

УДК 621.385.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА. II

*А. А. Вертий, И. В. Иванченко, А. В. Нестеренко, Н. А. Попенко,  
А. И. Цвик, Л. И. Цвик, В. П. Шестopalов*

Проведены экспериментальные исследования поляризационных характеристик дифракционного излучения (ДИ), возбуждаемого предварительно модулированным электронным потоком, движущимся вблизи дифракционной решетки. Обнаружена тонкая пространственная структура ДИ, связанная с электронно-волновыми процессами, протекающими в потоке электронов. Впервые получено и исследовано ДИ миллиметрового диапазона, возбуждаемое продольными и поперечными электронными волнами.

В первой части настоящей статьи проведен анализ условий возбуждения дифракционного излучения (ДИ) электронными волнами в коротковолновой области миллиметрового диапазона длин волн, сформулированы основные принципы построения квазиоптического метода исследований электронно-волновых процессов, происходящих в электронном потоке, а также описан созданный для радиофизических исследований экспериментальный комплекс. Модельные эксперименты на «холодном» макете анализатора ДИ показали, что излучаемое в свободное пространство поле ДИ имеет преимущественно линейную поляризацию (уровень кросскомпоненты поля не превышает — 18 дБ). Однако в реальном электронном потоке возбуждается весь набор продольных (БВПЗ и МВПЗ) и поперечных (БЦВ, МЦВ, БСЭВ, МСЭВ) волн. В результате ДИ такой системы представляет собой суперпозицию дифракционных полей, излучаемых этими волнами. Поэтому возможность обеспечения контроля и выборочного воздействия на ту или иную волну имеет важное практическое значение как с точки зрения исследования самих электронно-волновых процессов, так и разработки различных электронно-лучевых приборов специального назначения.

Цель данной работы заключается в экспериментальном исследовании механизмов, имеющих место в реальных нерелятивистских электронных потоках, по характеристикам ДИ методом квазиоптической поляриметрии.

**1. Особенности возбуждения дифракционного излучения электронным потоком.** Принцип действия квазиоптического электронно-вакуумного комплекса—анализатора ДИ—состоит в следующем. Ленточный электронный поток с плотностью тока  $i_0 = (10 \div 30) \text{ A/cm}^2$  пропускается с постоянной скоростью  $v_0$  вблизи однородной отражательной дифракционной решетки, расположенной на цилиндрическом зеркале. Длина решетки  $L = 40 \text{ mm}$ , а период  $l = 0,4 \text{ mm}$ . Наличие над решеткой со стороны электронной пушки короткофокусного сферического зеркала диаметром  $d = 18 \text{ mm}$  обеспечивает необходимую для работы ГДИ обратную связь ДИ с электронным потоком, а следовательно, и модуляцию этим же излучением электронов по скорости и плотности заряда. В результате при вылете электронов из поля ОР в потоке возбуждается

Спектр электронных волн, распространяющихся с различными фазовыми скоростями [1]. Это приводит к формированию когерентного ДИ в анализируемой области пространства над решеткой. Данное излучение регистрировалось приемным устройством в виде конической рупорной антенны, изотропной к поляризации электромагнитного поля. Подключенный к антenne поляриметр волноводного типа обеспечивал возможность измерения поляризационных характеристик исследуемого ДИ. При этом частота модуляции (излучения) в эксперименте соответствовала собственной частоте ОР и изменялась путем изменения как скорости электронов  $v_0$  (т. е. регулировкой анодного напряжения  $U$  электронной пушки), так и расстояния между зеркалами ОР генератора.

Углы ДИ, отсчитываемые относительно направления катод — коллектор в экваториальной плоскости (плоскость, ортогональная ламелям дифракционной решетки), определялись по известным соотношениям [1, 2]:

а) для волн пространственного заряда (ВПЗ)

$$\varphi_p^{\pm} = \arccos[(1 \pm \omega_p/\omega)/\beta_0 - 1/\kappa]; \quad (1)$$

б) для циклотронных волн (ЦВ)

$$\varphi_c^{\pm} = \arccos[(1 \pm m\omega_c/\omega)/\beta_0 - 1/\kappa], \quad (2)$$

где верхний знак «+» соответствует медленным волнам (МВПЗ, МЦВ), знак «—» — быстрым волнам (БВПЗ, БЦВ); случай  $m=0$  соответствует углу излучения, возбуждаемого право- и левополяризованными синхронными электронными волнами (или БСЭВ и МСЭВ) [3, 4]. Расчетная ширина диаграммы направленности ДИ основного лепестка (на уровне — 3 dB от величины максимальной интенсивности) оценивалась по известному из антенной техники соотношению для синфазных излучателей

$$\delta\varphi^{\circ} = 65\lambda/Nl, \quad (3)$$

где  $N$  — количество периодов дифракционной решетки  $L_2$ .

Как и следовало ожидать, в общем случае измеренные диаграммы направленности ДИ имели многолепестковую структуру, обусловленную возбуждением электронных волн в электронном пучке. Максимальная интенсивность отдельных лепестков достигала величины 1—3  $Mev/cm^2$ . При токах  $i_0 \approx 30 A/cm^2$  и фокусирующих магнитных полях 0,25—0,5  $Tl$  разность между углами ДИ, обусловленного распространяющимися в пучке МВПЗ и БВПЗ, в некоторых случаях составляла 15—25°, а для МСЭВ и БСЭВ — 6—8°. Для заданной скорости электронов  $v_0$  путем механической перестройки ОР модулятора в соответствии с условиями излучения [1] можно было возбуждать ДИ одной или несколькими электронными волнами одновременно. В первом случае диаграмма направленности ДИ состояла из одного (основного) лепестка, направленного под углом, близким к теоретическому (см. (1), (2)), для типа возбужденной в электронном потоке волны. Во втором случае регистрировались двух- или трехлепестковые диаграммы направленности. При этом двухлепестковая диаграмма соответствовала излучению МВПЗ и СЭВ или БВПЗ и СЭВ. В трехлепестковой диаграмме средний лепесток соответствовал ДИ СЭВ, правый — МВПЗ (меньшее значение угла  $\varphi$ ), левый — БВПЗ (большее значение угла  $\varphi$ ).

К аналогичным результатам приводило изменение плотности тока  $i_0$  пучка (величины тока в пространстве взаимодействия), а также скорости электронов  $v_0$ .

Результаты измерений и расчеты углов излучения в плоскости диаграммы Бриллюэна [5] в безразмерных параметрах  $\kappa$  и  $\kappa/\beta_m$  при-

ведены на рис. 1. Значения этих параметров, рассчитанные для СЭВ, обозначены точками, для МВПЗ и БВПЗ — треугольниками, для МЦВ и БЦВ — четырехугольниками, экспериментальные данные — крестиками. Все они расположены на прямых  $\kappa = \text{const}$ . Из этих данных, в частности, следует, что при  $U_0 = 1100$  В ( $\kappa = \kappa_1$ ) в определенном ранее рабочем диапазоне углов  $\phi$  излучение возбуждается двумя электронными волнами — БВПЗ и СЭВ. Для  $U_0 = 2255$  В ( $\kappa = \kappa_2$ ) — одной МВПЗ. При  $U_0 = 2545$  В ( $\kappa = \kappa_3$ ) диаграмма направленности излучения имеет три лепестка, соответствующие возбуждению ДИ МВПЗ ( $\phi = 71^\circ$ ),

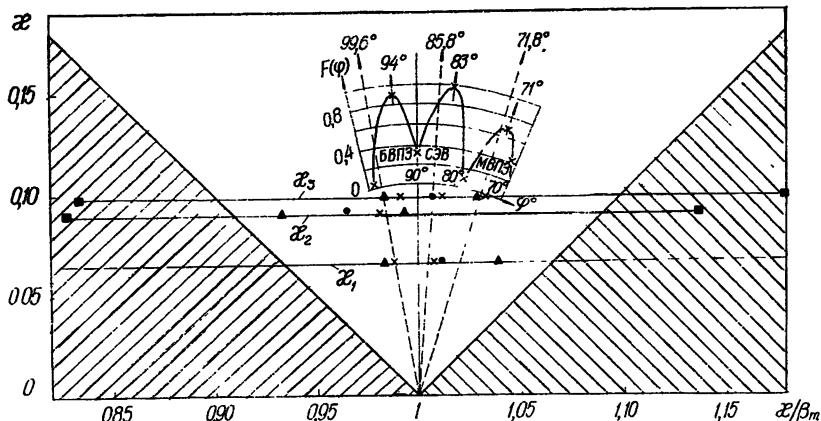


Рис. 1.

БВПЗ ( $\phi = 94^\circ$ ) и СЭВ ( $\phi = 83^\circ$ ). Последняя диаграмма излучения приведена на рис. 1, где пунктирные линии соответствуют расчетным углам излучения. Измеренные углы излучения несколько отличаются от теоретических, что связано с приближенностью соотношений (1), (2), не учитывающих фактора уменьшения плазменной частоты в силу конечного сечения электронного пучка. Отметим, что в рассматриваемых случаях ДИ МЦВ и БЦВ не возбуждается, так как для этих волн условие излучения не выполняется (теоретические значения параметров  $\kappa$  и  $\beta \neq \pm$  этих волн, как видно из рис. 1, расположены в области возбуждения поверхностных волн).

**2. Анализ поляризационных характеристик ДИ.** В результате проведенных экспериментальных исследований установлено, что совокупность электронных волн, распространяющихся в исследуемом электронном пучке, может приводить к формированию ДИ в анализируемой области свободного пространства с поляризацией электромагнитного поля, отличной от ожидаемой линейной  $H$ -поляризации. Так, на рис. 2 приведены диаграммы направленности ДИ, измеренные на двух ортогональных поляризациях (а)  $H$ -поляризация, б)  $E$ -поляризация).

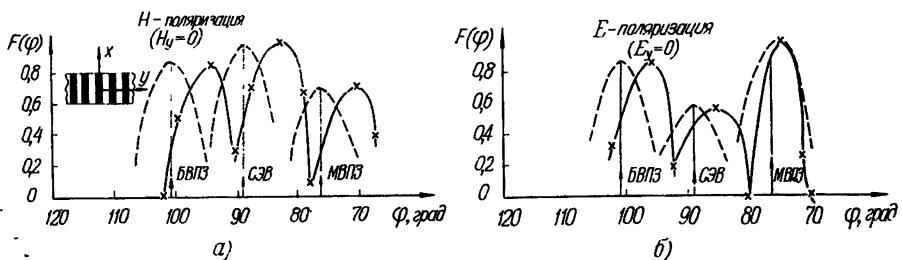


Рис. 2.

Пунктиром показаны теоретические диаграммы направленности, построенные согласно приведенным выше выражениям (1) — (3). Видно, что расчетные зависимости находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными. При этом по относительному угловому сдвигу данных диаграмм можно оценить коэффициент редукции плазменной частоты электронного потока.

В рассматриваемом случае сформированная диаграмма направленности представляет собой суммарное поле МВПЗ, БВПЗ и СЭВ, существенно отличающееся от поля линейной  $H$ -поляризованной волны, возбуждаемой идеализированным монохроматическим электронным потоком [5] или диэлектрическим волноводом в «холодной» системе анализатора ДИ [1]. При этом угол ориентации эллипса поляризации  $\gamma_E$  (отсчитываемый относительно положительного направления движения электронов), коэффициент эллиптичности  $k = b/a$  и интенсивность излучения в отдельных лепестках диаграммы направленности ДИ зависят от плотности тока  $i_0$ , ускоряющего напряжения, фокусирующего магнитного поля, а также от вида электронной волны, возбуждающей это излучение. Остановимся на анализе этих характеристик.

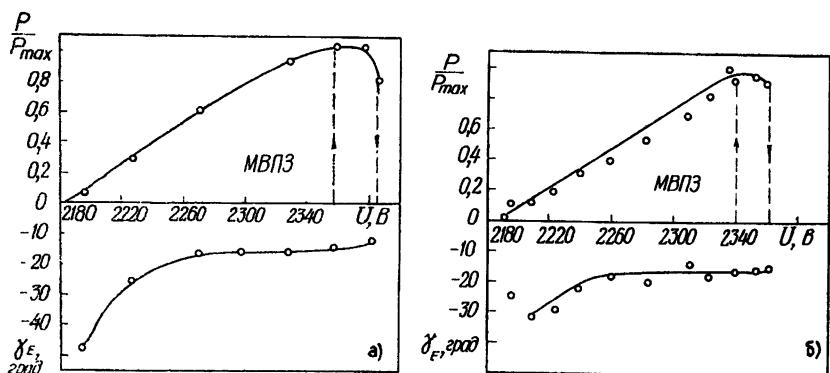


Рис. 3.

**2.1. Поляризационные характеристики ДИ волн пространственного заряда.** Медленная и быстрая волны пространственного заряда относятся к продольным волнам. Эти волны, как показывают проведенные экспериментальные исследования, возбуждают ДИ с линейной поляризацией электромагнитного поля. На рис. 3 приведены зависимости интенсивности излучения МВПЗ и величины угла  $\gamma_E$  от  $U$  в пределах зоны генерации малогабаритного ГДИ-модулятора для двух значений тока пучка: а —  $J = 95 \text{ mA}$ ; б —  $J = 80 \text{ mA}$ .

В данном случае во всем диапазоне изменения  $U$  коэффициент эллиптичности поля ДИ составлял  $k \approx 0 \div 0,15$ . Наиболее сильные изменения угла  $\gamma_E$  наблюдаются в области мягкого режима генерации. При увеличении амплитуды СВЧ поля в ГДИ или уменьшении плотности электронного

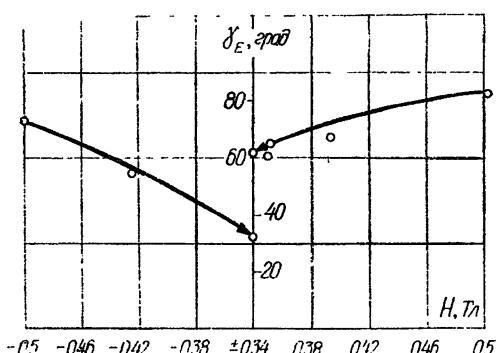


Рис. 4.

тока (рис. 3б) диапазон изменения  $\gamma_E$  уменьшается. С ростом величины  $U$  угол  $\gamma_E$  достигает некоторого минимального значения и составляет  $\gamma_E \approx 12 \div 15^\circ$ , которое сохраняется вплоть до срыва генерации, т. е. поле ДИ

Несколько отлично от  $H$ -поляризованного, тем не менее имеет области преимущественной линейной поляризации. Данное обстоятельство обусловлено, по-видимому, влиянием поперечных электронных волн на возбуждение ДИ волнами пространственного заряда, что подтверждается экспериментальными исследованиями влияния фокусирующего магнитного поля на состояние поляризации ДИ. Установлено, что с увеличением магнитного поля величина угла  $\psi_e$  для ДИ, возбуждаемого МВПЗ и БВПЗ, увеличивается и зависит от направления силовых линий  $H_0$  относительно движения электронов (рис. 4). Данные зависимости  $\psi_e$  от величины и направления  $H_0$  регистрировались в области «мягкого» режима возбуждения МВПЗ в модуляторе. Характерной особенностью этих зависимостей является наличие резкого поворота плоскости поляризации ДИ при изменении направления (реверсе) фокусирующего магнитного поля.

**2.2. Поляризационные характеристики ДИ синхронных волн.** В отличие от волн пространственного заряда МСЭВ и БСЭВ распространяются в электронном пучке с фазовой скоростью, примерно равной скорости движения невозмущенных электронов  $v_f \approx v_0$ , что резко ограничивает возможности их частотного (углового) разрешения в электромагнитном поле ДИ. Данное обстоятельство являлось, по-видимому, одной из причин, затрудняющих экспериментальное исследование свойств этих поперечных волн, что ограничивало их эффективное применение на практике, в частности, в параметрических устройствах [3, 4]. Однако,

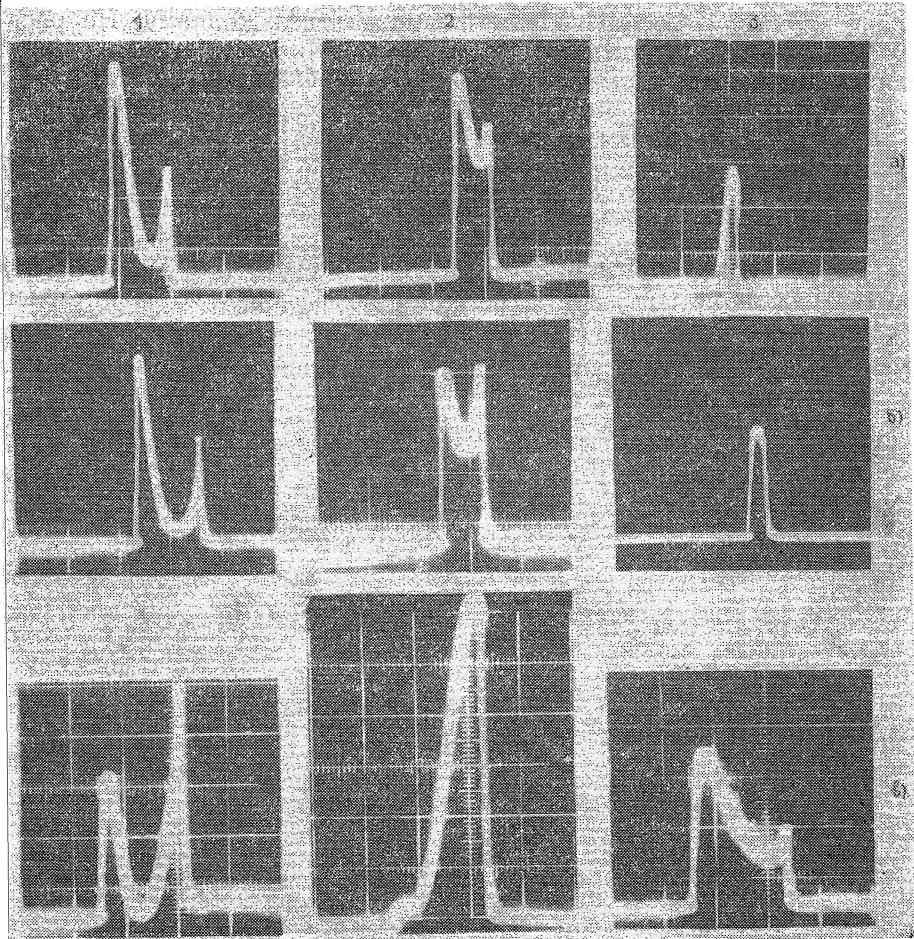


Рис. 5.

как следует из теоретических предпосылок [4], под воздействием пространственного заряда фазовые скорости МСЭВ и БСЭВ могут незначительно отличаться, что, по-видимому, должно приводить к «расщеплению» зоны генерации, регистрируемой по дифракционному полю. Действительно, в результате проведенных экспериментальных исследований было установлено, что в некоторых случаях при вполне определенных соотношениях между плотностью тока и величиной фокусирующего магнитного поля удается обнаружить присутствие в электронном пучке двух СЭВ. На рис. 5 приведены осциллограммы ДИ возбужденных в электронном пучке синхронных волн для  $U=2700$  В и  $\lambda = 3,968$  мм (на рис. 5а кривая 1 —  $J=72$  мА, 2 —  $J=68$  мА, 3 —  $J=63$  мА). Правый сигнал соответствует ДИ МСЭВ ( $\varphi_{\max}=98^\circ$ ), левый — БСЭВ ( $\varphi_{\max}=104^\circ$ ). Данные результаты хорошо согласуются с расчетными по формуле (2), согласно которой ДИ синхронных волн должно излучаться под углом  $\varphi$ , близким к  $100^\circ$ . Однако такие условия оказываются весьма критичными как к изменению  $i_0$ , так и магнитного поля  $H_0$ , что наглядно иллюстрируют осциллограммы на рис. 5а, б. Видно, что уменьшение плотности тока (при фиксированном магнитном поле) или значения  $H_0$  (при  $i_0=\text{const}$ ) приводит к сужению зоны генерации. С определенного момента эффект «расщепления» диаграммы излучения отсутствует, и выделить МСЭВ и БСЭВ по углу излучения не представляется возможным.

Обнаружить СЭВ в электронном потоке и изучить их некоторые свойства позволяет предлагаемый поляризационный метод исследования характеристик ДИ, возбуждаемого этими волнами. На рис. 5в приведены осциллограммы ДИ, показывающие возможность выделения излучения право- или левополяризованной электронной синхронной волны с помощью приемного анализатора поляризации. Значения угла поворота плоскости поляризации  $\gamma_E$  для этих двух волн составили  $\gamma_E=45^\circ$  и  $\gamma_E=-40^\circ$  соответственно (на рис. 5в кривая 1 —  $H=0,48$  Тл, 2 —  $H=0,45$  Тл, 3 —  $H=0,41$  Тл; на рис. 5в — 1 —  $\gamma_E=0$ , 2 —  $\gamma_E=45^\circ$ , 3 —  $\gamma_E=-40^\circ$ ).

Характерной особенностью ДИ синхронных волн (по сравнению с ВПЗ) является сильное изменение коэффициента эллиптичности электромагнитного поля излучения от параметров электронного потока. Это видно из рис. 6, на котором приведены зависимости интенсивности,

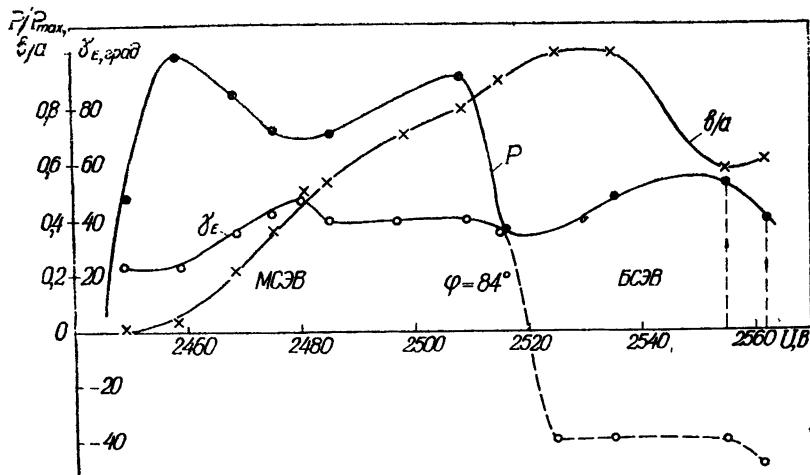


Рис. 6.

угла поворота плоскости поляризации и коэффициента эллиптичности электромагнитного поля ДИ от ускоряющего напряжения в пределах зоны генерации ГДИ-модулятора. В данном случае коэффициент эллиптичности изменяется в пределах  $0,01 < k \leq 1$ , что указывает на изменение поляризации поля излучения от линейной ( $H$ -поляризация) до круговой ( $k=1$ ). При этом поле ДИ с круговой поляризацией наблюдается в области перехода от поля излучения МСЭВ к полю БСЭВ. Данная область характеризуется скачкообразным изменением ориентации ( $\Delta\gamma_E \approx 80^\circ$ ) поляризационного эллипса в ДИ.

Одновременно с изменением коэффициентов  $k$ ,  $\gamma_E$  изменяется и форма зоны генерации ГДИ-модулятора при возбуждении ДИ синхронной волной (по сравнению с формой зоны генерации в случае возбуждения ДИ МВПЗ, см. рис. 3). По мере нарастания величины  $U$  вначале возбуждается МСЭВ ( $\gamma_E = 20-40^\circ$ ), а затем БСЭВ, для которой  $\gamma_E \approx -40^\circ$ .

В заключение отметим, что угол ориентации поляризационного эллипса  $\gamma_E$  поля ДИ синхронных волн также зависит от величины и направления фокусирующего магнитного поля. Однако, в отличие от ДИ МВПЗ (рис. 4), угол  $\gamma_E$  ДИ синхронных волн уменьшается с увеличением магнитного поля  $H_0$ , причем диапазон его изменения значительно больше, чем для ДИ ВПЗ.

1) Впервые в коротковолновой области миллиметрового диапазона длин волн обнаружено и исследовано дифракционное излучение, возбуждаемое медленной и быстрой электронными волнами пространственного заряда, а также медленной и быстрой синхронными электронными волнами.

2) Доказана возможность пространственного разрешения диаграмм направленности дифракционного излучения в случае одновременного возбуждения в модулированном электронном потоке продольных и поперечных волн.

3) Полученные в работе результаты открывают новые возможности для исследования электронно-волновых процессов в электронных пучках, а также при создании высококогерентных параметрических устройств дифракционной электроники.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вертий А. А., Иванченко И. В., Нестеренко А. В., Попенко Н. А., Цвых А. И., Цвых Л. И., Шестопалов В. П. — Изв. вузов—Радиофизика, 1985, 28, № 10, с. 1274.
2. Цвых Л. И. В кн.: Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. — Киев: Наукова думка, 1984, с. 267.
3. Железовский Б. И. Электронно-лучевые параметрические усилители — М.: Наука, 1971.
4. Лопухин В. М., Рошаль А. С. Электронно-лучевые параметрические усилители. — М.: Сов. радио, 1968.
5. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища школа, 1976.

Институт радиофизики и электронники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
7 августа 1984 г.

## THE FINE STRUCTURE OF DIFFRACTIONAL EMISSION AT MILLIMETER WAVELENGTHS. II

A. A. Vertiy, I. V. Ivanchenko, A. V. Nesterenko, N. A. Popenko,  
A. I. Zwyk, L. I. Zwyk, V. P. Shestopalov

Polarization parameters of diffractional emission have been measured for the emission excited by a preliminarily modulated electron beam moving near a diffraction grating. The emission has been found to posses a fine spatial structure related to the charge waves supported by the electron beam. For the first time, millimeter range diffractional emission has been detected and measured, which is excited by longitudinal and transverse electron waves.