УДК 621.039; 539.893; 523.84; 530;145

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ МАГНИТО-ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МНОГОСЛОЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2006 г. С. В. Адаменко[1], В. И. Высоцкий[1,2]

[1]*Лаборатория электродинамических исследований "Протон-21", Киев, Украина*

[2]*Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 10.08.2006 г.

Рассмотрен механизм формирования макроскопического периодического пустотелого канала, образуемого на поверхности и в объеме МДП-структуры при проведении экспериментов с сильноточным вакуумным диодом в режиме обеспечения условий электронно-ядерного коллапса в объеме анода. Показано, что причиной появления такой траектории может являться взаимодействие магнитозаряженных частиц с поверхностными парамагнитными и диамагнитными слоями МДП-структуры, находящейся на небольшом расстоянии от области коллапса. Частицы с магнитным зарядом могут образовываться в зоне коллапса в процессе ударного воздействия сильноточным электронным пучком и последующего самосжатия вмороженного магнитного поля пучка. Ааанализ показывает, что источником очень большого удельного энерговыделения $dQ_{tot}/dl \approx -10^6$ ГэВ/см, затрачиваемого на формирование этого канала, могут быть процессы управляемого ядерного синтеза с участием ядер Al из состава поверхностного слоя МДП-структуры, стимулированные влиянием магнитозаряженных частиц.

ВВЕДЕНИЕ

В Лаборатории электродинамических исследований "Протон-21" в Киеве с 1999 года проведено около 10000 успешных экспериментов по формированию сверхплотного состояния вещества (состояния электронно-ядерного коллапса [1, 2]) и сопутствующему фундаментальному преобразованию ядер с помощью сильноточного электронного драйвера в системе, аналогичной сильноточному высоковольтному диоду. Многократный анализ разных типов излучения и продуктов ядерных превращений, сопровождающих процессы формирования и последующего распада коллапса, свидетельствует о том, что в области коллапса в процессе импульсного самосжатия мишени достигаются условия (в частности, плотность вещества), близкие к тем, которые характерны для таких астрофизических объектов, как белые карлики и нейтронные звезды.

Часть результатов исследований, посвященных изучению характеристик излучения и продуктов ядерных превращений, опубликована в работе [3]. В этих экспериментах регистрировались как "традиционные" продукты ядерных превращений ("нормальные" ядра с аномальным изотопным соотношением, быстрые протоны и дейтоны, жесткое гамма-излучение и др.), так и стабильные сверхтяжелые ядра с $A > 270$–300 и даже с $A > 400$. Механизм синтеза и проблема устойчивости сверхтяжелых ядер рассматривались ранее [1, 2].

Кроме того, в ряде специально поставленных экспериментов регистрировались результаты очень сильного упорядоченного термо-механического воздействия на поверхность многослойной мишени, удаленной от зоны коллапса и ориентированной перпендикулярно направлению на область коллапса. Результаты этого воздействия представляют строго периодические пустотелые макроскопические треки (макротреки) в объеме и на поверхности мишени. По конфигурации эти макротреки аналогичны тем, которые наблюдались в работе [4], но энергозатраты на их образование оказались на много порядков выше. Происхождение макротреков не может быть отождествлено ни с одной из известных частиц. Ниже выполнен анализ характеристик этих макротреков и проведено изучение свойств частиц (предположительно, частиц с магнитным зарядом), которые могут образовывать макротреки.

ПРОБЛЕМА ИДЕНТИФИКАЦИИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПУСТОТЕЛОГО МАКРОТРЕКА

Взаимное расположение основных элементов экспериментальной установки изображено на рис. 1. Прохождение пучка в виде сильного импульсного тока $J(t)$ между катодом и анодом при-

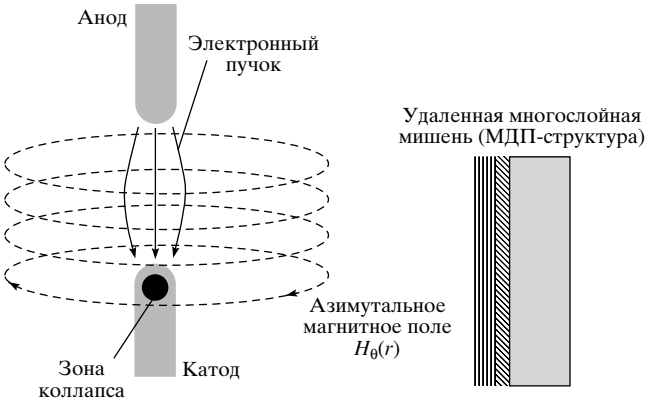


Рис. 1. Взаимное расположение основных элементов экспериментальной установки.

водит к появлению азимутального магнитного поля $H_\theta(r)$. Под действием импульсного тока внутри анода формируется зона коллапса части вещества анода [1, 2].

Многослойная мишень находилась от области коллапса на расстоянии около 10 см. Она представляла собой часть стандартной структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), состоящей из пластинки Si, покрытой тонким слоем SiO_2 и более толстым слоем Al. Регистрируемый след имел вид макроскопического пустотелого трека (канала) в форме осциллирующей траектории с постоянным периодом $\Lambda \approx 60$ мкм, которая периодически углублялась в объем мишени сквозь слой Al (и отчасти сквозь SiO_2) и выходила на ее поверхность, одновременно совершая колебания с амплитудой около 20 мкм параллельно поверхности мишени. Суммарная длина непрерывной части трека равна $L \approx 2000$ мкм, его ширина 3.5 мкм, а толщина – около 1.3 мкм (примерно равна толщине слоя Al). На поверхности мишени возле мест периодического выхода трека из объема расплавленного и застывшего Al присутствует небольшое количество застывшего кремния. Направление оси симметрии траектории основного протяженного трека, состоящего из двух отрезков, примерно соответствовало направлению вектора напряженности азимутального магнитного поля тока $H_\theta(r)$.

Общий вид поверхности МДП-структуры с осциллирующим треком и отдельные фрагменты трека на поверхности и в объеме Al, покрывающего подложку из Si, представлены на рис. 2–4.

Из рис. 2 и 3 следует, что трек присутствует только в тех пространственно разнесенных областях поверхности мишени (области 1 и 2), где имелось алюминиевое покрытие поверхности, причем трек на двух этих областях был очевидным продолжением движения одной неидентифицируемой частицы. В то же время в пространстве между двумя областями с алюминиевыми покрытиями какие-либо следы взаимодействия отсутствовали. Отметим, что слой из Al является парамагнетиком, а два остальных слоя МДП-структуры (Si и SiO_2) – диамагнетиками. Таким образом, сильное термо-механическое воздействие имело место только в пределах парамагнетика. Этот эффект

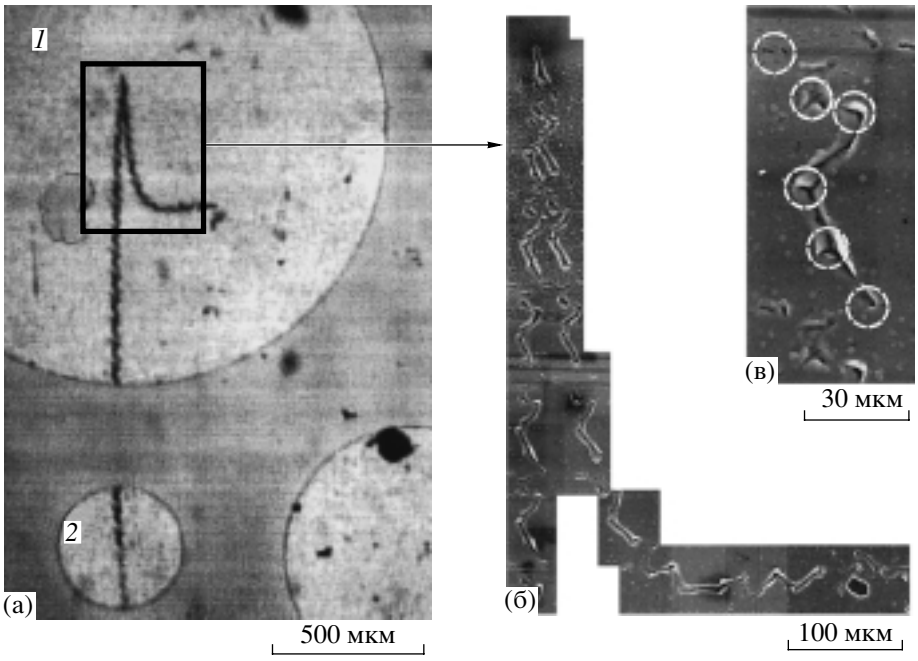


Рис. 2. Общий вид МДП-структуры с треком (а); фрагмент панорамы трека, содержащий все типы повторяющихся элементов (б); выделенные зоны демонстрируют выбросы кремния на поверхности алюминия (в).

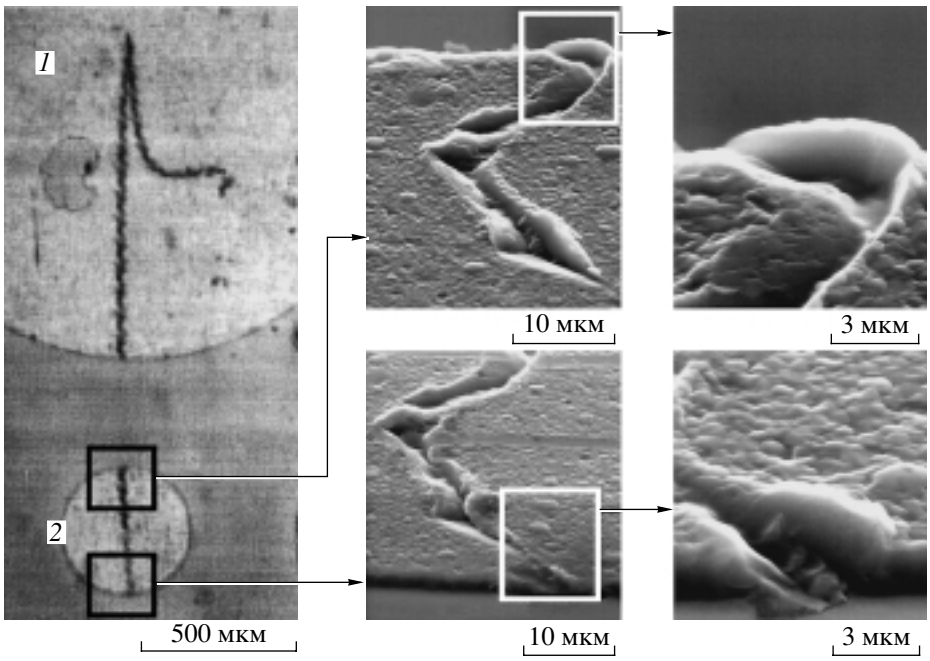


Рис. 3. Изображение фрагментов трека на поверхности алюминия в области 2 при разном увеличении.

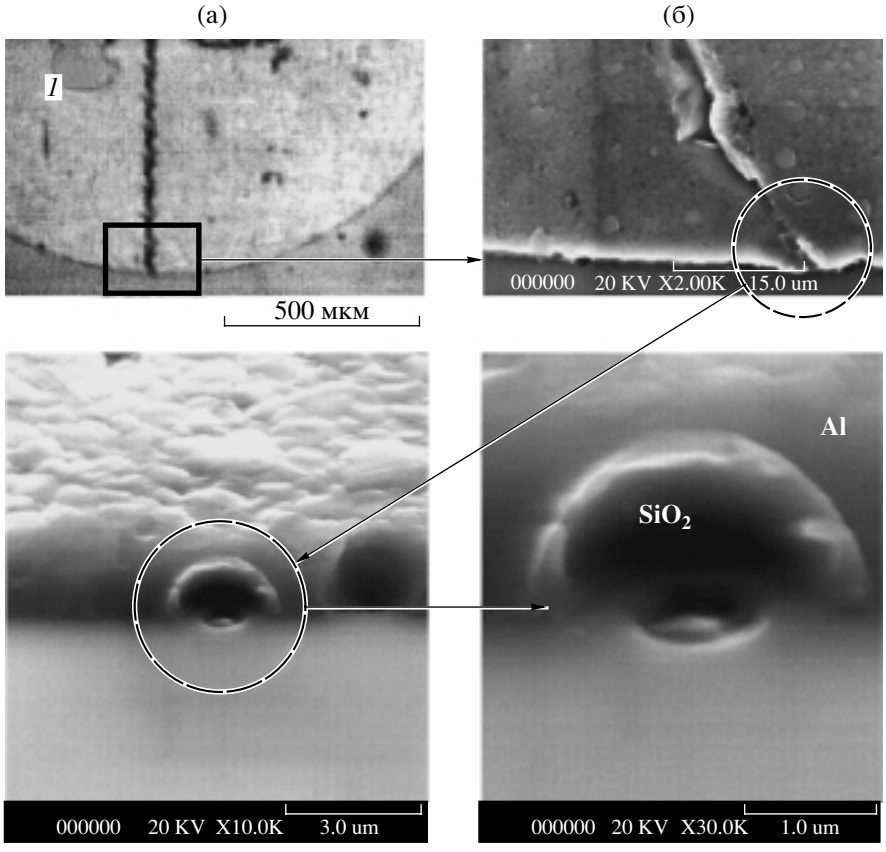


Рис. 4. Серия четырех последовательно увеличенных снимков одного и того же фрагмента макротрека на границы покрытия из алюминия на поверхности кремния: а, б – вид сверху на поверхность МДП-структуры; в, г – вход макротрека в объем пленки SiO_2. находящийся на между кремнием и алюминием (вид сбоку). На последних снимках граница между светлой и темной областями соответствует границе между кремнием (ниже границы раздела) и алюминием (выше границы раздела).

наглядно демонстрирует рис. 4, на котором видно входное отверстие трека на торцевой поверхности алюминия. Это существенное обстоятельство будет учтено далее.

Проведем оценку минимальной энергии, необходимой для формирования макротрека. Если исходить из конфигурации периодического трека, то объем и масса расплавленного алюминия в пределах макротрека равны $V_{Al} \approx 10^{-8}$ см^3, $M_{Al} \approx \approx 2.7 \times 10^{-8}$ г. Исходя из удельной теплоемкости $C \approx 0.9$ Дж/г · град и величины удельной теплоты плавления $\Delta H \approx 30$ Дж/г алюминия, легко определить минимальную энергию, которую необходимо затратить на нагревание и плавление алюминия в объеме макротрека:

$$Q_{Al} = (C\Delta T + \Delta H)M_{Al} \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ Дж} \approx 10^5 \text{ ГэВ}. \quad (1)$$

Если учесть дополнительную энергию, которая была затрачена на плавление и выброс кремния, на нагрев остальной (нерасплавленной) части алюминия, а также на ионизацию всех продуктов в области макротрека, то величина полной энергии может быть оценена как $Q_{tot} \approx 2 \times 10^5$ ГэВ. Удельное выделение энергии оказывается чрезвычайно большим, равным

$$dQ_{tot}/dl = -Q_{tot}/L \approx -10^6 \text{ ГэВ/см}. \quad (2)$$

Отметим, что результаты (1) и (2) очень существенно (в 10^6 раз) отличаются от данных, представленных в работе [4]. В этой работе сообщалось о регистрации на фотопленке аналогичных по форме периодических треков с удельным энерговыделением $dW/dl \approx 1.5$ ГэВ/см. Авторы отождествили их с результатом фоторегистрации "странного" излучения, которое они связывали с торможением монополей Дирака.

Ниже будет показано, что простое торможение частиц (в том числе с магнитным зарядом) не способно обеспечить выделение энергии (1) и (2) и обеспечить наблюдаемую форму трека. Возникает естественный вопрос о том, какая частица могла образовать такой строго упорядоченный макроскопический трек, выделив при этом очень большую энергию?

Постоянная длина периода колебаний осциллирующей траектории типа "тракторного следа" и одинаковый характер повреждения поверхности Al в пределах всех периодов трека свидетельствуют о том, что средняя поступательная скорость неидентифицируемой частицы вдоль всей траектории была неизменной. Если учесть все особенности траектории и очень большое энерговыделение, которое имеет место при взаимодействии частицы с мишенью, то очевидно, что формирование такой траектории может быть связано с двумя сценариями:

1. С поверхностью мишени взаимодействовала частица, имеющая очень большую кинетическую энергию W_k, которая намного превышала величину Q_{tot}, и поэтому большое выделение энергии dQ/dl не влияло ни на W_k, ни на характер движения частицы и особенности ее взаимодействия с мишенью.

2. Частица имела малую скорость v и относительно малую кинетическую энергию W_k, а регистрируемое очень большое выделение энергии и формирование макроскопического трека связаны с тем, что движущаяся неидентифицируемая частица стимулировала протекание энерговыгодных ядерных реакций вдоль траектории движения.

Первый сценарий является логически противоречивым и не согласуется с данными экспериментов. Это обусловлено тем, что частица с большой кинетической энергией должна иметь большой импульс. Однако это противоречит тому, что частица часто и упорядоченно изменяла траекторию и направление движения, а в одной точке произошло очень резкое (на угол, близкий к 180°) изменение направления движения. Такой характер движения соответствует частицам с малой энергией и малым импульсом. Но такие частицы не могут выполнить большую работу по разрушению поверхности мишени! Кроме того, такой сценарий не объясняет отсутствия трека на участке поверхности чистого Si, лежащей между двумя ограниченными слоями из Al, находящимися на поверхности общей подложки из Si.

Второй сценарий представляется более обоснованным, и мы рассмотрим его детально. В рамках этого сценария следует, что гипотетическая частица, взаимодействие которой с мишенью формирует специфический макротрек, должна удовлетворять ряду требований:

1. Она должна стимулировать протекание ядерных реакций с очень большим энерговыделением и локальным разрушением мишени.

2. Удельное энерговыделение, стимулированное частицей, должно быть одинаковым вдоль всего трека.

3. Она сама не должна участвовать в ядерных реакциях, т.е. должна попадать в зону реакции и покидать ее в неизменном виде.

4. Она сама должна влиять на формирование своей упорядоченной траектории.

5. Ее движение должно быть разным в парамагнитных и диамагнитных средах.

Очевидно, что такие требования не позволяют отождествить ее ни с одной из известных нейтральных частиц или частиц с электрическим зарядом. Есть очень веские основания предполагать, что такие особенности взаимодействия могут быть связаны с движением частицы с магнитным зарядом (аналогичной одной из разновидностей

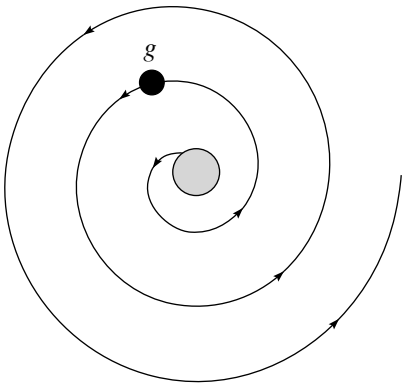


Рис. 5. Траектория частицы с магнитным зарядом g в магнитном поле тока.

монополя Дирака). Ниже эта гипотеза будет рассмотрена. более детально.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ МАГНИТОЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С МНОГОСЛОЙНОЙ МДП-СТРУКТРОЙ

Магнитозаряженные частицы могут (по крайней мере в принципе) образовываться в предельно сильных магнитных полях, что может имеет место в сильноточном диоде в области сжатия тока пучка в объеме анода при формировании микропинча и сжатии магнитного поля, вмороженного в сверхплотную плазму сферического плазменного слоя, до размера зоны коллапса. Минимальная величина элементарного магнитного заряда была определена Дираком из общих принципов квантования

$$g/e = (\hbar c/e^2)k/2, \quad \text{где} \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \qquad (3)$$

В модели Швингера в условии квантования разрешены только четные значения k, что сразу приводит к минимальному заряду магнитного монополя $g \approx 137e$. В рамках калибровочной теории масса M_g магнитного монополя может быть связана с массой промежуточного бозона M_W и в этом случае равна $M_g \approx M_W e^2/\hbar c \approx 10^{-20}$ г. Существуют и другие модели монополя, приводящие к другим значениям ее массы (в рамках модели Великого объединения $M_g \approx 10^{-7}$–10^{-9} г). Такие частицы, покидая область коллапса, должны ускоряться вдоль вектора напряженности азимутального магнитного поля (аналогично ускорению электрических зарядов вдоль вектора напряженности электрического поля), одновременно смещаясь вдоль радиуса под действием центробежных сил. Проведем оценку влияния магнитного поля тока анодного узла на частицу с магнитным зарядом. На эти частицы будет действовать ускоряющее азимутальное магнитное поле тока $H(r) = 2J/rc$ и они будут двигаться по раскручивающейся спирали вокруг оси тока J (рис. 5).

За один оборот вокруг тока J частица может набрать энергию (величина тока в амперах):

$$\Delta W_{JM} = \int gH(R)dL = gH(R)2\pi R = 4\pi gJ/c = \\ = 0.8 \times 10^{-7} J(A)[\text{эрг}] = 0.05J(A)\ [\text{МэВ}]. \qquad (4)$$

В частности, при остаточном токе в диоде $J \approx 1$–10 КА имеем $\Delta W_{JM} = 50$–500 МэВ. При радиусе орбиты $R = 10$ см темп набора энергии в магнитном поле тока равна

$$d\Delta W_{JM}/dl \approx 1\text{–}10\ \text{МэВ/см}. \qquad (5)$$

Видно, что значение $d\Delta W_{JM}/dl$ оказывается в 10^8–10^9 раз более слабым, чем экспериментально регистрируемое выделение энергии dQ_{tot}/dl на поверхности мишени. Следовательно, величина выделяемой энергии не может быть прямо связана с ускорением элементарного магнитного заряда со стороны азимутального магнитного поля тока.

Рассмотрим особенности взаимодействия таких частиц с веществом. Выражение для удельных потерь энергии магнитного заряда легко получить из стандартной формулы Бете–Блоха для торможения электрического заряда Q, имеющего массу M и энергию W_{Qe}

$$dW_{Qe}/dl = -(2\pi n_e M e^2 Q^2/m_e W_{Qe}) \times \\ \times \ln(4m_e W_{Qe}/M\langle e\varphi\rangle). \qquad (6)$$

В этом выражении n_e – концентрация электронов в мишени, $\langle e\varphi\rangle$ – средняя энергия ионизации атомов мишени.

С одной стороны, хорошо известно, что процесс возбуждения и ионизации атома движущимся электрическим зарядом Q обеспечивается только за счет постоянной по направлению компоненты вектора напряженности электрического поля

$$\mathbf{E}_\perp = \mathbf{[r[vr]]}\, Q/r^4 v, \qquad (7)$$

поперечной по отношению к скорости движения $\mathbf{v}$ этого заряда.

С другой стороны, движение магнитного заряда, образующего вокруг себя магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{r}g/r^3$, соответствует появлению в лабораторной системе электрического поля

$$\mathbf{E}_{\text{eff}}(r) = [\mathbf{vH}]/c = [\mathbf{vr}]g/r^3 c, \qquad (8)$$

которое также оказывается перпендикулярным вектору скорости частицы.

Из сопоставления двух последних выражений сразу приходим к выводу о том, что движущийся магнитный заряд g оказывает такое же ионизирующее воздействие, как эффективный электрический заряд $Q^* = gv/c$.

Учитывая это соотношение, приходим к модифицированному уравнению Бете–Блоха (6) для определения ионизационных потерь магнитного заряда:

$$dW_{Q^*}/dl = -(4\pi n_e e^2 g^2/m_e c^2)\ln(4m_e v^2/\langle e\varphi\rangle). \quad (9)$$

Из этой формулы видно. что ионизационные потери движущегося магнитного заряда не зависят от массы заряда и очень слабо зависят от скорости его движения.

Для мишени из алюминия ($n_e \approx 7 \times 10^{24}$ см$^{-3}$) находим темп потерь энергии частицы

$$dW_{Q^*}/dl \approx -(30\text{–}40)\ \text{ГэВ/см}. \quad (10)$$

Видно, что не только темп набора энергии $d\Delta W_{JM}/dl$ магнитного заряда в магнитном поле, но и темп выделения энергии при торможении (удельные потери на торможение dW_{Q^*}/dl) такого заряда никак не могут обеспечить экспериментально наблюдаемое значение dQ_{tot}/dl.

Конечно, можно сделать предельно радикальное предположение о том, что гипотетическая магнитозаряженная частица состоит не менее, чем из $N = 10^8$–10^9 элементарных магнитных монополей и имеет очень большую массу. Тогда реализуется первый сценарий, а источником энергии частицы может быть магнитное поле тока. Такая гипотеза позволяет объяснить как большую кинетическую энергию и импульс частицы за счет ее ускорения в магнитном поле тока, так и возможность очень большого темпа потерь этой энергии в мишени. Однако явно фантастическое предположение о возможности образования и совместной локализации в малом объеме такого большого количества одинаковых по знаку магнитных зарядов сразу приводит к вопросу о силе, которая способна удерживать эти заряды в одном месте. Выражение для энергии взаимного отталкивания N магнитных зарядов

$$E = 3N^2 g^2/5R_0 \quad (11)$$

имеет вид, аналогичный энергии кулоновского отталкивания протонов в заряженной сфере или в ядре с радиусом R_0. Принципиальное отличие состоит в том, что магнитные заряды не экранируются (в отсутствие зарядов другого знака), а сила их взаимного парного отталкивания оказывается в $(g/e)^2 \approx 2 \times 10^5$ раз больше. В частности, если попробовать удержать их с ядерной объемной плотностью в объеме "магнитного" ядра, то даже ядерные силы не способны удержать их вместе, поскольку в этом случае энергия отталкивания в расчете на один заряд будет превышать $E/N \approx 1$ ГэВ.

По-видимому, должен быть другой, более реальный источник очень большой энергии, выделяемой при формировании макротрека, что соответствует второму сценарию Один из возможных ответов подсказывает вид самого макротрека

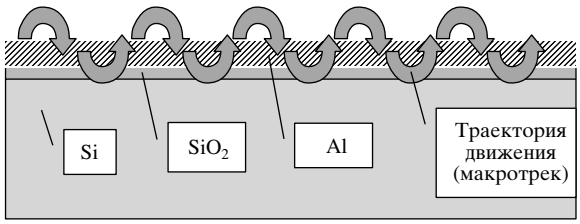


Рис. 6. Схема движения частицы с магнитным зарядом на поверхности МДП-структуры.

(рис. 6). Осциллирующий макротрек представляет собой результат сильного термо-механического воздействия на алюминиевый слой, что приводит к плавлению и разрыву этого слоя и к формированию периодически "ныряющих" под поверхность слоя своеобразных каналов (нор). Верхняя поверхность слоя алюминия оказалась забрызганной каплями расплавленного алюминия и кремния.

По нашему мнению, формирование такой траектории может быть результатом комбинированного влияния сил, связанных с электродинамическим взаимодействием гипотетической магнитозаряженной частицы с отдельными слоями, находящимися на поверхности МДП-структуры, и процессов, связанных с прямым влиянием ядерных реакций, связанных с магнитным зарядом, на магнитные свойства этих слоев.Рассмотрим более детально структуру МДП-мишени, на поверхности которой регистрировались макротреки. Внешний слой (Al) является парамагнетиком, а два внутренних (Si и SiO_2) – диамагнетики. Магнитные восприимчивости этих сред равны:

$$\chi_{\text{Si}} = -0.53 \times 10^{-6}, \quad \chi_{\text{SiO}_2} = -1.13 \times 10^{-6}, \quad \chi_{\text{Al}} = 1.65 \times 10^{-6}; \quad (12)$$

магнитная восприимчивость вакуума равна нулю.

Характер взаимодействия магнитного заряда с магнитным полем определяется тем, что любой диамагнетик выталкивается из области сильного магнитного поля (это эквивалентно отталкиванию магнитного заряда от диамагнетика), а любой парамагнетик втягивается в область сильного поля и, соответственно, притягивает к себе магнитный заряд. Из такого взаимодействия следует, что слой Al представляет собой потенциальную яму для магнитного заряда, а слои Si и SiO_2 – потенциальные барьеры разной высоты (если рассматривать скользящее падение частицы на поверхность МДП-структуры со стороны вакуума).

Для подтверждения реальности такого взаимодействия определим высоту эффективного потенциального барьера, который соответствует поверхности диамагнетика и способен отражать частицу с магнитным зарядом, если ее нормальная к поверхности кинетическая энергия будет

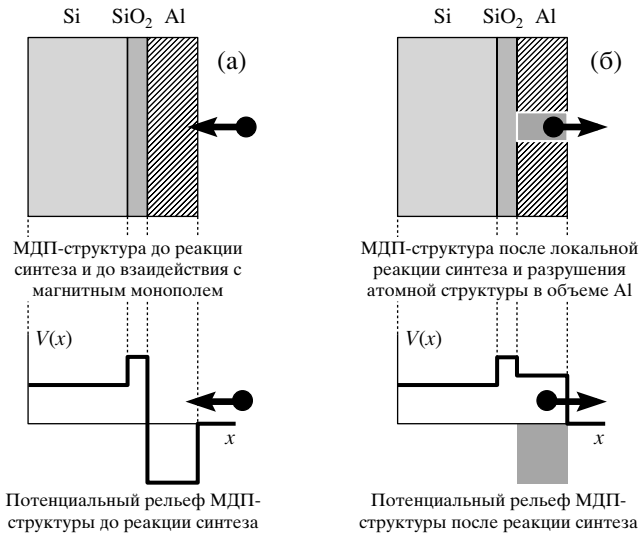


Рис. 7. Вид поверхности МДП-структуры и ее потенциальный рельеф до взаимодействия с магнитозаряженной частицей (а) и после такого взаимодействия (б).

меньше высоты барьера. Это значение определяется разностью полной энергии магнитного поля $H(r) = g/r^2$ частицы с магнитным зарядом g в вакууме и в среде с конкретным значением магнитной восприимчивости χ:

$$\Delta W = 4\pi\chi\int_{r_0}^{\infty}[H(r)^2/4\pi]4\pi r^2 dr = 4\pi\chi g^2/r_0. \quad (13)$$

Здесь r_0 – минимальное расстояние от магнитного заряда до среды, при котором допустимо представление о магнитной восприимчивости как средней характеристике этой среды. Можно принять, что он равен классическому радиусу атома ($r_0 \approx 0.5$ Å).

Если учесть, что типичная величина χ равна $|\chi| \approx 10^{-6}$, то высота потенциального барьера для магнитного заряда на границе диамагнетика и вакуума равна $\Delta W \approx 10$ эВ.

Рассмотрим возможный характер взаимодействия магнитного заряда с этой структурой (рис. 7). Предположим, что магнитный заряд вначале движется справа налево под малым (скользящим) углом θ в направлении к поверхности (рис. 7а), так что его относительная кинетическая энергия $(p_g \sin\theta)^2/2M_g$ меньше высоты барьера ΔW.

При приближении к поверхности из-за притяжения к парамагнетику (алюминию) магнитный заряд втягивается в область алюминия, а затем отталкивается от потенциального барьера, образованного слоями SiO_2 и Si. В пределах алюминиевого слоя этот заряд может стимулировать (быть катализатором) протекание многих типов ядерных реакции, в том числе реакции синтеза $Al^{27} + Al^{27} = Fe^{54}$ с участием Al. Эта реакция характеризуется выделением большой энергии (ΔE = = 21.86 МэВ).

Рассмотрим некоторые из механизмов влияния магнитного заряда на ядерные реакции.

Величина локального магнитного поля $H_g(r) = g/r^2$, которое создает магнитный заряд g в области локализации внутренних атомных электронов (при $r \approx 10^{-9}$ см), может достигать $H_g \geq 10^{11}$ Э. Если такой заряд попадает на поверхность ядра, то магнитное поле в ядре достигает величины $H_g \approx 10^{18}$ Э. Поскольку нуклоны движутся в ядре со среднеквадратичной скоростью $v_n \approx 0.1c$, то на каждый из них будет действовать эффективное электрическое поле

$$\mathbf{E}_{\text{eff}}(r) = [\mathbf{r}\mathbf{v}_n]g/r^3 c, \quad (14)$$

напряженность которого $E_{\text{eff}} = Hv_n/c \approx 10^{19}$–$10^{20}$ В/см сопоставима с электрическим полем $E_Z \approx Ze/R^2 \approx Z \times 10^{18}$ В/см, созданным электрическими зарядами всех Z протонов на поверхности ядра и на несколько порядков превышает поле внутри ядра. Кроме того, в этом случае магнитное поле магнитного заряда на много порядков превышает поля, связанные со спин-орбитальным взаимодействием нуклонов. Таким образом, механизм стимулирующего воздействия магнитного заряда на ядерные реакции обусловлен влиянием H_g и E_{eff} на спин-орбитальное и кулоновское взаимодействие нуклонов, на угловой момент ядра и, в целом, на энергию связи нуклонов в объеме ядра. Это может приводить к резкому изменению линии стабильности. В частности, влияние магнитного заряда может стимулировать синтез и деление на основе тех ядер, которые в отсутствие действия сверхсильного магнитного поля являются стабильными.

Кроме того, эффективное электрическое поле E_{eff}, величина которого может превышать экранированное электрическое поле внутри атома

$$\mathbf{E}(r) = -Ze\nabla(\exp(-r/a)/r), \quad (15)$$

действует на движущиеся электроны и резко изменяет конфигурацию электронных оболочек атомов. Хорошо известно, что при наложении очень сильного магнитного поля электронные оболочки атомов вместо привычной, близкой к сферической формы принимают вид предельно вытянутых эллипсоидов, подобных игле, у которых резко возрастает продольная ось и резко уменьшается поперечная. Уменьшение поперечного размера электронных оболочек соответствует резкому уменьшению радиуса электронного экранирования и, соответственно, очень существенному увеличению вероятности туннельного эффекта при взаимодействии с ядрами соседних атомов Это может приводить к резкому возрастанию вероятности реакций синтеза. В частности, для обеспечения необходимого

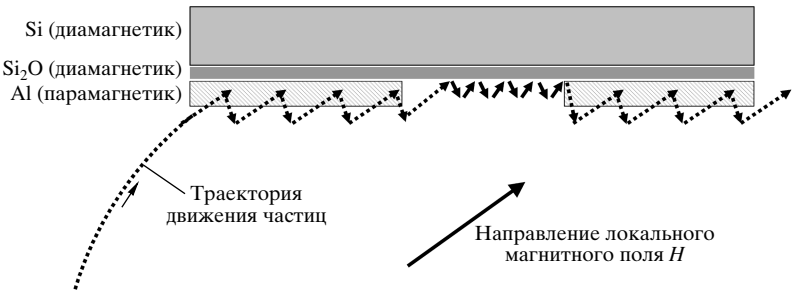


Рис. 8. Схема формирования периодического макротрека на поверхности МДП-структуры за счет взаимодействия с магнитозаряженной частицей.

энерговыделения каждая частица должна стимулировать около 5×10^7 реакций на 1 см пути.

Таким образом, в зависимости от ситуации магнитный заряд может стимулировать как деление, так и синтез ядер. В результате протекания таких реакций происходит быстрое разрушение той области слоя алюминия, которая находится вблизи магнитного заряда. При этом имеет место следующее. При нагреве и ионизации этой области локальная система атомов алюминия переходит из парамагнитного в диамагнитное состояние. Вследствие этого, в области нахождения магнитного заряда исчезает потенциальная яма (условием которой является требование $\chi_{Al} > 0$), которая превращается в потенциальный барьер (он соответствует требованию $\chi_{Al^*} < 0$), который выталкивает магнитный заряд обратно в вакуум (рис. 7б). Поскольку при таком взаимодействии будет выделяться большая энергия, то, естественно, прилегающий к алюминию слой кремния также будет частично расплавлен и разбрызган по поверхности алюминия.

Особая ситуация будет в случае, когда на магнитный заряд действует дополнительная сила, которая заставляет его двигаться вдоль поверхности в вакууме. Такой силой может быть влияние остаточного азимутального магнитного поля тока в диоде. Вектор напряженности этого поля лежит на окружности, расположенной симметрично направлению тока диода. В этом же направлении будет действовать ускоряющая сила. Из-за наличия центробежных сил траектория частицы с магнитным зарядом будет представлять собой раскручивающуюся спираль, начинающуюся в зоне коллапса, где могли образовываться магнитные заряды. На рис. 8 в упрощенном виде показана траектория движения магнитного заряда после того как через несколько периодов спирали он попадает на поверхность МДП-структуры.

В этом случае вылетевший из места первого падения на среду магнитный заряд ускоряется вдоль поверхности и попадает в то место, где имеется неповрежденный слой алюминия, а его характеристики соответствуют парамагнетику. Там заряд снова начинает притягиваться к слою, стимулирует в нем ядерные реакции, а затем снова покидает этот слой. Повторение этого цикла приводит к периодическому процессу взаимодействия магнитного заряда с поверхностью и к формированию трека в виде “тракторного следа”. В области поверхности, лежащей между слоями алюминия (в средней части рис. 8) частица находится в потенциальной яме, одна из стенок которой определяется отталкиванием от диамагнетика (SiO_2 и Si), а другая – действием магнитного поля тока на заряд. В этой области магнитный монополь движется вдоль поверхности кремния, не проникая в глубь него и не вызывая его повреждения, что и наблюдается в экспериментах.

Следует отметить еще одно обстоятельство. Исходя из вида макротрека (большое число строго периодических осцилляций) можно сделать заключение о том, что величина управляющего магнитного поля на протяжении всей прямой траектории (до точки обратного отражения в верхней части рис. 2) была примерно одинаковой. Это соответствует тому, что длительность формирования этой части трека была существенно меньше полной длительности импульса тока, равной $T \approx 30$–50 нс.

Если бы эта длительность была сопоставима с T, то период осцилляций в начале и конце трека были бы существенно разными. Исходя из этого можно предположить, что длительность формирования этой части трека длиной $L \approx 2$ мм не превышала $T_1 \approx 10$ нс, а средняя продольная скорость движения гипотетической магнитнозаряженой частицы была больше, чем $L/T_1 \approx 2 \times 10^7$ см/с. Макротрек, идущий в обратном направлении от точки разветвления, был вызван, скорее всего, отражением от области локального магнитного поля, сильного по величине и направленного в противоположную сторону по отношению к полю тока. Исследования, проведенные с использованием вторично-ионного масс-спектрометра (SIMS), обнаружили присутствие в окрестности точки поворота макротрека (в области с радиусом около 15–20 мкм) большого количества локализованного железа и кобальта. Эти

данные дают основание предполагать, что в этом месте находился небольшой фрагмент магнитоупорядоченной доменной структуры (микромагнита) с сильным полем, отразившим магнитозаряженную частицу. Присутствие дополнительного локального магнитного поля объясняет дальнейшее искривление траектории макротрека и изменение периода его осцилляций, что видно в правой нижней части рис. 2б.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный сценарий позволяет объяснить и количественно обосновать большинство наблюдаемых закономерностей осциллирующих пустотелых макротреков на основе предположения о рождении магнитозаряженных частиц в области коллапса в сильноточном диоде и при использовании предположения о том, что эти частицы могут быть высокоэффективными катализаторами ядерных реакций. Периодический характер траектории макротрека может быть связан со спецификой взаимодействия гипотетического магнитного заряда с системой парамагнитных и диамагнитных слоев на поверхности МДП-структкры. Из общих соображений можно предположить, что частицы с магнитным зарядом могут образовываться в зоне электронно-ядерного коллапса в процессе ударного воздействия сильноточным электронным пучком и последующего самосжатия магнитного поля пучка, вмороженного в сверхплотную плазму. Конкретный механизм рождения магнитного заряда может быть связан с топологическими особенностями зоны коллапса.

Исходя из приведенных выше оценок можно сделать вывод о том, что мощность ядерных преобразований, обеспечиваемых одной частицей с магнитным зарядом в мишени из алюминия, превосходит величину $P_{tot} > Q_{tot}/T_1 \approx 300$ Вт.

Вместе с тем очевидно, что сама гипотеза о рождении магнитных зарядов в области коллапса, процесс формирования которого сопровождается предельной деформацией вмороженного магнитного поля, нуждается в дальнейшем теоретическом анализе и экспериментальном исследовании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adamenko S.V., Vysotskii V.I.* // Foundations of Physics Letters, 2004. V. 17. № 3. P. 203.
2. *Adamenko S.V., Vysotskii V.I.* // Foundations of Physics. 2004. V. 34. № 11. P. 1801.
3. *Adamenko S.V., Adamenko A.S., Vysotskii V.I.* // Infinite Energy, 2004. V. 9. Issue 54. P. 23.
4. *Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г.* // Прикладная физика. 2000. № 4. С. 83.

Experimental Detection and Simulation of Oriented Motion of HypoteticalMagnetic-Charged Particles on Multilayer Surface

S. V. Adamenko, V. I. Vysotskii

The mechanism of creation of hollow macroscopic periodic canal formed on a surface and in a buek@ of a MDS-structure during experiments with a high-current vacuum-tube diode at collapse conditions in anode is discussed. It was shown, that the reason of such trajectory formation may be connected with the interaction of magnitocharged particle with surfaces of paramagnetic and diamagnetic layers of MDS-structure. The MDS-structure was situated near the collapse zone. Particles with magnetic charges may be created in the collapse zone after the shock action of high-current electron beam and subsequent self-compression of trapped magnetic field of the beam. The detailed analysis shows, that the source of very high energy $dQ_{tot}/dl \approx -10^6$ GeV/cm, expended on the canal formation, may be the processes of controlled nuclear synthesis with the participation of the Al nuclei from surface layer of MDS-structure stimulated by the influence of magnet charge.