

МЕТОД НЕВОЗМУЩАЮЩЕГО ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ НА ОСНОВЕ КОГЕРЕНТНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Г. А. Науменко^{а, 1}, А. П. Потылицын^а, М. В. Шевелёв^а,
Д. А. Шкитов^а, Ю. А. Попов^б*

^а Томский политехнический университет, Томск, Россия

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Предложена простая методика невозмущающей диагностики длины электронного релятивистского сгустка, которая не требует использования интерферометра для спектральных измерений. Функции интерферометра выполняет щелевая мишень, в которой генерируется дифракционное излучение. Измерения длины электронных сгустков проводятся при сдвиге одной половины мишени относительно другой. Они показали хорошее согласие с результатами, полученными при измерении спектра когерентного излучения релятивистских электронных сгустков.

A simple technique for noninvasive diagnostics of the length of an electron relativistic bunch is proposed, which does not require the use of an interferometer for spectral measurements. The functions of the interferometer are performed by a slit target, in which diffraction radiation is generated. Measurements of the length of electron bunches, carried out by shift of one half of the target relative to the other, have shown a good agreement with the results obtained by measuring the spectrum of coherent radiation of relativistic electron bunches.

PACS: 41.60-m; 41.75-Ht; 07.60-Ly

ВВЕДЕНИЕ

Эффективность работы ряда установок, таких как лазеры на свободных электронах и ускорители на плазменной волне, определяется не только минимизацией поперечных размеров пучков, но и минимизацией продольных размеров электронных сгустков. Для этого используются всевозможные компрессоры продольного размера электронных сгустков. Не менее важным при этом оказывается обеспечение контроля продольного размера и профиля электронных сгустков. Полосковые камеры (streak cameras) с пикосекундным разрешением не только дороги и трудны в эксплуатации, но и имеют принципиальные ограничения улучшения разрешения. Альтернативные

¹E-mail: naumenko@tpu.ru

методы основаны на измерении спектра когерентного излучения различных типов: переходного [1] или синхротронного [2].

Проявление когерентных эффектов в большинстве случаев зависит от отношения длины электронного сгустка к длине волны исследуемого излучения. Эта зависимость может быть использована для измерения длины электронных сгустков. Для этого достаточно иметь спектральное распределение излучения в диапазоне длин волн, включающем предполагаемую длину электронных сгустков. В общем случае вычисление продольного профиля электронного сгустка по спектральному распределению излучения представляет собой обратную задачу Фредгольма первого рода, которая для реальных условий дает очень плохую сходимость. Поэтому, как правило, делают предположение о продольном профиле электронного сгустка (чаще всего гауссиан) с одним параметром и находят значение параметра подгонкой модельной зависимости к измеренному спектру. Такие измерения с использованием различных типов излучения становятся традиционными.

Измерения спектров когерентного излучения проводятся с использованием различных спектрометров, таких как спектрометры на базе дифракционных решеток [3], интерферометры Майкельсона [4, 5], полихроматоры [6] и интерферометры Мартина–Паплетта [7]. Все упомянутые спектрометры достаточно громоздки и сложны в настройке, поэтому их использование для текущего контроля и управления параметрами пучка весьма проблематично.

В 1997 г. независимо Lampel [8] и Nguyen [9] предложили идею использования когерентного излучения Смита–Парселла (КИСП) как средства диагностики сгустков с пикосекундной длительностью. Они (как отмечено в [10]) заметили, что КИСП будет генерироваться под большими углами относительно распространения пучка и его интенсивность будет намного выше, чем интенсивность некогерентного излучения Смита–Парселла (ИСП). Это свойство ИСП было отмечено еще в 1953 г. в работе [11]. Особенностью подхода в работах [8, 9] является то, что предложенная диагностика — невозмущающая. В остальном же подход в этих работах мало чем отличается от подходов с использованием когерентного переходного или дифракционного излучения (например, в [3]), в которых отдельной задачей стоит измерение спектра излучения. В [12] нами была апробирована методика измерения длины электронных сгустков на основе когерентного излучения Смита–Парселла, в которой сама периодическая мишень использовалась как спектрометр без использования внешней спектрометрической аппаратуры. Такая геометрия позволила значительно упростить схему измерения длины электронных сгустков. Однако опыт использования в этих целях излучения Смита–Парселла показал и существенный его недостаток. А именно, интенсивность излучения Смита–Парселла значительно меньше интенсивности переходного и дифракционного излучения, что снижает чувствительность метода и сужает область его применения.

В работе [13] мы рассмотрели возможность реализации простой схемы невозмущающей диагностики на основе дифракционного излучения, в которой функцию интерферометра для измерения длины электронных сгустков выполняет сама мишень дифракционного излучения. Ниже мы приводим описание этой методики и экспериментальные результаты ее применения с использованием альтернативного подхода к выбору критерия оценки длины электронного сгустка.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Рассмотрим схему дифракционного излучения релятивистских электронов на щелевой мишени (рис. 1), когда электроны, двигающиеся вдоль оси Z , пролетая через щель, генерируют дифракционное излучение от обеих полуплоскостей. Мишень развернута относительно оси Z на угол ψ (как правило, $\psi = 45^\circ$), ось Y' — вдоль направления зеркального отражения. Для случая $\psi = 45^\circ$ оси Y и Y' совпадают.

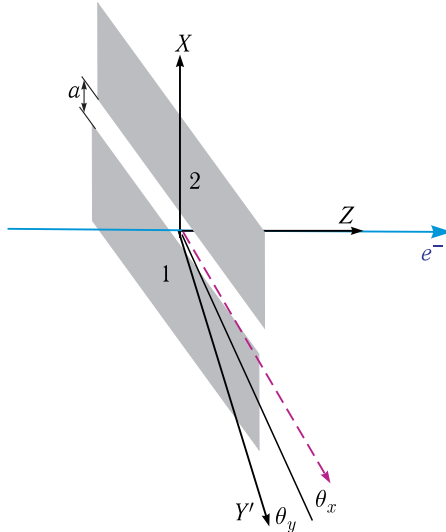


Рис. 1. Схема дифракционного излучения релятивистских электронов на щелевой мишени

Для напряженности поля дифракционного излучения релятивистских электронов от параллельных полуплоскостей в дальней зоне можно воспользоваться выражением из [14]. Мы будем интересоваться здесь только компонентой вектора напряженности в плоскости $Y'Z$ (в терминах рис. 1) в излучении от одной полуплоскости.

$$E_x = i \frac{e}{2\pi} \frac{\theta_x}{\sqrt{1 + \theta_x^2} (\sqrt{1 + \theta_x^2} + i\theta_y)} \exp \left\{ -\omega \frac{a}{2\gamma} (\sqrt{1 + \theta_x^2} + i\theta_y) \right\},$$

$$E_y = -\frac{e}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{1 + \theta_x^2} + i\theta_y} \exp \left\{ -\omega \frac{a}{2\gamma} (\sqrt{1 + \theta_x^2} + i\theta_y) \right\},$$

где a — ширина щели; γ — лоренц-фактор; θ_x и θ_y — углы наблюдения относительно направления зеркального отражения, нормированные на угол $1/\gamma$. В случае, если одна половинка мишени сдвинута в направлении z на расстояние d , суммарная напряженность регистрируемого излучения и его интенсивность будут зависеть от фазы $\phi = \omega d/c$:

$$E_{x\text{sl}}^d = E_x - E_x^* \exp \left(-i \frac{\omega d}{c} \right),$$

$$E_{y\text{sl}}^d = E_y - E_y^* \exp \left(-i \frac{\omega d}{c} \right),$$

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \text{const} \left(|E_{x\text{sl}}^d|^2 + |E_{y\text{sl}}^d|^2 \right) = W_0(d).$$

После интегрирования по апертуре детектора $W_1 = \int W_0 d\theta x d\theta y$ и по круговой частоте ω

$$W_2 = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} W_1 \exp(-(\omega \cdot \sigma)^2) \text{eff}(\omega) d\omega; \quad (1)$$

здесь $\text{eff}(\omega)$ — спектральная эффективность детектора; экспоненциальный множитель — продольный формфактор электронного сгустка в приближении его большой населенности; σ — среднеквадратичное отклонение электронного сгустка.

Это выражение может быть использовано для построения теоретической интерферограммы (зависимости от d) для каждого значения длины электронного сгустка σ для конкретных экспериментальных условий.

Для дальнейших вычислений перейдем в (1) к относительным величинам в системе единиц, в которой скорость света $c = 1$:

$$d_- = \frac{d}{\sigma}, \quad a_- = \frac{a}{\sigma}, \quad \omega_{1-} = \omega_{\min} \sigma, \quad \omega_{2-} = \omega_{\max} \sigma, \quad W_{2-} = W_2 \sigma.$$

В таком представлении интерферограммы не зависят от длины электронных сгустков σ .

Наиболее значимым параметром является ограничение эффективности детектора в коротковолновом диапазоне ω_{2-} . Расчетная интерферограмма представлена на рис. 2.

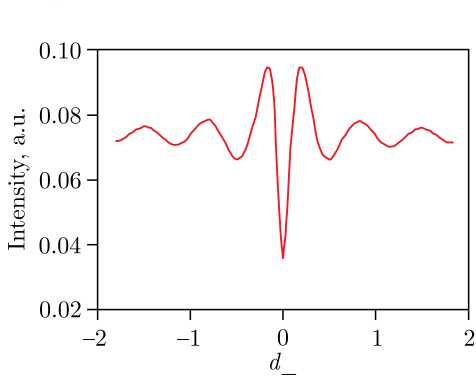


Рис. 2. Расчетная интерферограмма для $a_- = 0,01$, $\gamma = 12$, $\Delta\theta = 0,1$, $\omega_{1-} = 0,5$ и $\omega_{2-} = 2$

В принципе можно использовать положение первого максимума или отношения интенсивностей 1-го максимума и последующих в качестве критерия для определения длины электронного сгустка в несколько миллиметров. Такой подход был использован в работе [13], что обеспечивало изменение критерия менее чем на 2,4 % при изменении длины электронного сгустка на 1 мм.

Анализ показал, что оптимальным критерием, обеспечивающим наибольшую чувствительность для измерения длины электронного сгустка, является положение максимума d_{\max} производной интерферограммы по параметру d_- . В этом представлении $\sigma = d_{\max}/d_{\max}$, где d_{\max} — положение максимума производной в измеренной интерферограмме, d_{\max} — теоретическое положение максимума производной в относительных единицах d_- . При этом необходимо определить частотный диапазон чувствительности детектора, необходимый для обеспечения максимальной чувствительности в измерении длины электронного сгустка. На рис. 3, 4 приведены производные интерферограмм по d_- для различных значений верхнего (рис. 3) и нижнего (рис. 4) пределов по частоте.

Из рис. 3, 4 видно, что оптимальный частотный диапазон для измерения длины электронных сгустков лежит в пределах

$$\omega_- = \omega \sigma = 0,5 \div 2, \quad (2)$$

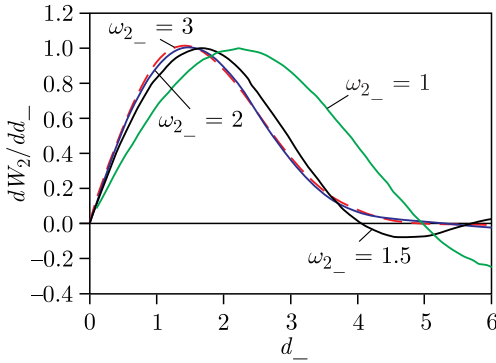


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Производная от интерферограммы для $a_- = 0,01$, $\gamma = 12$, $\Delta\theta = 0,1$, $\omega_{1-} = 0,1$ и $\omega_{2-} = 3, 2, 1,5, 1$

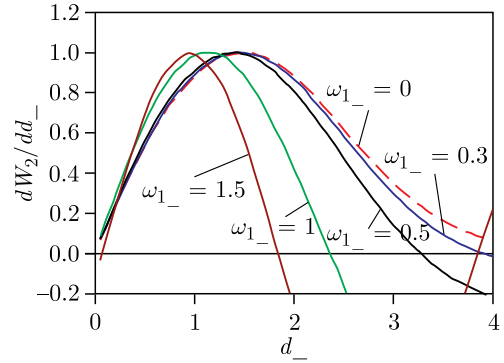


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Производная от интерферограммы для $a_- = 0,01$, $\gamma = 12$, $\Delta\theta = 0,1$, $\omega_{2-} = 2$ и $\omega_{1-} = 0, 0,3, 0,5, 1, 1,5$

или в частотах

$$\nu \text{ (ГГц)} = \frac{300}{2\pi\sigma} (0,5 \div 2).$$

Например, для $\sigma = 0,8$ мм ν (ГГц) = $30 \div 90$, для $\sigma = 0,5$ мм ν (ГГц) = $75 \div 140$, для $\sigma = 4$ мм ν (ГГц) = $6 \div 24$.

Проблема состоит в том, что для определения оптимальных пределов интегрирования по ω с использованием (2) в реальных измерениях длины электронных сгустков значение σ еще не известно, а пределы интегрирования сопоставляются с пределами спектральной чувствительности детектора, которые определяются выбором детектора и могут быть не оптимальными. В этом случае необходима априорная информация оценки длины электронного сгустка (например, из характеристик СВЧ-системы ускорителя). Влияние ширины щели a на положение максимума производной от интерферограммы, показанное на рис. 5 вплоть до $a = 10\sigma$, оказывается незначительным.

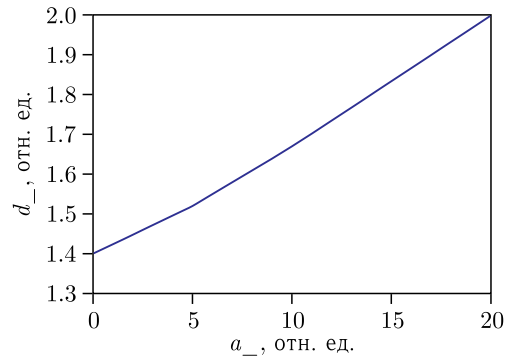


Рис. 5. Зависимость положения d_- максимума производной от интерферограммы от ширины щели мишени a_-

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Параметры электронного пучка и схема установки. Эксперименты по измерению длины электронных сгустков проводились на пучке микротрона с энергией электронов 6,1 МэВ и частотой 8 Гц. Макроимпульс ускоренных электронов длительностью ≈ 4 мкс представляет собой последовательность $\approx 1,6 \cdot 10^4$ электронных сгустков. Населенность сгустка $\approx 7 \cdot 10^7$, что соответствовало среднему току в макроимпульсе 30 мА. В этих условиях излучение всех электронов сгустка на длинах

волн более 8 мм является когерентным. Верхний предел $\lambda_c = 26$ мм определяется за-предельным волноводом, который использовался для подавления фона от ВЧ-системы ускорителя. Нижний предел определяется формфактором электронного сгустка, зависящим от его продольного размера. Для регистрации излучения использовался широкополосный детектор ДР21-М производства Томского НИИПП с чувствительностью 0,3 В/мВт, эксплуатируемый при комнатной температуре. Спектральный диапазон чувствительности детектора, определенный изготовителем, составляет $\lambda = 4 \div 35$ мм.

Для исключения влияния эффекта предволновой зоны измерения углового распределения излучения проводились с помощью параболического телескопа по методике, описанной и апробированной авторами в [15]. Детектор установлен в фокусе параболы (рис. 6), размещенной на штанге длиной 440 мм, которая вращается вокруг оси, проходящей через центр щели мишени. В этом случае угловые характеристики излучения соответствуют характеристикам, измеренным в дальней волновой зоне и сопоставимы с расчетами в этом приближении.

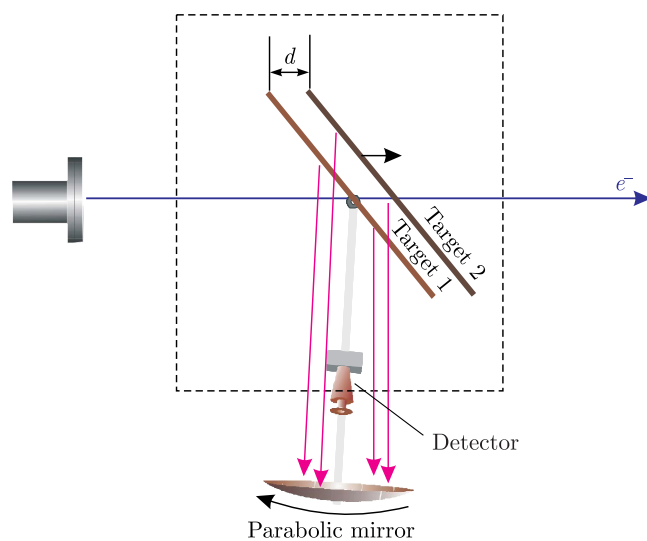


Рис. 6. Схема измерения длины электронных сгустков

В качестве мишени использовались две пластины из фольгированного стеклотекстолита, образующие между собой щель шириной 10 мм. Для изменения сдвига d между пластинами одна из пластин перемещалась вдоль направления электронного пучка. Устройство для измерения длины электронного сгустка выполнено в виде двух узлов, которые устанавливаются на трассе выведенного пучка для измерения длины электронных сгустков. Первый узел состоит из мишеней, повернутых под углом 45° с устройством перемещения одной из них, второй узел представляет собой параболический телескоп с детектором миллиметрового диапазона для регистрации излучения.

2.2. Результаты измерений. При измерении вначале устанавливалось смещение $d = 0$ (т.е. обе пластины расположены в одной плоскости). В этом положении измеряется угловое распределение горизонтальной компоненты поляризации дифрак-

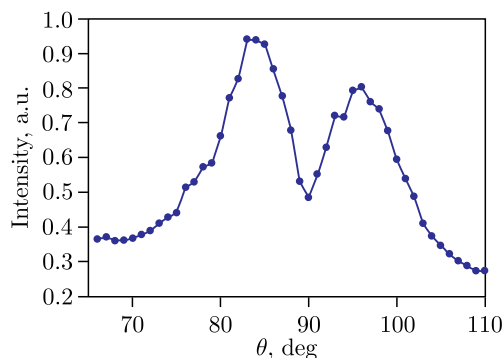


Рис. 7. Экспериментальное угловое распределение дифракционного излучения от щелевой мишени

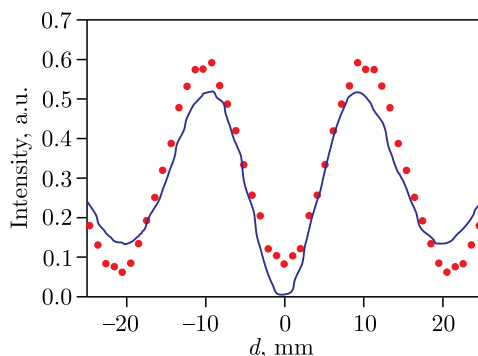


Рис. 8. Интерферограмма, полученная при измерении зависимости интенсивности излучения от сдвига d . Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет для условий эксперимента

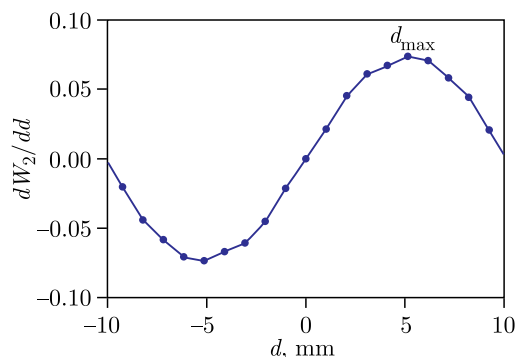


Рис. 9. Производная в области центра интерферограммы, показанной на рис. 8

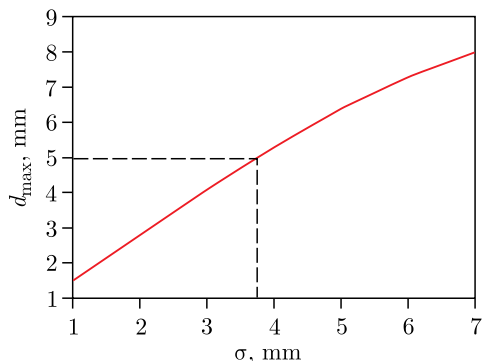


Рис. 10. Положение максимума производной как функции σ , полученной из выражения (1) для условий эксперимента

