

54

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков

ТЕПЛОВЫЕ ШУМЫ ИНТЕНСИВНОГО
ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 -99

Новосибирск

В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков

ТЕПЛОВЫЕ ШУМЫ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе теоретически исследованы особенности тепловых шумов интенсивных пучков заряженных частиц, движущихся в накопителях. Показано, что в области энергий ниже критической взаимодействие между частицами приводит к сильному подавлению флуктуаций плотности пучка.

Получены спектральные распределения плотности шумов с учетом взаимодействия частиц и затухания.

1. Введение

В последнее время получили распространение методы диагностики непрерывных пучков, основанные на анализе шумовых сигналов, наводимых пучком на пикап-электродах /1/.

Эти сигналы возникают из-за конечности числа частиц в пучке и, если оно не велико, то частицы пучка можно считать не взаимодействующими друг с другом. В этом случае сигнал от отдельной частицы представляет собой короткий импульс, повторяющийся с частотой обращения. Спектр мощности сигнала пучка будет состоять из пиков, сосредоточенных вокруг гармоник частоты обращения, с шириной, пропорциональной номеру гармоники и разбросу частот обращения в пучке. При этом мощность сигнала (то-есть интеграл спектра мощности вокруг заданной гармоники) не зависит от разброса частот в пучке и пропорционален току пучка /2/.

Такая модель хорошо описывает спектр шума малоинтенсивного пучка с большим разбросом по импульсам, что видно из результатов экспериментов по стохастическому охлаждению /3/. Однако уже первые измерения шумового спектра охлажденного пучка в экспериментах по электронному охлаждению /4/ показали, что с уменьшением температуры пучка мощность сигнала сильно уменьшается. Этот эффект находится в явном противоречии с моделью не взаимодействующих частиц.

В настоящей работе мы обсудим особенности спектров тепловых шумов интенсивного охлажденного пучка. Для простоты ограничимся рассмотрением флуктуаций плотности азимутально-однородного пучка; обязанных продольному движению частиц.

2. Мощность шумового сигнала

Напряжение, наводимое в кольцевом пикап-электроде, пропорционально локальной плотности пучка:

$$\rho(\theta, t) = \sum_{a=1}^N \delta(\theta - \theta_a(t)), \quad (1)$$

где $\theta_a(t)$ - азимутальное положение частицы "а"; θ - азимут; N - число частиц в пучке; $\delta(\theta)$ - периодическая дельта-

функция:

$$\delta(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{in\theta}}{2\pi} \quad (2)$$

С учетом (2) представим плотность $\rho(\theta, t)$ суммой гармоник

$$\rho(\theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{in\theta}}{2\pi} A_n(t),$$

$$A_n(t) = \sum_{a=1}^N e^{-in\theta_a(t)} \quad (3)$$

Если движение частиц не коррелировано, то легко видеть, что

$$\overline{A_n} = 0, \quad \overline{|A_n|^2} = N. \quad (4)$$

Для большого числа частиц $N \gg 1$, можно также показать, что распределение вероятности обнаружения в пучке гармоники с амплитудой A_n есть

$$f_N(A_n) = (\pi N)^{-1/2} \exp\left(-\frac{|A_n|^2}{2N}\right). \quad (5)$$

С учетом взаимодействия частиц (5) нужно умножить на распределение Больцмана:

$$\exp\left(-\frac{\mathcal{H}_{int}}{T}\right) = \exp\left\{-\frac{e}{2T} \int dV (\rho\varphi - \frac{e}{c} \vec{v}\vec{A})\right\} \equiv$$

$$\equiv \exp\left\{-\frac{e}{2T\gamma^2} \int dV \rho\varphi\right\},$$

или, после выполнения интегрирования по объему пучка

$$\exp\left(-\frac{e^2 L}{2\pi R_0^2 \gamma^2 \Delta\rho^2 \omega_0'} \sum_n |A_n|^2\right), \quad (6)$$

где $2\pi R_0$ — периметр накопителя;

$\omega_0' = d\omega_0/d\rho$ — определяет массу синхротронного движения;

$\Delta\rho$ — разброс по импульсам в пучке;

$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, $\beta = v/c$;

$L = \ln(a_0/a_p) + \frac{1}{2}$, a_0 — радиус камеры, a_p — радиус пучка.

При получении (6) было использовано, что $a_0 \gg a_p$.

Вводя импеданс камеры по отношению к пучку

$$Z = \frac{L}{v_s \gamma^2}$$

и объединяя (6) и (5), получим вероятность обнаружения гармоники с амплитудой A_n в пучке конечной интенсивности

$$f_N(A_n) = C \exp\left[-\frac{|A_n|^2}{2N} \left(1 + \frac{Ne^2 \omega_0' Z}{\pi R_0 \delta\omega^2}\right)\right] \quad (7)$$

$$= C \exp\left[-\frac{|A_n|^2}{2N} \left(1 + \frac{N}{N_{th}}\right)\right],$$

где

$$N_{th} = \frac{\pi R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_0' Z},$$

а $\delta\omega = \omega_0' \Delta\rho = \eta |\omega_0 \Delta\rho / \rho$ — разброс частот обращения в пучке, $\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2}$, γ_t — отвечает критической энергии.

Дисперсия величины A_n , то-есть мощность шумов, как видно из (7) определяется выражением

$$\overline{|A_n|^2} = N \frac{N_{th}}{N + N_{th}} = \begin{cases} N, & N \ll N_{th} \\ \frac{\pi R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_0' Z}, & N \gg N_{th}. \end{cases} \quad (8)$$

Видно, что при $N \ll N_{th}$, мощность шумов на заданной гармонике пропорциональна числу частиц N и не зависит от разброса частот в пучке $\delta\omega$. В обратном предельном случае $N \gg N_{th}$, мощность шума не зависит от числа частиц и пропорциональна температуре пучка ($\delta\omega^2 \sim \Delta\rho^2$). Выше критической энергии ($\omega_0' < 0$) мощность шумов растет при приближении N к N_{th} , которое, как видно, совпадает с предельным числом частиц по продольной неустойчивости (эффект отрицательной массы ^{15/}).

Рассмотренные асимптотики мощности шумов соответствуют двум известным случаям шумов: дробовому шуму, пропорциональному току пучка ($N \ll N_{th}$), и шуму сопротивления ($N \gg N_{th}$), не зависящему от тока и пропорциональному температуре ^{16/}.

В качестве примера оценим подавление шумов для установки НАП-М ^{17/} ($R_0 = 750$ см, $\beta \approx 0,35$, $\gamma \approx 1$, $\eta = 0,1$, $a_0 =$

= 3,5 см, $a_p \approx 0,05$ см). При разбросе импульсов $\Delta P/P = 10^{-4}$, $\delta\omega = 138$ и токе 50 мкА ($N \approx 1,4 \cdot 10^8$), пороговое число частиц $N_{th} \approx 6 \cdot 10^8$, а после охлаждения пучка до $\Delta P/P = 10^{-5}$, $\delta\omega = 13,8$, эта величина падает до $N_{th} = 6 \cdot 10^6$, т.е. в неохлажденном пучке взаимодействием частиц можно пренебречь и $|A_n|^2 = 1,13 \cdot 10^8$; тогда как в охлажденном пучке взаимодействие частиц подавляет уровень шумов примерно в 20 раз ($|A_n|^2 = 5,7 \cdot 10^6$).

3. Спектральное распределение шумов пучка

Рассмотренное выше подавление мощности шумов обязано появлению корреляций между частицами из-за коллективного взаимодействия. Этот эффект аналогичен появлению дебаевского экранирования в плотной плазме.

Спектр мощности шумов $|A_n|^2$ может быть вычислен по известным гармоникам $A_{n,\omega}$:

$$|A_n|^2 = \lim_{\Delta \rightarrow 0} 2\Delta A_{n,\omega+i\Delta} A_{n,\omega+i\Delta}^* \quad (9)$$

Для расчета $A_{n,\omega}$ воспользуемся уравнением:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \omega_0(p) \frac{\partial f}{\partial \theta} + eE_{||}(\theta, t) \frac{\partial f_0}{\partial p} = 0 \quad (10)$$

где $f(p, \theta, t)$ - функция распределения частиц с учетом флуктуаций, $f_0(p)$ - равновесная функция распределения

$$f(p, \theta, t) = f_0(p) + \sum_{n \neq 0} f_n(p, t) e^{in\theta}, \quad (11)$$

$E_{||}$ - продольная компонента электрического поля, наведенного пучком:

$$E_{||} = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{ie^2 n \omega_0 Z}{2\pi R_0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dp f_n(p, t) + \sum_{a=1}^N e^{-in\theta_a(t)} \right\} e^{in\theta} \quad (12)$$

(для простоты будем считать импеданс Z независимым от частоты, что хорошо выполняется для гармоник $|n| < n_{max} = R_0/a_0$). Первое слагаемое в фигурных скобках (12) отвечает вкладу коллективного движения, возбуждаемого флуктуацией плотности.

Выполняя Фурье-преобразование (10) по азимуту θ и времени

$$[\omega - n\omega_0(p)] f_{n,\omega} = - \frac{e^2 n \omega_0 Z}{2\pi R_0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dp f_{n,\omega}(p) + \sum_{a=1}^N (e^{-in\theta_a(t)})_{\omega} \right\} \frac{\partial f_0}{\partial p}$$

для величины

$$I_{n,\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} dp f_{n,\omega}(p)$$

найдем:

$$\left(1 + \frac{Ne^2 n \omega_0 Z}{2\pi R_0} \int_{-\infty}^{\infty} dp \frac{\partial f_0 / \partial p}{\omega - n\omega_0(p)} \right) I_{n,\omega} = - \sum_{a=1}^N (e^{-in\theta_a(t)})_{\omega} \frac{Ne^2 n \omega_0 Z}{2\pi R_0} \int_{-\infty}^{\infty} dp \frac{\partial f_0 / \partial p}{\omega - n\omega_0(p)}$$

или

$$I_{n,\omega} = \frac{1 - \varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega)} \sum_{a=1}^N (e^{-in\theta_a(t)})_{\omega} \quad (13)$$

где

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\Omega_n^2}{n\omega_0'} \int_{-\infty}^{\infty} dp \frac{\partial f_0 / \partial p}{\omega - n\omega_0(p)} \quad (14)$$

аналог диэлектрической проницаемости плазмы; Ω_n когерентный сдвиг частоты

$$\Omega_n^2 = \frac{Ne^2 n^2 \omega_0 \omega_0' Z}{2\pi R_0}$$

а функция $f_0(p)$ нормирована на единицу

$$\int_{-\infty}^{\infty} dp f_0(p) = 1.$$

Используя (13), запишем Фурье-компоненту плотности пучка $A_{n,\omega}$ в виде:

$$\begin{aligned} A_{n,\omega} &= I_{n,\omega} + \sum_{a=1}^N (e^{-in\theta_a(t)})_{\omega} \\ &= \frac{1}{\varepsilon(\omega)} \sum_{a=1}^N (e^{-in\theta_a(t)})_{\omega}. \end{aligned} \quad (15)$$

Подставив $A_{n,\omega}$ из (15) в (9) и выполняя усреднение по ансамблю с учетом статистической независимости частиц в нулевом приближении ($\theta_a(t) = \omega_a t + \theta_{a0}$), получим:

$$|A_n|^2 = \frac{N}{|\varepsilon(\omega)|^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp \delta(\omega - n\omega_0(p)) \bar{f}_0 = \frac{N}{|\varepsilon|^2} \frac{\bar{f}_0(\frac{\omega}{n\omega_0'})}{|n\omega_0'|} \quad (16)$$

Аналогичные спектральные функции встречаются при рассмотрении флуктуаций в плазме [8].

Рассмотрим поведение $|A_n/\omega|^2$ в зависимости от числа частиц в пучке N , считая распределение гауссовским.

Пусть сначала число частиц мало $N \ll N_{th}$. Тогда $\varepsilon(\omega) \approx 1$

и

$$\overline{|A_n/\omega|^2} = \frac{N}{\sqrt{\pi} |n\delta\omega|} \exp\left(-\frac{\omega^2}{n^2\delta\omega^2}\right).$$

Видно, что ширина спектра вокруг гармоники $n\omega_s$ определяется разбросом частот $|n\delta\omega|$, а мощность шума

$$\overline{|A_n|^2} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \overline{|A_n/\omega|^2} = N, \quad N \ll N_{th}$$

Если число частиц велико $N \gg N_{th}$, то

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\Omega_n^2}{\omega^2} + i \frac{2\sqrt{\pi} \Omega_n^2 \omega}{|n\delta\omega|^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{n^2\delta\omega^2}\right).$$

Спектр $|A_n/\omega|^2$ состоит из двух пиков, отстоящих от $n\omega_s$ на $\pm \Omega_n$ (I4) с шириной

$$\Delta\omega = \Omega_n \left(\frac{\Omega_n}{|n\delta\omega|}\right)^3 \exp\left(-\frac{\Omega_n^2}{n^2\delta\omega^2}\right).$$

При этом мощность шума

$$\overline{|A_n|^2} = \frac{N}{2} \left(\frac{n\delta\omega}{\Omega_n}\right)^2 = \frac{\sqrt{\pi} R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_s \omega_b' Z}, \quad N \gg N_{th}$$

совпадает с (8).

Появление в спектре шумов пиков, отстроенных от основной частоты, вызвано распространением флуктуаций вдоль пучка в виде медленно затухающих волн, движущихся со скоростью, зависящей от числа частиц $\Omega_n R_0$. При малом же числе частиц ($N \ll N_{th}$) распространения флуктуаций не происходит и они затухают из-за теплового движения частиц.

4. Спектр мощности с учетом продольного затухания

Как показано в работе [9], при наличии у частиц пучка трения характер затухания гармоник плотности $\rho_n(t)$ существенным образом зависит от соотношения декремента затухания частиц λ и величины разброса по частотам обращения $\delta\omega$. В

частности, если декремент λ велик ($\lambda \gg \delta\omega$), что вообще говоря может реализоваться в накопителях с электронным охлаждением, в уравнении (10) необходимо удержать столкновительный член:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \omega_0 \frac{\partial f}{\partial \theta} + e E_{||}(\theta, t) \frac{\partial f_0}{\partial p} = st[f] = \frac{\partial}{\partial p} \left(\lambda p f + \frac{d}{2} \frac{\partial f}{\partial p} \right), \quad (10a)$$

где d — определяет мощность диффузии.

Учет столкновений, приводящих к затуханию и диффузии, существенно меняет характер движения частиц. В этом случае частица движется свободно

$$\theta_a(t) = \omega_a t + \theta_{a0}$$

в течение времени меньшего $1/\lambda$ (среднего времени между столкновениями). За время между столкновениями частица проходит азимутальное расстояние $\Delta\theta_a = \Delta\omega_a/\lambda$. В среднем по столкновениям

$$\overline{\Delta\theta_a} = \overline{\Delta\omega_a}/\lambda = 0, \quad \text{а} \quad \overline{\Delta\theta_a^2(t)} = \frac{\overline{\Delta\omega_a^2}}{\lambda^2} \cdot \lambda t \approx \frac{\delta\omega^2}{\lambda} t$$

пропорционально числу столкновений за время t , то-есть азимутальное движение частицы носит характер броуновского движения с коэффициентом диффузии

$$\frac{d\overline{\Delta\theta_a^2}}{dt} = \frac{\delta\omega^2}{\lambda}$$

а плотность $\rho(\theta, t)$ изменяется в соответствии с уравнением диффузии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\delta\omega^2}{2\lambda} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \theta^2}, \quad \lambda t \gg 1, \quad \lambda \gg \delta\omega$$

Как видно из этого уравнения при большом декременте флуктуации исчезают за большое время $\sim \lambda/\delta\omega^2 \gg \delta\omega^{-1}$, что приводит к существенному искажению спектра шумов пучка.

Спектр шумов $|A_n/\omega|^2$ можно получить непосредственно из (10a) и (9), аналогично тому, как это было проделано в предыдущем разделе. Мы, однако, воспользуемся следующим приемом.

Заметим, что для состояний, близких к термодинамически равновесному, формулу (16) можно переписать в виде

$$\overline{|A_n|^2} = \frac{N}{2\pi} \left(\frac{n\delta\omega}{\Omega_n} \right)^2 \frac{\text{Im} \varepsilon(\omega)}{\omega |\varepsilon(\omega)|^2} \quad (I6a)$$

где $\text{Im} \varepsilon(\omega)$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости на действительной оси ω . Отсюда видно, что невозмущенное движение частиц входит в спектр шума только через диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(\omega)$. Поэтому подставив в (I6a) $\varepsilon(\omega)$, отвечающую (I0a), получим спектр мощности шума для пучка с трением.

Такая функция $\varepsilon(\omega)$ была, фактически, вычислена в работе [9], и может быть записана в виде

$$\varepsilon(\omega) = 1 + i \frac{\Omega_n^2}{\lambda^2} \frac{e^q}{q} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-q)^m}{m!} \frac{q+m}{\frac{\omega}{\lambda} + i(q+m)}, \quad (I7)$$

где $q = (n\delta\omega)^2 / 2\lambda^2$. Там же было показано, что при $q \gg 1$, формула (I7) переходит в (I4).

Формула (I7) особенно удобна при вычислении спектра пучка с сильным трением $\lambda \gg n\delta\omega$ ($q \ll 1$). В этом случае

$$\varepsilon \approx 1 - \frac{\Omega_n^2}{(\omega + i\Lambda)(\omega + i\lambda)} \quad (I7a)$$

где $\Lambda = q\lambda$ — декремент затухания гармоник плотности в отсутствии коллективного взаимодействия.

При малом числе частиц $N \ll N_{th}$, как видно из (I6a), (I7a), спектр мощности есть

$$\overline{|A_n|^2} = \frac{N}{2\pi} \frac{\delta\omega^2 \lambda}{(\omega^2 + \lambda^2)(\omega^2 + \Lambda^2)}, \quad \overline{|A_n|^2} = N.$$

Ширина спектра $\Delta\omega \approx \Lambda = (n\delta\omega)^2 / 2\lambda$ хотя и определяется разбросом частот обращения, но связана с ним квадратично. Такое сужение спектра шумов очевидно и связано с более медленным затуханием флуктуаций плотности в охлажденном пучке [9].

Если число частиц в пучке велико $N \gg N_{th}$, то, как видно из (I7a), спектр аналогичен спектру линейного осциллятора с частотой Ω_n и декрементом затухания $\lambda/2$.

Для численных расчетов спектров при произвольных q может быть полезно другое представление $\varepsilon(\omega)$. Используя со-

отношение [10]:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-x)^m}{m!(\alpha+m)} = \frac{e^{-x}}{\alpha} \Phi(1, 1+\alpha, x),$$

где $\Phi(\alpha, \gamma, x)$ — вырожденный гипергеометрический ряд, (I7) можно переписать в виде:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 2 \left(\frac{\Omega_n}{n\delta\omega} \right)^2 \left[1 + \frac{i\omega}{q\lambda - i\omega} \Phi\left(1, 1+q - \frac{i\omega}{\lambda}, q\right) \right] \quad (I8)$$

Как видно из (I6a) спектр шумов вблизи n -й гармоники определяется четырьмя параметрами: N , Ω_n^2 , $\delta\omega$, λ . Так как Ω_n^2 пропорционально N , а коэффициент пропорциональности зависит только от параметров накопителя, для численного моделирования спектров шумов удобно ввести универсальную функцию

$$W(\Omega^2, \delta\omega, \lambda) = \delta\omega^2 \frac{\text{Im} \varepsilon(\omega)}{\omega |\varepsilon(\omega)|^2} \quad (I9)$$

а

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 2 \left(\frac{\Omega}{\delta\omega} \right)^2 \left[1 + \frac{i\omega}{q\lambda - i\omega} \left\{ 1 + \frac{q}{1+q - \frac{i\omega}{\lambda}} + \frac{q^2}{(1+q - \frac{i\omega}{\lambda})(2+q - \frac{i\omega}{\lambda})} + \dots + \frac{q^m}{(1+q - \frac{i\omega}{\lambda}) \dots (m+q - \frac{i\omega}{\lambda})} + \dots \right\} \right]$$

Дополнительным преимуществом этого выражения является его независимость от номера гармоники n . При этом спектральная мощность шумов записывается в виде:

$$\overline{|A_n|^2} = \frac{R_0}{e^2 \omega_0^2 Z} W(n\Omega, n\delta\omega, \lambda). \quad (20)$$

На рис. I. показано изменение спектра (W) в зависимости от когерентного сдвига Ω^2 , то-есть от числа частиц в пучке. Вычисления проводились для $\lambda = 1 \text{ сек}^{-1}$ и $\delta\omega = 10 \text{ сек}^{-1}$. Видно, что при $\Omega^2 < \delta\omega^2$ спектр близок к гауссовскому и возрастает, как Ω^2 . Однако в области $\Omega^2 \gg \delta\omega^2$ форма спектра искажается и большая часть мощности шума сосредотачивается вблизи частоты Ω , и полная мощность шума постоянна и определяется температурой пучка. В этом случае ширина спектра определяется декрементом

λ . На рис. 2 показано влияние декремента затухания λ на форму спектра шумов при большом когерентном сдвиге $\Omega^2 = 1024 \gg 8\omega^2 = 100$. Видно, что, если декремент $\lambda^2 > \Omega^2$, трение подавляет распространение волн в пучке и спектр сосредотачивается вокруг гармоники $n\omega_2$, с шириной $\Delta\omega \approx \Omega^2/2\lambda$. При малом числе частиц ($\Omega^2 < 8\omega^2$) с ростом λ происходит сужение спектра вокруг $n\omega_2$ (рис. 3).

На рис. 4 показано изменение спектра шумов при охлаждении пучка до различных значений температуры (число частиц и декремент затухания постоянны). Начальное значение разброса частот обращения существенно превышает Ω (≈ 20 1/сек). Видно, что при охлаждении пучка до разброса частот, существенно меньших Ω , четко проявляется пик на частоте Ω , а полная мощность шумов уменьшается пропорционально $8\omega^2$.

5. З а к л ю ч е н и е

Проведенный анализ показывает, что измерение спектра шумов пучка позволяет получать информацию о числе частиц в пучке, разбросе частот обращения и величинах декрементов затухания. Однако, как видно из полученных результатов, взаимодействие частиц и трение могут существенно искажать форму спектра, что необходимо учитывать при вычислении параметров пучка.

Рассмотренные эффекты накладывают дополнительные ограничения на возможность получения высоких фазовых плотностей методом стохастического охлаждения. При достижении температуры пучка такой, что разброс частот обращения сравнивается с когерентным сдвигом Ω , происходит сильное искажение спектра шумового сигнала. Так как стохастическое затухание связано с воздействием данной частицы на себя через демпфирующую систему, то взаимодействие частиц, вызывающее искажение спектра, будет приводить к резкому уменьшению эффективности дальнейшего охлаждения.

В экспериментах же по электронному охлаждению ¹⁴ наблюдалось сильное подавление шумов пучка, указывающее на достижение высокой фазовой плотности ($\Omega \gg 8\omega$).

Настоящая работа была выполнена в связи с подготовкой экспериментов по измерению формы спектров охлажденных пучков. Ав-

благодарны Е.Н.Деменьтьеву и А.С.Медведко за плодотворные дискуссии, Б.Н.Сухина за помощь при проведении численных расчетов. Авторы благодарны Н.С.Диканскому и И.Н.Мешкову за постоянную поддержку и интерес к работе, а также Л.Л.Константиновой за помощь в оформлении рисунков.

Л и т е р а т у р а

1. J. Borer, P. Bramham, et al. CERN-ISR-DI/RF/74-23, 1974.
2. P. Bramham, G. Carron, et al. Nucl. Instr. and Methods, 125, 202, 1975.
3. G. Carron, L. Falin, et al.
- X Международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. I, стр. 523, Серпухов, 1977.
4. Г.И. Будкер, А.Ф. Булушев и др. там же, стр. 498.
5. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. А.Э., 7, 549, 1959.
6. Д. Мензел. Основные формулы физики. Стр. 302, И.Л. 1957.
7. Г.И. Будкер, Н.С. Диканский и др. Part. Acc. т. 7, № 4, 1976.
8. Ю.Л. Климонтович. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. Издательство МГУ 1964.
9. Н.С. Диканский, Д.В. Пестриков. Препринт ИЯФ 78-31, Новосибирск, 1978.
10. И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, М., 1962.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Зависимость формы спектра шумов W от числа частиц в пучке. Цифры около кривых дают значение квадрата когерентного сдвига Ω^2 . Частоты измеряются в рад/сек. Декремент $\lambda = 1 \text{ сек}^{-1}$, разброс частот $\delta\omega = 10 \text{ рад/сек}$.

Рис. 2. Влияние трения на форму спектра шумов. Цифрами около кривых показано значение с декремента затухания λ (сек^{-1}). Здесь $\Omega^2 = 1024 (\text{рад/сек})^2$, $\delta\omega = 10 \text{ рад/сек}$.

Рис. 3. То же для $\Omega^2 = 16 (\text{рад/сек})^2$.

Рис. 4. Зависимость формы спектра шумов от температуры пучка. Цифры около кривых дают значение $\delta\omega$ (рад/сек). Здесь $\Omega^2 = 400 (\text{рад/сек})^2$, $\lambda = 5 \text{ сек}^{-1}$.

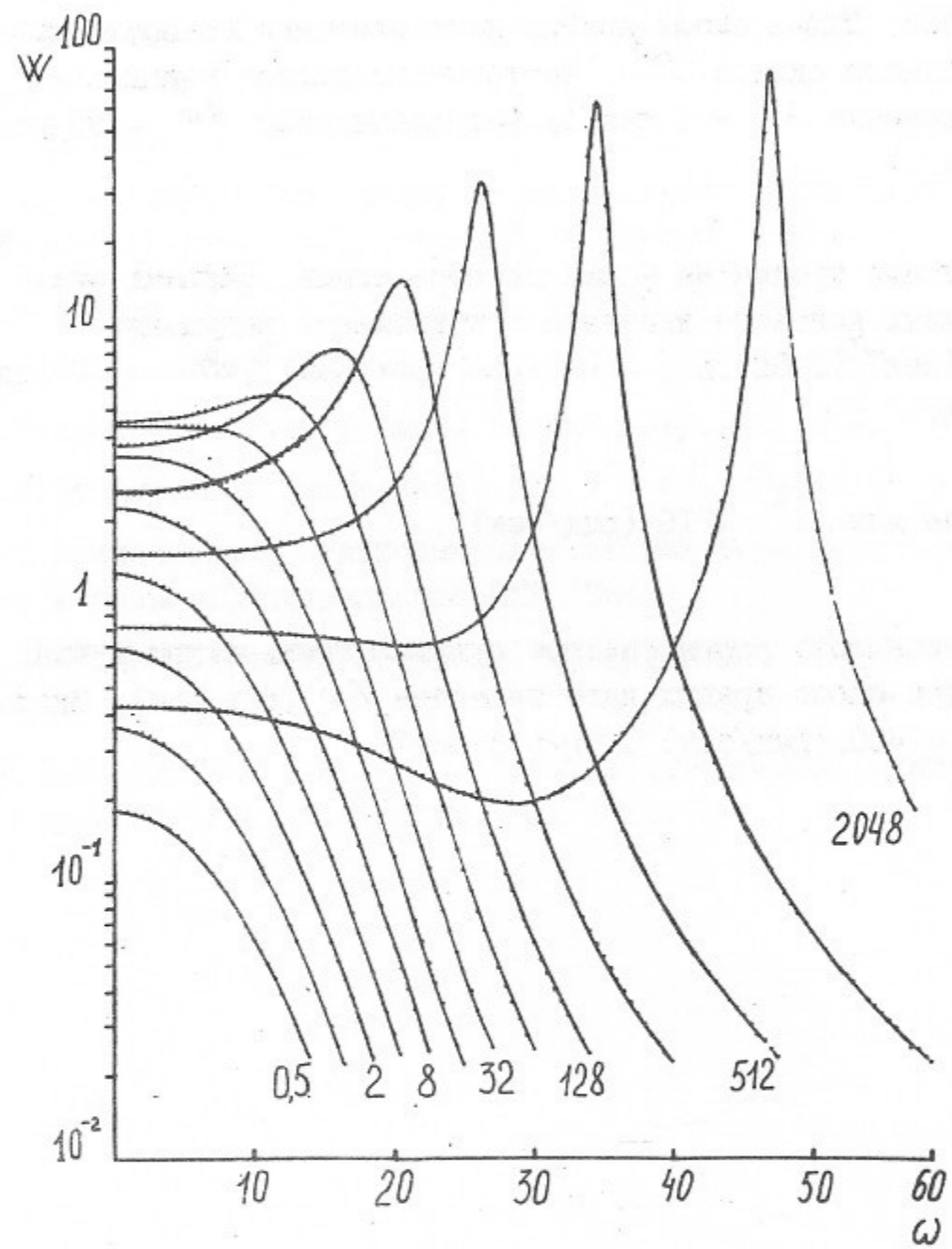


Рис. 1.

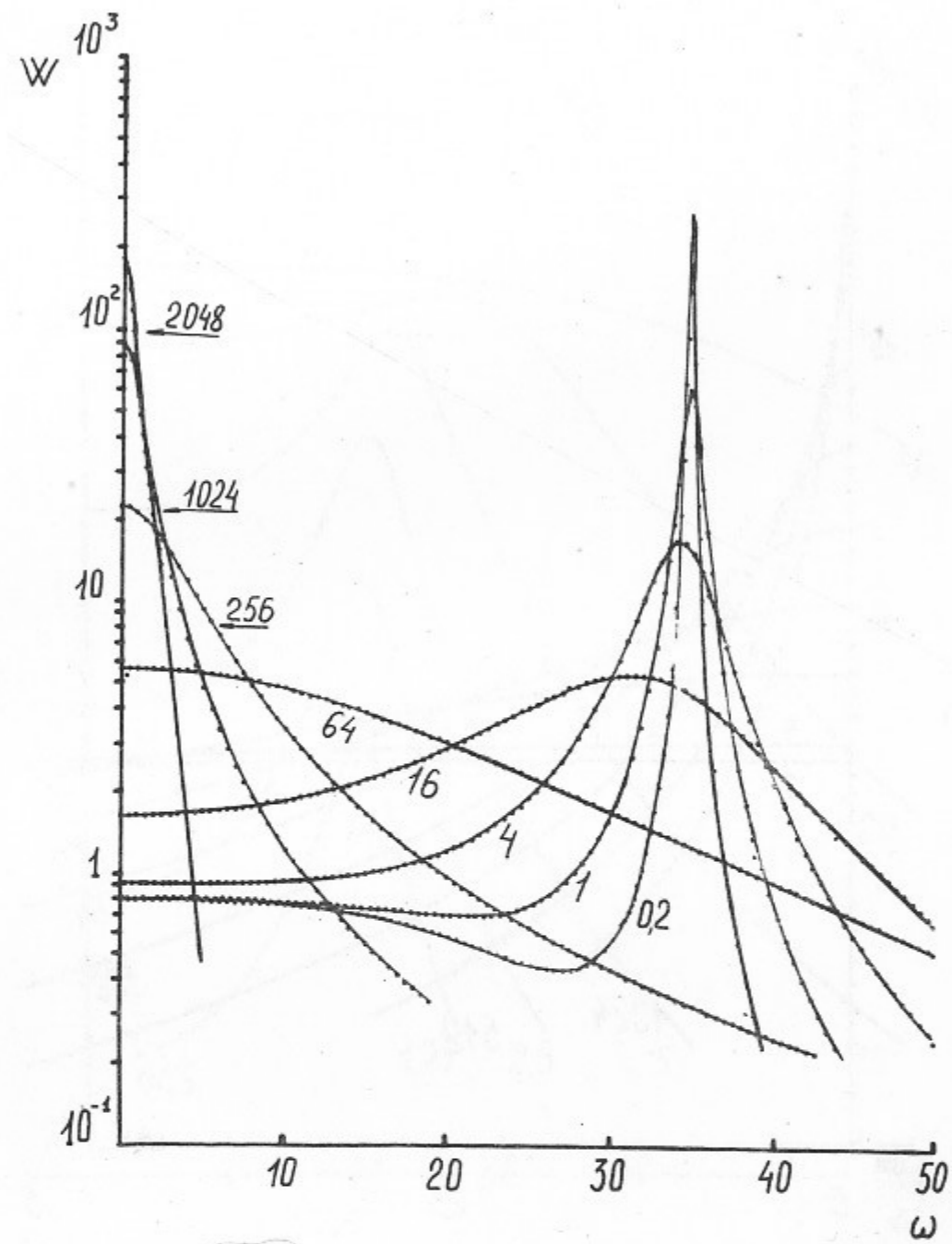


Рис. 2.

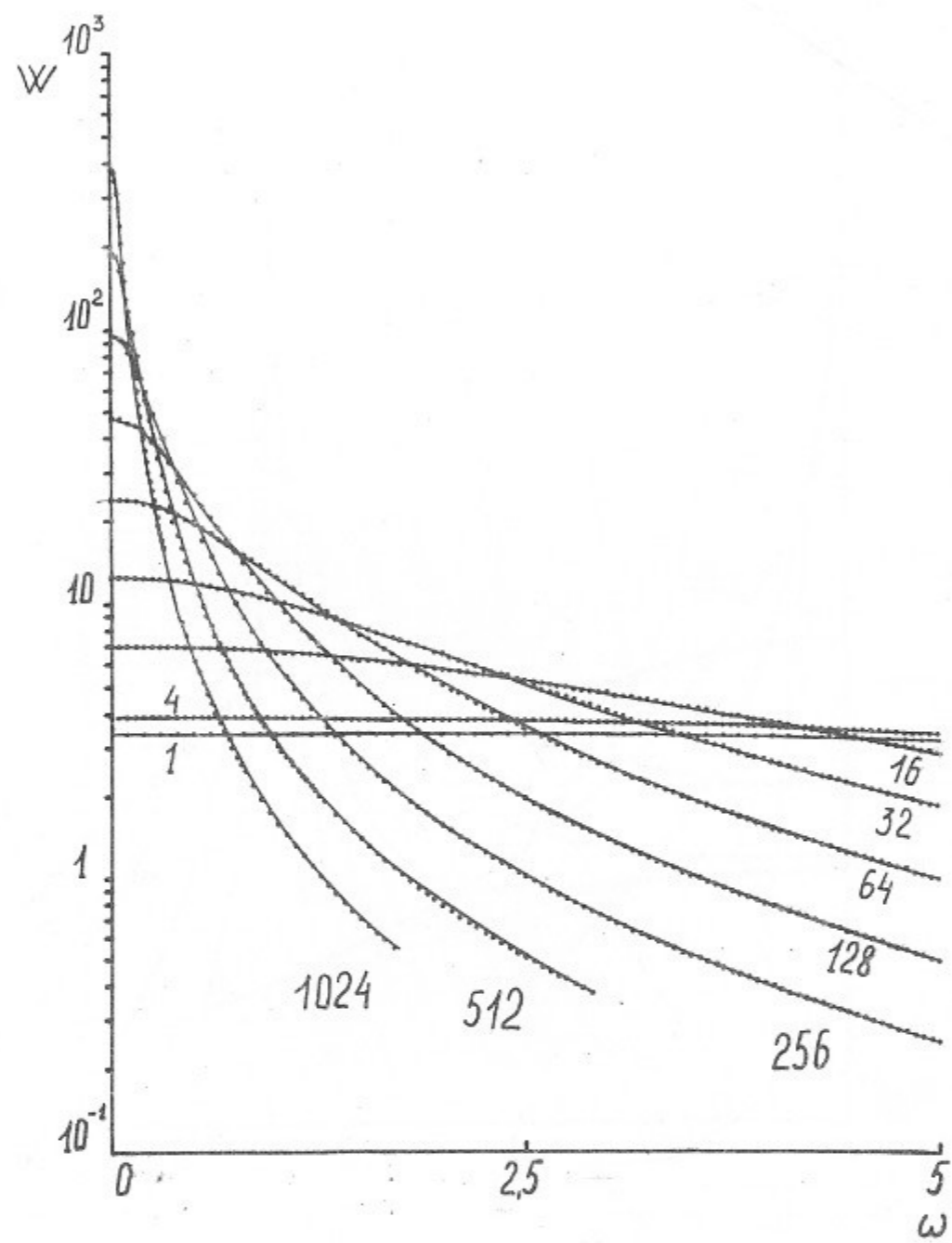


Рис. 3.

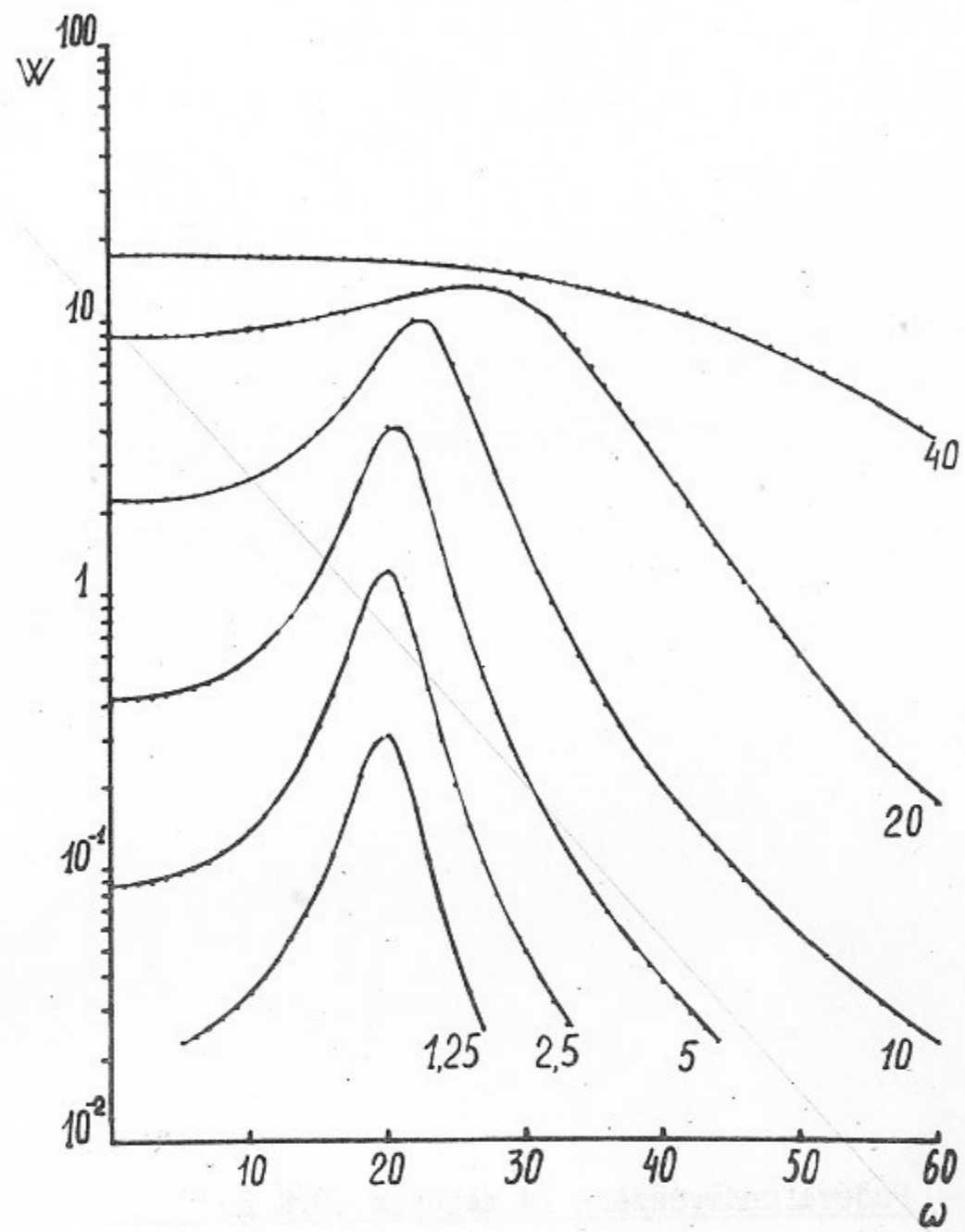


Рис. 4.

Работа поступила - 14 декабря 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 20.XII-78 г. МН 07937

Усл. 1,1 печ.л., 0,9 учетно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 99.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР