

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Ф.Ф. МЕНДЕ

доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник
НИИ Криогенного приборостроения
Физико-технический институт низких
температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
г. Харьков, Украина
E-mail: mende_fedor@mail.ru

По программе «Starfish» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу. При этом был зафиксирован электрический импульс с большой напряженностью электрического поля и малой длительностью. До настоящего времени это явление не нашло своего надежного теоретического обоснования. В работе сделана попытка объяснения этого эффекта на основе зависимости скалярного потенциала заряда от его скорости. При этом используется новое понятие скалярно-векторного потенциала, которое устанавливает связь между скалярным потенциалом заряда и его относительной скоростью.

Ключевые слова: ядерный взрыв, электрический импульс, скалярный потенциал, канатные трюки.

F.F. MENDE

Doctor of Technical Sciences, Senior Research
Research institute for cryogenic instrument engineering
B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics
and Engineering, NAS Ukraine, Kharkov, Ukraine
E-mail: mende_fedor@mail.ru

According to the program «Starfish» of the USA exploded in space above Pacific Ocean H-bomb. In this case electric pulse with the large tension of electric field was fixed. Up to now this phenomenon did not find its reliable theoretical substantiation. In the work is made an attempt at the explanation of this effect on the basis of the dependence of the scalar potential of charge on its relative speed. In this case the new concept of scalar-vector potential, which establishes the connection between the scalar potential of charge and its relative speed, is used.

Key words: nuclear explosion, electric pulse, scalar potential, rope trick.

Введение

По программе «Starfish» 9 июля 1962 США взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу с тротиловым эквивалентом 1,4 Мт. Это событие поставило перед научной общественностью очень много важных научных вопросов [1, 2]. Перед этим в 1957 г. будущий нобелевский лауреат доктор Ханс Альбрехт Бете (Hans A. Bethe), основываясь на теории дипольного излучения, предсказал, что при подобном взрыве будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ), при этом напряженность поля на поверхности земли составит не более 100 В/м. Поэтому вся измерительная аппаратура, которая должна была регистрировать электромагнитное излучение, была настроена на регистрацию таких напряженностей полей. Но при взрыве бомбы произошло неожиданное, оказалось, что напряженность электрических полей, начиная с эпицентра взрыва, и далее на протяжении более 1000 км достигла нескольких десятков тысяч вольт на метр. Электрический импульс имел не только очень

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИМПУЛЬС КОСМИЧЕСКОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО ВЗРЫВА

ELECTRIC IMPULSE OF SPACE THERMONUCLEAR EXPLOSION

большую амплитуду, но и очень малую длительность порядка 50 нс.

Поскольку прогноз доктора Бете не оправдался, то в последующем было выдвинуто ряд теорий, призванных объяснить экспериментальные данные.

Наибольшую известность получила теория, в которой предполагается, что формирование импульса обязано релятивистским комптоновским электронам, которые выбивает из молекул воздуха жесткое рентгеновское излучение, генерируемое облаком взрыва. Эти электроны двигаются с релятивистскими скоростями в направлении распространения гамма излучения, что и приводит к обнаруженному эффекту. Эта модель предполагает, что процесс формирования импульса не есть свойством самого взрыва, а является вторичным эффектом, связанным с тем, что рентгеновское излучения выбивает из молекул воздуха комптоновские электроны. Из нее следует, что импульс распространяется из ионосферы в нижние слои атмосферы, и,

следовательно, его поля выше ионосферы, непосредственно в самом космосе, отсутствуют. Но, если при помощи рассмотренных теорий еще как-то можно объяснить наличие электрических полей в зоне видимости взрыва, то факт сильных возмущений ионосферы на больших расстояниях от взрыва, которые ему сопутствовали, объяснить трудно. Так, после взрыва в течение нескольких десятков минут отсутствовала радиосвязь с Японией и Австралией, и даже на расстоянии в 3200 км от эпицентра взрыва были зафиксированы возмущения ионосферы, которые в несколько раз превышали те, которые бывают обусловлены самыми мощными вспышками на Солнце. Взрыв повлиял и на космические аппараты. Три спутника импульсом были сразу выведены из строя. Заряженные частицы, появившиеся в результате взрыва, были захвачены магнитосферой Земли, в результате чего их концентрация в искусственном радиационном поясе Земли увеличилась на два-три порядка. Воз действие радиационного пояса привело к быстрой деградации солнечных батарей и электроники еще у семи спутников, в том числе и у первого коммерческого телекоммуникационного спутника Телестар. В общей сложности взрыв вывел из строя треть космических аппаратов, находившихся на низких орbitах в момент взрыва.

При взрыве в космосе термоядерного заряда по программе «Программа К», который был осуществлен в СССР в этом же году, радиосвязь и радарные установки были также блокированы на расстоянии до 1000 км. В результате испытаний было установлено, что высотные ядерные взрывы характеризует импульс, который значительно превышающего по амплитуде величину импульса, имеющего место при приземных взрывах той же мощности. Было обнаружено, что регистрация последствий космического ядерного взрыва возможна на больших (до 10 тысяч километров) расстояниях от его эпицентра.

С точки зрения существующих понятий классической электродинамики комптоновские модели вызывают серьезные вопросы. Например, почему все комптоновские электроны должны двигаться синфазно с фронтом γ -излучения с релятивистской скоростью. У комптоновских электронов вектор скорости имеет пространственное распределение, в связи с этим нельзя получить такой короткий фронт нарастания импульса, как это имеет место в действительности. В электродинамике теоретически отсутствуют такие механизмы, которые дают возможность получить в данном месте однополярный импульс электрического поля без пространственного разделения зарядов. Но за время нарастания импульса, которое исчисляется десятками наносекунд, получить пространственное разделение зарядов, которое обеспечит полученную на эксперименте напряженность поля, невозможно. Сама же комптоновская ионизация оставляет всю систему в целом

электронейтральной. Кроме этого, ионосфера не имеет резкой границы, поэтому ее ионизация рентгеновским излучением будет проходить постепенно по мере продвижения фронта этого излучения, что приведет к увеличению длительности конечного импульса до нескольких десятков миллисекунд.

Известно, что проблему этого явления пытался в свое время решить и академик Я.Б. Зельдович [3]. Однако в имеющихся публикациях нет информации о том, что им эта проблема была решена. Следовательно, все говорит о том, что в рамках существующей классической электродинамики результаты, полученные при испытаниях по программе «Starfish» и «Программа К», объяснить пока нельзя.

В чем заключается опасность прогнозов, которые дает модель комптоновских электронов? Проблема в том, что эта модель исключает возможность наличия полей импульса в самом космосе. Предположим, что эта модель неверна, и, опираясь на нее, как в прошлом на неверные предсказания доктора Бете, будет произведен очередной взрыв ядерного заряда в космосе, который выведет из строя большое количество спутников. Причем этот взрыв может быть как запланированным, так и осуществленным в террористических целях. Тогда оправдываться уже будет поздно.

Электрический импульс ядерного взрыва в концепции скалярно-векторного потенциала

Предпримем попытку, используя концепцию скалярно-векторного потенциала, разработанную в работах [4...6], объяснить возникновение рассмотренного импульса, а также покажем, что при взрыве ядерного заряда в космосе, там существуют не поля ЭМИ, а импульсные электрические поля (ИЭП), в которых магнитное поле отсутствует. Покажем также, что поля ИЭП в космосе имеют гораздо более значительные величины, чем в атмосфере и на земной поверхности.

В соответствии с указанной концепцией скалярный потенциал электрона зависит от его относительной скорости

$$\varphi(v) = \frac{ech \frac{v}{c}}{4\pi\epsilon_0 r},$$

где e – заряд электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; v – относительная скорость заряда; c – скорость света.

В начальный момент термоядерного взрыва температура сгустка плазмы может достигать нескольких сот миллионов градусов. При таких температурах электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Предположим, что температура образовавшегося при взрыве плазменного сгустка в начальный момент составляет $\sim 10^8$ K, а общий вес бомбы и головной части ракеты, выполненных из металла

со средней плотностью электронов $\sim 5 \times 10^{22} \text{ л/см}^3$, составляет 1000 кг. При удельном весе металла $\sim 8 \text{ г/см}^3$ общее количество свободных электронов в образовавшейся плазме, в предположении, что все атомы будут одинаково ионизованы, составит $\sim 5 \times 10^{27}$. Наиболее вероятная скорость электронов при указанной температуре определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}},$$

где k_B – постоянная Больцмана; T – температура облака взрыва; m – масса электрона.

Учитывая в разложении гиперболического косинуса только члены $\sim \frac{v^2}{c^2}$, для приращения скалярного потенциала получаем

$$\Delta\varphi \approx \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r mc^2}, \quad (1)$$

где r – расстояние от центра взрыва до точки наблюдения. Напряженность радиального электрического поля, соответствующая такому приращению потенциала, можно найти из выражения:

$$E = \frac{\Delta q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r^2 mc^2}, \quad (2)$$

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{mc^2} \quad (3)$$

есть эквивалентный заряд облака взрыва. Под этой величиной нужно понимать превышение заряда электронного газа по сравнению с его равновесным значением в металле. Это приращение связано с тем, что электроны имеют большую относительную скорость.

Следует сказать, что при разогреве плазмы ионы тоже приобретают дополнительную скорость, однако, поскольку их скорость значительно меньше, чем скорость электронов, приращением их скалярного потенциала можно пренебречь.

В соответствии с формулой (2) напряженность радиального электрического поля в эпицентре взрыва при заданных выше параметрах составит $\sim 7 \times 10^6 \text{ В/м}$. Конечно, неизвестна ни точная начальная температуры облака взрыва, ни масса бомбы и ракетоносителя, ни материалы, из которых изго-

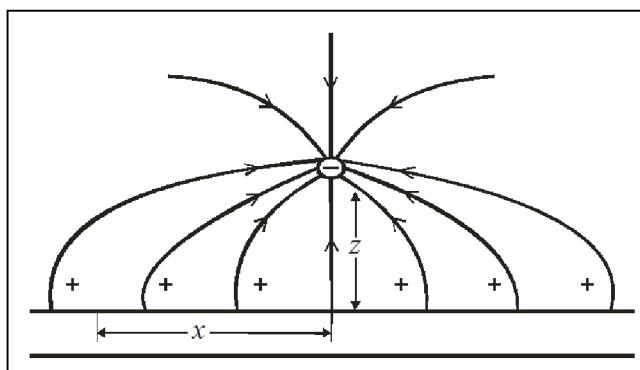


Рис. 1. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью

товлены эти элементы, ни степень ионизации атомов. Корректируя эти данные, можно достаточно просто получить величины полей приближающиеся к экспериментальным значениям. При решении этого вопроса следует учесть также экранирующее действие ионосферы.

Сначала рассмотрим случай, когда ионосфера отсутствует (рис. 1). Для упрощения задачи будем считать, что поверхность Земли представляет идеально проводящая бесконечная плоскость. Решение задачи распределения полей для заряда, находящегося над такой плоскостью, хорошо известно [7].

Горизонтальное электрическое поле на поверхности такой плоскости отсутствует, а нормальная его составляющая равна

$$E_{\perp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}},$$

где q – величина заряда; z – кратчайшее расстояние от заряда до плоскости; x – расстояние от точки наблюдения до точки пересечения вертикали, опущенной с точки, где находится заряд, на саму плоскость.

Ниже проводящей плоскости электрические поля отсутствуют. Такая конфигурация полей связана с тем, что заряд, находящийся над проводящей плоскостью, индуцирует в ней такую поверхностную плотность зарядов, которая полностью компенсирует горизонтальную и вертикальную составляющую электрического поля заряда в проводящей плоскости. Зависимость величины поверхностного заряда от координаты x можно определить из соотношения:

$$\sigma(x) = \epsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (4)$$

Если проинтегрировать $\sigma(x)$ по координате x , то получим величину заряда, находящегося над проводящей плоскостью. Таким образом, чтобы электрические поля заряда q не проникли через проводящую плоскость, в ней должно содержаться количество свободных зарядов, дающих суммарный заряд не менее чем заряд q . Рассмотрим с этих позиций экранирующее действие ионосферы (рис. 2).

Если заряд будет возникать в указанной на рисунке точке, то он будет собирать под собой имеющиеся в ионосфере свободные заряды противоположного знака для компенсации тех полей, которые он создает в ней. Однако если количество свободных положительных зарядов в ионосфере будет меньше, чем то, которое необходимо для полной компенсации эквивалентного заряда взрыва, то его поля проникнут сквозь ионосферу. При этом проникающие поля, в силу экранирующего действия ионосферы, могут быть меньше, чем поля над ней. Всю эту картину можно описать только качественно, потому что точно не известна ни толщина ионосферы, ни степень ее ионизации по высоте.

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих зарядов. Схематически этот процесс изображен на рисунке 3.

Стремление образовавшегося заряда собрать под собой компенсирующие заряды приведет к продольной поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды будут находиться в ионосфере непосредственно в прямой видимости под зарядом и здесь их будет в избытке, в то время как за пределами прямой видимости в избытке будут отрицательные заряды. И вся система заряд–ионосфера–земля получит дополнительный дипольный момент. Распределение наведенного заряда в ионосфере будет зависеть от высоты, на которой находится заряд, а также от положения Солнца по отношению к заряду, т.к. от его положения зависит степень ионизации ионосферы.

При ядерном взрыве синхронно с электрическими радиальными полями,двигающимися от облака взрыва со скоростью света,двигается и фронт рентгеновского излучения. Это излучение также будет ионизировать атмосферу,увеличивая ее проводимость, а это, в свою очередь, увеличит защитные функции атмосферы от проникновения в нее импульсов последующих взрывов, если такие имеются. Кроме того, поскольку отрицательный потенциал плазменного сгустка в начальный момент взрыва очень большой, то из сгустка будет временно выброшено какое-то количество электронов, которые также через некоторое время попадут в ионосферу. Частичная нейтрализация электронов, попавших в ионосферу, произойдет, когда положительные ионы плазменного сгустка тоже достигнут ионосферы. Но это будет касаться только тех ионов, радиальная составляющая скорости которых была направлена в сторону ионосферы. Те же электроны и ионы, радиальная составляющая которых была направлена в сторону от нее, покинут пределы земного тяготения и будут представлять подобие того солнечного ветра,

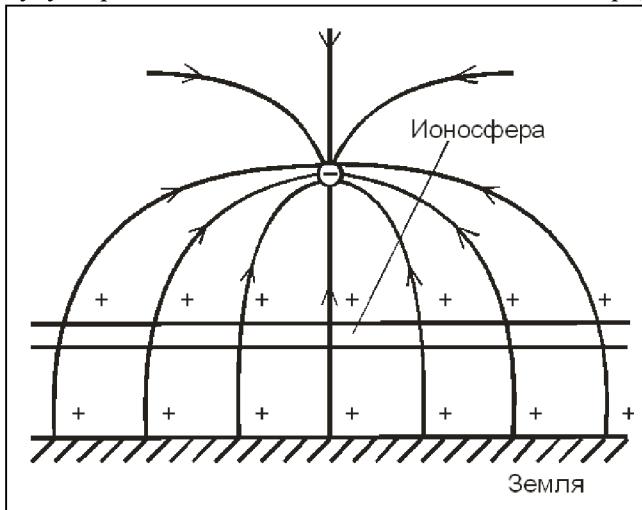


Рис. 2. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы

который является следствием испарения солнечной короны или вспышек на солнце. Сейчас только схематически обрисованы те сложные процессы, которые сопутствуют ядерному взрыву, и предстоит еще большая работа, по воссозданию этих процессов для реальных условий. Очевидно, что сделать это можно только численными методами.

Рассмотренная модель говорит о том, что ядерный взрыв приведет не только к возникновению ИЭП в зоне прямой видимости, но и к глобальному возмущению ионосферы. Известно, что взрывы по программе «Starfish» и по программе «Программа K» привели к наличию больших помех радиотехническим и радиолокационным системам. Конечно, электрические поля в космосе, генерируемые таким взрывом, имеют очень большие величины и представляют большую опасность для космических аппаратов.

Теперь вернемся к горизонтальной составляющей электрических полей на земной поверхности, генерируемых при взрыве. Понятно, что эти поля представляют тангенциальную составляющую радиальных полей, идущих от точки взрыва. Именно эти поля и вызывают компенсирующие токи, которые создают компенсирующие поверхностные заряды. Можно вычислить порядок суммарных токов, которые будут иметь радиальную направленность по отношению к эпицентру взрыва. Для этого вычислим суммарный компенсирующий поверхностный заряд на поверхности земли, который должен образоваться при взрыве атомного заряда. Этот заряд равен заряду плазменного сгустка с обратным знаком

$$q = 4\pi\epsilon_0 r^2 E .$$

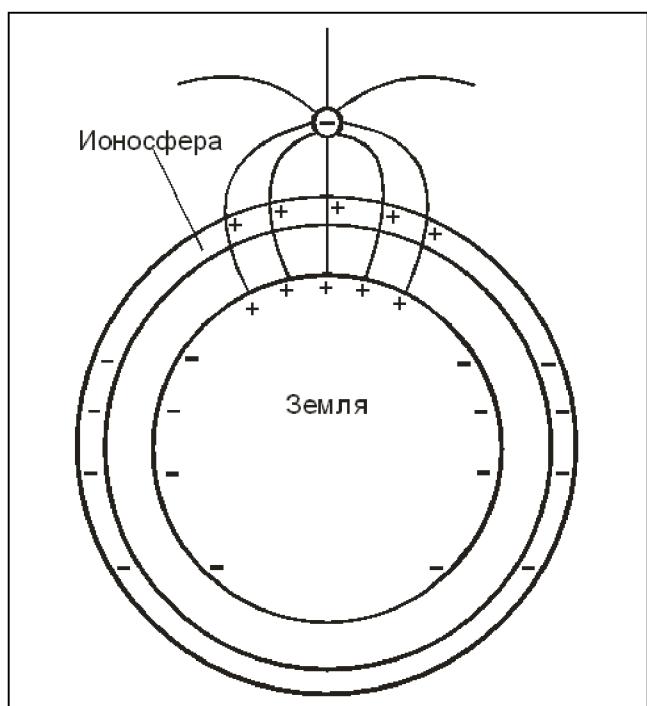


Рис. 3. Отрицательный заряд над поверхностью сферической ионосферы

Проведя вычисления по этой формуле, исходя из реально измеренных вертикальных напряженностей электрических полей в эпицентре взрыва ($5,2 \times 10^4$ В/м), при расстоянии до взрыва 400 км получаем заряд $\sim 10^6$ Кл. Значение же приращения заряда, вычисленное по формуле (3), составят $\sim 1,2 \times 10^7$ Кл. Такое расхождение, как уже сказано, может быть связано с экранирующим действием ионосферы. Если нарастания импульса электрического поля составляет ~ 50 нс, то суммарный ток, направленный к эпицентру взрыва, должен составлять $\sim 10^{12}$ А. Конечно, эта цифра несколько завышена, потому что компенсирующие заряды притягиваются не к одной точке, являющейся эпицентром взрыва, а к достаточно обширной области в его окрестности. Но даже, если эту величину уменьшить на несколько порядков, то по-прежнему величина компенсирующих токов будет очень большой. Теперь понятно, почему на острове Оаху, находящемся на расстоянии 1300 км от эпицентра взрыва, сгорели 300 уличных фонарей, а близ Джесказгана в воздушной телефонной линии протяженностью 570 км возникли токи $\sim 2,5$ кА и сгорели все плавкие предохранители. Даже на силовой кабель протяженностью более 1000 км, соединяющий Алмаату и Ақмолу, и имеющий бронированный экран из свинца, оплетку из стальной ленты, и находящийся на глубине 0,8 м, возникли такие наводки, что сработали автоматы, отключив от кабеля электростанцию. Конечно, импульс тангенциальных токов, хотя и менее значительный, чем на земной поверхности, будет и в ионосфере, что приведет к ее возмущению в глобальных масштабах.

Весь процесс формирования ИЭП при взрыве заряда в космосе можно описать следующим образом. В момент взрыва за время детонации ядерного заряда, которое длится несколько наносекунд, образуется плотный сгусток плазмы с температурой в несколько десятков и даже сотен миллионов градусов. Этот сгусток генерирует мощное гамма излучение, которое распространяется во все стороны от сгустка со скоростью света. Одновременно генерируется радиальное электрическое поле, которое также распространяется в радиальном направлении от сгустка со скоростью света. Радиальные электрические поля ИЭП и гамма-излучение достигают ионосферы одновременно. При своем дальнейшем движении в сторону поверхности земли, если мощности взрыва для этого достаточно, рентгеновское излучение начинает ионизировать и слои атмосферы, находящиеся ниже ионосферы. Одновременно будут происходить процесс ионизации верхних слоев атмосферы и проникновения в них радиального электрического поля. В ионизованных слоях за счет наличия радиального электрического поля возникнут радиальные токи, которые приведут к расслоению зарядов и к вертикальной поляризации проводящих слоев. Процессы поляризации атмосферы будут длиться столько времени, сколько будет су-

ществовать радиальное поле, а также проводимость ионизированного воздуха. Поскольку ионосфера не сможет обеспечить заряд, необходимый для полной компенсации радиального поля плазменного сгустка, эти поля, хотя и в ослабленном виде, будут продолжать распространяться в направлении земной поверхности. Достигнув ее, электрические поля создадут мощные радиальные токи. Процесс распространения рентгеновского излучения и радиальных полей через ионосферу приведет к ее дополнительной ионизации и поляризации, а также к появлению импульса тангенциальных токов. Импульс тангенциальных токов в ионосфере будет распространяться на расстояния значительно большие, чем зона видимости взрыва, что приведет к глобальным возмущениям ионосферы. К тому моменту, когда поток жесткого гамма излучения и ионизация атмосферы прекратятся, часть атмосферы, ионизированной ниже, чем существующая граница ионосферы, перестанет быть проводником, а, следовательно, пространственно разделенные заряды окажутся запертными в ней. Запертые в атмосфере электроны по-прежнему будут создавать какую-то статическую разность потенциалов, которая будет медленно релаксировать в меру наличия какой-то остаточной проводимости атмосферы. Следует отметить, что полярность этого поля будет противоположна полярности первоначального ИЭП, что и наблюдается в действительности. Это означает, что радиальное электрическое поле, наблюдаемое на поверхности земли, сначала будет направлено от земли к эпицентру взрыва, но в какой-то момент времени оно изменят свою полярность.

Становится понятным и то, почему после космического ядерного взрыва еще длительное время наблюдается остаточное свечение атмосферы под местом взрыва. Это свечение обязано тем электронам, которые на первом этапе развития ИЭП были перемещены из ионосферы в более плотные слои атмосферы, а затем, после прекращения ионизирующего действия гамма излучения, остались запертными в мало проводящей атмосфере, продолжая ее ионизировать.

Таким образом, возникновение ИЭП при ядерном взрыве являются свойствами самого взрыва, а не вторичными явлениями. Его свойства и характеристики могут быть объяснены в рамках концепции скалярно-векторного потенциала. Изучая топологию ИЭП на земной поверхности, можно судить также о последующих процессах поляризации и деполяризации ионосферы, атмосферы и земной поверхности. При взрыве в атмосфере сам процесс образования ИЭП и его развитие связаны с наличием атмосферы, а также наличием проводимости у земной поверхности и это будет также накладывать свои особенности на формирование полей ИЭП. При взрывах в непосредственной близости от земной поверхности эквивалентный заряд облака взрыва будет видеть свое зеркальное

отражение под поверхностью земли, образуя электрический диполь. По этой причине область распространения полей ИЭП будет сильно уменьшена, поскольку поля диполя убывают по кубическому закону.

Теперь следует сделать одно замечание по поводу самого термина ЭМИ, используемого в литературных источниках. Из этого названия следует исключить слово магнитный, т.к. данный процесс представляет распространение только радиальных электрических полей, и в этом случае магнитные поля отсутствуют. Другое дело, что электрические поля могут наводить в окружающих проводящих средах токи, и эти токи будут генерировать магнитные поля, но это уже вторичное явление.

Казалось бы, все очень хорошо сходится, однако, есть один существенный вопрос, который пока не рассмотрен, он касается баланса энергий при взрыве. Если считать, что одна тонна тротила эквивалентна $4,6 \times 10^9$ Дж, то при взрыве бомбы с тротиловым эквивалентом 1,4 Мт выделяется $6,44 \times 10^{15}$ Дж. Если считать, что время детонации равно 50 нс, то мощность взрыва составляет $\sim 1,3 \times 10^{23}$ Вт. Для примера скажем, что мощность излучения Солнца $\sim 3,9 \times 10^{26}$ Вт. Рассмотрим вопрос, куда и каким образом, за столь короткое время, может быть израсходована энергия, выделенная при таком взрыве.

В соответствии с уравнением Стефана–Больцмана мощность, излучаемая нагретой поверхностью, пропорциональна четвертой степени ее температуры:

$$P = \sigma s T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{К}^4$ – постоянная Стефана–Больцмана, а S – площадь излучающей поверхности.

Если взять начальную температуру плазменного сгустка $\sim 10^8$ К, то при начальном его диаметре 1 м (при этом площадь поверхности сгустка составляет $\sim 3 \text{ м}^2$) вся энергия взрыва будет излучена за время $\sim 0,4$ нс. Если же взять начальную температуру $\sim 10^7$, то это время будет составлять уже ~ 400 нс. Таким образом, следует положить, что начальная температура плазменного сгустка находится где-то между взятыми значениями. Длина волны, на которой будет излучено максимальное количество энергии, определяется законом Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{0,28975}{T} \text{ см.}$$

Если подставить сюда значение температуры 5×10^7 К, то получим длину волны порядка 6 Å, что соответствует жесткому рентгеновскому излучению. По мере охлаждения сгустка его температура начнет падать и λ_{\max} начнет сдвигаться в видимую часть спектра.

Но рассмотренный механизм потерь не является единственным. Поскольку с температурой сгустка однозначно связаны и его электрические поля, то сразу после детонации они будут максимальны, а затем

с падением температуры сгустка начнут уменьшаться пропорционально температуре. Однако энергия, необходимая для их создания, будет падать не так быстро, как энергия необходимая для образования рентгеновского излучения.

Возникает еще один немаловажный вопрос о том, какое количество электронов покинет плазменный сгусток. Для того чтобы ответить на него, рассмотрим условие электронейтральности плазмы. В тот момент, когда металл превращается в плазму, происходит не только переход вещества из одного агрегатного состояния в другое, но и меняется статистика описания электронного газа. В твердом состоянии это статистика Ферми–Дирака, а в состоянии плазмы – это статистика Больцмана. Когда электронный газ находился в твердом проводнике, то в состоянии электронейтральности на каждый ион приходилось по одному свободному электрону. Определим с точки зрения концепции скалярно-векторного потенциала, какое соотношение должно соблюдаться между электронами и ионами в плазме, чтобы она тоже оставалась электронейтральной. До того, как твердое вещество превратилось в плазму, плотность электронов и ионов была одинаковой и, следовательно, абсолютные величины их зарядов были равны, т.е.

$$eN_e = eN_{np},$$

После превращения вещества в плазму общий эквивалентный заряд электронов увеличился на величину, определяемую соотношением (3), а у ионов остался практически прежним. Теперь уже для соблюдения электронейтральности должно соблюдаться соотношение:

$$N_{e(\text{пл})} \left(1 + \frac{k_B T}{m_e c^2} \right) = N_{np},$$

где $N_{e(\text{пл})}$ – равновесное количество электронов в плазме.

Видно, что это равновесное количество меньше, чем до перехода вещества в состояние плазмы. Разница составляет

$$\Delta N = N_{np} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{k_B T}{m_e c^2}} \right), \quad (5)$$

Например, при температуре $\sim 10^8$ величина, стоящая в скобках, составит примерно 0,13. Это означает, что при указанной температуре, для сохранения электронейтральности облака взрыва, 13 % от общего первоначального количества электронов должны будут его покинуть. Будем называть этот эффект эффектом временно лишних электронов. Слово «временно» используется в том смысле, что временными они являются до тех пор, пока плазма является горячей. В этой связи понятным становится то, откуда, например, на поверхности Солнца возникают мощные магнитные поля, особенно в тех случаях, когда на нем появляются

пятна. Эти поля индуцируются теми токами, которые перетекают между областями плазмы, имеющими различную температуру.

Мы достаточно подробно рассмотрели поведение статического заряда над проводящей плоскостью. Но в действительности имеется не статический заряд, а заряд, который живет всего несколько сот наносекунд. Если в начале координат расположен заряд $Q(t)$, зависящий от времени, то электрические поля, создаваемые им в окружающем пространстве, могут быть найдены из соотношения:

$$\varphi(r,t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (6)$$

которому соответствуют запаздывающие продольные электрические поля:

$$E(r,t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (7)$$

В соответствии с соотношениями (6), (7) коротковременный заряд порождает столь же кратковременный импульс продольных электрических полей, которые в пространстве распространяются со скоростью света и образуют сферический слой, толщина которого равна времени существования заряда, умноженному на скорость света. Если для нашего случая принять, что время жизни заряда составляет полуширину импульса ИЭП (где-то около 100 нс), то толщина этого слоя составит около 30 м. Сферический слой, достигнув сначала

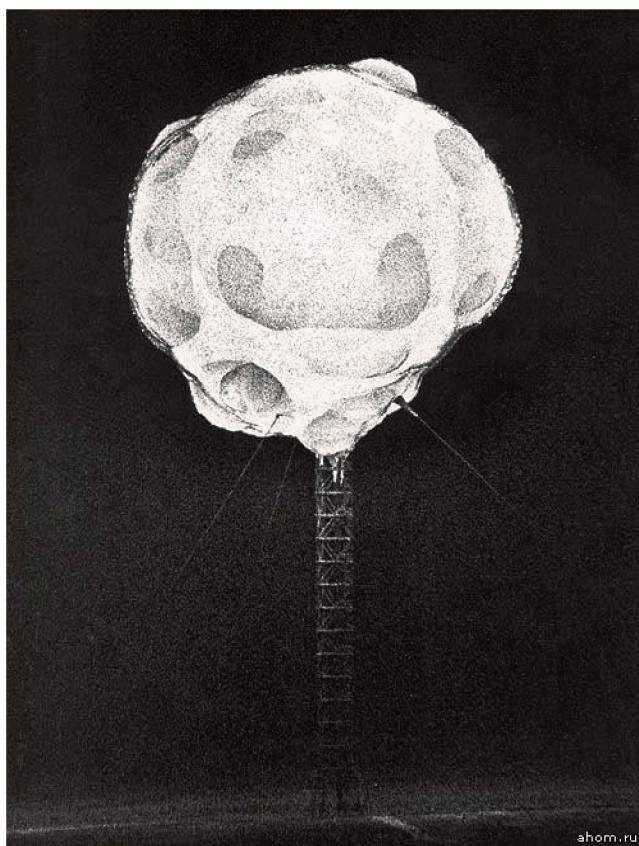


Рис. 4. Начальная фаза развития облака взрыва

ионосферы, а затем земли наведет там такие же радиальные токи, как если бы статический заряд появился и, просуществовав 100 нс, исчез.

Как уже было сказано, анализируя топологию импульса ИЭП, можно судить о температуре плазмы и о процессах, происходящих в ней. Данный метод может быть использован и для диагностики других видов плазмы. Для самой плазмы нет никакой разницы в том, каким видом энергии ее разогревают, важно только количество свободных электронов, т.е. степень ионизации, которая зависит от конечной температуры плазмы. Перспективным методом ее разогрева для осуществления термоядерного синтеза считается лазерный разогрев. При этом исследуемые образцы подвергаются воздействию мощного лазерного импульса. Образец за короткое время превращается в высокотемпературную плазму, т.е. имеется некое подобие поведения плазмы при ядерном взрыве. Для этих целей достаточно окружить исследуемый образец двумя сферическими проводящими экранами и подключить между ними высокоскоростной осциллограф с высоким входным сопротивлением. Внешний экран при этом следует заземлить. В момент разогрева плазмы возникнет ИЭП. Причем разность потенциалов между экранами возникнет гораздо раньше, чем материальные частицы плазмы достигнут стенок первого экрана. Изучая топологию записанного импульса, можно судить о временных энергетических процессах разогрева плазмы. Нетрудно рассчитать ожидаемую разность потенциалов между экранами в зависимости от температуры и количества свободных носителей зарядов в разогреваемой плазме. Воспользовавшись соотношениями (5) и (7), для случая, когда $k_B T \ll mc^2$ получаем:

$$U = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right),$$

где r_1 и r_2 – радиусы наружного и внутреннего экранов соответственно, а N – количество свободных электронов в разогретой плазме.

Факт наличия лишних электронов следует учитывать и при осуществлении управляемого термоядерного синтеза, поскольку это явление должно влиять и на устойчивость плазмы при ее разогреве.

Следует отметить, что, несмотря на то, что ядерные взрывы изучаются уже довольно давно, однако, до сих пор, как мы уже выяснили, не все детали развития этого процесса получили свое объяснение. К таким процессам относятся так называемые канатные трюки (rope trick).

На рисунках 4 и 5 представлены фотографии таких трюков. Эти фотографии снял американский фотограф Гарольд Эдгертон (Harold Edgerton) автоматической камерой, находящейся на расстоянии 11,2 км от эпицентра взрыва с фокальным расстоянием в три метра и периодичностью съемки 100 мс.

На рисунке 4 представлена начальная фаза развития облака взрыва заряда, расположенного на металлической башне с растяжками из металлических тросов. Уже на начальной фазе взрыва видно, что в верхней части башни на границе с облаком взрыва имеется три шиповидных образования.

Такие же шипы особенно хорошо видны на верхней фотографии (рис. 5). Основания башни на этой фотографии уже почти не осталось, но видно, что ее пронизывает шип большого диаметра, уходящий в землю. Более мелкие два шипа распространяются по направлению растягивающих тросов.

На фотографиях видно, что диаметр шипа растет с увеличением объема облака взрыва. Особен-но хорошо это видно на нижней фотографии ри-сунка 5, когда облако взрыва уже коснулось зем-ли. Шип, расположенный в нижней левой части облака взрыва, уходящий в землю, имеет уже зна-чительно больший диаметр, чем на верхней фото-графии.

Это явление пытаются объяснить тем, что мощное γ -излучение облака взрыва плавит тросы, превращая их в плазму. Но такая идея не очень продуктивна, поскольку тросы растяжек идут практически параллельно световым лучам, поэтому не могут сильно разогреваться излучением.

Конечно то, что тросы и башня являются направляющими элементами для возникновения шипов, ясно видно на верхнем рисунке 5. Более того, эта фотография окончательно снимает версию о том, что тросы разогреваются излучением облака взрыва. На снимке видно, что светимость шипов выше, чем у самого облака, а значит и их температура тоже выше. Но, если они разогреваются излучением самого облака, то их температура не может быть выше, чем его температура. Следовательно, должны быть какие-то дополнительные источники разогрева тросов.

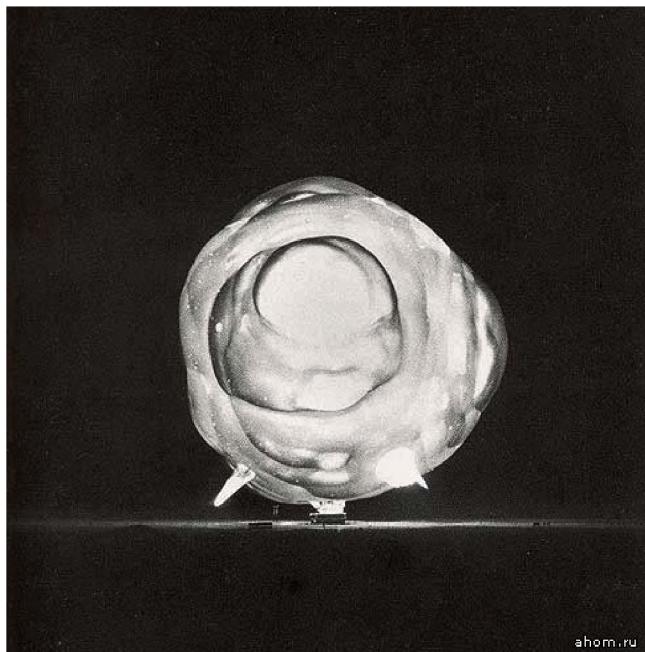
Еще более впечатляющий снимок образования облака взрыва и шипов показан на рисунке 6.

Поэтому следует предположить, что разогрев тросов связан с появлением эквивалентного заряда взрыва, который как по громоотводу уходит через тросы в землю, разогревая их. Поскольку часть троса наиболее близкая к плазменному сгустку является наиболее горячей, то и удельное сопротивление у этой его части больше, чем у остальных частей троса. Поэтому при протекании тока именно на этот участок будет приходиться основное падение напряжения, а, следовательно, и плавиться он будет начинать с этого места. Более того, те участки троса и самой башни, которые превращаются в плазму, тоже добавляют какое-то количество лишних электронов, которые должны быть куда-то выброшены. Поэтому явление «ка-натные трюки» связано с возникновением эквивалентного заряда взрыва, который через тросы и башню уходит в землю.

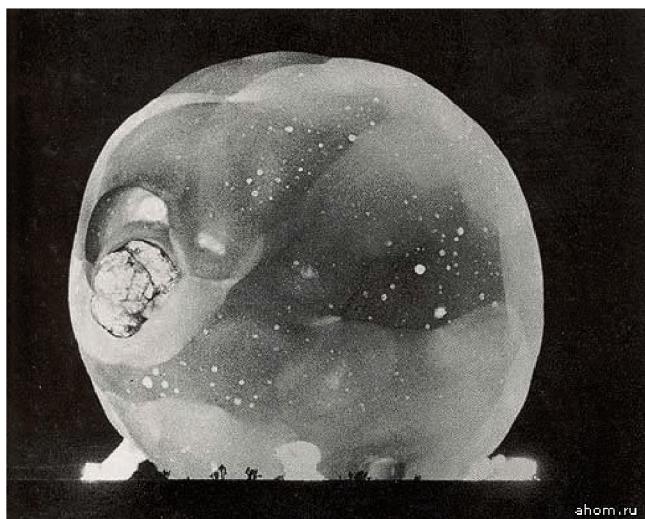
Появление индуцированного эквивалентного заряда взрыва, а он, как показано выше, имеет очень большую величину, будет плавить не только тросы растяжек и башню. Очень большие токи будут индуцироваться на земной поверхности радиально по отношению к эпицентру взрыва, а также в проводящих элементах расположенных над земной поверхностью и закопанных в землю, что представляет определенную опасность при наземном или воздушном ядерном взрыве.

Заключение

В заключение следует отметить, что рассмотренная модель достаточно хорошо описывает факт возникновение электрического импульса при ядерном взрыве. Однако говорить об окончательности такой версии еще рано, это только один из возможных вариантов объяснения этого явления.



ahom.ru



ahom.ru

Рис. 5. Последующие фазы развития облака взрыва.
Периодичность съемки 100 мс.

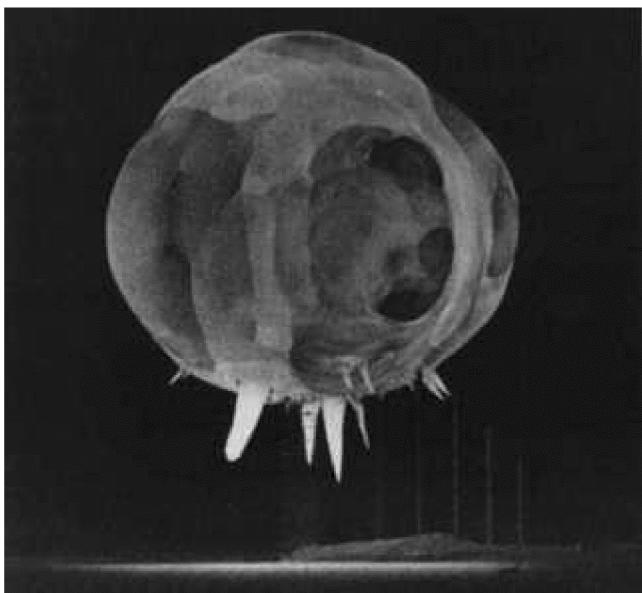


Рис. 6. Вид облака взрыва через 1 мс после детонации ядерного заряда, время экспозиции 1 мкс.

В чем заключается опасность ошибочности прогнозов по данному вопросу, подобных предсказаниям доктора Бете? Что случиться, если будет произведен очередной взрыв ядерного заряда в космосе, который выведет из строя большое количество спутников. Причем этот взрыв может быть осуществлен как в военных, так и в террористических целях. Тогда оправдываться уже будет поздно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рикетс Л.У., Бриджес Дж.Э., Майлетта Дж. *Электромагнитный импульс и методы защиты*. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1979. 328 с.
2. Лобарев В.М., Замышлаев Б.В., Маслин Е.П., Шилобреев Б.А. *Физика ядерного взрыва: Действие взрыва*. М.: Наука. Физматлит., 1997. Т. 2. 256 с.
3. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников) / Под ред. С.С. Герштейна и Р.А. Сюняева. М: Наука, 1993. 352 с.
4. Менде Ф.Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков: Константа, 2003. 72 с.
5. Mende F.F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
6. Менде Ф.Ф. *Великие заблуждения и ошибки физиков XIX–XX столетий. Революция в современной физике*. Харьков: НТМТ, 2010. 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.
7. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике*. М: Мир, 1977.

REFERENCE

Сведения об авторе

Федор Федорович Менде, доктор техн. наук, ст. научн. сотрудник, директор
E-mail: mende_fedor@mail.ru

НИИ Криогенного приборостроения Физико-технический институт низких температур
им. Б.И. Веркина НАН Украины
61103, Украина, Харьков, пр. Ленина, 47

Information about author

Fedor Fedorovich Mende, Doctor of Techn. Sciences, Senior Research Assistant, Director
E-mail: mende_fedor@mail.ru
Research institute for cryogenic instrument engineering B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics
and Engineering NAS Ukraine
61103, Kharkov, Ukraine, Lenin Ave., 47.