

П 56

6

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

103

В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин,
В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий

**Экспериментальное исследование
процессов движения отдельных
заряженных частиц в ловушке
с магнитными пробками**

г.Новосибирск 1967

А Н Н О Т А Ц И Я

Обнаружено снижение времени удержания электронов в ловушке при уменьшении магнитного поля, что связано с несохранением адiabатического инварианта $M = \frac{W_{\perp}}{H}$

Наблюдался выход электронов из ловушки при импульсном изменении конфигурации магнитного поля, связанный с несохранением M .

Проявление этих эффектов зависит от величины давления остаточных газов, а также от геометрии магнитных силовых линий.

Произведены измерения временной зависимости спектрального распределения электронов по магнитным моментам.

Экспериментальное исследование вопроса о сохранении адиабатического инварианта M заряженных частиц в магнитном поле было проведено в ряде работ /1/ - /3/.

В настоящей работе эксперименты проводились на установке ЛН /4/, являющейся ловушкой пробочной конфигурации, возможности которой позволяли получить в системе предельный вакуум

$\sim 6 \cdot 10^{-10}$ тор, а также регулировать начальные условия захваченных электронов. Это давало возможность изучать движение электронов в ловушке при временах удержания от нескольких миллисекунд до времен, превышающих 500 сек. Наличие этих особенностей позволило разработать методы, пользуясь которыми можно более детально исследовать вопрос о сохранении магнитного момента.

1. Экспериментальная установка

Для более детального выяснения исследуемых вопросов установка ЛН была модернизирована. Инжектор был расположен со стороны откачивающей системы, что позволило получить более высокий и стабильный вакуум. Расстояние инжектора от оси ловушки было выбрано 3 см. Этим достигалась возможность инжектирования в рабочий объем электронов, траектории которых не охватывают ось. Электроны инжектировались в среднем под углом 30° к оси. Длина кольца, с помощью которого осуществляется захват электронов в ловушку, была увеличена до 32 см, что позволило производить захват при меньших величинах напряжения положительного импульса кольца. Для электронов с энергией W верхняя граница области магнитных моментов, в кото-

рую происходит захват при напряжении кольца U , определяется формулой:

$$M_{в.гр.} = \frac{W - eU}{H}$$

где H — максимальная величина магнитного поля в пробке.

Изменение конфигурации магнитного поля обеспечивалось тремя дополнительными соленоидами, соосными с основными (рис. I). Полярность поля среднего соленоида одинакова с полярностью основного поля, а двух остальных противоположна. Эксперименты были проведены, в основном, с полями трех конфигураций. В I-ой конфигурации поле создавалось только основными соленоидами. 2-я и 3-я конфигурации получаются включением дополнительных соленоидов и отличаются различной степенью изменения основного поля. На рис. I приведены графики магнитного поля на оси ловушки для всех трех конфигураций в случае, когда расстояние между центрами основных соленоидов $l = 65$ см.

2. Методика измерений

По своему содержанию эксперименты делятся на три группы.

А. Измерение зависимости времени удержания от величины магнитного поля в центре пробки.

Эти измерения проводились при разных конфигурациях магнитного поля, различных рабочих напряжениях на инжекторе и кольце и различных давлениях остаточного газа в системе. При этом производилось осциллографирование идущего на коллектор электронного тока, состоящего примерно на 95% (при $W = 10$ кэВ) из вторичных электронов. Величина этого тока пропорциональна числу $n(t)$ электронов высокой энергии (первичных), находящихся в данный момент в рабочем объеме.

За основную исследуемую величину, определяемую из вида осциллограмм, было принято среднее время жизни частиц в ловушке

$$\bar{T} = \frac{1}{n(0)} \int_0^{\infty} n(t) dt$$

Кроме того, находились величины T_k и T_n .
 $T_k = \frac{n(t)}{\dot{n}(0)}$ — значение времени, полученное при пересечении оси абсцисс на осциллограмме касательной при $t=0$ (рис. 2), T_n — время полного исчезновения сигнала на осциллограмме. Как показали численные расчеты и оценки экспериментальных данных, за время

Возможны также случаи, когда в результате взаимодействия магнитных полей в области расположения датчика возникает эффект, позволяющий определять не только направление, но и величину тока. В этом случае датчик может быть использован для измерения тока в линиях электропередачи. При этом датчик устанавливается на определенном расстоянии от линии, и его выходной сигнал пропорционален квадрату тока в линии. Это позволяет измерять ток в линиях электропередачи с высокой точностью и надежностью.

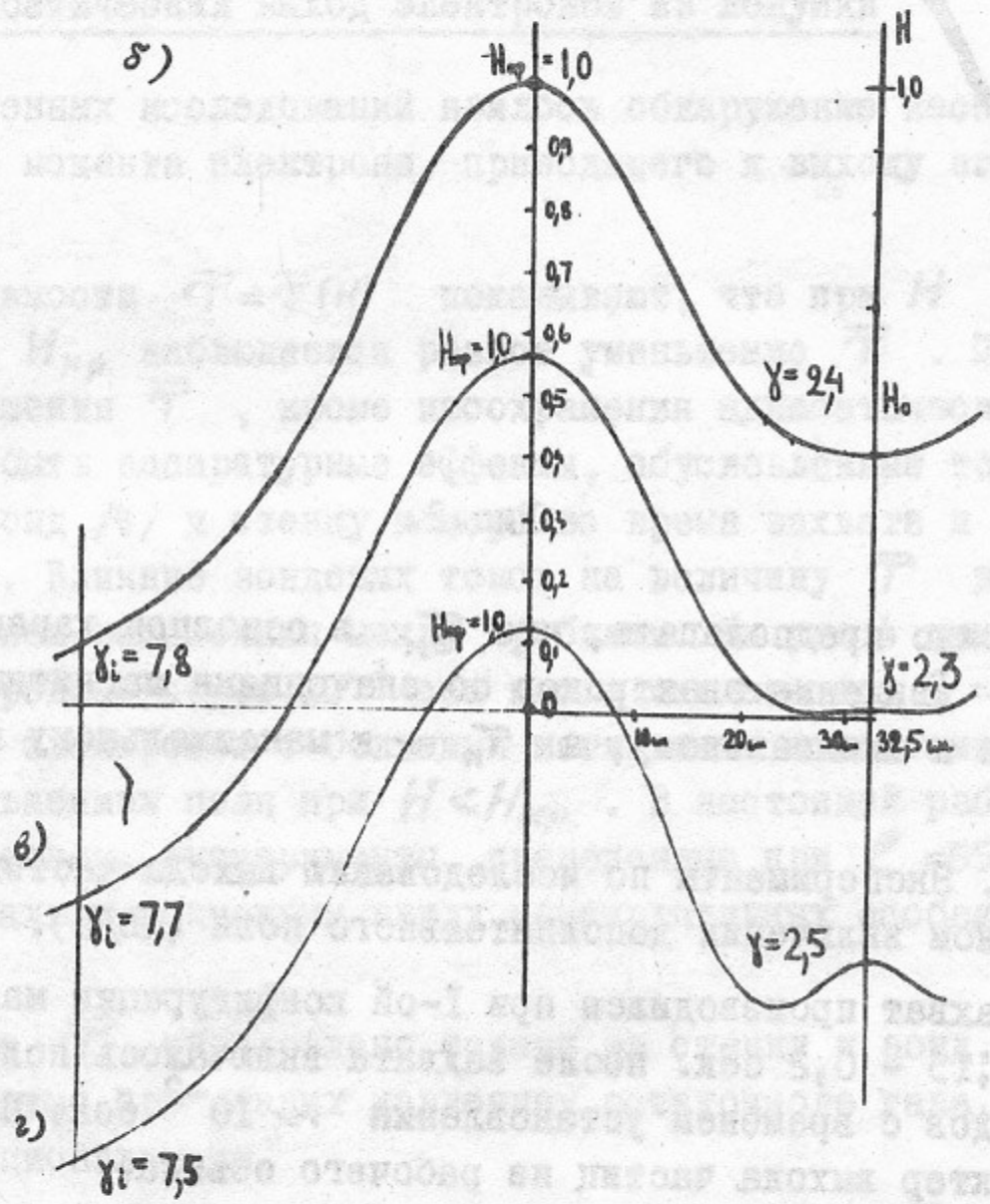
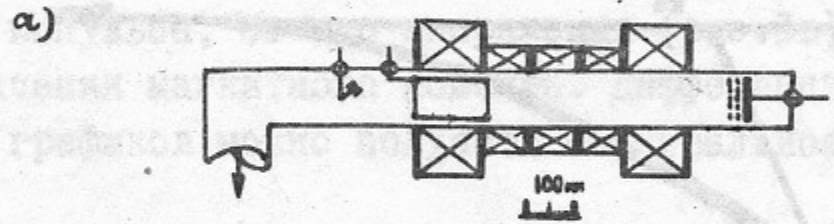


Рис. I.

а) Общий вид установки
 б), в), г) - графики магнитных полей для I-й, 2-й и 3-й конфигураций.

I)

электроны теряют практически всю начальную энергию .

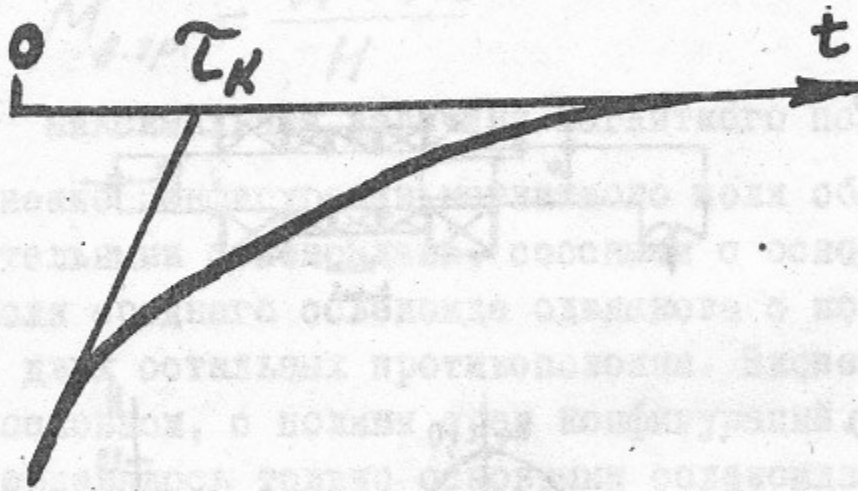


Рис.2.

Можно предполагать, что T_K в основном характеризует движение электронов со значениями магнитных моментов, близкими к минимальному, а T_n - к максимальному магнитному моменту.

Б. Эксперименты по исследованию выхода частиц из ловушки при импульсном включении дополнительного поля (ИВДП).

Захват производился при I-ой конфигурации магнитного поля. Через 0,15 - 0,2 сек. после захвата включалось поле дополнительных соленоидов с временем установления $\sim 10^{-2}$ сек. При этом изменялся характер выхода частиц из рабочего объема.

В. Эксперименты по определению временной зависимости спектрального распределения электронов по магнитным моментам.

Через определенное время после захвата на кольцо подается импульс напряжения, что приводит к выходу из ловушки в сторону инжектора некоторой части электронов. Вторичные электроны, которые

I) При $H > H_{кр.}$ (см. п.3).

полностью выходят из ловушки во время действия импульса, быстро восстанавливаются, а новое амплитудное значение коллекторного тока определяет число оставшихся электронов. Это позволяет в любой момент времени найти зависимость числа частиц, оставшихся в ловушке после действия импульса, от его напряжения (рис.3в) или от соответствующего значения магнитного момента. Дифференцированием экспериментальных графиков можно получить спектральное распределение.

3. Неадиабатический выход электронов из ловушки

Целью проведенных исследований явилось обнаружение несохранения магнитного момента электрона, приводящего к выходу его в конус потерь.

Кривые зависимости $\bar{T} = \bar{T}(H)$ показывают, что при H , меньшем некоторого $H_{кр.}$ наблюдается резкое уменьшение \bar{T} . Причиной такого уменьшения \bar{T} , кроме несохранения адиабатического инварианта, могут быть аппаратные эффекты, обусловленные токами электронов на зонд /4/ и стенку камеры во время захвата и в процессе удержания. Влияние зондовых токов на величину \bar{T} возрастает с увеличением расстояния между пробками. На рис.4 приведены спектры, измеренные через 10^{-3} сек после захвата при $\ell = 77$ см. Относительная доля электронов с большими магнитными моментами уменьшается с уменьшением поля при $H < H_{кр.}$. В настоящей работе рассмотрены, в основном, эксперименты, проведенные при $\ell = 65$ см, которое было минимально возможным ввиду конструктивных особенностей установки.

Если снижение \bar{T} обусловлено токами на стенку и зонд, то кривые $\bar{T}(H)$, снятые при разных давлениях остаточного газа, должны быть пропорциональными.

На рис.5 (пунктирные кривые) приведены зависимости $\bar{T}(H)$, снятые с искажением основного поля стальным бруском, расположенным на боковой поверхности ловушки. В этом случае геометрия силовых линий изменялась столь сильно, что при уменьшении H часть электронов с большими M обязательно попадает на стенку камеры в момент захвата. Кривые $\bar{T} = \bar{T}(H)$ при различных давлениях оказываются пропорциональными.

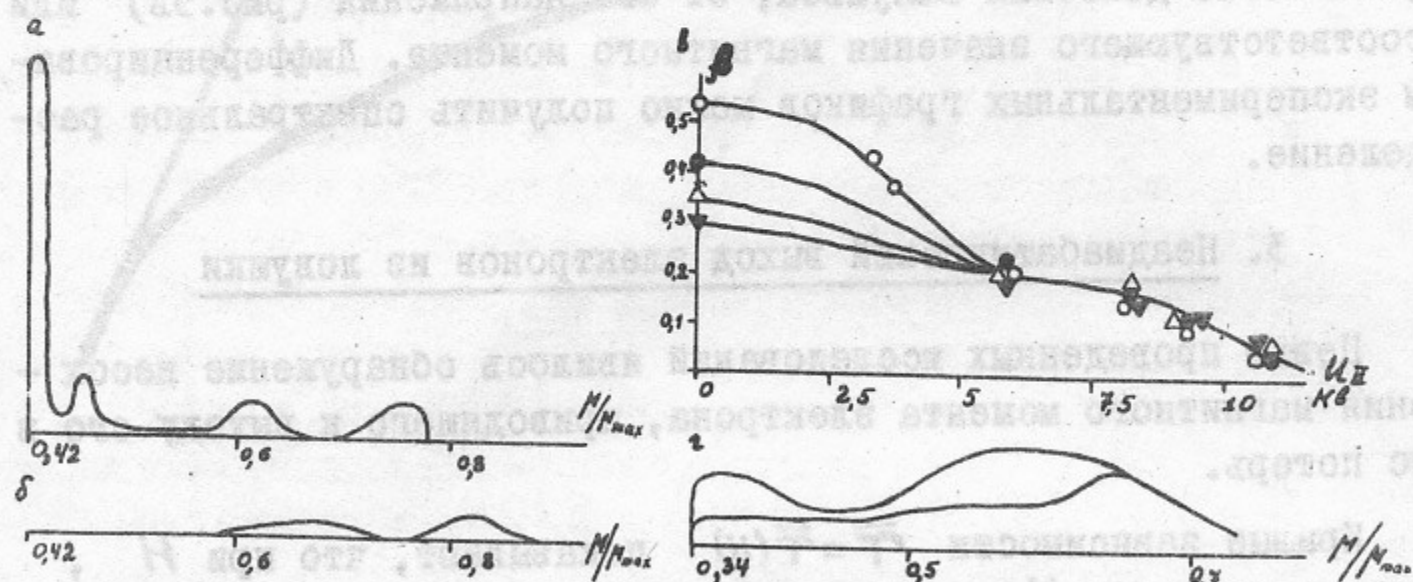


Рис. 3.

а), б) - спектры, снятые через 10^{-3} сек и 3,4 сек после захвата, $W = 9$ кэв, $U = 7,7$ кэв, $p = 5 \cdot 10^{-9}$ тор, $\ell = 65$ см, I-я конфигурация, $N = 300$ э;

в) β - отношение числа частиц, оставшихся в ловушке после действия 2-го импульса к первоначальному числу захваченных частиц $n(t)$.

\circ - через 0,5 сек после захвата, \bullet - через 1 сек, Δ - через 1,5 сек, ∇ - через 2 сек, $W = 9$ кэв, $U = 15,4$ кв, $p = 5 \cdot 10^{-9}$ тор, $\ell = 77$ см, I-я конфигурация, $N = 600$ э;

г) $W = 9$ кэв, $U = 15,4$ кв, $p = 5 \cdot 10^{-9}$ тор, $\ell = 72$ см, $N = 660$ э. ИВДП от I-й ко 2-й конфигурации.

Верхняя кривая - спектр через 0,1 сек. после ИВДП, нижняя - через 0,8 сек.

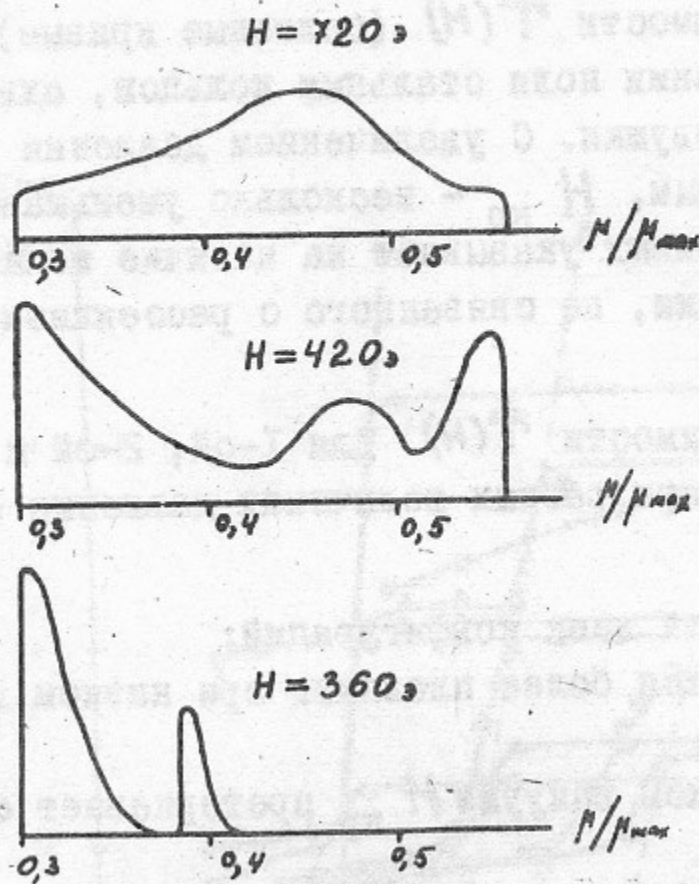


Рис.4.

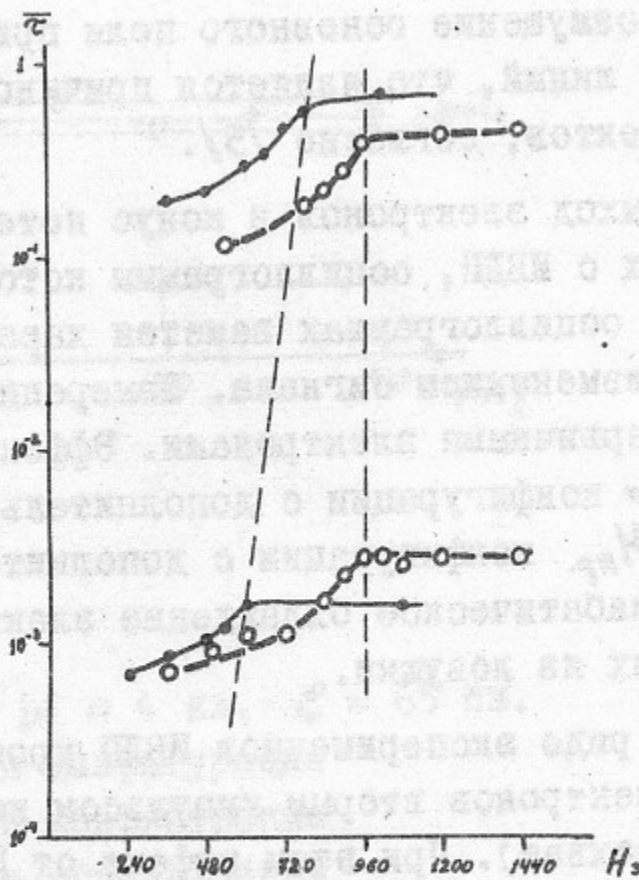
Спектры через 10^{-3} сек после захвата $W = 9$ кэВ,

$U = 7,7$ кВ, $\rho = 5 \cdot 10^{-9}$ тор,

$\ell = 77$ см. I-я конфигурация

$H_{кр.} = 480 \text{ э}$.

Рис.5.
 $W = 9$ кэВ, $U = 4$ кэВ,
 $\ell = 65$ см.



Иначе ведут себя зависимости $\bar{T}(H)$ (сплошные кривые) при аксиально симметричном искажении поля стальным кольцом, охватывающим боковую поверхность ловушки. С увеличением давления спад кривой становится более плавным, $H_{кр}$ - несколько уменьшается. Такое различие в поведении кривых указывает на наличие механизма выхода электронов из ловушки, не связанного с рассеянием на газе.

На рис. 6 показаны зависимости $\bar{T}(H)$ для I-ой, 2-ой и 3-й конфигураций магнитного поля при разных величинах давления остаточного газа.

Из рисунка видно, что для всех конфигураций:

1) спады кривых становятся более плавными при низком вакууме.

2) Заметно, что при низком вакууме $H_{кр}$ претерпевает сдвиг в сторону меньших полей.

3) Введение дополнительного поля (2-я и 3-я конфигурации) приводит к увеличению $H_{кр}$. Как показали измерения, при этом токи на зонд не больше, чем в I-ой конфигурации.

Возмущение основного поля приводит к увеличению кривизны силовых линий, что является причиной возрастания неадиабатических эффектов, согласно /5/.

Выход электронов в конус потерь непосредственно наблюдался с опытах с ИВДП, осциллограммы которых показаны на рис. 7. На некоторых осциллограммах заметен характерный всплеск с последующим резким изменением сигнала. Измерения показали, что всплеск образован первичными электронами. Эффект становится заметным при $H < H_{кр}$ конфигурации с дополнительным полем. Отсутствие эффекта при $H > H_{кр}$ конфигурации с дополнительным полем позволяет исключить адиабатическое охлаждение электронов, как причину выхода последних из ловушки.

В ряде экспериментов ИВДП производилось после выбрасывания части электронов вторым импульсом кольца (первый импульс обеспечивает захват). При этом эффект от ИВДП уменьшался и исчезал при некотором значении амплитуды второго импульса. Это указывает на отсутствие осаждения электронов на стенку камеры после ИВДП, а

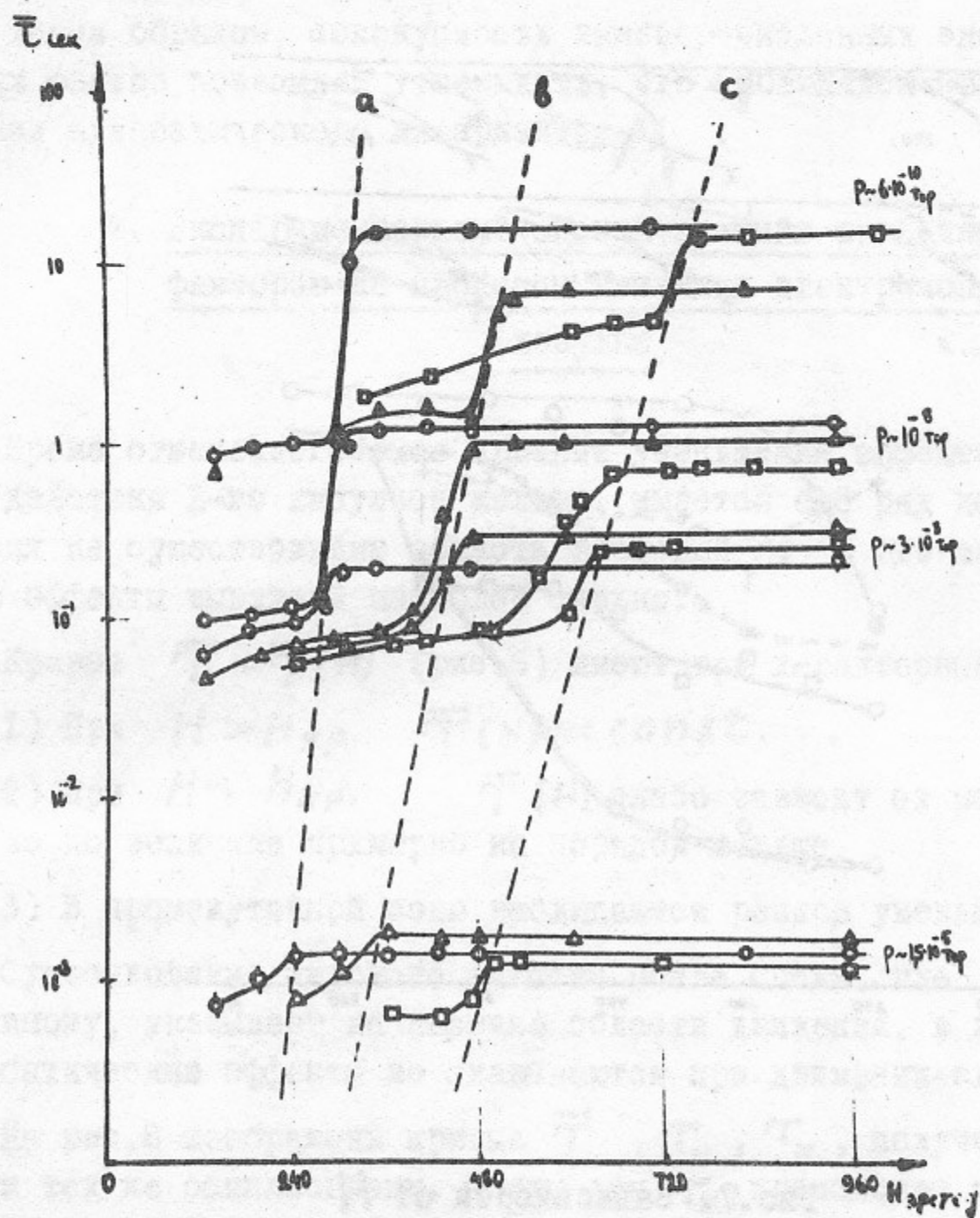
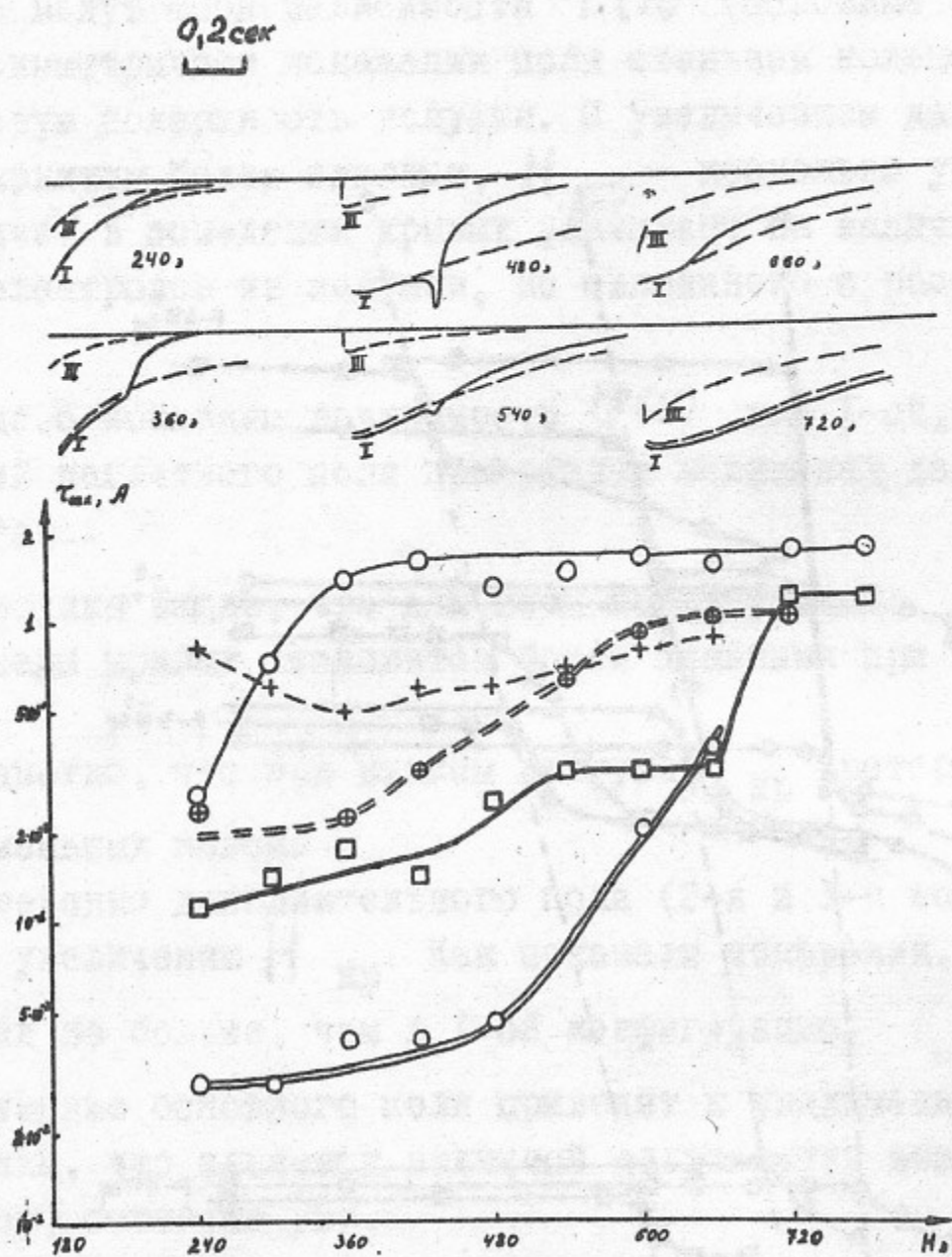


Рис.6. $W = 9$ кэВ, $U = 4$ кв, $l = 65$ см.

- - 1-я конфигурация
- △—△— - 2-я конфигурация
- - 3-я конфигурация



также на наличие области магнитных моментов, где неадиабатичность движения проявляется наиболее сильно.

Таким образом, совокупность вышеперечисленных экспериментальных фактов позволяет утверждать, что наблюдался эффект несохранения адиабатического инварианта M .

4. Экспериментальные оценки влияния различных факторов на процессы движения электронов в ловушке

Кроме отмеченного выше явления уменьшения эффекта от ИВДП после действия 2-го импульса кольца, имеется еще ряд данных, указывающих на существование области значений M , где неадиабатические эффекты выражены наиболее сильно.

Кривые $\bar{T} = \bar{T}(H)$ (рис.6) имеют три характерные области:

1) При $H > H_{кр.}$ $\bar{T}(H) \approx const.$

2) При $H < H_{кр.}$ $\bar{T}(H)$ слабо зависит от магнитного поля, но по величине примерно на порядок меньше.

3) В промежуточной зоне наблюдается резкое уменьшение \bar{T} .

Существование широкого участка после спада, где $H < H_{кр.}$, по-видимому, указывает на наличие области движения, в которой неадиабатические эффекты не сказываются при движении электрона.

На рис.8 изображены кривые \bar{T} , T_k , T_n , полученные из одних и тех же осциллограмм. Спады для T_k происходят при больших, а для T_n при меньших, чем для \bar{T} магнитных полях. Отсюда можно предположить, что влияние неадиабатических эффектов проявляется при больших значениях H для электронов с меньшими значениями M .

Отметим также, что эффект от ИВДП имеет следующие особенности, показывающие существование зоны неадиабатичности движения:

1) Выключение дополнительного поля после резкого спада сигнала от ИВДП с последующим его включением не меняет вида осциллограммы.

2) Эффект мало заметен при $H < H_{кр.}$ I-й конфигурации (рис.7).

Последнее указывает на наличие в невозмущенной конфигурации зон, в которые при $H < H_{кр.}$ электроны либо совсем не захватываются, либо выходят оттуда к моменту ИВДП.

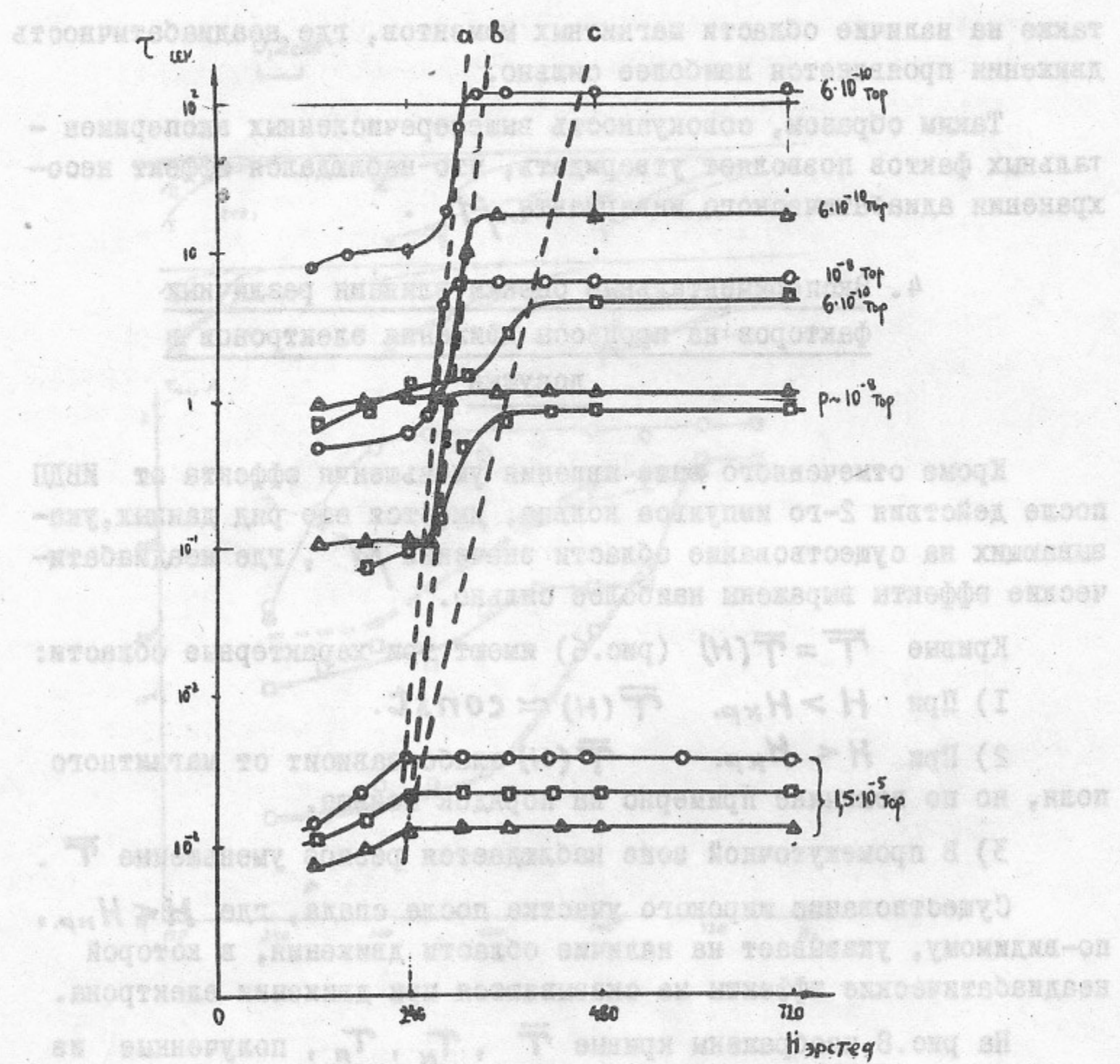
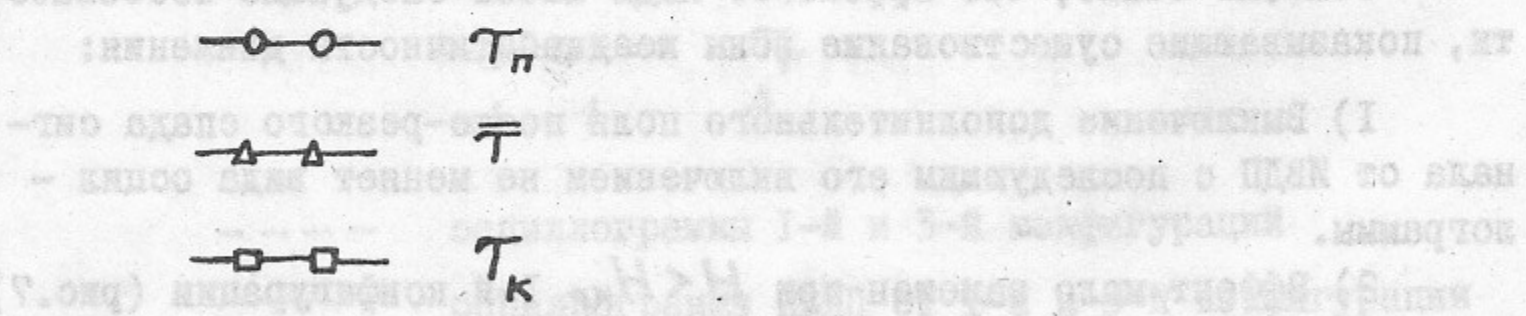


Рис.8. $W = 9$ кЭВ, $U = 4$ кВ, $l = 65$ см 2-я конфигурация



Для количественной оценки времени неадиабатического выхода электронов из ловушки предполагалось, что изменение M носит случайный характер, а коэффициент диффузии

$$D(M) = \begin{cases} D_p + D_H & , \text{ для } M_{\min} < M < M^* \\ D_H & , \text{ для } M^* < M < M_{\max} \end{cases} \quad (I)$$

Здесь D_p - коэффициент диффузии, обусловленный рассеянием на газе,

D_H - коэффициент диффузии, обусловленный неадиабатичностью движения,

M_{\min} - минимально возможная по условиям удержания величина магнитного момента,

$$M_{\max} = \frac{W}{H_0} \quad (H_0 - \text{значение поля в центре ловушки}).$$

Тогда зависимость числа частиц в ловушке от времени можно аппроксимировать выражением

$$n(t) = n(0) \left[A \exp\left(-\frac{t}{T_p}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{T_H}\right) \right] \quad (2)$$

$$\text{где } T_p \sim \frac{A^2}{D_p} \quad T_H \sim \frac{B^2}{D_H + D_p}$$

в случае, когда начальное распределение электронов по M близко к равномерному.

На рис. 3 можно видеть, что начальный спектр частиц по M довольно широк. Здесь же показаны спектры после ИВДП, вид которых можно объяснить тем, что $D(M)$ имеет вид, похожий на описанный выражением (I).

Аппроксимация (2) неплохо согласуется с видом осциллограмм.

Вышеприведенные соображения показывают, что при расчете времени удержания частиц в ловушке в общем случае неприменима формула обратных времен

$$\bar{T}^{-1} = T_p^{-1} + T_H^{-1}$$

где T_p - время выхода частиц из ловушки, обусловленное рассеянием на газе,

T_H - время выхода частиц из ловушки, обусловленное неадиабатичностью движения.

На рис.7 приведены зависимости T_H , T_p , A , полученные при графоаналитической оценке осциллограмм от ИВДП.

Из рис.7 видно, что:

1) При увеличении H до $H_{кр.}$ режима с дополнительным полем величина $1-A \rightarrow 0$, а T_H резко возрастает²⁾.

2) При уменьшении H T_p уменьшается, что соответствует оценке

$$T_p(H) \sim A^2 D_p^{-1}$$

Интересно отметить, что зависимости T_H от p при фиксированных значениях H (рис.9) имеют минимум в некоторой области значений p .

В экспериментах по измерению временной зависимости спектральных распределений наблюдался относительно быстрый выход электронов с малыми M (рис.3), смещение с течением времени спектрального распределения в область $M > M_{в.г.р.}$.

В распределениях были замечены стационарные минимумы (рис.3в) что не нашло удовлетворительного объяснения.

Зависимость неадиабатических эффектов от энергии электронов иллюстрируется рис.10. Для кривых $T_p(H)$ выполняется соотношение $H_{кр.} W^{-1/2} = const.$ при одинаковых условиях по вакууму и конфигурации поля. Горизонтальные стрелки показывают смещение $H_{кр}$ в $(\frac{W_2}{W_1})^{1/2}$ раз, а вертикальные - увеличение времени удержания в $(\frac{W_2}{W_1})^{3/2}$ раз. Сдвиг $H_{кр.}$ в область малых полей при увеличении давления остаточных газов выражен более сильно для электронов с большей энергией.

Смещение $H_{кр.}$ на рис.5,6,8,10 при различных давлениях остаточных газов приблизительно отражается пунктирными линиями.

5. Обсуждение результатов

Данные п.4 не получили однозначного объяснения, однако такая совокупность фактов, как:

2) Необходимо отметить, что при малых значениях T_H в измерении вносится погрешность, обусловленная конечной постоянной нарастания электрометрического усилителя $\sim 10^{-2}$ сек.

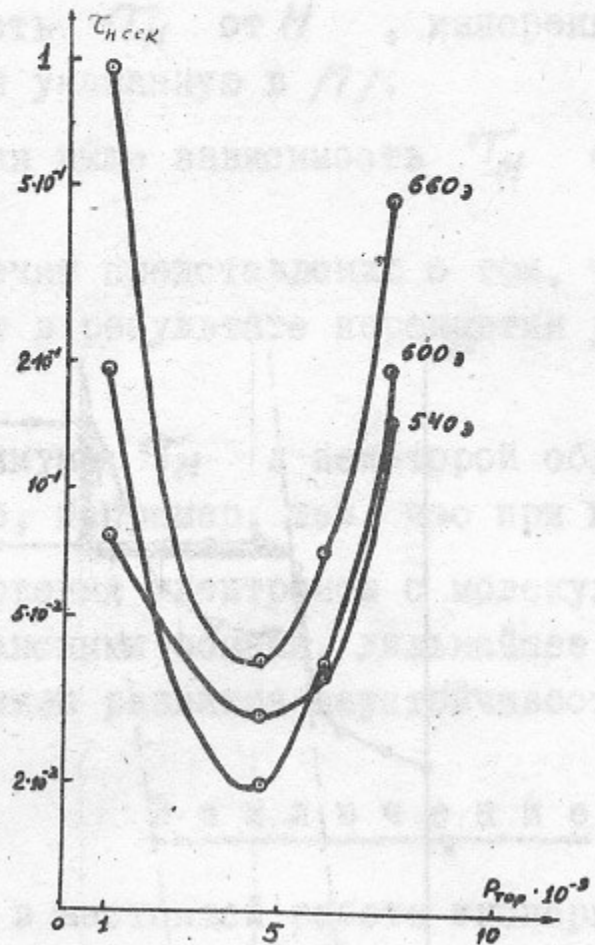


Рис.9. Зависимость T_n от вакуума

$W = 9$ кэв, $U = 4$ кв, $l = 65$ см. ИВДП от I-й и 3-й конфигурации.

На рис. 7 приведены зависимости T_n , T_p , $A_{\text{эф}}$, полученные при численном решении уравнения (1) для различных значений H .

Из рис. 7 видно, что:

1) При увеличении H до $H_{\text{кр}}$ значения T_n и T_p остаются постоянными, а $A_{\text{эф}}$ увеличивается.

2) При увеличении H до $H_{\text{кр}}$ значения T_n и T_p остаются постоянными, а $A_{\text{эф}}$ увеличивается.

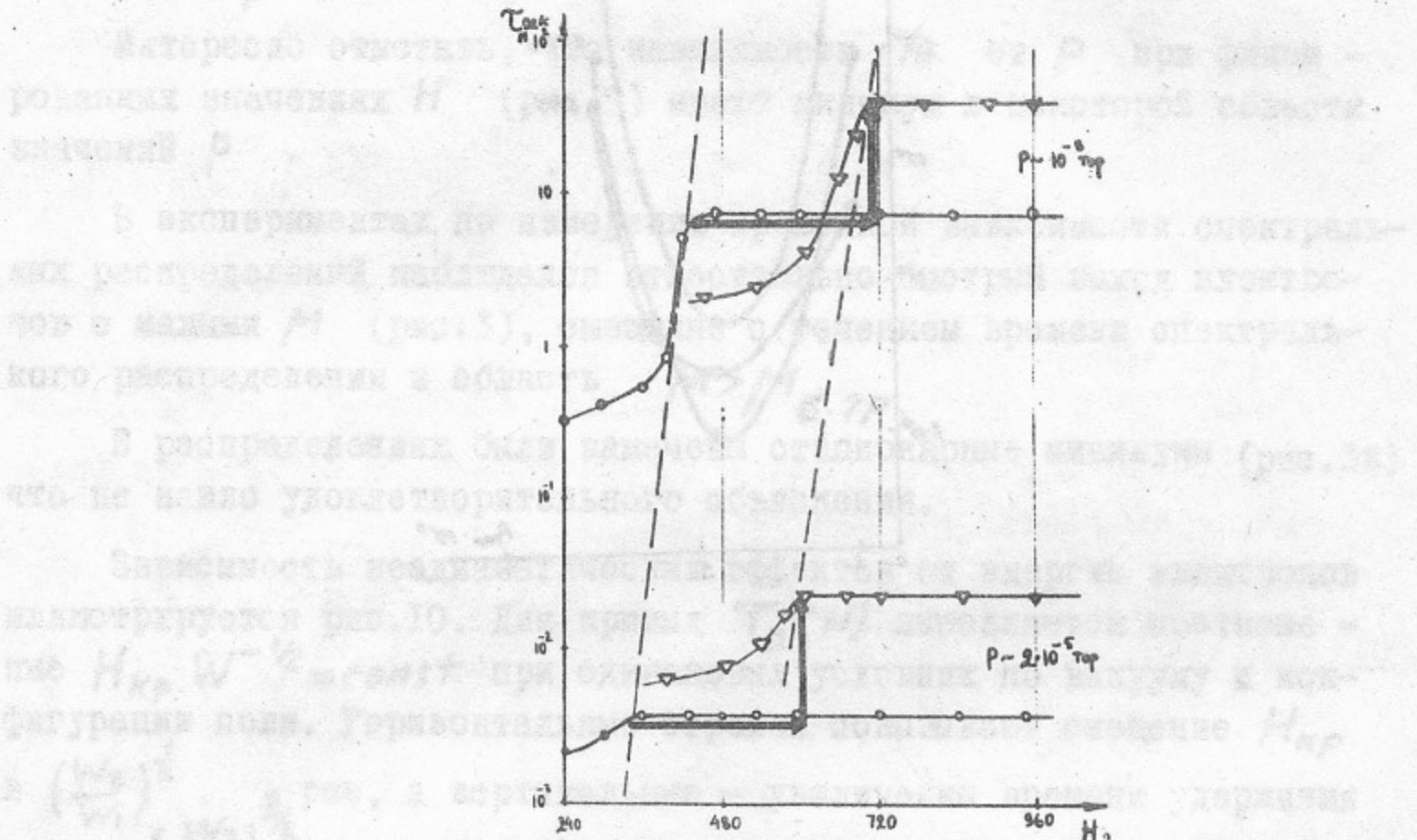


Рис. 10. Кривые $T_n(H)$ для разных энергий

$l = 65$ см 2-я конфигурация

—○— $W = 9$ кэВ, $U = 4$ кВ,

—△— $W = 27$ кэВ, $U = 12$ кВ.

1) Зависимость $N_{кр}$ от дополнительного поля, которое приводит к увеличению веса гармоник в продольном движении электрона.

2) Зависимость T_H от H , измеренная в экспериментах с ИВДП, напоминающая указанную в /7/.

3) Отмеченная выше зависимость T_H от давления остаточных газов

не противоречит представлению о том, что развитие неустойчивости происходит в результате перекрытия резонансных зон (/6/, /7/).

Наличие минимума T_H в некоторой области значений P может быть объяснено, например, тем, что при повышении давления до $4 \cdot 10^{-9}$ тор столкновения электронов с молекулами газа облегчают переход между резонансными зонами, дальнейшее же увеличение давления расстраивает механизм развития неустойчивости.

З а к л ю ч е н и е

Приведенные в настоящей работе эксперименты позволили обнаружить и провести непосредственное измерение неадиабатического выхода электронов из ловушки.

Установлено существование области движения, в которой неадиабатические эффекты проявляются наиболее сильно.

Найденные из оценок экспериментальных результатов величины, характеризующие процессы движения, зависят сложным образом от параметров эксперимента.

Описанный метод измерения временной зависимости распределения по магнитным моментам можно применить при наличии в рабочем объеме переменных полей. В этом случае необходимо каким-либо образом определять распределение электронов, выбрасываемых вторым импульсом, по энергии.

Авторы выражают глубокую благодарность Б.В.Чирикову за обсуждения хода работы и результатов экспериментов, а также В.И.Потапову, Ю.Н.Юдину, Л.Б.Красицкой за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. С.Н.Родионов. Атомная энергия 6 , 623, 1959.
2. J. Gibson, W.C. Jordan, E.J. Lauey, *Phys. Fluids* 6, 116, 1963.
3. В.М.Балебанов, Н.Н.Семашко. Время жизни отдельных заряженных частиц в магнитной ловушке с пробками. ИАЭ.М.1966.
4. А.Н.Дубинина, Л.Я.Траинин, Б.В.Чириков. ЖЭТФ 49, 373, 1965.
5. А.М.Дыхне . ЖЭТФ 40, 666, 1961.
6. Б.В.Чириков. Атомная энергия №, 630, 1959.
7. Б.В.Чириков. Когда динамическая система становится статистической? ИЯФ СО АН СССР, 1966.

Ответственный за выпуск Ю.И.Родионов

Подписано к печати 22 марта 1967 года,
заказ № 103, усл.0,5 печ.л., тираж 200экз.,
бесплатно.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР