

В. А. Канченко, А. А. Кучмагра,  
О. С. Молчанов, Г. И. Одинокін,  
Н. Л. Чепур

Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины

## Численный анализ источников ионизирующего излучения камер деления

Проведен анализ радиационной опасности источников ионизирующего излучения, применяемых в камерах деления типа КНТЗ1 и КНТЗ1-1, где в качестве материала радиатора используется уран, обогащенный до 90 % изотопом  $^{235}\text{U}$ , с содержанием около 1 % примесей  $^{234}\text{U}$ . Рассчитаны суммарная и удельная активность, а также мощность эквивалентной дозы на расстоянии 0,1 м от поверхности источников ионизирующего излучения.

**Ключевые слова:** источник ионизирующего излучения (ИИИ), камера деления (КД),  $\alpha$ -распад, спонтанное деление, мощность эквивалентной дозы (МЭД).

В. Я. Канченко, О. А. Кучмагра, О. С. Молчанов, Г. І. Одінокін,  
М. Л. Чепур

### Кількісний аналіз джерел іонізуючого випромінювання камер поділу

Проведено аналіз радіаційної небезпеки джерел іонізуючого випромінювання, застосовуваних у камерах поділу типу КНТЗ1 і КНТЗ1-1, де матеріалом радіатора є уран, збагачений до 90 % ізотопом  $^{235}\text{U}$ , з вмістом близько 1 % домішок  $^{234}\text{U}$ . Розраховано сумарну й питому активність, а також потужність еквівалентної дози на відстані 0,1 м від поверхні джерел іонізуючого випромінювання.

**Ключові слова:** джерело іонізуючого випромінювання (ДІВ), камера поділу (КП),  $\alpha$ -розпад, спонтанний поділ, потужність еквівалентної дози (ПЕД).

© В. А. Канченко, А. А. Кучмагра, О. С. Молчанов, Г. И. Одинокін,  
Н. Л. Чепур, 2011

**В** ИПБ АЭС НАНУ разработана установка оперативного контроля глубины выгорания ядерного топлива. В этой установке использованы камеры деления (КД) типа КНТЗ1 и КНТЗ1-1. К таким системам предъявляются особые требования и накладываются дополнительные условия эксплуатации, а именно:

1. В соответствии с [1] в Государственном регистре необходимо производить регистрацию ИИИ, которые одновременно отвечают следующим условиям:

- суммарная активность источника превышает  $10^4$  Бк;
- удельная активность источника превышает 10 Бк/г;
- период полураспада радионуклида составляет более 30 дней;
- мощность эквивалентной дозы на расстоянии 0,1 м от поверхности источника превышает 1 мкЗв/ч.

2. Необходимо производить учет и контроль ядерных материалов в Государственной системе [2] в случае, когда в чувствительных элементах контрольно-измерительных приборов содержание ИИИ превышает несколько граммов.

3. Правила ведения учета и контроля ядерных материалов [3] указывают на необходимость их исполнения при использовании урана в контрольно-измерительных приборах в количестве 12 и более в одном приборе.

Обоснование необходимости регистрации (либо ее отсутствия), учета и контроля систем, имеющих в своем составе ИИИ, требует проведения тщательного анализа создаваемых ими радиационных полей, что непосредственно связано с обеспечением радиационной безопасности. Решению этих вопросов применительно к указанным камерам деления посвящена эта статья. Используемые в настоящей статье методы, приемы и подходы определения параметров различных видов ионизирующих излучений могут представлять интерес для эксплуатирующих подобные системы специалистов и использоваться ими для решения подобных задач.

Таким образом, целью настоящей работы является анализ влияния и степень воздействия ионизирующего излучения, создаваемого ИИИ указанных камер деления, на окружающую среду и обслуживающий персонал, а также соответствия (или не соответствия) параметров рассматриваемого ионизирующего излучения указанным требованиям и условиям эксплуатации их источников.

**Ионизирующее воздействие.** В импульсных КД, к которым относятся КД КНТЗ1 и КНТЗ1-1, в качестве материала радиатора используется уран, обогащенный до 90 % изотопом  $^{235}\text{U}$ . В таком уране обычно содержится около 1 % примесей  $^{234}\text{U}$ ,  $\alpha$ -активность которого гораздо больше, чем у  $^{235}\text{U}$  [4]. Похожие данные приводятся и в [5], где показано, что в качестве материала радиатора применяется уран высокого обогащения ( $93\% \ ^{235}\text{U} + 1\% \ ^{234}\text{U}$ ) или особо высокого обогащения ( $99,9\% \ ^{235}\text{U}$ , менее  $0,03\% \ ^{234}\text{U}$ ). Однако ввиду чрезвычайно высокой стоимости последний применяется в случае крайней необходимости снижения  $\alpha$ -фона  $^{234}\text{U}$  до уровня фона  $^{235}\text{U}$  (в частности, в КД КНТ14 и КНТ15-1) [5], но не в рассматриваемых КНТЗ1 и КНТЗ1-1).

Ионизирующее воздействие КД на окружающую среду и обслуживающий персонал возможно в результате  $\alpha$ -распада урана радиатора и его спонтанного деления. В последнем случае ионизация происходит как за счет кинетической энергии осколков деления, так и в результате их дальнейшего распада (нейтронное и  $\beta$ -излучения). Рассмотрим все виды излучения, создаваемые в результате распада материала радиатора КД КНТЗ1 и КНТЗ1-1.

Альфа-излучение возникает при  $\alpha$ -распаде урана (все изотопы урана  $\alpha$ -активны). Определим пробеги  $\alpha$ -частиц. Пробег  $R$ , см,  $\alpha$ -частицы в воздухе приближенно можно определить по формуле [6]

$$R = 0,318T_{\alpha}^{3/2}, \quad (1)$$

где  $T_{\alpha}$  — кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы, МэВ.

Для подавляющего большинства  $\alpha$ -активных ядер  $4 \text{ МэВ} \leq T_{\alpha} \leq 9 \text{ МэВ}$ , среднее значение  $T_{\alpha} \approx 6 \text{ МэВ}$  [6] (например, при распаде  $^{238}\text{U}$   $T_{\alpha} = 4,2 \text{ МэВ}$  [7]). Таким образом, среднее значение пробега  $\alpha$ -частицы в воздухе в соответствии с формулой (1)

$$R = 0,318 \cdot 6^{3/2} \approx 4,7 \text{ см.}$$

Для определения пробега  $\alpha$ -частицы в линейном раз- мере в материале корпуса КД, выполненного из нержавеющей стали, воспользуемся данными, приведенными в [8] по пробегу в единицах плотности  $\alpha$ -частиц в железе:  $R = 10,73 \text{ мг/см}^2$  при  $T_{\alpha} \approx 6 \text{ МэВ}$ . С учетом того, что плотность железа равна  $7,85 \cdot 10^3 \text{ мг/см}^3$ ,

$$R_{\alpha} = 10,73 / (7,85 \cdot 10^3) \text{ см} = 1,34 \cdot 10^{-3} \text{ см,}$$

что гораздо меньше толщины корпуса КД (около 0,6 мм).

Аналогично получим пробеги  $\beta$ -частиц, которые приближенно можно вычислять по эмпирической формуле (для  $T_{\beta} > 0,8 \text{ МэВ}$ ) [6]

$$R = (0,542T_{\beta} - 0,133) \text{ г/см}^2. \quad (2)$$

Энергия  $\beta$ -излучения радионуклидов не превышает 3 МэВ [9]. Согласно формуле (2),

$$R_{\beta} = (0,542 \cdot 3 - 0,133) / 7,85 = 0,19 \text{ см.}$$

Хотя это значение и превышает толщину корпуса КД,  $\beta$ -излучение от КД не представляет радиационной опасности, так как потоки  $\beta$ -частиц в основном опасны при контактном и внутреннем облучении организма [10], тем более, что значения этих потоков не только малы сами по себе в силу крайне низкой активности по  $\beta$ -излучению, но и ослаблены экранирующим действием корпуса КД, о чем свидетельствует соизмеримость полученных выше значения свободного пробега электронов и толщины корпуса КД.

Излучение антинейтрино, сопровождающее  $\beta$ -распад, мы не рассматриваем, поскольку оно практически не взаимодействует с веществом.

Рассмотрим создаваемое осколками спонтанного деления  $^{235}\text{U}$  нейтронное излучение при его прохождении через корпус КД, используя данные, приведенные в [10].

Слой половинного ослабления нейтронов определяется по формуле

$$\Delta_{1/2} = 0,693 / \Sigma, \quad (3)$$

где  $\Sigma = N_a(\sigma_s + \sigma_a)$  — полное макроскопическое сечение поглотителя;  $N_a = \rho N_a / A$  — количество атомов поглотителя в единице объема;  $\rho = 7,85 \text{ г/см}^3$  — плотность поглотителя (материала корпуса КД, в качестве которого принимаем железо);  $N_A = 6,025 \cdot 10^{23} (\text{г} \cdot \text{моль})^{-1}$  — число Авогадро;  $A = 66$  — атомное массовое число железа;  $\sigma_s, \sigma_a$  — соответственно микроскопические сечения рассеяния и поглощения (для железа  $\sigma_s = 11 \text{ Барн} = 11 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_a = 2,53 \text{ Барн} = 2,53 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  [8]).

Подставив приведенные данные в формулу (3), получим  $\Delta_{1/2} = 0,7 \text{ см}$ .

Таким образом, в пользу радиационной безопасности нейтронного излучения от КД служат те же соображения,

что и при  $\beta$ -излучении (существенное его ослабление материалом корпуса КД и крайне низкая активность материала радиатора по нейтронному излучению).

Ионизирующие свойства осколков деления не представляют радиационной опасности, так как согласно [6] даже в воздухе при нормальном давлении длина пробега легкого осколка составляет 25 мм, тяжелого — 19 мм, а в фотоэмульсии, плотность которой намного меньше плотности материала корпуса КД, соответственно 13,4 и 10,4 мкм. Очевидно, что при таких значениях пробега осколков деления они, как и  $\alpha$ -частицы, не покидают объема КД и их ионизирующее воздействие на окружающую среду и обслуживающий персонал практически отсутствует.

**Суммарная и удельная активность ИИИ.** Хотя материалом радиатора является смесь изотопов урана, обогащенного на 90 % по  $^{235}\text{U}$ , будем использовать консервативный подход, считая весь материал радиатора состоящим из  $^{235}\text{U}$ , имеющего наибольшую гамма-постоянную, равную  $\Gamma = 0,71 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$  [9].

Активность радионуклида определяется как число его ядерных превращений в единицу времени:

$$A = (N_0 - N) / t = N_0 \left( 1 - \exp \left\{ -0,693t / T_{1/2} \right\} \right) / t,$$

где  $N_0$  — начальное число ядер радионуклида;  $T_{1/2} = 0,693 = \ln 2$  — его период полураспада.

Будем рассматривать только  $\alpha$ -распад  $^{235}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 6,85 \cdot 10^8$  лет [9]), поскольку его период полураспада почти на 9 порядков меньше этого параметра по спонтанному делению.

Если  $A$  измерять в беккерелях, то  $t = 1 \text{ с}$ , и тогда, в силу огромного значения  $T_{1/2} = 6,85 \cdot 10^8 \text{ лет} = 2,16 \cdot 10^{16} \text{ с}$ , получаем  $\exp \left\{ -0,693t / T_{1/2} \right\} \approx 1 - 0,693t / T_{1/2}$ . Отсюда

$$A = 0,693 N_0 / T_{1/2} \text{ Бк,} \quad (4)$$

где величина  $T_{1/2}$  берется в секундах.

Определим  $N_0$  для КД КНТ31 и КНТ31-1:

$$N_0 = m / [A(^{235}\text{U}) \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}],$$

где  $m$  — масса материала радиатора, г;  $A(^{235}\text{U}) = 235$  — массовое число  $^{235}\text{U}$ ;  $1,66 \cdot 10^{-24}$  — атомная единица массы, г.

Площадь радиатора КД КНТ31 и КД КНТ31-1 составляет  $500 \text{ см}^2$  [4], [5], поверхностная плотность материала радиатора в обоих КД —  $1 \text{ мг/см}^2$ . Таким образом, для обоих КД масса ИИИ  $m_{\text{ИИИ}} = 0,5 \text{ г}$ ; тогда начальное число ядер радионуклида

$$N_0 = 0,5 / (235 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}) = 1,28 \cdot 10^{21},$$

суммарная активность

$$A = 0,693 \cdot 1,28 \cdot 10^{21} / (2,16 \cdot 10^{16}) = 4,1 \cdot 10^4 \text{ Бк,}$$

откуда удельная активность для обоих КД составляет  $8,2 \cdot 10^4 \text{ Бк/г}$ .

Оценим активности материала радиатора по  $\beta$ - и нейтронному излучениям (соответственно  $A_{\beta}$  и  $A_n$ ), возникающим в процессе спонтанного деления  $^{235}\text{U}$ . Учитывая количество  $\beta$ -распадов ( $n_{\beta}$ ) и выход нейтронов на акт деления ( $\nu$ ) и используя уравнение (4), получим

$$A_{\beta} / A_{\alpha} = n_{\beta} T_{\alpha} / T_{\text{сп}}; \quad A_n / A_{\alpha} = \nu T_{\alpha} / T_{\text{сп}}, \quad (5)$$

где  $T_{\alpha} = 6,85 \cdot 10^8$  лет,  $T_{\text{сп}} = 1,8 \cdot 10^{17}$  лет — периоды полураспада соответственно по  $\alpha$ - и спонтанному делениям.

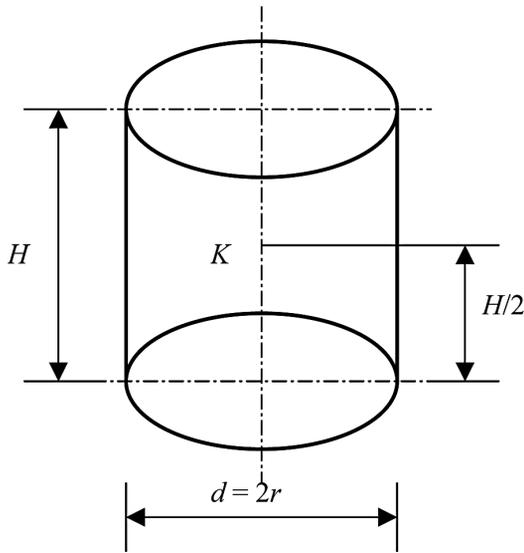


Рис. 1. ИИИ в виде цилиндра с поверхностной боковой активностью

Количество  $\beta$ -распадов определяется количеством звеньев в цепочке спонтанного деления  $^{235}\text{U}$ :  $n_{\beta} = 3+4$  [6], а выход нейтронов в среднем ( $\nu$ ) составляет 2,5 [6]. Подставив эти значения в (5), находим, что активности по  $\beta$ - и нейтронному излучениям на 8 порядков меньше активности по  $\alpha$ -распаду и их можно не учитывать.

Таким образом, образуемые в рассматриваемых КД  $\alpha$ -излучение и все виды излучений, возникающих в результате спонтанного деления (включая и осколки деления), практически не оказывают ионизирующего воздействия на окружающую среду и обслуживающий персонал. Однако суммарная и удельная активность материала радиатора по  $\alpha$ -распаду, его период полураспада превышают уровни, установленные в [1].

**Мощность эквивалентной дозы.** Определим с учетом геометрии радиатора мощность эквивалентной дозы, создаваемой КД, используя значения мощности воздушной кермы  $K$ , которые для воздуха практически совпадают с мощностью поглощенной дозы (далее — дозы)  $\dot{D}$  [9].

В КД КНТЗ1 материал радиатора нанесен на коаксиально расположенные цилиндры высотой (длиной чувствительной части)  $H = 20$  см и наружными диаметрами  $d_1 = 1$  см,  $d_2 = 1,8$  см,  $d_3 = 2,6$  см и  $d_4 = 3,2$  см [4].

В [9] приведена формула для расчета мощности дозы ИИИ, имеющего форму цилиндра с равномерно распределенной по боковой поверхности активностью, в точках, расположенных на его оси (рис. 1).

