

## Самоионизация атома при $\beta^-$ – распаде

А. И. Феоктистов, В. Т. Купряшкин, Л. П. Сидоренко

*Институт ядерных исследований НАН Украины*

*Киев – 22, МСП, Просп. Науки, 47*

Методом  $(e\gamma)$  -,  $(e\beta)$  – совпадений измерена зависимость выхода электронов околонулевой энергии ( $e_0$  - электронов)  $Y_0$  с поверхности источника  $^{46}\text{Sc}$  от энергии  $\beta^-$  – частиц. Определена самоионизация атома при  $\beta^-$  – распаде вследствие встряски и прямых соударений. Установлено, что при большой энергии вероятность встряски не зависит от энергии  $\beta^-$  – частицы, в то время как при прямых соударениях она обратно пропорциональна ее скорости. Обсуждение результатов измерений проводится в приближении “внезапности” появления возмущения электронов атома зарядом пролетающей  $\beta^-$  – частицы.

При  $\beta^-$  – распаде из ядра вылетает электрон, и атом становится ионизированным с зарядом  $+1e$ . Кроме того, дополнительно, происходит также внутренняя ионизация электронной оболочки атома. При этом электрон покидает атом под действием двух механизмов: из – за внезапного изменения заряда ядра на  $+1e$  и благодаря взаимодействию  $\beta^-$  – частицы с электроном собственной оболочки атома. В литературе первый механизм получил название “встряски”, а второй – прямые соударения [1]. Таким образом, возникающий при  $\beta^-$  – распаде заряд ионизации  $\Delta Z$ , выраженный в единицах заряда электрона, можно представить как

$$\Delta Z = +(1 + \Delta Z_1 + \Delta Z_2), \quad (1)$$

где  $\Delta Z_1$  и  $\Delta Z_2$  - изменение заряда атома вследствие “встряски” и прямых соударений, соответственно.

Обычно эффект внутренней ионизации атома при  $\beta^-$  – распаде наблюдают косвенно, по рентгеновскому К - или L – излучению после возбуждения К - или L – оболочки. Однако вероятность такого процесса составляет  $10^{-3} \div 10^{-4}$  вакансий на один распад. Гораздо большую, близкую к единице, должна составлять вероятность ионизации внешних оболочек атома. Но, из- за трудностей наблюдения электронов малой энергии, такие эксперименты не

проводились. Нами предложен метод исследования внутренней ионизации атома при  $\beta^-$  – распаде основанный на наблюдении выхода электронов околонулевой энергии.

Под электронами околонулевой энергии ( $e_0$  – электроны) мы понимаем электроны малой энергии, которые испускаются с поверхности радиоактивных источников (или при бомбардировке мишени заряженными частицами) благодаря внезапному появлению электрического заряда вблизи поверхности – стряхивание с поверхности [2, 3]. Максимум распределения  $e_0$  – электронов по энергии находится примерно при энергии  $E_{\max} \approx 0.5$  эВ, а его полуширина  $\Gamma \approx 1$  эВ. Далее с ростом энергии  $e_0$  – электронов интенсивность распределения быстро падает и при энергии приблизительно 20 эВ ею можно пренебречь. В литературе это распределение получило название “пик нулевой энергии” [4,5]. Чем ближе к поверхности возникает заряд, тем больше вероятность стряхивания  $e_0$  – электронов и, наоборот, при удалении заряда вглубь источника стряхивание быстро уменьшается. Поэтому можно ввести такое понятие, как “приповерхностный слой”, за который мы принимаем 5 атомных слоев от поверхности, после которого встряска практически исчезает.

Выход  $Y_0$  представляет собой среднее значение числа вылетевших  $e_0$  – электронов при равновероятном появлении заряда в различных слоях приповерхностного слоя. Выход  $Y_0$  пропорционален квадрату заряда ионизации  $\Delta Z$ , а величина последнего зависит от вида радиоактивного распада [2]. Измеряя  $Y_0$  при  $\beta^-$  – распаде, мы можем судить о величине внутренней ионизации, причем благодаря квадратичной зависимости  $Y_0 \sim (\Delta Z)^2$ , эти измерения очень чувствительны к величине  $\Delta Z$ .

В работе [2] нами была получена зависимость выхода  $e_0$  – электронов от средней энергии  $\beta^-$  – частиц  $\bar{E}_\beta$  для различных ветвей распада  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  и  $^{131}\text{I}$ . При высокой энергии  $\beta^-$  – частиц, вплоть до 1500 кэВ, выход  $e_0$  – электронов остается постоянным. Однако при энергии меньше 200 кэВ наблюдается резкое увеличение  $Y_0$  по мере уменьшения  $\bar{E}_\beta$ . Мы считаем, что этот рост связан с увеличением вклада в  $\Delta Z$  механизма прямых соударений. Теоретически механизм прямых соударений рассматривался только для К – оболочки. Было

показано, что прямые соударения играют важную роль в ионизации атома при малой энергии  $\beta^-$  – частиц, а с ростом энергии вероятность этого процесса быстро падает [6, 7].

Исследование ионизации атома в процессе  $\beta^-$  – распада было продолжено нами с источником  $^{46}\text{Sc}$  [8,9]. Была сделана оценка зависимости заряда  $\Delta Z_2$  при прямых столкновениях  $\beta^-$  – частиц с электронами собственной оболочки атома. Однако принятая геометрия эксперимента не позволила наблюдать эту зависимость ниже  $\bar{E}_\beta = 24$  кэВ. В данной работе мы продолжили исследование зависимости ионизации от средней энергии  $\beta^-$  – частиц  $\Delta Z(\bar{E}_\beta)$  в  $^{46}\text{Sc}$  в другой геометрии, позволяющий спуститься по энергии до  $\bar{E}_\beta \sim 6.5$  кэВ и получить более надежные результаты.

### Условие проведения эксперимента

Схема эксперимента показана на рис.1. В вакуумной камере расположены источник  $^{46}\text{Sc}$  и два детектора электронов МКП<sub>1</sub> и МКП<sub>2</sub>, представляющих собой две микроканальные пластины сложенные в виде шеврона для каждого детектора. Детектор МКП<sub>1</sub>, расположенный на расстоянии 4 см от источника, предназначен для регистрации  $e_0$  – электронов. Его поверхность была ограничена диафрагмой в виде ободка диаметром 10 мм и высотой 8 мм. Детектор МКП<sub>2</sub>, расположенный на расстоянии 5 см от источника и предназначенный для регистрации  $\beta^-$  – частиц, имел окно 20 x 30 мм<sup>2</sup>. Для обрезания  $\beta^-$  – спектров при различных энергиях перед ним ставились алюминиевые поглотители разной толщины. Снаружи камеры на расстоянии 8 см от источника располагался Ge(Li) – детектор для регистрации  $\gamma^{899}$  и  $\gamma^{1120}$  кэВ, находящихся в каскаде и сопровождающих  $\beta^-$  – распад  $^{46}\text{Sc}$  (граничная энергия  $\beta^-$ -спектра  $E_{\text{гр}} = 357$  кэВ). Регистрация какого либо из гамма – квантов соответствует регистрации одного акта  $\beta^-$  – распада.

Из измерений простого  $\gamma$  – спектра и спектра ( $e\gamma$ ) – совпадений при напряжении на поверхности МКП<sub>1</sub> 120 В, а на источнике 0 и 160 В определялась вероятность регистрации  $e_0$  – электронов  $R_0$  по формуле

$$R_0 = \frac{N_1 - N_2}{N_\gamma(1 - R_\gamma)} = \frac{N_{e_0\gamma}}{N_\gamma(1 - R_\gamma)}, \quad (2)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – числа ( $e\gamma$ ) – совпадений при напряжении на источнике 0 и 160 В,  $N_{e_0\gamma}$  – число ( $e_0\gamma$ ) – совпадений, а  $N_\gamma$  – число зарегистрированных  $\gamma$  – квантов в простом спектре за тот же промежуток времени, что и при измерении  $N_1$  и  $N_2$  для каждой  $\gamma$  – линии,  $R_\gamma = N_2/N_\gamma$  – вероятность регистрации быстрых электронов  $e_f$ , попадающих с поверхности источника на МКП<sub>1</sub>, включая и  $\beta$  – частицы. При напряжении на источнике 0 В регистрируются все электроны  $e_0$  и  $e_f$ , а при напряжении + 160 В – только  $e_f$  – электроны. В этих измерениях определялась вероятность регистрации  $e_0$  – электронов при регистрации одной  $\beta$  – частицы от всего  $\beta$  – спектра без ограничения по энергии, т.е. при отсутствии поглотителя. Для более полного собирания  $e_0$  – электронов. на поверхности МКП<sub>1</sub> подавалось напряжение 120 В.

Далее измерялись временные спектры ( $e\beta$ ) – совпадений и число  $\beta^-$  – частиц  $N_\beta$ , зарегистрированных МКП<sub>2</sub> за тот же интервал времени. Вероятность регистрации  $e_0$  – электронов на одну зарегистрированную  $\beta^-$  – частицу для некоторой средней энергии  $\bar{E}_\beta$  определяется как

$$R_0(\bar{E}_\beta) = \frac{N_{e_0\beta}}{N_\beta}, \quad (3)$$

где  $N_{e_0\beta}$  – число ( $e_0\beta$ ) – совпадений, определяемое аналогично числу ( $e_0\gamma$ ) – совпадений  $N_{e_0\gamma}$ .

