

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования «Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

## ОСНОВЫ МАГНИТНОЙ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

Учебное пособие для студентов физического факультета

Саратов

2017

Составитель: *С.П. Кудрявцева*

**Основы магнитной записи информации** : учеб. пособие для студентов физического факультета / сост. : С.П. Кудрявцева. – 2017. 51 с. : ил.

Учебное пособие содержит материалы лекций для дисциплины «Теория магнитной записи информации».

Для студентов физического факультета.

Рекомендовано кафедрой общей физики.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

## 1. Изобретение и этапы развития магнитной записи

Первый аппарат магнитной записи изобрел и построил датский инженер Вальдемар Поульсен. Аппарат называли телеграфоном и предназначался он для консервации звука. Телеграфон был запатентован в 1898 году, и эту дату считают годом рождения магнитной записи [1].

Поульсен создал несколько разновидностей аппаратов для магнитной записи. В одном из них проволока (носитель записи) намотана на немагнитный валик, образуя на нем магнитный рабочий слой в виде цилиндрической спирали. В процессе записи или воспроизведения валик вместе с проволокой вращался относительно магнитной головки, которая перемещалась параллельно его оси, скользя по виткам проволоки, как по резьбе ходового винта. В качестве магнитной головки применялся электромагнит, состоящий из стержневого сердечника, который одним концом скользил по носителю, и катушки медного провода. Головка с сердечником создавала достаточно сильное и сконцентрированное магнитное поле, с помощью которого можно было записывать не очень высокие звуковые частоты.

Телеграфон Поульсена получил Гран-при на Всемирной выставке в Париже в 1900 году.

В 1906 году в США был выдан первый патент на магнитный диск со сплошным магнитным покрытием. В этот же начальный период развития магнитной записи в качестве носителя применяли также и стальную катаную ленту.

Проволочные и ленточные носители записи того времени обладали весьма низкими свойствами. Однако носители с высокими, по современным понятиям, свойствами, возможно, вообще не позволили бы реализовать в то время магнитную запись. Проволока и стальная лента обладали низкой коэрцитивной силой, высокой остаточной индукцией и большой толщиной, что давало возможность осуществлять магнитную запись и воспроизведение без усиления сигналов. Ток звукового сигнала непосредственно от микрофона и батареи поступал в головку, намагничивающую носитель записи. Записать таким

способом звуковой сигнал на современный высококоэрцитивный носитель очень трудно.

Звук воспроизводили через телефон, непосредственно соединенный с головкой воспроизведения. Такой способ просто не позволил бы услышать воспроизводимый сигнал при относительно низких значениях толщины и остаточной индукции, то есть при малом магнитном потоке, каким обладают современные носители.

Но основные недостатки металлических носителей были связаны прежде всего с их эксплуатацией. Это большая масса металлического носителя, затрачиваемая на единицу времени записи, коррозия, а также трудность соединения проволоки или ленты в случае обрыва.

Низкий технический уровень и невысокое качество магнитной записи того времени привели к тому, что после первых демонстрационных успехов она оказалась забытой почти до 30-х годов 20 века. Но и в этот период, несмотря на отсутствие практического применения, исследования в области магнитной записи не прекращались.

В 1925 году И.И. Крейчману в СССР и в 1928 году Ф. Пфлеймеру в Германии были выданы патенты на носители записи, у которых на бумажную, пластмассовую или на какую-либо другую гибкую немагнитную подложку наносился рабочий слой, состоящий из магнитного порошка, диспергированного в немагнитной связующей среде. Этот тип носителя в виде порошковой магнитной ленты получил в дальнейшем наибольшее распространение.

В 1934 году фирма IG Farben в Германии выпустила первую промышленную партию магнитной ленты, у которой на подложку из ацетилцеллюлозы нанесен рабочий слой, содержащий порошок карбонильного железа. В 1939 году эта же фирма создала ленту с более стабильным и более дешевым магнитным порошком гамма-оксида железа, нашедшую широкое применение.

К началу 40-х годов 20 века разные исследователи независимо один от другого установили, что, если в головку записи наряду с током записываемого сигнала подавать ток высокой частоты (в 5-6 раз выше частоты сигнала), сигнал будет записан на носителе с очень малыми искажениями.

50-е годы - период особенно интенсивного развития магнитной записи. В 1952 году начали использовать магнитные ленты для запоминания информации в ЭВМ, а в 1956 году для записи телевизионных передач.

В 60-70 годы развитие носителей магнитной записи продолжалось как в направлении разработки новых материалов, так и в расширении ассортимента носителей. Был создан новый магнитный порошок, состоящий из диоксида хрома, с высокими магнитными свойствами. Появились новые модификации порошков оксида железа с более мелкими частицами и с добавкой кобальта.