Рассчитаем мощность дозы в геометрическом центре цилиндра (точка  $K$  на рис. 1), где ее значение максимально. В этом случае

$$\dot{D} = 4\pi A_s \Gamma_{\delta} \arctg(H/d),$$

где  $A_s$  — активность на единицу поверхности ( $\text{Бк}/\text{м}^2$ );  $\Gamma_{\delta}$  — керма-постоянная,  $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$  ( $\text{а} = 10^{-18}$ ).

Очевидно, что мощность дозы в данной точке от разнесенных в пространстве ИИИ определяется как суперпозиция мощностей доз в данной точке от каждого источника. Исходя из этого, получим

$$\dot{D} = 4\pi A_s \Gamma_{\delta} \sum_{i=1}^4 \arctg(H/d). \quad (6)$$

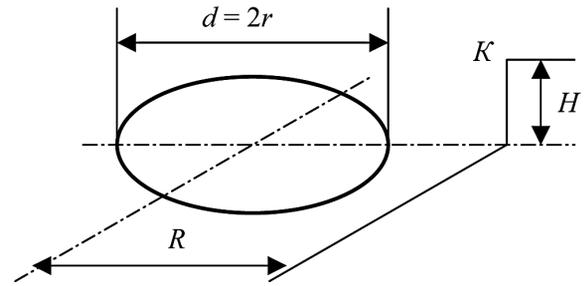


Рис. 2. ИИИ в виде круглого диска

Учитывая, что активность материала радиатора  $4,1 \cdot 10^4$  Бк, площадь покрытия (радиатора)  $500 \text{ см}^2 = 0,05 \text{ м}^2$ , находим

$$A_s = 4,1 \cdot 10^4 / 0,05 = 8,2 \cdot 10^5 \text{ Бк}/\text{м}^2.$$

Для  $^{235}\text{U}$   $\Gamma_{\delta} = 4,653 \text{ аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$  [9]. Подставив численные значения в формулу (6), получим

$$\dot{D} = 2,8 \cdot 10^8 \text{ аГр}/\text{с} = 10^{-6} \text{ Гр}/\text{ч}.$$

Учитывая, что  $\alpha$ -распад сопровождается практически только  $\gamma$ -излучением (не считая  $\alpha$ -частиц), для которого радиационный взвешивающий фактор равен единице, получим значение мощности эквивалентной дозы (МЭД)

$$\dot{W} = \dot{D} = 10^{-6} \text{ Зв}/\text{ч} = 1 \text{ мкЗв}/\text{ч}.$$

Как видим, в точке максимальной МЭД ее значение не превышает уровня, указанного в [1]. Очевидно, что на расстоянии 10 см от поверхности КД значение МЭД будет гораздо меньше данного уровня.

Обратимся к рассмотрению КД КНТЗ1-1, в которой материал радиатора нанесен на параллельно расположенные диски с диаметром  $d = 2,8$  см и длиной чувствительной части  $L = 17,6$  см [5]. Определим количество дисков ( $n$ ) и расстояние между чувствительными покрытиями соседних дисков ( $l$ ), считая расстояния между соседними дисками одинаковыми и учитывая, что площадь радиатора  $S = 500 \text{ см}^2$ :

$$n = [S/(\pi r^2)] = [500/(3,14 \cdot 1,4^2)] = [81,24] = 81 \quad ([X] — \text{целая часть числа } X);$$

$$l = 17,6/(81 - 1) = 0,22 \text{ см (при межэлектродном зазоре } 1,6 \text{ мм)}.$$

Определим значение МЭД в плоскости среднего диска на расстоянии 10 см от его края (это точка максимального значения МЭД на расстоянии 10 см от края ИИИ):

$$\dot{W} = \dot{W}_0 + 2 \sum_{i=1}^{40} \dot{W}_i,$$

где  $\dot{W}_0$  — МЭД, создаваемая излучением от среднего диска;  $\dot{W}_i$  — МЭД, создаваемая от  $i$ -го диска ( $i = 1..40$ ); коэффициент 2 при сумме учитывает симметричность расположения дисков относительно среднего (по 40 дисков по обе стороны).

Используем формулу мощности воздушной кермы для диска, равномерно покрытого тонким слоем активности (рис. 2):

$$K = \pi A_s \Gamma_{\delta} \ln \frac{H^2 + r^2 - R^2 + \sqrt{r^4 + 2r^2(H^2 - R^2) + (H^2 + R^2)^2}}{2H^2},$$

где  $H$  и  $R$  — расстояния рассматриваемой точки  $K$  на рис. 2 соответственно от плоскости диска и от центра диска в его плоскости;  $r = d/2$  — радиус диска (остальные обозначения и их значения см. выше).

Преобразуем эту формулу в более удобный для нашего случая вид (при использовании этой формулы для разных дисков меняются только значения  $H$ ):

$$\dot{K} = \pi A_s \Gamma_8 \ln \left[ 0,5 \left( 1 + \frac{R^2 - r^2}{H^2} \left( \sqrt{1 + \frac{2(R^2 + r^2) + H^2}{(R^2 - r^2)^2} H^2} - 1 \right) \right) \right].$$

Учитывая примененную выше нумерацию дисков, имеем  $H_0 = 0$ ,  $H_i = il = 0,22i$  см ( $i = 1...40$ ). Подставив численные значения и учитывая, что  $R = r + 10 = 1,4 + 10 = 11,4$  см, получим  $\dot{W} = \dot{K} = 6,5 \cdot 10^6$  аЗв/с =  $2,34 \cdot 10^{-2}$  мкЗв/ч.

Как видим, это значение почти на два порядка меньше значений в требованиях [1]. Учитывая идентичность определяющих МЭД параметров радиаторов КД КНТЗ1 и КНТЗ1-1 (активность, площадь радиатора, общая масса урана), с большой степенью уверенности можно предполагать, что значение МЭД, создаваемой КД КНТЗ1 в контрольной точке, имеет тот же порядок.

## Выводы

Проведенный анализ позволяет сделать следующие заключения.

1. Все виды излучения, возникающие как при  $\alpha$ -распаде, так и при спонтанном делении имеющегося в КНТЗ1 и КНТЗ1-1 урана (потoki нейтронов,  $\gamma$ -квантов,  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, а также осколки деления), не представляют радиационной опасности. Радиационная безопасность указанных излучений для рассматриваемых КД обусловлена крайне низкой активностью по отдельным видам излучений (нейтронному и  $\beta$ -излучению), а также пренебрежимо малыми значениями МЭД в контрольной точке (10 см от поверхности КД) и расстояниями свободного пробега частиц (с учетом экранизации корпуса КД). Таким образом, все виды радиационных излучений, создаваемые материалом радиатора рассматриваемых КД, практически не оказывают радиационного воздействия на окружающую среду и обслуживающий персонал.

2. Необходимость проводить регистрацию ИИИ этих КД в Государственном регистре в соответствии с [1] отсутствует, так как одновременно не выполняются условия, перечисленные в п. 1 введения.

3. Масса ИИИ в одной КД (0,5 г) освобождает их от учета в [2], [3].

## Список литературы

1. Порядок государственной регистрации источников ионизирующего излучения. — Утв. Постановлением КМУ 16.11.2000 г. № 1718.
2. *НД-306-801-93*. Государственная система учета и контроля ядерных материалов.
3. *НП 306.7.122-206*. Правила ведения учета и контроля ядерных материалов.
4. *Дмитриев А. Б., Малышев Е. К.* Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. — М.: Атомиздат, 1975. — 94 с.
5. *Малышев Е. К., Засадыч Ю. Б., Стабровский С. А.* Газоразрядные детекторы для контроля ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 158 с.
6. *Мухин К. Н.* Введение в ядерную физику. — М.: Атомиздат, 1965. — 720 с.
7. *Абрамов А. И.* Основы ядерной физики. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 256 с.
8. *Фролов В. В.* Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 185 с.
9. *Козлов В. Ф.* Справочник по радиационной безопасности. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 352 с.
10. *Шаров Ю. Н., Шубин Н. В.* Дозиметрия и радиационная опасность. — М.: Энергоиздат, 1982. — 256 с.

Надійшла до редакції 23.12.2010.