos núcleos en colisión está bien definido en el marco de reposo local de ambos núcleos. Este corresponde a la distancia relativa entre el centro de los dos núcleos en el instante de máxima aproximación entre sí. En la figura 2.3 se muestra una ilustración de una colisión de dos núcleos de Bismuto a 9 GeV en el instante de máxima aproximación con un parámetro de impacto en $b = 7$ fm. Los participantes son mostrados en círculos negros y los espectadores en círculos grises.

Desafortunadamente en los experimentos, las cantidades geométricas b , N_{part} y N_{spec} no pueden ser determinadas de manera directa, por lo que se utilizan modelos teóricos que predicen estas cantidades de manera indirecta con técnicas Monte Carlo para que coincidan con los datos experimentales. Un procedimiento teórico muy bien conocido es el llamado

modelo Glauber [58].

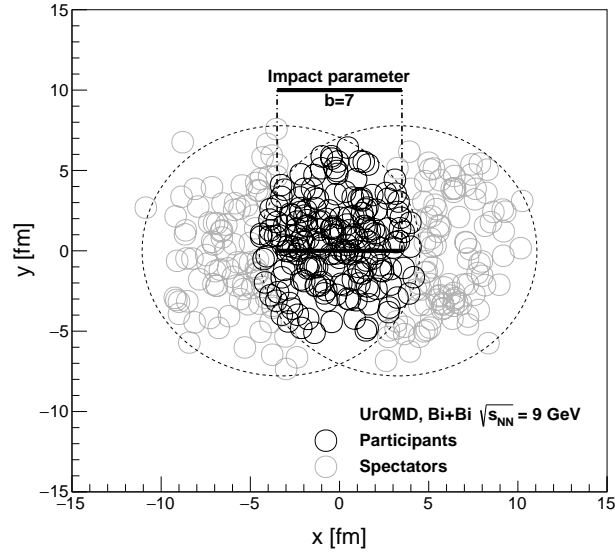


Figura 2.3: Ilustración de una colisión Bi+Bi en $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV en UrQMD con un parámetro de impacto $b = 7$ fm. El número de participantes (círculos negros) se cuenta por nucleones que interactúan con cualquier nucleon y los espectadores (círculos grises) no interactúan.

2.5. Centralidad

La clasificación de eventos por centralidad de las colisiones de iones pesados es un tema importante de los experimentos que estudian los sistemas nucleares pesados. Es crucial seleccionar diferentes tipos de colisiones para estudiar la materia nuclear excitada con más precisión. Algunas de las características importantes de la colisión que pueden ser observables en el experimento son las clases de multiplicidad, que están relacionadas con las clases de centralidad del parámetro de impacto (b) de la colisión entre dos núcleos. Se puede medir utilizando un detector que cubra la mayor parte del experimento para la medición de observables físicos en la determinación de centralidad.

Para colisiones con un b mayor (periféricas) se espera que la multiplicidad sea menor

que para un b pequeño (centrales) en un rango de pseudorapidez mediano. Esto quiere decir que el número de participantes N_{part} será mayor para colisiones centrales y el número de espectadores N_{spec} será mayor para colisiones periféricas. En el experimento se puede medir la multiplicidad por evento de partículas primarias cargadas que llegan al detector (dN_{ev}/dN_{ch}). Las clases de centralidad se definen realizando una integral de la distribución de multiplicidad de la siguiente manera:

$$c[\%] = \frac{\int_{N_{max}}^{N_i} \frac{dN_{ev}}{dN_{ch}} dN_{ch}}{\int_{N_{max}}^0 \frac{dN_{ev}}{dN_{ch}} dN_{ch}}, \quad (2.23)$$

donde N_i son los bins de la distribución de multiplicidad y N_{max} es la multiplicidad máxima. En la figura 2.4 se muestra una figura esquemática de las correlaciones entre los distintos parámetros geométricos de la colisión con la multiplicidad medida en el experimento en un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 1$. Las líneas punteadas representan los cortes de multiplicidad para cada clase de centralidad.

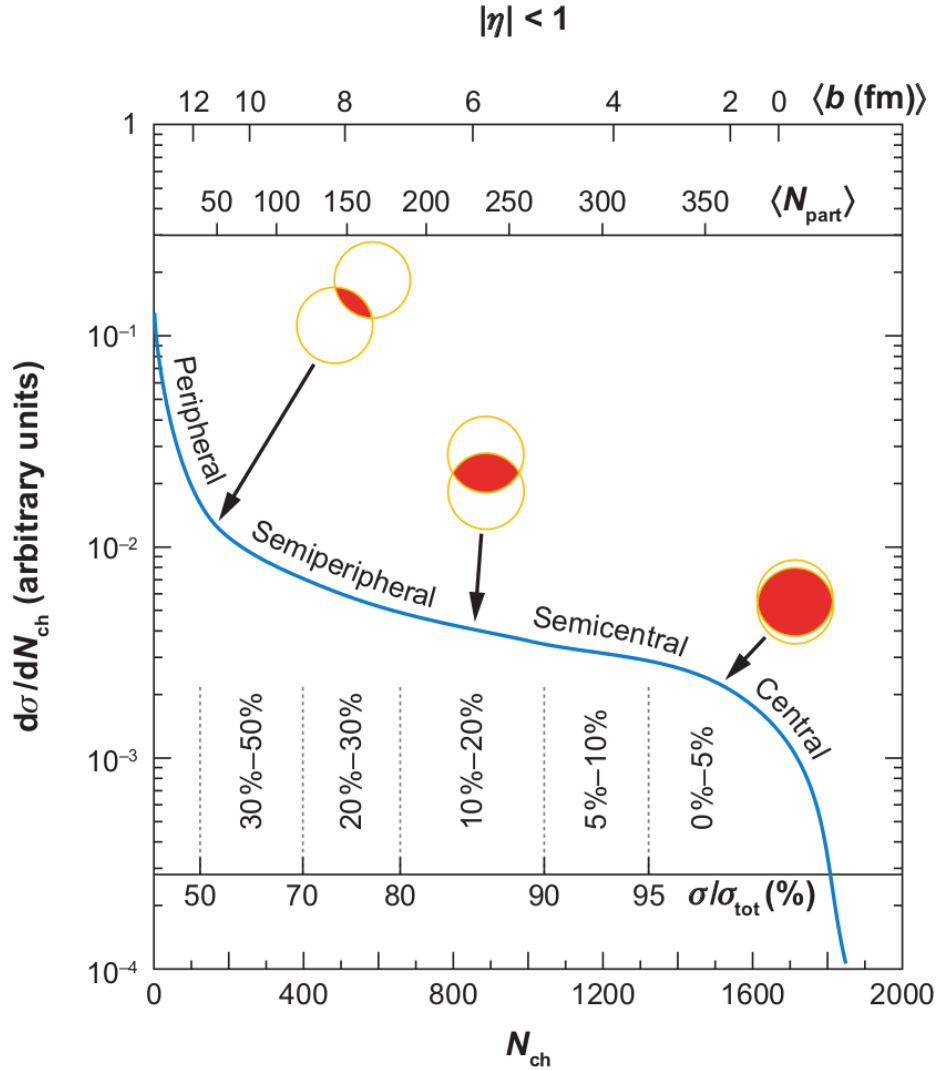


Figura 2.4: Figura esquemática de la correlación de la distribución de multiplicidad con los parámetros geométricos b y N_{part} . Los rangos de centralidad son mostrados por las líneas punteadas que relacionan el tipo de colisión central, semi-central, semi-periférica y periférica. Figura obtenida de la Ref. [58].

2.6. Modelo Glauber Monte Carlo

Dado que es imposible conocer las cantidades geométricas en el experimento, es necesario hacer uso de un modelo teórico que sea capaz de estimar estas cantidades con los datos experimentales. El modelo Glauber Monte Carlo proporciona una herramienta simple para describir la distribución del estado inicial de los nucleones en colisiones de iones pesados [58].

Las entradas a los cálculos del modelado de Glauber se basan en dos conceptos: la densidad de carga nuclear y la sección eficaz inelástica de nucleón-nucleón. La densidad de carga nuclear se parametriza con la distribución de Fermi:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})}, \quad (2.24)$$

donde ρ_0 representa la densidad del nucleón en el centro del núcleo, R es el radio del núcleo, a es el efecto Kelvin y w caracteriza las desviaciones de una forma esférica. La figura 2.5 muestra las distribuciones de densidad de Fermi para distintos parámetros de los distintos núcleos usados en experimentos como RHIC o NICA.

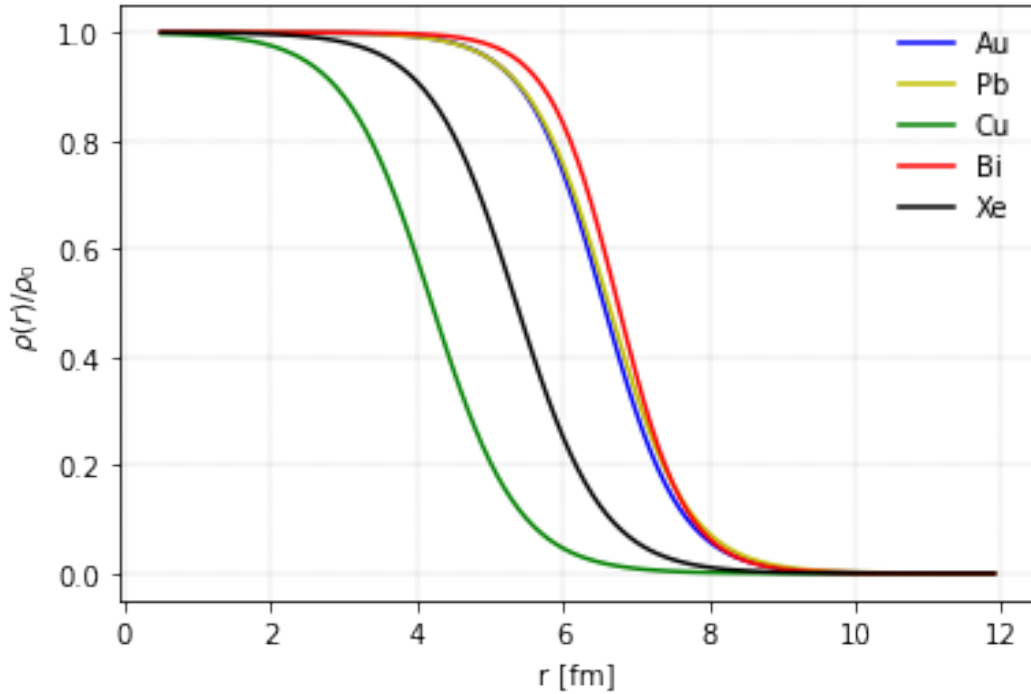


Figura 2.5: Distribuciones de densidad de Fermi para núcleos de Au, Pb, Cu, Bi y Xe según sus distintos parámetros.

La sección eficaz total σ_{tot} corresponde al área efectiva del nucleón que interactúa con el

haz de partículas que incide sobre él. Es una medida de probabilidad de que un evento ocurra. Experimentalmente el número de sucesos por segundo N_{ev} para un determinado resultado está dado por:

$$N_{ev/s} = L \cdot \sigma_{ev}, \quad (2.25)$$

donde L es una medida que puede producirse en el detector por cm^2 y por segundo. La medición de la sección eficaz total para un proceso de dispersión específico provee información del tamaño del nucleón, el cual depende de la dinámica del proceso de dispersión. La sección eficaz total se define como:

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{inel}. \quad (2.26)$$

La sección eficaz inelástica de nucleón-nucleón σ_{inel}^{NN} incluye todas las geometrías de las colisiones que no son elásticas, esto significa que se considera la sección eficaz de colisiones donde ambos núcleos se rompen después de la colisión, donde algunos de los nucleones permanecen intactos perdiendo parte de su energía y generando nuevas partículas. Los detectores centrales alrededor del punto de colisión con calorímetros y reconstrucción de vértices tienen un papel muy importante para la medición de σ_{inel}^{NN} . Los datos experimentales se puede parametrizar como se muestra en la figura 2.2 para σ_{inel} , σ_{el} y σ_{tot} .

En el método Monte Carlo distribuye a los nucleones de dos núcleos en un espacio tridimensional de un sistema de coordenadas utilizando con su distribución de densidad respectiva. El criterio de colisión de nucleón-nucleón ocurre si la distancia d transversal al eje del haz satisface la siguiente desigualdad:

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{inel}^{NN}}{\pi}}, \quad (2.27)$$

donde σ_{inel}^{NN} es la sección eficaz transversal inelástica nucleón-nucleón total. Las cantidades geométricas $\langle b \rangle$, $\langle N_{part} \rangle$, $\langle N_{coll} \rangle$ son determinadas simulando las colisiones de los núcleos a cierta energía para un número determinado de eventos. El modelo Glauber Monte Carlo puede ser instalado en base a la Ref. [59] y el código está disponible en [60].

Capítulo 3

Metodología

El objetivo actual del proyecto realizado en JINR es construir una primera etapa de la configuración MPD que consiste en implementar las principales componentes de los detectores (solenoides superconductor, TPC, TOF, ECal, ZDC y FFD) con los cuales los análisis de la primera física podrán ser llevados a cabo. Es importante hacer simulaciones Monte Carlo de las colisiones de iones pesados para millones de eventos y estudiar las observables físicas esperadas en el experimento, específicamente para el detector miniBeBe, antes de que empiece a funcionar.

Debido a la gran cantidad de datos que se generan en las simulaciones, es importante tener conocimiento de programación de lenguaje C++ y uso del framework ROOT para análisis de datos del orden de 10^6 eventos. Es primordial hacer uso de herramientas de simulación como lo son Geant4 y MpdRoot, creadas específicamente para simular el paso de partículas por los materiales de los detectores. Sin embargo, los procesos físicos de los diferentes generadores de eventos son distintos, por lo cual se necesita hacer una comparación de los análisis de las observables físicas para diferentes generadores y así tener una mejor estimación de lo que se espera medir el experimento.

A partir de los estudios de simulación se espera que es posible lograr un disparador nivel

0 lo suficientemente rápido que cubra el rango de pseudorapidez de $|\eta| < 1.01$, con poca deposición de energía de las partículas y una efectividad alta para bajas y altas multiplicidades además de una posible capacidad de estudio de determinación del vértice de la colisión.

En este capítulo se describirán las herramientas que fueron necesarias para los resultados principales de este trabajo. Para lograr realizar los diferentes estudios de un detector nivel cero, se necesita software de simulación específico, el cuál para simulaciones Monte Carlo de altas energías inicialmente se divide en tres fases: generación (UrQMD), transporte (MpdRoot) y análisis físico.

3.1. Construcción del detector miniBeBe en ROOT e implementación en MpdRoot

Para hacer la simulación Monte Carlo en el detector primero es importante construir la geometría junto con los materiales de este. El paquete de geometría ROOT es una herramienta para construir, examinar y visualizar geometrías de detectores [26]. Este ha sido diseñado en base a simuladores como Geant3, Geant4 y Fluka [61–63].

Para construir una geometría se necesita especificar los volúmenes en espacio junto con el medio del cuál está hecho (puede ser una mezcla de distintos materiales). El paquete de geometría de ROOT nos permite utilizar clases para mover, asignar volúmenes, rotar y asignar el medio. Usualmente se utilizan figuras básicas para generar volúmenes complejos.

La geometría puede ser guardada en un archivo ROOT mediante el uso de la librería de TGeoManager. Cada objeto de la geometría se guarda en ramas del archivo ROOT. Finalmente, se pueden visualizar los detectores y sus partes mediante el uso de la librería

OpenGL [64] y crear animaciones. En la figura 3.1 se muestra la visualización de la geometría creada con el paquete de geometría ROOT de la TPC y sus medidas generales mediante el uso de la librería OpenGL.

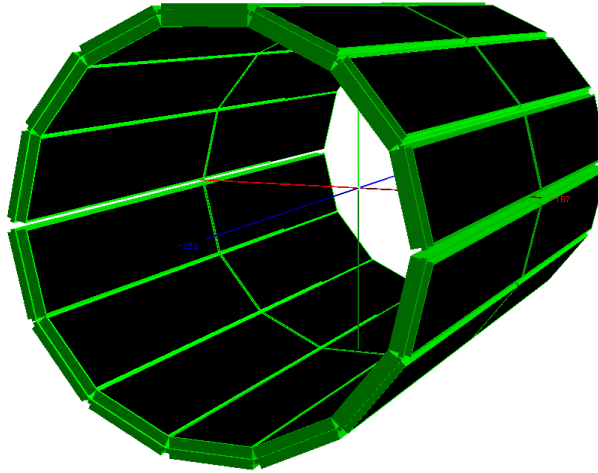


Figura 3.1: Visualización del archivo ROOT de la TPC con la librería OpenGL.

Para hacer los estudios de simulación en el detector miniBeBe es necesario elaborar distintas configuraciones de la geometría para que en base a los resultados se elija la más eficiente que cumpla con los requisitos deseados. En la presente tesis se elaboraron las siguientes configuraciones:

- 60 cm: 16 tiras, 20 celdas por tira, 320 celdas en total ($radio = 25\text{ cm}$) (**Nominal**).
- 60 cm: 32 tiras, 20 celdas por tira, 320 celdas en total (para los 3 radios: 12, 15, 25 cm).
- 1.2 m: 16 tiras, 40 celdas por tira, 640 celdas en total (para los 3 radios: 12, 15, 25 cm).
- 1.5 m: 16 tiras, 50 celdas por tira, 800 celdas en total (para los 3 radios: 12, 15, 25 cm).

Una vez finalizada la construcción de la geometría, podemos proceder a agregar el miniBeBe, que se denomina mbb en el contexto de MpdRoot. En la Ref. **Git Repository** se

localizan los archivos de las clases necesarias para la implementación en MpdRoot así como un manual para la instalación y simulación de este.

3.2. Generación de eventos

Los generadores de eventos son bibliotecas de software que generan aleatoriamente eventos de física de partículas de alta energía. En la presente tesis se hizo uso de UrQMD anteriormente descrito la sección 2.3.1.

Para probar la implementación del miniBeBe en MpdRoot primero se necesitó generar 950,000 eventos Minimum Bias (MB), es decir para un rango de parámetro de impacto de $b = 0-15.98$ fm en colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV y 950,000 eventos para colisiones de p+p en el generador Monte Carlo UrQMD, mediante el uso del cluster del Instituto de Ciencias Nucleares en la UNAM.

3.3. Transporte en el MiniBeBe

Se necesita simular las interacciones de las partículas generadas por UrQMD por el material activo del detector, en este caso los cuadrados de plástico centellador del miniBeBe. Durante el transporte de las partículas se necesitó la paquetería de Geant3 implementada en el lenguaje de programación de Fortran [65].

Durante el transporte se guarda la información de la traza de las partículas por el material del miniBeBe. Esta información incluye los hits (partículas que golpean el material activo), momento transversal \mathbf{p}_T , número de evento, la identificación de cada material, pseudorapidez η , energía depositada dE/dx , tiempo de vuelo, posición de las trazas, etc.

Los pasos del procedimiento de simulación y niveles de almacenamiento de MpdRoot son mostrados en la figura 3.2. El proceso se divide en dos partes principales, simulación y análisis. Primeramente en la simulación se determinaron las propiedades de las colisiones para generar los eventos deseados y posteriormente se realizó el transporte de las partículas por el detector. Finalmente se tradujeron las interacciones en clusters de señales para guardar la información deseada. En el análisis se necesitó definir un criterio de hit de las partículas en el material activo del detector y hacer su reconstrucción. Para evaluar el rendimiento del software y del detector, los eventos simulados se procesan a lo largo de todo el ciclo y, finalmente, la información reconstruida sobre las partículas se compara con la información tomada directamente de la generación de Monte Carlo. Finalmente se realizó el análisis físico básico para un trigger nivel cero, la respuesta del detector, sombra del miniBeBe, análisis de eficiencia, estudio de longitud de radiación y la determinación de la centralidad.

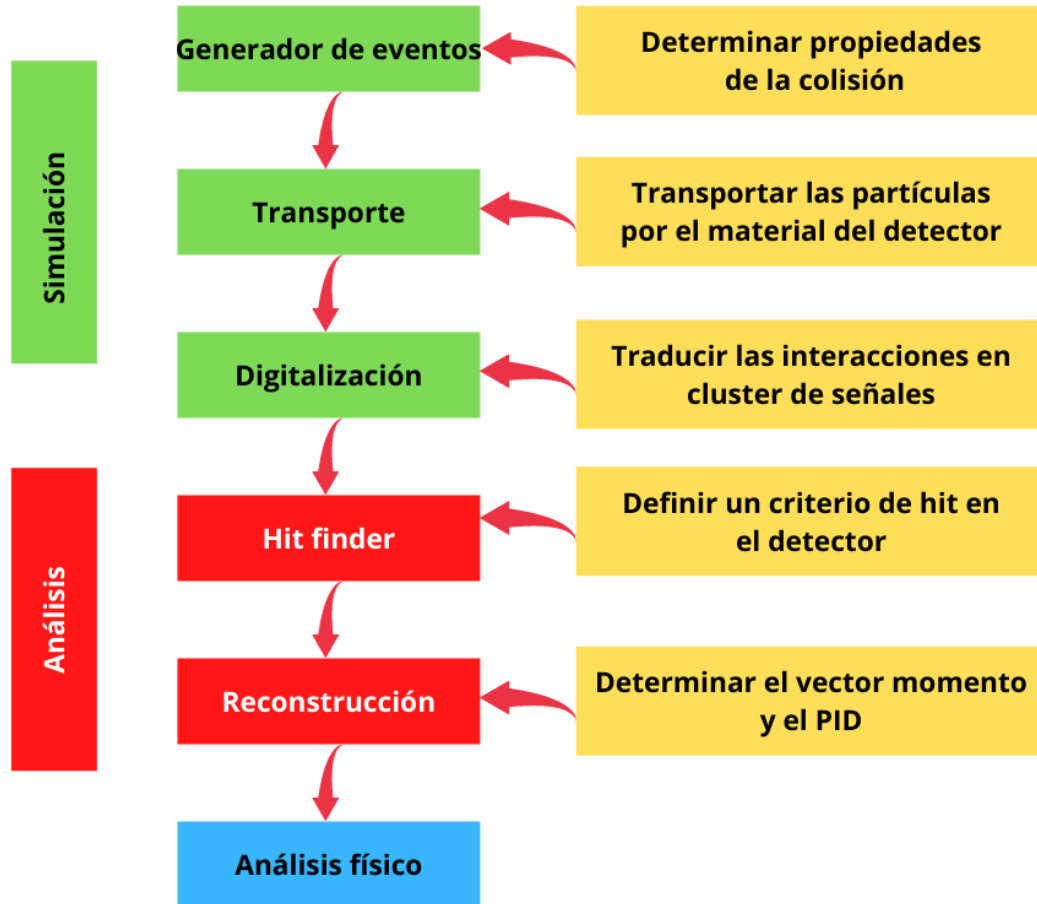


Figura 3.2: Pasos de procesamiento de datos y niveles de almacenamiento del experimento MPD.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se muestran y describen los resultados obtenidos de la implementación y los estudios de simulación del diseño conceptual del detector miniBeBe como disparador nivel 0 para el experimento MPD-NICA.

4.1. Simulación del detector

En el lado izquierdo de la figura 4.1 se visualiza la geometría del miniBeBe realizada en la paquetería ROOT de MpdRoot. La geometría consta de 16 tiras de 2 metros de largo y 25 cm de radio con 20 cuadrados de plástico centellador BC-404 que rodean del punto de interacción del MPD, visualizado en la parte superior de la figura 4.1. Se requiere el “Event Display” en la etapa de ejecución para el monitoreo visual en línea de eventos seleccionados durante la ejecución del experimento con el objetivo de control visual [66]. En la figura 4.2 se utilizó la paquetería Event Display de MpdRoot para visualizar la implementación en MpdRoot y transporte de las partículas en el miniBeBe.

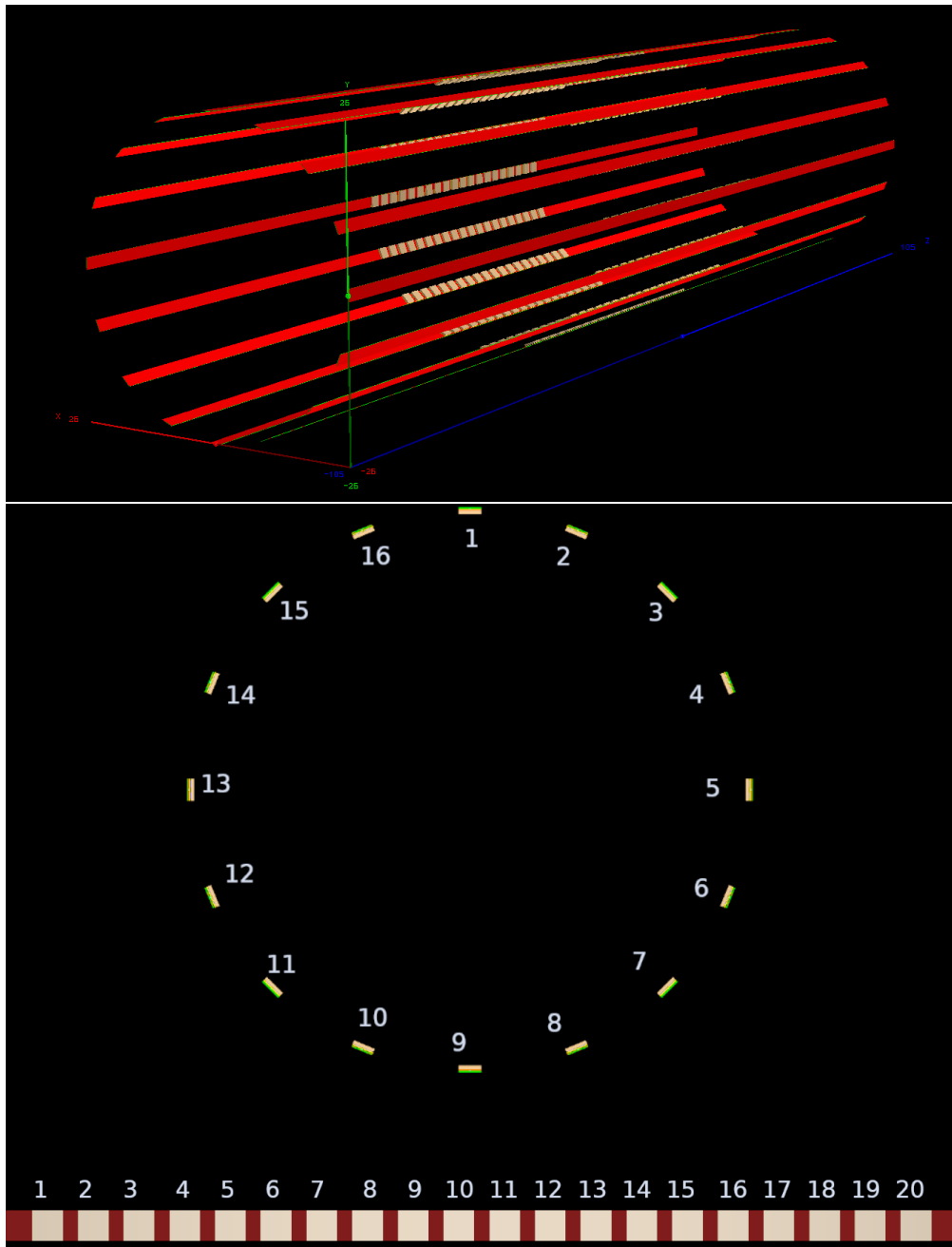


Figura 4.1: Geometría del miniBeBe implementada dentro de MpdRoot (arriba). Visualización transversal del miniBeBe con la numeración de las 16 tiras y los 20 plásticos centelladores en una tira (abajo).

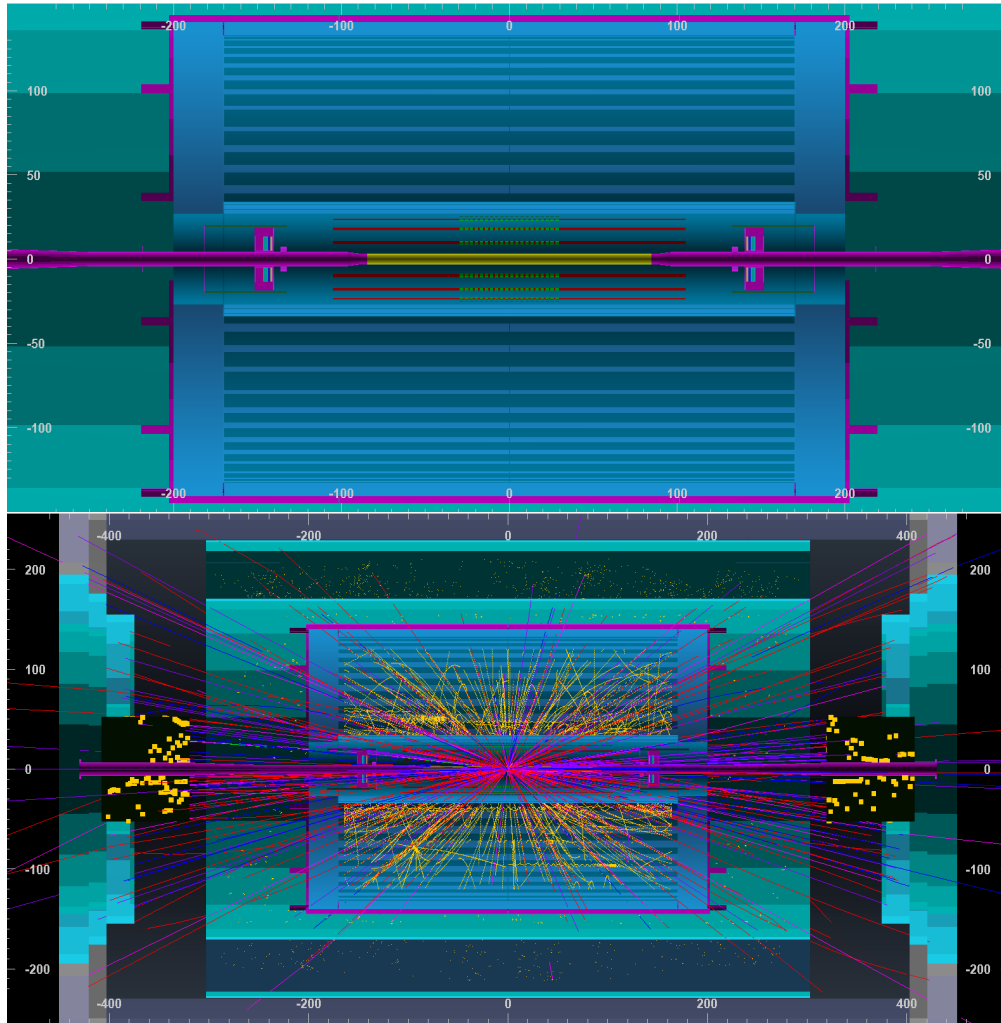


Figura 4.2: Event display del experimento con la implementación de la geometría del miniBeBe en MpdRoot (arriba). Event display del transporte de las partículas de una colisión por los distintos sub-detectores (abajo).

En la figura 4.3 se muestra la selección geométrica de las celdas del miniBeBe para colisiones de Bi+Bi a 9 GeV utilizando las trazas Monte Carlo de las partículas en MpdRoot (MCTracks). En la parte superior se muestran los hits de los protones en azul, piones en rojo y kaones en verde. La distribución en η de todas las partículas cargadas y primarias es mostrada en la parte inferior de la figura 4.3 para comprobar la aceptación del miniBeBe en $|\eta| < 1.1$.

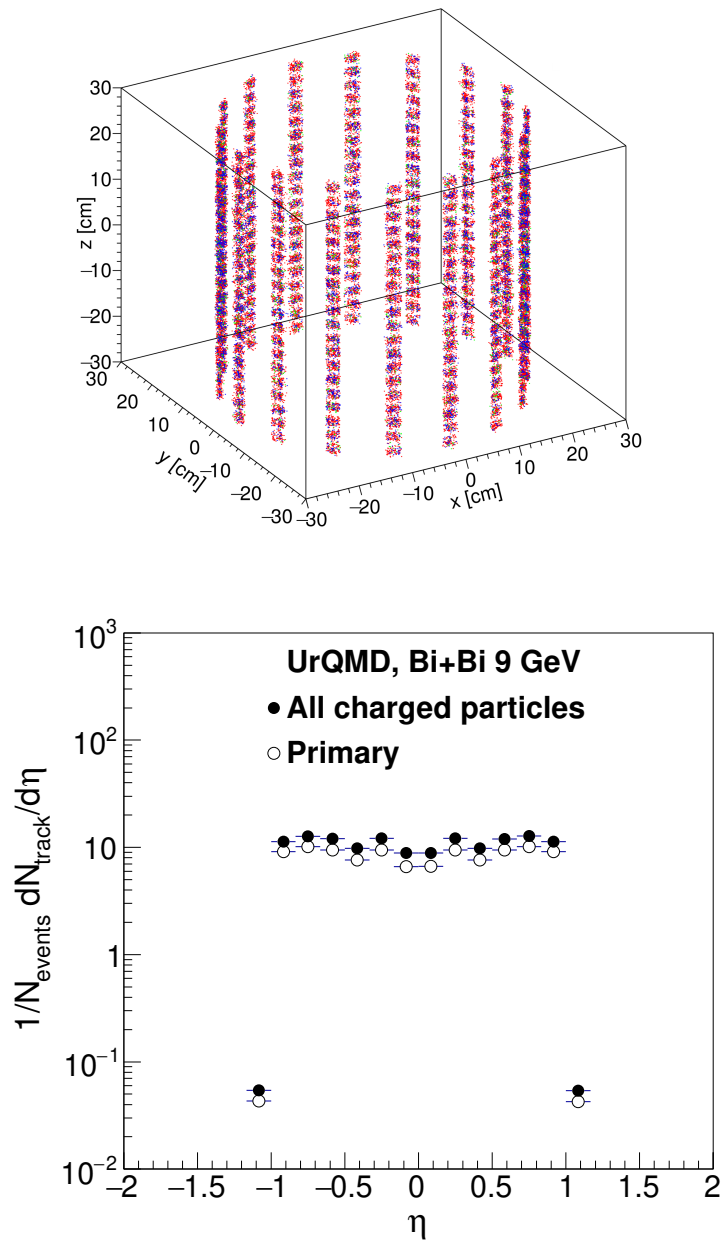


Figura 4.3: Selección geométrica de las celdas miniBeBe de tracks (MCTracks dentro de MpdRoot) usando 5000 eventos para colisiones Bi+Bi a 9 GeV mostradas como hits en el espacio (arriba). La distribución η de todas las partículas cargadas y las partículas primarias solamente, donde podemos verificar que efectivamente la aceptación del miniBeBe es $|\eta| < 1.1$ (abajo).

En la figura 4.4 se analiza la energía de las partículas justo antes de interactuar con el miniBeBe del MC con un diagrama de dispersión en el lado izquierda y las distribuciones de

las diferentes partículas en el lado derecho. Es común que en colisiones de iones pesados los piones sean las partículas más abundantes en el dominio de menor energía de los espectros.

A continuación, realizamos un análisis del nivel de impacto del depósito de energía y del tiempo de vuelo utilizando esta geometría. La Figura 4.5 muestra los diagramas de dispersión para el miniBeBe donde indicamos la identificación de la celda en el eje horizontal. Note que hay una regularidad de banda correspondiente a las celdas por tira que se refleja en la siguiente parte de este análisis. Observe también que si comparamos la escala de energía de las partículas cargadas que se muestra en la figura 4.4 y la escala del depósito de energía en el miniBeBe de la figura 4.5, podemos ver que la mayoría de las partículas cargadas depositan mucho menos del 1 % de su energía en el miniBeBe. Los diagramas de dispersión sirven como prueba de la cobertura de las celdas en una tira y muestran la uniformidad de la cobertura.

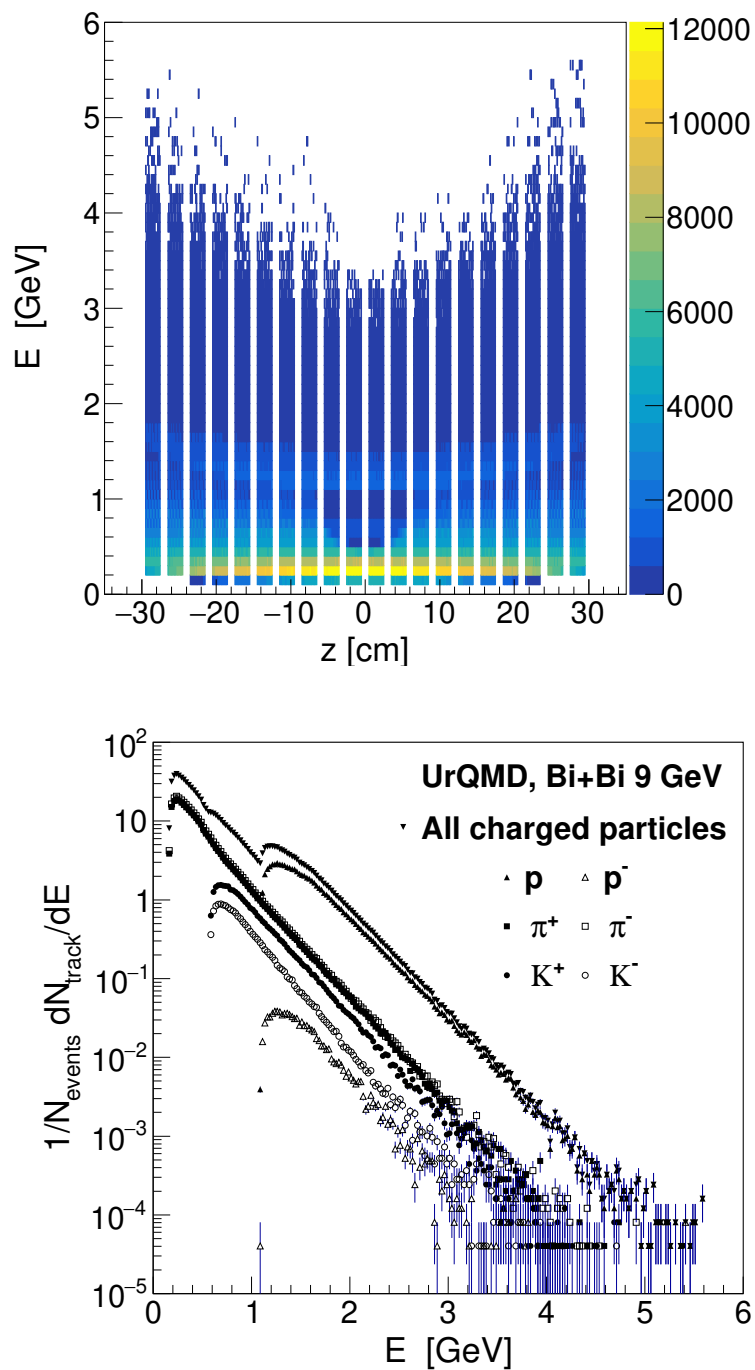


Figura 4.4: Distribución del diagrama de dispersión de partículas con respecto a la energía que transportan a nivel de generación dentro de MCTracks cuando alcanzan el miniBeBe (arriba). Distribuciones de partículas identificadas, normalizadas por el número de eventos para una muestra de colisiones Bi + Bi a 9 GeV (abajo).

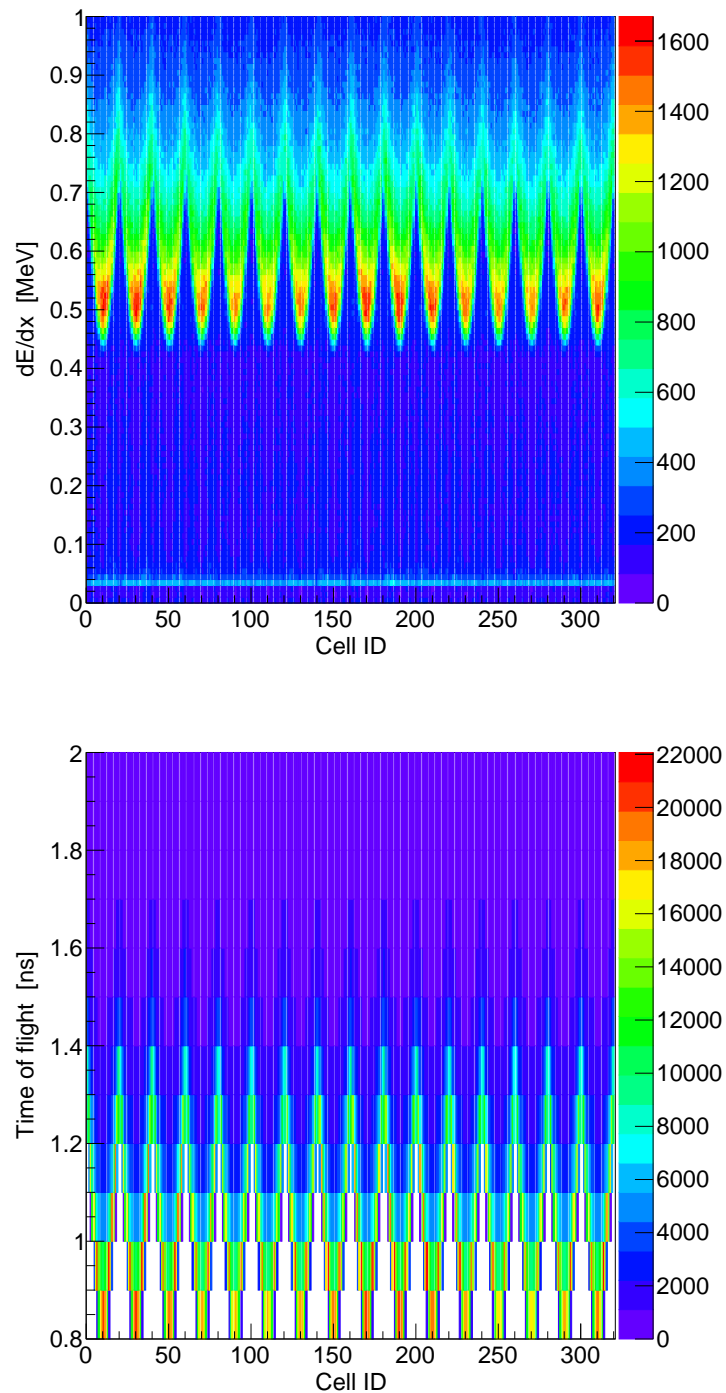


Figura 4.5: Gráficos de dispersión para los hits en todas las celdas miniBeBe para la muestra MB de Bi + Bi a 9 GeV. El panel superior muestra el depósito de energía y el panel inferior el tiempo de vuelo de todos los impactos. Dada nuestra convención para etiquetar las celdas, el máximo del depósito de energía y el mínimo tiempo de vuelo ocurren para las celdas etiquetadas por múltiplos enteros de 10.

4.2. Respuesta del detector

Con el fin de optimizar la cobertura de las celdas para el miniBeBe, monitoreamos el promedio del número de hits por celda, la energía depositada y el tiempo de vuelo por celda a lo largo de una tira de miniBeBe, promediando las dieciséis tiras en esta configuración nominal. Como cada tira tiene 20 celdas, usamos la notación para celdas 1 a 20 espaciadas uniformemente para referirnos a su ubicación desde $z = 30$ cm hasta $z = +30$ cm. Estos estudios permitieron optimizar el diseño y las mejoras del disparador.

Se reporta el número promedio de hits, energía depositada y el tiempo de vuelo en miniBeBe para colisiones Bi+Bi en $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV para una muestra de MB y para muestras en tres clases de centralidad: 0–20 %, 40 – 60 % y 80–100 % (donde “%” representa el porcentaje de la sección eficaz total), que corresponden a los rangos de parámetros de impacto $b = 0.80$ fm, $b = 7.369.97$ fm y $b = 12.9715.98$ fm, respectivamente. También reportamos estas cantidades promedio de tiras para p+p colisiones en $\sqrt{s_{NN}} = 4, 9, 11$ GeV.

La figura 4.6 muestra el número promedio de hits (arriba), la energía depositada (centro) y el tiempo de vuelo (abajo) por celda a lo largo de una tira del miniBeBe para Bi+Bi a 9 GeV. Todos los paneles incluyen los resultados de MB y de las clases de centralidad. Notamos que tenemos en promedio casi 3 hits por tira en las colisiones más centrales, hasta un hit por tira en las colisiones semicentrales y menos de un hit en promedio para las colisiones periféricas. Teniendo en cuenta que el miniBeBe tiene 16 tiras, esperamos la mayor eficiencia en alrededor de 48 hits por evento para colisiones centrales Bi + Bi. En el panel central, notamos que tenemos una energía promedio depositada por celda del miniBeBe de como máximo 0.8 MeV para todas las clases de centralidad. Así que esperamos que el miniBeBe soporte, en promedio, 16 MeV de energía depositada por tira. En la parte inferior, el panel para el tiempo de vuelo promedio muestra que para las celdas del miniBeBe centrales (alrededor de $z = 0$) tenemos un promedio por debajo de 1.3 ns.

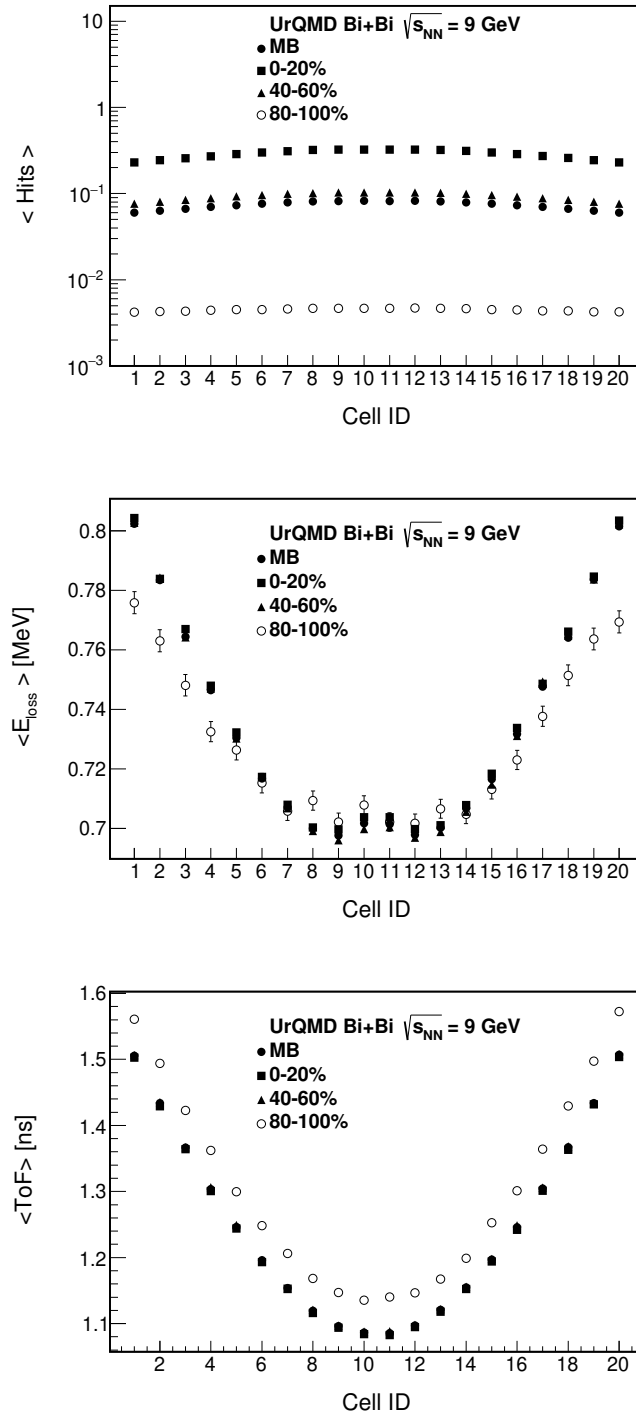


Figura 4.6: Promedio del número de hits (arriba), energía depositada (centro) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para el miniBeBe en colisiones Bi + Bi a 9 GeV. Mostramos los resultados para las muestras de MB ($b = 015.8$ fm), así como para tres clases de centralidad diferentes.

Las colisiones de iones pesados periféricos deberían ser comparables a las colisiones p+p. Para completar, la figura 4.7 muestra el número promedio de hits, la energía depositada y el tiempo de vuelo utilizando 950,000 eventos de colisión p + p en $\sqrt{s_{NN}} = 4, 9, 11$ GeV que generamos usando UrQMD y transportamos a través de miniBeBe usando MpdRoot. Notamos que aunque el número promedio de partículas cargadas en p+p es muy inferior al de las colisiones Bi+Bi, depositan más energía en el detector. En general, tenemos una escala similar de depósito de energía por celda en las colisiones p + p y Bi+Bi, por lo que nuestros hallazgos se resumen de la siguiente manera: para Bi+Bi en $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV, hemos demostrado que el número promedio de hits, la energía depositada promedio y el tiempo de vuelo promedio por geometría de diseño del miniBeBe, ocurre dentro de un tiempo de vuelo promedio entre 1.1 y 1.6 ns.

Además, la longitud del detector cubre la región con mayor promedio de hits por evento con no más de 16 MeV de depósito de energía por tira. También hemos comprobado, mediante el depósito de energía de partículas cargadas, que el miniBeBe tiene una ocupación pequeña, del orden del 2%.

Para concluir esta sección, comentamos mejoras posibles e inmediatas para el diseño de miniBeBe, que aún se ajustan a la disponibilidad actual de espacio en MPD, pero que dependen de más apoyo financiero. En las figuras 4.8 y 4.9 mostramos el aumento esperado del número medio de hits en el miniBeBe al duplicar el número de tiras. Usamos 5×10^5 eventos para colisiones Bi+Bi en $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV generados con UrQMD y para p+p en $\sqrt{s_{NN}} = 4, 9, 11$ GeV, transportados con MpdRoot a través de un miniBeBe mejorado que ahora tiene 32 tiras.

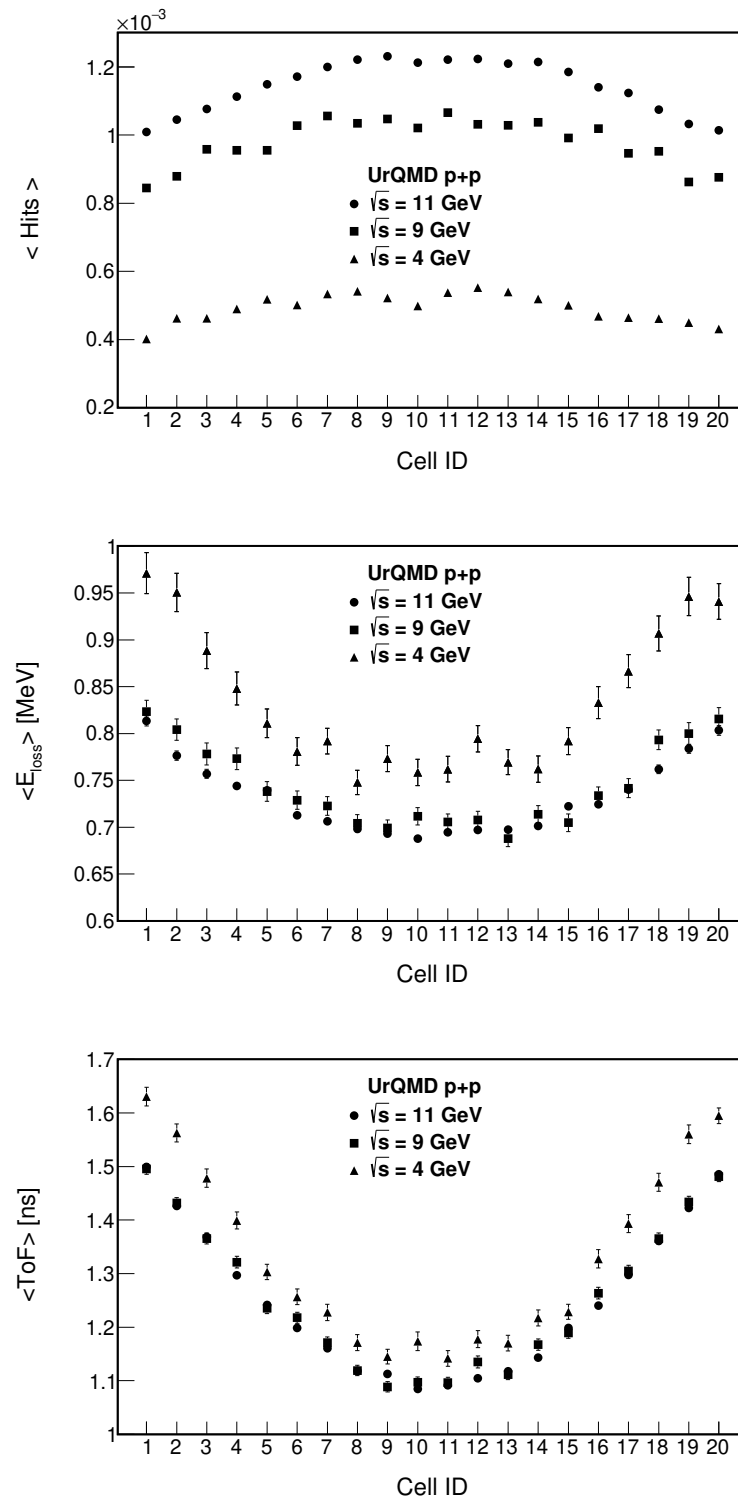


Figura 4.7: Promedio del número de hits (arriba), energía depositada (centro) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para las colisiones miniBeBe en colisiones p+p a 4, 9 y 11 GeV.

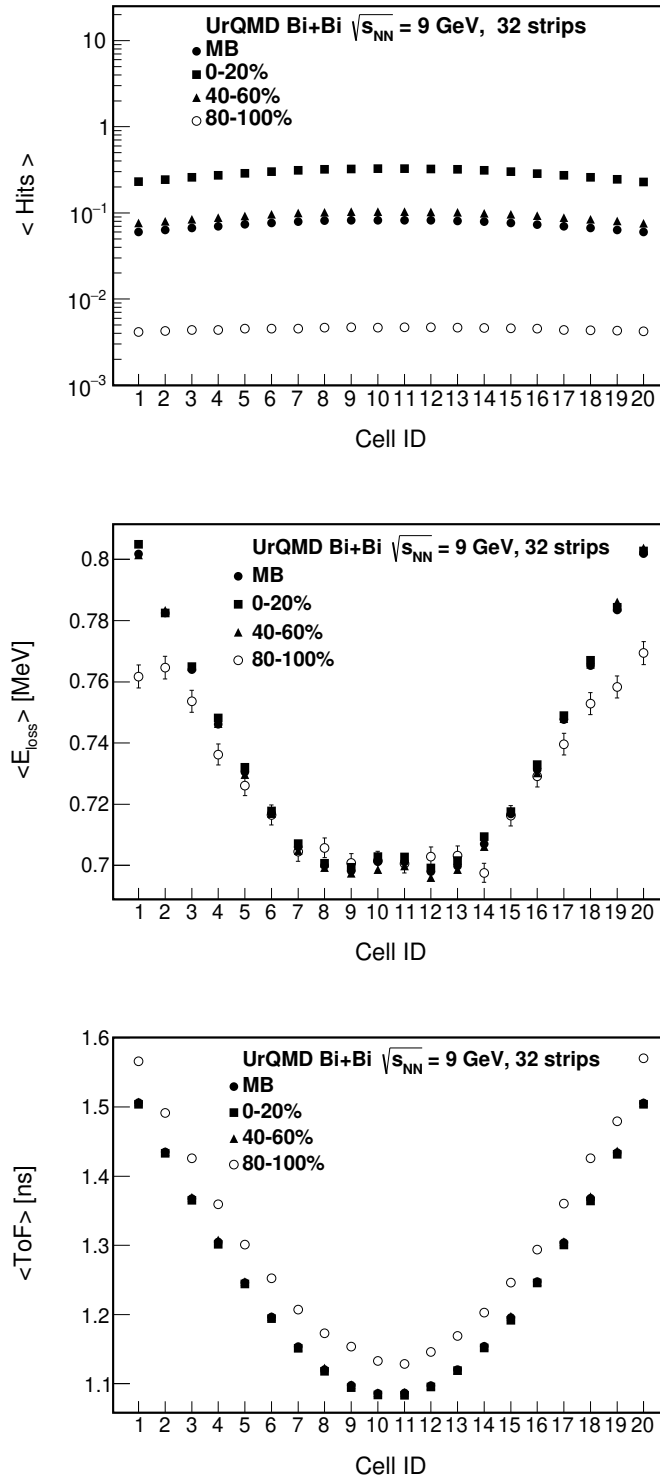


Figura 4.8: Promedio del número de hits (arriba), energía depositada (centro) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para el miniBeBe de 32 tiras en colisiones Bi + Bi a 9 GeV.

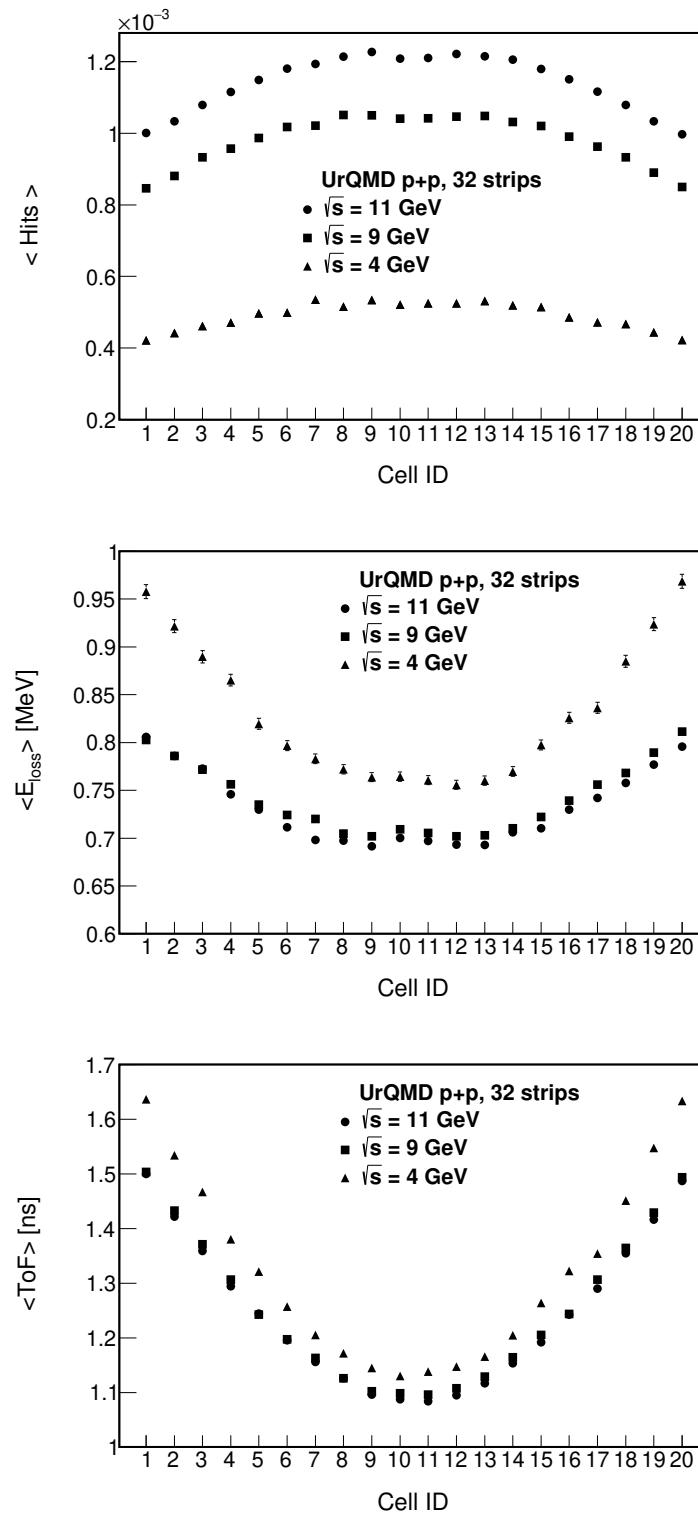


Figura 4.9: Promedio del número de hits (arriba izquierda), energía depositada (arriba derecha) y tiempo de vuelo (abajo) por tira por celda para el miniBeBe de 32 tiras en colisiones p+p a 4, 9 y 11 GeV.

El impacto en el diseño del miniBeBe nominal se resume en la Tabla 4.1. Resumiendo el número promedio de hits por celda y para el detector miniBeBe completo, tanto en los diseños de 16 tiras como de 32 tiras. Como era de esperarse, el número promedio de hits totales en miniBeBe se duplica al pasar del diseño de 16 tiras al de 32 tiras. Dado que cada tira tiene 20 celdas, el rango completo de hits promedio del detector se obtiene con un factor de 20×16 y 20×32 , para cada geometría, respectivamente.

UrQMD	$\langle \text{Hits} \rangle$	Tiras	0 – 20%	80 – 100%
Bi+Bi 9 GeV	Por celda	16	0.2294 – 0.3248	0.2294 – 0.3248
		32	0.2294 – 0.3250	0.0041 – 0.0047
	Detector completo	16	73.40 – 103.94	1.34 – 1.50
		32	146.81 – 208.03	2.65 – 3.01
UrQMD	$\langle \text{Hits} \rangle$	Tiras	4 GeV	9 GeV
p+p	Por celda	16	0.00043 – 0.00055	0.00100 – 0.00122
		32	0.00042 – 0.00058	0.00099 – 0.00122
	Detector completo	16	0.138 – 0.176	0.320 – 0.390
		32	0.269 – 0.339	0.637 – 0.784

Tabla 4.1: Resumen del número promedio de hits en el miniBeBe como se muestra en las figuras 4.6, 4.7, 4.8 y 4.9. Para Bi+Bi en $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV, y p+p en $\sqrt{s_{NN}} = 4$ y 11 GeV, mostramos el rango de promedio de hits por celda y del detector completo. Mostramos los resultados de la geometría de 16 y 32 miniBeBe y observamos que, como era de esperarse, este último duplica el número promedio de hits totales en el detector. Dado que cada tira tiene 20 celdas, el rango completo de hits promedio del detector se obtiene con un factor de 20×16 y 20×32 , para cada geometría.

4.3. Eficiencia

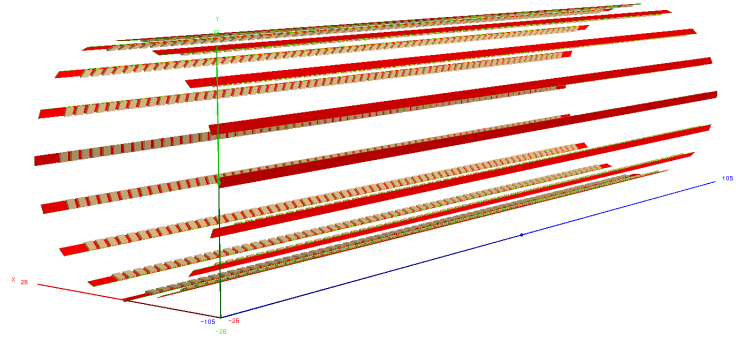


Figura 4.10: Configuración del miniBeBe de 2 metros de largo.

La eficiencia del miniBeBe nominal y una configuración con cobertura de cuadrados de plástico centellador a lo largo de los 2 metros es mostrado en la figura 4.10. Se estudió en comparación con el detector FFD y el complemento de ambos para 150,000 eventos en colisiones p+p en $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV para una muestra de MB en UrQMD y un transporte diferente en MpdRoot para cada caso. Se puede estimar la eficiencia en términos de la multiplicidad de las partículas cargadas. Medimos la eficiencia de un detector mediante la razón de la distribución de multiplicidad de todos los eventos entre la distribución de multiplicidad para aquellos eventos en los que se hace al menos un hit en el detector. En la figura 4.11 se muestran las distribuciones de multiplicidad total para todos los eventos (triángulos rojos) y para aquellos eventos en los que se hizo un hit en el detector miniBeBe o FFD, solamente en el miniBeBe y solamente en el FFD (cuadrados azules). La razón de ambas distribuciones de multiplicidad por cada bin se le denomina eficiencia (cuadrados negros).

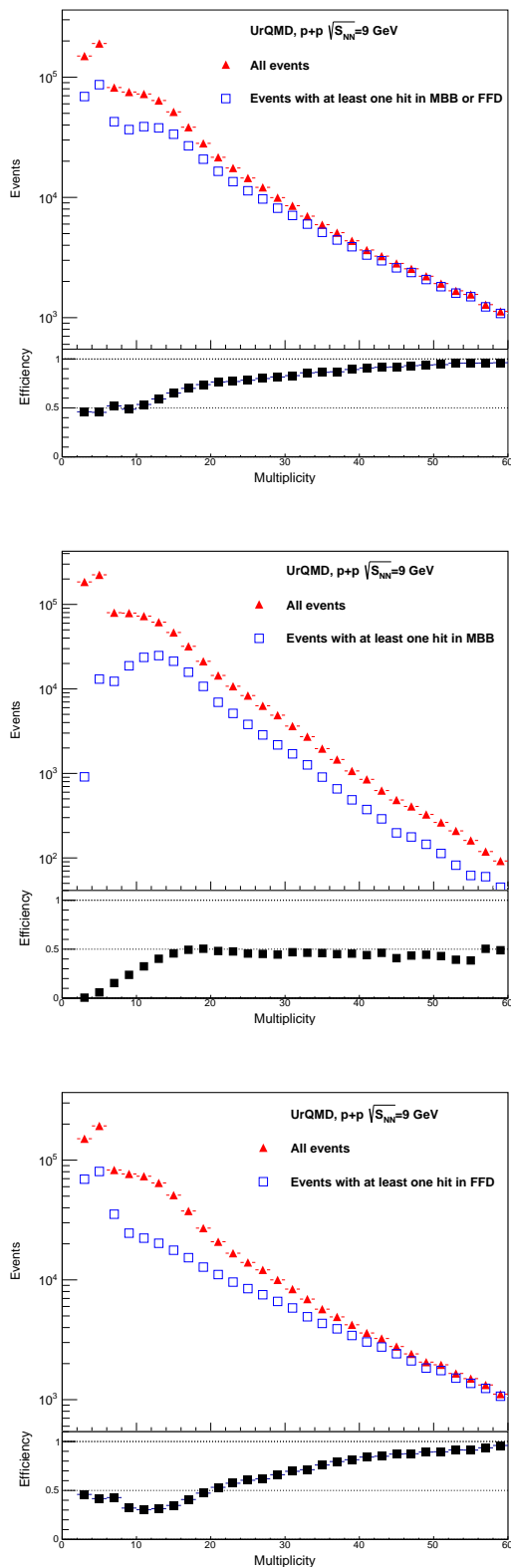


Figura 4.11: Razón de la distribución de multiplicidad de todos los eventos y los eventos los cuales tienen al menos un hit en el miniBeBe o FFD (arriba), al menos un hit en el miniBeBe (centro) y al menos un hit en el FFD (abajo) en colisiones p+p a 9 GeV.

En la parte de arriba de la figura 4.12 se muestra la comparación eficiencia de disparador considerando al menos un hit en el miniBeBe nominal ó FFD (cuadrados negros), solo el miniBeBe nominal (triángulos negros invertidos) y solamente el FFD (círculos blancos) para partículas primarias. En la parte de abajo se muestra el aumento de eficiencia en la detección de partículas primarias al aumentar el material activo a 2 metros en el miniBeBe y la contribución que se pudiera obtener en conjunto con el FFD. Notar que la eficiencia de disparador del FFD es mayor que la del miniBeBe para multiplicidades menores a 10, mientras que para eventos de p+p con más de 10 partículas cargadas éste disminuye considerablemente como en un 30 % en contraste con el miniBeBe que aumenta hasta 60 % con la configuración nominal y hasta 80 % para la configuración de 2 metros.

De manera similar se puede hacer el mismo estudio seleccionando las partículas secundarias mostrado en la figura 4.13, para el miniBeBe nominal (arriba) y de 2 metros (abajo).

Para todas las partículas detectadas se observa que la eficiencia de trigger del FFD es mayor que la del miniBeBe la cuál presenta baja eficiencia menor que 50 % para eventos de p+p con mutplicidad menor que 20 partículas cargadas. Para estos eventos el miniBeBe fue propuesto en el detector MPD y poder aumentar las capacidades de disparo del FFD. Si se combina la información del miniBeBe nominal y el FFD, la eficiencia aumenta hasta un 80 % para multiplicidades donde el FFD no es eficiente como se muestra en la parte de arriba de la figura 4.14. En la parte de abajo de la figura 4.14 se muestra cómo la eficiencia aumenta hasta un 90 % tomando en cuenta la configuración del miniBeBe de 2 metros.

Finalmente en la figura 4.15 hacemos la comparación de la eficiencia del miniBeBe nominal y de 2 metros en combinación con el FFD para mostrar la diferencia de la máxima eficiencia posible alcanzada por la geometría con la mínima para todas las partículas en colisiones de p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV.

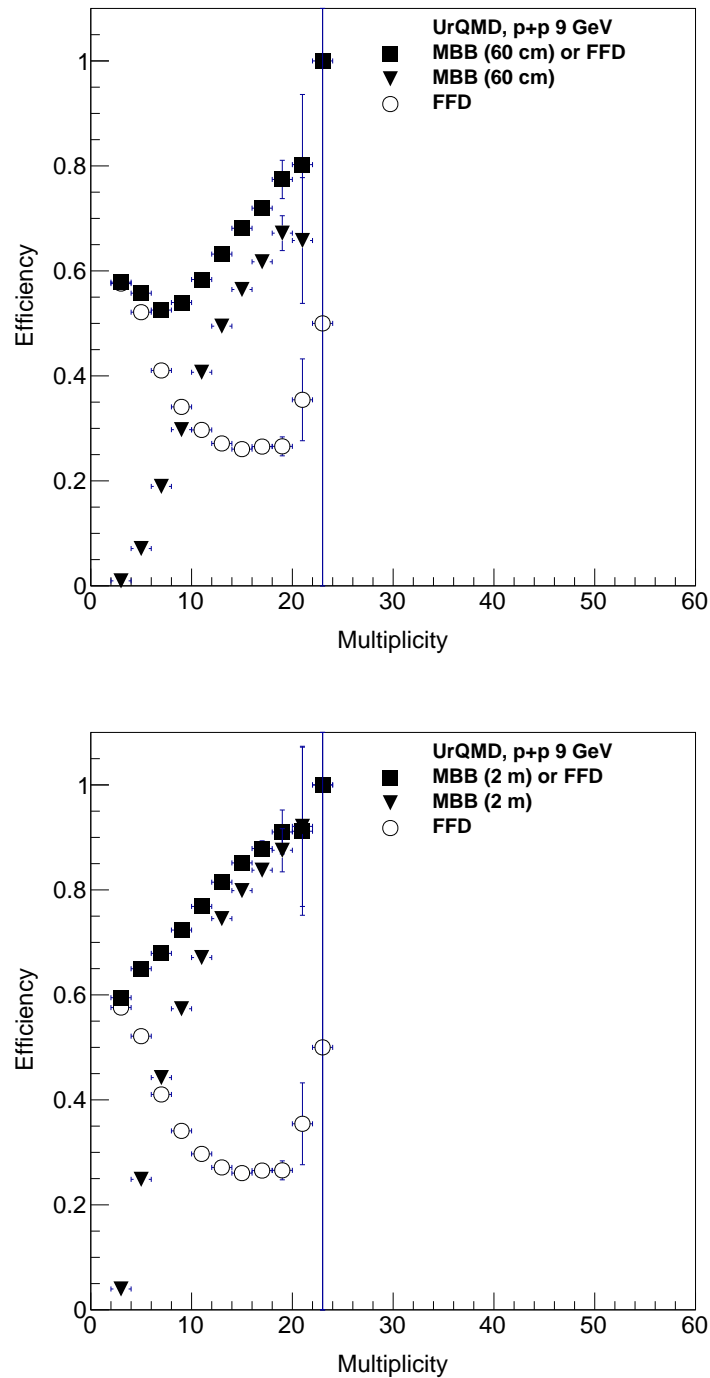


Figura 4.12: Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de partículas primarias con al menos un hit en el miniBeBe (2 m) ó FFD, solo en el miniBeBe de 60 cm (arriba) y 2 m (abajo) y solo el FFD.