В конце 70-х – начале 80-х годов завершился цикл в развитии носителей магнитной записи.

Основное отличие современных металлических магнитных порошков от тех, которые применялись в первых промышленных лентах, состоит в том, что они имеют значительно меньший размер, удлиненную форму частиц и более высокую коэрцитивную силу. Использование таких порошков позволило в несколько раз увеличить плотность записи, хотя и потребовало увеличения токов записи и подмагничивания из-за их большой коэрцитивной силы.

Многогранное и динамичное развитие магнитной записи свидетельствует о больших потенциальных возможностях, таившихся в изобретении Поульсена.

Магнитная запись приобрела к настоящему времени столь большое значение и получила столь широкое распространение, что ее можно считать отдельной областью науки и техники, связанной с огромным по масштабам промышленным производством различной аппаратуры. Дальнейшее улучшение аппаратуры связано главным образом с результатами принципиальных изменений в паре "головка-носитель".

Достижения в области магнитных головок и носителей оказывают непосредственное влияние на разработку различных устройств магнитной

записи, например, таких как бытовые магнитофоны и видеомагнитофоны, гигантские накопители информации, использующиеся в вычислительной технике, кредитные карточки с магнитным слоем, «черные ящики» для записи информации о полете самолетов [2-5]. При магнитной записи звуковых и видеосигналов основная проблема состоит в уменьшении искажений сигналов, возникающих в процессах записи и воспроизведения. Искажения сигналов связаны с неконтактом между магнитной головкой и носителем, толщиной магнитного слоя носителя и зависят от частоты записываемых сигналов и скорости движения носителя.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

## 2. Преобразование сигнала в процессе записи-воспроизведения

Многообразие применения магнитной записи привело к появлению большого числа различных конструкций, отличающихся по техническим характеристикам, конструктивным параметрам и типу используемого носителя [4,5]. В то же время физические принципы их работы для всех устройств магнитной записи одинаковы [6]. Каждый аппарат магнитной записи содержит совокупность устройств, обеспечивающих при записи передачу информации носителю записи, а при воспроизведении - считывание информации с сигналаграммы. Такая совокупность устройств называется каналом записи-воспроизведения. Обобщенная схема канала записи-воспроизведения на магнитной ленте приведена на Рисунке 2.1.

Перемещение носителя записи осуществляет лентопротяжный механизм (ЛПМ), который перематывает носитель записи с одной катушки (К1) на другую (К2), подводит носитель записи к магнитным головкам и обеспечивает движение носителя с заданной постоянной скоростью  $V$ .

Запись осуществляется магнитной головкой записи (ГЗ), воспроизведение - головкой воспроизведения (ГВ).

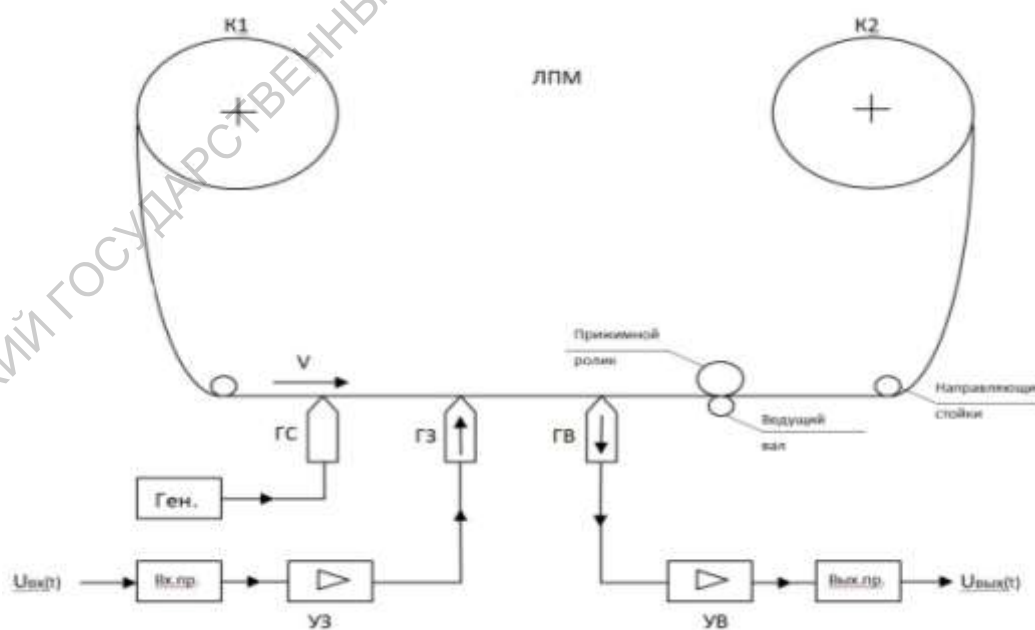


Рисунок 2.1- Структурная схема канала записи-воспроизведения.

Процесс удаления сигналограммы с носителя называется стиранием и осуществляется с помощью отдельной головки стирания (ГС), которая питается от генератора высокочастотных колебаний (Ген.).

Для согласования параметров сигнала с характеристиками тракта записи-воспроизведения часто применяют предварительное преобразование входного сигнала. Преобразование сигнала осуществляется во входном преобразователе (Вх.пр.), восстановление сигнала - в выходном преобразователе (Вых.пр.).

На Рисунке 2.2 показана качественная картина процесса записи на примере взаимодействия ленточного магнитного носителя и магнитной головки кольцевого типа.

Магнитная головка состоит из сердечника с обмоткой. В сердечнике, изготовленном из магнитомягкого материала (металла или феррита), имеется рабочий зазор шириной 0,1 - 10 мкм. При пропускании по обмотке тока  $I$  в области зазора возникает магнитное поле рассеяния, которое и намагничивает движущийся через это поле носитель.

Магнитный слой носителя изготавливается из магнитотвердого материала.

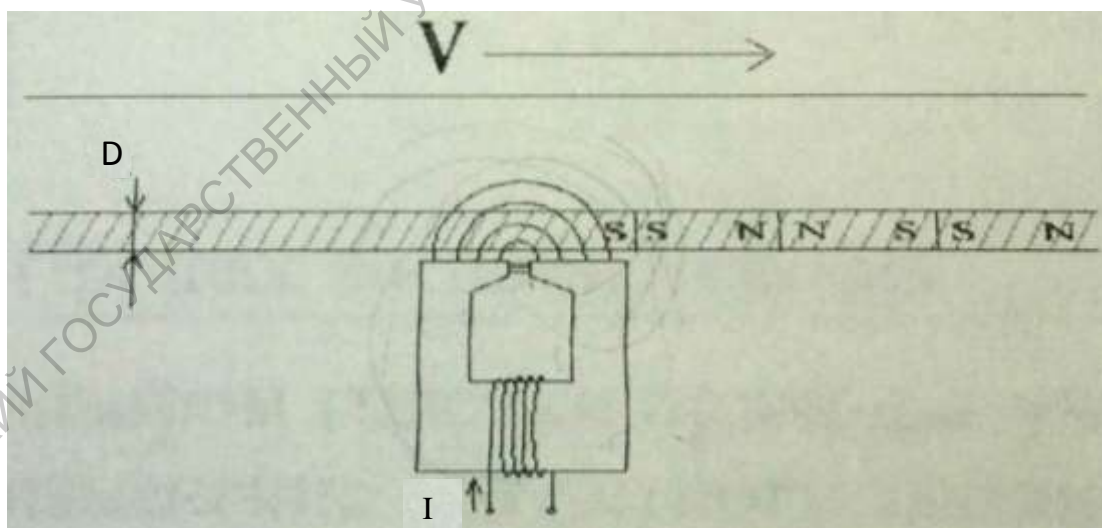


Рисунок 2.2 - Процесс записи.

$V$  - скорость носителя,  $D$  - толщина носителя,  $I$  - ток намагничивания.

Если ток записи изменяется синусоидально

$$I = I_m \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t,$$



то при движении носителя с постоянной скоростью изменение намагниченности по длине носителя в идеальном случае также будет синусоидальным

$$M = M_m \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

где  $\lambda = vT$  - длина волны записи.

Переход от временной зависимости к пространственной получается простой заменой  $t = \frac{x}{v}$ .

На Рисунке 2.3 показано, что на носителе возникают, как принято говорить, волны записи.

Из синусоидально намагниченного носителя во внешнее пространство выходит магнитный поток

$$\Phi = \Phi_m \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x.$$

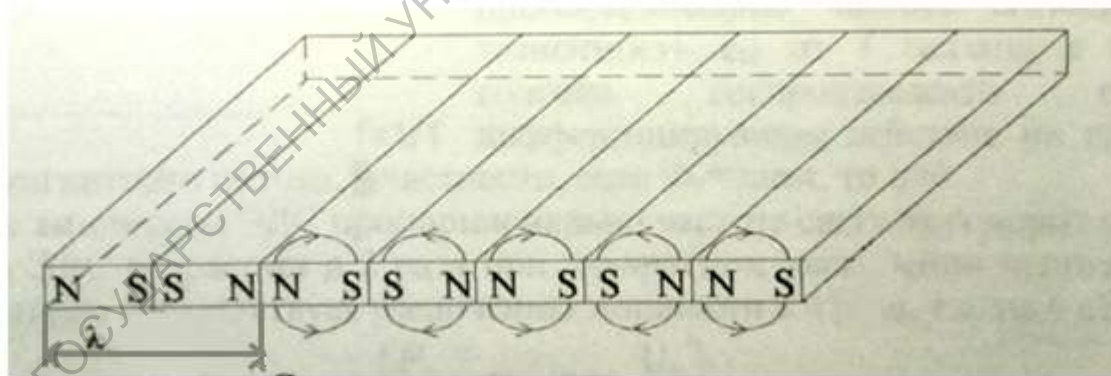


Рисунок 2. 3 - Сигналограмма при продольном намагничивании гармоническим сигналом.

Поток  $\Phi$  определяется через площадку, расположенную перпендикулярно направлению движения ленты (и вектору намагничивания).

В процессе воспроизведения, изображенном на Рисунке 2.4, носитель движется относительно головки воспроизведения, устройство которой такое же, как и головки записи.

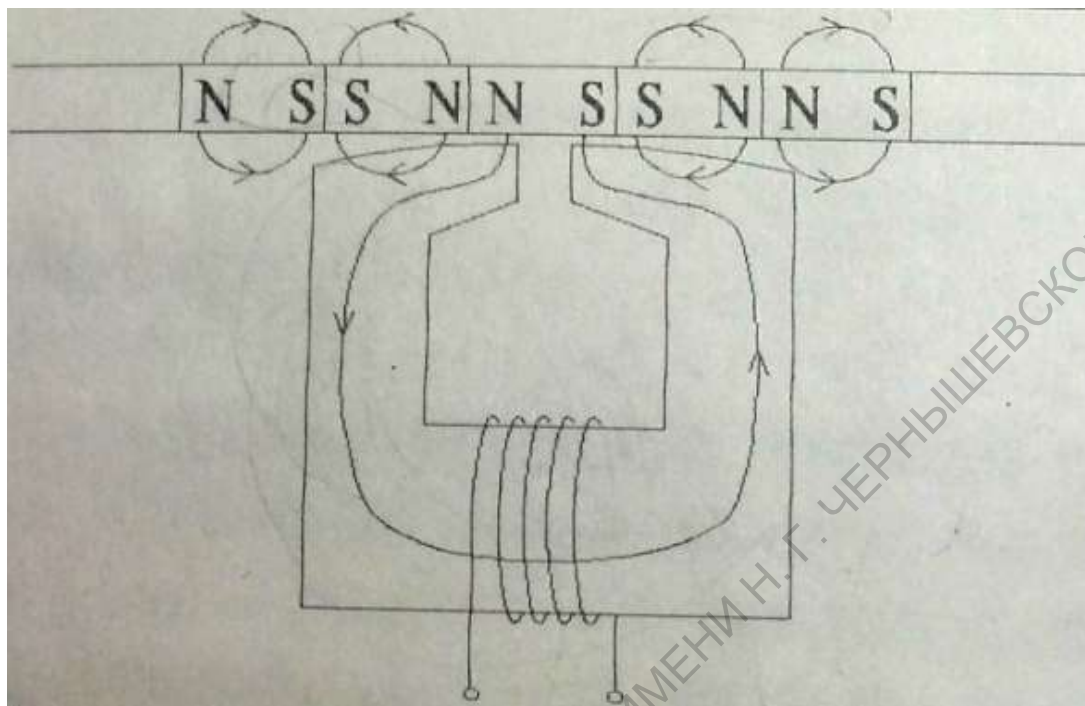


Рисунок 2.4 - Процесс воспроизведения

Когда напротив зазора головки оказывается намагниченный участок носителя, выходящий из него магнитный поток замыкается через сердечник головки. Такой путь потока объясняется тем, что область зазора головки представляет собой большое магнитное сопротивление, а сердечник - малое, поскольку изготовлен из магнитомягкого материала с высоким значением магнитной проницаемости  $\mu$ .

Во время движения носителя перед зазором головки проходят участки с различной намагниченностью, что вызывает изменение магнитного потока в сердечнике головки. Изменяющийся магнитный поток наводит в обмотке головки ЭДС, которая по закону электромагнитной индукции равна

$$e = -w \frac{d\Phi_r}{dt},$$

где  $w$  - число витков обмотки головки воспроизведения,

$\Phi_r$  - магнитный поток в сердечнике головки.

Если магнитный поток носителя изменяется синусоидально, то изменение магнитного потока в головке также будет синусоидальным

$$\Phi_r = \Phi_{gm} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

где переход от пространственной зависимости к временной получен заменой  $x = vt$ .

Тогда ЭДС головки будет равна:

$$e = -w \cdot \frac{d\Phi_r}{dt} = -w \cdot \underbrace{\frac{2\pi}{T} \Phi_{gm}}_{e_m} \cdot \cos \frac{2\pi}{T} t. \quad (2.1)$$

Магнитный поток  $\Phi_{gm}$  определяется максимальной величиной составляющей магнитной индукции  $B_{ym}$  на поверхности носителя, которая называется поверхностной индукцией.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНА И. П. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

### 3. Расчет магнитного поля кольцевой головки над зазором

На рисунке 3.1 изображена кольцевая магнитная головка

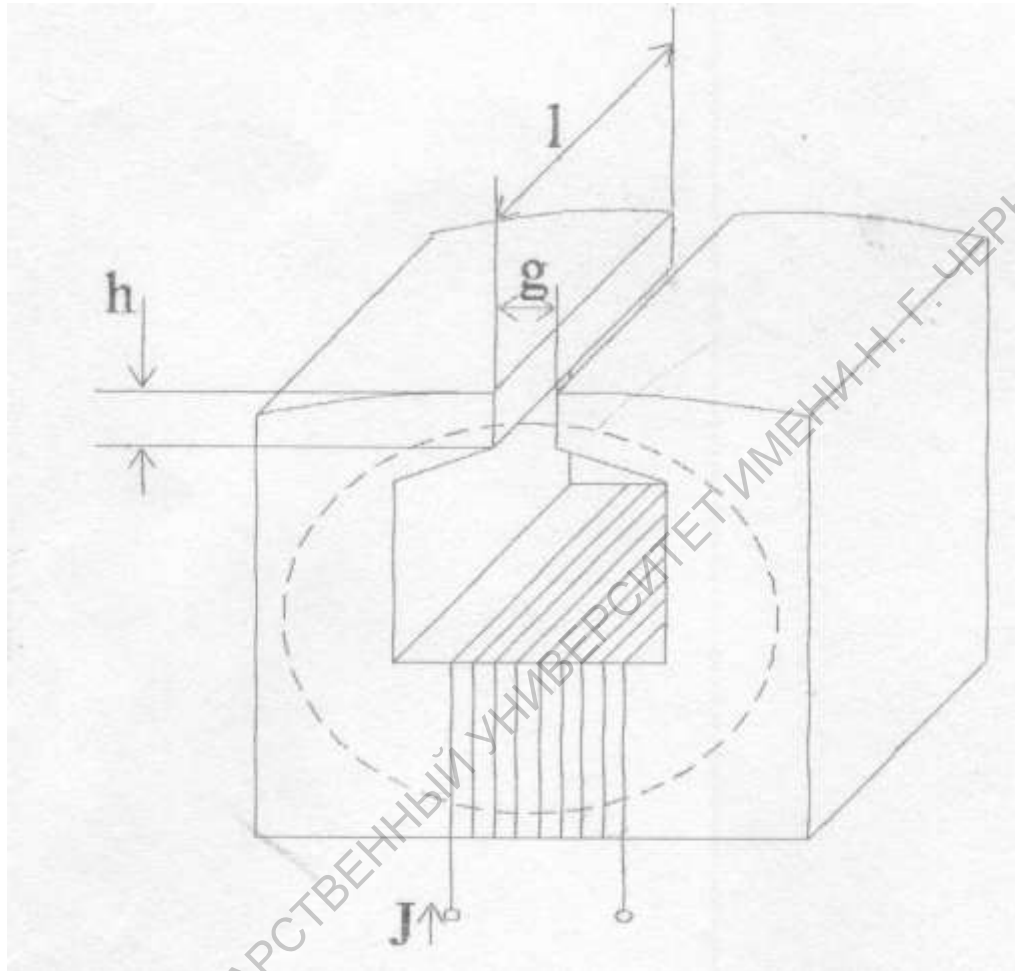


Рисунок 3.1- Кольцевая магнитная головка.

$h$  – глубина зазора,  $g$  – ширина зазора головке,

$J$  – ток намагничивания,  $l$  – длина зазора.

Магнитная запись происходит в результате намагничивания носителя магнитным полем над рабочим зазором головки, если по обмотке головки протекает электрический ток. Начальная магнитная проницаемость современных носителей магнитной записи обычно не больше 2, а максимальная

– не больше 8. Поэтому носитель мало влияет на конфигурацию магнитного поля головки, и для ее определения обычно рассматривают простой случай, когда во всем окружающем головку пространстве магнитная проницаемость равна 1. При этом магнитную проницаемость сердечника головки принимают бесконечно большой.

Для расчета напряженности магнитного поля в зазоре головки используют теорему о циркуляции [1]:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = NI,$$

где  $N$  - число витков обмотки.

В качестве контура интегрирования возьмем среднюю линию тороида, совпадающую с одной из силовых линий магнитной индукции. Контур интегрирования разбивается на два отрезка:  $L_{\text{сред}}$  – внутри материала сердечника головки и  $L_{\text{зазора}} = g$  – в воздухе. Тогда:

$$L_{\text{сред}} S_{\text{сред}} + g H_{\text{зазора}} = NI$$

Из условия постоянства магнитного потока в любом сечении магнитной цепи и в пренебрежении потоком полей рассеяния имеем:

$$B_{\text{серд}} S_{\text{серд}} = B_{\text{заз}} S_{\text{заз}} : \quad \mu \mu_0 H_{\text{серд}} = \mu_0 H_{\text{заз}} S_{\text{заз}},$$

Так, что:

$$H_{\text{серд}} = \frac{H_{\text{заз}}}{\mu} \cdot \frac{S_{\text{заз}}}{S_{\text{серд}}},$$

откуда:

$$H_{\text{заз}} = \frac{NI}{g + \frac{1}{\mu} L_{\text{серд}} \frac{S_{\text{заз}}}{S_{\text{серд}}}}$$

Если  $\mu \gg 1$ , то

$$H_{\text{заз}} = \frac{NI}{g}. \quad (3.1)$$

Таким образом, магнитная головка как бы переносит магнитное поле, создаваемое обмоткой, в зазор. Магнитное поле в зазоре головки оказывается равным магнитному полю протяженного соленоида с числом витков  $N$ , но имеющим длину, равную ширине зазора  $g$  ( $N/g$  - число витков на единицу

ширины зазора). Сконцентрировать такое число витков в столь малой области пространства, разумеется, невозможно.

Однако для записи сигнала на магнитную ленту используется не поле в зазоре, а поле над зазором, являющееся полем рассеяния. Качественная картина силовых линий магнитного поля для этого случая показана на рисунке 3.2.

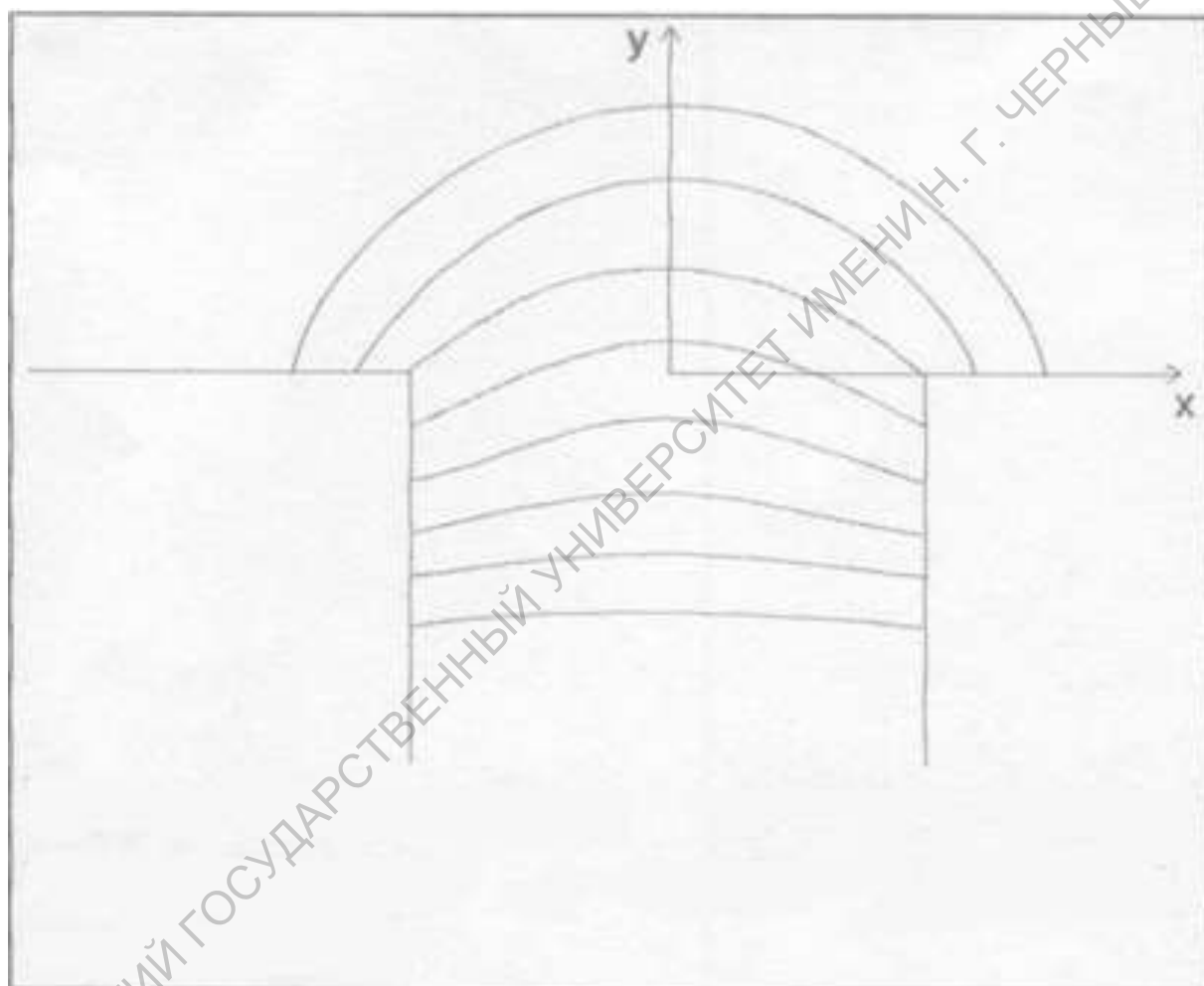


Рисунок 3.2 - Силовые линии магнитного поля кольцевой головки в зазоре и над зазором.

Для расчета компонент магнитного поля используется метод, основанный на введении скалярного магнитного потенциала  $\varphi_m$  и поверхностной плотности фиктивных магнитных зарядов  $\sigma_m$ , возникающих в местах разрыва нормальной составляющей вектора намагниченности  $\vec{M}$ [6].

Если магнитный потенциал найден, то компоненты магнитного поля  $\vec{H}$  определяются из соотношения:

$$\vec{H} = -\text{grad}\varphi_m,$$

то есть,

$$H_x = -\frac{\partial \varphi_m}{\partial x}, \quad H_y = -\frac{\partial \varphi_m}{\partial y}.$$

Расчет магнитного поля в зазоре головки проводится при следующих упрощенных предположениях: длина зазора  $l$  и его глубина  $h$  предполагаются очень большими (бесконечными) по сравнению с шириной зазора  $g$ . Магнитная проницаемость сердечника головки полагается бесконечно большой. Каждый полюс головки представляет собой поверхность равного (постоянного) магнитного потенциала. Будем предполагать, что внутри зазора всюду (от  $\varphi = -\infty$  вплоть до  $\varphi=0$ ) поле однородно так, что магнитный потенциал в зазоре изменяется линейно в направлении оси  $x$ .

Однородное магнитное поле в зазоре можно рассматривать как поле, образованное фиктивным магнитным зарядом, распределенным с равномерной плотностью  $\pm\sigma_m$  на торцевых поверхностях ограничивающих зазор, причем  $\sigma_m = -M_n$ , как показано на рисунке 3.3.

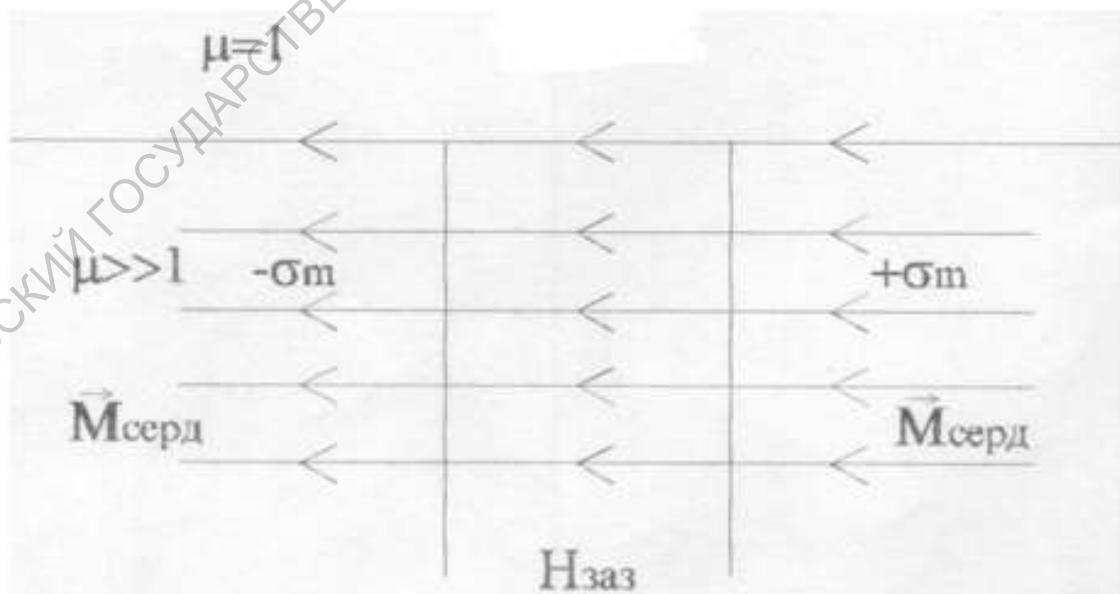


Рисунок 3.3 - Магнитное поле в зазоре головке.

