

**Г.Н.Кулипанов, С.Г.Попов, А.Н.Скринский,
Г.М.Тумайкин**

**Время жизни и размеры электронного
пучка в накопителе**

Приведены экспериментальные результаты и расчетные соотношения, характеризующие поведение основных параметров электронного пучка в накопителе при малых и больших интенсивностях.

Возможность проведения экспериментов со встречными пучками во многом зависит от параметров накопленных пучков. Основные параметры пучков — геометрические размеры и время жизни — определяются величиной радиационного затухания, квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, взаимодействием с остаточным газом, размерами эффективной апертуры, характеристиками магнитной и высокочастотной систем. При больших токах значительный вклад дает взаимодействие между частицами внутри сгустка. Эти вопросы рассматривались в [1, 2, 3 и др.], однако, экспериментальные результаты отсутствовали или были недостаточно полными. В данной работе изучалось поведение только одного пучка; результаты исследования взаимодействующих встречных пучков опубликованы ранее [4]. Исследование параметров пучков проводилось в отсутствие когерентных радиально-фазовых и бетатронных колебаний, обусловленных соответствующими неустойчивостями. Частоты бетатронных колебаний были выбраны достаточно далеко от опасных резонансов, чтобы исключить их влияние. Число частиц в сгустках выравнивалось.

Описываемые эксперименты были проведены на электронном накопителе ВЭП-1, поэтому уместно привести основные параметры установки:

радиус равновесной орбиты	$R = 43$ см,
фокусировка слабая	$n = 0,61$,
радиальная апертура	$2A_z = 2,8$ см,
аксиальная апертура	$2A_x = 2,0$ см,
амплитуда ускоряющего напряжения	$U = 4$ кв,
кратность ускоряющего напряжения	$q = 2$,
рабочий вакуум	$2 \div 3 \cdot 10^{-6}$ торр.

Все измерения проводились в диапазоне энергий от $E = 43$ Мэв до $E = 135$ Мэв. Методика измерений описана в [6].

1. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВ ПРИ МАЛЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ

Важным фактором для электронных (или позитронных) накопительных колец является радиационное затухание бетатронных и синхротронных колебаний, которое дает возможность вести накопление частиц без увеличения фазового объема. Времена затухания аксиальных колебаний (t_z), радиальных бетатронных (t_r) и радиально-

фазовых (t_s) при энергии $E = 43$ Мэв составляют около секунды, а при энергии 135 Мэв примерно в 30 раз меньше. Мы проводили измерения t_x и t_z , которые в пределах точности измерений ($\sim 10\%$) совпадают с расчетными независимо от тока.

При малых интенсивностях рассеяние на остаточном газе и квантовые флуктуации излучения совместно с затуханием колебаний определяют установившиеся размеры сгустков. Под размером сгустка будем понимать, как обычно, удвоенное среднеквадратичное отклонение частиц в сгустке от равновесного положения, равное:

$$2\delta(z, z, b) = 2 \left[\frac{\sum \bar{a}_i^2}{2} \right]^{1/2} \quad (1)$$

где \bar{a}_i^2 — средний квадрат амплитуды соответствующего вида колебаний.

Средние квадраты амплитуд аксиальных и радиальных колебаний из-за рассеяния на остаточном газе равны:

$$\bar{a}_{z(z)}^2 = \frac{2\pi z_e^2 c Z^2 R^2 t_z(z) n_0}{\gamma^2 v_z^2(z)} \ln 183 Z^{-1/2} \quad (2)$$

где $Z \approx 7$ — средний заряд ядер остаточного газа,
 n_0 — количество атомов в 1 см³,
 $z_e = 2,02 \cdot 10^{-13}$ см.

Средние квадраты амплитуд аксиальных, бетатронных радиальных и радиально-фазовых колебаний, вызываемых квантовыми флуктуациями излучения можно найти, например, в [5].

На рис. 1 приведены расчетные кривые поперечных размеров в зависимости от энергии. Цифрами (I), (II) обозначены зависимости, характеризующие аксиальный и радиальный размеры, обусловленные многократным рассеянием. Влияние квантовых флуктуаций на радиальный размер характеризуется прямой линией (III), в аксиальный размер квантовые флуктуации дают пренебрежимо малый вклад и поэтому не учитываются. Расчетные кривые для радиального (IV) и аксиального (I) размеров находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. Аксиальный размер очень быстро уменьшается с ростом

энергии и становится меньше предела разрешения измерительной системы ($\sim 0,15$ мм), поэтому экспериментальные точки при энергии выше 75 Мэв получены из зависимости времени жизни от тока, о чем будет сказано дальше.

При $E = 135$ Мэв аксиальный размер определялся также при измерении светимости установки [1] в зависимости от аксиального расстояния между пучками. С точностью 10% полученный размер также соответствует расчетному.

Некоторые трудности при измерении поперечных размеров связаны с точным измерением эффективного вакуума. Так как измерительные приборы находятся вблизи насосов, то их показания не соответствуют среднему вакууму вдоль орбиты. Средний вакуум оценивался по времени жизни накопленных электронов.

Энергетический разброс электронов в сгустке обусловлен квантовыми флуктуациями δE^2 кв. фл. [5] и рассеянием на электронах атомов остаточного газа. Среднеквадратичное отклонение энергии из-за рассеяния на электронах атомов остаточного газа, равно:

$$\overline{\delta E_e^2} = \frac{1}{2} t_s \pi z_e^2 Z \cdot mc^2 \Delta E \cdot c \cdot n_0 \quad (3)$$

где: $\Delta E = \pm \left[\frac{2}{\pi q} (1-n) e U \cdot \gamma mc^2 \right]^{1/2}$

область устойчивости радиально-фазовых колебаний.

Среднеквадратичное отклонение по длине сгустка, соответствующее энергетическому разбросу:

$$\delta L = \frac{2R}{q} \frac{[\sum \overline{\delta E^2}]^{1/2}}{\Delta E} \quad (4)$$

Результаты расчета и измерений фазовых размеров представлены на рис. 2. В области малых энергий наблюдается некоторое отклонение экспериментальных данных от расчетных. Это, вероятно,

обусловлено влиянием шумов ускоряющей системы.

Функция распределения плотности как в поперечном, так и в продольном направлении с хорошей точностью может быть аппроксимирована распределением Гаусса (рис.3.). Поэтому при дальнейших расчетах мы предполагаем распределение по отклонениям и импульсам гауссовским.

Время жизни при малых интенсивностях определяется взаимодействием с остаточным газом. Основной вклад, как видно на рис.4, дает неупругое рассеяние на электронах атомов остаточного газа (I), тормозное излучение (II) и однократное рассеяние на ядрах (III). Эффективные сечения каждого из процессов, приводящего к потере электрона, соответственно могут быть вычислены из следующих соотношений:

$$\sigma_e = 2\pi \cdot z_e^2 \cdot Z \frac{mc^2}{\Delta E} \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{торм}} = \frac{4Z(Z+1) \cdot z_e^2}{137} \left(\frac{4}{3} \ln \frac{\delta mc^2}{\Delta E} - \frac{5}{6} \right) \ln 183 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{2\pi z_e^2 Z^2 R^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{nA_z^2} + \frac{1}{(1-n)A_z^2} \right) \quad (7)$$

Время жизни τ может быть найдено из соотношения:

$$\frac{1}{\tau} = c n_0 \sum \sigma_i \quad (8)$$

Кривые построены для такой плотности остаточного газа n_0 , чтобы экспериментальная точка при минимальной энергии $E = 43$ Мэв совпала с расчетной; в результате удается получить хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных во всем диапазоне энергий. Многократные процессы дают пренебрежимо малый вклад и поэтому не учитываются.

II. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВ ПРИ БОЛЬШИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ

При больших интенсивностях существенный вклад вносит взаимодействие между частицами внутри сгустка. В результате кулоновского рассеяния поперечный импульс может перейти в продольный, вследствие чего пара электронов выходит из области устойчивости. Постоянная времени потерь, обусловленных этим эффектом и впервые обнаруженных на установке "Ада" [2], определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\tau_{\text{Ада}}} = \frac{\sqrt{\pi} \cdot z_e^2 (mc^2)^3 \cdot N}{q \cdot \Delta E^2 \cdot \delta P_{\perp} \cdot \mathcal{V}} \left(\ln \frac{\delta \cdot c \delta P_{\perp}}{\Delta E} - 1,04 \right) \quad (9)$$

где:

$$\mathcal{V} = 2^3 \cdot \pi^{\frac{3}{2}} \cdot \delta z \cdot \delta z \cdot \delta L \quad - \text{объем сгустка, (10)}$$

N - количество электронов,

δP_{\perp} - среднеквадратичный поперечный импульс.

Многократное рассеяние внутри сгустка приводит к увеличению энергетического разброса [7]. Задача вычисления среднего квадрата энергетического разброса δE_K , обусловленного этим процессом, и результирующего фазового размера $2\delta L$ является самосогласованной и может быть разрешена из следующих уравнений совместно с (4) и (10):

$$\begin{aligned} \overline{\delta E_K^2} \left[\overline{\delta E_K^2} + \overline{\delta E_{\text{кв.фл}}^2} + \overline{\delta E_e^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \\ = \frac{t_s \cdot \Delta E \cdot z_e^2 (mc^2)^3 \cdot N \cdot f(X_m)}{64 \pi \cdot \delta z \cdot \delta z \cdot R \cdot \delta P_{\perp}} \end{aligned} \quad (11)$$

где:

$$f(X_m) = \int_{X_m}^{\infty} e^{-x} \ln \frac{x}{X_m} dx, \quad (12)$$

$$X_m = \left[\frac{m^2 c^2}{\delta P_{\perp}^2} \cdot 2z_e \left(\frac{N}{q \mathcal{V}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

При малых энергиях и большом токе этот эффект полностью определяет фазовые размеры сгустков (рис.5). В результате, при $E = 43$ Мэв (I) фазовый размер при больших токах оказывается больше, чем при $E = 75$ Мэв (II) и $E = 135$ Мэв (III). При энергии $E = 135$ Мэв взаимное рассеяние дает пренебрежимо малый вклад. Результаты расчета находятся в хорошем соответствии с результатами измерений.

ионов При больших интенсивностях становится заметным влияние *токов*, компенсирующих пространственный заряд пучка. Присутствие ионов ведет к ухудшению эффективного вакуума в области, занятой пучком, и изменению фокусирующих сил, следствием чего является увеличение поперечных размеров с ростом тока. Чтобы разделить эти два эффекта, были сняты зависимости поперечных размеров от тока при разных частотах аксиальных (ν_z) и радиальных (ν_r) бетатронных колебаний.

Если предположить, что плотность ионов в центре сгустка будет увеличиваться до тех пор, пока частота бетатронных колебаний не приблизится к опасному резонансу, то размеры можно оценить из следующего соотношения:

$$\delta z(z) = \frac{0,1 \cdot I_{\text{ионов}} \cdot R \cdot K_z(z)}{\delta z(z) \cdot 2\nu(\nu_{\text{рез}} - \nu) \cdot H(\text{расстой})} \quad (13)$$

где:

$K_z(z)$ — геометрический фактор, равный единице при $\delta z = \delta z$

$\nu_{\text{рез}} > 0$ — расстояние до "работающего" резонанса.

В нашем случае "работающими" резонансами являются $\nu_z = \frac{4}{3}$ и $\nu_r = \frac{2}{3}$. Как видно из рис.6а, по мере удаления рабочей точки от $\nu_z = \frac{4}{3}$ влияние ионов на аксиальный размер уменьшается и при $\nu_z = 0,777 - 0,753$ определяется только изменением эффективного вакуума. При $\nu_z = 0,753$ плотность ионов становится меньше вследствие сильного увеличения радиального размера вблизи $\nu_r = \frac{2}{3}$, как это видно из рис.6б. Вдали от резонанса увеличение радиального размера в большей степени обусловлено увеличением энергетического разброса вследствие взаимного рассеяния внутри сгустка.

Оценки влияния ионов на размер хорошо согласуются с результатами измерения, если предположить, что все ионы являются молекулярными, распределение их по поперечному сечению пучка гауссовским, а компенсация полная.

Включение отсоса ионов полностью не устраняло наблюдаемые эффекты, так как пластины отсоса занимали только половину окружности накопителя.

Увеличение поперечных и продольных размеров при больших интенсивностях уменьшает влияние "Ада" — эффекта. На рис.7 приведены времена жизни в зависимости от тока при энергиях $E = 43$ Мэв и $E = 135$ Мэв. При энергии $E = 43$ Мэв кривая находится в хорошем соответствии с расчетом, произведенном на основе измерения размеров. В области энергии выше 75 Мэв, когда вертикальный размер становится меньше, чем предел разрешения измерительной системы, его оценку можно произвести, воспользовавшись результатами измерений

$\tau_{\text{Ада}}$ радиального и фазового размеров. Таким образом, была произведена оценка аксиального размера пучка при энергии $E = 135$ Мэв. Оказалось, что аксиальный размер увеличивается от 0,05 мм при токе в 1 ма, до 0,2 мм при токе 100 ма. (Это увеличение размера как и на $E = 43$ Мэв обусловлено влиянием ионов).

на рис.8 представлены экспериментальные зависимости $\frac{1}{\tau_{\text{Ада}}}$ от энергии при разных токах. Если сравнить эти данные с результатами, приведенными на рис.4, то становится очевидным, что время жизни при больших интенсивностях почти полностью определяется "Ада" эффектом.

С целью увеличения времени жизни при больших токах на установке введено искусственное увеличение размеров, что позволяет существенно поднять время жизни.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено изучение параметров электронных пучков в электронном накопителе при малых и больших интенсивностях. Исследовано влияние ионов и взаимного рассеяния электронов на электронах. Результаты измерений с точностью приблизительно 10% совпадают с расчетными.

Авторы благодарят Зинина Э.И. за изготовление аппаратуры, использованной при измерениях размеров пучков.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер и др. "Атомная энергия", 19, 49, (1965).
2. *C. Beznardini et al. LNF-63/63, Phys. Rev. Letters, 10 404, (1963).*
3. А.А.Комар и др. Труды ФИАН им. П.Н.Лебедева, том XXII, (1964).
4. В.Л.Ауслендер и др. Атомная энергия, 20, 220, (1966).
5. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. Ф.М. (1962).
6. Э.И.Зинин и др. Атомная энергия, 20, 226, (1966).
7. *M. Bruck and Le Duff.* Доклад на конференции во Фраскати, (1965).

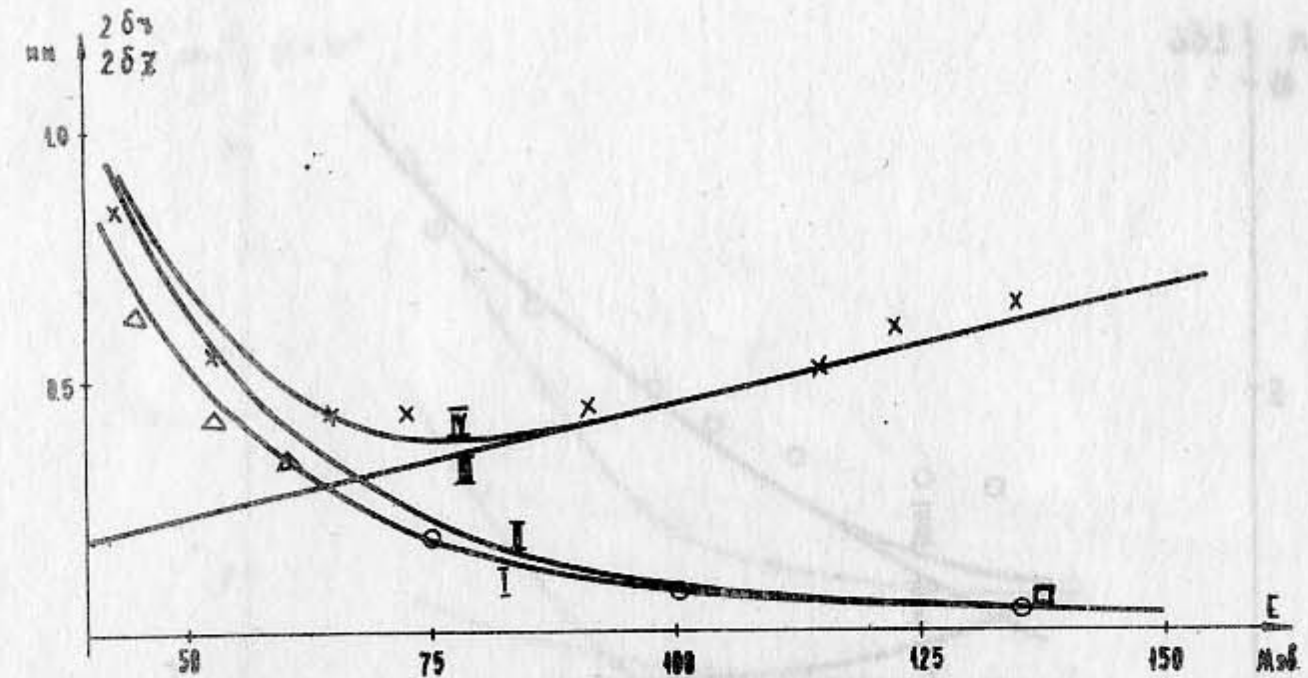


Рис. I.

Результаты расчета и измерений поперечных размеров в зависимости от энергии на малом токе.

- I - аксиальный размер,
- Δ - результаты измерений,
- - расчет из результатов по измерению времени жизни из-за "Ада" - эффекта,
- - результат, полученный при измерении светимости установки,
- IV - радиальный размер,
- X - результаты измерений.

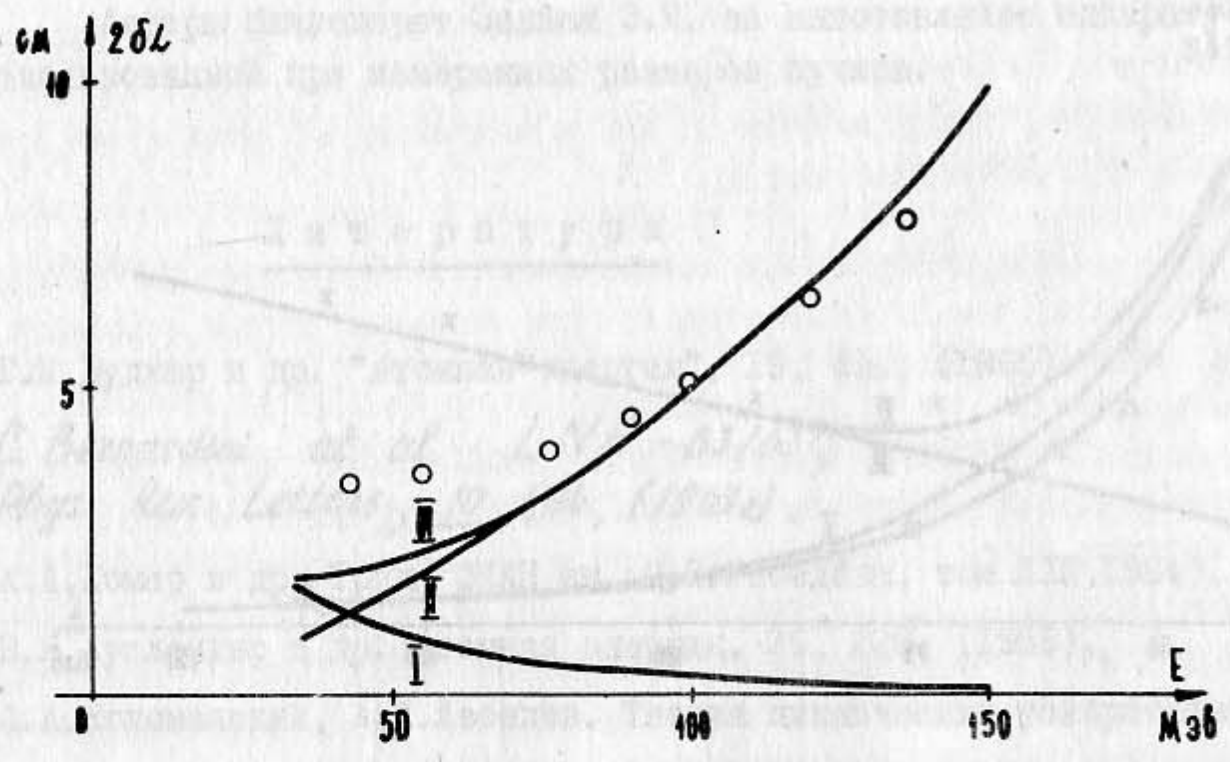


Рис.2.

Результаты расчета и измерений фазового размера в зависимости от энергии.

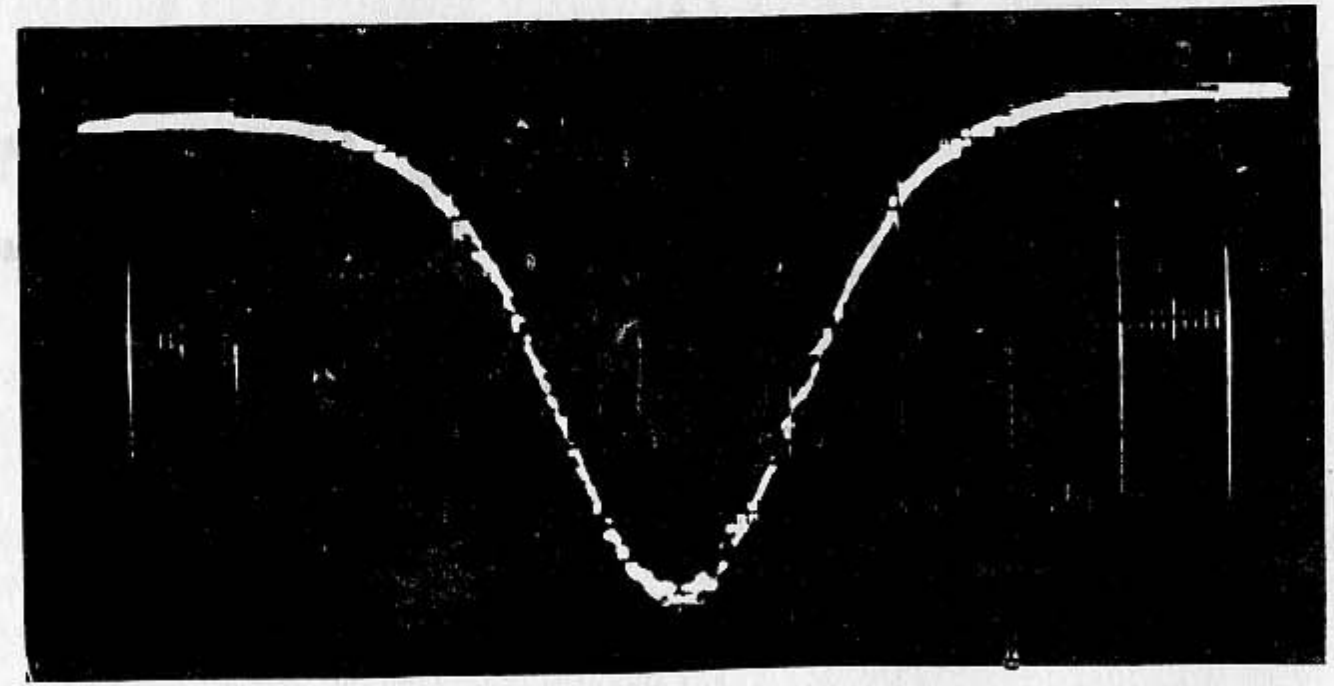


Рис.3.

Осциллограмма плотности распределения частиц по радиусу

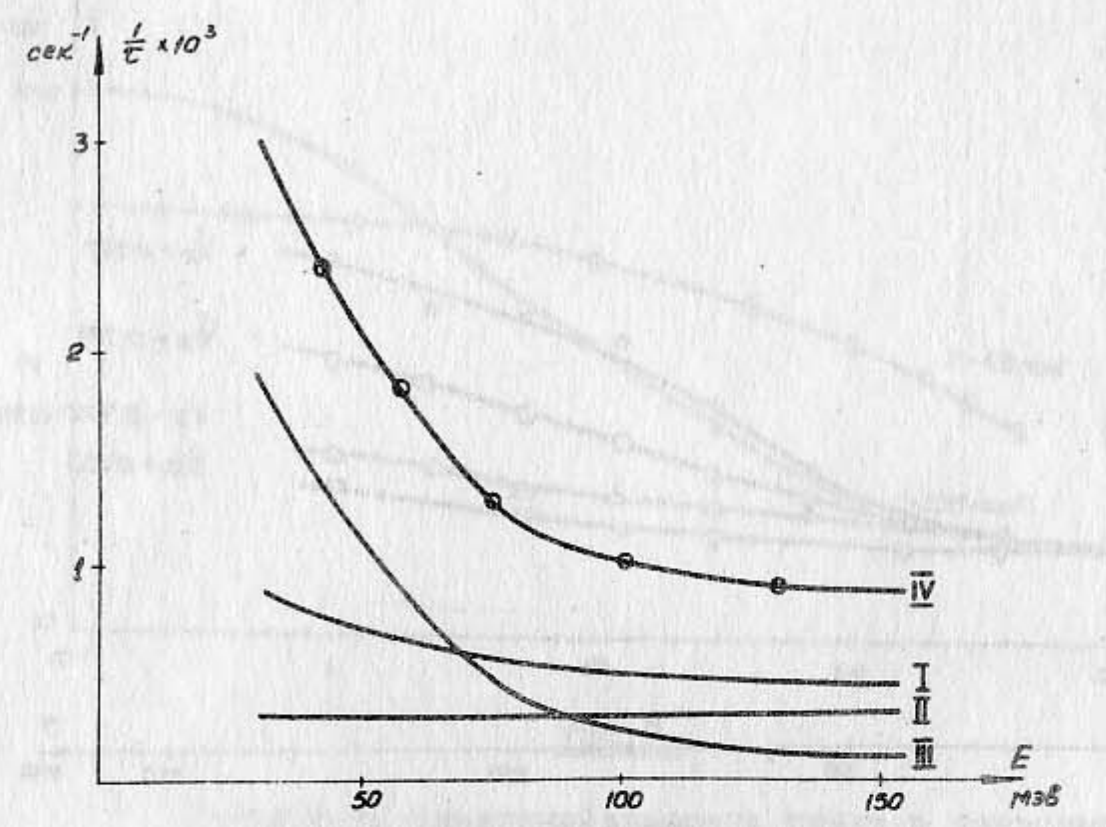


Рис.4

Результаты расчета и измерений времени жизни в зависимости от энергии при малом токе.
($U = 4 \cdot 10^3$ вольт, $P_{эфф} = 3 \cdot 10^{-6}$ мм.рт.ст.)

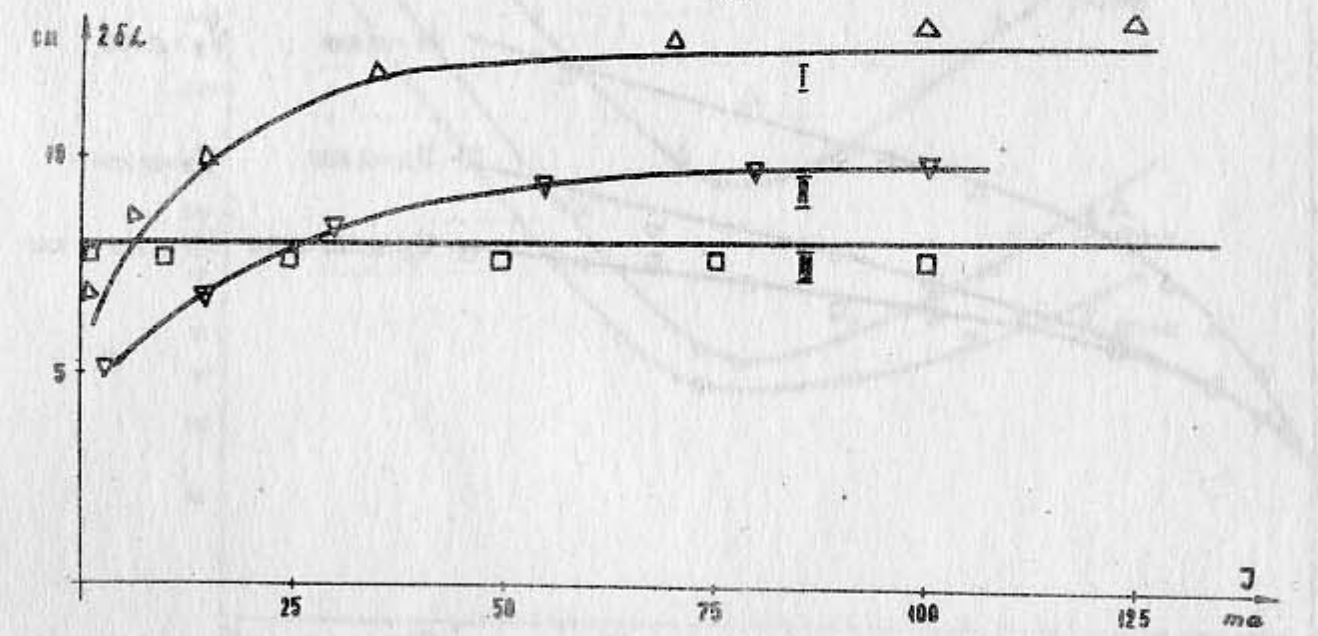


Рис.5.

Результаты расчета и измерений длины сгустков в зависимости от тока при энергиях $E = 43$ Мэв (I), $E = 75$ Мэв (II), $E = 135$ Мэв (III).

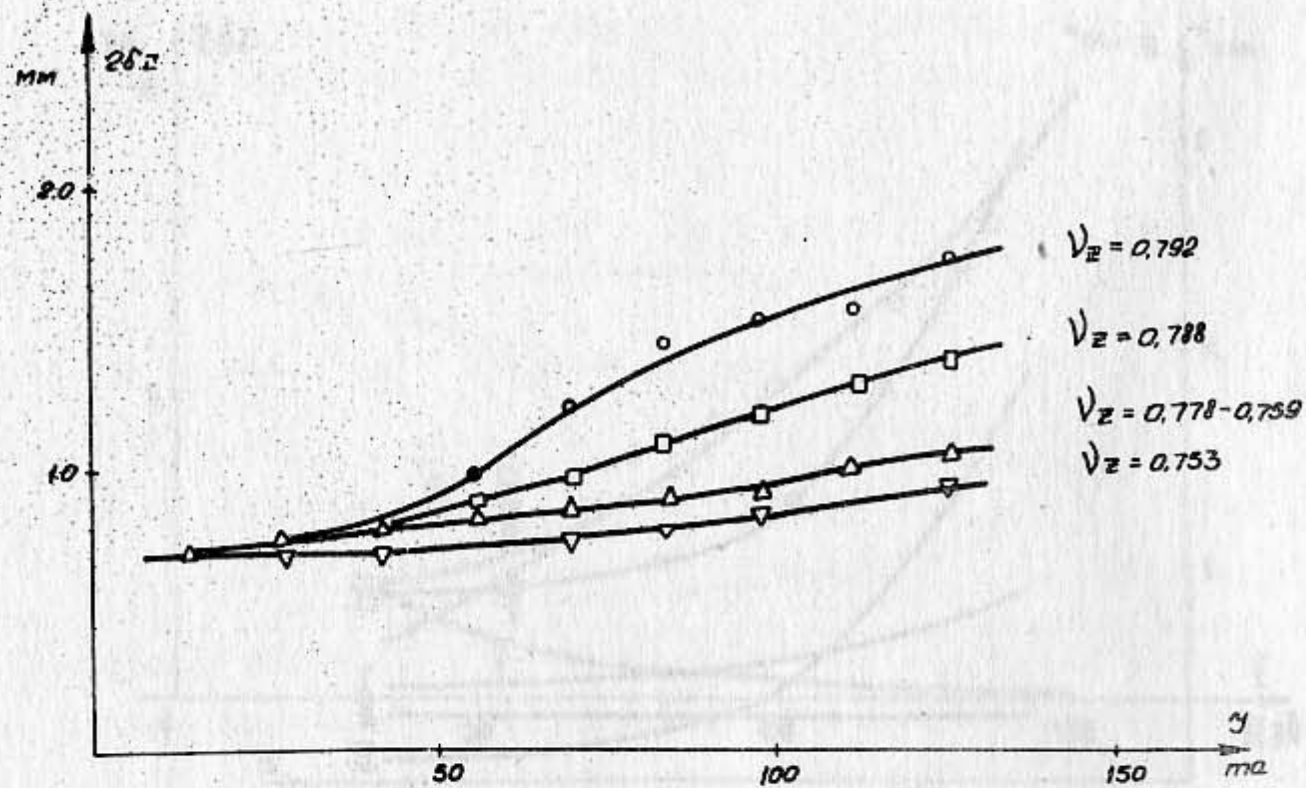


Рис. 6а.

Результаты измерений аксиального размера в зависимости от тока при $E = 43$ Мэв.

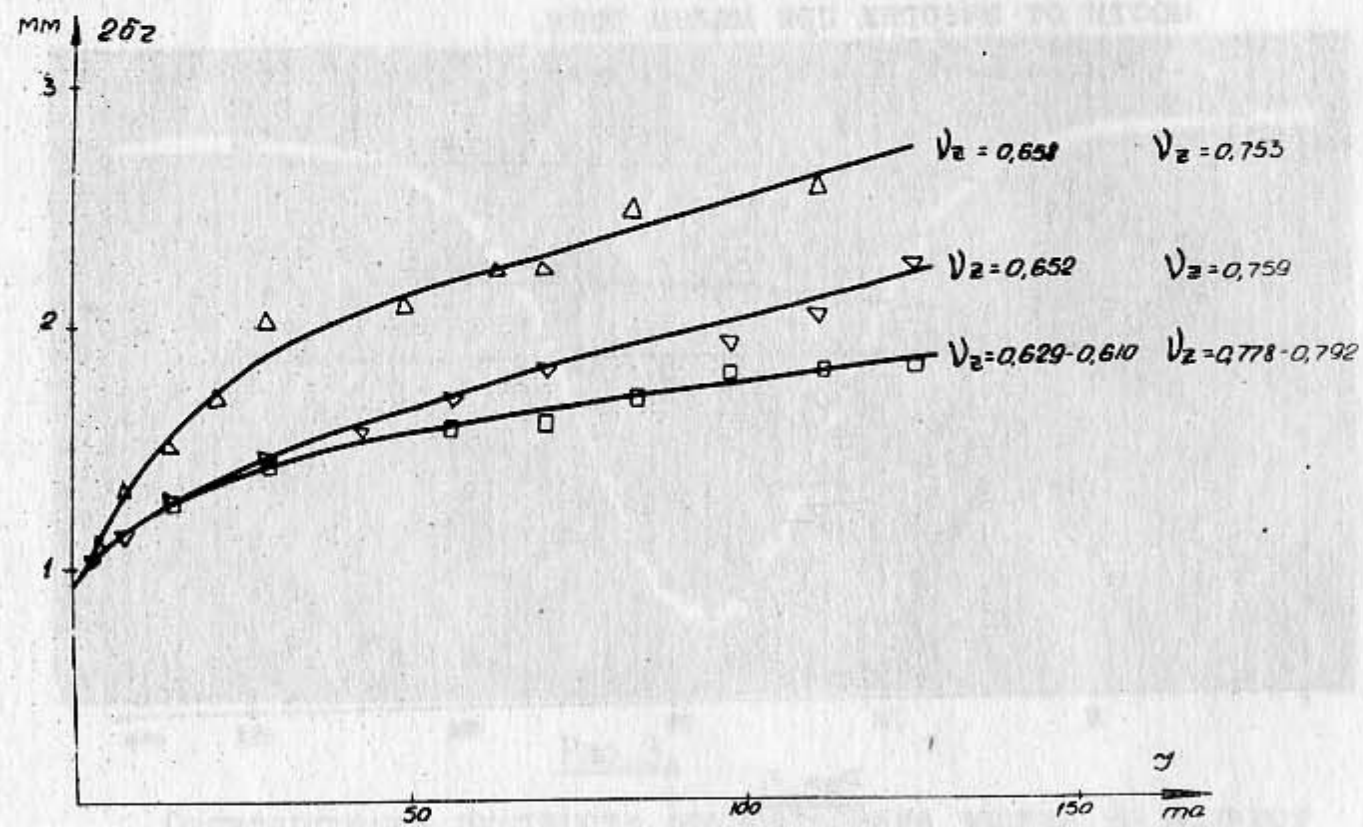


Рис. 6б.

Результаты измерений радиального размера в зависимости от тока при $E = 43$ Мэв.

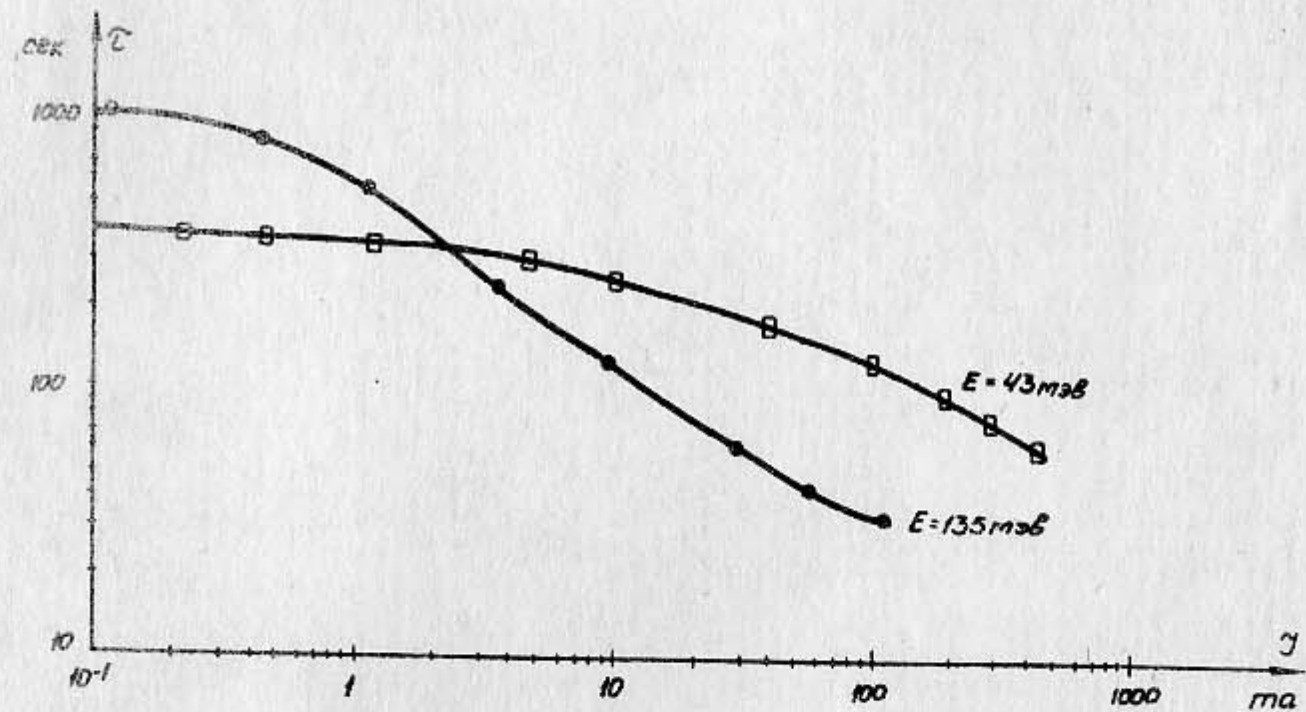


Рис. 7.

Результаты измерений времени жизни в зависимости от тока при энергии 43 Мэв и 135 Мэв.

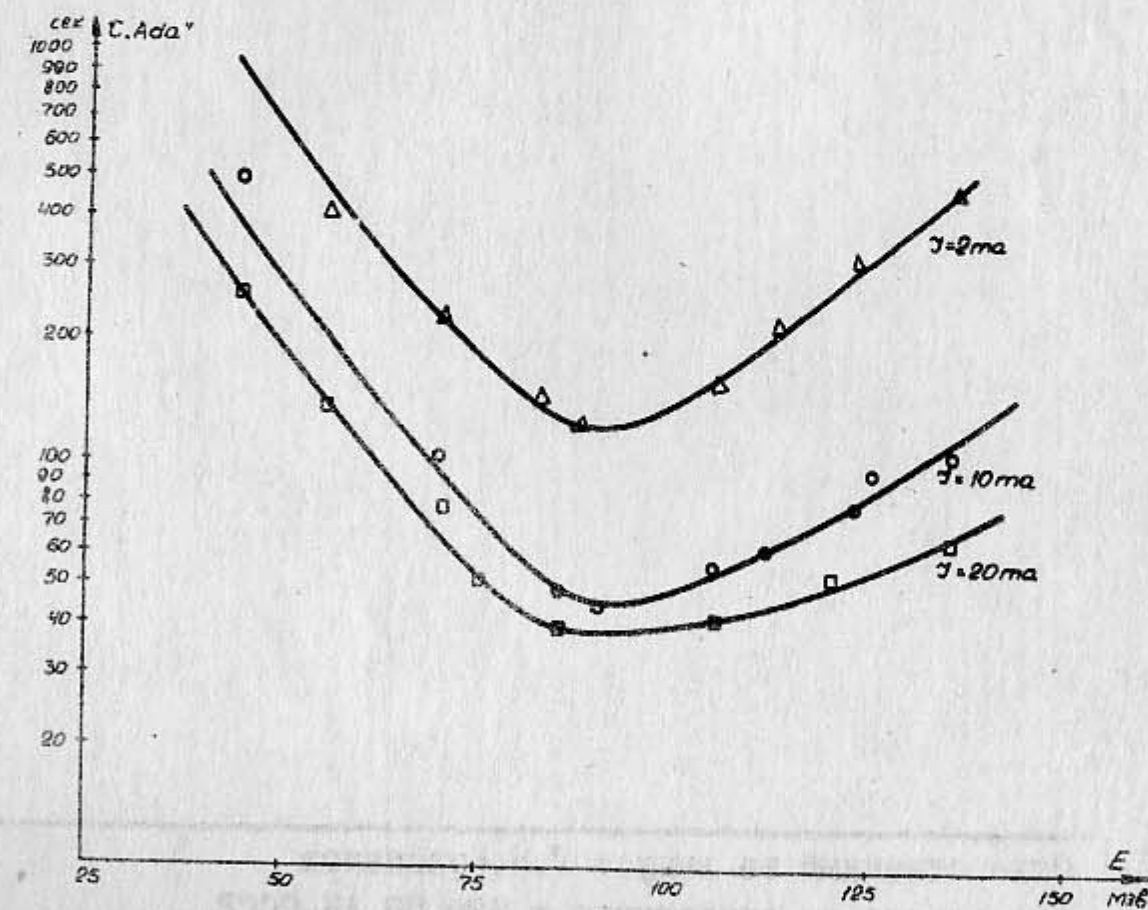


Рис. 8.

Результаты измерений $\tau_{\text{жизни}}$ в зависимости от энергии при разных тока.