

# Про визначення механізмів розсіяння носіїв струму в кристалах

Проф. Я. Буджак

Національний університет «Львівська політехніка», вул. С бандери ,12, м.Львів, Україна,79013

**Abstract.** In this article the method of the analyses of the experimental data of krstal's kinetic properties is described to find out their nature.

**Key words:** experimental data, krstal's kinetic properties

**Вступ.** Концентрація носіїв зарядів  $n$ , електропровідність кристалів  $\sigma$ , коефіцієнт ефекта Холла  $R$ , коефіцієнт ефекта Зеебека  $\alpha$ , коефіцієнт ефекта Нернста–Еттінгсгаузена  $N$ , дрейфова рухливість  $U_D$  носіїв зарядів в кристалі, та холлівська рухливість  $U_H$  – це дуже важливі властивості напівпровідникових кристалів, бо практично часто ці властивості безпосередньо визначають практичне значення напівпровідникового кристала у виробництві низки приладів твердотілої електроніки. Крім того, ці властивості часто використовуються в аналізах експериментальних даних різних кінетичних властивостей кристалів з метою виявлення їх природи. Це дуже важлива задача, бо вона пов'язана з проблемою прогнозування напівпровідникових кристалів із заданими властивостями в процесах їх технологічного синтезу.

**Елементи теорії.** У кінетичній теорії кристалів [1-5], яка ґрунтується на методах статистичних ансамблів із змінною кількістю частинок і користуючись великим канонічним розподілом Гіббса для нерівноважних ансамблів, показано, що для ізотропних кристалів, в умовах слабкого магнетного поля, або його відсутності, їх кінетичні властивості  $\sigma, R, \alpha, U_H, U_D$  та концентрація носіїв зарядів  $n$  у кристалах описуються такими загальними формулами:

$$n(\mu^*, T) = J(0, 0, \mu^*, T) \quad (1)$$

$$\sigma(\mu^*, T) = en(\mu^*, T) \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)} \quad (2)$$

$$R(\mu^*, T) = \frac{1}{zen(\mu^*, T)} \times \frac{J(0, 0, \mu^*, T)J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)^2} \quad (3)$$

$$\alpha(\mu^*, T) = \left( \frac{k}{ze} \right) \left( \frac{J(1, 1, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)} - \mu^* \right) \quad (4)$$

$$N(\mu^*, T) = \left( \frac{k}{e} \right) U_H(\mu^*, T) \left[ \frac{J(1, 1, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)} - \frac{J(1, 2, \mu^*, T)}{J(0, 2, \mu^*, T)} \right] \quad (5)$$

$$U_D(\mu^*, T) = \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)} \quad (6)$$

$$U_H(\mu^*, T) = |\sigma R| = \frac{J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)} = U_D(\mu^*, T) \frac{J(0, 0, \mu^*, T)J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)^2} \quad (7)$$

У цих формулах  $k$  – постійна Больцмана,  $e$  –

абсолютна величина заряду електрона,  $(z = \pm 1)$  – знак заряду, крім того для зручності записів кінетичних (інтегралів) функціоналів  $J(i, j, \mu^*, T)$  використане таке позначення:

$$J(i, j, \mu^*, T) = \int_0^\infty \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right)^i u(\varepsilon)^j G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \quad (8)$$

У цьому функціоналі  $u(\varepsilon)$  – розмірна функція розсіювання з розмірністю рухливості. Вона описує вплив процесів розсіювання носіїв зарядів в кристалі на дефектах кристалічної ґратки на його кінетичні властивості. Функція  $G(\varepsilon)$ , яка теж є складовою функціонала, описує загальну кількість енергетичних рівнів в дозволений зоні енергії в інтервалі  $0 \div \varepsilon$ , вона описується такою загальною формулою:

$$G(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon \left( \frac{2}{h^3} \oint_{\varepsilon(p)} \frac{dS}{|\nabla_p \varepsilon(\vec{p})|} \right) d\varepsilon \quad (9)$$

В цій формулі  $h$  – постійна Планка, а поверхневий інтеграл береться по енергетичній поверхні, яка задається законом дисперсії  $\varepsilon_p = \varepsilon(\vec{p})$  носіїв зарядів. Функціонал також залежить і від відомої функції Фермі-Дірака  $f_0 = f_0(\varepsilon/kT - \mu^*)$ , яка має залежність від приведенного хімічного потенціала  $\mu^*$  та температури кристала.

Аналіз загальних формул властивостей кристала (1)- (7) показує, що всі вони описуються функціоналом (8) з різними показниками  $i$  та  $j$ . Загальний математичний аналіз цього функціонала [6] показав, що він відповідає такому відношенню:

$$f_R(\mu^*, T) = \frac{J(0, 0, \mu^*, T)J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)^2} \geq 1$$

Це відношення входить в склад формули коефіцієнта Холла (2) і називається фактором розсіювання Холла. Цей фактор дорівнює одиниці, коли  $u(\varepsilon)$  не залежить від енергії  $\varepsilon$ , або коли носії заряду сильно вироджені, тобто коли  $\mu^* > +4$ .

Фактор розсіювання  $f_R(\mu^*, T)$  має також і фізичний зміст. Дійсно маємо

У цій формулі кутовими дужками позначені середнє статистичне значення дрейфової рухливості носіїв зарядів

$$\langle u; \mu^*, T \rangle = \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)} = U_D(\mu^*, T)$$

та середнє статистичне значення квадрата рухливості  $\langle u^2; \mu^*, T \rangle$ . Отже, згідно із правилами алгебри статис-

тичних розрахунків, відношення

$$\langle u^2; \mu^*, T \rangle / \langle u; \mu^*, T \rangle^2 \geq 1$$

завжди більше, або дорівнює одиниці.

Формулу (2) для електропровідності кристала  $\sigma(T)$  можна записати в такому вигляді

$$\begin{aligned} \sigma(T) &= eJ(0, 1, \mu^*, T) = e \int_0^\infty u(\varepsilon, T) G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon = \\ &= e \int_0^\infty u(\varepsilon, T) K(\varepsilon, T) d\varepsilon \end{aligned}$$

У цьому рівнянні для зручності записів уведено таке позначення:

$$K(\varepsilon, T) = G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) = \frac{G(\varepsilon)}{\left( 2 \cosh \left( \frac{\varepsilon}{2kT} - \frac{\mu^*(T)}{2} \right) \right)^2}$$

Для кристалів з відомим законом дисперсії підінтегральна функція  $K(\varepsilon, T)$  відома, її в математиці називають ядром інтегрального рівняння, (в даному випадку інтегрального рівняння електропровідності ІРЕ), а функція розсіяння  $u(\varepsilon, T)$  – невідома.

У рівнянні ІРЕ функція  $\sigma(T)$  – це відома експериментально визначена функція температури. Тому для визначення невідомої функції  $u(\varepsilon, T)$  необхідно використати інтегральне рівняння електропровідності (ІРЕ), яке в математичних аналізах називають інтегральним рівнянням Фредгольма першого роду (ІРФ).

Функціональний аналіз інтегральних рівнянь типу ІРФ показує, що їх розв'язок є дуже нестійким відносно збурень функції  $\sigma(T)$ . Тому такі рівняння відносяться до класу некоректно поставлених задач. В зв'язку з цим, таке рівняння не має аналітичного розв'язку і створює великі труднощі в практичних використаннях, в яких необхідно використовувати різні громіздкі числові методи для його наближеного розв'язку [7].

**До питання про визначення механізмів розсіяння носіїв струму в кристалах.** У реальних кристалах завжди існують дефекти кристалічної ґратки. В кристалах одночасно можуть існувати дефекти різної природи з певними концентраціями. На таких дефектах носії струму розсіюються.

Процеси такого розсіяння характеризуються функціями розсіювання  $u(\varepsilon, T)$ , які описують вплив цього розсіювання на кінетичні властивості кристалів.

Експериментальні дослідження кінетичних властивостей кристалів (1)–(8) завжди ведуться для одержання експериментальних залежностей множин цих величин від значень температури кристала  $T \rightarrow T_1, T_2, \dots, T_i, \dots, T_n, \dots$ , а також з метою прогнозування кристалів кристалів із заданими властивостями.

Сучасна твердотільна електроніка, як правило, використовує кристали з певними властивостями, природа яких детально вивчена в дослідницьких лабораторіях за допомогою сучасних теорій про будову кристалів.

Сучасна статистична теорія теплових і кінетичних властивостей кристалів показує, що для вивчення природи кінетичних властивостей кристалів необхідно знати функцію розсіювання  $u(\varepsilon, T)$ , тобто механізми розсіювання носіїв струму в кристалах, їх відносну ефективну масу  $m^*$  та приведений хімічний потенціал  $\mu^* = \frac{\mu}{kT}$  і закон дисперсії

$$\varepsilon_{\vec{p}} = \varepsilon(\vec{p}).$$

Законом дисперсії називають парну і періодичну функцію  $\varepsilon(\vec{p})$  вектора  $\vec{p}$ , яка описує залежність енергії носія струму в кристалі від вектора  $\vec{p}$ . Вектор  $\vec{p}$  називають квазіімпульсом носія струму.

Квантова механіка дає можливість розраховувати закони дисперсії для кристалів довільної кристалографічної симетрії. Для ізотропних кристалів – це закон дисперсії Кейна

$$\frac{p^2}{2mm^*} = \varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{E_G}; p = \sqrt{2mm^* \left( \varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{E_G} \right)};$$

У цій формулі  $m$  – маса вільного електрона,  $m^*$  – відносна маса електрона,  $E_G$  – ширина забороненої зони кристала.

В широкозонних кристалах часто реалізується умова  $\varepsilon^2 / E_G \rightarrow 0$ , тому в таких кристалах має місце параболічний закон дисперсії  $\varepsilon = p^2 / 2mm^*$ . Цей закон дисперсії реалізується у великій кількості кристалів, які прагматично використовуються в твердотільній електроніці.

Для функції розсіювання  $u(\varepsilon, T)$  не існує такої унікальної формули, як для закону дисперсії, бо вона залежить від методів синтезування кристалів. Тому її необхідно експериментально визначати для кожного нового окремо синтезованого зразка кристала.

Після того, як функція розсіювання  $u(\varepsilon, T)$  вивчена, тобто з'ясовані механізми розсіювання носіїв зарядів на дефектах кристалічної ґратки, за формулою (3) можна розрахувати їх приведений хімічний потенціал  $\mu^* = \mu / kT$ . Методи розрахунку множин залежностей  $\mu_i = \mu(T_i)$  і  $m^* = m^*(T_i)$  від температури кристала  $T_1, T_2, \dots, T_i, \dots$  описані в роботах [8–13].

При наявності цих множин всі кінетичні властивості кристала (1)–(8) можна розрахувати, а результати розрахунків можна зіставити з експериментальними даними. При добрій збіжності експериментальних даних з теоретичними можна говорити, що механізми розсіювання носіїв зарядів в кристалі з'ясовані і природа відповідних кінетичних властивостей кристала вивчена.

Цей короткий вступ показує важливу роль функції розсіяння  $u(\varepsilon, T)$  в аналізах експериментальних досліджень кінетичних властивостей кристалів, які повністю описуються кінетичним функціоналом (8) з різними показниками  $l$  та  $j$ .

**Висновки.** Тому в дослідницьких лабораторіях для визначення механізмів розсіювання носіїв струму в

кристалах часто використовують множини темпе-ра-турної залежності холлівської рухливості

$$U_H(\mu^*, T) = \left| \sigma(\mu^*, T) R(\mu^*, T) \right| = \frac{J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)}.$$

Холлівська рухливість для закону дисперсії Кейна описується такою формулою:

$$U_H(\mu^*, T) = U^{(r)}(m^*, T) \left( \frac{I(0, 2, \mu^*, T)}{I(0, 1, \mu^*, T)} \right)_{(r)} \quad \vartheta)$$

В цій формулі використані позначення

$$U^{(r)}(m^*, T) = \left[ \frac{1}{T} (U_A \delta(0, r) + U_O \delta(1, r)) + U_I \delta(2, r) \right] \times \\ \times (m^*)^{(r-5/2)} T^{(r-1/2)} \\ I(0, 2, \mu^*, T) = \int_0^\infty \frac{(x + \beta(T)x^2)^{(2r+1/2)}}{(1 + 2\beta(T)x)^4} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx. \\ I(0, 1, \mu^*, T) = \int_0^\infty \frac{(x + \beta(T)x^2)^{(r+1)}}{(1 + 2\beta(T)x)^2} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) dx.$$

Зіставимо тепер експериментальні значення холлівської рухливості  $U_{He}(T)$  з її теоретичними  $U_H(\mu^*, T) = U_{Hr}(T)$  і тоді матимемо таке рівняння:

$$U_{He}(T) = U^{(r)}(m^*, T) \times \left( \frac{I(0, 2, \mu^*, T)}{I(0, 1, \mu^*, T)} \right)_{(r)} = U_{Hr}(T) \quad (10)$$

У цьому рівнянні індекс  $(r)$  означає, що  $U_{Hr}(T)$  залежить від механізму розсіювання, який характеризується показником розсіювання  $r$ .

Квантово-механічний аналіз процесів розсіяння носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки покаже, що для кристалів актуальні механізми розсіювання характеризуються показниками розсіювання  $r = 0$  (для розсіювання носіїв струму на акустичних фонах кристалічної ґратки),  $r = 1$  (для розсіяння носіїв струму на оптичних фонах кристалічної ґратки, якщо температура кристала  $T$  вища від температури Дебая  $\theta$ ;  $T > \theta$ ),  $r = 2$  (для розсіювання носіїв струму на іонізованих домішкових атомах кристалічної кристалічної ґратки).

Напишемо тепер рівняння (10) для трьох актуальних механізмів розсіювання носіїв струму в кристалах, які характеризуються показниками розсіяння  $r = 0, r = 1, r = 2$ . Тоді одержуємо такі рівняння:

$$U_{He}(T) = U^{(0)}(m^*, T) \times \left( \frac{I(0, 2, \mu^*, T)}{I(0, 1, \mu^*, T)} \right)_{(0)} = U_{H0}(T)$$

$$U_{He}(T) = U^{(1)}(m^*, T) \times \left( \frac{I(0, 2, \mu^*, T)}{I(0, 1, \mu^*, T)} \right)_{(1)} = U_{H1}(T)$$

$$U_{He}(T) = U^{(2)}(m^*, T) \times \left( \frac{I(0, 2, \mu^*, T)}{I(0, 1, \mu^*, T)} \right)_{(2)} = U_{H2}(T)$$

У кожному із цих рівнянь хімічний потенціал  $\mu^*(T)$  та відносна ефективна маса  $m^*(T)$  мають різні

значення, бо вони визначаються при умові заданого механізму розсіювання, а методи їх визначення для заданого механізму розсіювання описані в роботі [8,9].

За допомогою цієї системи рівнянь зіставимо експериментальні дані  $U_{He}(T)$  з теоретичними  $U_{H2}(T)$ ,  $U_{H1}(T)$ ,  $U_{H0}(T)$ . Збіжність експериментальних даних і теоретичних будемо оцінювати за допомогою введеного в комп'ютерний пакет MathCAD коефіцієнта кореляції Пірсона  $corr(U_{He}(T), U_{Hr}(T)) \leq 1$ ,  $r = 0, 1, 2$ .

Цей коефіцієнт кореляції при добрій збіжності даних дорівнює одиниці, або, за значеннями, дуже близький до одиниці. При слабкій збіжності теоретичних і експериментальних даних коефіцієнт кореляції досить помітно менший від одиниці.

Інший спосіб визначення збіжності даних можна оцінити за допомогою операторів відносного відхилення експериментальних і теоретичних даних в процентах

$$\Delta w U_H = \frac{|U_{He} - U_{Hr}|}{U_{He}} \cdot 100\% \quad r = 0, r = 1, r = 2 \quad \text{і опера-}$$

торів усереднення  $mean(\Delta w U_H)$ .

При добрій збіжності даних оператор усереднення  $mean(\Delta w U_H)$  має мале число процентів, а при незадовільній збіжності це число катастрофічно збільшується.

Отже, маємо, що за допомогою числових значень коефіцієнта кореляції Пірсона і оператора усереднення можна з великою імовірністю визначати механізми розсіювання носіїв струму в кристалах.

Дійсно, якщо ми маємо експериментальну множину температурних залежностей холлівської рухливості  $U_{He}(T)$  і зіставляємо цю множину з теоретичними множинами  $U_{Hr}(T)$  для різних механізмів розсіювання з показниками  $r$ , то коефіцієнт кореляції Пірсона буде максимальним для  $r$ , який характеризує в досліджуваному кристалі реальний механізм розсіювання, а оператор усереднення  $mean(\Delta w U_H)$  для цього  $r$  буде мінімальним.

В цій роботі показано, що середнє статистичне значення дрейфової рухливості носіїв зарядів, позначене у формулі кутовими дужками, дорівнює:

$$U_D(\mu^*, T) = \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)} = \langle u, \mu^*, T \rangle = \\ = \frac{\int_0^\infty u(\varepsilon, T) G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon}{\int_0^\infty G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon}$$

Ця формула приводить до такого висновку:

$$dU_D = \frac{u(\varepsilon, T) G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon}{\int_0^\infty G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon},$$

а вже ця формула означає, що функція

$$f_A(\varepsilon, \mu^*) = \frac{G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right)}{\int_0^\infty G(\varepsilon) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon} -$$

є функцією розподілу імовірності густини енергетичних станів в статистичній фізиці нерівноважних процесів, завдяки якій була обґрунтована дана робота.

[1]. Буджак Я.С. Исследование явлений переноса в полупроводниках со сложным зонным спектром. Автореферат докторской диссертации физико-математических наук. Ленинград. 1985.

[2]. Я.С. Буджак. Термодинамические методы в исследовании кинетических свойств полупроводников. // Термодинамика и материаловедение полупроводников. Четвертая всесоюзная конференция. (Тезисы докладов). Часть 1. С. 56-57, июнь 1989 г. Москва 1989 г.

[3]. Я.С. Буджак, Е.Н. Каретникова. Исследование кинетических свойств полупроводников с элементами программирования на алгоритмическом языке «Бейсик». Киев УМК ВО 1988

[4]. Я.С. Буджак. Элементы теории кинетических свойств кристаллов. Львів. Львівська політехніка 1996. 66.С.

[5]. Б.М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Изд. «Наука» Ленинград 1970. 303. С.

[6]. Г. Пелиа, Г. Сега. Задачи и теоремы из анализа. Ч.1. Изд. «Наука». Главная редакция физико-математической литературы. Москва. 1978.391.С. (стр.77. п.77)

[7]. А.Б. Васильева, Н.А. Тихонов. «Интегральные уравнения». Издательство Московского университета. 1989. С.158.

[8]. Я. Буджак. До питання про природу кінетичних властивостей провідних кристалів та їх діагностика. //Технічні вісті 2014 / 1(39), 2(40). С. 36-42.

[9]. Я.С. Буджак, М.М. Ваків. Елементи статистичної теорії теплових і кінетичних властивостей кристалів. Львів. Ліга-Прес 2010. С.180.

[10]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. До питання про транспорт носіїв струму в кристалах селеністого свинцю.// Вісник Національного університету «Львівська політехніка», Електроніка, №681,2010, С.173–177.

[11]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. Кінетичні властивості селеністого свинцю та їх аналіз в кмп'ютерному середовищі MathCAD. // Східно-Європейський журнал передових технологій 3 / 7 (45) 2010 . С. 4–7.

[12]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. Властивості PbSe зумовлені електронним транспортом та їх аналіз в середовищі MathCAD// VII міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників». Тези доповідей. Прикарпаття, Дрогобич, Україна 28 вересня – 1 жовтня 2010 року. С. 91 – 92.

[13]. Я. С. Буджак, О. В. Зуб. До питання про домішкові атоми та деякі технологічні комплекси в селеністому свинці.// VII міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників». Тези доповідей. Прикарпаття, Дрогобич, Україна 28 вересня – 1 жовтня 2010 року. С. 93– 94

## Про функціонування лінійного нормованого простору для незалежних абсолютно неперервних випадкових величин

О. Гаврилів, к. ф.-м. н.

Національний університет «Львівська політехніка»

**Abstract.** In this paper constructed a variant reading of the linear norm space under measure of the random space. The corresponding come running established. In corresponding with this result the possibility of worker on work with use the probable space are very increased. The analysis of physical picture is seriously become lighter.

Розглянемо ймовірностний простір  $\{\Omega, \sigma(\Omega), P\}$

[1] і абсолютно неперервні випадкові величини  $\xi_i$  [1, 2], себто випадкові величини  $\xi_i$ , для функції розподілу яких існує подання

$$F_{\xi}(x) = \int_{-\infty}^x f_{\xi}(t) dt, \quad x \in R, t \in R, \quad (1)$$

Щільності розподілу  $f_{\xi}(x)$  задовольняють  $\xi_i$  [1, 2] канонічним властивостям

$$a). f_{\xi}(x) \geq 0 \text{ для майже всіх } x \in R; \text{ б). } \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\xi}(t) dt = 1. \quad (2)$$

Щодо множення на  $\lambda \geq 0$  добуток  $(\lambda \cdot f_{\xi}(x))$  задовольняє умові а). Виходимо з базової множини  $A$  всіх  $f_{\xi}(x)$  для абсолютно неперервних випадкових незалежних величин  $\xi$ .

Притримуємось ідеології [3], враховуючи головні аспекти [4].

**Лема.** Для кожної множини  $\xi_i, i = \overline{1, k}$ , існує множина  $\Lambda \in R$  така, що  $\sum \lambda_i f_{\xi_i}(x) \geq 0$ ,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left( \sum \lambda_i f_{\xi_i}(t) \right) dt = 1, \quad \lambda_i \in \Lambda.$$

**Доведення.** Виберемо  $\lambda_1 > 0$ . Підібрати  $\lambda_i, i = \overline{2, k}$  нескладно на основі теореми Кронекера-Капеллі.

Лему доведено. Задача має реальний зміст у зв'язку з появою різноманітної блокової складності фізичних пристроїв.

Розіб'ємо множину  $A$  на найрізноманітніші підмножини, і з кожною підмножиною  $A_i$  пов'яжемо множину  $\Lambda_i \in R$ . Сукупність множин  $\Lambda_i$  назвемо зовнішньою фактор-множиною підмножин  $A_i$  множини  $A$ .

Таким чином запроваджуємо специфічне нормування множини  $A$  щодо класичного виконання операцій множення на скаляр та додавання абсолютно неперервних незалежних випадкових величин. Природньо, сума чи різниця незалежних випадкових величин є випадкова величина [1, 2]. Для формального