

Измерение энергии плазмы на установке «Токамак» по изменению продольного магнитного потока

К. А. РАЗУМОВА

УДК 533.9.07

Описаны результаты измерений величины поперечной энергии плазмы на установке «Токамак» по диамагнитному сигналу. Показано, что для режимов, в которых ось тока в пределах точности эксперимента совпадает с осью разрядной камеры, измеренная таким образом температура электронов согласуется с температурой, вычисленной по проводимости. Расхождение наблюдается только в тех случаях, когда разряд горит при низких начальных давлениях водорода и ось тока смещена к внутренней стенке камеры.

Постановка задачи

В большинстве случаев при описании поведения плазмы в установках типа «Токамак» пользуются температурой электронов, вычисленной по величине проводимости плазмы в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям. Однако в тороидальных системах такого типа возможно существование значительной группы электронов, ушедших в режим непрерывного ускорения. Поэтому представляет интерес определение «поперечной компоненты» температуры, соответствующей перпендикулярному к магнитному полю движению электронов. Сравнение этой величины с «продольной температурой», соответствующей продольному движению электронов и рассчитанной по проводимости, позволит оценить, насколько анизотропно распределение электронов по скоростям. Одновременно мы имеем возможность уточнить значение температуры заряженных частиц в плазме.

В квазистационарной плазме существует локальное равновесие между магнитным и газокINETическим давлениями. Поэтому измерения магнитных полей в плазме дают возможность определить ее газокINETическое давление, а следовательно, и температуру плазмы. В настоящей работе описано применение этого метода для определения поперечной энергии плазмы на установке «Токамак-5».

Плазма с протекающим вдоль ее оси током, помещенная в продольное поле, может оказаться как диамагнитной, так и парамагнитной. Поверхностные токи, связанные с газокINETическим давлением, уменьшают продольное магнитное поле в плазме; анизотропия проводимости, напротив, приводит к увеличению продольного магнитного потока. В классическом случае, когда продольная проводимость плазмы в два раза больше поперечной, этот парамагнитный поток может уравновесить лишь половину давления, создаваемого азимутальным магнитным полем тока. В случае аномально низкой поперечной проводимости парамагнитный поток может полностью уравновесить это давление. В конечном итоге должно установиться равновесие магнитных и газокINETических давлений. Оно будет обеспечиваться расширением или сжатием плазменного шнура вместе с замороженным в него магнитным потоком. Следует отметить, что при больших значениях отношений напряженностей продольного магнитного поля к азимутальному полю тока для установления баланса достаточно даже очень медленного движения.

Если пренебречь тороидальностью системы, то условие равновесия между газокINETическим и магнитным давлениями приводит к уравнению [1]

$$\frac{2\pi I^2}{c^2 H_z} - \Delta\Phi = \frac{4\pi \bar{p} a^2}{H_z}, \quad (1)$$

где $\Delta\Phi = \pi a^2 (H_i - H_e)$; H_i и H_e — значения продольного магнитного поля внутри и вне плазменного шнура; a — радиус плазменного шнура; \bar{p} — давление плазмы в направлении, перпендикулярном стабилизирующему продольному магнитному полю H_z ; I — ток разряда.

Используя уравнение состояния $p = n(T_e + T_i)$, находим

$$T_e + T_i = \frac{H_z}{\pi a^2 4\pi n_e} \left(\frac{2\pi I^2}{c^2 H_z} - \Delta\Phi \right). \quad (2)$$

Здесь T_e и T_i — значения поперечной температуры электронов и ионов, усредненные по сечению плазменного шнура; n_e — усредненная концентрация электронов.

Измерение I и H не представляет большой сложности. Величина n_e может быть измерена микроволновым радиоинтерферометром. Однако этот метод дает следующее значение величины сдвига фаз: $\varphi \sim \int n_e dl$, где l — длина пути микроволнового сигнала в плазме. Для конкретных расчетов необходимо сделать некоторые предположения о распределении концентрации электронов внутри плазменного шнура. В настоящей работе во всех расчетах предполагалось, что концентрация электронов, так же как и их температура, имеет прямоугольное распределение внутри области с некоторым радиусом a , причем значение a принималось неизменным в течение всего разряда и вычислялось по величине индуктивности плазменного шнура.

Итак, вопрос сводится к измерению величины $\Delta\Phi$. Зная ее, можно определить сумму электронной и ионной температур. Остается неясным, какая доля в этой сумме приходится на ионную температуру. Характерное время обмена энергией между электронной и ионной компонентами плазмы определяется [2]

$$\tau = \frac{1,7 \cdot 10^7 (T_e)^{3/2}}{n_e}, \quad (3)$$

где T_e — выражено в электронвольтах. При изменении n_e от $5 \cdot 10^{12}$ до $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и T_e от 0 до 80 эв τ меняется от нескольких микросекунд до 2,5 мсек (длительность полупериода разрядного тока составляет 5 мсек). Следовательно, к моменту максимума тока не должно быть существенной разницы между электронной и ионной температурами. Такое утверждение справедливо только в том случае, если отсутствует мощный механизм потери энергии у ионов (например, процесс перезарядки нагретых ионов на поступающих извне холодных нейтральных атомах).

Постановка эксперимента

Эксперименты проводились на установке Т-5, ее конструкция описана в работе [3]. Внутренний радиус лайнера этой установки равен 20 см, средний радиус тора 65 см. Плазменный

шнур ограничивается по апертуре диафрагмой с внутренним радиусом 15 см. Равновесное положение оси токового канала может регулироваться изменяемой во времени вертикальной компонентой магнитного поля, которая создается специальной обмоткой, расположенной внутри медной камеры. Эксперименты проводились в режимах, когда вертикальное магнитное поле менялось синфазно с током разряда. Длительность полупериода тока составляла 5 мсек. Рабочим газом служил водород, давление которого изменялось от $1,5 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

В условиях установки «Токамак-5» продольное магнитное поле составляет 6—8 кэ при длительности его первого полупериода $\sim 80 \text{ мсек}$, а измеряемое изменение магнитного поля в процессе разряда равно нескольким эрстедам при длительности 5 мсек. Ясно, что такое измерение можно проводить только при условии компенсации медленно меняющейся компоненты магнитного поля. Измерения при помощи витков, намотанных вокруг разрядной камеры, оказались неудовлетворительными. Они не позволяют освободиться от наводок, связанных с магнитным полем тока и возникающих из-за малых перекосов относительно оси камеры самих измерительных витков или протекающего по плазме тока.

Наиболее удобно измерять $\Delta\Phi$ по изменению тока, протекающего по магнитной обмотке, так как в этом случае происходит усреднение всех отклонений по длине тора. При соответствующих предосторожностях наводки от тока, протекающего по плазме, в этом случае устраняются полностью. На рис. 1 показана схема

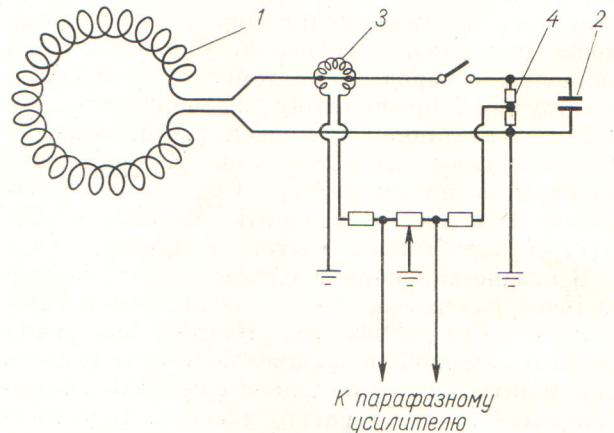


Рис. 1. Схема измерения диамагнитного эффекта в плазме: 1 — магнитная обмотка установки «Токамак»; 2 — конденсаторная батарея магнитной обмотки; 3 — пояс Роговского; 4 — делитель напряжения.

измерений. Производная тока регистрировалась при помощи пояса Роговского, охватывающего фидер магнитной обмотки. Сигнал, соответствующий медленной компоненте магнитного поля, компенсировался сигналом с делителя, установленного на конденсаторной батарее, питающей магнитную обмотку. Индуктивное сопротивление цепи магнитной обмотки на частотах, соответствующих процессам в плазме, значительно больше емкостного сопротивления конденсаторной батареи. Поэтому при обработке результатов предполагалось, что при изменении магнитного потока в плазме напряжение на конденсаторной батарее не меняется, т. е. магнитный поток сохраняется постоянным в сечении магнитной обмотки. Проведенные контрольные эксперименты показали, что это предположение вносит ошибку в результаты измерения $\Delta\Phi$, не превышающую 3%.

Другим источником систематической ошибки могут быть азимутальные токи, индуцируемые в лайнере при изменении внутри него магнитного потока. Однако простые расчеты показали, что в нашем случае поправка, связанная с этим эффектом, также невелика и составляет 2,5—3%. Обе эти систематические ошибки приводят к тому, что измеренная величина $\Delta\Phi$ оказывается несколько заниженной.

Чтобы уменьшить ошибки, связанные с калибровкой, все калибровки проводились при помощи одного и того же прибора, поэтому ошибка прибора отразилась на точности коэффициентов при величине \bar{r} и составила около 5%. Точность определения величины разности $\frac{2\pi I^2}{c^2 H_z} \Delta\Phi$, если плазма парамагнитна, заведомо хуже 8% и зависит от β . При $\beta = 0,5$ она составляет 15—20% и при $\beta < 0,15$ становится хуже 50%. (Величины ошибки в определении $T_e + T_i$ указаны на рис. 2 и 3.)

Чтобы убедиться в отсутствии наводок, измерения проводились в одних и тех же режимах при двух полярностях заряда на конденсаторной батарее, питающей магнитное поле. При этом сигнал менял знак, но по амплитуде и форме оставался прежним.

Результаты измерений

Примеры осциллограмм изменения магнитного потока $\frac{d\Delta\Phi}{dt}$ показаны на рис. 2 и 3. Внизу приведены вычисленные величины $\beta = \frac{8\pi\bar{r}}{H_z^2}$ и суммы электронной и ионной температур.

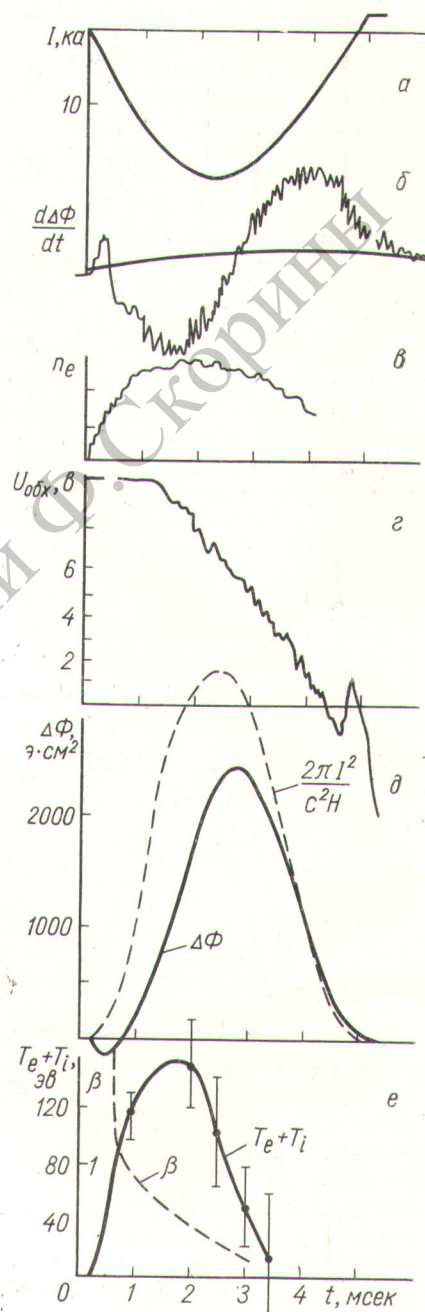


Рис. 2. Осциллограммы, снятые на установке Т-5 в оптимальном режиме ($\rho_0 = 1,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; $I_{\text{макс}} = 20$ кА; $H_z = 8,5$ кэ; управляющее вертикальное поле $H_{\perp} = 40$ э):

а — ток разряда; б — производная магнитного потока; в — сдвиг фаз, измеренный радиоинтерферометром; г — напряжение обхода; д — вычисленные величины магнитного потока и выражения $\frac{2\pi I^2}{c^2 H_z}$; е — вычисленные величины $T_e + T_i$ и параметра β .

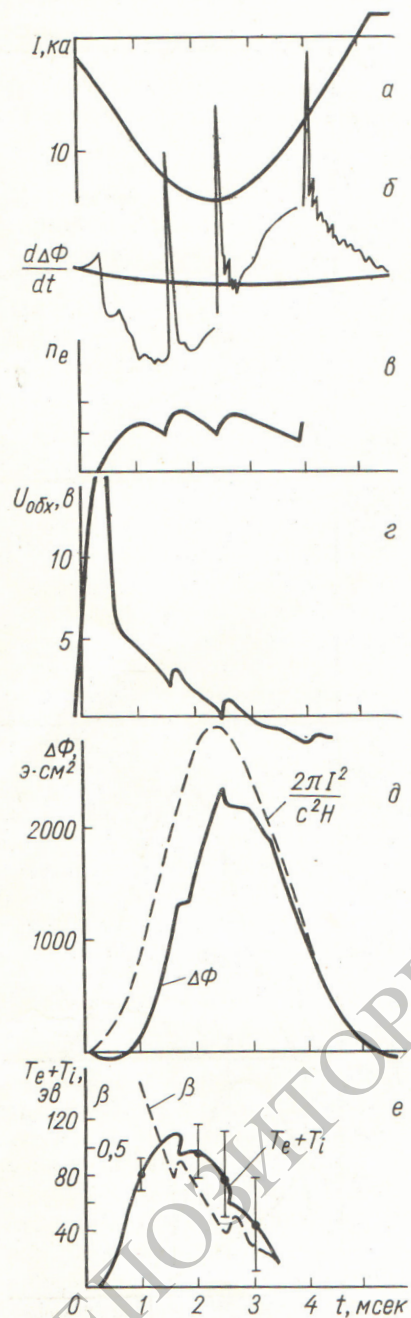


Рис. 3. Осциллограммы, снятые на установке Т-5 в режиме, когда ось тока смещена к внутренней стенке разрядной камеры ($p_0 = 1,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.; $I_{\text{макс}} = 15$ кА; $H_z = 5,7$ кэ; $H_{\perp} = 53$ э).

Обозначения те же, что на рис. 2.

Для режима разряда, приведенного на рис. 2, подсчитанная по проводимости в момент максимума тока продольная электронная темпе-

ратура T_{σ} равна 40 эВ. Это хорошо согласуется с измеренной по диамагнитному эффекту величиной $T_e + T_i$, если предположить, что $T_e = T_i$. Аналогичные результаты были получены при различных величинах тока и начальных значениях давления водорода для случаев, когда вертикальное управляющее магнитное поле было выбрано близким к оптимальному, т. е. когда ось тока располагалась вблизи оси разрядной камеры*. Если управляющее поле меньше оптимального и область протекания тока смещена к внешней стенке разрядной камеры (сильно неустойчивый режим разряда), то величина $T_e + T_i$ несколько больше $2T_{\sigma}$. Такой же результат наблюдался при введении в глубь плазмы нержавеющей трубки диаметром 6 мм. Этот эффект, по-видимому, можно объяснить значительным загрязнением плазмы примесями и ростом эффективного заряда иона Z , что не учитывалось при вычислении T_{σ} . Действительно, интенсивность спектральных линий примесей была в этих случаях в несколько раз больше, чем при оптимальных режимах разряда.

Из сказанного, разумеется, нельзя сделать вывод, что при оптимальных режимах $Z = 1$, но во всяком случае при этом количество примесей должно быть гораздо меньше.

При управляющем магнитном поле, большем оптимального, и начальном давлении водорода $p < 3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. вычисленная в момент максимума тока величина T_{σ} оказалась на порядок больше по сравнению с оптимальным режимом, в то время как сумма $T_e + T_i$ изменилась мало (пример такой осциллограммы показан на рис. 3).

На рис. 4 приведена зависимость отношения удвоенной электронной температуры, подсчитанной по проводимости плазмы, к сумме электронной и ионной температур, измеренных по диамагнитному сигналу от начального давления водорода p_0 . Расхождение между $T_e + T_i$ и $2T_{\sigma}$ слишком велико, поэтому его нельзя объяснить равенством ионной температуры нулю или погрешностями измерений. По-видимому, оно может определяться: 1) существенной неизотропностью распределения электронов по скоростям; 2) непригодностью в данном случае сделанных предположений о распределении по радиусу концентрации электронов и их температуры.

Для объяснения наблюдаемого эффекта первым способом нужно предположить существо-

* Аналогичные результаты были получены на стеллараторе С [4].

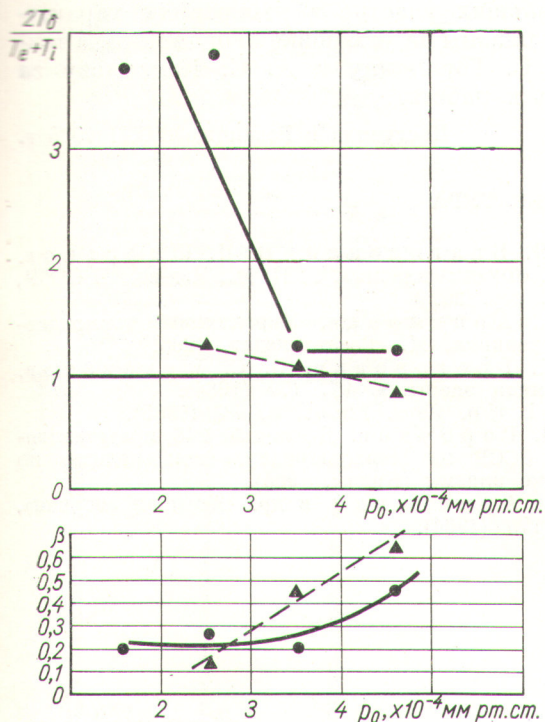


Рис. 4. Зависимость отношения $2T_{\sigma}$ к сумме $T_i + T_e$ параметра β от ρ_0 .

Режимы разряда: $I_{\text{макс}} = 15$ кА, $H_z = 5,7$ кэ; ● — режимы с управляющим магнитным полем $H_{\perp} = 53$ э (ось тока смещена к внутренней стенке камеры); ▲ — режимы с управляющим магнитным полем $H_{\perp} = 40$ э (ось тока вблизи центра разрядной камеры).

вание тока убегающих электронов, равного ~ 7 кА. Проверка такого предположения требует детального изучения рентгеновского излучения из плазмы, что в настоящее время еще не сделано.

Как показано в работе [5], в некоторых режимах наблюдается более высокая концентрация заряженных частиц на периферии плазменного шнура, чем на его оси. Температура электронов в областях с повышенной концентрацией может оказаться пренебрежимо малой по сравнению с центральной областью разряда, и, следовательно, радиус области a_p , внутри которой давление плазмы велико, меньше области, заполненной заряженными частицами. С учетом этого обстоятельства можно предположить, что концентрация горячих заряженных частиц в два раза меньше величины, принятой выше. Такое предположение позволяет согласовать приведенные на рис. 3 значения поперечной и продольной температур электронов (ионная температура в этих усло-

виях должна быть немного меньше электронной).

В настоящее время трудно сделать выбор между двумя предлагаемыми объяснениями, однако можно сказать, что второе предположение выглядит более правдоподобным.

Как видно на рис. 2 и 3, накопленная в плазме энергия растет только до максимума тока. Подобная ситуация наблюдается практически во всех исследованных режимах разряда и может быть объяснена, например, аномально быстрым уходом заряженных частиц из плазмы или увеличением доли энергии, связанной с продольным движением электронов.

На осциллограмме напряжения рис. 3 наблюдаются характерные неустойчивости в виде коротких выбросов вниз, каждому из которых соответствует быстрое увеличение плотности электронов. Как показано в работах [2, 6], плазменный шнур в течение разряда непрерывно смещается наружу. В момент развития неустойчивости происходит быстрый «срыв» шнура внутрь. В работе [6] было сделано предположение, что движение наружу связано с ростом параметра β , т. е. с нагревом плазмы, а срыв — с взаимодействием плазмы с внешней стенкой камеры. Из приведенной на рис. 3

осциллограммы величины $\frac{d\Delta\Phi}{dt}$ следует, что параметр β растет только сразу после срыва. До возникновения неустойчивости величина β монотонно падает, и, следовательно, смещение тока наружу не может быть объяснено указанной выше гипотезой. Из количественного сравнения изменения $\Delta\Phi$ и других параметров плазмы сразу после срыва можно сделать вывод, что в ходе развития этой неустойчивости в плазму попадает большое количество нейтрального газа. Последний охлаждает плазму, увеличивает ее сопротивление и, следовательно, Джоулев нагрев и ионизацию нейтрального газа, что приводит к увеличению диамагнетизма плазмы. Таким образом, рост параметра β в момент неустойчивости является следствием процессов, вызванных этой неустойчивостью, а не их причиной.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. В тех режимах разряда в установке «Токамак», в которых шнур занимает оптимальное положение внутри камеры, при изменении давления в диапазоне $(1,5 \div 5) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. экспериментальные результаты не противоречат предположению о том, что величина ионной температуры близка к величине электронной,

причем поперечная температура электронов равна их продольной температуре.

2. В тех случаях, когда центр протекающего по плазме тока сильно смещен к внутренней стенке камеры, наблюдается существенное превышение продольной температуры, вычисленной по проводимости плазмы, над поперечной, измеренной по диамагнитному эффекту.

3. Поперечная температура плазмы растет только до максимума тока разряда.

4. Наблюдаемое перед развитием неустойчивости перемещение центра тока к внешней стенке разрядной камеры нельзя объяснить нагревом плазмы.

В заключение автор выражает благодарность Л. А. Арцимовичу, по инициативе которого были поставлены эти эксперименты; В. Д. Шафранову за многочисленные обсуждения; Е. П. Горбунову и В. С. Муховатову,

принимавших участие в измерениях характеристик плазмы на установке «Токамак-5», а также В. С. Горячкину и А. С. Капралову за помощь в работе.

Поступила в Редакцию 8/XII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Брагинский, В. Д. Шафранов. В сб. «Физика плазмы». Т. II, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 26.
2. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Госатомиздат, 1963.
3. Б. М. Григорович, В. С. Муховатов. «Атомная энергия», **17**, 177 (1964).
4. K o j i U o. Phys. Fluids, **8**, 384 (1965).
5. Е. П. Горбунов. Доклад № 246, представленный СССР на Международную конференцию по физике плазмы (Калэн, 1965).
6. Л. А. Арцимович и др. «Атомная энергия», **17**, 170 (1964).

Прохождение осколков деления U^{235} через H_2 , D_2 , He , N_2 , Ar , Kr , Xe

Ф. НАСЫРОВ, С. В. ЛИНЕВ

УДК 539.173.8:539.171

Экспериментально исследован средний пробег наиболее вероятных осколков деления тяжелой и легкой групп. Измерено распределение удельных потерь энергии на ионизацию по треку в зависимости от начальной энергии осколков деления. Результаты измерений сравниваются с расчетными значениями пробега и потерь энергии осколков на единицу длины трека.

Осколки деления, проходя через вещество, теряют свою энергию главным образом на ионизацию атомов среды и в меньшей степени на столкновения с ядрами. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию среднего пробега и удельных потерь энергии осколков деления U^{235} на ионизацию в газах. Эти исследования представляют интерес вследствие существенных отличий осколков от других заряженных частиц.

Средний пробег осколков деления

Измерения проводились при помощи телескопа импульсных ионизационных камер (рис. 1), которые регистрировали осколки деления U^{235} , возникающие под действием тепловых нейтронов [1]. В опытах использовались газы чистой не хуже 99,9%. Давление исследуемого газа в телескопе камер устанавливалось

по возможности высоким, но позволяющим получать распределения импульсов промежуточных камер по амплитудам при помощи амплитудного анализатора в виде двух максимумов от двух групп осколков, регистрируемых при совпадении с импульсами камеры 10 (см. рис. 1). Затем давление поднималось до такой величины, при которой половина наиболее вероятных осколков тяжелой группы из-за малого пробега переставала создавать импульсы достаточной для совпадений амплитуды. Импульс совпадения появлялся от осколка с наименьшим зарядом $Z_{эфф} = e$ (e — заряд электрона) и длиной трека, простирающейся за половину высоты камеры 10. Это проверялось экспериментально по величине импульсов α -частиц, летящих из слоя U^{235} в камеру 10. Давление газа и расстояние от слоя U^{235} до середины камеры 10 определяли среднюю длину пробега наиболее вероятных осколков тяжелой группы R_T . Аналогично измерялся пробег легких осколков при большем значении давления газа. На рис. 2 (кривые 1, 2, 3) показаны типичные распределения импульсов по амплитудам в камерах 6, 5, 4 соответственно, характеризующие распределения осколков по ионизации на единицу длины dn/dR и по массам. Кривая 1 получена при небольшом