

в гелиевой плазме высокочастотного разряда в магнитном поле в интервале давлений 3—10 мк. Частота генератора составляла 25 Мгц, активная мощность, вкладываемая в плазму трехвитковым контуром, доходила до 4 квт. Отношение интенсивностей спектральных линий определялось при помощи монохроматора с фотоумножителем. Работа двойного электрического зонда контролировалась плоским одиночным зондом, ориентированным перпендикулярно магнитному полю (температура электронов определялась обычным способом: путем обработки той части характеристики, которая отвечает малому электронному току на зонд). Показания одиночного зонда дали хорошее совпадение с результатами, полученными двойным зондом.

Основные измерения выполнялись с помощью цилиндрического двойного электрического зонда, который мог перемещаться по радиусу камеры. Зондовые измерения показали, что температура электронов по радиусу постоянна.

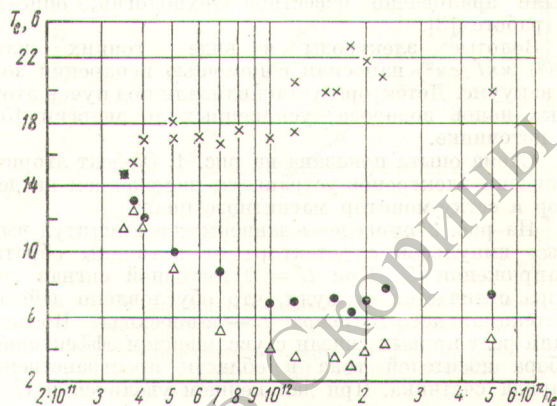
Концентрация плазмы определялась из зондовых измерений и с помощью интерферометра Фабри — Перо на длине волны $\lambda = 8$ мк.

Результаты измерений в гелии представлены на рисунке. Видно, что при концентрации электронов $n_e \approx 10^{12}$ см⁻³ значения температуры, найденные из оптических измерений по паре линий 4922 и 4713 Å, более чем в два раза превышают результаты зондовых измерений. При меньшей концентрации значения оптических и зондовых измерений сближаются и при $n_e \approx 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³ совпадают. Температура, определенная оптически по отношению интенсивностей линий 5047 и 4713 Å, примерно в два раза меньше температуры, полученной из зондовых измерений при концентрации $n_e > 6 \cdot 10^{11}$ см⁻³. При меньших концентрациях наблюдается хорошее совпадение результатов оптических и зондовых измерений.

При измерениях в водороде (гелий добавлялся в количестве нескольких процентов; $n_e = 10^{11} \div 10^{12}$; $T_e \approx 7$ эв) получено хорошее согласие зондовых измерений с результатами, найденными по линиям 5047 и 4713 Å. Значения T_e различаются не более чем на 30%. Однако было бы желательно в дальнейшем провести сравнение в достаточно широком диапазоне температур, так как $T_e = 7$ эв примерно соответствует тому отношению интенсивностей линий, которое отвечает бальмановской заселенности уровней, принадлежащих главному квантовому числу, равному 4.

Обнаруженный характер зависимости T_e , измеренной спектроскопическим и зондовым методами в гелии, от концентрации электронов подтверждает влияние

последней на относительную интенсивность линий гелия 4922 и 4713 Å начиная со значений концентрации $(3-5) \cdot 10^{11}$ см⁻³.



Электронная температура в гелиевой плазме:

× — значения температуры, определенные по отношению интенсивностей линий 4922 и 4713 Å; Δ — температура, определенная по отношению интенсивностей линий 5047 и 4713 Å; ● — температура, определенная с помощью двойных электрических зондов.

Таким образом, экспериментально показано, что метод определения T_e по относительной интенсивности линий гелия в том виде, как он применялся в ряде экспериментов, может привести к значительным ошибкам в измерении электронной температуры.

Поступило в Редакцию 1/IX 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. St. John, Ch. Bronco, R. Fowler. J. Opt. Soc. America, 50, 28 (1960).
2. C. Lin, R. St. John. Phys. Rev., 128, 1749 (1962).
3. И. М. Подгорный, Г. В. Шолин. «Докл. АН СССР», 160, 575 (1965).
4. R. Soviet. Phys. Fluids, 7, 613 (1964).
5. И. М. Подгорный, Г. В. Шолин. Доклад № 5.1.3 (6), представленный СССР на VII Международном конгрессе по ионизационным явлениям (Белград, 1965).

Регистрация потоков ионов водорода полупроводниковым детектором излучений

Н. Н. БРЕВНОВ, Ю. С. МАКСИМОВ, В. С. ЦЫПЛЕНКОВ

УДК 539.16.07

Полупроводниковые детекторы ядерных излучений [1] обладают рядом качеств, определяющих применение этих приборов для плазменных исследований. Так, относительно небольшая пороговая энергия ($\epsilon = 3,5$ эв) возникновения пары электрон — дырка, нечувствительность к окружающим магнитным полям [2] вплоть до 50 000 э, избирательная чувствительность к различным видам излучений, малая инерционность (время сбора носителей 10^{-7} — 10^{-8} сек) и миниатюрность приборов явились заманчивыми фак-

торами для постановки эксперимента, чтобы выяснить возможность регистрации потоков заряженных частиц при исследовании плазмы в магнитной ловушке.

Поверхностно-барьерный $p-n$ -переход на кремнии n - или p -типа получается после специальной, приводящей к возникновению поверхностных состояний химической обработки поверхности. Монокристалл высокоомного кремния ($\rho \approx 800$ ом·см) разрезался на образцы размером $5 \times 5 \times 1$ мм, так чтобы рабочая сторона совпадала с плоскостью Ш. Образцы последовательно

шлифовали на порошках М14, М10, М5 и М3 и затем кипятили в четыреххлористом углероде и азотной кислоте по 10 мин. Далее изготовление детекторов было аналогично известной технологии, описанной в работе [3].

Золотые электроды в виде тонких пленок (100 мкг/см^2) наносили с помощью испарения золота в вакууме. Детекторы устанавливали под пучок атомарных ионов водорода, ускоренных до энергии 15 кэВ в источнике.

Схема опыта показана на рис. 1. Эффект вторичной эмиссии электронов устранялся наложением на детектор и сетку-монитор магнитного поля.

На рис. 2 приведены зависимости амплитуд выходных импульсов с детектора от величины обратного напряжения U . При $U = 0$ выходной сигнал детектора отличается от нуля, что обусловлено действием потенциального барьера $p-n$ -перехода. Последующий рост кривых связан с увеличением эффективности сбора носителей тока в области пространственного заряда счетчика. При дальнейшем увеличении U рост сигнала на выходе счетчика замедляется и наступает режим насыщения. Существует верхний предел увеличения смещения, за которым следует резкий рост шумов, а затем тепловой пробой перехода. Рабочее

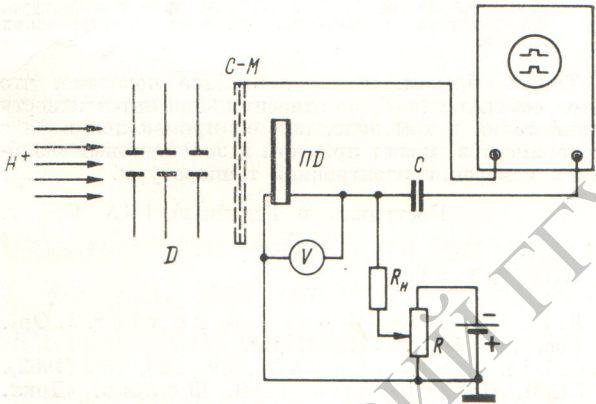


Рис. 1. Схема опыта:

D — коллимирующие пучок диафрагмы; $C-M$ — сетка-монитор; $ПД$ — полупроводниковый детектор.

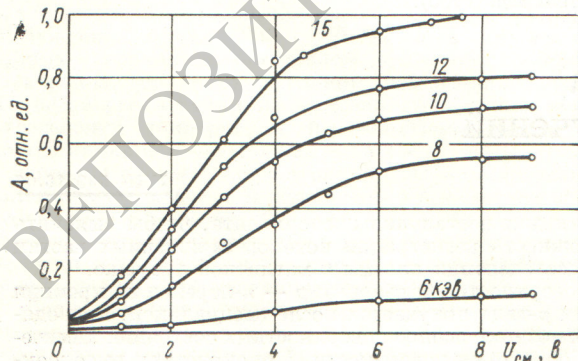


Рис. 2. Зависимость выходного сигнала счетчика от обратного напряжения при действии ионов с различными значениями энергии.

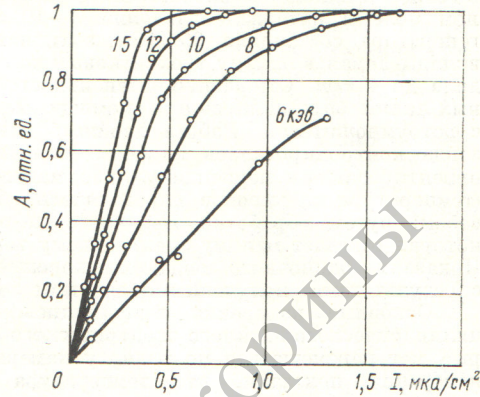


Рис. 3. Зависимость выходного сигнала счетчика от интенсивности потока ионов с различными значениями энергии.

напряжение смещения выбиралось из условий наилучшего отношения сигнала к шуму и составляло $6 \cdot 10$ в.

Типичные кривые, иллюстрирующие зависимость амплитуды выходного сигнала детектора от плотности потока ионов водорода при различных энергиях падающих частиц, приведены на рис. 3. Для всех энергий при малых плотностях потоков ионов наблюдается

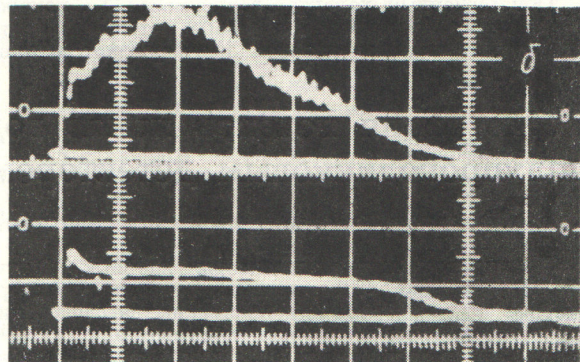
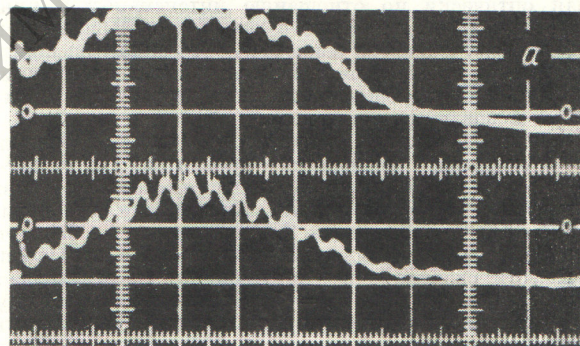


Рис. 4. Осциллограмма сигнала с мониторинной сетки и от счетчика:

a — малая интенсивность потока ионов; b — большая интенсивность.

линейная зависимость, при этом прямолинейные ветви характеристик идут вверх тем круче, чем больше энергия частиц. Сигналы с сетки-монитора и детектора по форме соответствуют друг другу (рис. 4, а). При сильном токе сигнал от детектора не повторяет формы сигнала с сетки-монитора, пока ток ионов не снизится (см. рис. 4, б). Это явление, по-видимому, обусловлено тем, что при больших нагрузках начинает оказывать действие «эффект плазмы» [4]. Под влиянием интенсивного потока ионов возникает такая высокая плотность носителей тока в обедненной области счетчика, что напряженность электрического поля внутри перелома падает до очень малого значения. Время собирания носителей тока возрастает, и это увеличивает вероятность потерь носителей вследствие процессов рекомбинации.

Таким образом, нелинейность характеристики накладывает ограничение на ток регистрируемых ионов. Оценка показывает, что для счетчиков, используемых в работе, верхний предел плотности тока ионов не должен превышать

$$I \leq 5 \cdot 10^{-3} \frac{1}{E - E_{сл}} \text{ а/см}^2,$$

где E — энергия регистрируемых ионов, эв; $E_{сл}$ — энергия, теряемая в слое золота, эв.

На рис. 5 (кривая 1) показана зависимость выходного сигнала счетчика от энергии ионов водорода в диапазоне 1—15 кэв при постоянном токе и постоянном электрическом смещении на детекторе. В режиме регистрации потока ионов при оптимальном смещении выходной сигнал детектора становится отличным от шумов, когда энергия ионов достигает 2 кэв. Ветвь 2 выдвигается при учете потерь ионами части энергии в золотом слое.

По-видимому, порог чувствительности детектора по энергии можно снизить, если принять специальные меры для уменьшения шумов детектора и усилителя, а также нанести предельно тонкое золотое покрытие электрод.

Метод изучения массовых распределений осколков деления ядер

С. А. КАРАМЯН

В настоящее время интенсивно изучается процесс деления ядер, так как, несмотря на значительные успехи теории деления, до сих пор невозможно удовлетворительно объяснить многие важные стороны этого явления.

Изследование спектров масс осколков деления необходимо для дальнейшего понимания динамики процесса деления.

Изучение зависимости массовых распределений осколков от энергии возбуждения, момента количества движения и Z^2/A делящегося компаунд-ядра дает важную информацию о квазиравновесных седловых конфигурациях сильно деформированных ядер.

Существующие способы измерения массовых распределений осколков деления очень трудоемки. Радиационный метод связан с исключительно кропотливыми химическими операциями и длительными измерениями β - и γ -активности осколков.

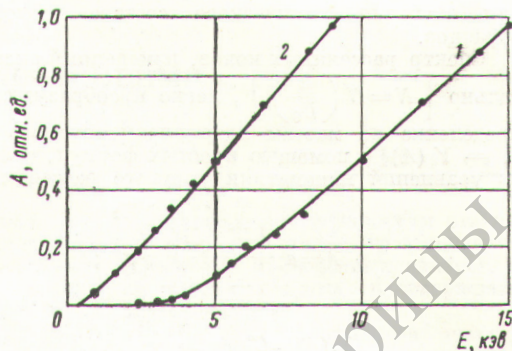


Рис. 5. Зависимость выходного сигнала счетчика от энергии атомарных ионов водорода:

1 — экспериментальная кривая; 2 — кривая, полученная с учетом потерь энергии частицы в золотом электроде.

Описанный в работе полупроводниковый детектор применяется для регистрации потока нейтральных частиц с энергией 10 кэв в установке адиабатического сжатия плазмы [5].

Поступило в Редакцию 10/IV 1965 г.

В окончательной редакции 3/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Столярова. «Усп. физ. наук», LXXXI, 641 (1963).
2. G. Dearnaby, A. Whitehead. Atomic Energy Res. Establ., NR3437, 34 (1960).
3. Nucl. Electronics, Vol. I. Conference on Nucl. Electr., Belgrad, 1961. Vienna, IAEA, 1962.
4. W. Braun. Introduction to Semiconductor Particle Detectors, IRE Trans, NS-8, No. 1, 2, 1961, p. 2.
5. А. В. Бортник и др. «Атомная энергия», 18, 256 (1965).

УДК 539.108:539.173.8

Измерение кинетических энергий пар осколков по времени пролета ими определенного расстояния требует применения сложной электронной аппаратуры и связано с проведением длительных облучений из-за малой счетной эффективности аппаратуры.

Магнитный анализ осколков по массам с помощью масс-спектрометров затруднен, так как осколки имеют разную вероятность выхода из ионного источника в связи с различием их химических свойств. Это вносит неопределенность, которую трудно учесть.

Все существующие методы требуют сложной обработки экспериментальных результатов, поэтому разработка более простой методики измерения массовых распределений осколков деления является весьма актуальным вопросом.

Измерение изобарного состава образца можно производить методом рассеяния заряженных частиц на большие углы [1, 2]. Этот метод был предложен