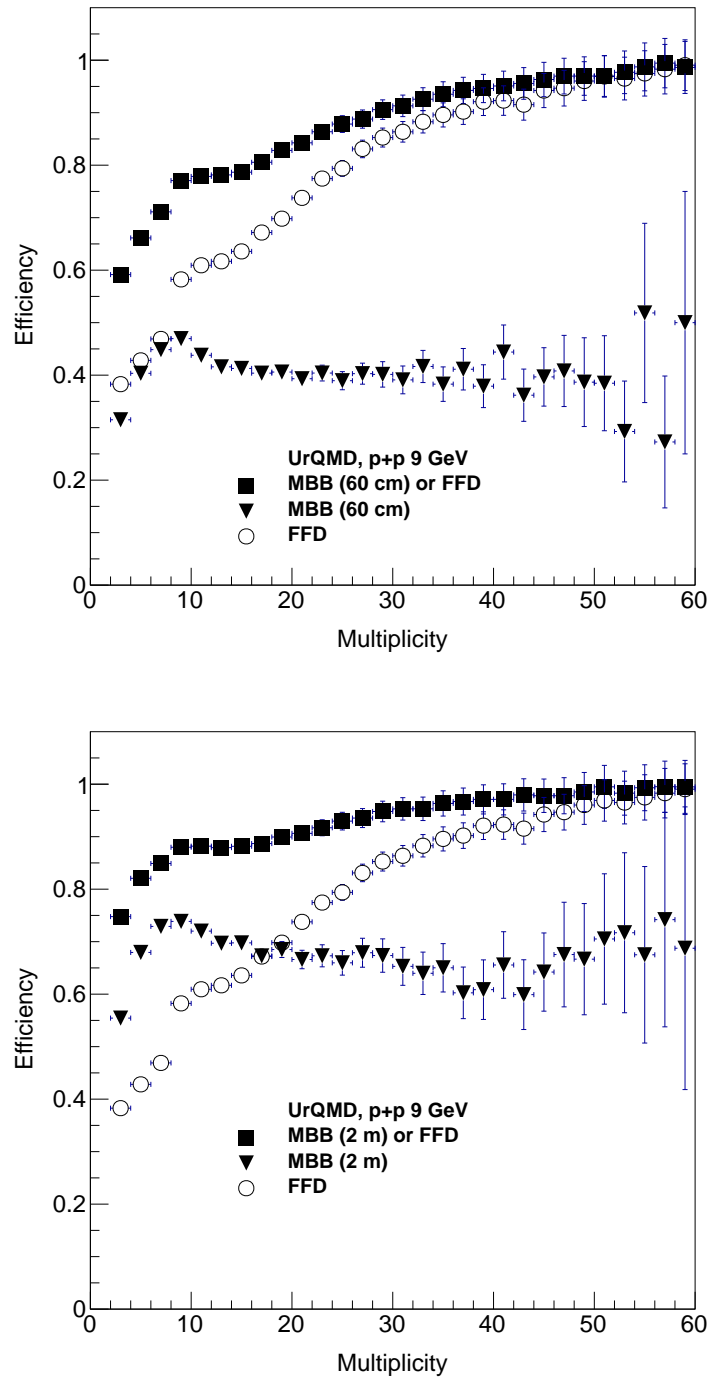


Figura 4.13: Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de partículas secundarias con al menos un hit en el miniBeBe (2 m) ó FFD, solo en el miniBeBe de 60 cm (arriba) y 2 m (abajo) y solo el FFD.

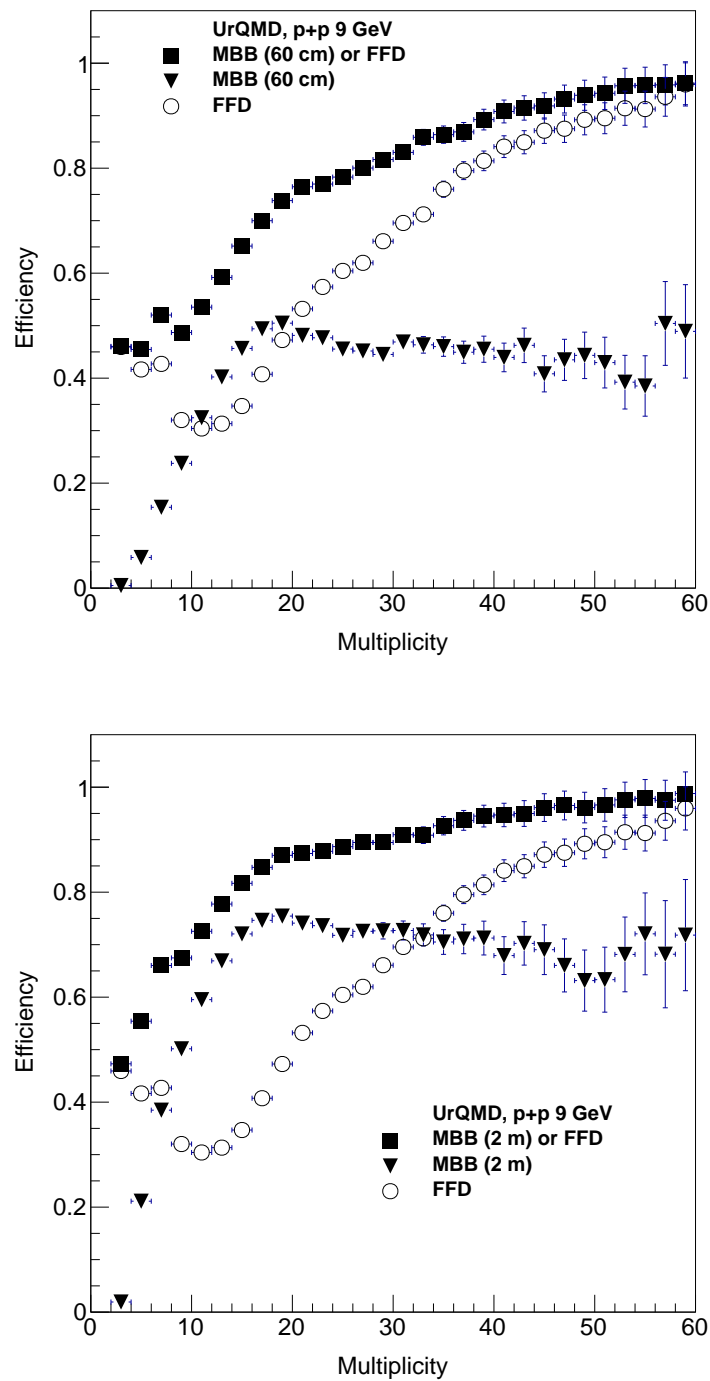


Figura 4.14: Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de todas las partículas con al menos un hit en el miniBeBe (2 m) ó FFD, solo en el miniBeBe de 60 cm (arriba) y 2 m (abajo) y solo el FFD.

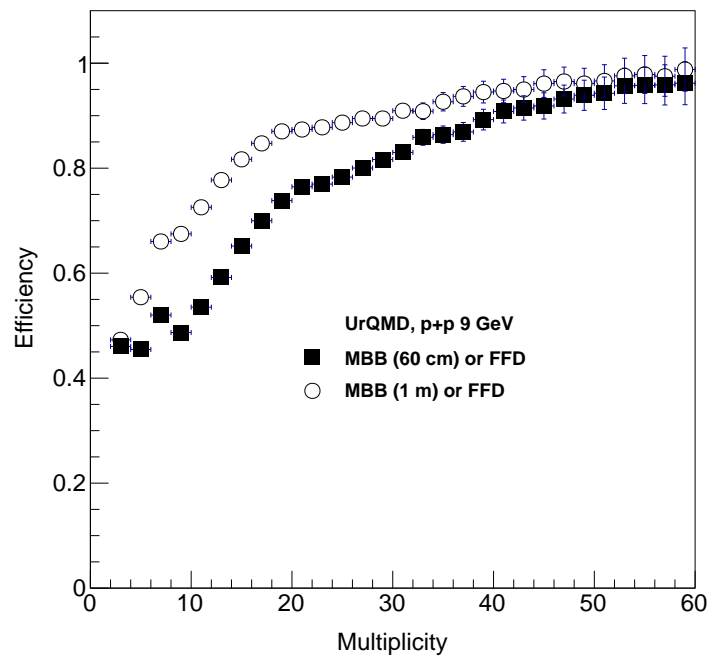


Figura 4.15: Comparación de la eficiencia en colisiones p+p a 9 GeV de todas las partículas con al menos un hit en el FFD ó el miniBeBe de 60 cm y 2 m.

4.4. Sombra del miniBeBe en la TPC

Dado que el miniBeBe será un trigger nivel cero que cubrirá un rango de pseudorapidez de $|\eta| < 1.1$, se requiere que tome la menor cantidad de información posible de las partículas provenientes directamente del punto de interacción para que los detectores centrales subsiguientes detecten y guarden la información importante de estas partículas primarias. Se realizó un estudio de simulación de la posible sombra del miniBeBe en la TPC. Se realizaron 100,000 colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV en UrQMD y se realizó un transporte en MpdRoot con y sin el miniBeBe implementado.

En la figura 4.16 se muestran las distribuciones en el eje z de la TPC y de la TPC con el miniBeBe implementado para todas las partículas (arriba), partículas primarias (centro) y partículas secundarias (abajo). Se muestra que la razón promedio para todas las partículas es de aproximadamente 0.98 mientras que para las primarias es de aproximadamente 0.95 dado a los posibles decaimientos o interacciones con el miniBeBe produciendo así un promedio para las partículas secundarias de aproximadamente 1.01. Este resultado nos dice que el miniBeBe produce una sombra lo suficientemente pequeña para ser indistinguible en la TPC. El mismo resultado se puede concluir de la figura 4.17 donde se muestra la distribución de p_T para todas las partículas (arriba), primarias (centro) y secundarias (abajo). Notar que para todos los casos el promedio de la razón es de aproximadamente 1, sin embargo por la falta de estadística para $p_T > 2$ la razón presenta un mayor error.

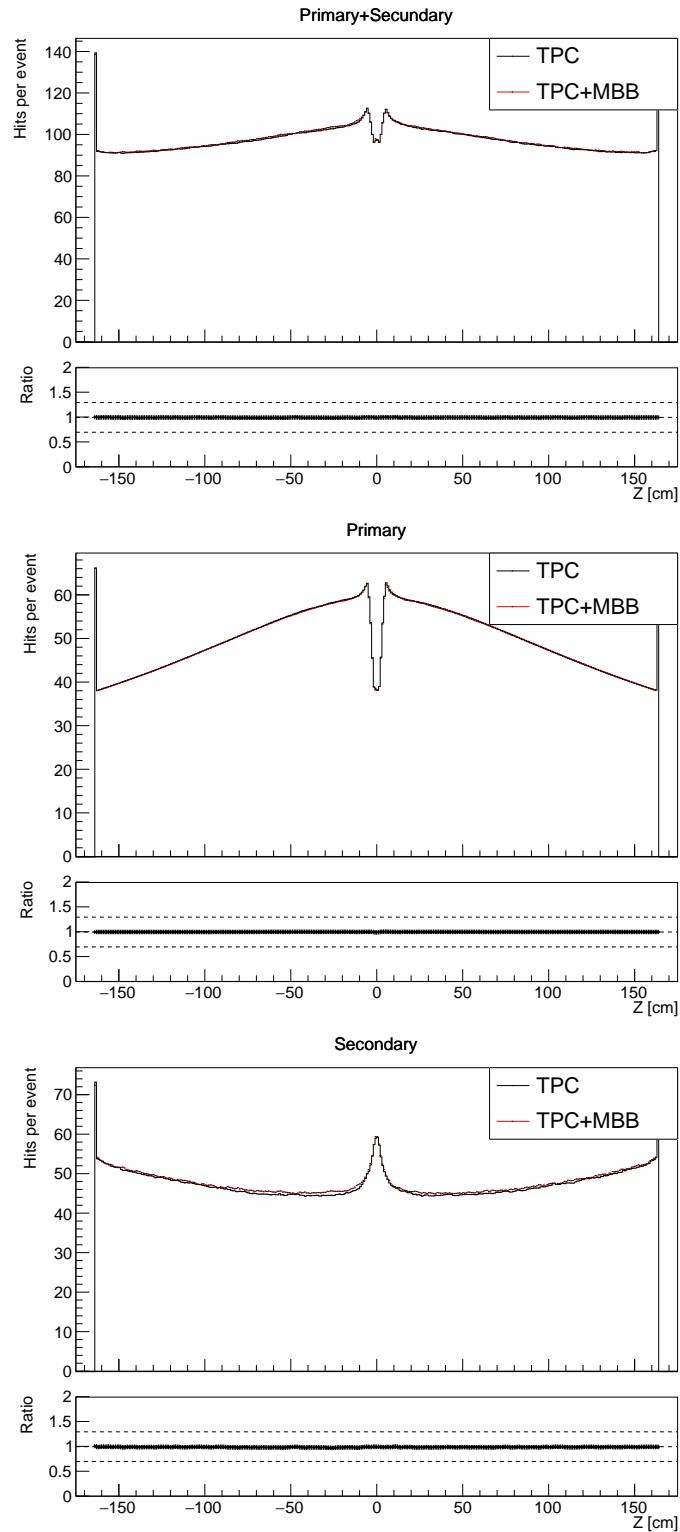


Figura 4.16: Razón del número de hits de la TPC con y sin el miniBeBe para todas las partículas aproximadamente 0.98 (izquierda), primarias aproximadamente 0.95 (centro) y secundarias aproximadamente 1.01 (derecha) para Bi+Bi a 9 GeV.

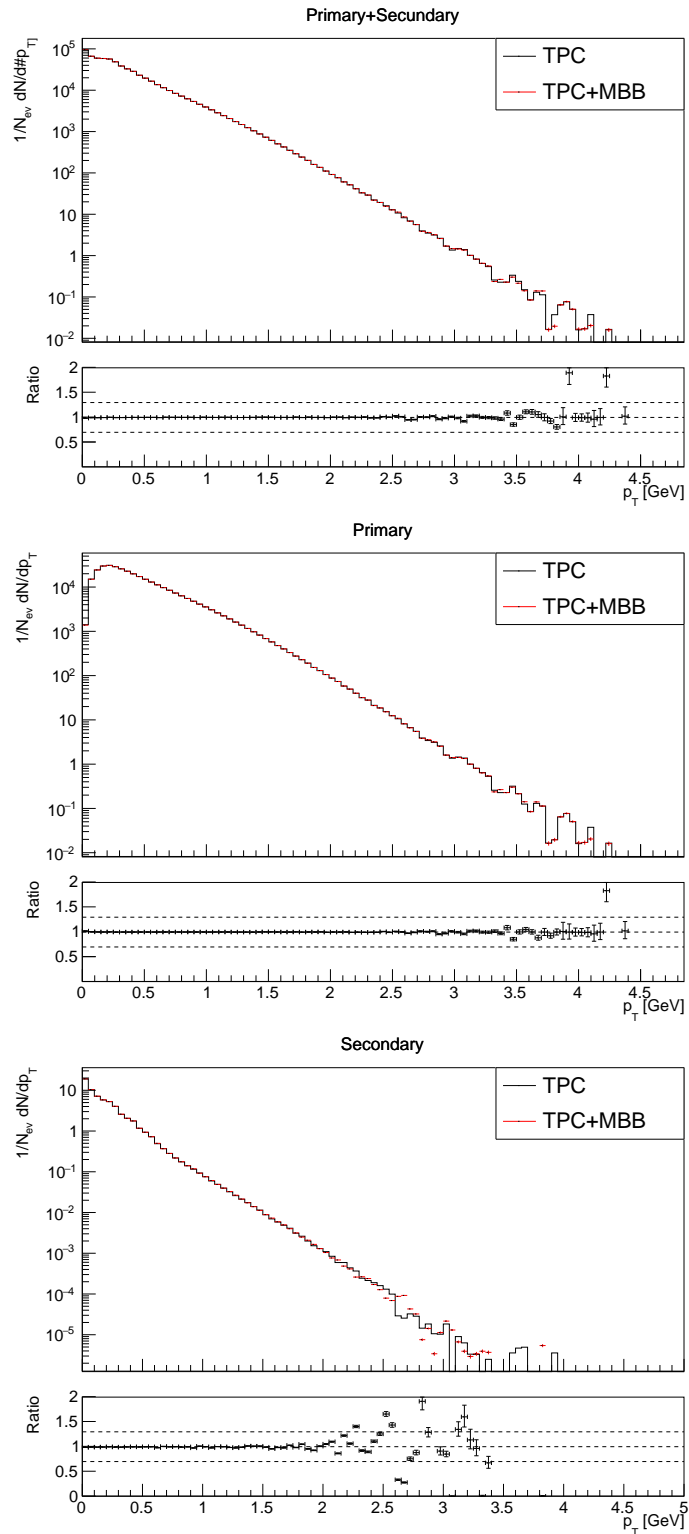


Figura 4.17: Razón del p_T de la TPC con y sin el miniBeBe para todas las partículas (izquierda), primarias (centro) y secundarias (derecha) para Bi+Bi a 9 GeV.

4.5. Longitud de radiación

Dado que el miniBeBe está diseñado para ser un disparador nivel cero, es importante conocer que tan “transparente” es para los detectores subsecuentes. Se define la longitud de radiación de un material es la longitud media (en cm) para reducir la energía de un electrón por el factor $1/e$.

La longitud de radiación se puede aproximar con la formula analítica descrita en la Ref. [67]:

$$X_0 = \frac{716.4 \times A}{Z(Z + 1) \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \left[\frac{g}{cm^3} \right]. \quad (4.1)$$

Si se tiene un distintas capas de distintos materiales se puede estimar la longitud de radiación combinada de estas mediante la siguiente fórmula:

$$\frac{W_0}{X_0} = \sum_i \frac{W_i}{X_i}, \quad (4.2)$$

Donde W_0 es la masa total de toda la muestra, X_0 es su la longitud de radiación total, W_i es la masa individual de cada componente y X_i es la longitud de radiación individual de cada componente. La longitud de radiación de algunos elementos calculados por la formula de Tsai son mostrados en la tabla 4.2.

