

38

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

**ПРЕПРИНТ 350**

**С.Г.Константинов, Ф.А.Цельник**

**О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО  
ПОТЕНЦИАЛА В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ**

**Новосибирск**

**1969**



С.Г.Константинов, Ф.А.Цельник

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В  
ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

Радиальное распределение электрического потенциала в разряде типа Пеннинга построено по измеренной зависимости времени пролёта отрицательных ионов элегаза ( $SF_6^-$ ) от их начальной энергии.



1. Исследование электрического поля в плазме по его действию на пучки заряженных частиц отличается тем, что измерения производятся без возмущения плазмы, а их результаты однозначно интерпретируются.

В работах /1,2/ определялась средняя величина электрического поля  $E$  по измерениям азимутального смещения и времени пролета ионов цезия и криптона.

Полную информацию о зависимости потенциала от радиуса можно в ряде случаев получить, исследуя зависимость времени пролета заряженных частиц от их начальной скорости.

Рассмотрим случай азимутальной симметрии магнитного и электрического полей:

$$\vec{A} = (0; A(r); 0); \quad U = U(r) \quad (1)$$

Тогда, как известно, движение в плоскости  $(r, \varphi)$  можно рассматривать как одномерное с эффективным потенциалом

$$V(x) = \frac{[P_\varphi - \frac{e}{c} A(x)(R-x)]^2}{2m(R-x)^2} + eU(x) = V_H(x) + V_E(x) \quad (2)$$

где координата  $x$  отсчитывается от стенки камеры на радиусе  $R$ :  $x = R - r$

Если  $V(x)$  монотонна, то известным образом /3/ находится выражение для функции, обратной к  $V(x)$ , через время пролета (равное полупериоду колебаний частицы в поле с потенциалом  $V(x)$ ):

$$x(V) = \frac{1}{\pi \sqrt{2m}} \int_0^V \frac{T(\xi) d\xi}{\sqrt{V - \xi}} \quad (3)$$

Так как первый член в (2) обращается (вместе со своей первой производной по  $x$ ) в бесконечность при  $x = R$ , то  $V(x)$  всегда может быть сделана монотонной соответствующим выбором  $P_\varphi$ . Следовательно, в принципе знак  $V_E(x)$  может быть любым (или даже переменным). Если, однако, оба члена в (2) одного порядка, то знак пробных частиц имеет смысл выбрать так,



чтобы  $V_E(x)$  сделать положительным. При этом существенно упрощается измерительная аппаратура и, в частности, напряжение на источнике пробных частиц минимально. Кроме того, снижаются требования к точности отсчета времени пролета. Действительно, искомая величина  $U(x)$  определяется через разность

$V(x) - V_H(x)$ , и, при заданной точности измерения  $V(x)$  и  $V_H(x)$ , точность определения  $V_E(x)$  ухудшается с

усилением неравенства  $V_H(x) > V_E(x)$ . Величина  $V_H(x)$  может быть сделана сколь угодно малой увеличением массы пробных частиц. Практически увеличение  $m$  ограничено как возможностями получения ионов больших масс, так и требованием, чтобы время измерения не было слишком большим.

При измерении малых электрических полей ( $V_E(x) \ll \ll V_H(x)$ ) знак пробных ионов особой роли не играет. При этом  $V_E(x)$  может быть непосредственно выражено через приращение времени пролета

$$\Delta T(\xi) = T(\xi) - T_0(\xi) \quad (4)$$

где  $T_0(\xi)$  - время пролета в магнитном поле (в отсутствие плазмы). Для этого в интегральном уравнении, определяющем

$$V_E(x) : \quad T(\xi) = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{x_0(\xi)} \frac{dx}{\sqrt{\xi - V_H(x) - V_E(x)}} \quad (5)$$

ограничимся первым членом разложения по степеням  $\frac{V_E}{V_H}$  и перейдем к переменной  $V_H$  ( $V_H(x)$  монотонна):

$$T(\xi) = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\xi} \frac{dx}{dV_H} \frac{dV_H}{\sqrt{\xi - V_H}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\xi} \frac{dx}{dV_H} \frac{V_E dV_H}{(\xi - V_H)^{3/2}} \quad (6)$$

(добавка к интегралу от изменения предела интегрирования имеет следующий порядок малости).

