Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

С. И. Яковленко,
Квантовая электроника, 1992, том 19, номер 1, 5–6

https://www.mathnet.ru/qe3288

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.14.85
16 декабря 2025 г., 16:01:31

«Квантовая электроника», **19**, № 1 (1992) УДК 621.373.826:551.594

С. И. Яковленко

О ВОЗМОЖНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ШАРОВОЙ МОЛНИИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

Предлагается сформировать сгусток неидеальной плазмы путем ионизации рабочего вещества (пара) лазером с энергией кванта, близкой к энергии ионизации. Согласно последним теоретическим исследованиям, такая плазма должна аномально долго рекомбинировать.

Недавние теоретические исследования (см. [1—3] и цитированную там литературу) показали, что классическая кулоновская плазма не рекомбинирует, если на нее не оказывается внешнего воздействия стохастического (вероятностного) характера. Можно предположить, что именно это обстоятельство обусловливает устойчивость плазмы шаровой молнии (ШМ) по отношению к рекомбинации. Ниже обсуждается возможность использования лазерного излучения для получения плазменного сгустка с соответствующими параметрами.

Для уточнения постановки задачи остановимся подробнее на некоторых результатах, полученных в [1—3], где проводилось моделирование плазмы методом динамики многих частиц (ДМЧ-методом), т. е. непосредственным численным решением уравнений Ньютона для системы от сотен до тысяч частиц, взаимодействующих друг с другом по закону Кулона. Частицы помещались в ящик с отражающими стенками.

В случае энергоизолированной плазмы [1], характеризуемой отражением от стенок частиц без изменения энергии, формировалось устойчивое состояние с максвелловскими распределениями электронов и ионов по скоростям. Однако распределение электронов по полной энергии совпадало с больцмановским лишь для положительных энергий (свободные электроны). В области отрицательных энергий (связанные электроны) вместо экспоненциального роста наблюдался резкий экспоненциальный спад с увеличением энергии связи электрона. В то же время распределение было стационарным (или квазистационарным), т. е. число переходов в каждом рассмотренном энергетическом интервале было в среднем равно числу уходов из этого интервала.

Аналитическое выражение, описывающее результаты ДМЧ-расчетов функции распределения, удалось получить лишь ценой отказа от принципа детального баланса, определяющего связь коэффициентов подвижности и диффузии электронов по энергетической оси [3]. Отказ от этого фундаментального принципа статистической физики означает, разумеется, и отказ от микроканонического распределения для энергоизолированной системы, т. е. от эргодической гипотезы для классической кулоновской плазмы.

Результаты ДМЧ-расчетов стали соответствовать основным положениям статистики лишь после того, как в моделирование было введено стохастическое воздействие, приводящее к потере динамической памяти системы [2]. Моделировалась плазма, помещенная в термостат: отражающиеся от стенок частицы случайным образом (в соответствии с максвелловским распределением при температуре стенок) получали новую энергию. При наличии термостатирующих стенок возникал рекомбинационный поток по энергетической оси, который хорошо соответствовал диффузионной теории тройной рекомбинации, основанной на принципе детального баланса.

Кроме того было проведено моделирование с внешней стохастизацией, сохраняющей полную энергию системы. Через промежутки времени порядка времени пролета электроном среднего межчастичного расстояния различные электроны обменивались скоростями без изменения их координат: один электрон приобретал скорость другого, другой — третьего и т. п. В результате такого воздействия плазма начинала рекомбинировать и греться в соответствии с основными положениями статистической механики. Моделирование воздействия на плазму неупругих столкновений электронов с гипотетическим газом двухуровневых атомов показало, что для стимуляции рекомбинационного процесса воздействие на неидеальную плазму должно быть более мощным, чем на идеальную.

Обсудим теперь, какое отношение имеют изложенные результаты к проблеме ШМ. Дело в том, что основные свойства ШМ [4, 5] можно было бы объяснить, если считать основой ее вещества переохлажденную неидеальную плазму.

Основной трудностью плазменных моделей является то, что ШМ, согласно наблюдениям, может существовать десятки и сотни секунд, в то время как плазма с требующимися параметрами ($N_e \sim 10^{17}$—10^{19} см$^{-3}$, $T_e \sim 0{,}03$—$0{,}1$ эВ) должна рекомбинировать за очень короткие времена (менее 1 нс). Для устранения этой трудности И. П. Стахановым была выдвинута гипотеза о задержке рекомбинации из-за сольватации ионов: молекулы воды облепляют ионы плазмы и не дают им сблизиться до расстояний, на которых рекомбинация происходит эффективно [5, 6]. Оказывается, однако, что для замедления рекомбинации более чем на десять порядков необходимо, чтобы сольватная оболочка представляла собой сплошной барьер толщиной в несколько ангстрем, почти не проницаемый для электронных волновых функций [7]. Трактовка сольватной оболочки как непроницаемого барьера вызывает сомнения. Результаты же [1—3] позволяют объяснить аномальную задержку рекомбинации другими причинами.

Изложенные результаты позволяют предположить, что ШМ является сгустком неидеальной плазмы, состоящей из положительных и отрицательных тяжелых ионов. Эта плазма рекомбинирует аномально медленно ввиду неидеальности плазмы и слабости стохастического воздействия, осуществляемого через поверхность плазменного сгустка. Результаты исследований [1—3] носят радикальный характер и нуждаются в прямой экспериментальной проверке. Для этого необходимо получить высокоионизованную плотную низкотемпературную плазму. Желательно, чтобы ее контакт со стенками был минимален в течение достаточно длительного времени. Оценим параметры такой плазмы.

Температура электронов T_e должна быть достаточно низкой хотя бы для того, чтобы подавляющее число связанных электронов было квазиклассическим. Согласно расчетам [1], в области энергий связи $\mathscr{E}_n = \mathrm{Ry}/n^2 > 3T_e$ ($\mathrm{Ry} = 13{,}6$ эВ, n — главное квантовое число) пренебрежимо мало электронов. Для выполнения условия квазиклассичности необходимо, чтобы энергия перехода между ближайшими уровнями $\Delta\mathscr{E}_n = 2\mathrm{Ry}/n^3 = 2\mathrm{Ry}(3T_e/\mathrm{Ry})^{3/2}$ была много меньше температуры электронов. Отсюда имеем $(3T_e/\mathrm{Ry})^{1/2} \ll 1/6$, или $T_e < \mathrm{Ry}/108 \approx 0{,}13$ эВ.

Плотность электронов должна быть достаточно высокой, чтобы можно было пренебречь радиационными переходами. Это приводит к требованию $N_e > 10^{15}$ см$^{-3}$. При $T_e < 0{,}1$ эВ, $N_e > 10^{15}$ см^3 плазма, согласно принятым представлениям, распадается в результате тройной рекомбинации за время $\tau_{\text{рек}} < 10$ нс.

Рассмотрим некоторые требования к параметрам лазера. Желательно, чтобы энергия светового кванта $\hbar\omega$ была примерно равна энергии ионизации J рабочих атомов. Естественно ориентироваться на возбуждение металлов эксиплексными лазерами. Например, для XeCl-лазера ($\lambda = 308$ нм, $\hbar\omega \approx 4$ эВ) лучше подходят атомы тяжелых щелочных металлов: K ($J = 4{,}34$ эВ), Rb (4,18), Cs (3,89); для KrF-лазера (250 нм; 4,9 эВ) можно использовать Li (5,39 эВ), Na (5,14), Ba (5,21), La (5,58), Sr (5,69), Al (5,99). Если использовать излучение второй и третьей гармоник, круг подходящих элементов сильно расширится.

Плотность электронов в мишени при вводе основной энергии эксиплексного лазера должна быть меньше критической плотности $N_{\text{кр}}$ для данной длины волны ($N_{\text{кр}} \approx 1{,}5 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ для XeCl-лазера и $2{,}4 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$ для KrF-лазера). Это желательно для того, чтобы механизм ионизации не был тепловым.

Энергия и длительность лазерного импульса зависят от исходного состояния мишени и параметров плазменного сгустка, который мы хотим сформировать. Если ориентироваться на сгусток диаметром $d = 1$ см с плотностью электронов $N_e \approx 10^{18}$ см$^{-3}$, то необходимо ввести энергию $E_{\text{лаз}} \gtrsim 1$ Дж за время, меньшее времени разлета сгустка $\tau_p \sim 1$ мкс.

Разумеется, возможны различные схемы ввода лазерной энергии, например использование мишени специальной конфигурации (острие, шарик микронных размеров). Возможно предварительное испарение мишени и помещение ее в достаточно плотный газ для задержки разлета. Однако при любой схеме эксперимента главная задача состоит в том, чтобы избежать перегрева электронов.

Положительный результат экспериментов должен состоять в аномально длительном (по сравнению с расчетным временем рекомбинации) существовании плазменного сгустка. При этом контроль за плотностью электронов необходимо вести интерферометрическими методами, поскольку в принципе возможна ситуация, когда плотная неидеальная плазма излучает аномально слабо.

1. С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко. *Кр. сообщ. по физ.*, ФИАН № 2, 6 (1990); Препринт ИОФАН, М., 1990, № 36.
2. С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко. *Кр. сообщ. по физ.*, ФИАН, № 5, 20 (1990).
3. С. А. Майоров, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко. *Кр. сообщ. по физ.*, ФИАН, № 10, 3; 18 (1990).
4. С. Сингер. Природа шаровой молнии.— М.: Мир, 1973.
5. И. П. Стаханов. Физическая природа шаровой молнии.— М.: Атомиздат, 1979.
6. И. П. Стаханов. *Письма в ЖЭТФ*, 18, 193 (1973).
7. Л. И. Гудзенко, В. И. Держиев, С. И. Яковленко. *Труды ФИАН*, 120 50 (1980).

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в редакцию
27 сентября 1991 г.

S. I. Yakovlenko. **On possible simulation of ball lightning with the use of a laser.**

It is proposed to form a nonideal plasma bunch be formed by means of ionization of the operating medium (vapor) by a laser with a photon energy close to that of ionization. According to the latest theoretical investigations this plasma should recombinate anomalously long.