На рис. 2 показан временной спектр ( $e\beta$ ) – совпадений, измеренный при толщине поглотителя 180 мкг/см<sup>2</sup> и напряжении на источнике 0 В. Видно, что пик, соответствующий  $e_0$  – электронам (левый пик на рис.2), и пик быстрых  $e_f$  – электронов (правый пик), хорошо разделяются между собой. Для наглядности, на вставке показан также временной спектр ( $e\beta$ ) – совпадений, измеренных при напряжении на источнике +160 В, где пик  $e_0$  – электронов отсутствует. Меняя толщину поглотителей, мы изменяем среднюю энергию  $\bar{E}_\beta$   $\beta$  – частиц. Для определения энергии обрезания  $\beta$  – спектра алюминиевыми фольгами различной толщины использовалось соотношение между пробегом и энергией электронов [10].

$$\rho l = 542 E_{\beta} \left[ 1 - 0.98 (1 + 3.14 E_{\beta})^{-1} \right], \quad (4)$$

где  $\rho l$  - толщина поглотителя в  $\text{мг}/\text{см}^2$ , а  $\bar{E}_{\beta}$  - средняя энергия  $\beta$ -частиц в МэВ.

В таблице 1 представлено 19 точек измерений, выполненных при различных толщинах поглотителя. Некоторые данные, приведенные в таблице, требуют дополнительного пояснения. Четыре первых поглотителя представляют собой лавсановые пленки, на которые напылен алюминий, остальные поглотители – алюминиевые фольги различной толщины выраженной в  $\text{мкг}/\text{см}^2$ . Энергия обрезания спектра  $E_{\text{обр}}$  определялась из соотношения между энергией электронов и их пробегом по формуле (4).

Если мы мысленно представим  $\beta$  – спектр поделенный  $E_{\text{обр}}$  на две части, то левая часть будет относиться к  $\beta$  – частицам, поглощенным в поглотителе, а правая – к регистрируемым МКП<sub>2</sub>. Диапазон энергии  $\beta$  – частиц для точек 1- 9 простирается от 0 до  $E_{\text{обр}}$ , а для точек 11 – 19 от  $E_{\text{обр}}$  до  $E_{\text{гр}}$ . Точка 10 относится к диапазону от 0 до  $E_{\text{гр}}$ . Далее рассчитывались средняя по диапазону энергия  $\beta$  – частиц  $\bar{E}_{\beta}$  и средняя скорость  $\bar{V}_{\beta}$ , при этом использовалось распределение  $\beta$  – частиц для разрешенного  $\beta^-$  – перехода. Для точек 1 – 9 при определении  $\bar{E}_{\beta}$  проводилось интегрирование в районе от 0 до  $E_{\text{обр}}$ , а для точек 11- 19 – от  $E_{\text{обр}}$  до  $E_{\text{гр}}$ .

Для точек 11 – 19 число зарегистрированных МКП<sub>2</sub>  $\beta$ -частиц  $N_{\beta}$  определялось непосредственно из измерений при различных толщинах поглотителя, а для точек 1- 9 – как разность счета  $\beta$  – частиц для точки 10 (полное число  $\beta$  – частиц зарегистрированных МКП<sub>2</sub> за 10 с.) и одной из точек 11 – 19. Далее по формуле (3), непосредственно из измерений, определялась вероятность регистрации  $e_0$  – электронов  $R_0$  для точек 11 - 19 , а для точек 1 – 9 – из представления, как если бы  $\beta$  – частицы не поглощались поглотителем, а регистрировались МКП<sub>1</sub>.

$$R_{01} = \frac{R_{010} - m_{11} R_{011}}{m_1}, \quad (5)$$

где  $R_{01}$  и  $R_{011}$  - вероятности регистрации электронов в соответствующих, дополняющих друг друга, интервалах энергии, получаемые при толщине поглощения  $180 \text{ мкг/см}^2$ ,  $R_{010}$  - вероятность регистрации  $e_0$  - электронов для всего  $\beta$  - спектра, а  $m_1$  и  $m_{11}$  - доля от всего  $\beta$  - спектра для точек 1 и 11. Аналогичным образом рассчитываются значения  $R_0$  для других точек от второй до девятой с помощью значений  $R_{010}$  и одного из значений в диапазоне  $R_{012} \div R_{019}$ .

Во всех наших предыдущих исследованиях выход  $Y_0$  определялся по значению  $R_0$  соответствующему толщине источника 5 атомных слоев или приводился к этой толщине. При этом значении приповерхностного слоя проводятся все сравнения и градуировки. Поскольку данные измерения выполнены с источником толщиной 11 атомных слоев, в таблице приведены значения  $R_0$  пересчитанные, как если бы источник имел толщину 5 атомных слоев. Выход  $Y_0$  для источника такой толщины связан с вероятностью регистрации одного акта  $\beta^-$  - распада соотношением

$$R_0 = Y_0 \varepsilon_0 \Omega, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_0$  - эффективность регистрации  $e_0$  - электрона, падающего на поверхность МКП<sub>1</sub>, а  $\Omega$  - доля собираемых МКП<sub>1</sub>  $e_0$  - электронов.

Чтобы определить  $\varepsilon_0 \Omega$ , в тех же экспериментальных условиях была измерена вероятность регистрации  $R_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  для источника  $^{152}\text{Eu}$ , для которого известно, что при  $\beta^-$  - распаде  $Y_0 = 0.34 e_0$ . Отсюда следует, что в наших экспериментах  $\varepsilon_0 \Omega = 6 \cdot 10^{-2}$ , это позволяет по экспериментальным значения  $R_0$  определять  $Y_0$  для всех исследованных точек.

Из опасения, что подача напряжения +120 В на поверхности МКП<sub>1</sub> может исказить результаты эксперимента, были проведены подобные измерения в условиях, когда поверхность МКП<sub>1</sub> была заземлена. Тогда  $N_{e,\beta}$  - определяется из измерений при напряжении на источнике 0 и +24 В, вместо 0 и +160 В. Опасения оказались напрасными, характер

зависимости  $R_0$  от толщины поглотителей остался прежним, но скорость счета  $N_{e_0\beta}$  упала в 20 раз, что затрудняло получить хорошую статистическую точность измерений, несмотря на то, что мы увеличили экспозицию регистрации в 4 раза. Значения  $\Delta Z$  определялись по формуле  $Y_0 = 0.11(\Delta Z)^2$ , которая будет рассмотрена позднее. Представленные в таблице значения  $R_0$ ,  $Y_0$ , и  $\Delta Z$  для каждой точки измерений являются усредненными значениями по интервалам энергии  $\beta$ -спектра (см. таблицу).

### Обсуждение результатов измерений

На рис.3 представлена зависимость  $Y_0$  от  $\bar{E}_\beta$ . При малых значениях  $\bar{E}_\beta$  выход  $Y_0$  составляет несколько  $e_0$  – электронов на один акт  $\beta^-$  – распада и быстро падает с ростом энергии, так что при  $\bar{E}_\beta = 112$  кэВ, что соответствует полному поглощению всего  $\beta$  – спектра,  $Y_0 = 0.56 e_0$ . Перейдем теперь к рассмотрению зависимости  $Y_0(\bar{E}_\beta)$  после обрезания спектра. Она представляет горизонтальную линию на уровне  $Y_0 \sim 0.15 e_0$ . Между точками 10 и 11 наблюдается резкое падение выхода  $e_0$  – электронов  $Y_0$  при прохождении  $\beta$ -частицами толщин поглотителей, соответствующих поглощению  $\beta$ -частиц с энергией от 0 до 6.5 кэВ. Чтобы выяснить причину такого падения  $Y_0$ , мы провели экстраполяцию значений  $Y_0$  и  $m$  в интервале поглощения  $\beta$ -частиц от 1 до 6.5 кэВ. Это позволило определить зависимость  $Y_0$  от средней энергии  $\beta$ -частиц в интервале 112 – 116.5 кэВ при прохождении их через эти поглотители. Зависимость оказалась близкой к прямой, наклон которой к оси энергии объясняет падение выхода  $Y_0$ , которое наблюдается между точками 10 и 11. Первая из этих зависимостей соответствует большому значению  $\Delta Z$  при прямых соударениях, тогда как вторая - показывает постоянство малого значения  $\Delta Z$  при встряске. Учитывая пропорциональность выхода  $e_0$  – электронов от квадрата заряда ионизации  $\Delta Z$  [2], мы можем записать

$$Y_0 = B[1 + \Delta Z_1 + \Delta Z_2(\bar{E}_\beta)]^2, \quad (7)$$

При большой энергии  $\bar{E}_\beta$  значением  $\Delta Z_2$  можно пренебречь, тогда

$$Y_0 = B[1 + \Delta Z_1]^2, \quad (8)$$

где  $Y_0$  соответствует выходу электронов при встряске. По нашим оценкам  $\Delta Z_1 \sim 0.5e$ , откуда следует,  $B = 0.11$ . Это позволяет определить изменение заряда атома вследствие прямых соударений  $\Delta Z_2$  при малых  $\bar{E}_\beta$ .

Далее удобно рассматривать зависимость  $\Delta Z_2$  от средней скорости  $\beta$  – частиц  $\bar{V}_\beta$ , чем от их энергии. На рис. 4 показана полученная нами зависимость  $\Delta Z_2(\bar{V}_\beta)$ . Она хорошо описывается зависимостью  $\Delta Z_2 \sim (\bar{V}_\beta)^{-1}$ . С увеличением  $\bar{V}_\beta$  в 3 раза значение  $\Delta Z_2$  уменьшается в 3 раза. Такую же зависимость  $\Delta Z \sim \bar{V}^{-1}$  мы наблюдали и при внешней ионизации атома, когда пролетающая через приповерхностный слой заряженная частица (электрон или  $\alpha$  - частица) создает заряд  $\Delta Z$ , что приводит к выходу  $e_0$  – электронов  $Y_0 \sim \Delta Z^2$ . Внешняя ионизация отличается от ионизации при прямых столкновениях тем, что при прямых столкновениях  $\beta$ -частица сталкивается с электронами собственной оболочки атома, а при внешней - ионизируется “чужой” атом, при этом механизм ионизации, по-видимому, остается тем же. Тогда взаимодействие электрона атомной оболочки с пролетающей мимо него заряженной частицей нужно рассматривать также в приближении “внезапности” [11], поскольку взаимодействие происходит лишь в момент их наибольшего сближения. В приближении “внезапности” возмущения должно выполняться условие  $a\omega_{nm}V^{-1} < 1$ , где  $a$  – радиус ядра, а  $\omega_{nm}$  – частота перехода из состояния  $m$  в состояние  $n$  [12]. В нашем случае,  $a \approx 10^{-8}$  см,  $\omega_{nm} \approx 10^{16}$  с, а  $\bar{V}_\beta \approx 10^{10}$  см/с, неравенство выполняется когда энергия перехода  $\hbar\omega_{nm}$  составляет несколько десятков эВ. В приближении “внезапности” вероятность перехода при прямых столкновениях пропорциональна  $V^{-1}$ , то есть пропорциональна времени взаимодействия, в то время как при встряске внезапно возникает



неподвижный заряд, в определенном месте. Если обычную встряску считать “статической встряской”, то прямые столкновения можно было бы назвать “динамической встряской”.

**Таблица 1. Определение зависимости вероятности регистрации  $e_0$  - электронов  $R_0$  от средней энергии  $\beta^-$  - частиц  $\bar{E}_\beta$  в  $^{46}\text{Sc}$**

N т- ки	Толщи на поглот. мкг/см <sup>2</sup>	Еоб р, кэВ	Интервал $\Delta E_\beta$ кэВ	$\bar{E}_\beta$ кэВ	$\bar{V}_\beta$ $\cdot 10^{10}$ см/с	Доля от всего спектра m	$N_\beta$ (10с)	$R_0 \cdot 10^{-3}$ (от 11 сл.)	$R_0 \cdot 10^3$ (от 5 сл.)	$Y_0$	$\Delta Z,$ е
1	180	8	0-8	6.5	0.480	0.19	4243	53(4)	116	1.93	4.2
2	360	11	0-11	8.0	0.520	0.24	5311	45(3)	99	1.65	3.9
3	540	15	0-15	10.0	0.580	0.26	5841	40(3)	89	1.48	3.7
4	720	18	0-18	11.5	0.626	0.28	6138	37(3)	82	1.37	3.5
5	1350	24	0-24	14.3	0.697	0.30	6768	35(3)	77	1.28	3.4
6	2700	40	0-40	22.4	0.860	0.40	8859	28(2)	63	1.05	3.1
7	5400	55	0-55	29.9	0.984	0.51	11434	25(1)	54	0.90	2.9
8	13500	100	0-100	51.5	1.25	0.69	15273	20(1)	43	0.72	2.6
9	27000	158	0-158	76.7	1.48	0.85	18948	17(1)	38	0.63	2.4
10	0	0	0-357	112.0	1.72	1.00	22243	15.5(5)	34	0.56	2.3
11	180	8	8-357	116.5	1.74	0.81	18000	6.8(9)	15.0	0.25	1.5
12	360	11	11-357	118.3	1.75	0.76	16932	6.2(7)	13.6	0.23	1.5
13	540	15	15-357	120.6	1.76	0.74	16402	6.8(7)	15.0	0.25	1.5
14	720	18	18-357	122.4	1.77	0.72	16105	7.1(6)	15.6	0.26	1.5
15	1350	24	24-357	126.0	1.79	0.70	15475	7.2(7)	15.8	0.26	1.5
16	2700	40	40-357	135.6	1.84	0.60	13384	6.9(8)	15.2	0.25	1.5
17	5400	55	55-357	144.8	1.88	0.49	10809	6.0(8)	13.2	0.22	1.4
18	13500	100	100-357	173.7	2.00	0.31	6970	6.1(10)	13.4	0.22	1.4
19	27000	158	158-357	212.8	2.12	0.15	3294	6.0(14)	13.2	0.22	1.4

### Подписи под рисунками

Рис. 1 Схема эксперимента. Пунктирными линиями обозначены контуры камеры.

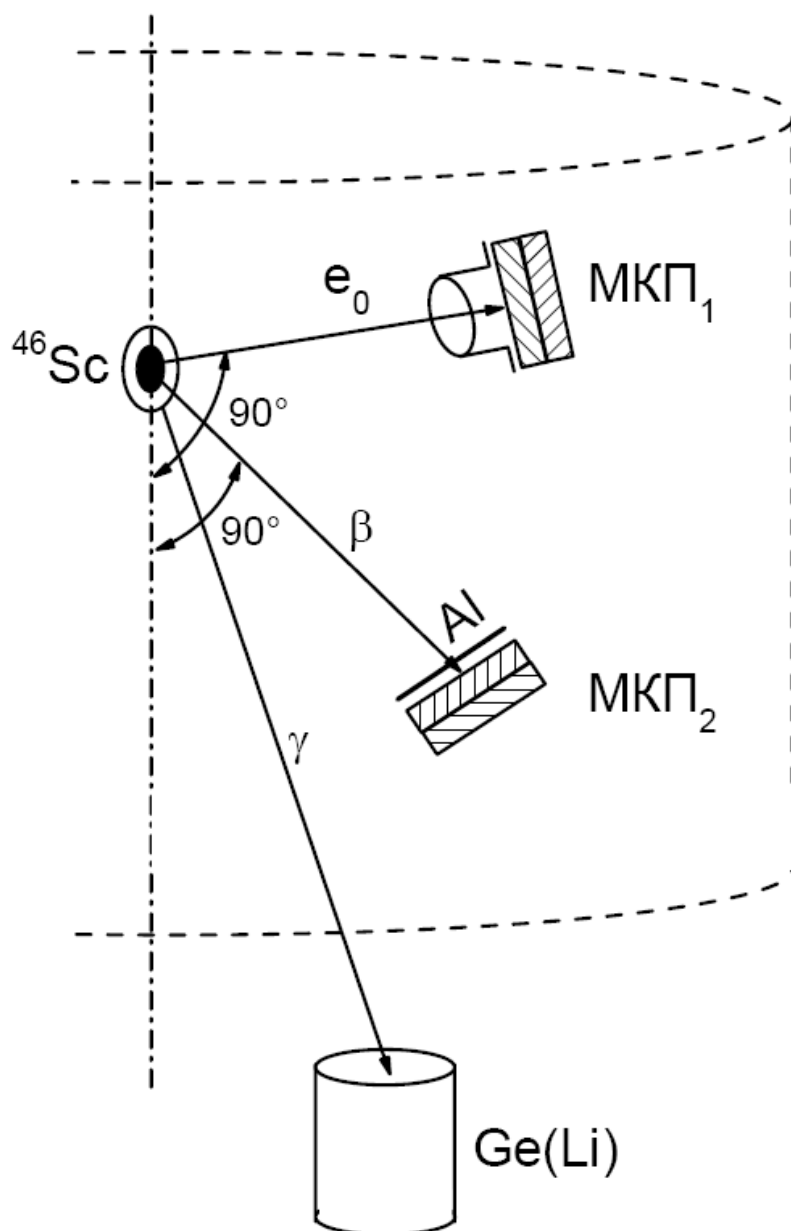
Рис. 2 Временной спектр ( $e\beta^-$ ) – совпадений, измеренный при толщине Al – поглотителя  $180 \text{ мкг/см}^2$  и напряжении на источнике 0 В. На вставке – тот же спектр при напряжении на источнике +160 В. Время измерения – 30 мин, цена канала – 0.4 нс.

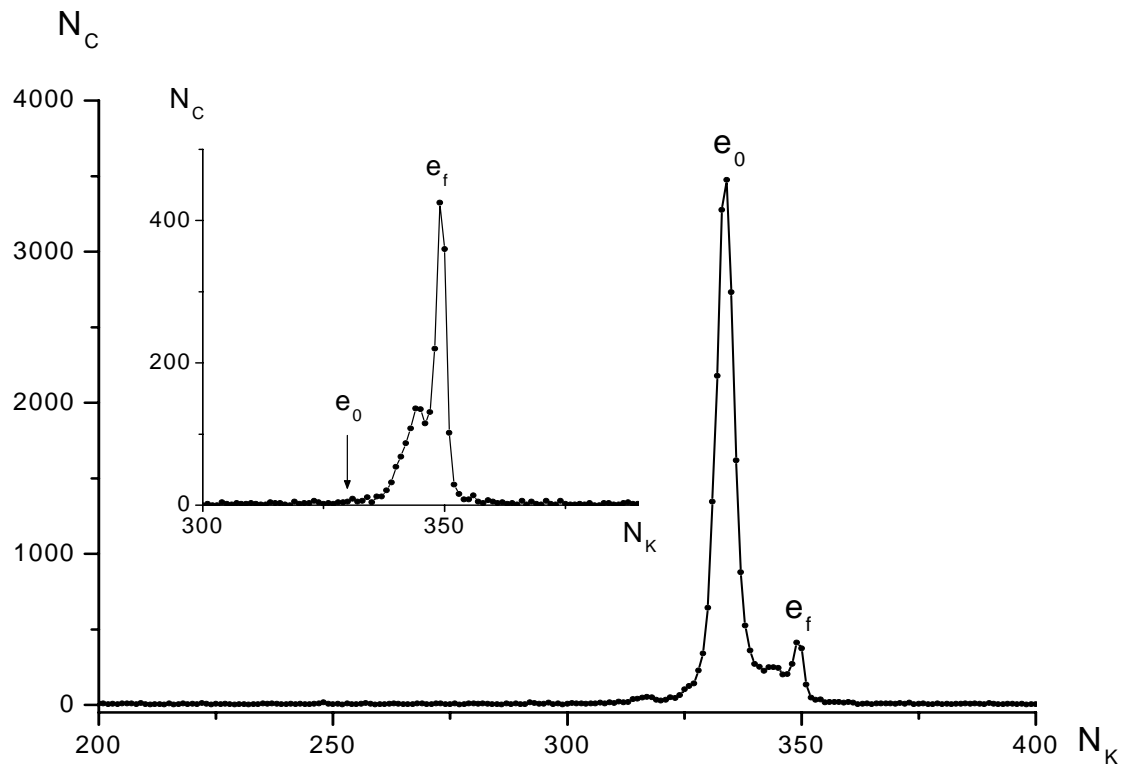
Рис.3 Зависимость выхода  $e_0$  – электронов с поверхности источника  $^{46}\text{Sc}$   $Y_0$  от средней энергии  $\beta^-$  – частиц. Точка 10 ( $\bar{E}_\beta = 112 \text{ кэВ}$ ) соответствует выходу  $Y_0$  при регистрации полного  $\beta$ -спектра, без поглотителя.

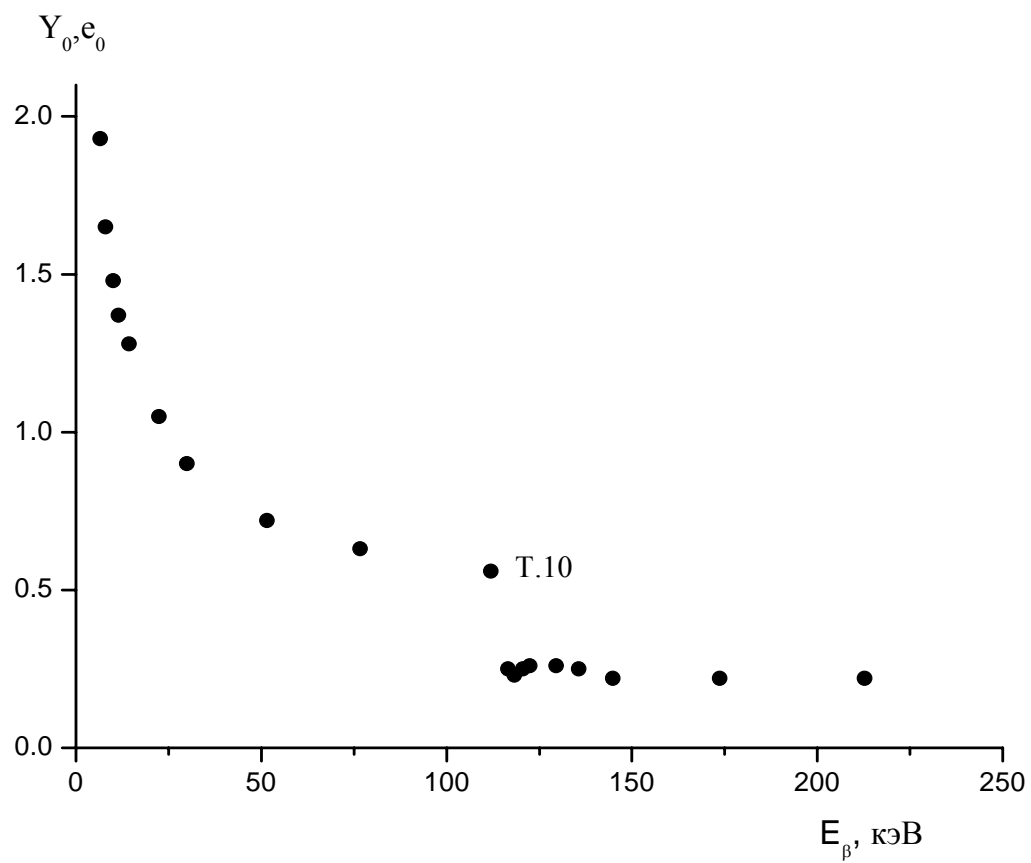
Рис.4 Зависимость ионизации атома  $\Delta Z_2$ , вызванной прямым взаимодействием  $\beta^-$  – частицы с электронами собственной оболочки атома от ее средней энергии  $\bar{E}_\beta$ . Кривая, соединяющая экспериментальные точки  $\Delta Z_2 \sim \bar{V}_\beta^{-1}$ .

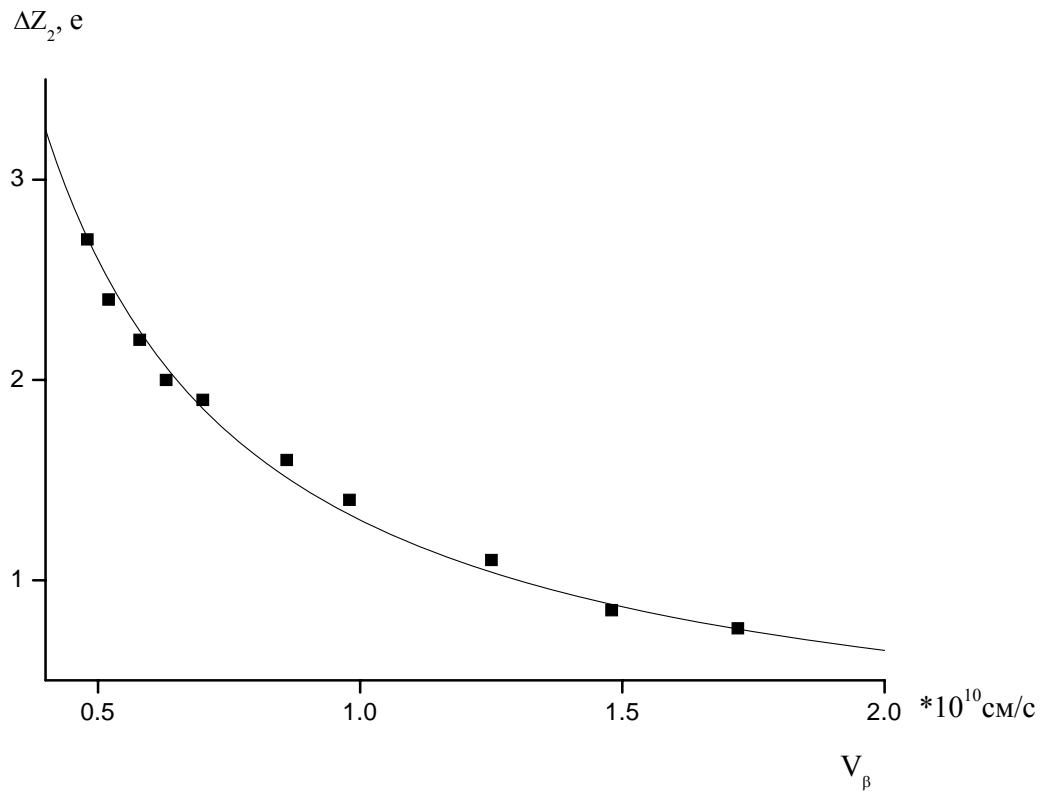
## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И.С. Баткин, Ю.Г. Смирнов, ЭЧАЯ **11**, Вып. 6, 1421 (1980);
2. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалова, Изв. А.Н., Сер.физ. **67**, № 10, 1446 (2003);
3. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалова, Изв. А.Н., Сер.физ. **68**, №8, 1208 (2004);
4. M.S. Freedman, F.T. Porter, F.I. Wagner, P.P. Day, Phys. Rev., **108**, 836 (1957);
5. Б.В. Бобыкин, В.П. Бурминский, С.К. Любов, Поверхность. Физика, химия, механика **9**, 71 (1992);
6. E.L. Feinberg, J.Phys.(USSR) **4**, 423 (1941);
7. Е.Л. Фейнберг, ЯФ **1**, 612 (1965);
8. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалова, Изв. РАН, Сер.физ. **69**, № 11, 1657 (2005);
9. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалова, Изв. РАН, Сер.физ. **69**, № 11, 1660 (2005);
10. К.Н. Weber, Nucl. Instr.a.Methods. **25**, №2 , 262 (1964);
11. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, (Наука, Москва, 1974), с. 179;
12. А.С. Давыдов, *Квантовая механика*, (Физматгиз, Москва, 1963). с. 318.











## Self-ionization of the atom in $\beta^-$ -decay

A.I. Feoktistov, V.T.Kupryashkin, L.P. Sidorenko

*Institute for Nuclear Research, Nat. Acad. Sci. of Ukraine  
(47, Nauky Prosp., Kyiv 03028, Ukraine)*

The dependence of near-zero-energy electron yield from the surface of  $^{46}\text{Sc}$  source on the energy of  $\beta^-$ -particle is measured by  $(e\gamma)$ -,  $(e\beta)$ -coincidence method. The self-ionization of the atom in  $\beta^-$ -decay by shake-off and direct collisions is determined. It is established independence of shake-off probability on the energy of  $\beta^-$ -particle, while the probability of direct collisions is inversely proportional on  $\beta^-$ -particle velocity. The discussion of measurement results is made in the approximation of sudden appearance of atomic electron perturbation by the charge of incident  $\beta^-$ -particle.