Material	Z	A [g/mol]	Densidad [g/cm ³]	Longitud de radiación [g/cm ²]
Hidrógeno	1	1		67.6
Aluminio	13	27		24.0
Aire	7 — 8 — 18	14.01 — 16 — 39.95	1.205e-3	36.62
Cobre	29	63.54	8.96	13.16
Silicon	14	28.0855	2.33	22.07666
Plástico	6 — 1	12 — 1	1.032	~ 53
BC-404	6 — 1	12.011 — 1.00794	1.032	~ 54

Tabla 4.2: Longitud de radiación de algunos elementos calculada con la fórmula de Tsai y datos obtenidos de la Ref. [68].

Para probar con mayor precisión la sombra del miniBeBe en el MPD es necesario reportar la longitud de radiación del detector. En la figura 4.18 se muestra una vista lateral de las distintas capas de una tira del miniBeBe con tres posibles trayectorias de las partículas para calcular la longitud de radiación según la ecuación 4.2. En la tabla 4.3 se muestran los materiales y el ancho de cada capa de la tira. Según la ecuación 4.2 utilizando la información de la tabla 4.2 y la tabla 4.3 se obtienen los resultados descritos en la tabla 4.4 para cada trayectoria. Tomando en cuenta que el aire tiene una longitud de radiación de $X_0 = 36.62 \text{ g/cm}^3$ se puede concluir que el miniBeBe es lo suficientemente transparente en el experimento MPD.

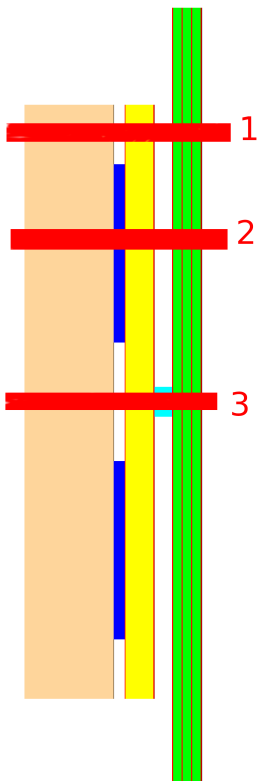


Figura 4.18: Vista lateral de la tira del miniBeBe con los distintos componentes y puntos de entrada (1, 2 y 3) para la medición de la longitud de radiación.

Nombre	Material	Color	Ancho [cm]
Plástico centellador	BC-404	Crema	0,3
SiPM	Silicon	Azul	0,037
Capa SFED y tira	Cobre	Rojo	0,0035
SFED	Plástico	Amarillo	0,093
Conector	Cobre	Azul Cyan	0,06
Tira	Plástico	Verde	0,028

Tabla 4.3: Materiales de los componentes de la geometría del miniBeBe con su respectivo ancho en relación con los colores de la figura 4.18.

Trayectoria	Longitud de radiación [g/cm^3]
1	29.018
2	28.029
3	30.153

Tabla 4.4: Resultados de la longitud de radiación calculada para cada trayectoria de la figura 4.18 según la ecuación 4.2.

Podemos calcular el porcentaje de la longitud de radiación (X/X_0) utilizando la simulación Monte Carlo en MpdRoot. En este estudio se simularon 100,000 eventos para colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV en UrQMD. Utilizamos la función “GetRadLength” para obtener los valores del paso de cada partícula en cada material del detector. En la figura 4.19 se muestra la dispersión del radio r en función del eje del haz en z utilizando la simulación Monte Carlo del transporte de las partículas por el material de todo el MPD (arriba) y el miniBeBe (abajo). El porcentaje de la longitud de radiación se localiza en la barra de colores a un costado. Se observa que el miniBeBe tiene un porcentaje considerablemente bajo de $\sim 0 - 1\%$ en comparación con ciertas componentes de todo el MPD. Este resultado nos ayuda a concluir que los materiales del miniBeBe no extraen información de las partículas generadas del punto de interacción y por lo tanto este cumple con los objetivos globales para la colaboración del MPD.

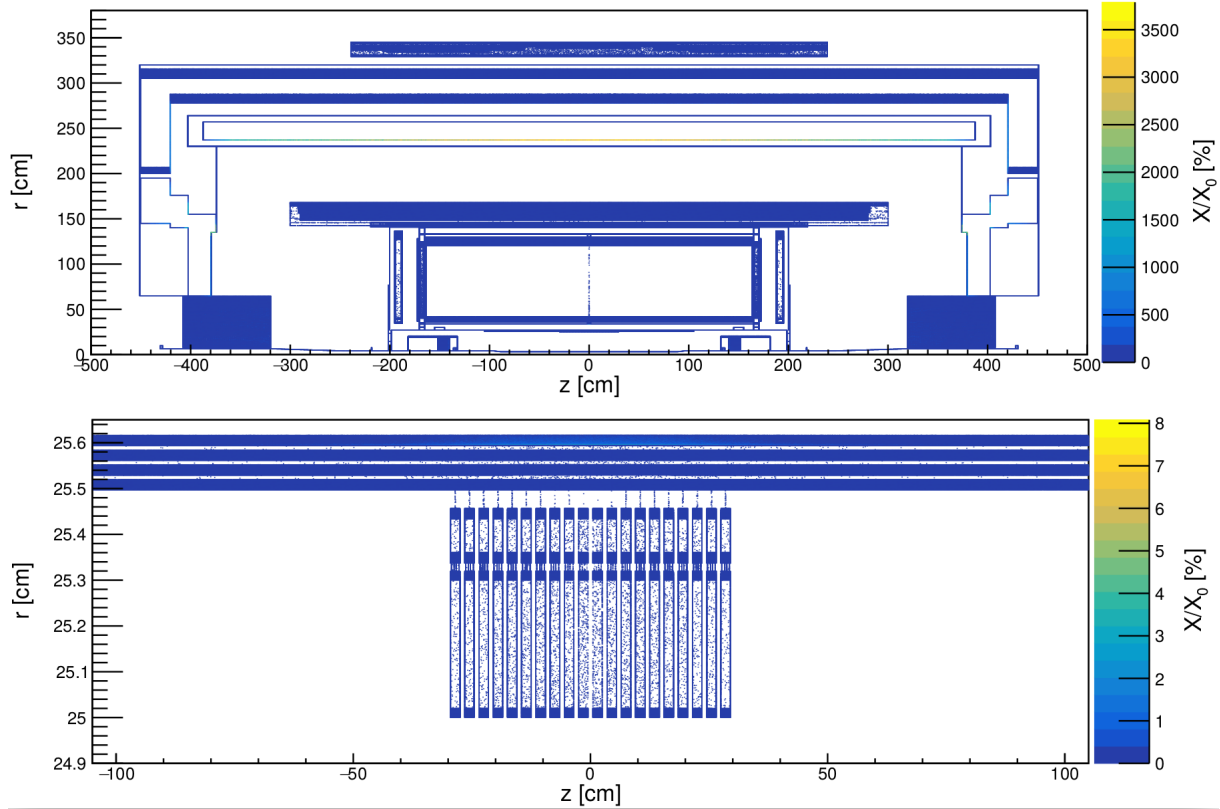


Figura 4.19: Porcentaje de longitud de radiación para todos los detectores (arriba) y solamente el miniBeBe (abajo) en colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV en UrQMD.

4.6. Determinación de la centralidad

El procedimiento para estudiar las clases de centralidad en función del número de partículas cargadas se basa en el modelo de Glauber Monte Carlo, que se basa en la idea de que dos núcleos pueden tratarse como un conjunto de nucleones y así su proceso de colisión puede ser simulado por eventos cuasi-independientes. En el enfoque de MC-Glauber, la multiplicidad de las colisiones se modela como una suma de partículas producidas a partir de un conjunto de N_a fuentes emisoras independientes (ancestros) que dependen de la parte de interacciones suaves con una multiplicidad promedio proporcional al número de participantes N_{part} , y las interacciones difíciles donde la multiplicidad final es proporcional al número de colisiones binarias N_{coll} . El parámetro f describe la relación entre esos dos subprocesos y puede cambiar de 0 a 1 [69, 70]:

$$N_a(f) = fN_{part} + (1 - f)N_{coll}. \quad (4.3)$$

La multiplicidad promedio por evento se calcula usando la distribución binomial negativa (NBD) $P_{\mu,k}$ donde el parámetro k controla el ancho y μ es la razón de la multiplicidad máxima de nuestra distribución real y el número máximo de antecesores:

$$M_{MC-GI}(N_a, k, f) = \sum_1^{N_a} P_{\mu,k} \times N_a. \quad (4.4)$$

Para obtener el conjunto óptimo de parámetros f , k y μ que se ajusta mejor a la distribución de multiplicidad, se utilizó un procedimiento de minimización de χ^2 . Finalmente, el valor medio del parámetro de impacto $\langle b \rangle$ se puede extraer con el mejor conjunto de parámetros (f , k y μ) para las clases de centralidad definidas por los cortes bruscos en el distribución de multiplicidad. Finalmente, para obtener las clases de centralidad usamos la definición de centralidad expresada en función de la multiplicidad de partículas cargadas en la ecuación 2.23.

Para realizar el estudio de la determinación de centralidad con el uso del miniBeBe se utilizó el procedimiento del enfoque del modelo Glauber Monte Carlo. Se realizaron 500,000 eventos en MpdRoot con el miniBeBe y 5,000,000 de eventos utilizando el Glauber Monte Carlo para colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV. En la figura 4.20 se muestra la distribución de multiplicidad de los eventos en UrQMD del miniBeBe (cuadrados blancos) y la distribución del ajuste del Glauber Monte Carlo (triángulos negros) para colisiones de Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV. Se obtuvieron los valores para los parámetros $f = 0.12 \pm 0.061$, la $\mu = 0.0916545 \pm 0.1084$, $k = 8 \pm 86.066$ y $\chi^2 = 0.913115 \pm 0.366923$.

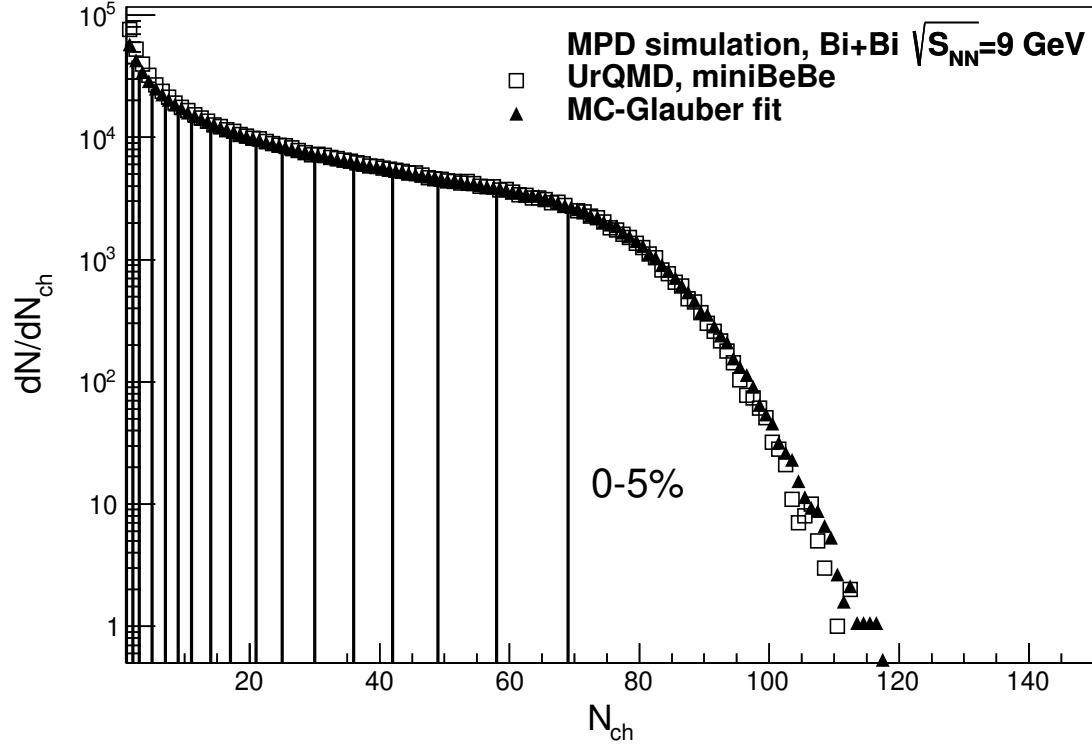


Figura 4.20: Distribución de multiplicidad de partículas cargadas de los eventos UrQMD reconstruidos (recuadros blancos) para colisiones Bi+Bi en $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV en comparación con la distribución ajustada utilizando el enfoque MC-Glauber (triángulos negros). Las clases de centralidad se indican mediante líneas verticales en rangos de 5%.

En el gráfico de arriba de la figura 4.21, la relación de $\langle b \rangle$ y la centralidad de los resultados del enfoque de MC-Glauber (cuadrados abiertos) es coherente con los resultados de los datos generados por el modelo UrQMD puro (círculos negros) en $\sqrt{S_{NN}} = 9$ GeV con $|\eta| < 0.5$. El diagrama de abajo muestra la comparación del parámetro de impacto promedio calculado con los datos Monte Carlo del detector miniBeBe (cuadrados blancos) y los datos reconstruidos de la TPC (círculos negros). Se puede observar que la diferencia en el valor de la razón se mantiene dentro de un rango de 0.9-1.0, lo cuál nos indica que el miniBeBe es consistente con el cálculo de la centralidad de la TPC.

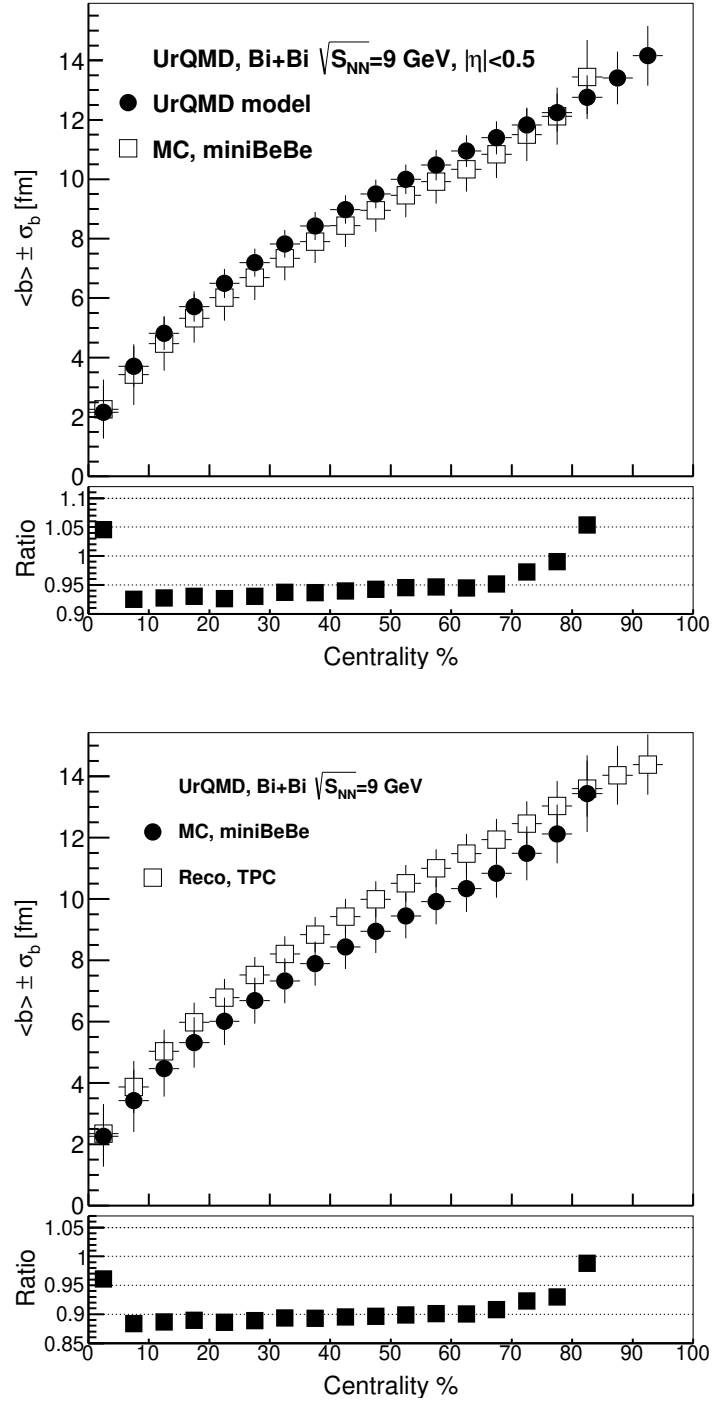


Figura 4.21: Comparación del parámetro de impacto promedio en función de la centralidad entre resultados del Monte Carlo UrQMD y el miniBeBe a 9 GeV (arriba). Comparación del parámetro de impacto promedio en función de la centralidad entre resultados de datos reconstruidos en la TPC y el miniBeBe a 9 GeV (abajo).

En las figuras 4.22, 4.23 y 4.24 se muestra más claramente las distribuciones de las propiedades geométricas (b , N_{part} y N_{coll} respectivamente) de los datos del MC-Glauber. Con el ajuste de la figura 4.20 se realizaron los cortes en la multiplicidad y se seleccionaron aquellos eventos los cuales entran en cada clase de centralidad. Posteriormente se calculó el promedio de la distribución de cada propiedad geométrica y su RMS para cada clase de centralidad.

En tabla 4.5 se muestra el resumen de las propiedades geométricas, las relación de los rangos de centralidad con las propiedades geométricas promedio b , N_{part} y N_{coll} . Se calcularon en base a los datos del Glauber Monte Carlo con los cortes del ajuste a la distribución de multiplicidad junto con la media cuadrática (RMS, por sus siglas en inglés). Los valores b_{min} y b_{max} son las estimaciones más bajas y más altas de $\langle b \rangle$ para una clase de centralidad dada obtenidas del ajuste polinomial de la dependencia de centralidad de $\langle b \rangle$. De igual forma para N_{part}^{min} , N_{part}^{max} con la distribución $\langle N_{part} \rangle$, y para N_{coll}^{min} , N_{coll}^{max} con la distribución $\langle N_{coll} \rangle$.

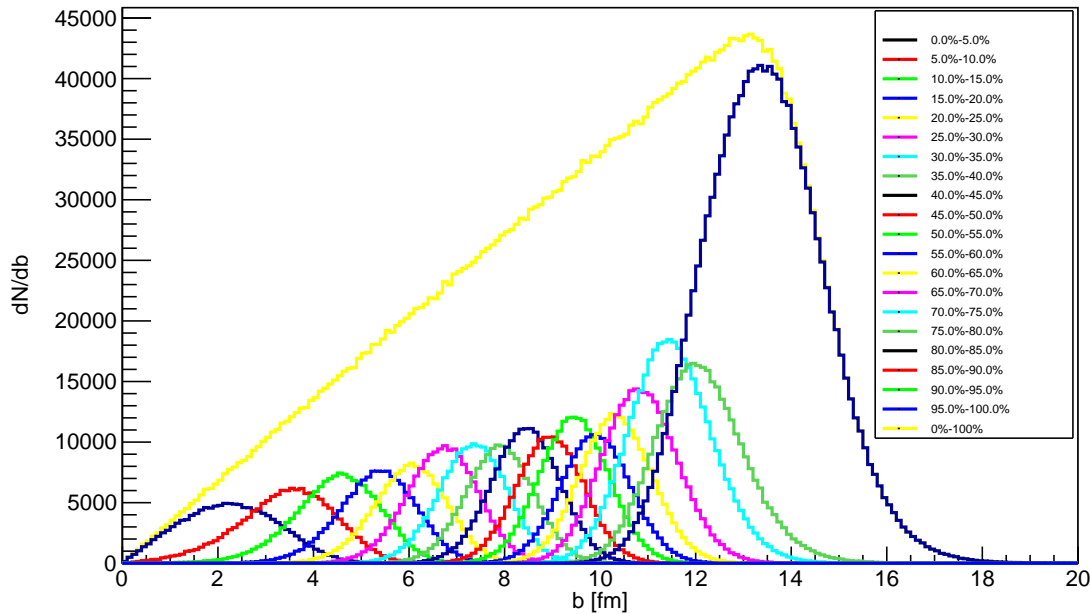


Figura 4.22: Distribuciones del parámetro de impacto b del Glauber Monte Carlo con los cortes de las clases de centralidad calculados con el ajuste de la distribución de multiplicidad.

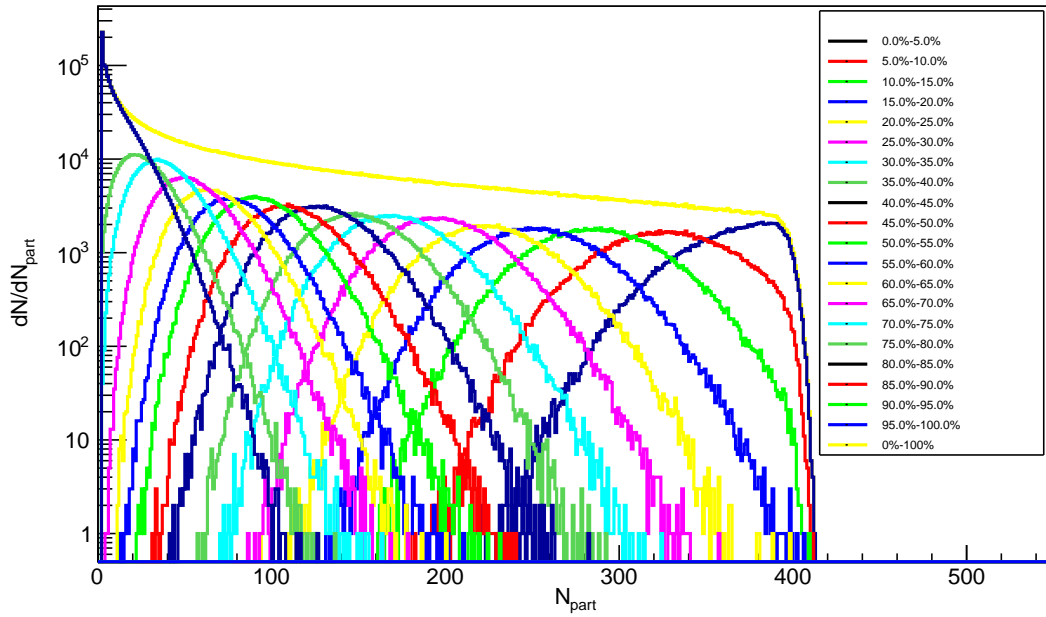


Figura 4.23: Distribución del número de participantes N_{part} del Glauber Monte Carlo con los cortes de las clases de centralidad calculados con el ajuste de la distribución de multiplicidad.

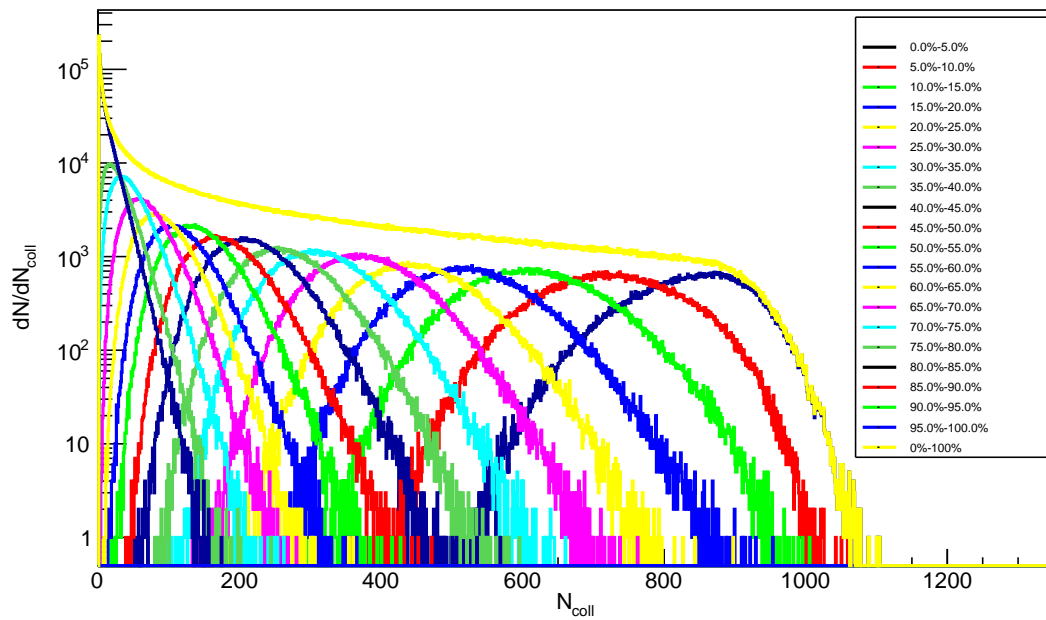


Figura 4.24: Distribución del número de colisiones binarias N_{coll} del Glauber Monte Carlo con los cortes de las clases de centralidad calculados con el ajuste de la distribución de multiplicidad.

Centrality, %	N_{ch}^{min}	N_{ch}^{max}	$\langle b \rangle$, fm	RMS	b_{min} , fm	b_{max} , fm	$\langle N_{part} \rangle$	RMS	N_{part}^{min}	N_{part}^{max}	$\langle N_{coll} \rangle$	RMS	N_{coll}^{min}	N_{coll}^{max}
0 - 5	69	119	2.26	0.99	1.49	2.90	361.13	27.67	342.27	381.38	833.89	82.10	775.64	895.71
5 - 10	58	69	3.42	1.02	2.90	4.00	325.39	34.86	305.62	342.27	722.90	92.69	668.01	775.64
10 - 15	49	58	4.47	0.92	4.00	4.90	287.53	35.62	271.53	305.62	615.93	90.64	572.10	668.01
15 - 20	42	49	5.32	0.82	4.90	5.67	254.05	33.74	240.03	271.53	525.12	82.86	487.17	572.10
20 - 25	36	42	6.02	0.77	5.67	6.36	225.69	32.19	211.13	240.03	450.64	76.55	412.41	487.17
25 - 30	30	36	6.69	0.75	6.36	7.01	198.29	30.79	184.81	211.13	380.92	71.03	347.01	412.41
30 - 35	25	30	7.34	0.73	7.01	7.61	172.26	28.96	161.00	184.81	317.03	64.52	290.11	347.01
35 - 40	21	25	7.90	0.72	7.61	8.18	150.36	27.17	139.58	161.00	265.20	58.35	240.87	290.11
40 - 45	17	21	8.44	0.72	8.18	8.72	129.94	25.90	120.39	139.58	218.83	53.50	198.40	240.87
45 - 50	14	17	8.95	0.72	8.72	9.21	111.47	24.10	103.20	120.39	178.80	47.77	161.84	198.40
50 - 55	11	14	9.45	0.73	9.21	9.68	94.62	22.76	87.70	103.20	144.03	43.23	130.34	161.84
55 - 60	9	11	9.91	0.73	9.68	10.12	80.08	21.03	73.53	87.70	115.51	38.03	103.05	130.34
60 - 65	7	9	10.34	0.76	10.12	10.58	67.72	19.85	60.26	73.53	92.65	34.26	79.16	103.05
65 - 70	5	7	10.84	0.80	10.58	11.12	54.37	18.51	47.34	60.26	69.52	30.04	57.87	79.16
70 - 75	3	5	11.50	0.88	11.12	11.80	39.53	16.87	34.17	47.34	46.14	24.97	38.45	57.87
75 - 80	2	3	12.12	0.96	11.80	12.75	27.86	14.39	20.04	34.17	29.64	19.27	20.19	38.45
80 - 85	1	2	13.44	1.25	12.75	14.12	12.30	11.06	4.14	20.04	11.29	12.72	2.46	20.19

Tabla 4.5: Propiedades geométricas (b , N_{part} , N_{coll}) de colisiones Bi+Bi a $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV del modelo UrQMD para clases de centralidad definidas por cortes bruscos en la distribución de multiplicidad de partículas cargadas del miniBeBe, simuladas con un ajuste de la distribución binomial negativa en el MC-Glauber. Los valores medios y RMS se obtienen con un cálculo Glauber Monte Carlo.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se presentó los estudios de simulación para el diseño conceptual del detector miniBeBe propuesto para ser instalado como disparador de nivel 0 para el TOF en el complejo NICA-MPD del JINR. Construimos e implementamos la geometría del miniBeBe en MpdRoot y realizamos las simulaciones que demuestran que el diseño nominal es capaz de proveer un disparador eficiente para eventos con bajas y altas multiplicidades. Además se concluyó que el miniBeBe tiene una baja ocupación de los materiales en el MPD mediante el estudio de la sombra y longitud de radiación. Finalmente se realizaron los estudios de las capacidades del miniBeBe para una posible contribución a la determinación de la centralidad en el MPD-NICA en función de la multiplicidad con un enfoque MC-Glauber. El prototipo de algunas de sus partes se está desarrollando actualmente y pronto se harán más pruebas experimentales. Todas las simulaciones se realizaron en colaboración con el cluster del ICN y del NICA.

Apéndice A

Rapidez y pseudorapidez

La pseudorapidez, η , es una coordenada espacial de uso común que describe el ángulo de una partícula en relación con el eje del haz. Se define como:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.1})$$

Como una función del 3-momento \mathbf{p} , la pseudorapidez se puede escribir como:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right). \quad (\text{A.2})$$

Cuando $m \ll |\mathbf{p}| \Rightarrow E \approx |\mathbf{p}| \Rightarrow \eta \approx y$, y por lo tanto la pseudorapidez converge con la definición de rapidez utilizada en la física experimental de partículas:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (\text{A.3})$$

donde E es la energía de la partícula $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$. En el marco de centro de masa de nucleón-nucleón, dos núcleos se acercan cada uno otro con el mismo factor de impulso γ .

Bibliografía

- [1] Maria Elena Tejeda-Yeomans. Heavy-ion physics: freedom to do hot, dense, exciting qcd, 2020.
- [2] Cheuk-Yin Wong. Landau hydrodynamics reexamined. *Physical Review C*, 78(5):054902, 2008.
- [3] James D Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Physical review D*, 27(1):140, 1983.
- [4] Wojciech Florkowski and Wojciech Broniowski. Hydro-inspired parameterizations of freeze-out in relativistic heavy-ion collisions. *arXiv preprint nucl-th/0410081*, 2004.
- [5] STAR Collaboration. Bulk properties of the system formed in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 14,5$ gev at the bnl star detector. *Phys. Rev. C*, 101:024905, Feb 2020.
- [6] S. Abatzis, F. Antinori, R.P. Barnes, M. Benayoun, W. Beusch, I.J. Bloodworth, A. Bravar, J.N. Carney, D. Di Bari, J.P. Dufey, D. Evans, R. Fini, B.R. French, B. Ghidini, H. Helstrup, A.K. Holme, A. Jacholkowski, J. Kahane, J.B. Kinson, A. Kirk, K. Knudson, J.C. Lassalle, V. Lenti, Ph. Leruste, L. Lima Frances, R.A. Loconsole, A. Malamant, V. Manzari, F. Navach, J.L. Narjoux, A. Palano, A. Penzo, E. Quercigh, L. Rossi, K. Šafařík, M. Sené, R. Sené, M. Tamazouzt, M.T. Trainor, G. Vassiliadis, O. Villalobos Baillie, A. Volte, and M.F. Votruba. Production of multistrange baryons and antibaryons in sulphur-tungsten interactions at 200 gev/c per nucleon. *Physics Letters B*, 259(4):508–510, 1991.

- [7] S. Abatzis, F. Antinori, R.P. Barnes, M. Benayoun, W. Beusch, I.J. Bloodworth, A. Bravar, J.N. Carney, B. de la Cruz, D. Di Bari, J.P. Dufey, D. Evans, R. Fini, B.R. French, B. Ghidini, M. Girone, H. Helstrup, A.K. Holme, A. Jacholkowski, J. Kahane, J.B. Kinson, A. Kirk, K. Knudson, J.C. Lassalle, V. Lenti, Ph. Leruste, L. Lima Frances, R.A. Loconsole, A. Malamant, V. Manzari, F. Navach, J.L. Narjoux, A. Palano, A. Penzo, E. Quercigh, L. Rossi, K. Šafařík, M. Sené, R. Sené, M. Tamazouzt, M.T. Trainor, G. Vassiliadis, O. Villalobos Baillie, A. Volte, and M.F. Votruba. , , and production in sulphur-tungsten interactions at 200 gev/c per nucleon. *Physics Letters B*, 270(1):123–127, 1991.
- [8] E. Andersen, F. Antinori, N. Armenise, H. Bakke, J. Bán, D. Barberis, H. Beker, W. Beusch, I.J. Bloodworth, J. Böhm, R. Caliandro, M. Campbell, E. Cantatore, N. Carrer, M.G. Catanesi, E. Chesi, M. Dameri, G. Darbo, A. Diaczek, D. Di Bari, S. Di Liberto, B.C. Earl, D. Elia, D. Evans, K. Fanebust, R.A. Fini, J.C. Fontaine, J. Ftáčnik, B. Ghidini, G. Grella, M. Guida, E.H.M. Heijne, H. Helstrup, A.K. Holme, D. Huss, A. Jacholkowski, G.T. Jones, P. Jovanovic, A. Jusko, T. Kachelhoffer, J.B. Kinson, A. Kirk, W. Klempt, B.T.H. Knudsen, K. Knudson, I. Králik, V. Lenti, R. Lietava, R.A. Loconsole, G. Løvnhøiden, M. Lupták, V. Mack, V. Manzari, P. Martinengo, M.A. Mazzoni, F. Meddi, A. Michalon, M.E. Michalon-Mentzer, P. Middelkamp, M. Morando, M.T. Muciaccia, E. Nappi, F. Navach, P.I. Norman, B. Osculati, B. Pastirčák, F. Pellegrini, K. Piška, F. Posa, E. Quercigh, R.A. Ricci, G. Romano, G. Rosa, L. Rossi, H. Rotscheidt, K. Šafařík, S. Saladino, C. Salvo, L. Šándor, G. Segato, M. Sené, R. Sené, S. Simone, W. Snoeys, P. Staroba, S. Szafran, M. Thompson, T.F. Thorsteinsen, G. Tomasicchio, G.D. Torrieri, T.S. Tvetter, J. Urbán, M. Venables, O. Villalobos Baillie, T. Virgili, A. Volte, M.F. Votruba, and P. Závada. Strangeness enhancement at mid-rapidity in pb–pb collisions at 158 a gev/c. *Physics Letters B*, 449(3):401–406, 1999.
- [9] F. Antinori et al. and The WA97 Collaboration. Transverse mass spectra of strange and multi–strange particles in pb–pb collisions at 158 a gev/c. *The European Physical*

- Journal C - Particles and Fields*, 14(4):633–641, Jun 2000.
- [10] T LUDLAM and S ARONSON. Hunting the quark gluon plasma.
- [11] Barbara Jacak and Peter Steinberg. Creating the perfect liquid in heavy-ion collisions. *Physics Today*, 63(5):39–43, 2010.
- [12] Toshihiro Nonaka. *Studying the QCD Phase Diagram in RHIC-BES at STAR*.
- [13] Rafelski, Johann and Petrán, Michal. Universal qgp hadronization conditions at rhic and lhc. *EPJ Web of Conferences*, 78:06004, 2014.
- [14] J. Schukraft. Heavy-ion physics with the alice experiment at the cern large hadron collider. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 370(1961):917–932, 2012.
- [15] Helena Santos. Jets in heavy ion collisions with the atlas detector. *International Journal of Modern Physics: Conference Series*, 46:1860020, 2018.
- [16] Katarína Krížková Gajdošová. Probing qgp with flow: An experimental overview. *Nuclear Physics A*, 1005:121802, 2021. The 28th International Conference on Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: Quark Matter 2019.
- [17] Joint Institute for Nuclear Research. Nucleotron-based Ion Collider fAcility (NICA), url = <https://nica.jinr.ru/>,
- [18] Project nica at jinr. *Nuclear Physics A*, 904-905:945c–948c, 2013. The Quark Matter 2012.
- [19] David Blaschke, Jörg Aichelin, Elena Bratkovskaya, Volker Friese, Marek Gazdzicki, Jørgen Randrup, Oleg Rogachevsky, Oleg Teryaev, and Viacheslav Toneev. Topical issue on exploring strongly interacting matter at high densities - nica white paper. *Eur. Phys. J. A*, 52(267), 2016.

- [20] V. D. Kekelidze, V. A. Matveev, I. N. Meshkov, A. S. Sorin, and G. V. Trubnikov. Project nuclotron-based ion collider facility at jinr. *Physics of Particles and Nuclei*, 48(5):727–741, Sep 2017.
- [21] NICA physics at JINR (official Web-Page). NICA physics, url = <https://nica.jinr.ru/physics.php>.
- [22] O. Kouznetsov and I. Savin. Spin physics experiments at nica-spd. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 282-284:20–26, 2017. 19th International Conference in Quantum Chromodynamics.
- [23] Anatoly Litvinenko and for the NICA/MPD collaboration. *THE MPD@NICA PROJECT AT JINR*, pages 18–23.
- [24] Joint Institute for Nuclear Research. Mpd experiment technical website.
- [25] L Yordanova and V Vasendina. MPD detector at NICA. 503:012041, apr 2014.
- [26] Oleg Rogachevsky. Mpdroot technical website, Oct 2019.
- [27] S.A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, and L. Gerland. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 41:255–369, 1998.
- [28] M Bleicher, E Zabrodin, C Spieles, and S A Bass. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25(9):1859–1896, sep 1999.
- [29] amp; Applications Group Monte Carlo Methods, Codes. A general monte carlo n-particle (mcnp) transport code.
- [30] W. Ehehalt and W. Cassing. Relativistic transport approach for nucleus-nucleus collisions from sis to sps energies. *Nuclear Physics A*, 602(3):449–486, 1996.

- [31] J. Aichelin, E. Bratkovskaya, A. Le Fèvre, V. Kireyeu, V. Kolesnikov, Y. Leifels, V. Voronyuk, and G. Coci. Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic n -body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and hypernuclei production. *Phys. Rev. C*, 101:044905, Apr 2020.
- [32] A Averyanov, A Bajajin, V Chepurinov, S Chernenko, G Cheremukhina, O Fateev, A Korotkova, F Levchanovskiy, Ju Lukstins, S Razin, A Rybakov, S Vereschagin, Yu Zanevsky, S Zaporozhets, and V Zruev. Time-projection chamber for the MPD NICA project. *Journal of Instrumentation*, 9(09):C09036–C09036, sep 2014.
- [33] M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, R. Bossingham, F. Bieser, R. Brown, M. Burks, M. Calderón de la Barca Sánchez, D. Cebra, M. Cherney, J. Chrin, W.R. Edwards, V. Ghazikhanian, D. Greiner, M. Gilkes, D. Hardtke, G. Harper, E. Hjort, H. Huang, G. Igo, S. Jacobson, D. Keane, S.R. Klein, G. Koehler, L. Kotchenda, B. Lasiuk, A. Lebedev, J. Lin, M. Lisa, H.S. Matis, J. Nystrand, S. Panitkin, D. Reichold, F. Retiere, I. Sakrejda, K. Schweda, D. Shuman, R. Snellings, N. Stone, B. Stringfellow, J.H. Thomas, T. Trainor, S. Trentalange, R. Wells, C. Whitten, H. Wieman, E. Yamamoto, and W. Zhang. The star time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at rhic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2):659–678, 2003. The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors.
- [34] J. Alme, Y. Andres, H. Appelshäuser, S. Bablok, N. Bialas, R. Bolgen, U. Bonne, R. Bramm, P. Braun-Munzinger, R. Campagnolo, P. Christiansen, A. Dobrin, C. Engster, D. Fehlker, Y. Foka, U. Frankenfeld, J.J. Gaardhøje, C. Garabatos, P. Glässel, C. Gonzalez Gutierrez, P. Gros, H.-A. Gustafsson, H. Helstrup, M. Hoch, M. Ivanov, R. Janik, A. Junique, A. Kalweit, R. Keidel, S. Kniege, M. Kowalski, D.T. Larsen, Y. Lesenechal, P. Lenoir, N. Lindegaard, C. Lippmann, M. Mager, M. Mast, A. Matyja, M. Munkejord, L. Musa, B.S. Nielsen, V. Nikolic, H. Oeschler, E.K. Olsen, A. Oskarsson, L. Osterman,

- M. Pikna, A. Rehman, G. Renault, R. Renfordt, S. Rossegger, D. Röhrich, K. Røed, M. Richter, G. Rueshmann, A. Rybicki, H. Sann, H.-R. Schmidt, M. Siska, B. Sitár, C. Soegaard, H.-K. Soltveit, D. Soyk, J. Stachel, H. Stelzer, E. Stenlund, R. Stock, P. Strmeň, I. Szarka, K. Ullaland, D. Vranic, R. Veenhof, J. Westergaard, J. Wiechula, and B. Windelband. The alice tpc, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(1):316–367, 2010.
- [35] V. A. Babkin, S. V. Volgin, V. A. Voskoboynik, V. M. Golovatyuk, and S. P. Lobastov. Time-of-flight system for the multipurpose detector (mpd). *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 75(9):1277, Oct 2011.
- [36] *Gas System for MPD Time-of-Flight Detector*, volume 9 of *Lecture Notes in Computer Science*, Warszawa, Poland, 2016. Acta Physica Polonica B.
- [37] *ALICE Time-Of-Flight system (TOF): Technical Design Report*. Technical design report. ALICE. CERN, Geneva, 2000.
- [38] K. Ikematsu, Y. Iwata, K. Kaimi, M. Kaneta, T. Kohama, N. Maeda, K. Matsukado, H. Ohnishi, K. Ono, A. Sakaguchi, T. Sugitate, Y. Sumi, Y. Takata, M. Tanabe, and A. Yokoro. A start-timing detector for the collider experiment phenix at rhic-bnl. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 411(2):238–248, 1998.
- [39] B Bonner, H Chen, G Eppley, F Geurts, J Lamas-Valverde, Ch Li, W.J Llope, T Nussbaum, E Platner, and J Roberts. A single time-of-flight tray based on multigap resistive plate chambers for the star experiment at rhic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 508(1):181–184, 2003. Proceedings of the Sixth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.

- [40] S. Yang, Y.J. Sun, C. Li, Y.K. Heng, S. Qian, H.F. Chen, T.X. Chen, H.L. Dai, H.H. Fan, S.B. Liu, S.D. Liu, X.S. Jiang, M. Shao, Z.B. Tang, H. Zhang, and Z.G. Zhao. Test of high time resolution mrpc with different readout modes for the besiii upgrade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 763:190–196, 2014.
- [41] I. Deppner and N. Herrmann. The FAIR phase 0 program of the CBM TOF. *Journal of Instrumentation*, 15(10):C10030–C10030, oct 2020.
- [42] V. I. Yurevich, O. I. Batenkov, A. S. Veschikov, A. A. Povtoreyko, S. P. Lobastov, V. A. Babkin, L. G. Efimov, V. B. Dunin, V. V. Tikhomirov, D. N. Bogoslovsky, G. S. Averichev, and G. A. Yarigin. Fast forward detector for mpd/nica project: Concept, simulation, and prototyping. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 10(3):258–268, May 2013.
- [43] M. Allen, M.J. Bennett, M. Bobrek, J.B. Boissevain, S. Boose, E. Bosze, C. Britton, J. Chang, C.Y. Chi, M. Chiu, R. Conway, R. Cunningham, A. Denisov, A. Deshpande, M.S. Emery, A. Enokizono, N. Ericson, B. Fox, S.-Y. Fung, P. Giannotti, T. Hachiya, A.G. Hansen, K. Homma, B.V. Jacak, D. Jaffe, J.H. Kang, J. Kapustinsky, S.Y. Kim, Y.G. Kim, T. Kohama, P.J. Kroon, W. Lenz, N. Longbotham, M. Musrock, T. Nakamura, H. Ohnishi, S.S. Ryu, A. Sakaguchi, R. Seto, T. Shiina, M. Simpson, J. Simon-Gillo, W.E. Sondheim, T. Sugitate, J.P. Sullivan, H.W. van Hecke, J.W. Walker, S.N. White, P. Willis, and N. Xu. Phenix inner detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2):549–559, 2003. The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors.
- [44] W.J. Llope, J. Zhou, T. Nussbaum, G.W. Hoffmann, K. Asselta, J.D. Brandenburg, J. Butterworth, T. Camarda, W. Christie, H.J. Crawford, X. Dong, J. Engelage, G. Eppley, F. Geurts, J. Hammond, E. Judd, D.L. McDonald, C. Perkins, L. Ruan, J. Scheblein, J.J. Schambach, R. Soja, K. Xin, and C. Yang. The star vertex position detector. *Nuclear*

Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 759:23–28, 2014.

- [45] B.B Back, M.D Baker, D.S Barton, S Basilev, R Baum, R.R Betts, A Białas, R Bindel, W Bogucki, A Budzanowski, W Busza, A Carroll, M Ceglia, Y.-H Chang, A.E Chen, T Coghén, C Connor, W Czyż, B Dabrowski, M.P Decowski, M Despet, P Fita, J Fitch, M Friedl, K Gałuszka, R Ganz, E Garcia, N George, J Godlewski, C Gomes, E Griesmayer, K Gulbrandsen, S Gushue, J Halik, C Halliwell, P Haridas, A Hayes, G.A Heintzelman, C Henderson, R Hollis, R Hołyński, D Hofman, B Holzman, E Johnson, J Kane, J Katzy, W Kita, J Kotuła, H Kraner, W Kucewicz, P Kulinich, C Law, M Lemler, J Ligocki, W.T Lin, S Manly, D McLeod, J Michałowski, A Mignerey, J Mülmenstädt, M Neal, R Nouicer, A Olszewski, R Pak, I.C Park, M Patel, H Pernegger, M Plesko, C Reed, L.P Remsberg, M Reuter, C Roland, G Roland, D Ross, L Rosenberg, J Ryan, A Sanzgiri, P Sarin, P Sawicki, J Scaduto, J Shea, J Sinacore, W Skulski, S.G Steadman, G.S.F Stephans, P Steinberg, A Straczek, M Stodulski, M Strk, Z Stopa, A Sukhanov, K Surowiecka, J.-L Tang, R Teng, A Trzupek, C Vale, G.J van Nieuwenhuizen, R Verdier, B Wadsworth, F.L.H Wolfs, B Wosiek, K Woźniak, A.H Wuosmaa, B Wysłouch, K Zalewski, and P Żychowski. The phobos detector at rhic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2):603–623, 2003. The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors.
- [46] M. Bondila, V.A. Grigoriev, F.F. Guber, V.A. Kaplin, A.I. Karakash, O.V. Karavichev, T.L. Karavicheva, A.I. Klimov, N. Kondratieva, K.N. Kozlov, A.B. Kurepin, V.A. Loginov, V.V. Lyapin, T. Malkiewicz, V.V. Marin, A.I. Maevskaya, E.A. Meleshko, A.I. Reshetin, W.H. Trzaska, and S. Yamaletdinov. Alice t0 detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(5):1705–1711, 2005.
- [47] The ALICE collaboration. Performance of the ALICE VZERO system. *Journal of*

- Instrumentation*, 8(10):P10016–P10016, oct 2013.
- [48] E. I. Litvinenko A. G. Litvinenko S. P. Lobastov, A. I. Zinchenko. Fast forward detector. Technical report, Joint Institute for Nuclear Research, 2019.
- [49] M. Rodríguez Cahuantzi and. MEXnICA, mexican group in the MPD-NICA experiment at JINR. *Journal of Physics: Conference Series*, 912:012016, oct 2017.
- [50] Mauricio Alvarado et al. A beam–beam monitoring detector for the MPD experiment at NICA. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 953:163150, 2020.
- [51] Ramón Acevedo Kado et al. The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICA-MPD. 7 2020.
- [52] Alejandro Ayala, Marco Alberto Ayala Torres, Eleazar Cuautle, Isabel Domínguez, Marcos Aurelio Fontaine Sanchez, Ivonne Maldonado, E. Moreno-Barbosa, P.A. Nieto-Marín, Mario Rodríguez-Cahuantzi, Jordi Salinas, María Elena Tejeda-Yeomans, and L. Valenzuela-Cázares. Core meets corona: A two-component source to explain and global polarization in semi-central heavy-ion collisions. *Physics Letters B*, 810:135818, 2020.
- [53] R. Acevedo Kado, M. Alvarado Hernández, A. Ayala, M.A. Ayala Torres, W. Bietenholz, D. Chaires, E. Cuautle, I. Domínguez, A. Guirado, I. Maldonado, J. Maldonado, E. Moreno-Barbosa, P.A. Nieto-Marín, M.E. Patiño Salazar, L.F. Rebolledo, M. Rodríguez-Cahuantzi, D. Rodríguez-Figueroa, V.Z. Reyna-Ortiz, G. Tejeda-Muñoz, M.E. Tejeda-Yeomans, L. Valenzuela-Cázares, and C.H. Zepeda Fernández. The conceptual design of the miniBeBe detector proposed for NICA-MPD. *Journal of Instrumentation*, 16(02):P02002–P02002, feb 2021.
- [54] Plastic scintillators bc-400, bc-404, bc-408, bc-412, bc-416.
- [55] J. Ilja Siepmann. *An Introduction to the Monte Carlo Method for Particle Simulations*, pages 1–12. John Wiley Sons, Ltd, 1999.

- [56] Michael Patrick Allen and Dominic J. Tildesley. *Computer simulation of liquids*. Oxford University Press, 2017.
- [57] Oleg Rogachevsky. How to install mpdroot, Apr 2016.
- [58] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57(1):205–243, 2007.
- [59] C. Loizides, J. Nagle, and P. Steinberg. Improved version of the phobos glauber monte carlo. *SoftwareX*, 1-2:13–18, 2015.
- [60] C. Loizides, J. Nagle, and P. Steinberg. Glauber monte carlo.
- [61] R Brun, R Hagelberg, M Hansroul, and J C Lassalle. *Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual*. CERN, Geneva, 1978.
- [62] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degt-yarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagematu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov,

- E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [63] T.T. Böhlen, F. Cerutti, M.P.W. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P.G. Ortega, A. Mairani, P.R. Sala, G. Smirnov, and V. Vlachoudis. The fluka code: Developments and challenges for high energy and medical applications. *Nuclear Data Sheets*, 120:211–214, 2014.
- [64] Mark E. Segal and Kurt Akeley. The opengl graphics system: A specification. 2004.
- [65] American National Standards Institute. *USA Standard FORTRAN*. American national standards on computers and information processing. ANSI, 1966.
- [66] Oleg Rogachevsky. Event display of the experiment, Oct 2019.
- [67] S. Eidelman, K.G. Hayes, K.A. Olive, M. Aguilar-Benitez, C. Amsler, D. Asner, K.S. Babu, R.M. Barnett, J. Beringer, P.R. Burchat, C.D. Carone, S. Caso, G. Conforto, O. Dahl, G. D’Ambrosio, M. Doser, J.L. Feng, T. Gherghetta, L. Gibbons, M. Goodman, C. Grab, D.E. Groom, A. Gurtu, K. Hagiwara, J.J. Hernández-Rey, K. Hikasa, K. Honscheid, H. Jawahery, C. Kolda, Y. Kwon, M.L. Mangano, A.V. Manohar, J. March-Russell, A. Masoni, R. Miquel, K. Mönig, H. Murayama, K. Nakamura, S. Navas, L. Pape, C. Patrignani, A. Piepke, G. Raffelt, M. Roos, M. Tanabashi, J. Terning, N.A. Törnqvist, T.G. Trippe, P. Vogel, C.G. Wohl, R.L. Workman, W.-M. Yao, P.A. Zyla, B. Armstrong, P.S. Gee, G. Harper, K.S. Lugovsky, S.B. Lugovsky, V.S. Lugovsky, A. Rom, M. Artuso, E. Barberio, M. Battaglia, H. Bichsel, O. Biebel, P. Bloch, R.N. Cahn, D. Casper, A. Cattai, R.S. Chivukula, G. Cowan, T. Damour, K. Desler, M.A. Dobbs, M. Drees,

A. Edwards, D.A. Edwards, V.D. Elvira, J. Erler, V.V. Ezhela, W. Fetscher, B.D. Fields, B. Foster, D. Froidevaux, M. Fukugita, T.K. Gaisser, L. Garren, H.-J. Gerber, G. Gerbier, F.J. Gilman, H.E. Haber, C. Hagmann, J. Hewett, I. Hinchliffe, C.J. Hogan, G. Höhler, P. Igo-Kemenes, J.D. Jackson, K.F. Johnson, D. Karlen, B. Kayser, D. Kirkby, S.R. Klein, K. Kleinknecht, I.G. Knowles, P. Kreitz, Yu.V. Kuyanov, O. Lahav, P. Langacker, A. Liddle, L. Littenberg, D.M. Manley, A.D. Martin, M. Narain, P. Nason, Y. Nir, J.A. Peacock, H.R. Quinn, S. Raby, B.N. Ratcliff, E.A. Razuvaev, B. Renk, G. Rolandi, M.T. Ronan, L.J. Rosenberg, C.T. Sachrajda, Y. Sakai, A.I. Sanda, S. Sarkar, M. Schmitt, O. Schneider, D. Scott, W.G. Seligman, M.H. Shaevitz, T. Sjöstrand, G.F. Smoot, S. Spanier, H. Spieler, N.J.C. Spooner, M. Srednicki, A. Stahl, T. Stanev, M. Suzuki, N.P. Tkachenko, G.H. Trilling, G. Valencia, K. van Bibber, M.G. Vincker, D.R. Ward, B.R. Webber, M. Whalley, L. Wolfenstein, J. Womersley, C.L. Woody, O.V. Zenin, and R.-Y. Zhu. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 592(1):1–5, 2004. Review of Particle Physics.

- [68] Don Groom. Atomic and nuclear properties of materials for more than 300 materials, 2009.
- [69] Petr Parfenov, Dim Idrisov, Vinh Ba Luong, and Arkadiy Taranenko. Relating charged particle multiplicity to impact parameter in heavy-ion collisions at nica energies. *Particles*, 4(2):275–287, 2021.
- [70] I. Segal P. Parfenov, D. Idrisov, V.B. Luong, A. Taranenko, A. Demanov, A. Truttse, and E. Volodikhin. Centrality determination in heavy-ion collisions with mpd detector at nica. *Acta Phys. Pol. B*, 14(3):503–306, 2021.