

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

169

В.И.Волосов, В.Е.Пальчицов,
Ф.А.Цельник

**О пролетных колебаниях электронов
в магнитной ловушке**

г.Новосибирск 1967

В.И.Волосов, В.Е.Пальчиков, Ф.А.Цельник

О ПРОЛЕТНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ
В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

АННОТАЦИЯ

Проводилось изучение процессов накопления и удержания быстрых электронов (до 100 кэВ) в "Магнитной ловушке". Основным видом неустойчивостей, наблюдавшихся в эксперименте, являются колебания, связанные с осциллирующим движением электронов между магнитными "пробками", которые ограничивают плотность "горячей плазмы". В работе описан ряд особенностей подобных колебаний, а также приводится качественная теория, объясняющая результаты экспериментов.

В экспериментах по накоплению быстрых электронов в магнитной ловушке обычно наблюдаются неустойчивости, влияющие на процесс накопления и удержания частиц [1,2]. Существенную роль здесь играет неустойчивость, связанная с осциллирующим движением электронов между магнитными пробками ("пролетные колебания"). В настоящей работе описан ряд особенностей подобных колебаний, наблюдавшихся экспериментально, а также делается попытка дать качественное объяснение этих результатов.

Эксперименты проводились на магнитной ловушке диаметром 40 см, длиной 130 см (расстояние между пробками). Магнитное поле было стационарным и менялось в пределах 100-300 эрстед (в центре); пробочное отношение 2,5. Импульсная инжекция конусного пучка электронов с энергией до 100 кэВ проводилась через одну из магнитных пробок, средний угол раствора конуса вблизи максимума поля 174-178°; угловой размер пучка 4-5°, время инжекции 5 мксек. Подробное описание метода инжекции дано в [3]. Захват частиц осуществлялся только за счет объемного заряда пучка (импульсный соленоид, описанный в [3], здесь не использовался). Эффективное накопление частиц в ловушке начиналось при некотором минимальном токе инжекции (I_{min}), зависящем от энергии электронов (так, например, при $W_e = 40$ кэВ, $I_{min} \approx 0,3$ а), а также от угла

наклона инжектируемого пучка к магнитному полю. Схематический разрез установки дан на рис. 1. Измерения проводились с помощью электростатических и диамагнитных зондов (измерение E_r и ΔH_z), торцевых пробников и магнитных антенн.

Практически во всех экспериментах, при токе инжекции выше I_{min} , наблюдались колебания с частотой 20-30 мгц, близкой к частоте колебаний быстрых электронов между магнитными пробками ($f_{теор.}$).

$$f_{теор.} = \frac{C}{\sqrt{\alpha(1 - \frac{W_0}{W})}} \quad (1)$$

C - константа, зависящая от условий эксперимента, α - пробочное отношение, W - энергия частиц, W_0 - энергия покоя. Сравнение этих частот в зависимости от энергии электронов дано на рис. 2. Частота колебаний не зависела от магнитного поля, плотности холодной плазмы и нейтрального газа. Колебания наблюдаются как в течение импульса инжекции, так и при распаде плазмы при довольно низкой плотности плазмы, причем амплитуда колебаний во времени падает медленно (рис. 3). Существенно, что колебания наблюдаются при начальной плотности плазмы много меньшей, чем требуется для появления 2-х пучковой неустойчивости, критерий появления которой

имеет вид

$$2\omega_p^2 = \gamma^3 (k_{||} \bar{v}_z)^2 \quad (2)$$

ω_p - плазменная частота; $\gamma = 1 + \frac{W}{W_0}$; \bar{v}_z -

- средняя продольная скорость частиц в ловушке.

На осциллограммах, полученных с диамагнитного и электростатического зондов видны высшие гармоники основной частоты, причем форма сигнала зависит от положения пробника вдоль z ; эти осциллограммы можно объяснить наличием в ловушке сгустка электронов, совершающих продольные колебания (рис. 4). Измерения с помощью электростатического азимутального секционированного пробника показали, что этот сгусток однороден по азимуту и совершает колебания по z как одно целое.

