

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ДВУХПЛАЗМЕННОГО
РАСПАДА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОКРЕСТНОСТИ РЕ-
ЗОНАНСА $n_c/4$

Д. М. Карфилов, Н. А. Лукина, К. Ф. Сергейчев

УДК 533.951

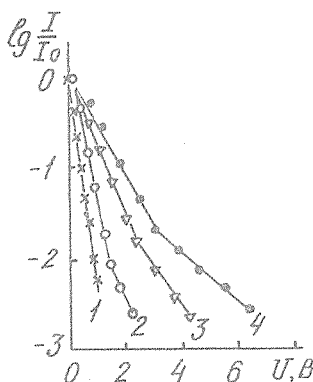
Исследовано ускорение электронов в плазме с концентрацией, равной $1/4$ критической. Механизм ускорения связывается с распадом волны накачки на две ленгмювские и модуляционной неустойчивостью ленгмювских волн.

Наиболее интенсивная диссипация энергии высокочастотного поля большой амплитуды в плазме, рождающая потоки ускоренных электронов, связана с критической концентрацией $n_c = \pi\omega^2/4\pi e^2$, которая отвечает резонансу поля накачки и плазменной частоты $\omega = \omega_{pe} / 1/$. Ускорение электронов является следствием плазменной турбулентности при распаде электромагнитной волны накачки на ленгмювскую и звуковую волны. Заметную, хотя и менее интенсивную, диссипацию энергии высокочастотного поля можно ожидать при резонансе обертона накачки и плазменной частоты $\omega = 2\omega_{pe}$ в области концентрации $n \approx n_c/4$, где плазменная турбулентность обуславливается распадом электромагнитной волны накачки на две ленгмювские волны $/2, 3/$.

В данной работе в условиях двухплазменного распада в окрестности $n = n_0/4$ исследованы пороги возникновения потоков ускоренных электронов и их энергетические спектры.

Эксперименты проводились на установке, ранее описанной в /4/. Плазма создавалась сторонним источником с импульсным плазменно-пучковым разрядом вдоль слабого статического поля $E_0 \leq 100$ Гс в аргоне и гелии при давлениях $p \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ торр. Воздействие СВЧ поля на плазму осуществлялось в стадии ее диффузионного распада, когда распределение концентрации плазмы в пространстве становилось достаточно однородным: характерные размеры неоднородности по оси столба ~ 1 м и по радиусу $\sim 0,3$ м. Параметры плазмы измерялись калиброванным лентмюровским зондом. Концентрация плазмы в центре столба составляла $n_0 \approx n_0/4 \approx 10^{11}$ см $^{-3}$, а температура электронов T_e варьировалась в пределах $0,3 \pm 1$ эВ.

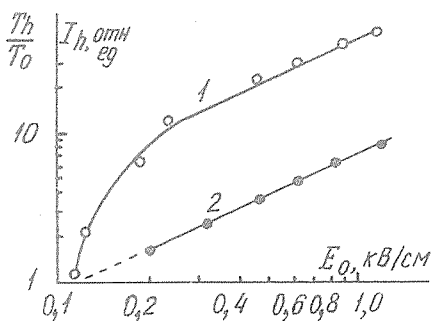
СВЧ излучение, создаваемое импульсным генератором (длина волны $\lambda = 5$ см, длительность импульса $\sim 10^{-5}$ с, мощность $< 10^5$ Вт), с помощью рупорно-линзовой антенны формировалось в пучок с характерным диаметром $\sim 3\lambda$. Оптическая ось пучка ориентировалась перпендикулярно оси столба плазмы так, чтобы вектор



Р и с. 1. Электронная ветвь характеристики лентмюровского зонда, расположенного в центре области взаимодействия пучка СВЧ излучения с плазмой: 1 - $E_0 = 0$; 2 - $E_0 = 220$ В/см; 3 - $E_0 = 400$ В/см; 4 - $E_0 = 600$ В/см

напряженности электрического поля волны \vec{E}_0 был коллинеарным с осью столба (направлением наибольшей однородности плазмы).

Под действием СВЧ излучения достаточно высокой интенсивности ($E_0 \geq 100$ В/см) на оси плазменного столба были зарегистрированы "хвосты" ускоренных электронов. Из семейства электронных ветвей зондовых характеристик, полученных при различных напряженности поля накачки (рис. 1), видно, что с увеличением E_0 наряду с нагревом основной массы электронов (уменьшение производной $d(\lg I)/dU$ левой части зондовых характеристик до перегиба) увеличивается ток и энергия электронов в хвосте функции распределения, причем, как видно из рис. 1, средняя энергия электронов в хвостах (после перегиба) может быть охарактеризована эффективной температурой T_h . Рост тока I_h и температуры T_h ускоренных электронов в зависимости от поля накачки E_0 представлены на рис. 2. Обе зависимости, особенно $I_h(E_0)$, указывают на существование порога генерации потока ускоренных электронов, в данном случае $E_{0(th)} \approx 100$ В/см. Оказалось, что пороговая напряженность поля $E_{0(th)}$ не зависит от начальной температуры электронов T_0 , от рода газа (массы ионов), но зависит от частоты столкновений электронов ν_e . Набор данных о пороговой напряженности поля представлен на рис. 3 в виде зависимости безразмерного параметра $\nu_E(th)/c$, характеризующего отношение скорости осцилляции электрона в пороговом поле $\nu_E(th) = eE_{0(th)}/m\omega_0$ к скорости света c , от другого безразмерного параметра $4\nu_e/\sqrt{3}\omega_0$, характери-

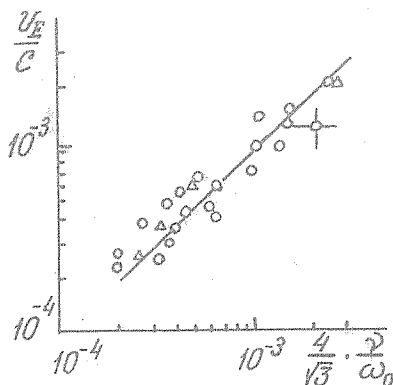


Р и с. 2. Зависимость тока (1) и эффективной "температуры" (2) ускоренных электронов от напряженности поля накачки

зущего столкновительную диссипацию и, согласно /2/, дающего теоретические значения порога двухплазменного распада с достаточно малыми значениями волновых векторов k : $k_{De} < k_{st}^{r_{De}} \approx 0,2$ (k_{st} — волновой вектор, для которого вклад столкновительного затухания и бесстолкновительного затухания ленгмювский волны сравниваются). Соответствие экспериментальных данных о порогах с теоретической зависимостью, представленной на рис. 3 прямой линией (под углом 45°), доказывает связь эффекта ускорения электронов при концентрации плазмы $n_e/4$ с двухплазменным распадом.

Из отношения плотности тока ускоренных электронов к плотности теплового тока, которое при небольшом превышении порогового поля достигает величины $I_a/I_0 \sim 3 \cdot 10^{-2}$ (рис. 2), нетрудно оценить долю ускоренных электронов, которая составляет $\leq 1\%$. Столь эффективное вовлечение электронов плазмы в ускорение ленгмювской волной с $k_{De} < 0,2$ трудно объяснить фазовым синхронизмом и захватом электронов в потенциальное поле волны.

Можно предположить, что ускорение электронов обязано возникновению модуляционной неустойчивости длинноволновых плазменных колебаний /3/, при которой, вследствие перекачки ленгмювской энергии коллапсирующим кавернами в коротковолновую часть спектра, уже становится возможным поглощение колебаний резонансными электронами.



Р и с. 3. Пороги генерации ускоренных электронов

Исходя из предположения $n_e v_{th} E_H \leq (E_1^2 / 8\pi) v_e k r_{De}$, т.е., что плотность потока энергии ускоренных электронов соответствует нижнему пределу плотности потока энергии ленгмювских волн, для $k r_{De} = 0,2$ получаем минимальную оценку электрической напряженности ленгмювского поля, которое соответствует значению параметра $E_1 \text{ min} / \sqrt{4\pi n_e T_0} \sim 0,1$. Полученная оценка $E_1 \text{ min}$ превосходит пороговую напряженность для возникновения модуляционной неустойчивости /3/:

$$E_1^2 / \sqrt{4\pi n_e T_0} = 9 k r_{De} (m/M)^{1/2} \approx 7 \cdot 10^{-3} (\Delta r), \quad 2 \cdot 10^{-2} (\text{Me}).$$

Эффективная частота столкновений ν_{eff} , характеризующая диссипацию энергии высокочастотного поля накачки в турбулентном плазменном поле при двухплазмонном распаде $5,6 / \nu_{eff} \omega_{pe} \sim T_0 / m e^2$, в холодной плазме с $T_0 \sim 1$ эВ оказывается невысокой: $\nu_{eff} \sim 10^{-6} \omega_{pe} \sim 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. В горячей лазерной плазме эффективность поглощения энергии оказывается на 3 порядка выше. Оценка ν_{eff} по потоку ускоренных электронов совпадает по порядку величины с оценкой по приведенной формуле.

Авторы благодарят Г. М. Батанова за обсуждение работы.

Поступила в редакцию
31 мая 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Галеев и др., ЖЭТФ, 73, 1353 (1977).
2. С. S. Liu, M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids, 19, 967 (1976).
3. Р. З. Сагдеев и др., ЖЭТФ, 82, 125 (1982).
4. Д. М. Карышов, Н. А. Лукина, К. Ф. Сергейчев, Физика плазмы, 7, 136 (1981).
5. А. М. Рубенчик, ЖЭТФ, 68, 1005 (1975).
6. В. Ю. Быченко, В. П. Силин, В. Т. Тихончук, Письма в ЖЭТФ, 26, 309 (1977).