Имеем:

$$\Delta T(\xi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\xi} \frac{dx}{dV_H} \frac{V_E dV_H}{(\xi - V_H)^{3/2}} \quad (6')$$

Непосредственным вычислениям, аналогичным решению задачи Абея /3/ и приводящим к формуле типа (3), мешает неинтегрируемая особенность в знаменателе (6') (которая в действительности, конечно, компенсируется обращением в нуль  $\frac{dx}{dV_H}$  на верхнем пределе). Для устранения этой особенности проинтегрируем в (6') по частям. Внеинтегральный член равен нулю на обоих пределах, в чем нетрудно убедиться, разлагая  $\frac{dx}{dV_H}$  в ряд в окрестности точки поворота ( $V_H = \xi$ ).

С учётом этого обстоятельства получим (после стандартных вычислений) окончательный результат:

$$V_E(V_H) = \frac{1}{\pi \sqrt{2m}} \cdot \frac{1}{dx/dV_H} \cdot \int_0^{V_H} dy \int_0^y \frac{\Delta T(\xi) d\xi}{\sqrt{y - \xi}} \quad (7)$$

где  $y$  - переменная интегрирования.

Так как функция  $V_H(x)$  известна (или может быть определена по формуле (3) из измерений в отсутствие плазмы), то равенством (7) определяется искомая зависимость  $V_E(x)$ .

Таким образом, решение задачи сводится к графическому интегрированию в выражениях (3) или (7).

II. Экспериментально исследовалось распределение потенциала в одном из режимов разряда типа Пеннинга в ловушке с магнитными пробками. Измерения производились в центральной плоскости установки при следующих значениях основных величин: магнитное поле в центральной плоскости - 3,5 кэ; пробочное отношение - 2,1; плотность плазмы  $\sim 10^8$  1/см<sup>3</sup>; рабочий газ - воздух; давление -  $5 \cdot 10^{-7}$  мм рт.ст. Торцы установки выполнены в виде систем из 10 концентрических колец каждый; напряжение на каждое кольцо подаётся от отдельного выпрямителя. В эксперименте на торцах задавался одинаковый линейный закон измене-



ния потенциала по радиусу с напряжением на центральном кольце - 6 кв. Размеры установки: диаметр камеры - 18 см; расстояние между торцами - 60 см; диаметр наружного (заземленного) кольца - 12 см; расстояние между кольцами по радиусу - 0,5 см; толщина колец - 0,5 мм.

Так как электрический потенциал плазмы отрицателен и имеет величину порядка киловольт, то, в соответствии со сказанным выше, следует в качестве пробных частиц использовать тяжелые отрицательные ионы.

Схема измерений приведена на рис.1. Ионный источник  $2/4/$  выдает импульсы тока отрицательных ионов элегаза ( $SF_6^-$ ) длительностью около 1 мксек. Напряжение на источнике относительно заземленной разрядной камеры 1 меняется в процессе измерения. Через канал 4, защищенный от магнитного поля установки экраном 5, ионы проводятся в камеру. Напряжение канала относительно земли - + 4 кв. На входе в камеру установлена "стартовая" сетка 6, сигнал с которой даёт начало отсчёта времени пролета ионов. Ток ионов на выходе канала около 0,1 мка. После поворота в разрядной камере ионы попадают на одну из пластин приёмника 3. Время пролета измеряется по задержке импульса на приёмнике 3 относительно импульса на сетке 6. Точность отсчета времени задержки - около 0,25 мксек. Элегаз в камеру источника подается импульсным клапаном и за время измерения не успевает дойти по каналу 4 до объёма с плазмой, что исключает влияние  $SF_6$  на процессы в разряде. Это подтверждается тем, что плотность плазмы, измеряемая открытым резонатором, не меняется в процессе измерения потенциала, тогда как через несколько миллисекунд после срабатывания клапана она увеличивается в 2 - 3 раза из-за поступления газа в разрядную камеру.

На рис.2 изображено устройство приёмника импульса ионного тока (узел 3 на рис.1). Приёмное устройство должно обеспечивать эффективное подавление шумов плазмы при высокой прозрачности для принимаемого ионного пучка. Расположенная перед пробниками приёмника 3 группа пластин 2 обеспечивает достаточное подавление шумов, связанных с флюктуирующими полями и потоками заряженных частиц из плазмы. Ребра на пластинах приёмника, расположенные поперек магнитного поля установки, сделаны для подавления шумов от вторичной эмиссии, вызванной потоком быстрых нейтральных частиц из плазмы.

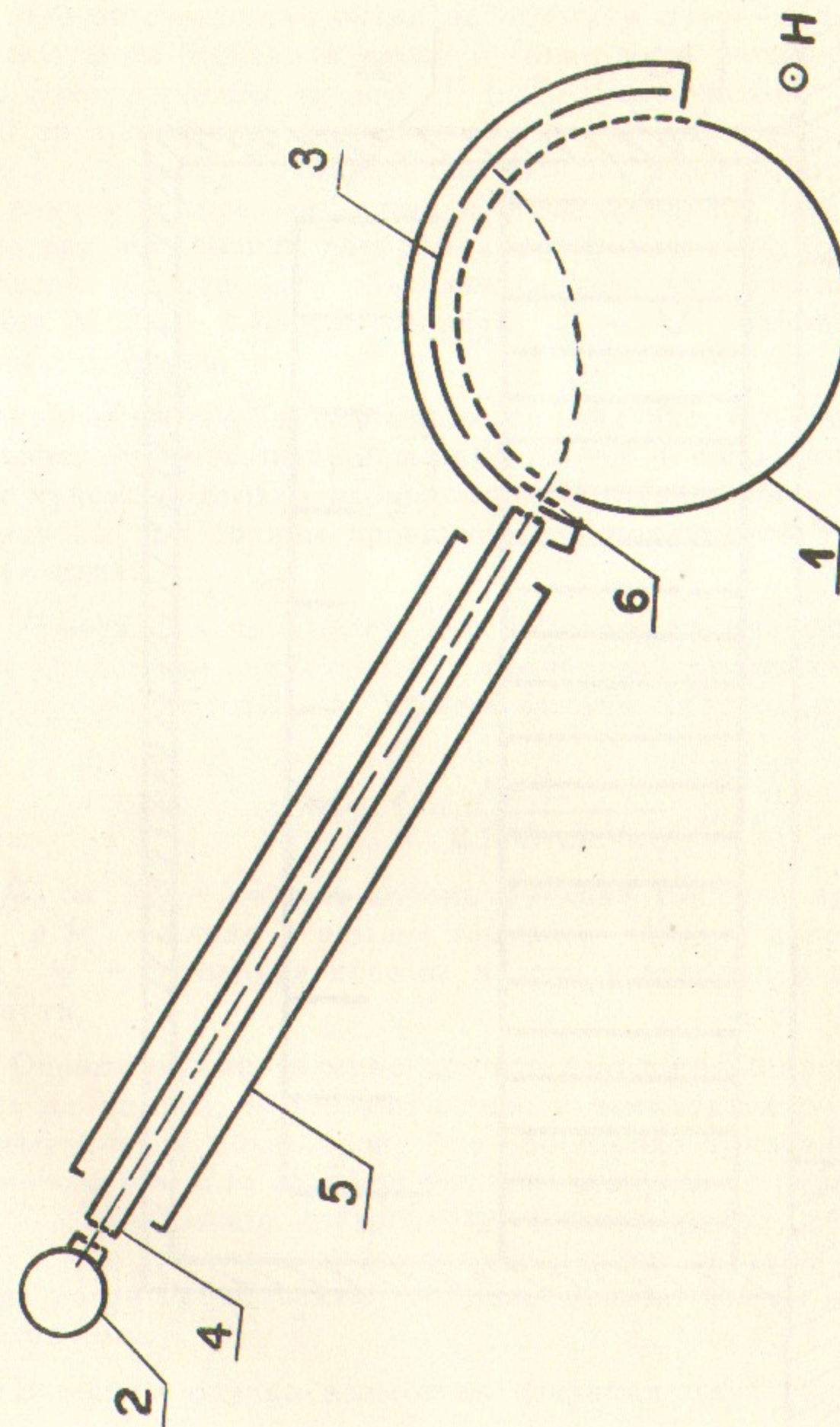


Рис.1



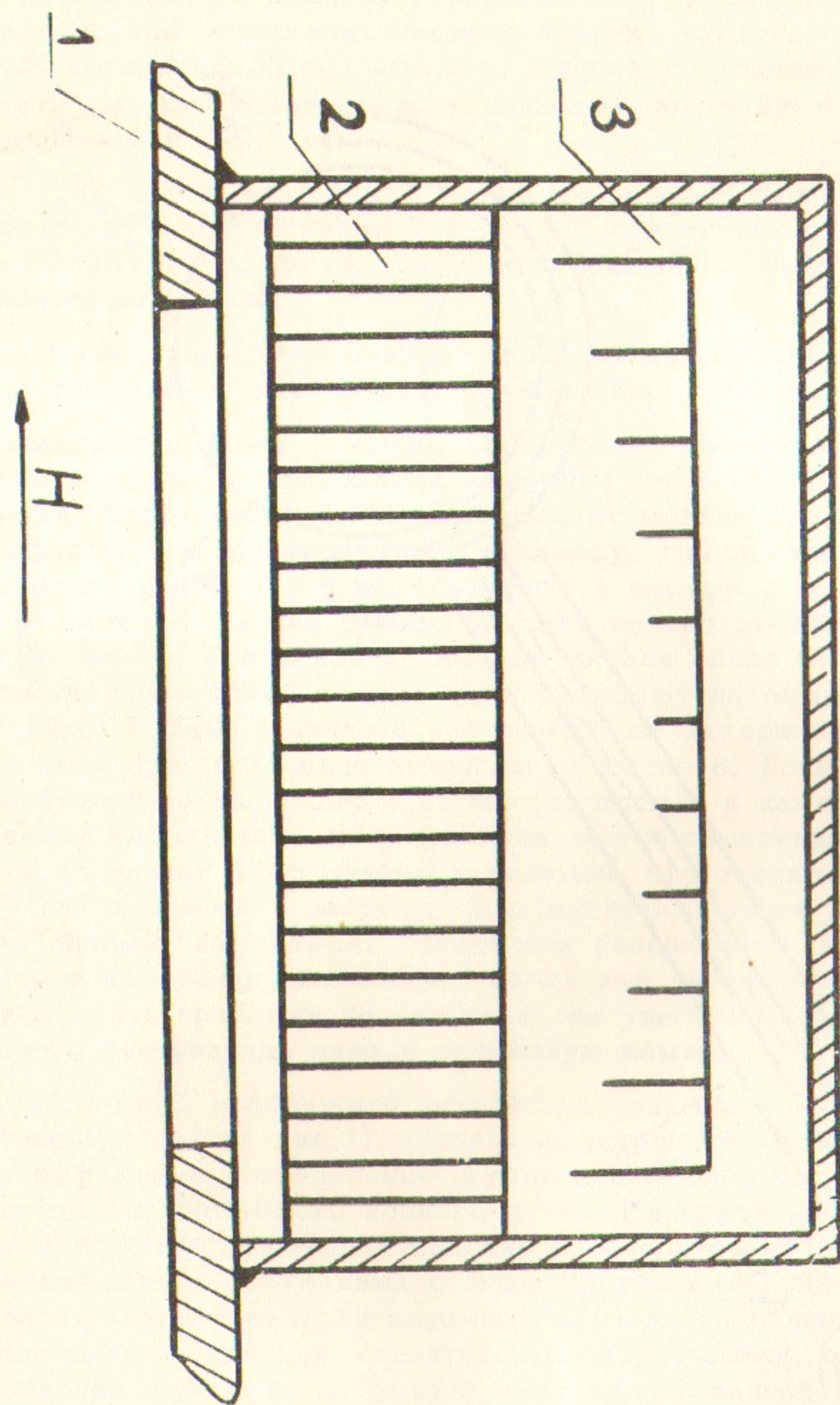


Рис.2

Результаты измерений зависимости времени пролета ионов от их начальной энергии приведены на рис.3. При энергии ионов менее 600 эв смещение пучка по азимуту столь мало, что практически все ионы уходят обратно в канал и не регистрируются пробником. Экстраполяция кривой  $T(\mathcal{E})$  на участок  $\mathcal{E}$  от нуля до 600 эв проведена по косвенным данным. Впрочем, даже сильное (в 2 - 3 раза) отклонение кривой на этом участке от экстраполированной привело бы лишь к незначительной (не более 5%) ошибке при построении распределения потенциала по формуле (3) в основной области. Это объясняется тем, что основной вклад в величину  $X(V)$  вносит область  $\mathcal{E} \sim V$  из-за особенности в весовой функции.

Рассчитанное на основании данных рис.3 распределение электрического потенциала изображено на рис.4 сплошной линией. Пунктирной линией показано распределение потенциала в камере, которое было бы при полном проникновении потенциала торцев вдоль силовых линий.

Отметим, в частности, что из этого измерения можно определить отношение продольной и поперечной проводимостей плазмы. Решение соответствующей краевой задачи даёт следующую формулу:

$$\frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp}} \approx \left( \frac{\mu_0 L}{2R \operatorname{Arch} \psi_0/\psi} \right)^2 \quad (8)$$

где:  $\mu_0 \approx 2,4$  - первый корень функции Бесселя нулевого порядка;  $L$  и  $R$  - длина и радиус плазмы;  $\psi_0$  - потенциал центра торца;  $\psi$  - потенциал плазмы на оси установки в центральной плоскости.

Определенный интерес представляет обобщение изложенного метода на случай, когда магнитное и электрическое поля не имеют азимутальной симметрии. Это обобщение тривиально, если функция Гамильтона для пробной частицы допускает разделение переменных в каких-либо криволинейных координатах, так что задачу можно снова свести к одномерному случаю, а также, если конфигурации полей произвольны, но мало отличаются от азимутально симметричных.

В общем случае возможны ситуации двух типов:



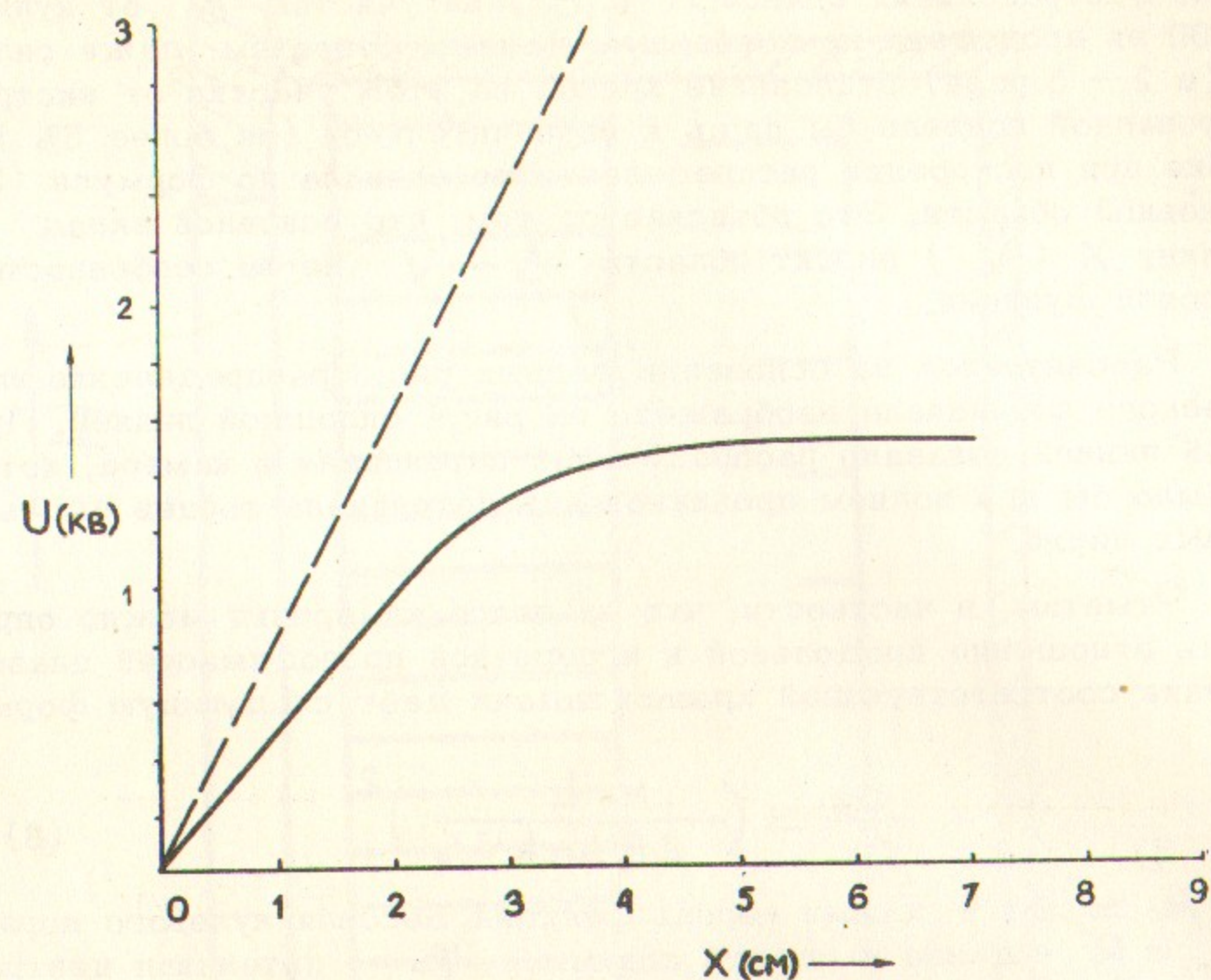


Рис.3

1) эффективный потенциал имеет достаточно сложный вид, но однозначно определяется периодом колебаний пробной частицы; в этом случае расчёт может быть проведен на ЭВМ;

2) отсутствует однозначное соответствие между периодом колебаний и величиной эффективного потенциала; при этом изложенный метод просто неприменим. Для довольно широкого класса

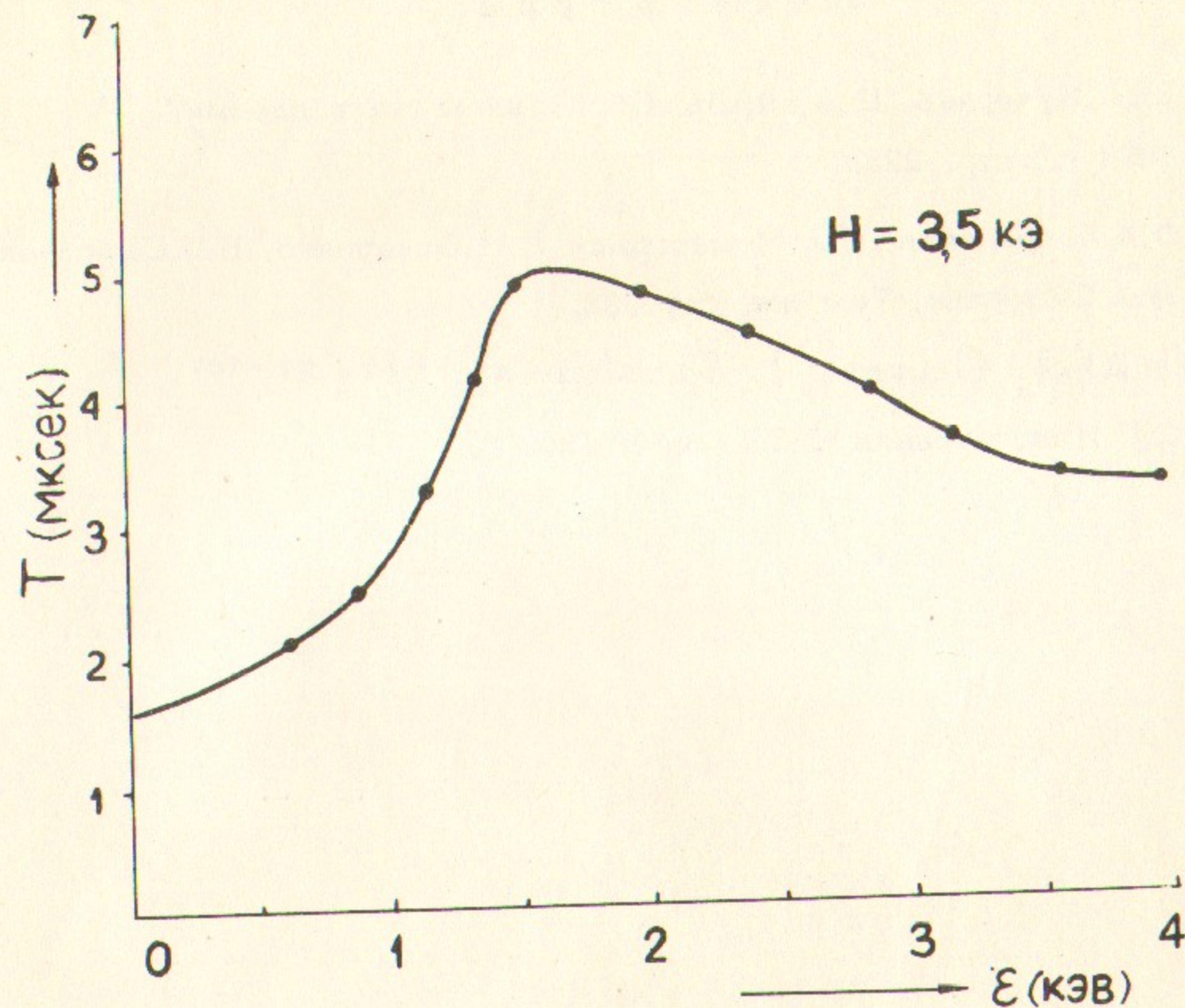


Рис.4.

магнитных конфигураций решение может быть все же получено даже в случае 2 при условии одновременного измерения пространственного положения проходящего пучка, а также при измерениях со сдвигом источника.

Авторы благодарны Н.В.Дмитриеву и А.В.Киселёву за помощь в подготовке эксперимента.



Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Кучеряев, Д.А.Панов. Сб. "Диагностика плазмы", М., 1963 г., стр. 223.
2. О.А.Лаврентьев, Б.А.Немашкало, Л.И.Овчаренко, Б.Г.Сафронов, В.А.Сидоркин. Там же, стр.233.
3. N.Abel, *Oeuvres, I*, Christiania, 1881, 97-101
4. С.Г.Константинов, ПТЭ, № 6, 1969 г.

---

Ответственный за выпуск С.Г.Константинов

Подписано к печати 29 XII 69

Усл. 9,6 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно.

Заказ № 350

---

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.