

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 33
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Н.Б.Лысенский, М.А.Тиунов

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИФфуЗИЯ ПЛАЗМЫ
НА РАСЩЕПЛЕНИИ ДРЕЙФОВЫХ
ПОВЕРХНОСТЕЙ В АКСИАЛЬНО-
НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ
ЛОВУШКАХ

ПРЕПРИНТ 80-94

Работа поступила - 19 марта 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 31.Ш.-1980 г. МН 06711
Усл. 0,8 печ.л., 0,6 учетно-изд.л.
Тираж 180 экз. Бесплатно
Заказ № 94.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР



Новосибирск

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИФфуЗИЯ ПЛАЗМЫ НА РАСЩЕПЛЕНИИ
ДРЕЙФОВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В АКСИАЛЬНО-НЕСИМ-
МЕТРИЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ЛОВУШКАХ

П.Б. Лысянский, М.А. Тиунов

1. При расчете магнитной системы установки "АМБАЛ" [1,2] особое внимание было обращено на изучение поперечной диффузии частиц в связи с теорией поперечных потерь в амбиполярных ловушках Д.Д.Рютова и Г.В.Ступакова [3+5]. Для этого была разработана методика, позволяющая изучать радиальные перемещения частиц в адиабатических ловушках без подробного рассмотрения их продольного движения [6]. В численной модели, реализующей эту методику, учитывался центробежный и градиентный дрейф в магнитном поле ловушки. Кроме того, учитывалось азимутальное смещение, соответствующее дрейфу в скрещенных радиальном электрическом и продольном магнитном полях в однородной части ловушки, а также упругое рассеяние частиц в процессе движения.

При численном исследовании неоклассического режима поперечной диффузии на модельной ловушке были получены все эффекты, теория которых дана в работах [3+5]. Однако при изучении движения частиц в реальном магнитном поле ловушки "АМБАЛ" обнаружили новые особенности поперечной диффузии.

В частности, не наблюдалось уменьшения величины коэффициента диффузии в режиме сильных столкновений [4] и при предполагаемой частоте столкновений ионов центральной части ловушки его величина оказалась в 2-3 раза больше, чем по аналитическим оценкам. Более детальный анализ движения частиц показал, что эти эффекты связаны с существенно неоднородной зависимостью радиального смещения частицы при отражении от магнитной пробки от питч-угла частицы (см. Рис. 4). Таким образом был обнаружен еще один

вид поперечной диффузии плазмы в аксиально-несимметричных ловушках, рассмотрению которого посвящена данная работа.

2. Рассмотрим адиабатическое движение заряженной частицы в открытой магнитной ловушке с аксиально-несимметричными пробками и участком продольного поля в центральной части. При движении между магнитными пробками частица пересекает медианную плоскость ловушки, ортогональную магнитному полю в центре системы. Будем следить за перемещением точки пересечения этой плоскости ведущим центром частицы (изображающей точки). Упоминаемые ниже величины ларморовского радиуса частицы ρ_L и питч-угла θ относятся к этой плоскости.

Изображающая точка с координатами (r, ψ) (r - расстояние от оси ловушки, ψ - азимутальный угол) после отражения частицы от пробки смещается и будет иметь координаты $(r + \Delta r, \psi + \Delta \psi)$. Рассмотрим случай $\Delta \psi \ll 1$, соответствующий неклассическому режиму диффузии. В этом случае можно говорить о дрейфовой поверхности удерживаемой частицы, на которой сохраняется продольный инвариант

$I = \int v_{||} dl$. В ловушке "АМБАЛ" магнитные пробки ориентированы взаимно-ортогонально, т.е. магнитное поле обладает симметрией относительно медианной плоскости, с поворотом на угол $\pi/2$ вокруг продольной оси ловушки. Тогда после отражения частицы от противоположной пробки, т.е. за полный период продольного движения $T_{||}$ основная часть радиального смещения Δr компенсируется и траектория частицы лежит в окрестности дрейфовой поверхности. Это отклонение, следуя [7] будем называть расщеплением дрейфовой поверхности. На рис.1 показана медианная плоскость модельной ловушки со следами пересечения ее ведущим центром частицы (изображающие точки) после нескольких колебаний частицы между пробками. Здесь хорошо видно расщепление дрейфовой поверхности. В силу выбранной симметрии магнитного поля величина расщепления в параксиальном приближении

$$\Delta r \approx \delta r \cdot |\sin 2\psi|$$

Нетрудно показать, что в этом приближении амплитуда расщепления δr прямо пропорциональна ρ_L и r . Кроме того, в реальной магнитной системе δr зависит от питч-угла частицы θ . Именно зависимость $\delta r(\theta)$ приводит к дополнительной поперечной диффузии, которую здесь мы назовем диффузией на расщеплении дрейфовых поверхностей. Рассмотрим качественно ее механизм.

Для простоты рассмотрим зависимость $\delta r(\theta)$, изображенную на Рис.2а. За период движения между пробками $T_{||}$ частица рассеивается в результате столкновений (рассматривается упругое рассеяние частицы на неподвижных центрах) и питч-угол ее изменяется на случайную величину $\Delta \theta_{||}$ с дисперсией

$$\Delta \theta_{||}^* = \sqrt{\langle \Delta \theta_{||}^2 \rangle}$$

Согласно диффузионному закону рассеяния

$$\Delta \theta_{||}^* = \sqrt{\nu \cdot T_{||}}$$

где частота рассеяния $\nu = 1/\tau$

(τ - время рассеяния на угол ~ 1 рад). В зависимости от частоты ν можно выделить два режима диффузии на расщеплении:

а) Частота рассеяния мала:

$$\Delta \theta_{||}^* < |\theta_2 - \theta_1|$$

За время $T_{||}$ питч-угол частицы в окрестности точки θ_1 (или θ_2) в результате рассеяния может пересечь эту точку. В результате не произойдет компенсации радиальных смещений частицы в противоположных пробках ловушки и частица сместится по радиусу на случайную величину Δr . Таким образом, в этих областях питч-углов происходит радиальная диффузия частиц, коэффициент которой можно грубо оценить следующим образом:

$$D^* \sim \frac{(\Delta r)^2}{2T_{||}} \approx \frac{(\delta r)^2}{4T_{||}}$$

где усреднение производится по азимуту. Здесь всюду мы будем предполагать, что поперечное время жизни плазмы больше времени рассеяния τ , так что распределение частиц по питч-углам не искажается. Тогда доля диффундирующих частиц:

$$\frac{\Delta N_{\text{дифф}}}{N} \approx \frac{K \Delta \theta_{\parallel}^*}{\pi/2}$$

где множитель K зависит от распределения частиц. Полный коэффициент диффузии в этом режиме:

$$D \approx D^* \cdot \frac{\Delta N_{\text{дифф}}}{N} \approx \frac{(\delta r)^2}{4 T_{\parallel}} \cdot \frac{K \Delta \theta}{\pi/2} \approx \frac{K (\delta r)^2}{2\pi \sqrt{T_{\parallel}}} \sqrt{\nu} \quad (1)$$

б) Режим "плато"

Пусть рассеяние таково, что

$$\Delta \theta_{\parallel}^* \geq |\theta_1 - \theta_2|$$

Тогда доля диффундирующих частиц не зависит от ν и полный коэффициент диффузии в режиме "плато":

$$D_{\text{пл}} \approx \frac{K (\delta r)^2}{2\pi T_{\parallel}} |\theta_1 - \theta_2| \quad (2)$$

С помощью численной модели [6] была исследована диффузия на расщеплении с функцией $\delta r(\theta)$, изображенной на рис. 2а. Зависимости $D(\nu)$ для $\theta_2 - \theta_1 = 0.05$ и $\theta_2 - \theta_1 = 0.2$ показаны на рис. 3. Сплошными линиями проведены кривые, соответствующие формулам (1) и (2).

В процессе обсуждения диффузии на расщеплении Б.В. Чириков помог более четко понять ее механизм и предложил оценку для коэффициента диффузии в случае плавного поведения функции $\delta r(\theta)$. Приведем эту оценку.

Пусть функция $\delta r(\theta)$ имеет вид, изображенный на рис. 2б и рассеяние таково, что $\Delta \theta_{\parallel}^*$ меньше ширины фронта $\Delta \theta$. За время T_{\parallel} из-за изменения питч-угла частица в области $\Delta \theta$ смещается по радиусу на величину

$$\Delta r \approx \frac{\partial(\delta r)}{\partial \theta} \Delta \theta_{\parallel} \cdot |\sin 2\psi| \approx \frac{\delta r}{\Delta \theta} \Delta \theta_{\parallel} \cdot |\sin 2\psi|$$

Тогда коэффициент диффузии таких частиц можно оценить следующим образом:

$$D^* \approx \frac{(\Delta r)^2}{2 T_{\parallel}} \approx \left(\frac{\delta r}{\Delta \theta} \right)^2 \frac{\langle \Delta \theta_{\parallel}^2 \rangle}{4 T_{\parallel}} \approx \frac{(\delta r)^2}{4 (\Delta \theta)^2} \nu$$

а полный коэффициент

$$D \approx D^* \cdot \frac{K \Delta \theta}{\pi/2} \approx \frac{K (\delta r)^2}{2\pi \Delta \theta} \nu \quad (3)$$

Если частота рассеяния такова, что $\Delta \theta_{\parallel}^* > \Delta \theta$, формула (3) переходит в выражения (1) и (2).

Рассмотрим подробнее режим "плато" диффузии на расщеплении, названный так по аналогии с режимом "плато" резонансной диффузии. В работе [5] приводится оценка для коэффициента диффузии в этом режиме, которая имеет вид:

$$D_{\text{пл. рез.}} \approx \frac{(\delta r)^2}{T_{\parallel}} \quad (4)$$

и отличается от оценки (2) постоянным множителем, который в случае магнитного поля "АМБАЛ" равен 0.2.

По сути, причиной поперечных потерь плазмы в режиме "плато" резонансной диффузии также является зависимость величины смещения Δr от питч-угла θ частицы, даже если амплитуда смещения δr не зависит от θ . Действительно, азимутальный проворот частицы за время T_{\parallel} зависит от питч-угла $\Delta \psi_{\parallel} = \Delta \psi_{\parallel}(\theta)$. Смещение изображающей точки частицы после отражения от одной из пробок можно записать в виде [5]:

$$\Delta r_1 = \delta r \cdot \sin 2\psi$$

После отражения от противоположной пробки оно равно:

$$\Delta r_2 = \delta r \cdot \sin 2\left(\psi + \Delta \psi_{\parallel} + \frac{\pi}{2}\right) = -\delta r \cdot \sin 2(\psi + \Delta \psi_{\parallel})$$

Полное смещение равно:

$$\Delta r = \Delta r_1 + \Delta r_2 = \delta r \cdot \left\{ \sin 2\psi - \sin 2[\psi + \Delta\psi_{||}(\theta)] \right\}$$

и при больших проворотах $\Delta\psi_{||} \geq 1$ смещение за период $T_{||}$ начинает существенно зависеть от питч-угла частицы. Тогда при большой частоте столкновений корреляция между последовательными отражениями нарушается и частица случайным образом движется по радиусу с характерным смещением δr за время $T_{||}$, что и отражает формула (4).

Однако режим "плато" резонансной диффузии наступает при другой частоте столкновений. Минимальная частота столкновений в режиме "плато" резонансной диффузии определяется следующим условием: за время обхода изображающей точки резонансной траектории $\tau_{рез}$ питч-угол ее изменяется на величину $\Delta\theta^* \approx \Delta\theta_{рез}$ (ширина резонанса в области питч-углов), т.е. частица может выйти из резонанса при

$$v \geq \frac{(\Delta\theta_{рез})^2}{\tau_{рез}}$$

Минимальная частота столкновений в режиме "плато" диффузии на расщеплении определяется условием изменения питч-угла на величину $\Delta\theta^* \approx \Delta\theta_{расщ}$ но за время одного пролета $T_{||}$:

$$v \geq \frac{(\Delta\theta_{расщ})^2}{T_{||}}$$

Обычно обход кривой совершается за несколько десятков пролетов, т.е.

$$\frac{\tau_{рез}}{T_{||}} \sim 10 + 100$$

Тогда при сравнимых величинах $\Delta\theta_{расщ} \sim \Delta\theta_{рез}$ резонансная диффузия выходит на "плато" при меньших частотах и в этом случае определяет поперечный перенос плазмы. Однако если смещение Δr зависит только от конфигурации маг-

нитного поля в пробках (т.е. электрическим дрейфом в области пробок можно пренебречь), то диффузия на расщеплении не зависит от величины проворота частицы $\Delta\psi_{||}$ и может определять величину поперечного переноса плазмы.

Как уже упоминалось, поперечные потери плазмы в отсутствие радиального электрического поля в ловушке "АМБАЛ" за счет диффузии на расщеплении в 2-3 раза превышают потери за счет неоклассической диффузии. Более того, расчеты показывают, что уже при небольших радиальных электрических полях (радиальный перепад потенциала около 50 В) неоклассическая диффузия подавляется более, чем на порядок. Режим резонансной диффузии [5] в этой установке становится возможным при радиальном перепаде потенциала более 1000 В на радиусе плазмы. Поэтому в широкой области величины радиального электрического поля поперечные потери плазмы будут полностью определяться диффузией на расщеплении.

Зависимость $\delta r(\theta)$ на радиусе $r = 15$ см для ионов с энергией 500 эВ в центральной части магнитной системы этой установки в отсутствие электрического поля приведена на Рис.4.

Для оценки величины диффузии на расщеплении эта зависимость аппроксимировалась кусочно-линейной функцией, изображенной там же пунктирной линией. На рис.5 приведены результаты численного моделирования поперечной диффузии в неоклассическом режиме. Для сравнения там же приведены результаты расчетов с искусственным выключением расщепления. Сплошной линией изображена зависимость коэффициента диффузии на расщеплении, полученная по формулам (1), (2), (3). Пунктирной линией отмечена предполагаемая частота столкновений для ионов центральной части ловушки "АМБАЛ". Расчеты проводились для ионов с энергией 0,5 КэВ на радиусе плазмы 15 см в медианной плоскости ловушки. Время удержания плазмы в радиальном направлении оценивалось по формуле:

$$\tau_{\perp} \approx \frac{R_{in}^2}{2D}$$

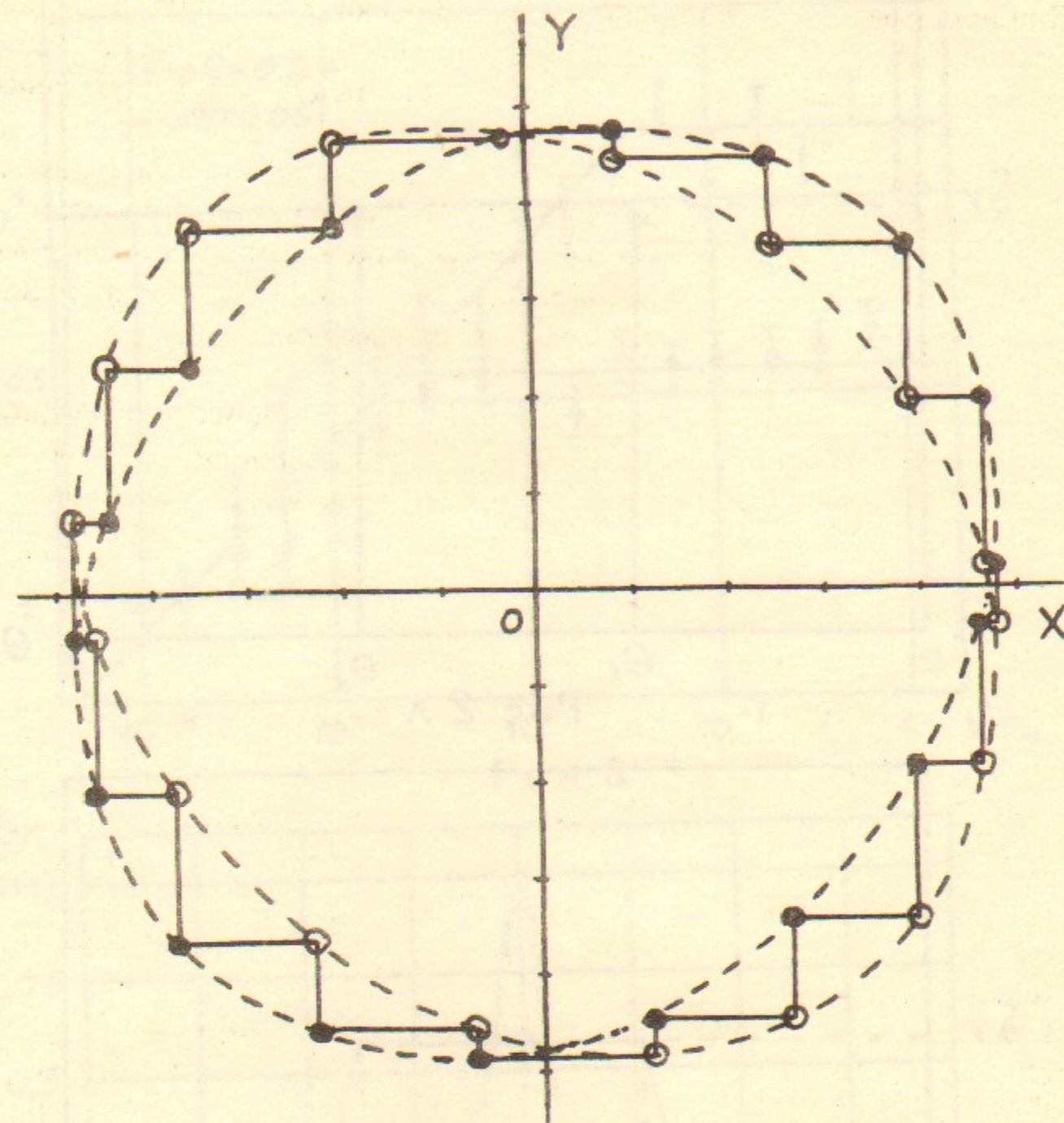
Для плазмы в центральной части ловушки "АМБАЛ" с радиусом $R_{пл} = 30$ см время удержания $\tau_{\perp} \sim 100$ мсек, что, примерно, в три раза больше времени продольного удержания τ_{\parallel} в планируемом эксперименте.

Оценка времени поперечного удержания плазмы показывает, что зависимость величины расщепления от питч-угла $\delta r(\theta)$ является важной характеристикой магнитной системы, которую необходимо учитывать при проектировании реальных аксиально-несимметричных открытых ловушек.

В заключение приятно выразить благодарность Г.И. Димову, Б.В. Чирикову, Б.М. Фомелю и Г.В. Рослякову за полезные обсуждения и помощь в понимании новых для авторов вопросов механизма диффузии, Д.Д. Рютову и Г.В. Ступакову за интерес к работе и ряд ценных замечаний.

Л и т е р а т у р а

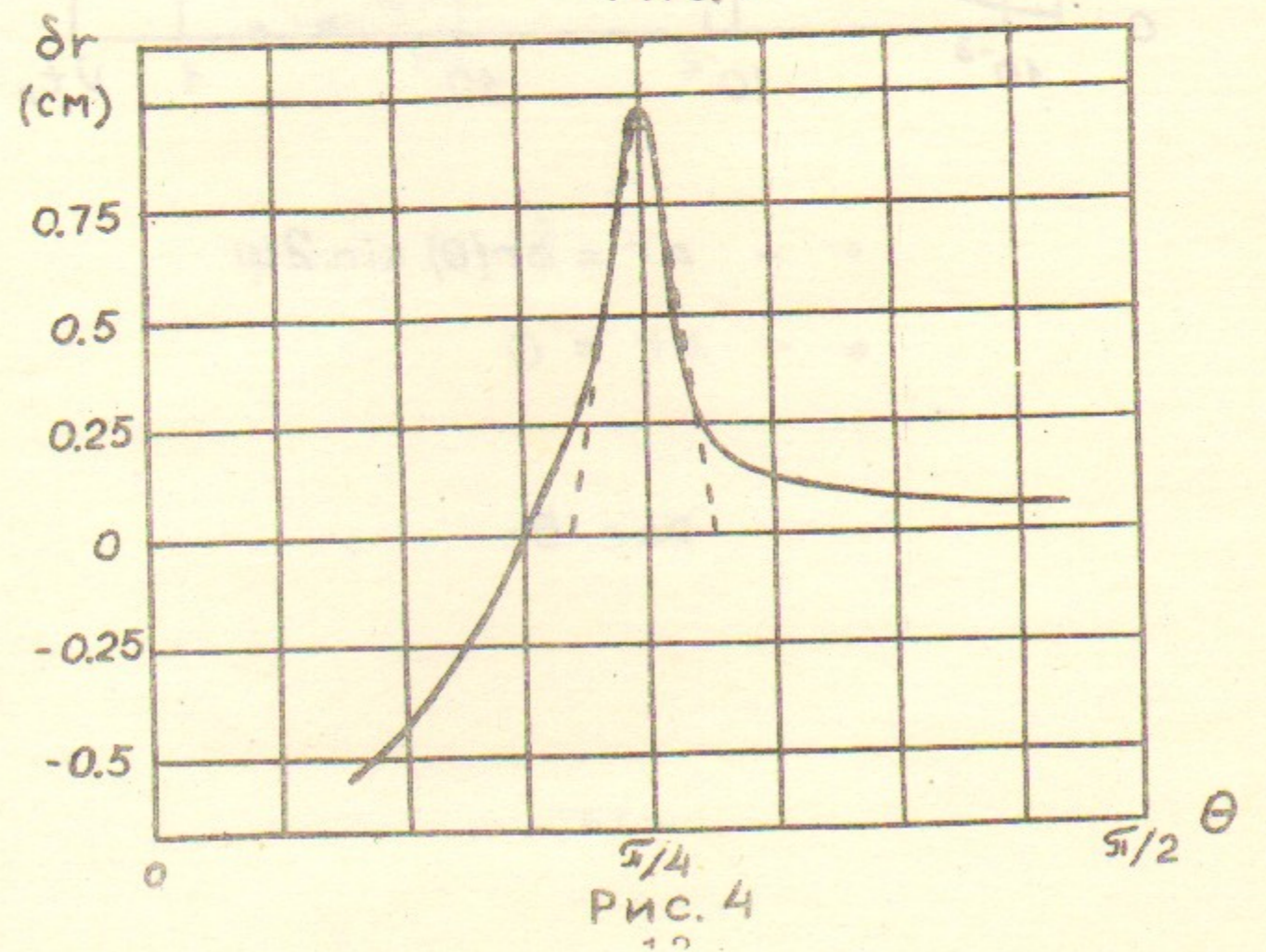
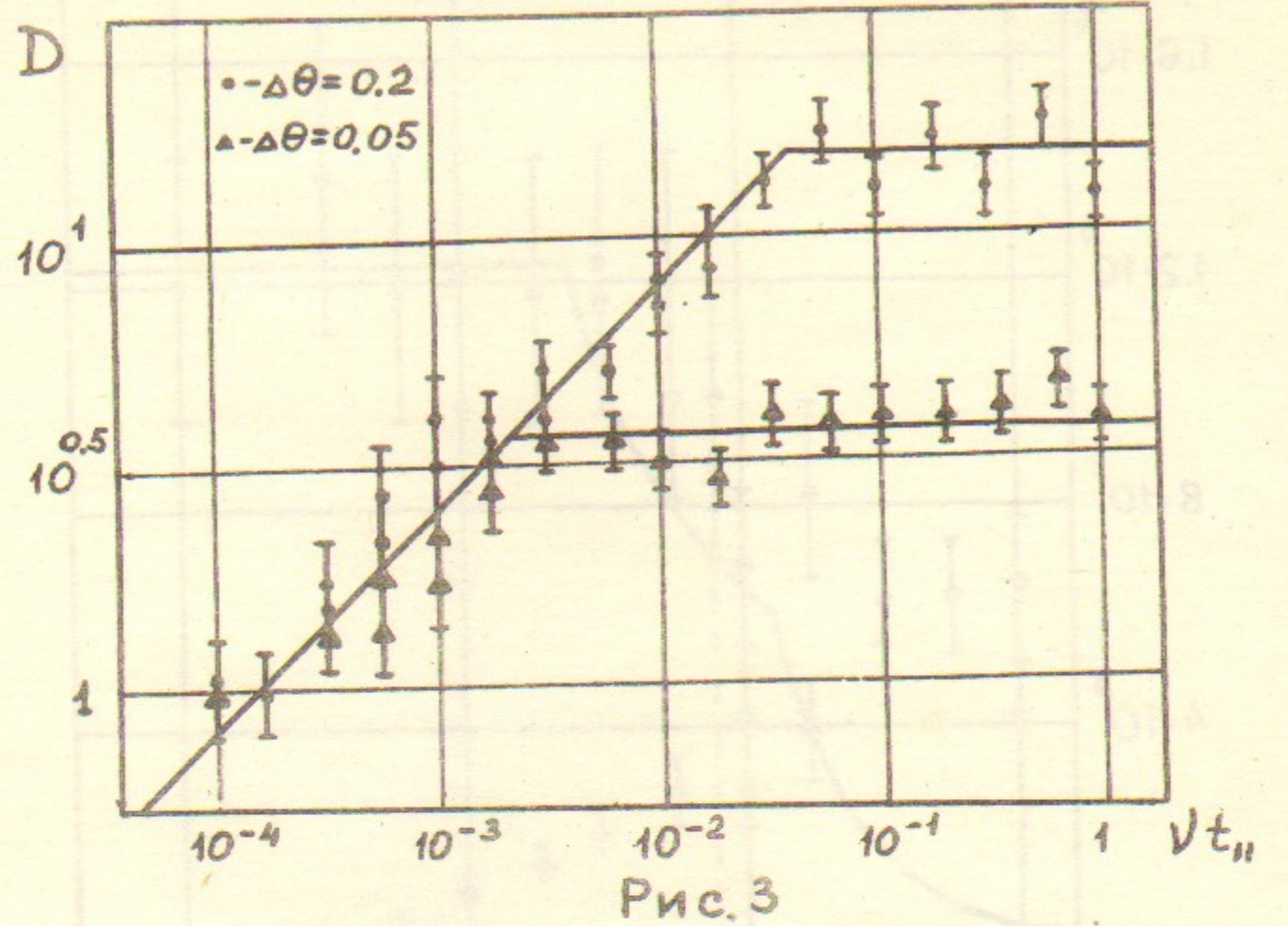
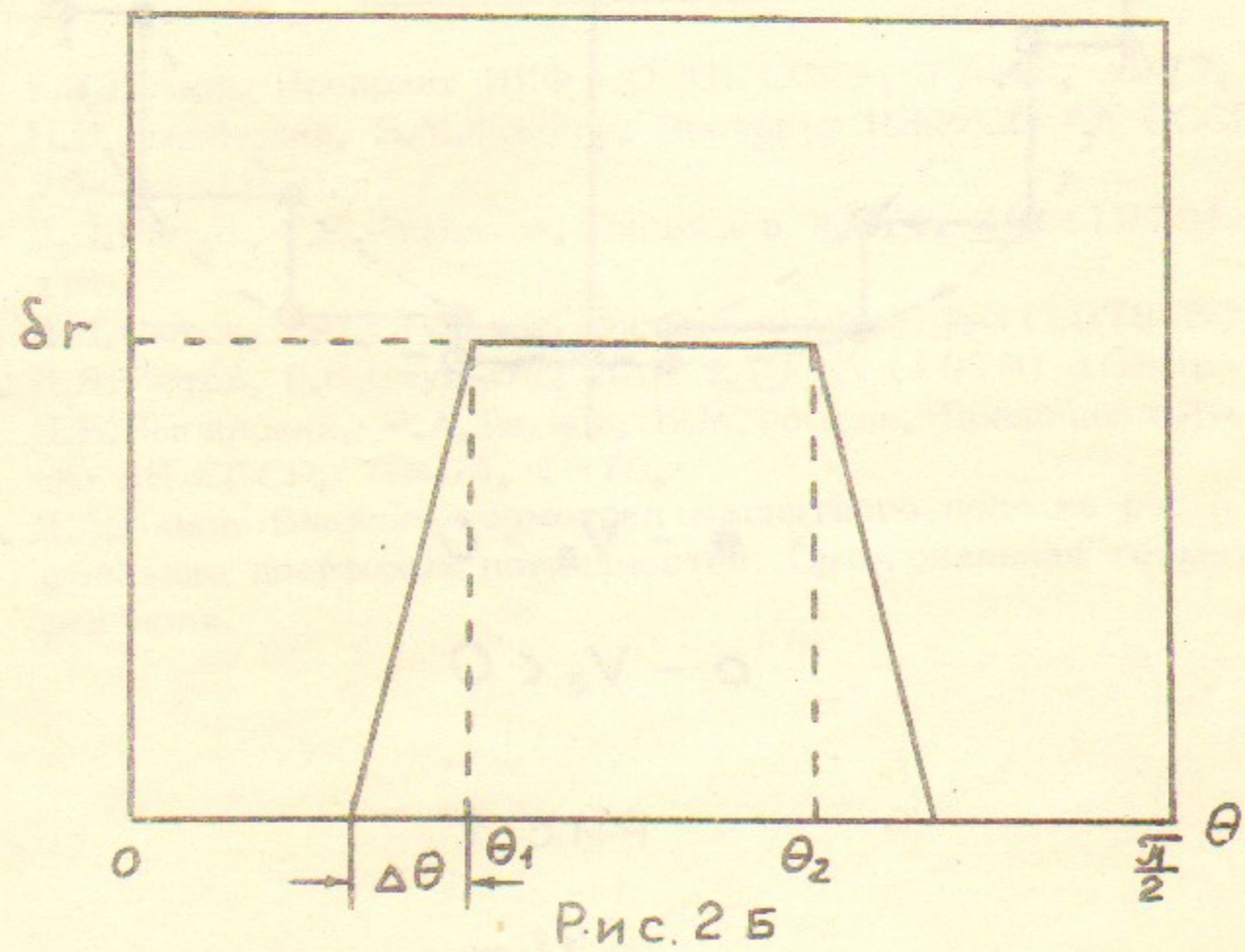
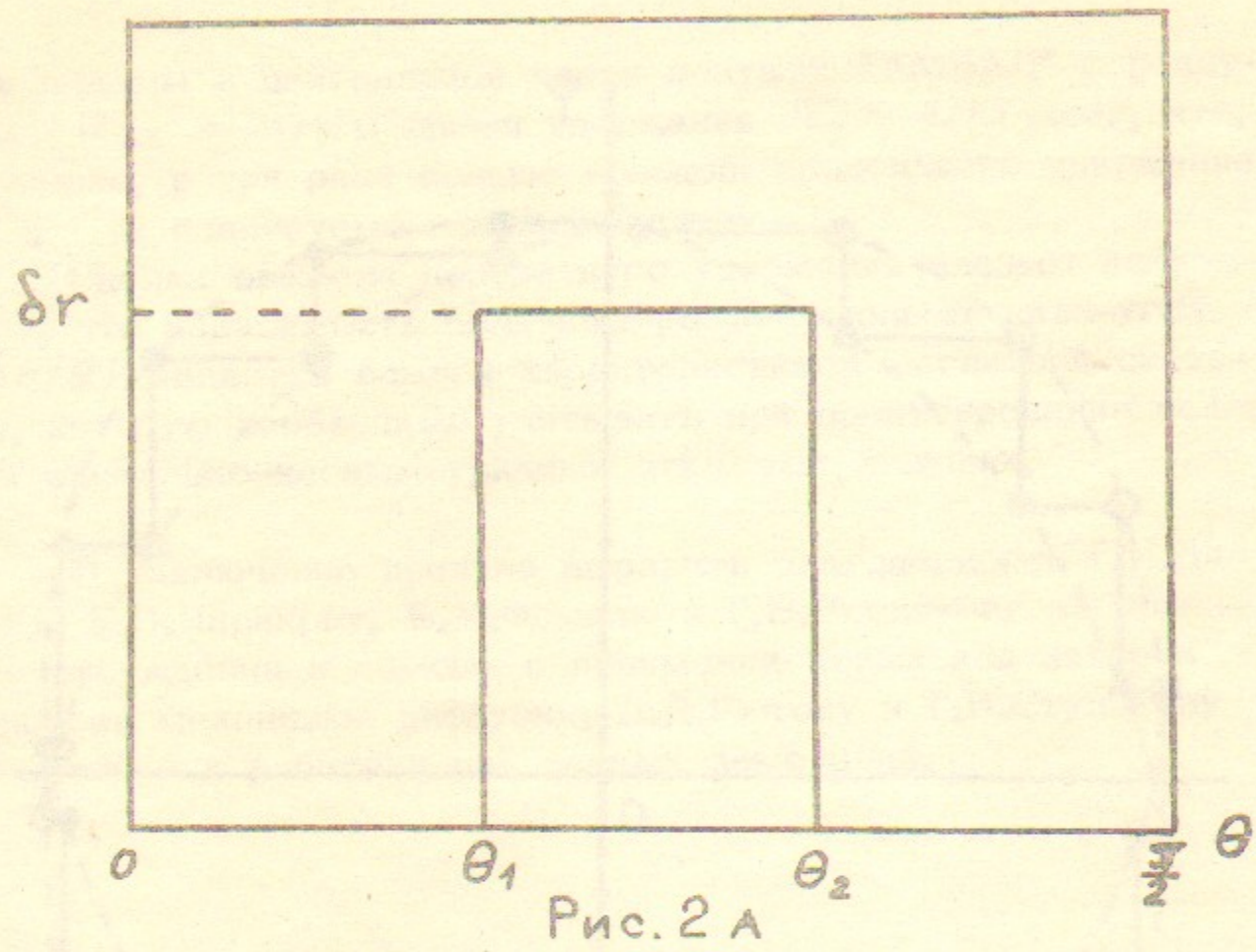
1. Г.И. Димов. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 77-46, 1977.
2. П.Б. Лысянский, Б.М. Фомель. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 79-58, 1979.
3. Д.Д. Рютов, Г.В. Ступаков. Письма в ЖЭТФ, 26 (1978), 186.
4. Д.Д. Рютов, Г.В. Ступаков. Физика плазмы 4+3 (1978) 501.
5. Д.Д. Рютов, Г.В. Ступаков. ДАН 240 5 (1978) 1086.
6. П.Б. Лысянский, М.А. Тиунов, Б.М. Фомель. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 79-64, 1979.
7. Д.А. Панов. Влияние геометрии магнитного поля на расщепление дрейфовых поверхностей. Ортогональная геометрия поля.

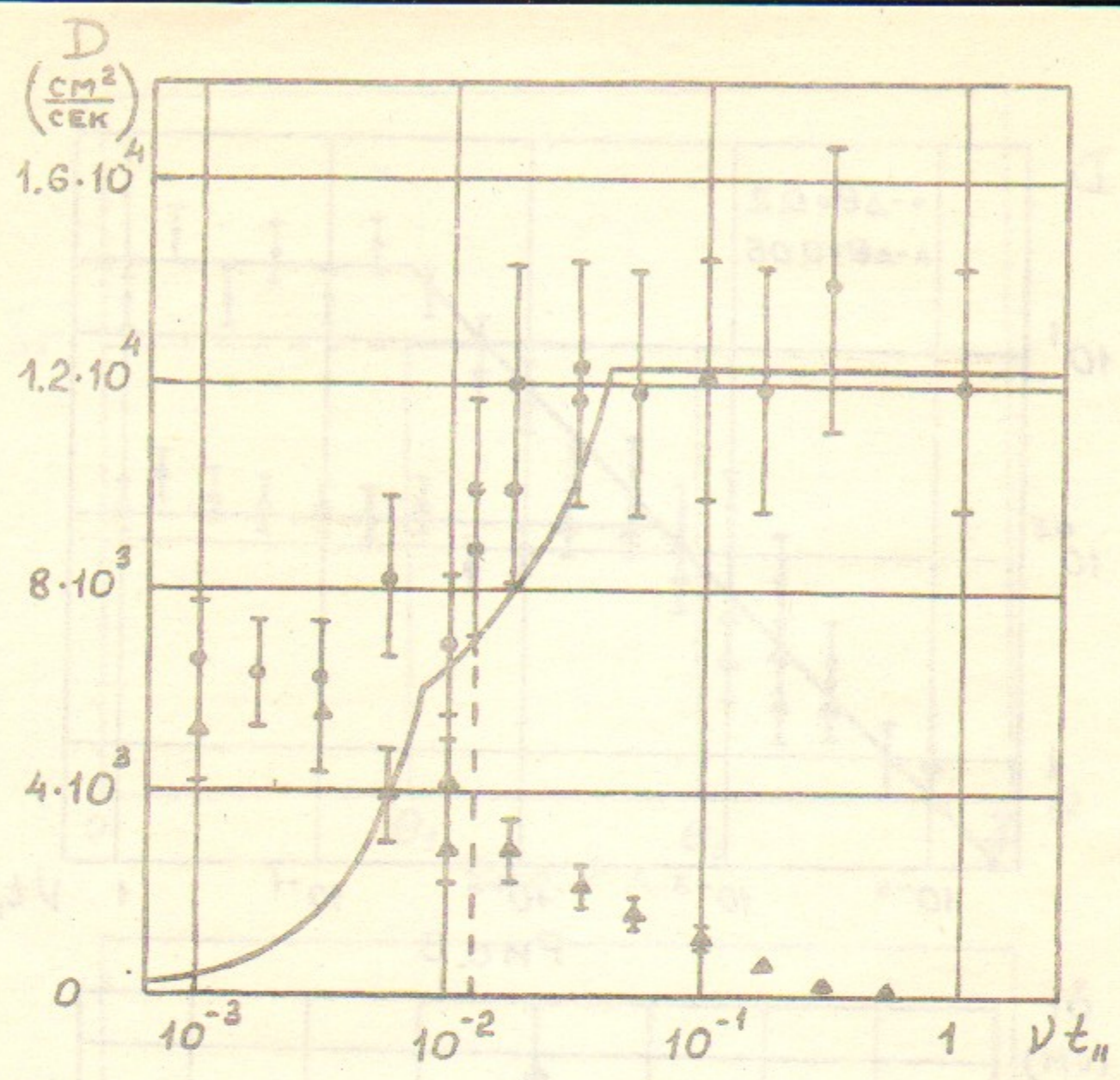


● - $V_z > 0$

○ - $V_z < 0$

Рис 1





- - $\Delta r = \delta r(\theta) \sin 2\psi$
- ▲ - $\Delta r = 0$

Рис. 5