

ISSN (Print) 2616-6836
ISSN (Online) 2663-1296

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің

ХАБАРШЫСЫ
BULLETIN **ВЕСТНИК**
of L.N. Gumilyov Евразийского национального
Eurasian National University университета имени Л.Н. Гумилева

ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ сериясы

PHYSICS. ASTRONOMY Series

Серия ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ

№ 1(142)/2023

1995 жылдан бастап шығады

Founded in 1995

Издается с 1995 года

Жылына 4 рет шығады

Published 4 times a year

Выходит 4 раза в год

Астана, 2023

Astana, 2023

Астана, 2023

Бас редакторы Жумадилов К.Ш.
PhD, проф., Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Бас редактордың орынбасары Абуова Ф.У.
PhD, доц., Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан

Редакция алқасы

Ержанов Қ.Қ.	PhD, Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Кайнарбай А.Ж.	ф.-м.ғ.к., Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Козловский А.Л.	PhD, Ядролық физика институты, Астана, Қазақстан
Морзабаев А.К.	ф.-м.ғ.к., Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Салиходжа Ж.М.	ф.-м.ғ.к., Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Усеинов А.Б.	PhD, Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан
Джансейтов Д.М.	PhD, Ядролық физика институты, Астана, Қазақстан
Шункеев К.Ш.	ф.-м.ғ.д., Қ.Жұбанов ат. АӨУ, Ақтөбе, Қазақстан
Исадықов А.Н.	PhD, Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна, Ресей
Шарафуллин И.Ф.	ф.-м.ғ.д., Башқұрт мемлекеттік университеті, Уфа, Ресей
Сакута С.Б.	ф.-м.ғ.д., Ұлттық зерттеу институты Курчатов институты, Мәскеу, Ресей
Лущик А.Ч.	ф.-м.ғ.д., Тарту университеті, Тарту, Эстония
Попов А.И.	ф.-м.ғ.д., Латвия университеті, Рига, Латвия
Хоши М.	PhD, Хиросима Университеті, Хиросима, Жапония
Тойода Ш.	PhD, Окаяма Ғылым Университеті, Окаяма, Жапония
Ертурк С.	PhD, Нийде Университеті, Нийде, Түркия
Килин Д.	PhD, Солтүстік Дакота мемлекеттік университеті, Фарго, АҚШ
Юлун Хан	PhD, Солтүстік Дакота мемлекеттік университеті, Фарго, АҚШ

Редакцияның мекен жайы: 010008, Қазақстан, Астана қ., Сәтбаев к-сі, 2
Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, 402 б.
Тел: +7 (7172) 709-500 (ішкі 31-315). E-mail: vest_phys@enu.kz

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің Хабаршысы
ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ сериясы

Меншіктенуші: КеАҚ "Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті"

Мерзімділігі: жылына 4 рет

Қазақстан Республикасының Ақпарат және коммуникациялар министрлігімен тіркелген

02.02.2021ж. № KZ66VPY00031918 қайта есепке қою туралы куәлігі

Типографияның мекенжайы: 010008, Қазақстан, Астана қ., Қажымұқан к-сі 13/1

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті

Тел: +7 (7172)709-500 (ішкі 31-315). Сайт: <http://bulphysast.enu.kz>

Editor-in-Chief **K. Zhumadilov**
PhD, Prof., L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan
Deputy Editor-in-Chief **F. Abuova**
PhD, Ass. Prof., L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan

Editorial board

K. Yerzhanov	PhD, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
A. Qainarbai	Candidate of Phys.-Math. Sciences, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
A. Kozlovskiy	PhD, Institute of Nuclear Physics», Astana, Kazakhstan
A. Morzabaev	Candidate of Phys.-Math. Sciences, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
Zh. Salikhodzha	Candidate of Phys.-Math. Sciences, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
A. Useinov	PhD, L.N. Gumilyov ENU, Astana, Kazakhstan
D. Dzhanseytov	PhD, Institute of Nuclear Physics», Astana, Kazakhstan
K. Shunkeyev	Doctor of Phys.-Math. Sciences, K. ZHubanov University, Aktobe, Kazakhstan
A. Isadykov	PhD, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia
I. Sharafullin	Doctor of Phys.-Math. Sciences, Bashkir State University, Ufa, Russia
S. Sakuta	Doctor of Phys.-Math. Sciences, Kurchatov Institute, Moscow, Russia
A. Lushchik	Doctor of Phys.-Math. Sciences, University of Tartu, Tartu, Estonia
A. Popov	Doctor of Phys.-Math. Sciences., University of Latvia, Riga, Latvia
M. Hoshi	PhD, Hiroshima University, Hiroshima, Japan
Sh. Toyoda	PhD, Okayama University of Science, Okayama, Japan
S. Yerturk	PhD, Niğde Ömer Halisdemir University, Niğde, Türkiye
Dmitri Kilin	PhD, North Dakota State University, Fargo, USA
Yulun Han	PhD, North Dakota State University, Fargo, USA

Editorial address: 2, Satpayev str., of. 402
L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan, 010008
Tel.: +7 (7172) 709-500 (ext. 31-315), E-mail: vest_phys@enu.kz

Bulletin of L.N. Gumilyov Eurasian National University
PHYSICS. ASTRONOMY Series

Owner: Non-profit joint-stock company «L.N. Gumilyov Eurasian National University»

Periodicity: 4 times a year

Registered by the Ministry of Information and Communication of the Republic of Kazakhstan

Rediscount certificate № KZ66VPY00031918 from 02.02.2021

Address of Printing Office: 13/1 Kazhimukan str., Astana, Kazakhstan 010008

L.N. Gumilyov Eurasian National University

Tel: +7 (7172) 709-500 (ext.31-315). Website: <http://bulphysast.enu.kz>

Главный редактор **Жумадилов К.Ш.**
PhD, проф., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Зам. главного редактора **Абуова Ф.У.**
PhD, доцент, ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

Редакционная коллегия

Ержанов К.К.	PhD, ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Кайнарбай А.Ж.	к.ф.-м.н., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Козловский А.Л.	PhD, РГП «Институт ядерной физики», Астана, Казахстан
Морзабаев А.К.	к.ф.-м.н., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Салиходжа Ж.М.	к.ф.-м.н., ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Усеинов А.Б.	PhD, ЕНУ имени Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Джансейтов Д.М.	PhD, РГП «Институт ядерной физики», Астана, Казахстан
Шункеев К.Ш.	д.ф.-м.н., Актюбинский региональный государственный университет имени К. Жубанова, Актобе, Казахстан
Исадыков А.Н.	PhD, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
Шарафуллин И.Ф.	д.ф.-м.н., Башкирский государственный университет, Уфа, Россия
Сакута С.Б.	д.ф.-м.н., Национальный исследовательский институт Курчатовский институт, Москва, Россия
Лущик А.Ч.	д.ф.-м.н., Тартуский университет, Тарту, Эстония
Попов А.И.	д.ф.-м.н., Латвийский университет, Рига, Латвия
Хоши М.	PhD, Университет Хиросимы, Хиросима, Япония
Тойода Ш.	PhD, Университет Науки Окаямы, Окаяма, Япония
Ертурк С.	PhD, Университет Нийде, Нийде, Турция
Килян Д.	PhD, Государственный университет Северной Дакоты, Фарго, США
Юлун Хан	PhD, Государственный университет Северной Дакоты, Фарго, США

Адрес редакции: 010008, Казахстан, г. Астана, ул. Сатпаева, 2
Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, каб. 402
Тел: +7(7172) 709-500 (вн. 31-315). E-mail: vest_phys@enu.kz

Вестник Евразийского национального университета имени Л.Н. Гумилева
Серия ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ

Собственник: НАО «Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева»

Периодичность: 4 раза в год

Зарегистрирован Министерством информации и коммуникаций Республики Казахстан

Свидетельство о постановке на переучет № KZ66VPY00031918 от 02.02.2021 г.

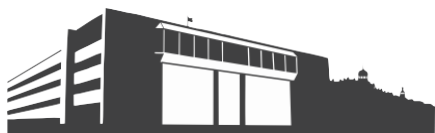
Адрес типографии: 010008, Казахстан, г. Астана, ул. Кажымукана, 13/1,

Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева

Тел.: +7(7172)709-500 (вн.31-315). Сайт: <http://bulphysast.enu.kz>

МАЗМҰНЫ/ CONTENTS/ СОДЕРЖАНИЕ

- И. Шарафуллин, А. Нугуманов, У. Валиахметов.** Композиттік мультиферроикадағы скирмиялық торды модельдеуге арналған нейрондық желі әдісі
I. Sharafullin, A. Nugumanov, U. Valiakhmetov. Stable skyrmion lattices found in composite multiferroics with neural networks
И. Шарафуллин, А. Нугуманов, У. Валиахметов. Метод нейронных сетей для моделирования скирмионной решетки в композитном мультиферроике 6
- Е. Қуанышбайұлы, Қ.М. Байсеитов, Т.С. Рамазанов.** Коллизиялық кварк-глюонды плазмадағы Корнелл потенциалы
Y. Kuanyshbaiuly, K. Baiseitov, T. Ramazanov. Cornell potential in collisional quark-gluon plasma
Е. Қуанышбайұлы, Қ.М. Байсеитов, Т.С. Рамазанов. Потенциал Корнелла в столкновительной кварк-глюонной плазме 16
- А.А. Әлханова, Қ.Ш. Жумадилов, Т.Б. Даутов, Г.Ф. Абдықалық.** Компьютерлік томография өту барысында пациенттердің сәулелену дозасын оңтайландыру әдістері
A. Alkhanova, K. Zhumadilov, T. Dautov, G. Abdulkalyk. Methods of optimizing the radiation dose during computed tomography
А.А. Алханова, Қ.Ш. Жумадилов, Т.Б. Даутов, Г.Ф. Абдықалық. Основные направления снижения дозы облучения пациентов при компьютерной томографии 26
- Г. Сайранбек, Т.Б. Даутов.** Цифрлық және аналогтық рентген-маммографиялық аппараттарды қолдану кезіндегі сәулелік жүктемені салыстырмалы бағалау
G. Sairanbek, T. Dautov. Comparative assessment of radiation load when using digital and analog X-ray mammography devices
Г. Сайранбек, Т.Б. Даутов. Сравнительная оценка лучевой нагрузки при использовании цифровых и аналоговых рентген-маммографических аппаратов 33

**И. Шарафуллин*, А. Нугуманов, У. Валиахметов**

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия
(E-mail: sharafullinif@yandex.ru)

Метод нейронных сетей для моделирования скирмионной решетки в композитном мультиферроике

Аннотация. Магнитоэлектрические наноплёнки представляют огромный интерес в качестве функциональных элементов ультра-плотных ячеек памяти. В основном состоянии в них могут формироваться различные топологические магнитные вихревые структуры размером в несколько нанометров. Качественные и количественные свойства таких структур сильно зависят от набора физических параметров. Для вычисления конфигурации основного состояния с заданными параметрами мы используем метод наискорейшего спуска, однако для исследования большого параметрического пространства требуются значительные вычислительные ресурсы. Для решения этой проблемы предлагается применение искусственных нейронных сетей (ИНС), с помощью которых построена зависимость между комбинациями параметров и соответствующими конфигурациями основного состояния с использованием относительно малого количества предварительно вычисленных конфигураций в качестве данных для обучения. Применение ИНС позволяет избежать чрезмерных вычислительных затрат при исследовании параметрического пространства и осуществляет выборку набора данных, при которых возможно существование стабильных нетривиальных конфигураций основного состояния в виде устойчивого скирмионного кристалла.

Keywords: мультиферроики, тонкие пленки, магнитоэлектрическое взаимодействие, нейронные сети, скирмионы.

DOI: doi.org/10.32523/2616-6836-2023-142-1-6-15

1. Введение

Численное моделирование мультиферроиков с несколькими видами взаимодействия даже при относительно небольшом количестве моделируемых частиц требует значительных вычислительных ресурсов. Значительный прогресс в развитии методов математического моделирования с использованием нейронных сетей в теории конденсированного состояния позволяет усовершенствовать и добиться серьезного ускорения методов исследования физических свойств материалов [1]. Например, разработка нейросети для представления квантовой волновой функции [2] послужила толчком в развитии моделирования систем многих взаимодействующих тел [3-6]. Д. Причиненко с соавт. [7] предложили новый метод глубокого машинного обучения для поиска параметров многослойной фотонной структуры по заданному оптическому спектру коэффициента отражения, позволяющий с высокой точностью проектировать структуру материала по выходным характеристикам оптического сигнала, тем самым эффективно решая обратную задачу.

Использование нейронных сетей позволяет надеяться на успех в моделировании фрустрированных систем и наноплёнок, альтернативой которым являются статистические

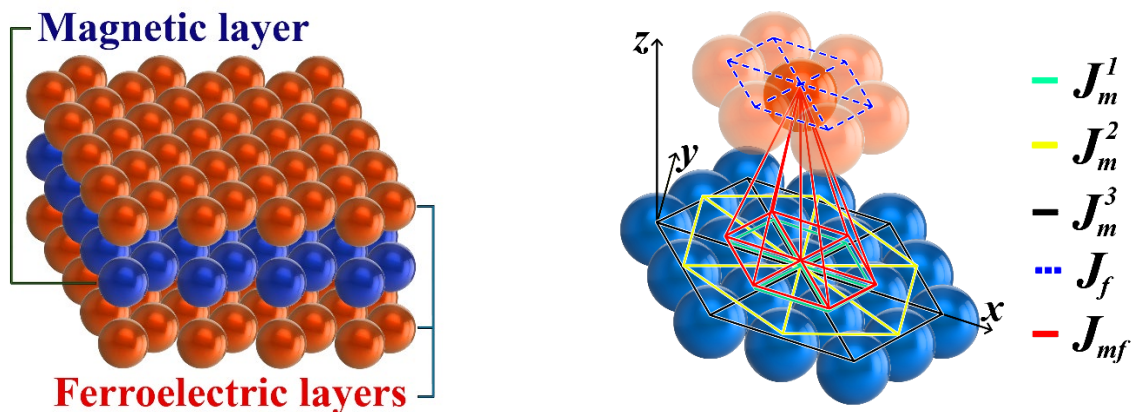
методы, требующие достаточно больших вычислительных ресурсов, хотя стоит отметить, что предпринимаются серьезные усилия по поиску альтернативных моделей обработки информации с высокой энергоэффективностью по аналогии с человеческим мозгом [6,8]. Одной из возможных реализаций этого типа когнитивных вычислений являются «кумулятивные» вычислительные сети, построенные из нелинейных рекурсивно связанных резистивных магнитных элементов. В [9] авторами было высказано предположение, что сеть скирмионов, сформированных в фрустрированной магнитной пленке, способна обеспечить подходящую физическую реализацию приложений кумулятивной вычислительной сети.

Экспериментальные фазовые диаграммы ряда материалов указывают на значительные переходные области между различными фазами (в том числе скирмионами и парамагнитными), что ставит задачу точного определения фазовых границ между, к примеру, скирмионами и геликоидальной структурой. Нейросети успешно применяются для идентификации магнитных фаз магнитных гамильтонианов, являющихся примером сильнокоррелированных материалов [6, 9-14]. В [6] подход машинного обучения применялся для распознавания и классификации сложных неколлинеарных магнитных структур в двумерных материалах, и было показано, что стандартная нейросеть с прямой связью может эффективно использоваться для контролируемого обучения на конфигурациях топологически защищенных скирмионных и спиральных магнитных структур.

Благодаря присутствию нескольких конкурирующих взаимодействий возможно сосуществование двух или более типов упорядочения в определённых диапазонах внешних полей и температур, включая возникновение топологически защищённых вихревых нанообъектов [13, 14].

Данная статья направлена на поиск таких значений параметров взаимодействия и напряжённости внешнего магнитного поля в трёхслойном композитном мультиферроике (рис. 1а), при которых нетривиальные топологические магнитные структуры стабильны в основном состоянии моделируемой системы. Для уменьшения вычислительной трудоёмкости поиска в параметрическом пространстве мы применим аппарат искусственных нейронных сетей.

2. Модель композитного мультиферроика и искусственная нейронная сеть



а) Композитный мультиферроик с одним магнитным и двумя ферроэлектрическими слоями

б) Схема взаимодействия на границе раздела слоёв (интерфейсе)

Рисунок 1. Модель композитного мультиферроика с треугольной решёткой

Определим гамильтониан моделируемого мультиферроика следующим образом:

$$\sum_{i=1,9} \left[\vec{S}_i \cdot \left(J_m^1 \sum_{j1=1,6} \vec{S}_{j1} + J_m^2 \sum_{j2=1,6} \vec{S}_{j2} + J_m^3 \sum_{j3=1,6} \vec{S}_{j3} + \vec{H} \right) + \sum_{k=1,2} P_i^k \cdot \sum_{j1=1,6} (J_f P_{j1}^k + J_{mf} [\vec{S}_i \times \vec{S}_{j1}]) \right] \quad (1)$$

Здесь J_m, J_f, J_{mf} – параметры антиферромагнитного обмена, ферроэлектрического и магнитоэлектрического взаимодействия Дзялошинского-Мория, \vec{S}_i – магнитный спин, P_i^k – электрический диполь на слое k , \vec{H} – внешнее магнитное поле. Будем считать, что обе системы имеют гексагональную кристаллическую симметрию, и рассмотрим три обменных взаимодействия в магнитной подсистеме: J_m^1, J_m^2, J_m^3 (рис. 1б).

Основное состояние магнитной подсистемы определяется минимумом энергии, описанным в гамильтониане (1). Наша задача состоит в том, чтобы найти такие комбинации параметров, при которых в основном состоянии возникают нетривиальные устойчивые скирмионоподобные топологические структуры (пример такой структуры показан на рис. 2).

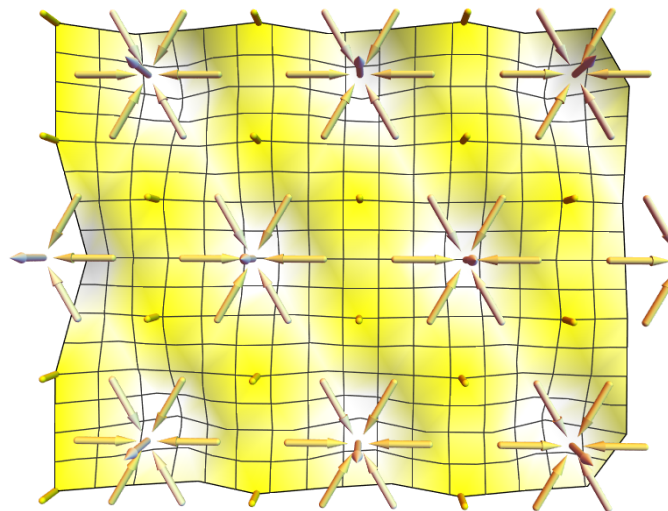


Рисунок 2. Пример идеальной скирмионной решётки

Поиск глобального минимума функции энергии с большим числом переменных ($4N^2$ компонент единичных магнитных спинов в центральном магнитном слое и $4N^2$ одномерных векторов электрической поляризации в двух внешних ферроэлектрических пленках, где N – линейная, размером с квадратную нанопленку) является чрезвычайно ресурсоемкой задачей. Для данного исследования мультиферроидной нанопленки с гексагональной симметрией и тремя параметрами обменного взаимодействия мы рассмотрим систему, состоящую только из 9 спинов и двух слоёв по 9 локальных векторов электрической поляризации, применяя периодические граничные условия в плоскости. Эти размеры были выбраны для представления типичных размеров решетки многослойных систем, которые, как показано в литературе, содержат скирмионы [15-17]. Это количество переменных довольно мало, но оно позволяет всем узлам взаимодействовать друг с другом в разных диапазонах, обеспечивая при этом релевантную информацию об основных состояниях и быстрый поиск в параметрическом пространстве.

1.1. Структура искусственной нейронной сети и её обучение

Искусственная нейронная сеть, или ИНС – это универсальная аппроксимирующая

функция «черный ящик», эмулирующая биологические нейронные структуры, которая позволяет нам предсказывать основное состояние для конкретных параметров без прямого вычисления минимальной энергии системы. Прежде чем использовать его, нам нужно подготовить обучающую выборку данных, вычислив основные состояния для случайно сгенерированных параметров (в пределах области $[-1, 1]$ для каждого параметра). Каждый элемент обучающих данных состоит из пары векторов: входного (физические параметры) и выходного (основное состояние в виде проекций магнитных спинов и одномерных векторов поляризации). Мы «обучаем» ИНС на этих данных, причем обучение представляет собой процесс алгоритмического поиска внутренних параметров ИНС, таких, чтобы ошибка между результатом применения ИНС на входе и на выходе была минимизирована. Огромное преимущество использования ИНС для поиска в многомерном параметрическом пространстве (в нашем случае 8) заключается в том, что он оценивает выходные данные намного быстрее, чем любой метод оптимизации, давая правильные прогнозы для известных входных данных и аппроксимируя неизвестные, тем самым предлагая эффективное решение задачи. Обратная задача поиска параметров, соответствующих некоторым нетривиальным конфигурациям основного состояния, отсутствовавшим в обучающих данных.

ИНС принимает массив в качестве входных данных (также называемый «входным сигналом») и обрабатывает его определенным образом, чтобы получить выходной массив (или «выходной сигнал»). ИНС обучается с использованием обучающих данных, комбинации «входной сигнал» + «выходной сигнал» произвольной размерности. В нашем случае входной сигнал представляет собой вектор значений параметров $L_{in}=8$, выходной сигнал содержит 9 векторов спина (выраженных в виде сферических углов θ, φ) и 2 слоя из 9 сегнетоэлектрических скаляров с общим количеством $L_{out}=36$ компонент. ИНС состоит из 3 или более «слоев»: входного, выходного и одного или нескольких «скрытых» слоев, которые организованы последовательно (рис. 3.1.). Каждый уровень получает сигнал от предыдущего уровня, обрабатывает его и передает на следующий уровень. Обработка обычно состоит из применения линейного преобразования W ; смещения на некоторый вектор «смещения» B и применения к результату нелинейной функции «активации» σ [1].

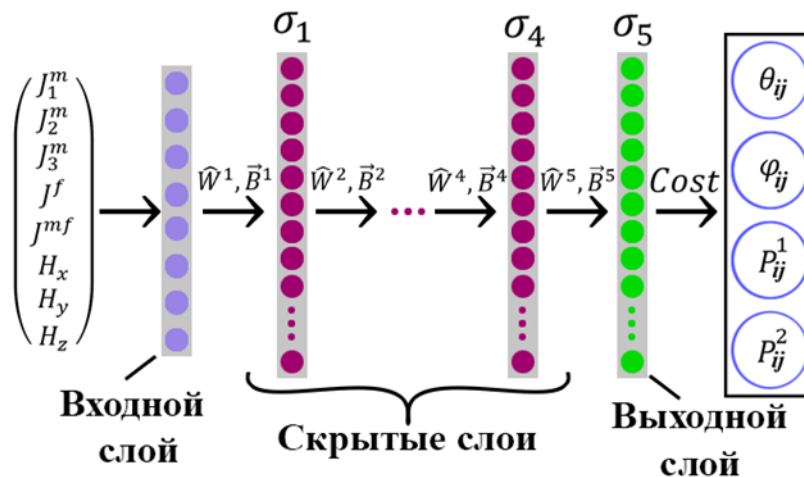


Рисунок 3. Структура искусственной нейронной сети, принимающей параметры на входной слой и выдающей состояние мультиферроика на выходном слое

Если слой i получает сигнал \vec{a}_{i-1} он передаст сигнал \vec{a}_i на слой $i+1$, определяемый следующим образом:

$$\vec{a}_i = \sigma(\hat{W}_i \vec{a}_{i-1} + \vec{B}_i) \quad (2)$$

Размеры весовых и диагональных массивов соответствуют количеству составляющих («узлов») или «ширине» каждого слоя. Множество элементов $\{\hat{W}_i, \vec{B}_i\}$ являются внутренними

параметрами ИНС, которые необходимо обучить, т.е. изменить таким образом, чтобы минимизировать ошибку прогнозов ИНС для обучающих данных.

Обучение ИНС основано на методе градиентного спуска, в котором ИНС рассматривается как вложенная функция с входным сигналом X и внутренними параметрами, подлежащими обучению, $\hat{\Theta} = \{\hat{W}_i, \hat{B}_i\}$ в качестве аргументов и выходным сигналом F в качестве его значения $F = F(\Theta, X)$. «Функция ошибки» C ИНС обычно рассчитывается как стандартное отклонение предсказанного сигнала F от ожидаемого результата Y : $C = \|F - Y\|_2$. Зависимость F от внутренних параметров $\hat{\Theta}$ известна (2), поэтому мы можем вычислить градиент функции ошибки: $\vec{\nabla}C = \partial C / \partial \hat{\Theta}_k$, таким образом, изменение $\hat{\Theta}$ в направлении, противоположном направлению градиента, уменьшит функцию ошибки:

$$\hat{\Theta}^{t+1} = \hat{\Theta}^t - \eta \vec{\nabla}C \quad (3)$$

Формула (3) отражает один шаг обучения ИНС, где параметр $\eta > 0$ — «скорость обучения». При большом значении η функция ошибки колеблется вокруг минимума, а очень малая скорость обучения гарантирует медленное и плавное приближение к локальному минимуму, который может не совпадать с глобальным, поэтому нахождение оптимального значения для конкретных обучающих данных требует некоторой тонкой настройки при обучении.

3. Результаты применения нейронной сети и обсуждение

Зададим начальную магнитную конфигурацию в виде, показанном на рис. 2, начальные значения для ферроэлектрических слоев в виде электрически неполяризованных слоёв: $P_{11}, P_{12}, \dots, P_{19}, P_{29} = 0$, и обозначим эти начальные состояния как SP_0 . Поиск устойчивых решений начнем с генерации случайных наборов параметров $A_i = \{J_m^1, J_m^2, J_m^3, J_f, J_{mf}, H^x, H^y, H^z\}$ в диапазоне $[-1, 1]$ и минимизации полной энергии $\mathcal{H}(A_i, SP_0)$, определяемой (1) методом градиентного спуска с SP_0 в качестве первого приближения. Следует отметить, что полученные решения SP_i устойчивы, но не обязательно являются основными состояниями мультиферроика для параметров A_i , т.е. локальный минимум, в который переходит исходная конфигурация SP_0 . Мы сгенерировали в общей сложности 2^8 различных решений $\{A_i, SP_i\}$ в качестве обучающих данных для ИНС. Затем выбираем такой SP_i , который имеет минимальную евклидову норму с начальным состоянием SP_0 : $M_0 = \|SP_i - SP_0\|_2$ и выбираем соответствующие параметры в качестве A_0 . Это позволяет нам стохастически искать устойчивые состояния, близкие к SP_0 в параметрическом пространстве, одновременно переобучая ИНС в соответствии со следующим алгоритмом:

Сгенерировать наборы параметров $\{A_i\}$ как небольшие случайные модификации A_0 , примените ИНС к $\{A_i\}$ и вычислите евклидову норму между выходным сигналом и целевым состоянием $\{M_i\} = \|F(\{A_i\}) - SP_0\|_2$;

Выбрать минимальное M'_i , вычислить стабильное состояние SP'_i для соответствующего методом градиентного спуска;

Добавить $\{A'_i, SP'_i\}$ к обучающим данным и переобучить ИНС;

Вычислить норму $M'_0 = \|SP'_i - SP_0\|_2$ и сравнить с M_0 : если $M'_0 < M_0$, то новое состояние ближе к целевому состоянию, $M_0 \rightarrow M'_0$, $A_0 \rightarrow A'_0$. В противном случае продолжить с предыдущим набором A_0 .

Этот алгоритм обеспечивает быстрый поиск определенных устойчивых состояний в параметрическом пространстве, так как каждый новый элемент обучающих данных повышает точность предсказания ИНС, что, в свою очередь, повышает точность поиска, сужая области значений искомых параметров. Пример наиболее близкой к исходной конфигурации показан на рис. 4.

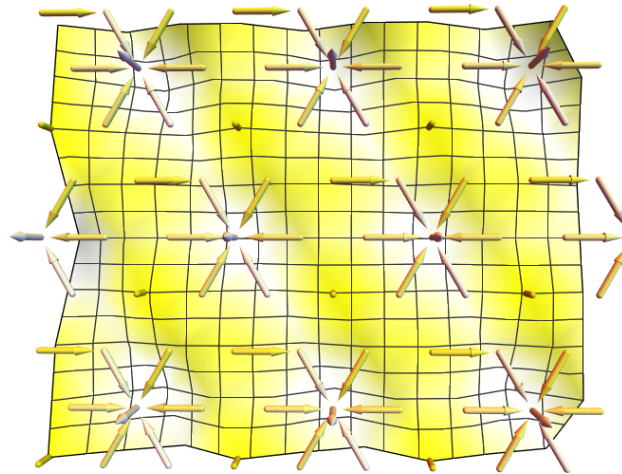


Рисунок 4. Стабильная конфигурация магнитного слоя при $J_m^1 = -0.93$, $J_m^2 = -1.0$, $J_m^3 = -0.59$, $J_f = -0.97$, $J_{mf} = 0.14$, $H^x = H^y = 0$, $H^z = 0.3$, обнаруженная с помощью нейронной сети

Этот модифицированный с помощью ИНС поиск позволил нам определить диапазоны значений параметров (Таблица 1), которые соответствуют стабильным магнитным состояниям со скирмионной решеткой. Всего в рамках этого исследования на локальную устойчивость было проверено $\sim 2^{12}$ конфигураций и соответственно сгенерировано столько же элементов обучающей выборки.

С увеличением величины интерфейсной связи J_{mf} спины образуют в плоскости магнитного слоя магнитный вихрь - скирмион Неелевского типа. Типичный пример (увеличение двух скирмионов) полученных состояний показан на рис. 5. Результаты для радиуса скирмионов показаны на рис. 6 в зависимости от интерфейсной связи J_{mf} . Видно, что радиус скирмионов увеличивается, когда мы увеличиваем значения J_{mf} . В области магнитоэлектрического взаимодействия $J_{mf} \in (-0,7; 0)$ радиус скирмионов увеличивается до 3 узлов при $J_{mf} = -0,45$, а при $J_{mf} \in (0; 1,9)$ радиус скирмионов стремится к 5.8 атомных единиц, а затем размер скирмионов уменьшается до нуля.

Таблица 1. Значения параметров, соответствующих стабильным скирмионным решеткам

Параметр	Мин. значение	Макс. значение
J_m^1	-1.01	-0.903
J_m^2	-9.975	-0.954
J_m^3	-1.055	1.005
J_f	-1.007	-0.802
J_{mf}	-0.725	1.887
H_x	-0.5	0.5
H_y	-0.5	0.5
H_z	-1.0	1.0

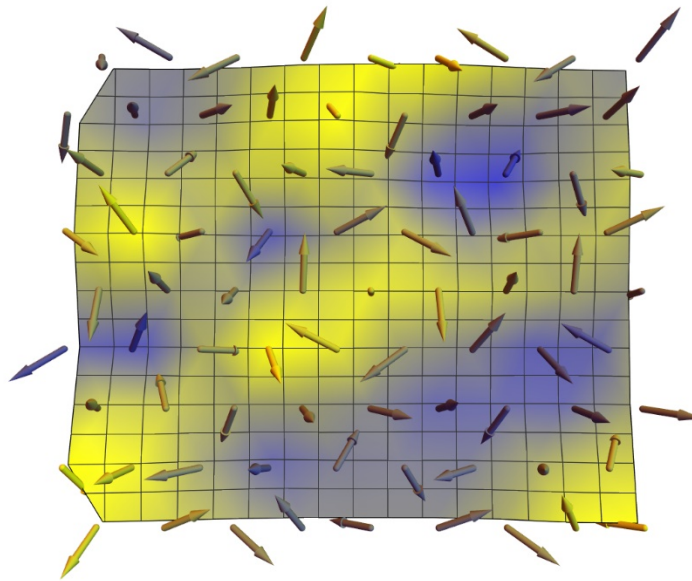


Рисунок 5. Стабильное состояние с хиральным скирмионом при $J_m^1 = -0.93$, $J_m^2 = -1.0$, $J_m^3 = -0.59$, $J_f = -0.97$, $J_{mf} = 1.14$, $H^z = 0.3$

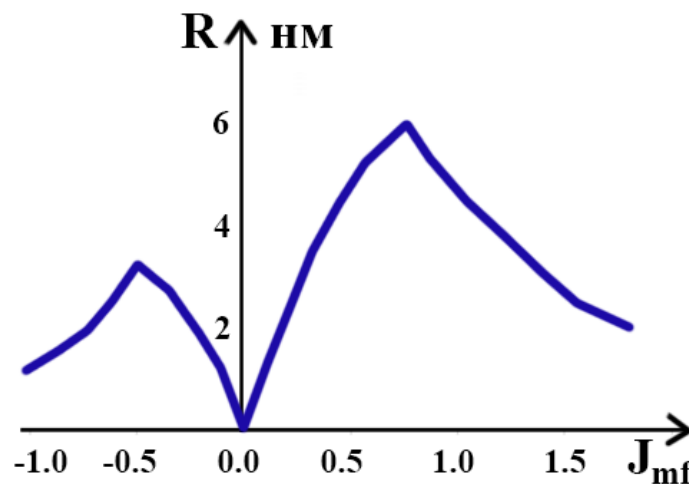


Рисунок 6. Радиусы скирмионов в зависимости от величины J_{mf} . Здесь $J_m^1 = -0.93$, $J_m^2 = -1.0$, $J_m^3 = -0.59$, $J_f = -0.97$, $H^z = 0.3$

Отметим, что параметры обмена J_m^1 и J_m^2 ближайших и вторых ближайших соседей отрицательны, что приводит к фрустрации в магнитном слое, а отрицательные значения J_f определяют антиферроэлектрический порядок. Также стоит отметить, что диапазон стабильных значений J_m^2 намного шире, чем у других параметров, что говорит о слабой зависимости устойчивости от него. Взаимодействие третьих ближайших соседей J_m^3 не оказывает существенного влияния на результаты, поэтому им и другими параметрами обмена можно пренебречь.

4. Выводы

С помощью ИНС мы построили взаимосвязь между комбинациями параметров мультиферроиков и соответствующими конфигурациями основного состояния, используя относительно небольшое количество предварительно вычисленных конфигураций в качестве обучающих данных. Применение ИНС позволило избежать чрезмерных вычислительных затрат

при исследовании параметрического пространства и найти такие параметры, при которых возможно существование устойчивых нетривиальных конфигураций основного состояния в виде стабильного кристалла скирмиона.

Стабилизирующее воздействие на вихревые структуры может быть обеспечено за счет магнитоэлектрического взаимодействия с ферроэлектрическими слоями, значения которых линейно зависят от легкоуправляемого внешнего электрического поля. Заметим, что идеальная мультиферроидная ячейка памяти открывает возможность электрической записи магнитного состояния. Реализация таких устройств требует электрического управления магнитным параметром порядка.

Взаимодействие третьих ближайших соседей J_m^3 не оказывает существенного влияния на результаты, поэтому им и более дальнедействующими параметрами обмена можно пренебречь. Отметим, что минимально необходимое значение J_m^2 для стабилизации решетки скирмиона уменьшается с увеличением значения J_{mf} , поскольку J_m^2 и J_m^1 являются антиферромагнитными обменными взаимодействиями, которые конкурируют с магнитоэлектрической связью.

Знак магнитоэлектрического взаимодействия J_{mf} не оказывает влияния на скирмионоподобные состояния благодаря симметрии, которая нарушается воздействием внешнего магнитного поля \vec{H} .

Вычисленные значения внешнего магнитного поля \vec{H} очень слабы относительно других параметров и их сложно воспроизвести в реальных материалах. Его стабилизирующий эффект на вихревые структуры может быть обеспечен посредством магнитоэлектрического взаимодействия с ферроэлектрическими слоями, амплитуды диполей которых линейно зависят от легко контролируемого внешнего электрического поля.

Список литературы

1. Gurney K. An introduction to neural networks. CRC press (2018).
2. Nomura Y., A. S. Darmawan, Y. Yamaji, M. Imada //Phys. Rev. B. 96 (20), 205152 (2017).
3. Saito H., M. Kato. J //Phys. Soc. Jpn. 87 (1), 014001 (2018).
4. Gershman S. J., E. J. Horvitz, J. B. Tenenbaum//Science. 349 (6245), 273 (2015).
5. Iakovlev I. A., O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko//Phys. Rev. B. 98 (17), 174411 (2018).
6. Safronov K. R., V. O. Bessonov, A. A. Fedyanin// JETP Lett. 114 (6), 360 (2021).
7. Prychynenko D., M. Sitte, K. Litzius, B. Kruger, G. Bourianoff, M. Klau, J. Sinova, K. Everschor-Sitte// Phys. Rev. Applied. – 9 (1). – Pp.014034 (2018).
8. Yu X.Z., N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura// Nat. Mater. 10 (2), 106 (2011).
- I. A., O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko// Phys. Rev. B. 99 (2), 024430 (2019).
9. Iakovlev G. E. Volovik// JETP Lett. 103 (2), 140 (2016).
10. Butenko A., Leonov A., Rößler U., Bogdanov A. (2010), Stabilization of skyrmion textures by uniaxial distortions in noncentrosymmetric cubic helimagnets// Physical Review B. - Vol. 82. – Pp. 052403.
11. Iakovlev I. A., O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko. Phys. Rev. B. 97 (18), 184415 (2018).
12. Wang J., W. Zhang, T. Hua, T. C. Wei. Phys. Rev. Research. 3 (1), 013074 (2021).
13. Sharafullin I. F., H. T. Diep. JETP Lett. 114 (9), 579 (2021).
14. Abid M., H. Ouahmane, H. Lassri, A. Khmou, R.J. Krisnan, Magn. Matter 202 (1999) 335.
15. Ortiz-Alvares H., C. Bedoya-Hincapie, E. Restrepo-Parra. Monte Carlo simulation of charge mediated magnetoelectricity in multiferroic bilayers//Physica B: Condensed Matter. – 454 (2014). – Pp. 235–239.
16. Ryazanov V.V., V.A. Oboznov, A.S. Prokofiev, V.V. Bolginov, A.K. Feofanov, J. //Low Temp. Phys. – 136 (2004) – Pp.285.

И. Шарафуллин, А. Нугуманов, У. Валиахметов
Уфа ғылым және технологиялар университети, Уфа, Ресей

Композиттік мультиферроикадағы скирмиялық торды модельдеуге арналған нейрондық желі әдісі

Аңдатпа. Магнитті-электрлік нанofilmдер ультра тығыз жад жасушаларының функционалды элементтері ретінде үлкен қызығушылық тудырады. Негізгі күйде оларда бірнеше нанометрлік әртүрлі топологиялық магниттік құйынды құрылымдар пайда болуы мүмкін. Мұндай құрылымдардың сапалық және сандық қасиеттері физикалық параметрлер жиынтығына тәуелді. Берілген параметрлермен негізгі күйдің конфигурациясын есептеу үшін біз ең аз түсу әдісін қолданамыз, бірақ үлкен параметрлік кеңістікті зерттеу үшін көп мөлшердегі есептеу ресурстары қажет. Бұл мәселені шешу үшін алдын-ала есептелген конфигурациялардың салыстырмалы түрде аз санын оқыту деректері ретінде пайдалана отырып, параметрлер комбинациялары мен негізгі күй конфигурациялары арасында байланыс құрылған жасанды нейрондық желілерді (ЖНЖ) қолдану ұсынылады. ЖНЖ қолдану параметрлік кеңістікті зерттеу кезінде шамадан тыс есептеу шығындарын болдырмауға мүмкіндік береді және тұрақты скирмиялық кристалл түрінде негізгі күйдің тұрақты тривиальды емес конфигурацияларының болуы мүмкін мәліметтер жиынтығын таңдайды.

Түйін сөздер: мультиферроиктер, жұқа пленкалар, магнитті-электрлік өзара әрекеттесу, нейрондық желілер, скирмиондар.

I. Sharafullin, A. Nugumanov, U. Valiakhmetov
Ufa University of Science and Technology, Ufa, Russia

Stable skyrmion lattices found in composite multiferroics with neural networks

Abstract. Magnetoelectric nanofilms are of great interest as functional elements of ultra-dense memory cells. In the ground state they may contain various topological magnetic vortex structures of several nanometers in size. The qualitative and quantitative properties of such structures strongly depend on a set of physical parameters. To calculate the ground state configuration with given parameters, we use the steepest descent method; to study a large parametric space, however, significant computational resources are required. To solve this problem, we propose the use of artificial neural networks (ANN), which can help us uncover the relationship between combinations of parameters and the corresponding ground state configurations, using a relatively small number of pre-computed configurations as training data. The application of the ANN allows one to avoid excessive computational costs in the study of the parametric space and narrow down the parametric area in which the existence of stable non-trivial ground state configurations in the form of a stable skyrmion crystal is possible.

Keywords: artificial neural networks, skyrmions, ground state, frustrated models, magnetoelectric interaction.

References

1. K. Gurney. An introduction to neural networks. CRC press (2018).
2. Y. Nomura, A. S. Darmawan, Y. Yamaji, M. Imada. Phys. Rev. B. 96 (20), 205152 (2017).
3. H. Saito, M. Kato. J. Phys. Soc. Jpn. 87 (1), 014001 (2018).
4. S. J. Gershman, E. J. Horvitz, J. B. Tenenbaum. Science. 349 (6245), 273 (2015).
5. I. A. Iakovlev, O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko. Phys. Rev. B. 98 (17), 174411 (2018).

6. K. R. Safronov, V. O. Bessonov, A. A. Fedyanin. JETP Lett. 114 (6), 360 (2021).
7. D. Prychynenko, M. Sitte, K. Litzius, B. Kruger, G. Bourianoff, M. Klaui, J. Sinova, K. Everschor-Sitte. Phys. Rev. Applied. 9 (1), 014034 (2018).
8. X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Z. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, Y. Tokura. Nat. Mater. 10 (2), 106 (2011).
9. I. A. Iakovlev, O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko. Phys. Rev. B. 99 (2), 024430 (2019).
10. G. E. Volovik. JETP Lett. 103 (2), 140 (2016).
11. Butenko A, Leonov A, Rößler U, Bogdanov A (2010), "Stabilization of skyrmion textures by uniaxial distortions in noncentrosymmetric cubic helimagnets," Physical Review B, vol. 82, p. 052403.
12. I. A. Iakovlev, O. M. Sotnikov, V. V. Mazurenko. Phys. Rev. B. 97 (18), 184415 (2018).
13. J. Wang, W. Zhang, T. Hua, T. C. Wei. Phys. Rev. Research. 3 (1), 013074 (2021).
14. I. F. Sharafullin, H. T. Diep. JETP Lett. 114 (9), 579 (2021).
15. M. Abid, H. Ouahmane, H. Lassri, A. Khmou, R.J. Krisnan, Magn. Matter 202 (1999) 335.
16. H. Ortiz-Alvares, C. Bedoya-Hincapie, E. Restrepo-Parra, Monte Carlo simulation of charge mediated magnetoelectricity in multiferroic bilayers, Physica B: Condensed Matter 454 (2014) 235–239.
17. V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.S. Prokofiev, V.V. Bolginov, A.K. Feofanov, J. Low Temp. Phys. 136 (2004) 285..

Сведения об авторах:

И.Ф. Шарафуллин – доцент, д.ф.-м.н., заведующий Лабораторией дизайна новых материалов, Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, г. Уфа, Россия.

А.Г. Нугуманов – младший научный сотрудник Лаборатории дизайна новых материалов, Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, г. Уфа, Россия.

У.Р. Валиахметов – магистрант физико-технического института, Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, г. Уфа, Россия.

I.F. Sharafullin – Assistant Professor, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of New Materials Design Laboratory, Ufa University of Science and Technology, 32 Zaki Validi st., Ufa, Russia.

A.G. Nugumanov – Junior Researcher, New Materials Design Laboratory, Ufa University of Science and Technology, 32 Zaki Validi st., Ufa, Russia.

U.R. Valiakhmetov – graduate student of Institute of Physics and Technology, Ufa University of Science and Technology, 32 Zaki Validi st., Ufa, Russia.

¹Институт прикладных наук и информационных технологий, Алматы, Казахстан;²Институт экспериментальной и теоретической физики, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

(E-mail: *ernursan@gmail.com, b.kasymkhan@gmail.com, tlekkabul.ramazanov@kaznu.kz)

Потенциал Корнелла в столкновительной кварк-глюонной плазме

Аннотация. В экспериментальных исследованиях кварк-глюонной плазмы на ускорителях важную роль играют чармоний и боттомоний, так как их начало диссоциация является одним из немногих признаков фазового перехода в горячей и сверхплотной среде. Эти частицы представляют собой связанные состояния тяжелых кварка и антикварка очарованного и прелестного аромата, соответственно. Одним из хорошо изученных методов исследования считаются феноменологические модели, где взаимодействие между кварками описывается потенциалами по типу Корнелла, а также его модификациями. В данной статье исследуется влияние движения чармония и боттомония в среде на потенциал с помощью динамического экранирования. Для экранирования используется диэлектрическая функция кильваторного поля по аналогии электродинамики обычной плазмы, в виду схожести описания, характерной только для данных связанных состояний. Данная диэлектрическая функция получена из столкновительной плазмы, основанной на уравнении Больцмана с оператором столкновения Бхатнагара-Гросса-Крука. Вследствие этого уравнение описывает среду как разряженный газ с парными столкновениями между частицами. Эффективные потенциалы между кварками в данной среде строятся с помощью метода хаотических фаз. Были получены потенциалы в зависимости от относительного движения связанных состояний в среде и частоты столкновения встречных частиц. Графически показаны характерные изменения потенциала по направлению движения частиц, в зависимости от величины этих параметров.

Ключевые слова: кварк-глюонная плазма, кварконий, эффективный потенциал, диэлектрическая функция, динамическое экранирование, столкновительная КПП.

DOI: doi.org/10.32523/2616-6836-2023-142-1-16-25

Введение

На сегодняшний день, большие экспериментальные установки диктуют актуальные направления в исследованиях для теоретической физики. Во многих физических теориях есть свободные параметры, на основе которых строятся дальнейшие предсказания. Точные значения этих параметров выводятся из анализа данных эксперимента. Одним из наиболее популярных экспериментальных установок на сегодняшний день, куда вовлечено большое количество ученых и средств, являются ускорители на базе Брукхейвенской национальной лаборатории (RHIC) [1, 2] и Европейского Центра Ядерных Исследований (ЦЕРН) [3]. Большой адронный коллайдер (БАК) [4, 5] – крупнейший ускоритель элементарных частиц в мире и остается последним дополнением к ускорительному комплексу ЦЕРН.

Предполагается, что в релятивистских тяжелых столкновениях взаимодействующая адронная материя при достаточно высокой плотности должна образовывать кварк-глюонную плазму (КПП). Таким образом, еще одним важным вопросом, исследующимся в БАК, является природа и свойства кварк-глюонной плазмы, которая, как считается, существовала в ранней Вселенной и в некоторых компактных и странных астрономических объектах сегодня. То есть кварк-глюонная плазма — это сильно сжатая, горячая материя при температурах выше 150 MeV ,

которую называют критической температурой фазового перехода, и при плотностях порядка $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [6]. При таких условиях кварки, образующие адронную материю, могут передвигаться свободно внутри кварк-глюонной плазмы, что называется асимптотической свободой, феномен, описанный в рамках квантовой хромодинамики [7]. КХД является общепринятой теорией сильного взаимодействия, и известная проблема конфайнмента в КХД, когда невозможно наблюдать отдельный кварк в природе [8], что можно не учитывать для асимптотически свободных кварков.

Наряду с фундаментальными исследованиями также развиваются модели с феноменологическим описанием системы [9]. Они дают возможность более наглядного описания процессов, так как являются более простыми в вычислениях. Эти модели используют аналогию с уже известными процессами, которые были теоретически описаны и могут быть интерпретированы с них помощью. По этой причине данная статья изучает феноменологическое описание потенциала взаимодействия между кварками в КПП.

В данной статье для описания притяжения между двумя частицами мы используем так называемый Кулоновский потенциал, что математически выражается как обратная пропорциональность от расстояния. Кулоновский потенциал хорошо исследован в классических задачах и притяжение частиц описывается этим потенциалом в большинстве случаев. Более того, данный потенциал является релятивистским, что соответствует скоростям частиц при соударениях с высокими энергиями. Однако для более детальной имитации явлений, происходящих в сильном взаимодействии, надо учитывать явления конфайнмента, упомянутое выше во введении со ссылкой для подробной информации. Грубое описание данного явления, которое мы включим в нашу феноменологическую модель, будет учитывать тот факт, что невозможно получить отдельный кварк даже при увеличении энергии для отделения кварка. Чем больше мы прикладываем энергию для разделения кварков, тем больше получаем сопротивление со стороны других кварков, что мы показали как прямую зависимость от расстояния. Конечно же, есть некое предельное значение энергии, при котором создается пара кварк и антикварк, однако эту возможность мы пока не рассматриваем в этой статье, так как это усложнит данное описание. Сумма этих двух потенциалов называется потенциалом Корнелла, про который можно прочитать в следующих ссылках [10, 11]. Все же потенциал Кулона описывает поля вокруг покоящийся частицы, то есть рассматривается статический случай. Однако мы понимаем, что частицы в среде кварк-глюонной плазмы не могут находиться в статическом состоянии, они все время находятся в движении, ведь закон сохранения импульса требует ненулевые скорости частиц после столкновений большинства нецентральных столкновений. По этой причине мы хотим рассмотреть динамический потенциал, с помощью которого мы получим более точную модель для объяснения результатов эксперимента. Более того, мы хотим рассмотреть экранированный потенциал, ведь экранированный потенциал Кулона, так называемый потенциал Дебая выводится естественным образом, если учитывать точечный источник заряда при решении уравнения Пуассона. Из-за дебаевского экранирования цветового заряда кварка плотная материя подвергается процессу деконфайнмента, так как радиус Дебая становится меньше, чем радиусы обычных нуклонов и мезонов. Таким образом, учитывая все вышесказанное, мы получаем эффективный потенциал для описания взаимодействия кварков, в который включено несколько эффектов одновременно.

Данная статья построена таким образом, что в введении мы пишем об истории возникновения данного предмета исследования, и нам приходится затронуть также историю исследования данного объекта и представить некоторый литературный обзор [12, 13]. Благодаря этому введение также включает в себя актуальность исследуемой проблемы и раскрывает причины, которые побудили авторов заняться написанием статьи по этой теме. Следующая часть статьи по праву может считаться основной, так как она несет в себе практически всю техническую информацию, которая была применена авторами для исследования статьи, а также более

полноценно раскрывает утверждения, представленные во введении статьи. Более того, в основной части вставлены графики, что является главным результатом данной статьи, и для графиков приведено соответствующее обсуждение. В заключительной части статьи приведен итог всех исследований.

Методы исследования

Вычисление свойств адронов в квантовой хромодинамике (КХД) является полностью непертурбативным. В результате, единственный доступный общий метод — это прямое вычисление с использованием методов решеточной КХД. Однако данные вычисления являются трудоемкими, по этой причине мы исследуем феноменологические модели (подробнее про актуальность можно ознакомиться во введении статьи).

Легкие кварки в адронах движутся с релятивистскими скоростями, поскольку масса связанного состояния намного больше массы кварка. Подсчитано, что скорость примерно в 0,3 раза больше скорости света для связанного состояния чармония и примерно в 0,1 раза больше скорости света для боттомония. Так как скорости сравнительно малы для связанных состояний, мы можем разложить уравнения по малому параметру скорости и гораздо упростить процесс решения. Этот метод называется нерелятивистской КХД. Однако, как уже мы говорили, в случае нашего эксперимента энергия пучков настолько высока, что кварки достигают асимптотической свободы, а значит двигаются с около релятивистскими скоростями. Мы планируем изучить связанные состояния кварков и действительно показать, насколько нерелятивистская квантовая хромодинамика может приближенно описать энергии основного состояния кваркония. Но в этой статье мы не хотим ограничивать описание нерелятивистским пределом, ведь в нашем случае мы исследуем только потенциалы. А кулоновский потенциал соответствует принципам инвариантности по отношению к преобразованиям Лоренца.

Ранний, но все еще эффективный метод используют модели эффективного потенциала для описания взаимодействия в системе кварк-глюонной плазмы. В этом методе используется тот факт, что движение кварков описывается в том предположении, что они движутся в статическом потенциале, во многом подобно изучению состояния молекул в веществе. Одна из самых популярных потенциальных моделей — это так называемый потенциал Корнелла (или воронки), который будет описан ниже как сложение двух отдельных потенциалов, которые имеют понятную физическую интерпретацию.

Для малых расстояний потенциал между кварками ведет себя как Кулоновский потенциал, то есть мы учитываем и притяжение, и отталкивание уже тривиальным для всех методом, который хорошо изучен:

$$V_{coul.}(r) = -\frac{4}{3} \alpha_s / r \quad (1)$$

Для больших расстояний нам понадобится дополнительный член, который бы ограничивал движение кварков и не позволял бы им покинуть пределы связанного состояния кварков, чтобы он описывал цветовой конфайнмент. Как говорилось во введении, увеличение энергии реакции для разрыва связанного состояния все равно не способствует появлению свободного кварка. Таким образом, потенциал взаимодействия между кварками в связанном состоянии должен увеличиваться с увеличением расстояния между кварками, так что самым тривиальным способом, удовлетворяющем этим условиям, является линейная зависимость, а точнее прямая пропорциональность. Более того, данный потенциал имеет непертурбативное происхождение и наблюдается в калибровочных теориях на решетке [14]:

$$V_{conf.}(r) = ar \quad (2)$$

В итоге при одновременном рассмотрении двух потенциалов для учета характерного притяжения при малых расстояниях и взаимодействия при больших расстояниях мы получаем потенциал, называемый потенциалом Корнелла:

$$V_{Cornell}(r) = \sigma r - \frac{\alpha_s}{r} \quad (3)$$

Несмотря на кажущуюся простоту, потенциал Корнелла достаточно хорошо воспроизводит спектр связанных состояний кварков более высоких поколений [14]. Данное описание потенциала авторы считают более уместным для дальнейшего развития идеи, заложенной при написании представленной статьи; конечно же, авторы не претендуют на историческую точность получения данного потенциала, представляя его в данной последовательности.

Следующим естественным шагом в приближении данного потенциала к описанию реальной системы взаимно притягивающихся частиц является учет образования структур, аналогичных образованию ионных облаков противоположного заряда, которые могут присутствовать в данной системе, помимо хаотического движения свободных частиц. Данное облако экранирует силовые линии источника и как бы уменьшает значения источника с расстоянием. При классическом случае кулоновский потенциал усложняется введением дебаевского экранирования, что также может быть выведено из решения уравнения Пуассона для плотности заряда и учета точечной структуры источника потенциала, коим являются сами заряженные частицы. То есть в нашей задаче мы не учитываем реальные размеры частиц, однако нельзя не учитывать, что эти частицы являются источником взаимодействия, и они физически присутствуют в системе в виде точки.

Таким образом, мы учли экранирование цветного заряда для потенциала Корнелла. Это было представлено в работе Карша, где была произведена модификация потенциала с учетом статического экранирования за счет среды в виде кварк-глюонной плазмы [15].

$$V_{Karsch}(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)}(1 - e^{-\mu(T)r}) - \frac{\alpha}{r}e^{-\mu(T)r} \quad (4)$$

Здесь второй член сложения получается из:

$$V_{Yukawa}(r, T) = - \int \frac{d^3k}{2\pi^2} \frac{\alpha}{k^2 \epsilon(\mathbf{k}, 0)} e^{k \cdot r} \quad (5)$$

при

$$\epsilon(\mathbf{k}, 0) = 1 + \frac{\mu(T)}{k^2} \quad (6)$$

Такой вывод экранированного потенциала Корнелла был проделан по аналогии с классическим случаем, когда потенциал Кулона преобразуется благодаря учету экранировки [16]. Диэлектрическая функция (6), которая была использована для вычисления интеграла в выражении (5), приводит ко второму члену потенциала в выражении (4). Однако данный случай экранирования называется статическим случаем, так как в выражении (4) явно видна сферическая симметричность потенциала, читатель при желании может нарисовать потенциал и убедиться в этом самостоятельно. Как мы понимаем, частицы не находятся в состоянии покоя в системе свободных кварков и глюонов относительно лабораторной системы отчета. Их движение можно

считать прямолинейным в первом приближении, в таком случае потенциал должен иметь цилиндрическую симметрию вместо сферической. В данной работе производится модификация потенциала в связи с динамическим экранированием. Данная задача решается благодаря диэлектрическому потенциалу из [17]:

$$\epsilon_L(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \frac{\mu(T)}{k^2} \left(1 - \frac{\omega + iv}{2k} \ln \frac{\omega + iv + k}{\omega + iv - k} \right) \left(1 - \frac{iv}{2k} \ln \frac{\omega + iv + k}{\omega + iv - k} \right)^{-1} \quad (7)$$

где $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}$ – это произведение волнового вектора на скорость частицы, $M = u/c$ – это безразмерный параметр, показывающий, какую долю от скорости света имеет скорость данного источника, ν – это частота столкновений.

Данная диэлектрическая функция описывает горячую столкновительную кварк-глюонную плазму. Она получается в рамках кинетической теории, используя уравнение Больцмана, где вместо столкновительного члена выступает оператор столкновения Бхатнагара – Гросса – Крукса (БГК). Здесь параметром выступает частота столкновения, независимая от скорости движения частицы в среде [18, 19].

Результаты

Потенциалы взаимодействия были построены численно и изображены графически. Как мы видим из рис. 1 и 2, вид потенциала зависит от значения частоты столкновений.

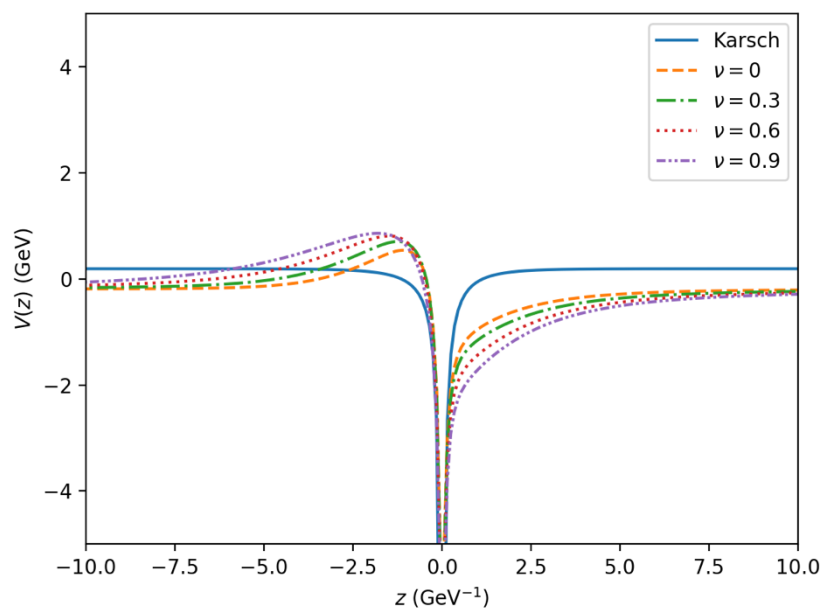


Рисунок 1. Данный график показывает поведение потенциала при $M = 0.55$ для разных значений частот столкновений

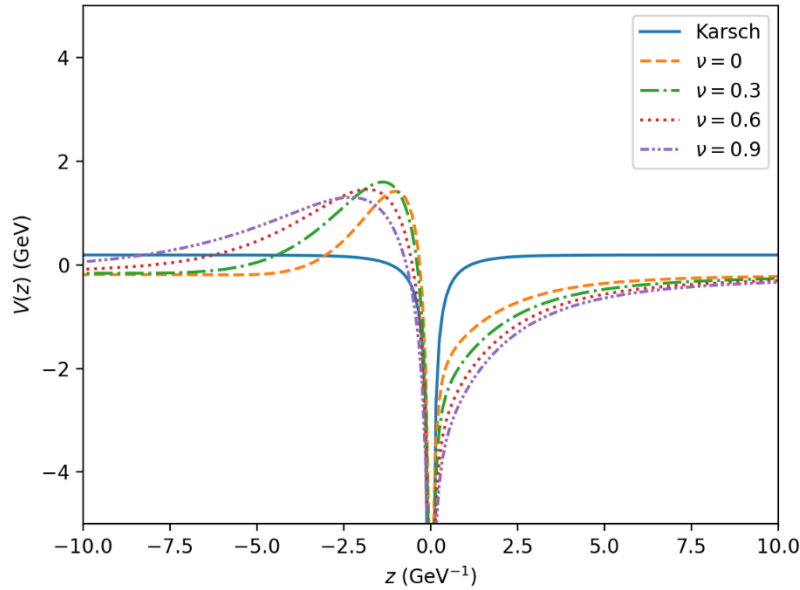


Рисунок 2. Данный график показывает поведение потенциала при $M = 0.9$ для разных значений частот столкновений

Этого следовало ожидать, потому что частота столкновений является свободным параметром для диэлектрической функции столкновительной кварк-глюонной плазмы. Данный параметр показывает величину затухания коллективных эффектов в среде из-за столкновения с другими частицами. Однако новым результатом поставленной задачи являются измененные потенциалы, полученные из-за учета скорости источника. Данный эффект хорошо виден из рисунков потенциалов в трехмерных графиках, а также в разрезе, нарисованном относительно оси движения в рис. 3 и 4.

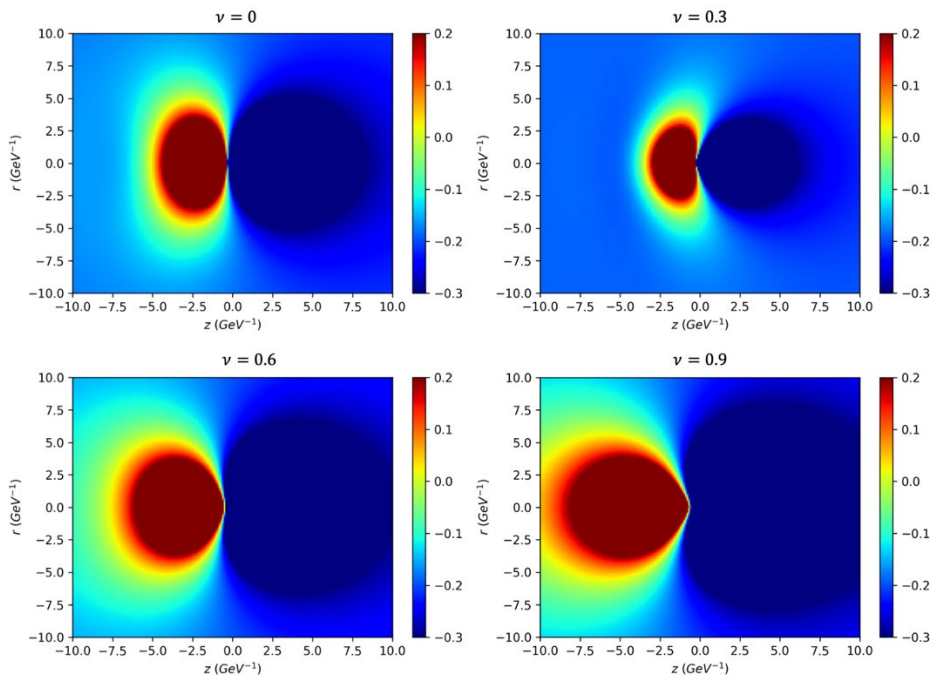


Рисунок 3. Данный график показывает поведение потенциала при $M = 0.55$ для разных значений частот столкновений

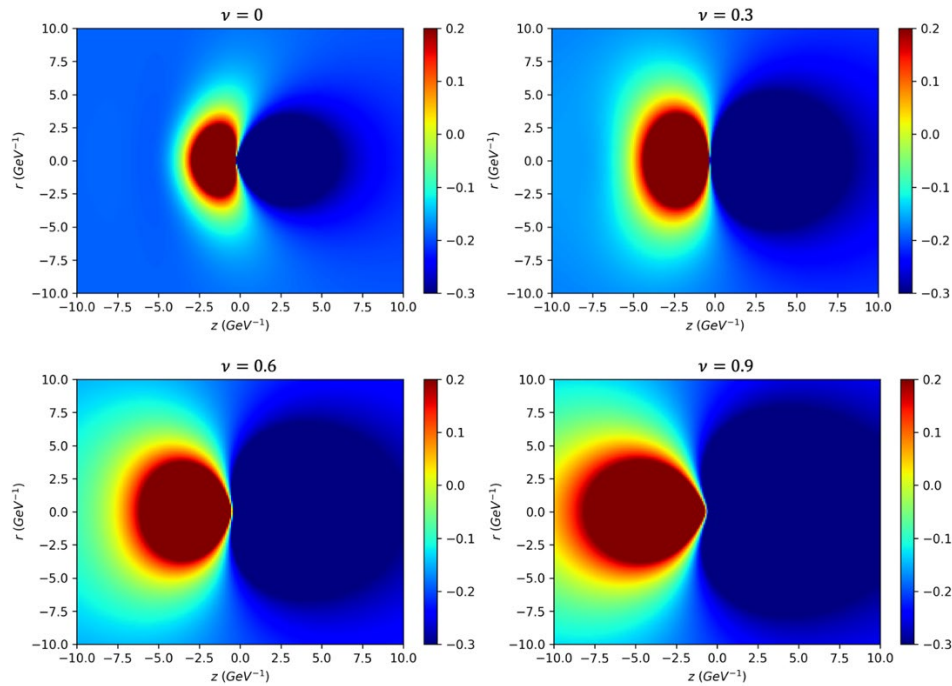


Рисунок 4. Данный график показывает поведение потенциала при $M = 0.9$ для разных значений частот столкновений

Выводы

Данная статья исследует различные потенциалы для описания системы свободных кварков и глюонов. Для изучения потенциала взаимодействия частиц КГП авторы использовали аналогию с классической системой заряженных частиц. Далее модифицируя известный потенциал Кулона, благодаря учету экранирования в динамическом пределе, они получили модифицированный потенциал. А также для более точного описания природы кварков, феноменологически был учтен потенциал, отвечающий за конфайнмент кварков.

По итогам данной статьи были получены графики для значений скорости источника и частот столкновений. Из графиков видно влияние данных параметров на потенциал взаимодействия КГП, и при дальнейшем изучении данной системы они повлияют на другие результаты вычислений.

Благодарность

Работа была выполнена в рамках Гранта AP05134366-OT-20 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Список литературы

1. Bartke J. Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics. – World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2009. – 240 p.
2. Harrison M., Peggs S., Roser T. The RHIC Accelerator // Annu. Rev. Nucl. Part. S. – 2002. – Vol. 52. – P. 425-469.
3. Rafelski J. (ed.). Melting Hadrons, Boiling Quarks – From Hagedorn Temperature to Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions at CERN. – Springer International Publishing, 2016. – 457 p.
4. Yi Li Y. Study of Quark Gluon Plasma by Particle Correlations in Heavy Ion Collisions. – Springer Nature, 2016. – 99 p.
5. Planeta R. NA61/SHINE, Recent Result from the Strong Interaction Program of the NA61/SHINE

- Experiment and Physics Plans Beyond 2020 // JPS Conf. Proc. – 2020. – Vol. 32. – №010080. – P. 1-6.
6. Hagedorn R. Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies // Supplemento al Nuovo Cimento. – 1965. – P. 147-186.
 7. Sharma S. Recent theoretical developments on QCD matter at finite temperature and density // International Journal of Modern Physics E. – 2021. – Vol. 30. – №07. –P. 1-9.
 8. Kisslinger L.S., Das D. Review of QCD, Quark-Gluon Plasma, Heavy Quark Hybrids, and Heavy Quark State production in p-p and A-A collisions // Int. J. Mod. Phys. A. – 2016. – Vol 31. – №07-1630010. – P. 1-45.
 9. Pasechnik R., Šumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // Universe. – 2017. – Vol. 3(1). – №7. – P. 1-61.
 10. Satz H. // Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons // Proceedings of an International Symposium Held at the University of Bielefeld, F.R.G. – 1980. – 479 p.
 11. Kaczmarek O., Zantow F. Static quark-antiquark interactions in zero and finite temperature QCD: I. Heavy quark free energies, running coupling, and quarkonium binding // Phys. Rev. D. – 2005. – Vol. 71. – №114510. – P. 1-16.
 12. Rapp R., Blaschke D., Crochet P. Charmonium and bottomonium in heavy-ion collisions // Prog. in Nucl. and Part. Phys. – 2010. – Vol. 65. – №2. – P. 209-266.
 13. Matsui T., Satz. H. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation // Phys. Lett. B. – 1986. – Vol. 178. – P. 416-422.
 14. Lucha W., Schöberl F.F., Gromes D. Bound states of quarks // Phys. Rep. – 1991. – Vol. 200. – №4. – P. 127-240.
 15. Karsch F., Mehr M.T., Satz H. Color screening and deconfinement for bound states of heavy quarks // Z. Phys. C. – 1988. – Vol 37. – №4. – P. 617-622.
 16. Moldabekov Zh., Ludwig P., Bonitz M., Ramazanov T. Ion potential in warm dense matter: Wake effects due to streaming degenerate electrons // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 91. – №0231012. – P. 1-16.
 17. K. Baiseitov K., Z. A. Moldabekov Z. A., D. Blaschke D., N. Djienbekov N. , T. S. Ramazanov T.S.. Surface waves in a collisional quark-gluon plasma // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2020. – Vol. 17. – №3. – P. 803-808.
 18. Chakraborty P., Mustafa M.G., Ray R., Thoma M.H. Wakes in a collisional quark-gluon plasma // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2007. – Vol.34. – P. 2141-2152.
 19. Carrington M.E., Fugleberg T., Pickering D., Thoma M.H. Dielectric functions and dispersion relations of ultrarelativistic plasmas with collisions // Can. J. Phys. – 2004. – Vol. 82. – №9. – P. 671-678.

Е. Қуанышбайұлы^{1,2}, Қ.М. Байсеитов^{1,2}, Т.С. Рамазанов²

¹Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Алматы, Қазақстан

²Эксперименттік және теориялық физика институты, әл-Фараби Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

Коллизиялық кварк-глюонды плазмадағы Корнелл потенциалы

Аңдатпа. Кварк-глюон плазмасының үдеткіштердегі эксперименттік зерттеулерінде чармоний мен боттомоний маңызды рөл атқарады, өйткені олардың диссоциациялануы ыстық және өте күшті ортада фазалық ауысудың бірнеше белгілерінің бірі болып табылады. Бұл бөлшектер сәйкесінше с-кваркі және b-кваркі ароматты ауыр кварк пен антикварктың байлынысқан күйлерін білдіреді. Жақсы зерттелген зерттеу әдістерінің бірі феноменологиялық модельдер болып саналады, онда кварктар арасындағы өзара әсер Корнелл типті потенциалдармен, сондай-ақ оның модификацияларымен сипатталады. Бұл мақалада динамикалық экрандауды қолдана отырып, қоршаған ортадағы чармоний мен боттомоний қозғалысының потенциалға әсері зерттеледі. Экрандау үшін, ояту өрісінің диэлектрлік

функциясы, осы байланыстырылған күйлерге ғана тән сипаттаманың ұқсастығын ескере отырып, кәдімгі плазманың электродинамикасына ұқсастықпен қолданылады. Бұл диэлектрик функция Бхатнагар-Гросс-Крук соқтығысу операторымен Больцман теңдеуіне негізделген соқтығысу КПП-дан алынған. Нәтижесінде, теңдеу ортаны бөлшектер арасындағы жұп соқтығысуы бар сиретілген газ ретінде сипатталады. Берілген ортадағы кварктар арасындағы эффективті потенциалдар хаотикалық фазалық әдіспен құрылған. Потенциалдар ортадағы байланыстырылған күйлердің салыстырмалы қозғалысы мен қарсы соққан бөлшектердің соқтығысу жиілігіне тәуелді алынды. Бөлшектер қозғалысы бағытында потенциалдың сипаттамалық өзгерістері осы параметрлердің шамасына байланысты графикалық түрде көрсетілген.

Түйін сөздер: кварк-глюон плазмасы, кварконий, эффективті потенциал, динамиклық экрандау, диэлектрик функция, коллизиялық КПП.

Ү. Kuanyshbaiuly^{1,2}, К. Baiseitov^{1,2}, Т. Ramazanov²

¹*Institute of Applied Sciences and IT, Almaty, Kazakhstan*

²*Institute for Experimental and Theoretical Physics, al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

Cornell potential in collisional quark-gluon plasma

Abstract. In experimental studies of quark-gluon plasma at accelerators, charmonium and bottomonium play an important role, since their onset of dissociation is one of the few signs of a phase transition in a hot and superdense medium. These particles represent the bound states of the heavy quark and antiquark of charm and bottom flavour, respectively. One of the well-studied research methods is considered to be phenomenological models, where the interaction between quarks is described by the Cornell-type potentials, as well as its modifications. This article examines the influence of the movement of charmonium and bottomonium in an environment on the potential, using dynamic screening. For screening, the dielectric function of the wake field has been used by analogy with the electrodynamics of an ordinary plasma, in view of the similarity of description, which is characteristic only for these bound states. This dielectric function has been obtained from a collisional plasma based on the Boltzmann equation with the Bhatnagar-Gross-Krook collision operator. As a consequence, the equation describes the medium as rarefied gas with pair collisions between particles. Effective potentials between quarks in a given medium are constructed using the method of random-phase approximation. Potentials were obtained as a function of the relative motion of bound states in the medium and the collision frequency of counterpropagating particles. The characteristic changes in the potential in the direction of particle motion are graphically shown, depending on the magnitude of these parameters.

Keywords: quark-gluon plasma, quarkonium, effective potential, dynamical screening, dielectric function, collisional QGP.

References

1. Bartke J. Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics (Singapore, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2009, 240 p.)
2. Harrison M., Peggs S., Roser T. The RHIC Accelerator, *Annu. Rev. Nucl. Part. S.*, 52, 425-469(2002)
3. Rafelski J. (ed.). Melting Hadrons, Boiling Quarks – From Hagedorn Temperature to Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions at CERN (New York, Springer International Publishing, 2016, 457 p.)
4. Yi Li Y. Study of Quark Gluon Plasma by Particle Correlations in Heavy Ion Collisions (New York, Springer Nature, 2016, 99 p.)
5. Planeta R. NA61/SHINE, Recent Result from the Strong Interaction Program of the NA61/SHINE Experiment and Physics Plans Beyond 2020, *JPS Conf. Proc.*, 32(010080), 1-6(2020)

6. Hagedorn R. Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies, *Supplemento al Nuovo Cimento*, 147-186(1965).
7. Sharma S. Recent theoretical developments on QCD matter at finite temperature and density, *International Journal of Modern Physics E.*, 30(07), 1-9(2021)
8. Kisslinger L.S., Das D. Review of QCD, Quark-Gluon Plasma, Heavy Quark Hybrids, and Heavy Quark State production in p-p and A-A collisions, *Int. J. Mod. Phys. A.*, 31(07-1630010), 1-45(2016)
9. Pasechnik R., Šumbera M. Phenomenological Review on Quark-Gluon Plasma: Concepts vs. Observations, *Universe*, 3(1-7), 1-61(2017)
10. Satz H. Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons, *Proceedings of an International Symposium Held at the University of Bielefeld. Bielefeld, Germany, 1980*, 479 p.
11. Kaczmarek O., Zantow F. Static quark-antiquark interactions in zero and finite temperature QCD: I. Heavy quark free energies, running coupling, and quarkonium binding, *Phys. Rev. D.*, 71(114510), 1-16(2005)
12. Rapp R., Blaschke D., Crochet P. Charmonium and bottomonium in heavy-ion collisions, *Prog. in Nucl. and Part. Phys.*, 65(2), 209-266(2010)
13. Matsui T., Satz. H. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation, *Phys. Lett. B.*, 178, 416-422(1986)
14. Lucha W., Schöberl F.F., Gromes D. Bound states of quarks, *Phys. Rep.*, 200(4), P. 127-240(1991)
15. Karsch F., Mehr M.T., Satz H. Color screening and deconfinement for bound states of heavy quarks, *Z. Phys. C.*, 37(4), 617-622(1988)
16. Moldabekov Zh., Ludwig P., Bonitz M., Ramazanov T. Ion potential in warm dense matter: Wake effects due to streaming degenerate electrons, *Phys. Rev. E.*, Vol. 91(0231012), 1-16(2015)
17. K. Baiseitov, Z. A. Moldabekov, D. Blaschke, N. Djienbekov, T. S. Ramazanov. Surface waves in a collisional quark-gluon plasma, *Phys. Part. Nucl. Lett.*, 17(3), 803-808(2020)
18. Chakraborty P., Mustafa M.G., Ray R., Thoma M.H. Wakes in a collisional quark-gluon plasma, *J.Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 34, 2141-2152(2007)
19. Carrington M.E., Fugleberg T., Pickering D., Thoma M.H. Dielectric functions and dispersion relations of ultrarelativistic plasmas with collisions, *Can. J. Phys.*, 82(9), 671-678(2004)

Сведения об авторах:

Е. Куанышбайұлы – PhD студент, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, проспект аль-Фараби, 71, Алматы, Казахстан.

Қ.М. Байсеитов – PhD студент, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, проспект аль-Фараби, 71, Алматы, Казахстан.

Т.С. Рамазанов – доктор физико-математических наук, профессор, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, проспект аль-Фараби, 71, Алматы, Казахстан.

Ү. Куанышбайұлы – PhD student, al-Farabi Kazakh National University, 71 al-Farabi ave., Almaty, Kazakhstan.

К. Baiseitov – PhD student, al-Farabi Kazakh National University, 71 al-Farabi ave., Almaty, Kazakhstan.

T. Ramazanov – Prof., Doctor of Phys. -Math. Sciences, al-Farabi Kazakh National University, 71 al-Farabi ave., Almaty, Kazakhstan.

Methods of optimizing the radiation dose during computed tomography

Abstract. Computed tomography is the most effective method of radiation diagnosis. Starting from computed tomography, the optimization principle should be used to keep radiation doses to patients at an acceptable level. An integral part of optimization is the search for a compass between reducing the patients dose and obtaining an acceptable quality image with reliable diagnostic information. The parameters of the computed tomography are determined by the patient's radiation dose and the quality of the diagnostic image. The purpose of the article is it radiation exposure to patients. For the same reason, we considered tube current modulation. This method reduces radiation without changing the quality of the image and noise.

Keywords: computed tomography, image quality, automatic current modulation, phantom, diagnostic, radiation.

DOI: doi.org/10.32523/2616-6836-2023-142-1-26-32

Introduction

Currently the use of Computed Tomography is growing from year to year. But at the same time, the disadvantage of the study has not reduced. This is due to the fact that the use of CT increases, the ability to find optimal ways of treatment and the principle of operation of the technique. As a result, the use not only increases, but also leads to an increase in the effective dose of radiation. In this regard, ways to reduce the radiation obtained the influence of CT were considered. According to the principle of operation, based on the protocol of the attending physician, we have considered three ways to reduce the radiation dose:

- considering the requirements of the doctor depending on the treatment conditions;
- optimization of the research protocol parameters during tomography;
- using the features of the Computed tomography software process [1].

The first method, the appointment of CT scan by the attending physician to the patient, is the simplest one. We know that CT is indeed the most informative at the moment. However, in addition to CT, it is also necessary to consider methods that are not associated with ionizing radiation. For example, with physical tests or laboratory diagnostics, like MRI or ultrasound diagnostic. , a minimal area sufficient for examination must be selected by the radiologist and the attending physician so that there is no injury to the patient. By choosing it, we can reduce the effect of ionizing radiation [2]. The necessary information can be obtained by the doctor from all sides, analyzed and replaced with another CT scan.. Since our main goal is to reduce the dose load, we have obtained the principle that affects it:

- considering the possibility of conducting research that is not related to ionizing radiation;
- conducting tomography only according to indications;
- saving previously performed DICOM research data, which would prevent repeated unreasonable studies;
- preparing the patient preliminarily before the study, including: removal of metal or foreign objects; creation of ways to immobilize the patient, and sedation of small children or anxious patients;
- without extending the area of unreasonable research, but rather bringing it to the minimum area [3].

The second direction is changing the radiologist's research protocol, to obtain the necessary information. For example, we can reduce the radiation dose by lowering the voltage in the tube, but it can thereby worsen the contrast of the image. For this reason, we can only use this method to identify high contrast structures.

The third factor considered is dose reduction through the use of the features of the CT machine and software. CT manufactures determine the rational geometry of the dosage in the tomography, the design of detectors and other properties of the distance to the tube. For example, when detecting metastases, increasing the speed of movement of the table reduces the dose, but does not give a complete picture. For this reason, it is necessary to pay attention not only to software properties/ but also pathology. Radiologist, physicists need to make efforts to obtain optimal images with the lowest dose for patients when taking Computed Tomography. This process is called optimization [4, 5].

Factors that directly affect the dose:

1. Parameters of the research protocol:

- Current strength in the X-ray tube;
- Rotation time;
- Number of scans;
- High;

2. Features of CT scanner:

- Current modulation;
- Distance between the focal point of the X-ray tube and the isocenter of the scanner;
- Collimation and filtering of X-rays.

3. Patient description:

- Weight;
- Age;
- Ability to study [6].

Modern manufactures offer a number of different methods and parameters for optimizing radiation doses during CT research. The most insignificant in the CT parameters is noise. The dose is proportional to the tube current and exposure time. An excessive increase in the tube current causes an increase in the radiation dose to the patient and if it is low it may have a negative effect and fail not to be able to get a full image. For this reason, when the radiologist selects the tube current parameter, it is also necessary to determine the patient size, as it will be difficult to quickly and correctly set the tube current during the study. In addition, when changing the tube current, it will be necessary to optimize the patient to the largest size or attenuated part, which will prevent the patient from receiving excessive radiation [7, 8]. Automatic exposure control is realized implemented by the modulation of the tube current of the CT to adapt the tube current while obtaining the image we see that it is effective for us to optimize the beam dose. The concept of dose modulation was first developed by J.R. Haaga in 1981 and introduced into practice by General Electric Medical Systems in 1994. This will reduce radiation by 20% [9].

Dose modulation is can be divided into the following types:

1. Angular (xy)
2. Length (z)
3. Length angular (xyz)
4. Based on the body
5. Based on ECG.

When irradiated at different angles or from one area of the study to another, there is a significant change in the degree of X-rays absorption in the patient's body. Since the CT noise level of images is determined by the projection where the radiation absorption is high, in other projections where the degree of absorption is less important the radiation intensity can be reduced without losing image quality. Large dose reduction capabilities provide automatic exposure control methods, including: automatic selection of whether fixed depending on the degree of attenuation of radiation in the patient's

body; modulation of whether depending on the respiratory phase or heart cycle another. Automatic exposure control methods have reduced patient radiation dose by 10-30% in CT studies over past years without worsening quality [10].

The dose of radiation received by the patient and the image quality are determined by the following parameters of computed tomography protocols: scan length (mm), number of study stages, tube voltage (kv), product of the current strength during tube rotation (by exposure, mass), parallelism of radiation emission and CT conductivity. In order to choose the best parameters of the study taking into account the patients physical features, our modern computerized tomographs are equipped with programs for automatic current modulation. During the study the intensity of the current is determined by the thickness and density of the scanned body structures, which allows the dose reducing to a significant extent while maintaining the desired image quality [11]. This is why there is currently no universal way to find optimal protocols for CT.

Methods

We conducted the research on three modern CT scanners, the most common of them are Optima 64, General electric (USA); Definition AS, Siemens (Germany); Ingenuity Core, Philips (Netherlands). The tomographs were equipped with the following automatic force modulation programs [12]:

Table 1. Investigated CT, tube current modulation, parameters

Tomograph, manufacturer, year of production	Tube current modulation	Parameter	Operating principle
Optima 64, GE, 2015	Auto mA	Noise index (NI)	Protocol based NI-noise if image and values of tube current (mA) range
Definition AS, Siemens, 2015	Care Dose 4D	mAs, mAc	The reference mAs and corresponding image quality for reference patient and determined in protocol
Ingenuity Core, Philips	Dose Right	Dose right index, DRI	The value of DRI corresponding to the reference mAs value for the homogenous image quality

To study the operation of automatic current modulation programs from three different manufactures, CT phantom scanned using different protocols with automatic current modulation, and the values of different voltage in the range 80-120 kv were changed. To simulate the patient's body, we used anthropomorphic phantom (height 174 cm, weight 75 kg) the chest of healthy man (Lungman multipurpose chest phantom, Japan) [13].

Table 2: Automatic tube current modulation parameters for the different values of tube voltage

Tube voltage, kv	Optima 64			Definition AS			Ingenuity core		
	NI, mAmin-Amax	Pitch	Collimation, mm	Ref. mAs	Pitch	Collimation, mm	DRI	Pitch	Collimation, mm
80	15.23 (10-400)	0.984	32×1.25	100	1	32×1.2	3	1.448	32×1.25

100	15.23 (10-480)	0.984	32×1.25	100	1	32×1.2	3	1.448	32×1.25
120	15.23 (10-560)	0.984	32×1.25	100	1	32×1.2	3	1.448	32×1.25

Observations

We used the following standard settings for all protocols: the rotation time of the tube was 1 sec; the scanning area – 300 mm from the tops of the lungs; reconstruction of all images was performed with 2 mm thick slice.

The effective dose was used as the dose value:

$$E = DLP \times Edlp$$

Where,

DLP (Data Length Product, product of dose by length) is the absorbed dose for the entire CT study in mGr*sm.

Edlp is the dose coefficient for the corresponding anatomical region mSv/(mGr*cm).

The dose coefficient for CT scanning of the chest is 0.017 mSv / (mGr * cm).

On Optima tomograph, using the Auto mA program, a decrease in the NI parameter entails stricter requirements for the quality of the CT image- noise reduction. To achieve this, the Auto mA program increases the current strength, which leads to an increase in the effective dose.

Care Dose program is aimed at selecting the current strength for individual patients in order to achieve image quality comparable to the image quality for the reference patient.

On Ingenuity Core tomograph, when using the Dose Right program an increase in the DRI parameter leads to an increase in the effective dose.

Table 3. Effective dose for body organs

Effective dose value for common diagnostic imaging	Effective dose(mSv)
Head CT	1-2
Chest CT	5-7
Abdomen CT	5-7
Abdomen and pelvis CT	8-14
Coronary CT angiography	5-15

Conclusion

In the article we examined the methods to improve (reduce) the radiation dose provided during the computed tomography. We have identified three main principles that affect it. That is, we considered everything from the attending physician to the manufacturers parameters.

The modulation of the tube current affects the reduction of the radiation dose. The automatic current modulation programs are specific for each manufacturer of diagnostic equipment. It was found that for the Auto mA program, the image noise was directly proportional to the NI parameter, and the effective dose of the patient decreased with increasing NI. For the Dose Right program, it was found that voltage had little effect on the effective dose, while in the Care Dose program, its value significantly increased with increasing voltage. With the implementation of the principle of increasing radiation protection of patients and the corresponding revision of the examination protocols it is necessary to find parameters that ensure the quality of the computed tomography image sufficient for the patient to solve the clinical problem with a minimum dose of radiation.

To keep radiation dose as low as reasonably achievable, two guiding principles must be followed:

- CT exams must be appropriately justified for clinical need;
- All technical aspects of each examination must be optimized.

Strategies for reducing the dose of Computed Tomography

- Determine the appropriate target image quality for each diagnostic task;
- Use the most effective method to achieve the target image quality;
- Optimize the dose performance of detector, collimator and beam- shaping filter; and
- Improve data processing.

Future perspectives:

The individualization of scanning methods according to the attenuation level, anatomical structure and clinical characteristics of each patient can be further improved with advanced automatic exposure adjustment techniques that select the appropriate tube potential and then modulate the current in the tube.

With steadily increasing computing power, iterative reconstruction is being introduced into every day clinical practice, which can lead to a significant improvement in image quality and reduction in radiation dose compared to conventional reconstruction algorithms based on filtered back projection.

References

1. NCRP Report Ionizing radiation exposure of the population of the United states, 2009, National Council on radiation protection and measurements: Bethesda, MD. PMID:19509607.
2. Radiation protection 180 pt. 1. Medical radiation exposure of the European population. European Commission, 2014, 181p.
3. Quality assurance programmer for computed tomography: diagnostic and therapy applications. Vienna. International Atomic energy Agency, 2012, 193 p.
4. Hyun W.G. CT radiation Dose optimization and estimation: an update for Radiologists. Korean J. Radiol., 2012. p 1-11.
5. Thompson J.D., Chakraborty D.P., Effect of reconstruction methods and x-ray tube current- time product on module detection in an anthropomorphic thorax phantom: A-crossed- modality JAFROS observer study. Med.Phys., 2016, p 74.
6. Patient-centered CT imaging: New methods for patient specific optimization of image quality and radiation dose. 2019.
7. Solomon J.B., Li X., Samei E. Relating noise to image quality indicators in CT examinations with tube current modulation. Med.Phys. 2013, Vol.200, p 593-600.
8. Singh S. Automatic exposure control in CT: applications and limitations. 2011, p 445-449.
9. Haaga J.R. Radiation dose management: Weighing risk versus benefit. 2001, p 289-291.
10. Matsubara K., Toyoda A., Assessment of an organ based tube current modulation in computed tomography. 2012.
11. Cha D., Kim C.K., Park JJ, Park B.K. Evaluation of hyperdense renal lesions incidentally detected on single phase CT. 2016. P 88.
12. Soderberg M. Gunnarsson M. Automatic exposure control in computed tomography- an evaluation of system from different manufacturers. 2010, p 625- 636.
13. Metz C.E. analysis in medical imaging: a tutorial review of the literature. Radiol. Phys. Technol., 2008, p 2-11.

А.А. Әлханова¹, Қ.Ш. Жумадилов¹, Т.Б. Даутов², Ғ.Ф. Абдықалық¹

¹Л. Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

²Астана медицина университеті, Астана, Қазақстан

Компьютерлік томография өту барысында пациенттердің сәулелену дозасын оңтайландыру әдістері

Аңдатпа. Компьютерлік томография – сәулелік диагностиканың ең тиімді әдісі. Компьютерлік томографиядан бастап пациенттердің сәулелену дозаларын қолайлы деңгейде ұстау үшін оңтайландыру принципін ұстану қажет. Оңтайландырудың ажырамас бөлігі пациенттер үшін дозаны төмендету мен сенімді диагностикалық кескіннің сапасы компьютерлік томография параметрлерімен анықталады. Мақаланың мақсаты – пациенттерге радиациялық әсерді төмендету болып саналады. Сол себепті біз ток модуляциясын қарастырдық. Бұл әдіс кескін сапасы мен шуды өзгертпестен сәулеленуді азайтады.

Түйін сөздер: компьютерлік томография, сурет сапасы, токтың автоматты модуляциясы, фантом, диагностика, сәулелену.

А.А. Алханова¹, К.Ш. Жумадилов¹, Т.Б. Даутов², Г.Ф. Абдыкалық¹

¹Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

²Медицинский университет Астана, Астана, Казахстан

Основные направления снижения дозы облучения пациентов при компьютерной томографии

Аннотация. Компьютерная томография – самый эффективный метод лучевой диагностики. Для поддержания доз облучения пациентов на приемлемом уровне, необходимо следовать принципу оптимизации, начиная с этапа компьютерной томографии. Неотъемлемой частью оптимизации является снижение дозы и качество достоверного диагностического изображения пациента, определяемое параметрами компьютерной томографии. Целью статьи является снижение радиационного воздействия на пациентов. По этой причине мы рассмотрели метод модуляции тока. Данный метод уменьшает степень излучения, не меняя качество изображения и шум.

Ключевые слова: компьютерная томография, качество изображения, автоматическая модуляция тока, фантом, диагностика излучения.

References

1. NCRP Report Ionizing radiation exposure of the population of the United states, 2009, National Council on radiation protection and measurements: Bethesda, MD. PMID:19509607.
2. Radiation protection 180 pt. 1. Medical radiation exposure of the European population. European Commission, 2014, 181p.
3. Quality assurance programmer for computed tomography: diagnostic and therapy applications. Vienna. International Atomic energy Agency, 2012, 193 p.
4. Hyun W.G. CT radiation Dose optimization and estimation: an update for Radiologists. Korean J. Radiol., 2012. p 1-11.
5. Thompson J.D., Chakraborty D.P., Effect of reconstruction methods and x-ray tube current- time product on module detection in an anthropomorphic thorax phantom: A-crossed- modality JAFROS observer study. Med.Phys., 2016, p 74.
6. Patient-centered CT imaging: New methods for patient specific optimization of image quality and radiation dose. 2019.
7. Solomon J.B., Li X., Samei E. Relating noise to image quality indicators in CT examinations with tube current modulation. Med.Phys. 2013, Vol.200, p 593-600.
8. Singh S. Automatic exposure control in CT: applications and limitations. 2011, p 445-449.

9. Haaga J.R. Radiation dose management: Weighing risk versus benefit. 2001, p 289-291.
10. Matsubara K., Toyoda A., Assessment of an organ based tube current modulation in computed tomography. 2012.
11. Cha D., Kim C.K., Park JJ, Park B.K. Evaluation of hyperdense renal lesions incidentally detected on single phase CT. 2016. P 88.
12. Soderberg M. Gunnarsson M. Automatic exposure control in computed tomography- an evaluation of system from different manufacturers. 2010, p 625- 636.
13. Metz C.E. analysis in medical imaging: a tutorial review of the literature. Radiol. Phys. Technol., 2008, p 2-11.

Сведения об авторах:

A. Alkhanova – Master’s student of the Faculty of Physics and Technology, Specialty 7M05308 “Medical Physics”, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 2 Satpayev str., Astana, Kazakhstan.

K. Zhumadilov – Head of International Department of Nuclear Physics, New Material and Technologies, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 2 Satpayev str., Astana, Kazakhstan.

T. Dautov – Head of Radiology Department, National Scientific Cardiac Surgery Center, Department of Radiology named after Academician Zh.Kh Khamzabaev, Astana Medical University, 49a Beibitshilik str., Astana, Kazakhstan.

G. Abdykalyk – Master’s student of the Faculty Physics and Technology, specialty 7M05308 “Medical Physics”, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 2 Satpayev str., Astana, Kazakhstan.

А.А. Әлханова – физика-техникалық факультетінің 7M05308 “Медициналық физика” мамандығының магистранты, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Сәтбаев көш., 2, Астана, Қазақстан.

Қ.Ш. Жумадилов – ядролық физика, жаңа материалдар мен технологиялар кафедрасының меңгерушісі, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Сәтбаев көш., 2, Астана, Қазақстан.

Т.Б. Даутов – радиология бөлімінің меңгерушісі, Ұлттық ғылыми кардиохирургиялық орталық, академик Хамзабаев Ж.Х. радиология кафедрасы, Астана медицина университеті, Бейбітшілік көш., 49а, Астана, Қазақстан.

Г.Ф. Абдықалық – физика-техникалық факультетінің 7M05308 “Медициналық физика” мамандығының магистранты, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Сәтбаев көш., 2, Астана, Қазақстан.

А.А. Алханова – магистрант физико-технического факультета, по специальности 7M05308 “Медицинская физика”, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, ул. Сатпаева, 2, Астана, Казахстан.

К.Ш. Жумадилов – заведующий международной кафедрой ядерной физики, новых материалов и технологий, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, ул. Сатпаева, 2, Астана, Казахстан.

Т.Б. Даутов – заведующий отделения радиологии, Национальный научный кардиохирургический центр, кафедра радиологии им. академика Хамзабаева Ж.Х., Медицинский университет Астана, ул. Бейбитшилик, 49а, Астана, Казахстан.

Г.Ф. Абдықалық – магистрант физико-технического факультета, по специальности 7M05308 “Медицинская физика”, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, ул. Сатпаева, 2, Астана, Казахстан.

Цифрлық және аналогтық рентген-маммографиялық аппараттарды қолдану кезіндегі сәулелік жүктемені салыстырмалы бағалау

Аңдатпа. Медициналық тәжірибеде рентгенологиялық зерттеулер нақты диагноз қоюда және емдеудің сапасын бақылауда маңызды рөл атқарады. Рентгенологиялық зерттеу бір немесе бірнеше рентгенологиялық процедуралардан тұратын ауруларды диагностикалау және алдын алу мақсатында пациентті тексеру үшін рентген сәулесін пайдалану болып табылады. Мақсатты рентгенография – зерттелетін органның шектеулі бөлігінің жалпақ бейнесін алуға мүмкіндік беретін рентгендік зерттеу әдісі.

Маммография – сүт безі қатерлі ісігін диагностикалаудың ең ауқымды әдісі. Оның көмегімен тіндер мен түзілімдердегі кез келген сатыдағы патологиялық өзгерістерді анықтауға болады.

Сүт безі қатерлі ісігі анықталған науқастардың орташа жасы 61,5 жасты құрайды. Сүт безі қатерлі ісігін емдеудің нәтижесі ісіктің анықталған сатысына тікелей байланысты, сондықтан сүт безі қатерлі ісігін ерте диагностикалау мәселесі өзекті мәселелердің біріне айналды. 40 жасқа дейін маммография скриннинг ретінде ұсынылмайды, себебі бұл жаста сүт безі қатерлі ісігінің пайда болуы сирек кездеседі. Маммография профилактикалық мақсатта 40 жастан бастап 2 жылда 1 рет, ал 50 жастан 60 жасқа дейін жыл сайын, содан кейін 2 жылда 1 рет жүргізіледі. Бұл мақаланың мақсаты – цифрлық және аналогтық рентген-маммографиялық аппараттарды пайдалану кезіндегі сәулелік жүктемеге салыстырмалы бағалау жүргізу.

Мақалада аналогтық және цифрлық рентген-маммографияны жүргізу кезіндегі сәулелік жүктемені азайту мүмкіндігі салыстырылды және бағаланды.

Түйін сөздер: рентген, рентген-маммография, цифрлық, аналогтық, спектр.

DOI: doi.org/10.32523/2616-6836-2023-142-1-33-40

1. Кіріспе

Маммография – сүт безі қатерлі ісігін ерте сатысында анықтау әдісі. Маммографияның мақсаты сүт бездерінің тіндеріне әсер ететін ауруларды диагностикалау және зерттеу.

Қазіргі уақытта маммография қарқынды дамуда: жаңа технологиялар енгізілуде, диагностикалық мүмкіндіктердің ауқымы кеңейуде, денеге минималды радиациялық жүктемелері бар аппараттар қолданылуда.

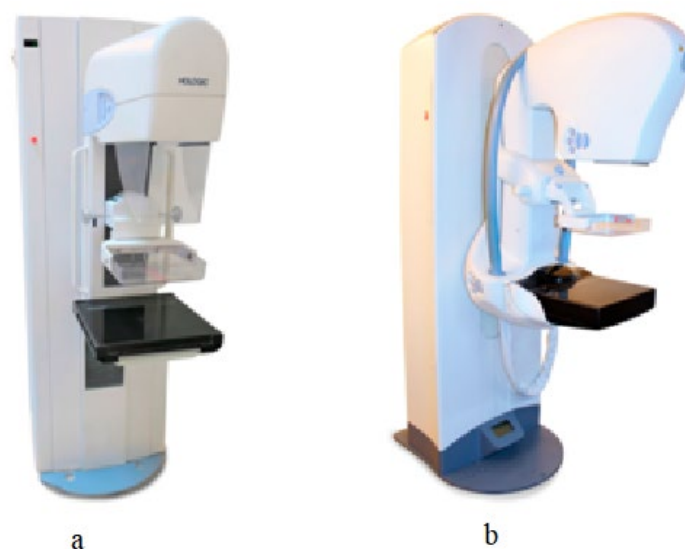
Маммографияның мүмкіндіктері соңғы жылдары зерттерудің жаңа түрлерінің пайда болуына байланысты айтарлықтай кеңейді: цифрлық, оптикалық, магниттік – резонанстық әдістер[1].

Қазіргі кезде аналогтық (пенкалық) және цифрлық маммографтар қолданылады:

Аналогтық маммография 1-2 мм тіндердің өзгеруін анықтай алатын жоғары сапалы рентген суреттерін шығаратын төмен дозалы сәулеленуді пайдаланады. Бұл маммограф пенкалы кассеталарды пайдаланады, нәтиже кеудені әртүрлі бұрыштарда көрсететін пленкадағы сурет болып табылады.

Цифрлық маммография рентген сәулелерін цифрлық детекторға түсіреді. Содан кейін бұл

детектор рентген сәулелерін компьютерге жіберілетін электрондық сигналдарға түрлендіреді. Нәтижесінде компьютерлік кескіндерді жоғары ажыратылымдықтағы мамандырылған мониторда көруге болады.



Сурет 1. Маммографиялық аппараттар: а) аналогтық, б) цифрлық

Маммографияға қойылатын рентгенологиялық талаптар:

- Жеткілікті кеңістіктік ажыратылымдылық
- 50 мкм-ге дейінгі бөлшектерді визуализациялау керек
- Кескіндегі жеткілікті контраст
- Төмен энергиялы рентген спектрлері қажет
- Кең динамикалық диапазон
- Жасқа байланысты кеудедегі өзгерістерге байланысты қажет
- Диагностикалық кескін сапасына сәйкес келетін ең төмен доза.

2. Әдістер

Кесте 1. Аналогтық және цифрлық маммография: техникалық айырмашылықтар [2]

Компоненттер	Аналогтық	Цифрлық
Рентген түтігі (нысана)	молибден немесе родий	молибден немесе родий, вольфрам
Тор	қозғалатын немесе қозғалмайтын	қосымша
Экспозиция уақыты	2-3 секунд	1-6 секунд
Орташа алынатын доза	3 мГр-ден аз	аналогпен салыстырмалы түрде аз
Детектор түрі	экран пленкасы бар кассета	қатты күйдегі құрылғы (сызықтық немесе 2D)
Детектордың өлшемі	18x24 см немесе 24x30 см	18x23 см немесе 19x25 см
Кеңістіктік ажыратылымдылық	25-33 мкм	40-100 мкм

Кескін контрастының ажыратылымдылығы	шамамен 0,04	аналогпен салыстырмалы жоғары
Динамикалық диапазон (ендік)	25-100	5000 - 10000
Шу	кванттық және пленкалық детальдар	кванттық және электронды
Кескіндерді әзірлеу	ылғал өңдеу	ылғал немесе құрғақ лазерлік принтерлер немесе цифрлық
Кескіндерді көрсету	жарық қорабы	катодты сәулелік түтік немесе жарық қорабы
Кескіндерді өңдеу	пленканы өңдеу	автоматтандырылған жобалау (CAD) немес кейінгі өңдеу

Без тіндердегі бір реттік экспозиция кезіндегі орташа доза Монте – Карло модельдеу негізінде бағаланады[3]:

$$MGD = K g c s \quad (1)$$

Мұндағы K – кері шашырау кезіндегі кіріс беткі ауа кермасы, ал g, c, s – рентгендік сипаттамаларды, сүт безінің құрамын (май мен безді тіндердің әртүрлі пайыздары) ескеретін қайта есептеу коэффициенттері. S коэффициенттері Mo/Mo , Mo/Rh , Rh/Rh үшін қолданылады.

Рентген спектрі 3 фактордың жиынтығымен анықталады:

1. Рентген түтігінің анод материалы
2. Рентген сәулесін фильтрлеу үшін қолданылатын материал
3. Кернеу (кВ)

Анод: маммографиялық жабдықтардың көбінде молибден анодтары қолданылады. Кейбір жүйелерде операторға немесе автоматты басқару жүйесіне молибден немесе родий арасында таңдауға мүмкіндік беретін қос жолды анод бар[4].

Фильтр: молибден кәдімгі фильтр материалы болып табылады, бірақ кейбір жүйелерде таңдауға болатын балама родий фильтрі бар. Молибден фильтрін тек молибден анодымен қолдану керек, ал родий фильтрін молибден және родий анодтарымен қолдануға болады. Рентгенографияның басқа барлық түрлерінде қолданылатын вольфрам аноды бар алюминий фильтрлері маммография үшін қолданылмайды.

3. Нәтиже және талдау

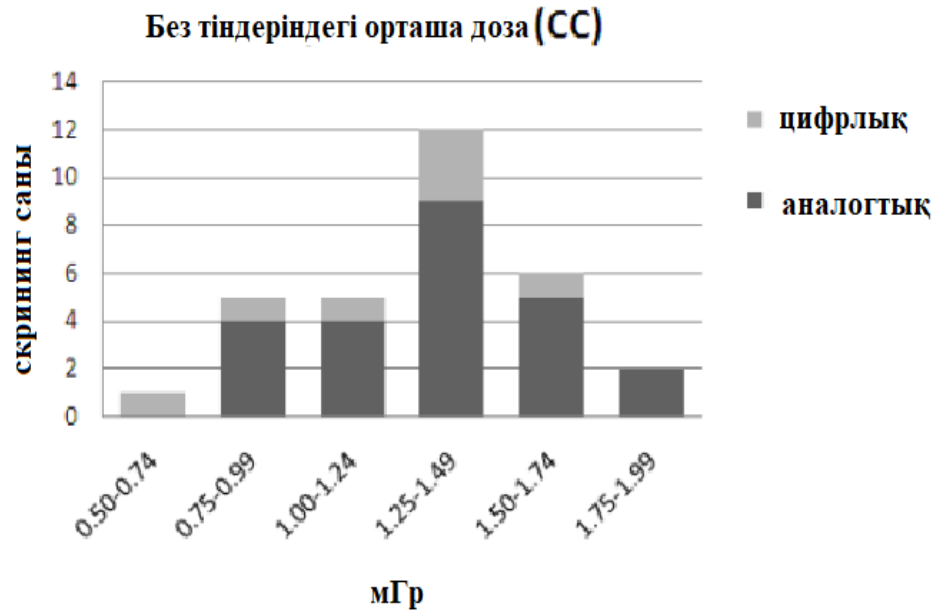
Бұл зерттеу 31 скринингтік бөлімде қаралған 1567 әйелден жиналған техникалық параметрлерге негізделген: 24 аналогтық және 7 цифрлық маммография аппараты. Әрбір бөлімнен шамамен 50-ге жуық зерттеу параметрлері жинақталған. Тексерілген әйелдердің орташа жасы – 58 жас (диапазон: 48-70 жас). Осы зерттеу нәтижесіне сүйене отырып скрининг кезінде алынатын доза мөлшерін салыстырамыз[5].

Маммографиялық скринингтік тексеру екі проекцияда жүргізіледі[6]:

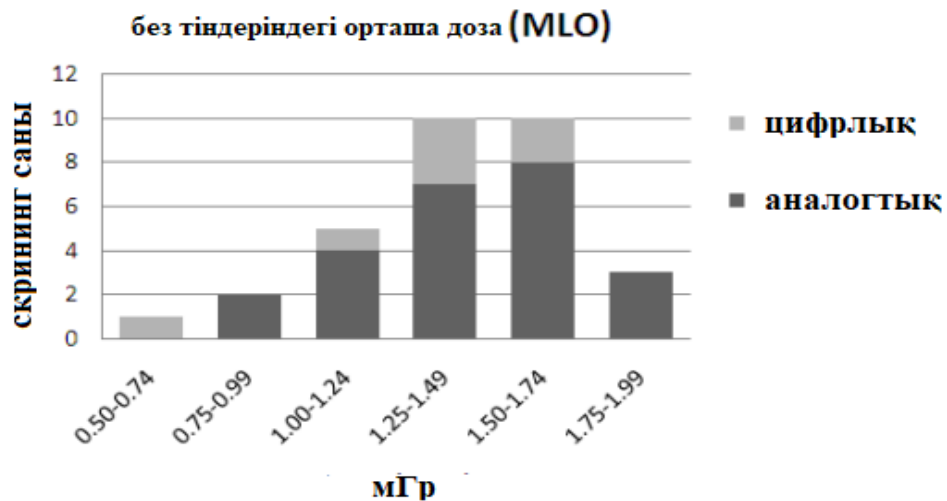
- Кранио – каудальды (CC)
- Медиальды - бүйірлі қиғаш (MLO)

Без тіндеріндегі орташа доза скрининг бірліктеріне байланысты айтарлықтай өзгерді (диапазон: 1,27 мГр (CC), 1,44 мГр (MLO)) (сурет 2)[7].

а)



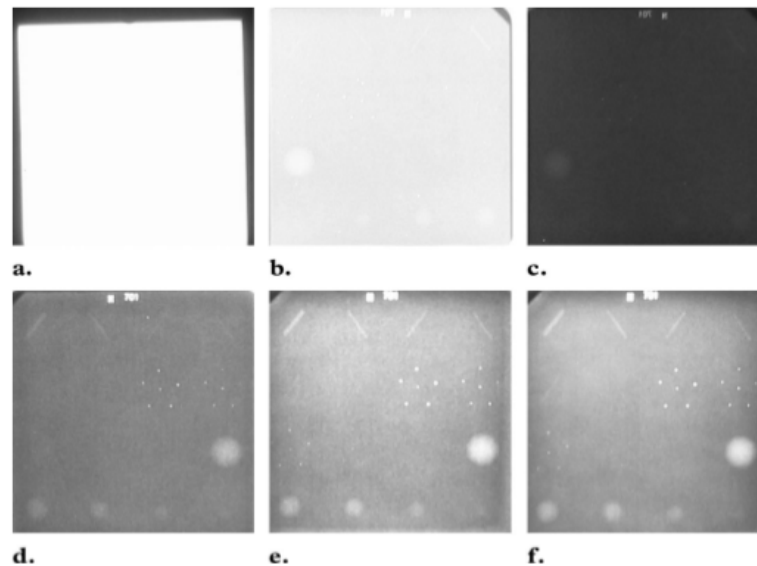
б)



Сурет 2. Скринингтік қондырғылар үшін без тіндеріндегі бір реттік әсер үшін орташа доза а) кранио – каудальды (CC), б) медиальды – бүйірлі қиғаш (MLO)

Зерттеу нәтижесінен алынған диаграммада көрсетілгендей цифрлық маммография аз сәулелену дозасын көрсетті. 1.а-суретте көрсетілгендей CC проекцияда аналогтық маммография жоғары дозаны (1,99 мГр) екі реттік скринингтік тексеруде, ал 1.б – суретте MLO проекцияда үш реттік скринингтік тексеруде көрсетті. Без тіндеріндегі орташа доза аналогтық маммографиямен салыстырғанда цифрлық маммографияда CC проекциясы кезінде 11,5 %-ға, MLO проекциясы кезінде 12,4% - ға төмен болды[8].

Аналогтық маммографияның динамикалық диапазоны шектеулі, ал цифрлық маммографияның динамикалық диапазоны кең. Аналогтық маммографиямен салыстырғандағы цифрлық маммографияның потенциалды артықшылықтары 3-суретте көрсетілген, онда экспозицияны автоматты басқарудың жарты және екі есе режиміндегі екі экспозициясы бар, аналогтық маммография жүйесімен алынған сүт безі фантомы бейнеленген [9].



Сурет 3. (a-c) Аналогтық маммография жүйесінің экспозицияны автоматты басқаруы арқылы (a), жарты миллиампер-секунд (b) мәнін және қос миллиампер-секунд мәнін (c) пайдалану арқылы алынған сүт безі фантомының кескіндері.

Кескіндер жоғары жарықтылығы бар қарау терезесінде көрсетіледі. (d-f) аралықта толық өрісті цифрлық маммография жүйесі арқылы алынған кескіндер. Экспозицияның жеткіліксіздігінің кескін сапасына әсері шуды жоғарылату болып табылады, ал шамадан тыс ұзақ экспозиция және кеуде сәулесінің жоғары дозасы арқылы шуды азайтады. Цифрлық маммографияларда (d-f) аралықта жеткіліксіз экспозиция және шамадан тыс экспозиция кескіннің контрастына әсер етпейді.

Аналогтық маммографиямен салыстырғанда цифрлық маммографияның негізгі артықшылықтары 3-суретте көрсетілген, онда автоматты экспозицияны реттеу (AEC) параметрлері бар аналогтық маммография жүйесі арқылы алынған сүт безі фантомы, содан кейін AEC техникасының жартысы мен екі еселенген екі экспозициясы көрсетілген. Содан кейін фантом аналогтық маммография көрсеткіштерімен бірдей техникалық сипаттамалары бар цифрлық маммографиялық жүйеде көрсетілді. Терезе мен деңгейлер құрғақ лазерлік принтерге басып шығарар алдында цифрлық кескіндерге түзетілді. Аналогтық маммографиялық және цифрлық маммографиялық кескіндер де жоғары жарықтығы бар дисплейде көрсетілді. Кең динамикалық диапазон және кескінді өңдеу мүмкіндіктері цифрлық маммографиялық кескіндерді, тіпті экспозициясы аз әдісті қолдану арқылы алынған кескін шулы болса да, үш әдіспен визуализациялауға мүмкіндік береді. Екінші жағынан, аналогтық маммографияның кескіндері жеткіліксіз немесе қалыпты жағдайдан екі есе аз болады. Бұл пленканың шектеулі динамикалық диапазонына байланысты және қайта түсірудің ықтимал қажеттілігін көрсетеді [10].

4. Қорытынды

Мақалада аналогтық маммография мен цифрлық маммография мүмкіндіктері мен артықшылықтары салыстырылды. Осы екі әдіс арасында сүт безі қатерлі ісігін анықтауда айтарлықтай айырмашылықтардың жоқтығын көрсететін ерте клиникалық зерттеулердің нәтижесіне қарамастан, еске түсіру жиілігі мен биопсия жиілігінің айтарлықтай төмендеуі сияқты нәтижелер клиникалық күтімдегі цифрлық маммографияның артықшылықтарын көрсетеді. Цифрлық маммография артықшылықтарына кең динамикалық диапазон, қайталап көру мүмкіндігін азайту, сәулелену дозасын азайту мүмкіндігі, науқастың өткізу қабілетін арттыру және цифрлық деректерді жинау жатады. Бұл артықшылықтар сүт безінің жағдайын бағалау үшін негіз

ретінде толық функционалды цифрлық маммографиялық жүйелерді құруға көмектеседі.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Jemal A, Tiwari RC, Murray T, et al. Cancer statics//. CA Cancer J Clin 2004 – 54:8. – p.29.
2. Hendrick, R.E., et al., Comparison of acquisition parameters and breast dose in digital mammography and screen-film mammography in the American College of Radiology Imaging Network digital mammographic imaging screening trial// AJR Am J Roentgenol, 2010. – 194(2). – p. 3629-3623.
3. Obenauer, S., K.P. Hermann and E. Grabbe, Dose reduction in full – field digital mammography: an anthropomorphic breast phantom study//Br J Radiol, 2003. – 76(907). p.478-482.
4. Hermann, K.P., et al., Average glandular dose with amorphous silicon full – field digital mammography// Clinical results. Rofo, 2002. – 174(6). – p. 696-699.
5. Moran, P., et al., A survey of patient dose and clinical factors in a full – field digital mammography system// Radiat Prot Dosimetry, 2005. – 114(1-3). – p. 375 – 379.
6. Gennero, G. and C. di Maggio, Dose comparison between screen/film and full – field digital mammography// Eur Radiol, 2006. – 16(11). – p. 2559-2566.
7. ICRP, 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection (Users Edition)// Ann. ICRP 37 (2-4). – 2007.
8. Monnin, P., et al., A comparison of the performance of modern screen-film and digital mammography systems// Phys Med Biol, 2005. – 50(11). – p. 2617-2631
9. Sarno A, Mettivier G, Di Lillo F, Bliznakova K, Sechopoulos I, Russo P. Homogeneous vs. patient specific breast models for Monte Carlo evaluation of mean glandular dose in mammography//Phys Med 2018. – 51. – p.56–63.
10. Sarno A, Mettivier G, Di Lillo F, Russo P. A Monte Carlo study of monoenergetic and polyenergetic normalized glandular dose (DgN) coefficients in mammography//Phys Med Biol 2016. – 62. – p. 306–325.

Г. Сайранбек¹, Т.Б. Даутов²

¹Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан

²Национальный кардиохирургический центр, Астана, Казахстан

Сравнительная оценка лучевой нагрузки при использовании цифровых и аналоговых рентген–маммографических аппаратов

Аннотация. В медицинской практике рентгенологические исследования играют важную роль в постановке точного диагноза и контроле качества лечения. Рентгенологическое исследование заключается в использовании рентгеновского излучения для обследования пациента с целью диагностики и профилактики заболеваний, состоящих из одной или нескольких радиологических процедур. Целевая рентгенография - это метод рентгенологического исследования, который позволяет получить плоское изображение ограниченной части исследуемого органа.

Маммография - самый обширный метод диагностики рака молочной железы. С его помощью можно выявить патологические изменения в тканях и образованиях на любой стадии.

Средний возраст пациентов, у которых диагностирован рак молочной железы, составляет 61,5 года. Исход лечения рака молочной железы напрямую зависит от выявленной стадии опухоли, поэтому проблема ранней диагностики рака молочной железы стала одной из актуальных. До 40 лет маммография не рекомендуется в качестве скрининга, потому что в этом возрасте рак молочной железы встречается редко. Маммография проводится в профилактических целях с 40 лет 1 раз в 2 года, а с 50 до 60 лет – ежегодно, затем 1 раз в 2 года.

Цель данной статьи – провести сравнительную оценку лучевой нагрузки при

использовании цифровых и аналоговых рентген-маммографических аппаратов.

В статье сравнивалась и оценивалась возможность снижения лучевой нагрузки при проведении аналоговой и цифровой маммографии.

Ключевые слова: рентген, рентген-маммография, цифровой, аналоговый, спектр.

G. Sairanbek¹, T. Dautov²

¹*L.N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan*

²*National Scientific Cardiac Surgery Center, Astana, Kazakhstan*

Comparative assessment of radiation load when using digital and analog X-ray mammography devices

Abstract. In medical practice, X-ray examinations play an important role in making an accurate diagnosis and monitoring the treatment quality. X-ray examination is the use of X-ray radiation to examine a patient in order to diagnose and prevent diseases consisting of one or more radiological procedures. Target radiography is a method of X-ray examination that allows obtaining a flat image of a limited part of the organ under study.

Mammography is the most extensive method to diagnose breast cancer. With its help, it is possible to identify pathological changes in tissues and formations at any stage.

The average age of patients diagnosed with breast cancer is 61.5 years. The outcome of breast cancer treatment directly depends on the identified stage of tumor, therefore early diagnosis of breast cancer has become one of the most urgent problems. Before the age of 40, mammography is not recommended as a screening, because breast cancer happens rarely at this age. Mammography is carried out for preventive purposes once in 2 years starting from the age of 40, and annually between the age of 50 to 60, and after that – once in 2 years.

The purpose of this article is to make a comparative assessment of radiation load when using digital and analog X-ray mammography devices.

The article compared and evaluated the possibility of reducing radiation exposure during analog and digital mammography.

Keywords: X-ray, X-ray mammography, digital, analog, spectrum.

References

1. Jemal A, Tiwari RC, Murray T, et al. Cancer statics, 2004. *CA Cancer J Clin* 2004, 54:8-29.
2. Hendrick, R.E., et al., Comparison of acquisition parameters and breast dose in digital mammography and screen-film mammography in the American College of Radiology Imaging Network digital mammographic imaging screening trial. *AJR Am J Roentgenol*, 2010. 194(2): p. 3629. 23
3. Obenauer, S., K.P. Hermann and E. Grabbe, Dose reduction in full – field digital mammography: an anthropomorphic breast phantom study. *Br J Radiol*, 2003. 76(907): p.478-82.
4. Hermann, K.P., et al., Average glandular dose with amorphous silicon full – field digital mammography – Clinical results. *Rofo*, 2002. 174(6): p. 696-9.
5. Moran, P., et al., A survey of patient dose and clinical factors in a full – field digital mammography system. *Radiat Prot Dosimetry*, 2005. 114(1-3): p. 375 – 9.
6. Gennero, G. and C. di Maggio, Dose comparison between screen/film and full – field digital mammography. *Eur Radiol*, 2006. 16(11): p. 2559-66.
7. ICRP, 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection (Users Edition). *Ann. ICRP* 37 (2-4). 2007.
8. Monnin, P., et al., A comparison of the performance of modern screen-film and digital mammography systems. *Phys Med Biol*, 2005. 50(11): p. 2617-31

9. Sarno A, Mettivier G, Di Lillo F, Bliznakova K, Sechopoulos I, Russo P. Homogeneous vs. patient specific breast models for Monte Carlo evaluation of mean glandular dose in mammography. *Phys Med* 2018;51:56–63.
10. Sarno A, Mettivier G, Di Lillo F, Russo P. A Monte Carlo study of monoenergetic and polyenergetic normalized glandular dose (DgN) coefficients in mammography. *Phys Med Biol* 2016;62:306–25.

Авторлар туралы мәліметтер:

Г. Сайранбек – ядролық физика, жаңа материалдар және технологиялар халықаралық кафедрасының 2 курс магистранты, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Сәтбаев көш., 2, Астана, Қазақстан.

Т.Б. Даутов – медицина ғылымдарының докторы, профессор, радиология бөлімінің меңгерушісі, ұлттық ғылыми кардиохирургиялық орталық, академик Хамзабаева Ж.Х. атындағы радиология кафедрасы, Астана медицина университеті, Бейбітшілік көш., 49а, Астана, Қазақстан.

Г. Сайранбек – магистрант 2 курса международной кафедры ядерной физики, новых материалов и технологий, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, ул. Сатпаева, 2, Астана, Казахстан.

Т.Б. Даутов - доктор медицинских наук, профессор, заведующий отделения радиологии, Национальный научный кардиохирургический центр, кафедра радиологии им. академика Хамзабаева Ж.Х., Медицинский университет Астана, ул. Бейбитшилик, 49а, Астана, Казахстан.

G. Sairanbek – a 2nd year master`s student of International Department of Nuclear Physics, New Materials and Technologies, L.N. Gumilyov Eurasian National University, 2 Satpayev str., Astana, Kazakhstan.

T. Dautov – Doctor of Medical Sciences, Professor, Head of Radiology Department, National Research Cardiac Surgery Center, Department of Radiology named after Academician Zh.Kh. Khamzabaev, Astana Medical University, 49a Beibitshilik str., Astana, Kazakhstan.

Бас редакторы: **К.Ш. Жумадилов**

Авторларға арналған нұсқаулықтар,
жарияланым этикасы журнал сайтында берілген: <http://bulphysast.enu.kz>

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің Хабаршысы.
Физика. Астрономия сериясы.
- 1(142)/2023 - Астана: ЕҰУ. - 41 б.
Шартты б.т. – 2.5. Таралымы - 15 дана.
Басуға қол қойылды: 30.03.2023 ж.
Ашық қолданыстағы электронды нұсқа: <http://bulphysast.enu.kz>

Мазмұнына типография жауап бермейді

Редакция мекен-жайы: 010008, Қазақстан Республикасы Астана қ.,
Сәтбаев көшесі, 2.

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті
Тел.: +7(71-72) 70-95-00 (ішкі 31-315)

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің баспасында
басылды.