ционного излучения от мишени (рис. 7), после чего угол наблюдения телескопа устанавливается в минимум углового распределения. Статистическая ошибка измерения интенсивности излучения составляет 6%. Теперь система готова к измерению продольного размера электронных сгустков. При этом при регистрации интерферограммы измеряем вертикальную компоненту поляризации излучения.

На рис. 8 приведена интерферограмма, полученная при измерении зависимости интенсивности излучения от сдвига d , и расчет для условий эксперимента.

Производная этой интерферограммы в области ее центра ($d = 0$ мм) представлена на рис. 9. Положение максимума производной d_{\max} составляет 5 мм. Для определения длины электронного сгустка мы воспользуемся зависимостью положения максимума производной как функции σ , полученной из выражения (1) для условий эксперимента (рис. 10).

Оценка длины электронных сгустков по этим данным дает $\sigma = (3,7 \pm 0,3)$ мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность измерения длины электронных сгустков миллиметрового диапазона без возмущения электронного пучка с использованием простого и доступного устройства, в котором в качестве интерферометра выступает сама мишень дифракционного излучения. Выбранный критерий оценки длины электронного сгустка обеспечивает по сравнению с [13] чувствительность критерия 25 % (вместо 2,4 %) на 0,5 мм длины сгустка (см. рис. 10). Измеренная длина электронных сгустков удовлетворит результатам, полученными другими методами (например, в [13]). В стационарном варианте параболический телескоп может быть заменен на параболический отражатель с детектором, установленным под фиксированным углом, т. е. весь прибор может быть смонтирован в одном блоке.

При измерении длины субмиллиметровых сгустков ($\sigma < 300$ мкм) шаг перемещения одной пластины мишени не должен превышать значения $\Delta d \approx \sigma/10$, что вполне осуществимо с помощью коммерчески доступных пьезодвигателей.

Благодарности. Работа выполнена в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТПУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carlsten B. E., Russell S. J. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. R2072.
2. Wiedemann H. Particle Accelerator Physics. Heidelberg: Springer Verlag, 1993.
3. Shibata Y., Takahashi T., Kanai T., Ishi K., Ikezawa M. // Phys. Rev. E. 1994. V. 50, No. 2. P. 785.
4. Schlott V., Loos H., Gentz H. et al. // Part. Accel. 1996. V. 52. P. 45.
5. Watanabe T., Sugahara J., Yoshimatsu T. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 480. P. 315–327.
6. Feng B., Oyamada M., Hinode F. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 475. P. 492–497.
7. Castellano M., Verzilov V. A. // Phys. Rev. E. 2001. V. 63. P. 056501.
8. Lampel M. C. // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 385. P. 19.
9. Nguyen D. C. // Ibid. 1997. V. 393. P. 514–518.
10. Nguyen D. C. Los Alamos National Laboratory. Los Alamos, NM 87545.
11. Smith S. J., Pursell E. M. // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1069.
12. Kalinin B. N., Karlovets D. V., Kostousov A. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2006. V. 252. P. 62–68.
13. Shkitov D. A., Naumenko G. A., Shevelev M. V., Potylitsyn A. P., Deng H., Wang X. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2013. V. 7, No. 4. P. 784–787.
14. Potylitsyn A. P. // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 169–179.
15. Калинин Б. Н., Науменко Г. А., Потылицын А. П., Саруев Г. А., Сухих Л. Г., Ча В. А. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, № 3. С. 136.

Получено 1 ноября 2020 г.