Амплитуда колебаний во время инжекторного импульса при плотности быстрых электронов, определяемой условием (2), сильно возрастала. Эта плотность определялась током инжекции, причем, как уже отмечалось в [2], рост плотности прекращается при токах выше некоторого критического (рис. 5). Амплитуда колебаний в режиме распада плазмы также возрастала при плотностях n_e и токах определяемых из (2), однако дальнейший рост тока инжекции приводил к сильному уменьшению этих колебаний. Время распада плазмы (время уменьшения плотности в e раз) было порядка нескольких сот микросекунд. При токах

инжекции выше критического это время сокращалось в несколько раз (рис.5). Время затухания колебаний одного порядка со временем распада плазмы.

Одновременно с описанными выше в.ч. колебаниями наблюдались низкочастотные колебания с частотой 200-500 кгц; которая по порядку величины совпадает с дрейфовой частотой вращения плазмы в магнитной ловушке.

Качественное объяснение наблюдавшимся колебаниям можно дать рассматривая движение отдельных заряженных частиц в поле потенциальной "ямы"

$eU(z) + \mu H(z)$ с учетом объемного заряда частиц. Пусть имеется сгусток заряженных частиц, совершающий колебание в этой "яме" с периодом $T = \frac{2\pi}{\Omega_0}$ (подобный сгусток может образоваться в результате случайной флуктуации). Отдельная частица движется в фазовом пространстве относительно этого сгустка как по фазе относительно центра сгустка $-\varphi$, так и по частоте $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_0$, тогда ($x_n = x(t)$)

$$\varphi_{n+1} = \varphi_n + \Delta\Omega T_0 \quad (3)$$

$$\Delta\Omega_{n+1} = \Delta\Omega_n + \frac{\partial\Omega}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial t} T_0$$

здесь рассматриваются моменты времени t_n, t_{n+1} :

связанные с соотношением $t_{n+1} = t_n + T_0$.

Если фаза и частота меняются достаточно медленно и величина потенциала объемного заряда невелика по сравнению с полным потенциалом, то можно из (3) получить

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial\Omega}{\partial W} F(\varphi) \cdot \bar{v}_z \quad (4)$$

\bar{v}_z - средняя скорость сгустка; $F(\varphi)$ - сила

воздействия объемного заряда на частицу. При

$\frac{\partial\Omega}{\partial W} > 0$ возмущение плотности быстро затухает, при $\frac{\partial\Omega}{\partial W} < 0$ возмущение плотности

сохраняется во времени; уравнение (4) в этом случае совпадает с уравнением, описывающим эффект "отрицательной массы", которое подробно разбирается в теории ускорителей [4-7]. В описанной выше

магнитной ловушке $H_z \approx H_0 (1 + \alpha (\frac{z}{a})^2 - \beta (\frac{z}{a})^4)$ и условие $\frac{\partial\Omega}{\partial W} < 0$ выполняется практи-

чески во всем объеме; учет электрических полей объемного заряда лишь усиливает это неравенство. Функция $F(\varphi)$ в нашем случае является довольно сложной, т.к. здесь каждой точке z соответствуют две точки в пространстве φ (а не одна, как в теории ускорителей). Поэтому ограничимся лишь качественным рассмотрением задачи. В первый момент после окончания инжекции все фазовое про-

странство заполнено частицами (см. рис. 6); верхний предел по продольной энергии $W_{II}(\Omega)$ определяется условием ухода через пробку

$$W_{II_{max}} = \mu(H_{np} - H_0) + e(U_{np} - U_0) \quad (5)$$

Затем частицы из областей II и III начинают медленно уходить через магнитные пробки; при этом разница в плотностях частиц вблизи $\varphi = 0$ и $\varphi = \pm\pi$ возрастает, это эквивалентно как бы нарастанию амплитуды колебаний на неподвижном пробнике. В дальнейшем эта амплитуда может оставаться неизменной. Подобный механизм "самоподдерживания" колебаний может объяснить результаты, полученные при малых токах в описанном выше эксперименте, а также относительную стабильность колебаний при распаде плазмы.

При достаточно больших токах инжекции, когда возникает 2-х пучковая неустойчивость, амплитуда колебаний сильно возрастает, что приводит к ограничению плотности захваченных частиц и существенному изменению функции распределения.

По-видимому, для создания плазмы с более высокой плотностью необходимо использовать ловушку с $\frac{\partial \Omega}{\partial W} > 0$, а также другие методы инжекции, создающие распределение частиц в ловушке, близкое к равновесному.

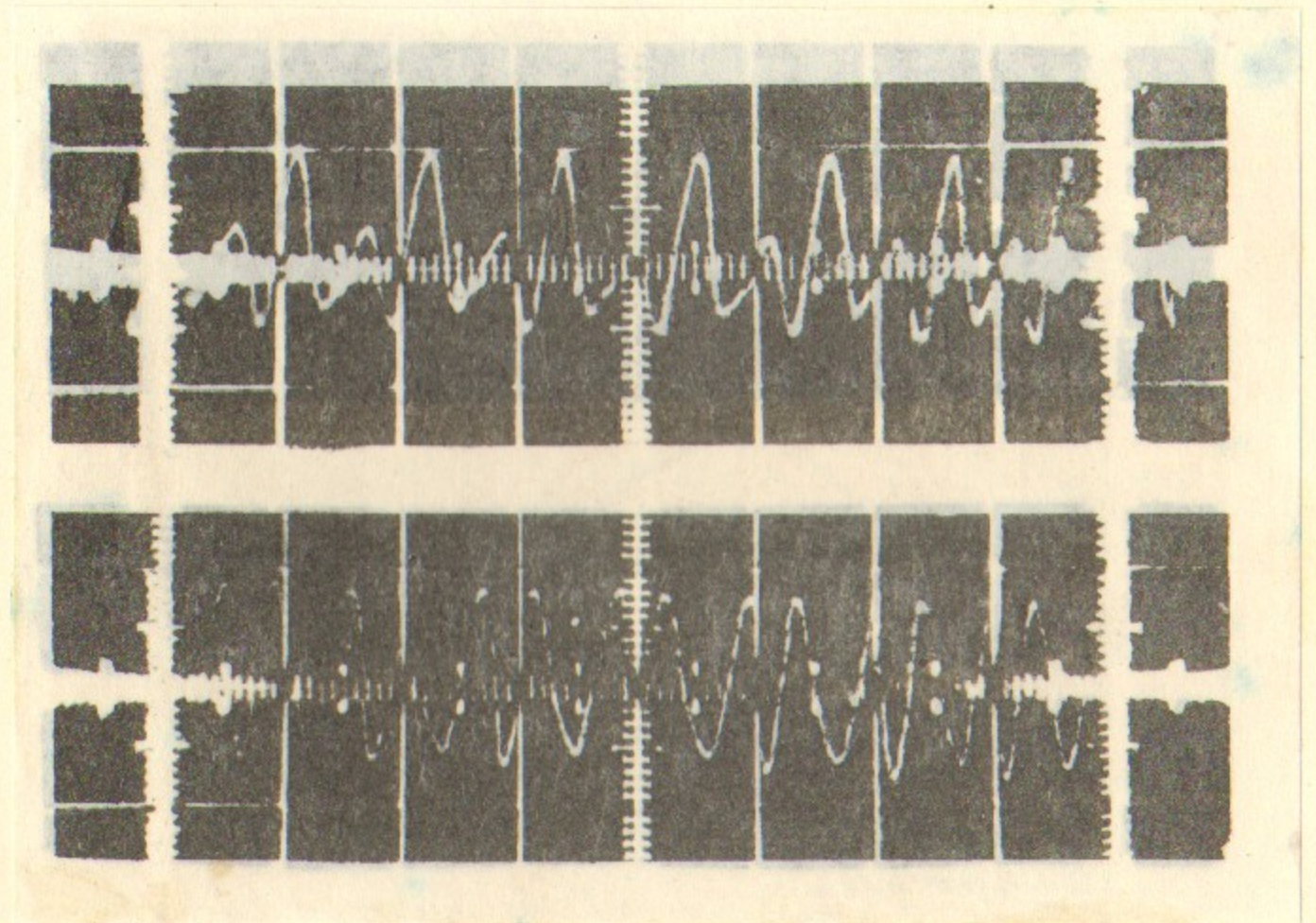
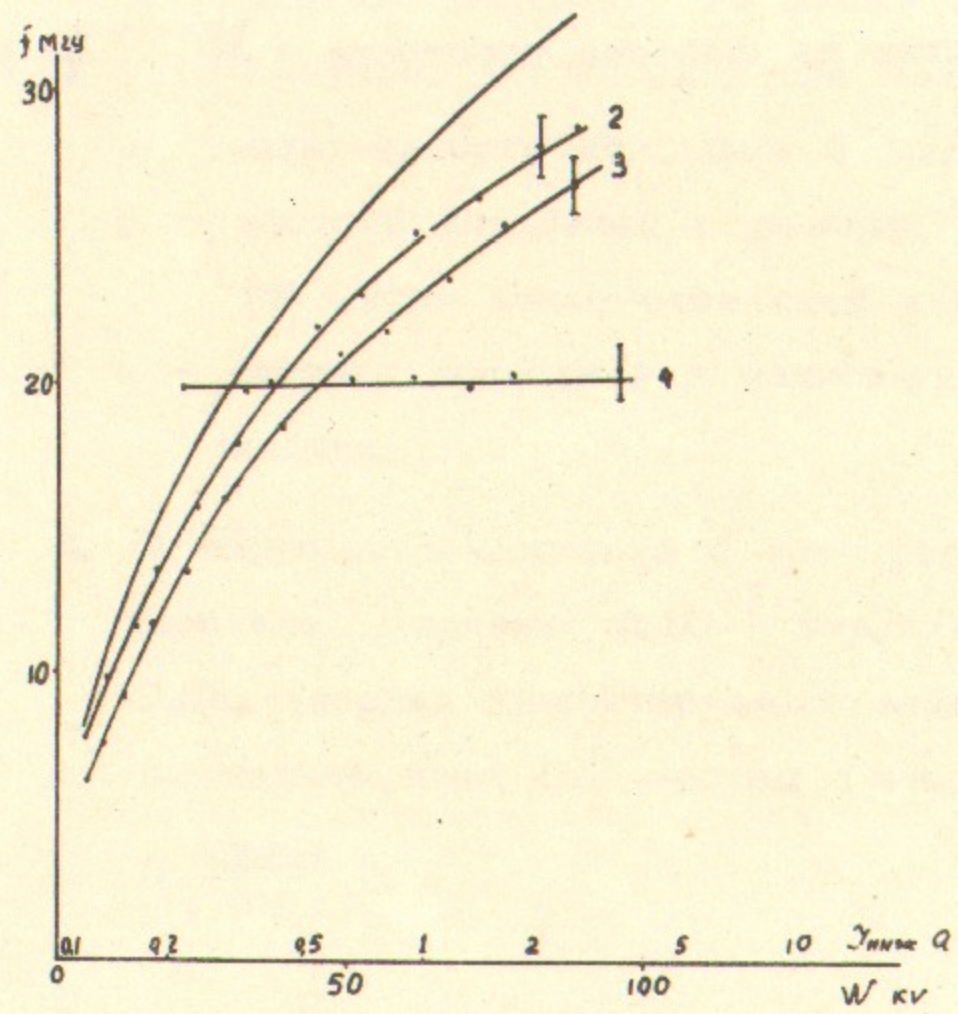
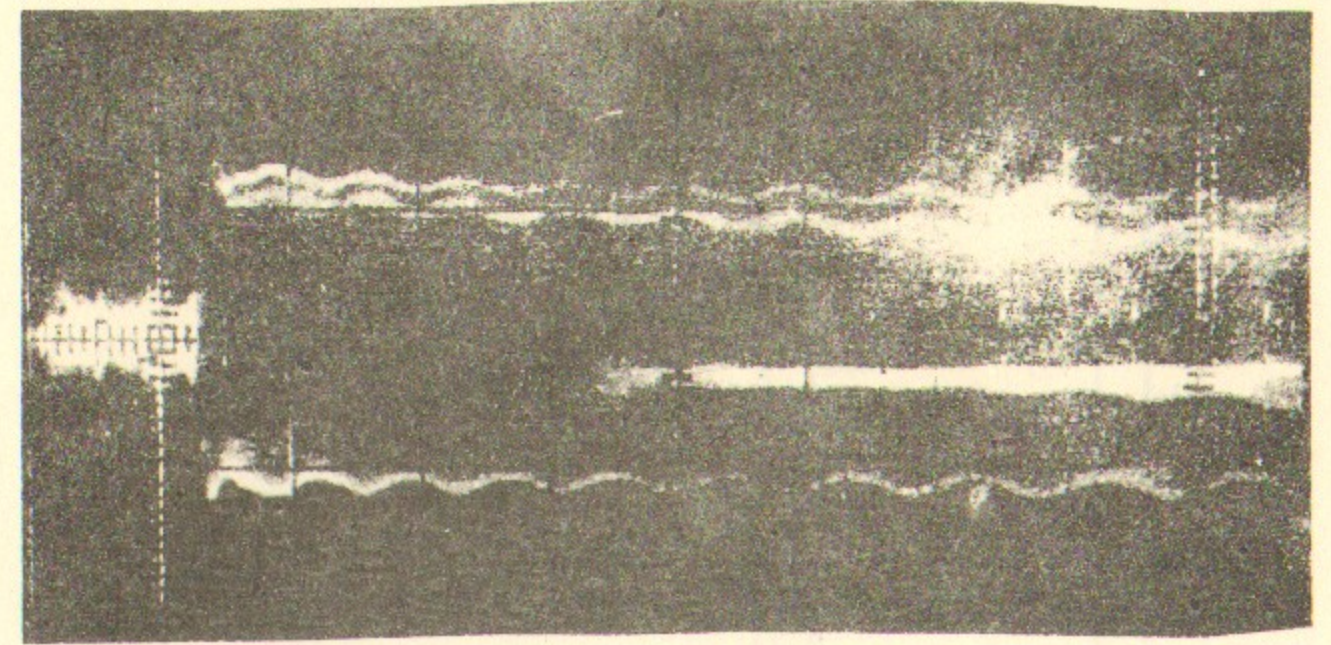
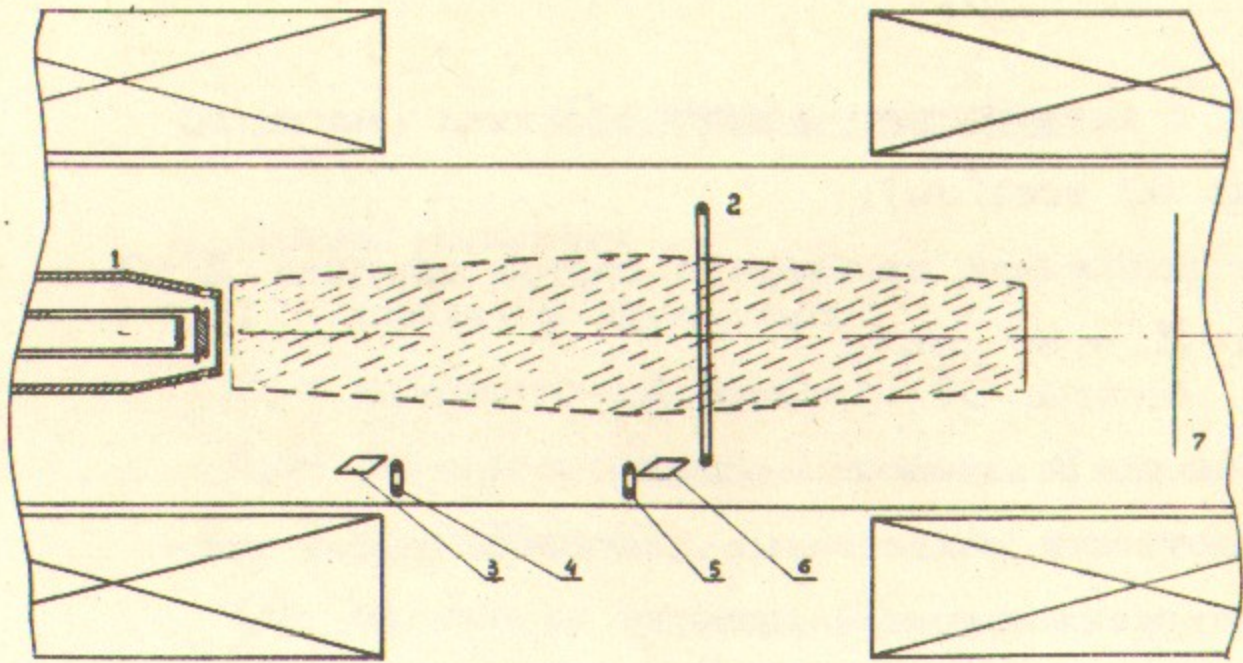
Л и т е р а т у р а

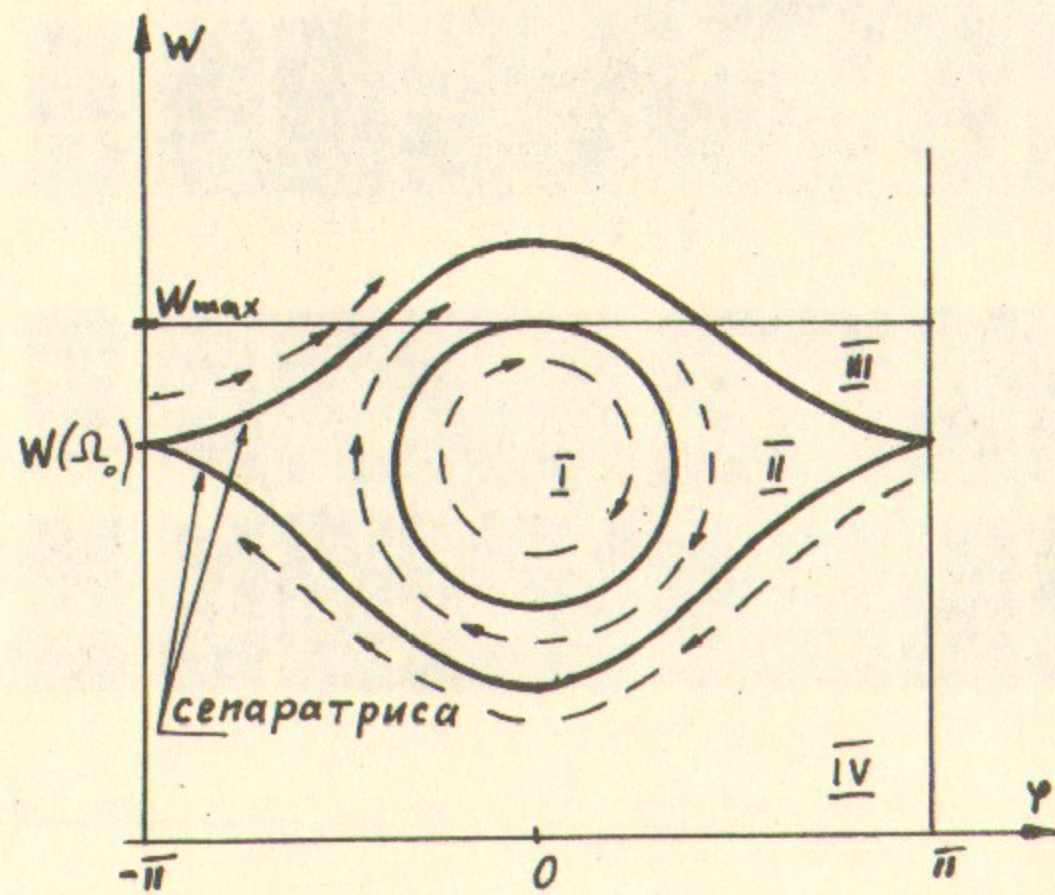
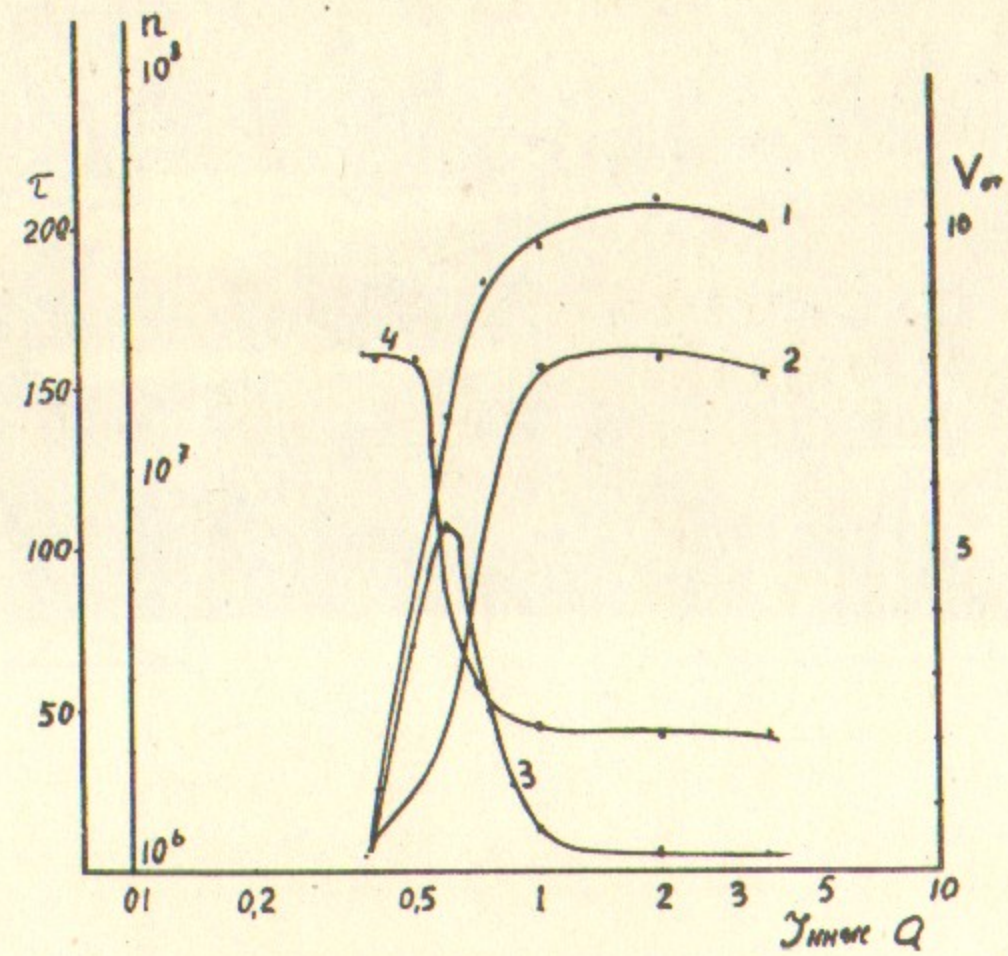
1. Г.И.Будкер и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 2, IAEA, Vienna, 1966.
2. M.Seidl, P.Sunka, Phys Lett, 11,31,(1964)
3. В.И.Волосов, В.Е.Пальчиков, Ф.А.Цельник. ЖТФ 36, в.9, 1649 (1966).
4. И.М.Самойлов, А.А.Соколов, ЖТФ 35, в.11, 2012 (1965); 34, в.8, 1057 (1964).
5. (Nielsen, A, Sessler. Rev. Scient Instr, 30, '80, (1959)
30, 80 (1959); 30, 80 (1959).
6. И.М.Самойлов, А.А.Соколов, ЖЭТФ 39, 257(1960).
7. M.Scidl Czech. j. Rhys, в.11, № 6, 390 (1961).

Подписи к рисункам

1. Схема установки
 - 1 - инжектор электронов
 - 2 - диамагнитный пробник (50 витков)
 - 3,5- электростатические пробники (неподвижный и подвижной).
 - 4,6- магнитные антенны (неподвижная и подвижная)
 - 7 - коллектор.
2. Зависимость частоты колебаний от энергии инжектируемых электронов и от тока инжекции
 - 1 - расчетная кривая
 - 2 - частота колебаний во время инжекторного импульса (3 мксек после начала инжекции); длительность инжекции 5 мксек
 - 3 - частота колебаний в режиме распада плазмы (5 мксек после окончания инжекции)
 - 4 - частота колебаний в зависимости от тока инжекции.
3. Огибающая в.ч. сигнала с электростатического пробника. Давление $5 \cdot 10^{-7}$ тор. Ток инжекции 0,3а, энергия инжектируемых электронов 40 кэв, магнитное поле 150 эрстед (масштаб времени $5 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}$).

4. Сигнал с электростатического пробника (масштаб времени 50 нсек/см);
 - а) при положении пробника в центре ловушки $Z=0$;
 - б) при $Z = 50$ см.
5. Зависимость от тока инжекции
 - 1 - плотности захваченных частиц (5 мксек после окончания инжекции)
 - 2 - амплитуды колебаний во время инжекторного импульса
 - 3 - амплитуды колебаний (5 мксек после окончания инжекции)
 - 4 - времени распада плотности захваченных частиц.
6. Движение частиц на фазовой плоскости (W, φ).





Ответственный за выпуск В.И.Волосов

Подписано к печати 21.XI.1967г., заказ № 169

0,8 печ.л., тираж 250 экз., бесплатно.

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР.