Высокочастотные продольные электронные волны в ”холодной” фотоионизованной плазме

1Вагин К.Ю., 2Мамонтова Т.В., 1,2Урюпин С.А.

1Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,
 vagin@sci.lebedev.ru
2Московский инженерно-физический институт, г. Москва, Россия

При воздействии мощного лазерного излучения на атомы вещества образуется плазма с неравновесным распределением электронов по скоростям. При этом время ионизации атомов оказывается на несколько порядков меньше времени существования образующегося неравновесного распределения фотоэлектронов и можно говорить о фотоионизованной плазме, физические свойства которой качественно отличаются от свойств равновесных плазм.

Настоящее сообщение посвящено изучению свойств высокочастотных продольных электронных волн в фотоионизованной плазме, образующейся при туннельной ионизации атомов коротким лазерным импульсом циркулярно поляризованного излучения. Возникающее при этом распределение фотоэлектронов по скоростям является анизотропным. В условиях ”холодной” плазмы это распределение можно аппроксимировать следующей функцией

 , (1)

где  — дельта функция, а  — скорость движения электронов в плоскости, перпен-дикулярной оси анизотропии, задающаяся циркулярно поляризованным полем ионизующего излучения [2]. Для такой фотоионизованной плазмы частота  продольных волн с вол-новыми векторами, направленными вдоль оси анизотропии , также как и в случае холодной изотропной плазмы равна ленгмюровской частоте электронов  и не зависит от волнового числа. Свойства продольных электронных волн, распространяющихся под углом к оси анизотропии, качественно иные. Наиболее ярко их своеобразие проявляется для волновых векторов, перпендикулярных оси анизотропии , когда дисперсионное уравнение имеет сравнительно простой вид

 . (2)

Решение кубического уравнения (2) может быть записано в общем аналитическом виде с помощью формул Кардано. Приведем здесь лишь предельные выражения. В длин-новолновом пределе, когда , для частоты продольных волн имеем

 . (3)

В противоположном коротковолновом пределе для  уравнение (2) приводит к почти линейной зависимости частоты от волнового числа

 . (4)

Полученные результаты применимы и для описания потенциальных поверхностных волн. Дисперсионное уравнение таких волн отличается от уравнения (2) заменой  на , а частота поверхностной волны связана с волновым числом  соотношениями (3) и (4), в которых вместо  входит .

Отметим, что в модели ”холодной” плазмы интервал допустимых значений волновых чисел не ограничен сверху, а бесстолкновительное затухание волн отсутствует. Учет разброса фотоэлектронов по скоростям позволяет найти декремент затухания и указать область существования слабозатухающих продольных волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-07490).