**О применимости калибровки Лоренца к электродинамике Николаева**

А.Ю. Дроздов

Необходимость введения в четвёртое уравнение Максвелла дополнительного (из электродинамики Николаева) слагаемого обусловлено необходимостью объяснения ЭМИ ядерного взрыва и ЭМИ в опытах Ф.Ф. Менде [Является ли заряд инвариантом скорости? <http://fmnauka.narod.ru/javljaetsja_li_zarjad_invariantom_skorosti.pdf> <http://www.forum.za-nauku.ru/index.php/topic,3653.0.html> ].

Объяснение возникновения ЭМИ при сферически симметричном взрывном образовании плазмы, данное Ф.Ф. Менде, не выдерживает критики по следующим причинам.

- рассуждения, применённые Ф.Ф. Менде при выводе скалярно-векторного потенциала не применимы в случае центрально-симметричного движения зарядов.

- предположение Ф.Ф. Менде о зависимости величины заряда от скорости лично мне представляется недостаточно обоснованным, так как это его предположение не проверялось на фактическом экспериментальном материале, связанном с использованием циклотронов.

А именно: если, согласно Ф.Ф. Менде, величина заряда растёт со скоростью, то это может быть экспериментально проверено следующим образом. Известно, что круговая частота циклотрона определяется следующим выражением



При разгоне электрона в циклотроне происходит рассогласование частоты, которое в настоящее время объясняется на основе релятивистских представлений о зависимости массы электрона от его скорости



где . В соответствии с релятивистскими представлениями круговая частота электрона в циклотроне определяется выражением



Ф.Ф. Менде для зависимости заряда электрона от скорости приводит формулу



Если кроме релятивистских представлений о росте массы электрона со скоростью принять представления Ф.Ф. Менде о росте заряда со скоростью, то круговая частота электрона в циклотроне должна определяться выражением



При графическом сравнении зависимостей (1.3) и (1.5) обнаруживается следующее – если принять формулу Менде для зависимости заряда от скорости, то рассогласование частоты в циклотроне с ростом скорости должно происходить при гораздо более высоких скоростях, что может быть проверено на практическом материале использования циклотронов



Однако независимо от результатов этой проверки предположение Ф.Ф. Менде о зависимости величины заряда от скорости основаны на его рассуждениях, применённых при выводе скалярно-векторного потенциала, которые не применимы в случае центрально-симметричного движения зарядов. [ [http://www.forum.za-nauku.ru/index.php/topic,3653.msg31959.html#msg31959](http://www.forum.za-nauku.ru/index.php/topic,3653.msg31959.html%23msg31959) ]

Действительно, пусть мы имеем три ИСО. Первая неподвижная. Вторая движется со скоростью . Третья со скоростью . В третьей ИСО расположен заряженный стержень. Во второй появляется прибавка магнитного поля dB. А в первой прибавка электрического поля dE.

Однако в случае разогретой плазмы мы имеем не единственный движущийся заряженный стержень. Таких "стержней", движущихся во всех направлениях с различными скоростями очень много.

В случае разогретой плазмы, имеющей сферическую симметрию, о распределении "стержней" по скоростям можно утверждать следующее: сколько стержней движется со скоростью 2dv, столько же движется со скоростью -2dv.

Таким образом для разбора ситуации нам достаточно ввести в рассмотрение ещё две ИСО: четвёртая,  движущаяся со скоростью -dv. И пятая, движущаяся со скоростью -2dv. При этом в пятой ИСО имеется ещё один заряженный стержень.

В четвёртой ИСО появляется прибавка магнитного поля -dB. А в первой ИСО появляется прибавка электрического поля -dE.

Таким образом мы видим, что согласно предложенного Менде при выводе скалярно-векторного потенциала механизма в конфигурации сферически симметричной разогретой плазмы суммарная прибавка электрического поля равна нулю.

Возможное объяснение ЭМИ, основанное на релятивистских представлениях об уменьшении объёма со скоростью, вследствие чего увеличивается объёмная плотность заряда электронного газа при неизменности заряда наталкивается на следующие возражения

- отрицательный результат эксперимента Майкельсона Морли не нуждается в релятивистском сокращении длины в качестве основания для своего объяснения. Потому как в ставшем уже классическим объяснении эксперимента Майкельсона Морли, приведённом во многих учебниках и в частности в википедии ошибочно нарисован ход лучей в интерферометре.

- более поздние опыты Майкельсона Морли с модифицированным неравноплечевым интерферометром опровергли предположение о релятивистском сокращении длины

- если вокруг области сферического взрыва очертить сферу объёма много большего чем занимает плазма во время взрыва, таким образом, чтобы частицы плазмы взрыва не пересекали поверхность этой воображаемой сферы, то объём этой сферы никак не будет зависеть от скорости частиц плазмы внутри этого объёма. Следовательно, суммарная объёмная плотность всех зарядов, находящихся внутри этого объёма не меняется. Тем не менее на поверхности этого объёма регистрируется импульс ЭМИ.

Таким образом, единственным разумным объяснением ЭМИ сферически симметричного взрыва является индукция Николаева, записанная им [] в следующем виде



Мне представляется необходимым дополнить данное Николаевым уравнение продольной электрической индукции множителем  который по аналогии с параметром  из классической электродинамики можно было бы назвать продольной магнитной проницаемостью вещества или вакуума.

Ниже я покажу, что продольная магнитная проницаемость  должна отличаться от обычной классической магнитной проницаемости как для веществ так и для вакуума.

Итак, четвёртое уравнение Максвелла для удовлетворительного объяснения явлений ЭМИ ядерных и иных центрально-симметричных взрывов плазмы должно иметь вид



где 

Наряду с индукцией Николаева в электродинамике широко известна индукция Фарадея, выражающаяся во втором уравнении Максвелла



Выражение электрического поля через векторный и скалярные потенциалы, удовлетворяющее второму уравнению Максвелла, а значит и явлению Фарадеевской индукции имеет вид



Взяв дивергенцию этого выражения получаем



Откуда



Приравняв полученное выражение к дополненному индукцией Николаева четвёртому уравнению Максвелла , получаем волновое уравнение



Из полученного уравнения видно, что если бы продольная и обычная магнитная проницаемость были бы равны друг другу для веществ и для вакуума, то скалярный потенциал не зависел бы от времени.

Исходя из вышеизложенного, мы можем дополнить рассуждения Е.И. Тамма, которые он приводит при выводе понятия ток смещения, «исходя из убеждения в правильности уравнения неразрывности»



Запишем первое уравнение Максвелла в виде



Возьмём от него дивергенцию



Далее



Но исходя из дополненного индукцией Николаева четвёртого уравнения Максвелла



Откуда для тока смещения запишем



Выразим , используя уравнение



Это выражение может быть удовлетворено, если положить для тока смещения



Подставляя это выражение в первое уравнение Максвелла получаем



Составим из первого уравнения Максвелла волновое уравнение



Таким образом, вместе с



Получаем систему волновых уравнений

Применив калибровку Лоренца



Получаем





Полеченные волновые уравнения отличаются от классических волновых уравнений [Тамм] учетом того обстоятельства, что магнитная проницаемость вакуума, проявляющаяся в явлениях индукции Фарадея и индукции Николаева должна отличаться.

**Расчёт задачи центрально-симметричного электрического вибратора**

Взятая за основу данного расчёта идея происхождения электромагнитного импульса центрально-симметричного взрыва была сформулирована В.Н. Фефеловым: «Поток релятивистских электронов из первичной неравновесной плазмы резко обгоняет тяжелые ядра и образует сферический конденсатор с меняющейся емкостью. Это порождает по формулам Николаева переменное СМП (скалярное магнитное поле) и далее - продольную волну». Для решения задачи вычисления поля центрально-симметричного взрыва, был использован метод, применённый Таммом в § 98 «Осциллятор. Запаздывающие потенциалы поля осциллятора»

Условия задачи следующие. Электронный газ, а также газ положительных ионов в результате взрыва имеют центрально сферически симметричное распределение плотности заряда и скорости. Предположим, что нам дано распределение плотностей заряда для электронного газа  их для газа положительно заряженных ионов  , в зависимости от расстояния от центра взрыва. Кроме того, исходя из распределения радиальных проекций скоростей  и  мы знаем также и радиальные компоненты плотности тока и 

Применим скалярный и векторный запаздывающие потенциалы





Которые в сферической системе координат запишутся следующим образом





Здесь надо иметь в виду следующее: Формулы и приводятся в курсах электродинамики как решения уравнений Даламбера. Однако в рамках настоящей работы эти уравнения могут быть получены как решения уравнений и поэтому магнитная проницаемость в формуле должна быть взята как разность магнитных проницаемостей из законов индукции Фарадея и индукции Николаева.

Пусть точка ******  – центр взрыва. Пусть  - радиус вектор, проведённый из ******точку наблюдения . Пусть  - радиус вектор проведённый из произвольной точки взрыва  в точку наблюдения .



Где  - есть расстояние от точки взрыва  до центра взрыва ***.*** Раскладывая выражение для 



в ряд Тейлора и пренебрегая вторыми и старшими степенями , получаем



Далее, согласно [Тамм] выражая в подынтегральных выражениях для скалярного и векторного потенциалов через , разлагая в ряд Тейлора и ограничиваясь двумя членами разложения (что допустимо для дальней, волновой, зоны) мы получаем выражение для скалярного потенциала как сумму двух интегралов, первых из которых равен полному заряду системы  с множителем  , вынесенным за знак интеграла, а второй интеграл  равен дивергенции, взятой по точке наблюдения вектора Герца системы .

В контексте решаемой задачи оба этих интеграла равны нулю. Первый – в виду изначальной электронейтральности системы. Второй – в виду того, что дипольный момент сферически симметричной системы зарядов равен нулю. Что, впрочем, справедливо также и для квадрупольного, октупольного моментов, а также мультипольных моментов более высоких порядков. Это обстоятельство позволяет распространить полученные выводы не только на дальнюю волновую зону, но также и на ближнюю зону.

Рассматривая разложение в ряд выражения для векторного потенциала мы в контексте решения данной задачи отбрасываем равное нулю первое слагаемое, являющееся производной по времени вектора Герца системы . Но вот второе слагаемое, отброшенное Таммом при рассмотрении поля линейного осциллятора, в контексте рассмотрения поля центрально-симметричного осциллятора следует рассмотреть.

Итак, интеграл



Ввиду независимости от  можно записать в следующей форме



Интеграл



Представляет собой величину, которую мы назовём скалярным моментом  центрально-симметричной системы зарядов в момент 

Таким образом векторный потенциал равен



Это выражение можно в окончательной форме записать как дивергенцию в точке наблюдения



Выражение стоящее под знаком дифференцирования математически аналогично такому понятию как вектор Герца. Поэтому для удобства восприятия я буду в дальнейших выкладках именовать его *скаляром Герца*.

**Расчёт ЭМИ центрально-симметричного взрыва   
на основе скалярного электрического момента**

Выделим условно четыре периода развития взрыва: период испарения и ионизации вещества – образование плазмы, период разогрева плазмы, период разлёта частиц из центра взрыва, сопровождающийся ростом дебаевского радиуса системы, и период схлопывания, сопровождающийся уменьшением дебаевского радиуса системы.

Примем также что период разлёта частиц происходит без столкновений частиц друг с другом. Для периода разлёта частиц рассмотрим приближение, в котором на расстоянии r от центра в каждый момент периода разлёта частиц скорость и ускорение частиц одного и того же типа одинакова.

Для расчёта скалярного момента выразим плотность тока следующим образом



учитывая, что плотность и скорость частиц не зависит от полярных координат.

Скалярный момент



Для вычисления связанной со скалярным моментом компоненты электрического поля в первое слагаемое формулы подставляем . Получаем



Поскольку не зависит от времени мы имеем право поменять порядок дифференцирования и отдельно рассмотреть производную скалярного момента по времени .



Поверхностный интеграл нормальной компоненты электрического поля по поверхности сферы радиуса  будет иметь вид



где выражение для скалярного момента определено в следующем виде



Рассмотрим движение заряженных частиц (электронов) заключенных в объёме, ограниченном поверхностями сферы радиусов  и . За время  эти частицы переместятся таким образом, что они будут заключены в объёме между поверхностями радиуса  и . Если во время разлёта частиц осуществляется подвод энергии, тогда существенный вклад в  вносит рост скорости частиц. Теперь предположим, что подвод энергии на исходе и в какой-то момент происходит стабилизация скорости частиц . В этот момент положительный вклад в производную по времени скалярного момента вносит процесс расширения облака заряженных частиц. При расширении облака частиц концентрация убывает с квадратом . Но в подынтегральное выражение входит , чем обусловлена положительная величина . Положительная величина производной по времени скалярного момента будет сохраняться некоторое время и на стадии замедления (вследствие кулоновского взаимодействия) скорости разлетающихся электронов вплоть до момента когда будет выполняться равенство . В момент когда для основной массы разлетающихся электронов вследствие их замедления в кулоновском поле станет выполняться условие производная по времени скалярного момента поменяет знак.

Рассмотрим производную в выражении для скорости изменения векторного потенциала



Предположим, что  столь велико, что при его изменении как верхнего предела интегрирования в формуле скалярного момента интеграл не меняется по той причине, что разлетающиеся частицы не достигают поверхности радиуса . Тогда при вычислении производной  в можно производную по времени скалярного момента вынести за знак дифференцирования по 



Таким образом, слагающая электрического поля, создаваемая эффектом разлёта заряженных частиц



Эта формула по своей форме аналогична закону Кулона [Тамм, $3]



В котором роль дополнительного «заряда» играет величина



Слово «заряд» применительно к формуле я беру в кавычки поскольку фактически здесь имеет место лишь возникновение электрического поля как производной по времени векторного потенциала.

Предположим теперь, что  не настолько велико и поэтому при его изменении как верхнего предела интегрирования в формуле скалярного момента интеграл изменяется по той причине, что разлетающиеся заряженные частицы пересекают поверхность сферы радиуса . Тогда



Где



Первое слагаемое в возникает благодаря пересечению поверхности сферы заряженными частицами, а второе - учёт эффектов запаздывания потенциала. Благодаря множителю второе слагаемое существенно меньше первого. В итоге получаем



Дополнительная компонента электрического поля



Уточнённая формула для дополнительного «заряда»



Данная формула может быть использована для объяснения результатов экспериментов, регистрирующих импульс электрического поля в процессе центрально симметричного взрыва плазме.

**Сравнение с результатами эксперимента**

Пусть в конце фазы разогрева первоначальная плазма имеет радиус  а изначальная плотность частиц равна  Для распределения радиальной компоненты скорости частиц примем линейную аппроксимацию в виде:



Где  средняя тепловая скорость частиц,  коэффициент пропорциональности

Принимая в качестве статистики распределения скорости частиц по окончании периода разогрева плазмы распределение Максвелла



Получаем среднюю тепловую скорость частиц  откуда



В описании своего опыта в работе «Является ли заряд инвариантом скорости?» Менде приводит следующие данные

“Если посчитать энергию, необходимую для разогрева, плавления и испарения медной проволоки диаметром 0.2 мм и длиной 5 мм то она составит около 8 Дж. При этом температура паров меди уже будет составлять около 2800 К. Энергия же конденсатора ёмкостью 3000 мкФ, заряженного до напряжения 300 В составляет 135 Дж. Следовательно, энергия порядка 125 Дж уйдёт на разогрев паров меди и окружающего воздуха, на их ионизацию и то световое и другие виды излучения, которое сопутствует нагреву газа и плазмы.”

Итак, объём меди превращаемой в плазму равен  масса этой меди равна  количество вещества  число атомов 

Энергия разряда конденсатора 

Для вычисления затрат энергии для нагревания до температуры плавления берём табличные данные теплоёмкости меди при постоянном давлении в из

Источники: 1. В.Е. Зиновьев. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. 2. Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1967 — 474 с.

T = [300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1100, 1200, 1300, 1357.6]  
Cp = [385.0, 397.7, 408.0, 416.9, 425.1, 432.9, 441.7, 451.4, 464.3, 480.8, 506.6, 525.2]   
Интерполируя кубическими сплайнами и интегрируя в пределах от 300 до 1357.6 К получаем  Дж/кг Умножая на массу меди получаем 0.653 Дж

Затраты энергии на плавление 0.287 Дж

Далее, когда через медную проволоку проходит разряд большой мощности, то она не просто испаряется при температуре кипения меди, а за счёт инерционности и малого времени разряда давление внутри меди возрастает до очень больших значений. При достаточной мощности разряда есть вероятность достижения критического давления внутри меди. Поэтому дальнейшие расчёты будем производить в предположении, что жидкая медь достигает критической точки

Расчётные данные о термодинамических свойствах меди в критической точке берём из <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0009261408015790>

Chemical Physics Letters 467 (2009) 318–322. The predictions of the critical point parameters for Al, Cu and W found from the correspondence between the critical point and unit compressibility line (Zeno line) positions. E.M. Apfelbaum \*, V.S. Vorob’ev. Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Science, Izhorskaya 13, Stroenie 2, 125412 Moscow, Russia

В этой работе приводится сводная таблица расчётных значений критических параметров меди, полученных разными способами

7093 1.95 This work

7620 1.4 Scaling [27] A.A. Likalter, Phys. Rev. B 53 (1996) 4386.

8390 2.4 Extrapolation [28] V.E. Fortov, A.N. Dremin, A.A. Leont’ev, Teplofizila vysokih temperatur 13

(1975) 984 (in Russian).

Рассчитываем объём меди в критическом состоянии 

Рассчитываем первоначальный радиус как радиус шара меди в критическом состоянии объёма 





Затраты энергии на ионизацию исходя из энергии ионизации меди (первый электрон) 745 кДж/моль в предположении 100 процентной степени ионизации составляют 16.4268 Дж

Затраты на нагрев жидкой меди до состояния критического пара оценить достаточно сложно поэтому я попытаюсь приблизительно оценить их как затраты на нагрев при постоянном давлении (4.998 Дж) и плюс затраты на испарение при постоянном давлении (6.716 Дж) + энергию на сжатие пара до расчётного критического давления (450 атмосфер) А = 12.7477 Дж





Остаток энергии, который идёт на разогрев уже ионизированной плазмы



равен 93.825 Дж

Промежуток времени в течение которого происходит нагрев ионизированной плазмы равен

 сек

Максимальная разность температур, которая может быть сообщена ионизированной плазме равна 

При этом ее температура может составить 

В температурных единицах 1 эВ соответствует откуда максимальная температура плазмы в электронвольтах равна 

Из литературы

Нагрев и ускорение плазмы при взрыве проводника в вакууме в сильном магнитном поле

Журнал технической физики, 1999, том 69, вып. 5

Ю.Э.Адамьян, В.М. Василевский, С.Н. Колгатин, Г.А.Шнеесон  
Наилучшее совпадение с данными эксперимента даст расчёт при начальной плотности 1 кг/м3 и начальной температуре 5 эВ

Допуская в распределения радиальной компоненты скорости частиц коэффициент пропорциональности равным

Подставляя формулу линейной аппроксимации радиальной скорости частиц в и для скалярного электрического момента получаем выражение



Теперь исследуем в соответствии с формулой дополнительный заряд возникающий благодаря производной по времени скалярного момента. В системе СИ



Учитывая только лишь рост температуры методом конечных разностей в соответствии с формулой



Для дополнительного «заряда» была получена величина  кулон

Применяя вместо дифференцирования по времени 



 кулон

Что касается уточнённой формулы то второе ее слагаемое равно нулю ввиду того что заряженные частицы в процессе разогрева плазмы не достигают точки наблюдения (внутренняя поверхность клетки Фарадея), а результат вычисления третьего слагаемого, связанного с попыткой учесть запаздывание потенциала, равен  кулон

В работе Менде измеренный в процессе разогрева плазмы дополнительный заряд, рассчитывается следующим образом. «Рассмотрим решение задачи для случая сферической конфигурации этих элементов, когда разогретая плазма находится в центре сфер. Будем также считать, что размеры сгустка плазмы значительно меньше размеров экранов, т.е. будем рассматривать случай точечного заряда. Будем считать, что радиус клетки Фарадея равен  , а радиус внешнего экрана равен  . В рассматриваемой установке максимальный радиус нижней части экрана клетки Фарадея составляет 0.11 м, а радиус внешнего экрана равен 0.15 м. Эти размеры примем для сферических поверхностей, рассматриваемых в задаче, для ориентировочного расчёта величины эквивалентного заряда. Амплитуда отрицательной части импульса, составляет 30 мВ. Для этого случая максимальная величина эквивалентного заряда взрыва, образовавшегося в процессе разогрева плазмы, будет равен»



Этот дополнительный заряд имеет отрицательное значение.

Таким образом расчёт основанный на предположении о том, что импульс электрического поля при центрально-симметричном взрыве плазмы связан, согласно представлений классической электродинамики, дополненных понятием скалярного электрического момента, - с производной по времени векторного потенциала в удалённой от центра взрыва точке измерения электрического поля оказывается не в состоянии правильно оценить знак импульса.

Поэтому возникает предположение о том, что кроме рассмотренного выше явления имеет место также компонента импульса электрического поля, связанная с градиентом в точке измерения скалярного потенциала, который в свою очередь связан с возникновением действительного *дополнительного заряда* в форме изменения во времени дивергенции векторного потенциала (скалярного магнитного поля, по Г.Николаеву), но уже не в точке наблюдения, а в области расширяющейся плазмы взрыва. В данном контексте понятие *дополнительный заряд* я употребляю без кавычек.

**Расчёт ЭМИ центрально-симметричного взрыва   
на основе концепции скалярного магнитного поля**

Подставляя выражение для скалярного момента в форме в запишем выражение для векторного потенциала



Для радиальной компоненты векторного потенциала



Вычисляем дивергенцию векторного потенциала, воспользовавшись формулой векторного анализа 



Расписываем  пренебрегая при этом эффектами запаздывания потенциала





В полученной формуле первое слагаемое в формуле векторного потенциала представляет собой часть уже знакомую по результатам предыдущей главы. Это слагаемое отличается тем, что оно, во-первых, не равно нулю внутри области плазмы, а также оно не исчезает при удалении на значительное расстояние от плазмы. Второе слагаемое отличается тем, что имеет не нулевое значение внутри области взрыва, но превращается в ноль при удалении, поэтому оно не участвовало в вычислении векторного потенциала в точке наблюдения.

Возникновении первого слагаемого при дифференцировании по скаляра Герца имеет чисто геометрическую природу, а вот второе слагаемое имеет, если можно так выразиться, уже конвективную природу.





Итак, промежуточный результат



Упрощая по первому варианту. Дифференцируем второе слагаемое внутри скобок





При суммировании результата дифференцирования с первым слагаемым мы можем заметить каким образом учёт ранее не учтённого второго слагаемого приводит к изменению не только величины, но также и знака получаемого результата.







Получаем



Дополнительная компонента электрического поля







Откуда (учитывая уравнение  ) связанная с этим плотность дополнительного «заряда»





Производя вычисления дополнительного заряда, возникшего в эксперименте, подставляя и в и применяя вместо дифференцирования по времени  в системе СИ по формулам





Получаем величину дополнительного заряда равную



Что достаточно близко к экспериментально измеренному значению.

Рассмотрим слагаемое дивергенции векторного потенциала, обусловленное сферической геометрией, не включая в расчёт учитывая конвективное слагаемое. Для этого произведём выкладки, оставив в только лишь первое слагаемое













Расчёт дополнительного заряда по формулам скалярно-векторного потенциала Менде





-0.2544e-5 кулон, - приводит к результату, завышенному на 8-9 порядков

**Ещё один способ расчёта ЭМИ   
на основе концепции СМП**

Упрощая по второму варианту







Учитывая формулу векторного анализа 



Учитывая уравнение непрерывности 





Получаем



Теперь вычисляем связанную с сферически симметричным движением заряженных частиц компоненту электрического поля





Откуда (учитывая уравнение  ) связанная с этим плотность дополнительного «заряда»



С точки зрения электро*динамической* теории полученные результаты указывают на необходимость введения в четвертое уравнение Максвелла дополнительного слагаемого. Действительно, уравнение известное из курса *электростатики* при применении теоремы Гаусса даёт в итоге нулевую радиальную компоненту электрического поля на поверхности большого радиуса  в рассматриваемой задаче взрыва электро- нейтральной плазмы.

**Итерационный алгоритм учитывающий влияние кулоновского взаимодействия частиц   
в процессе центрально-симметричного взрыва**

Примем, что по окончании периода разогрева плазмы статистика распределения скорости частиц подчиняется распределению Максвелла



Плотность частиц можно выразить как количество частиц, заключенных в объёме между поверхностями сферы радиуса  и  . Поскольку в нашем приближении скорость частиц одного и того же типа однозначно связана с расстоянием от центра то можно записать



Учитывая, что для вычисления концентрации частиц в конкретный момент времени  и поэтому мы можем взять второе слагаемое полного дифференциала . Таким образом



Принимая в первом приближении качестве максвелловскую статистику распределения скорости частиц и принимая в качестве начальных условий  получаем



Полученная формула не учитывает кулоновское взаимодействие частиц, которое несомненно приведёт к тому что в последующие моменты времени статистика распределения частиц уже будет отличаться от распределения Максвелла. Тем не менее эту формулу представляется использовать в качестве начальных условий в итерационных алгоритмах, призванных учесть влияние кулоновского взаимодействия частиц на развитие процесса.

Другим менее точным (чем итерационные алгоритмы) подходом было бы, пренебрегая фактом неравновесности процесса, ввести в формулу статистики распределения частиц больцмановскую поправку  учитывающую удельную потенциальную энергию  каждой частицы в электрическом поле.



Но прежде чем искать в общем виде вид функции здесь представляется целесообразным сделать качественные оценки величины скалярного момента, также оценить вклад скалярного момента в формирование дополнительной к кулоновскому полю компоненты электрического поля, которое далее может быть использовано при расчёте удельной потенциальной энергии частиц.

Итак, поскольку плотность тока имеет только радиальную компоненту, и принимая в первом приближении 



Подставляя получаем оценку скалярного момента

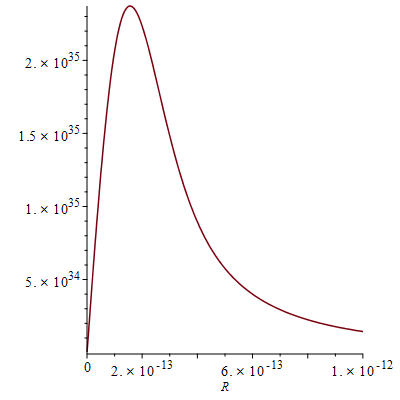


Радиальная компонента электрического поля, создаваемого только лишь положительными ионами в начальные моменты времени





Для момента t = 10^(-16) при T\_\_e := 10000 и N := 10^19 эта функция имеет вид



Удельная потенциальная энергия  каждой частицы в электрическом поле

