

## ОБ УСКОРЕНИИ ПЛАЗМЫ СОБСТВЕННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*Л.И.Гудзенко, Е.М.Мороз*

Если излучение плазмы анизотропно так, что его интенсивность вдоль  $q$  меньше, чем в обратном направлении на величину  $l$  [эрг/сек], выход фотонов из плазменного сгустка сопровождается ракетной тягой с силой  $f_q = l_q q / c q$ . При надлежащих условиях такая фотонная тяга может стать эффективным ускорителем сгустка.

Кратко остановимся на примере высокоионизованной плазмы, инверсно заселенной по двум состояниям атомов (или ионов) с разницей  $\mathcal{E}$  в энергии уровней. Эта плазма может усиливать излучение частоты  $\mathcal{E}/h = \nu$ . Если усиление велико, то при попадании извне в сгусток света с волновым вектором (в системе сгустка)  $k$ ,  $k = 2\pi\nu/c$  тяга в направлении обратном  $k$  усиленного излучения во много раз превышает давление на сгусток падающего извне света.

Расчеты [1] показали, что при глубоком охлаждении свободных электронов высокоионизованной плазмы за время, меньшее времени релаксации соответствующих состояний, достигается достаточно сильная инверсность заселенностей. Наиболее благоприятен для интенсивного свечения циклический режим следующих друг за другом тактов нагрева и охлаждения [2]. Методом быстрого и глубокого охлаждения свободных электронов посвящено несколько работ. Нетрудно видеть, что способы охлаждения [2], определяемые соударениями электронов с холодными тяжелыми частицами плазмы и амбиполярной диффузией к стенкам, противоречат требованиям задачи об эффективном ускорении. Метод же охлаждения [3], связанный с резким уменьшением окружающего плазму магнитного поля, представляется соответствующим основным условиям этой задачи.

Пусть замагниченный высокоионизованный плазменный сгусток плотностью  $10^{14} + 10^{18} \text{ см}^{-3}$  движется вдоль силовых линий магнитного поля. Центр тяжести сгустка остается в среднем на одной и той же "центральной" круговой орбите, совпадающей с силовой линией, на которой поле минимально. Магнитное поле достаточно круто нарастает во все стороны от центральной орбиты, что мешает растеканию замагниченной плазмы поперек орбиты. Внешнее излучение вводится в плазму на участках ее инверсной заселенности; его волновой вектор (в лабораторной системе  $k_n = \sqrt{(1 - v/c)(1 + v/c)} k$ ) направлен про-

тив скорости  $v$  сгустка. Нагрев производится импульсным продольным магнитным полем, резко сжимающим плазму. Охлаждение при снятии этого дополнительного поля связано с адиабатическим расширением сгустка и с выходом излучения. Интенсивность (и давление) направленного излучения вдоль инверсно заселенной среды растет в направлении  $k$ . В плазменном сгустке это приведет к конвективному перемешиванию и к появлению силы, препятствующей разтеканию сгустка вдоль магнитных силовых линий. Проводимая для нагрева и охлаждения быстрая модуляция напряженности поля препятствует возникновению торoidalного дрейфа [4]. Излучение плазмы является здесь малоинерционным источником подробной информации, позволяющей проводить с помощью внешнего поля коррекцию отклонений сгустка от центральной орбиты при его флуктуационных уходах от циклического режима.

Учитывая, что максимальная сила фотонной тяги в системе отсчета сгустка не зависит от  $v$ , при обеспечении подстройки частоты получим соответствующую оценку ускорения сгустка в лабораторной системе (см. также [5])  $a \approx a^{(0)}(1 - v/c)$ ,  $a^{(0)} = \xi \delta / cMT$ , где  $\delta$  — доля всех атомов (ионов) плазмы, участвующая в течение цикла в усилении излучения,  $M$  — масса покоя атома (иона),  $T$  — длительность цикла нагрева и охлаждения в лабораторной системе отсчета. Для оценок  $a^{(0)}$  воспользуемся простейшими примерами, в которых проводился анализ релаксации заселенностей плазмы после резкого охлаждения свободных электронов. Для атомарного водорода [6], подставляя  $\xi_H \approx 0,66 \text{ эв}$ ,  $\delta_H = 0,1$ ,  $T_H = 10^{-8} \text{ сек}$ , получим  $a_H^{(0)} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см/сек}^2$ . Для плазмы водородоподобных ионов элемента с атомным номером  $Z$  (в периодической системе) можно в принципе положить [2]  $\xi_Z = Z^2 \xi_H \delta(Z) = \delta_H \cdot M(Z) \approx 2M_H Z$ ,  $T_Z \approx Z^{-4} T_H$ , тогда  $a^{(0)}(Z) \propto Z^3 a_H^{(0)}$ , но, по-видимому, значения  $T(Z) \approx Z^{-4} \cdot 10^{-8} \text{ сек}$  технически нереализуемы, поэтому  $a^{(0)}(Z) \approx Z a_H^{(0)}$ . Надо отметить, что роль безызлучательных переходов в плазме многозарядных ионов падает, что позволяет проводить усиление при сравнительно больших плотностях, с ростом  $Z$  растет вклад в охлаждение электронов рекомбинационного и тормозного излучения.

Условия создания усиливающей плазмы на Li во многом проще, чем на водороде. Для плотной литиевой плазмы [1] положим  $\xi_{Li} = 1,8 \text{ эв}$ ,  $\delta_{Li} = 0,1$ ,  $M_{Li} = 6M_H$ ,  $T_{Li} = 10^{-8} \text{ сек}$ , тогда  $a_{Li}^{(0)} \approx 6 \cdot 10^7 \text{ см/сек}^2$ . Необходимый диапазон изменения температур в ходе цикла нагрева-охлаждения меньше в 8 раз. Инверсность заселенно-

сти в плотной плазме  $Li$  в отличие от  $H$  (или  $H$ -подобных ионов) формируется безызлучательными переходами, поэтому реабсорбция излучения практически незначительна. Оптимальны сгустки больших размеров и плотности; при этом растет отношение направленного и изотропного излучения. Следует обсудить возможность существенного отражения усиленного излучения от передней более ионизованной части плотного сгустка, что позволило бы обойтись без внешнего источника излучения.

Ускорение собственным излучением, по-видимому, может найти применение также и для создания быстрых непрерывных молекулярных струй при использовании инверсного заселения в слабоионизованных газах.

Авторы благодарны А.Е.Каплану за обсуждение.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
17 июня 1968 г.

#### Литература

- [1] Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. Докл. АН СССР, 160, 1296, 1965;  
Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. ПМТФ, № 5, 115, 1966;  
Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. Препринт ФИАН, № 39, 1968.
- [2] Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. ЖТФ, 36, 1622, 1966.
- [3] Л.И.Гудзенко, С.С.Филиппов, Л.А.Шелепин. ЖЭТФ, 51, 1115, 1966.
- [4] В.Д.Шафранов. Сб. Вопросы теории плазмы, М., 1963, вып.2, стр.92.
- [5] Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. Космические исследования, 3, № 1, 1965.
- [6] Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. Препринт ФИАН № 29, 1967.