С другой стороны, в зазоре

$$\vec{B}_{\text{зазора}} = \mu_0 \vec{H}_{\text{зазора}}.$$

В силу непрерывности линий магнитной индукции на границе раздела двух сред

$$\mu_0 (M_{\text{серд}} + H_{\text{серд}}) = \mu_0 (M_{\text{зав}} + H_{\text{зав}}).$$

Так как

$$H_{\text{серд}} \ll M_{\text{серд}}, \text{ а } M_{\text{зав}} = 0,$$

так что

$$M_{\text{серд}} \cong H_{\text{зав}} \text{ и } \sigma_m = -H_{\text{зав}},$$

то

$$\sigma_m = -\frac{NJ}{g}, \quad M = \frac{NJ}{g}.$$

Чтобы найти магнитный потенциал  $\varphi_m(x, y)$  в произвольной точке вне зазора, торцевые поверхности головки в зазоре представляются двумя полубесконечными поверхностями. Эти поверхности можно рассматривать как два ряда бесконечных заряженных нитей, расположенных перпендикулярно плоскости (вдоль оси  $z$ ), как показано на рисунке 3.4.

По аналогии с электрическим потенциалом заряженной нити:

$$d\varphi_m = \frac{\sigma_m}{\pi} \ln r_1 \cdot dy' - \frac{\sigma_m}{\pi} \ln r_2 \cdot dy' = \frac{\sigma_m}{\pi} \ln \frac{r_1}{r_2} \cdot dy',$$

где

$$r_1 = \sqrt{\left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + (y + y')^2},$$
$$r_2 = \sqrt{\left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + (y - y')^2}.$$

Слагаемые в выражении для  $d\varphi_m$  в 2 раза больше известных выражений для потенциала, создаваемого одиночной заряженной нитью, поскольку нити в рассматриваемом случае расположены на границе поверхности с бесконечно большой проницаемостью.



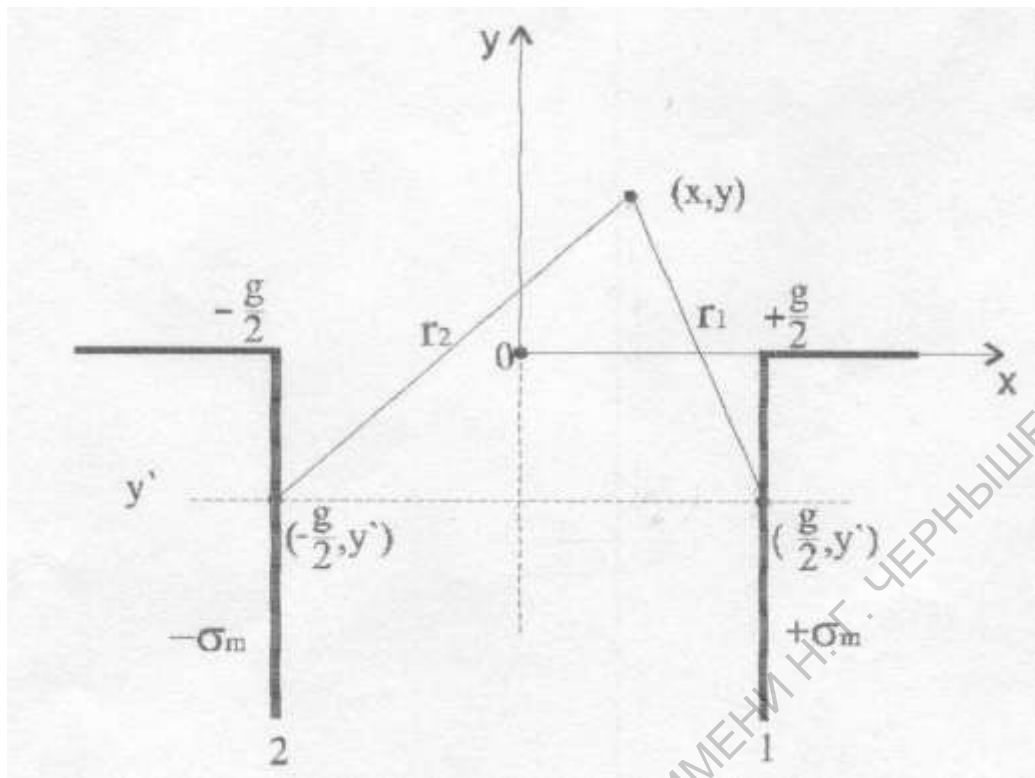


Рисунок 3.4- К расчету скалярного магнитного потенциала в точке с координатами (x, y).

Полный магнитный потенциал.

$$\varphi_m = \frac{\sigma_m}{\pi} \int_{-\infty}^0 \ln \sqrt{\frac{(x - \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2}{(x + \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2}} dy'.$$

Продольная компонента магнитного поля:

$$H_x = -\frac{d\varphi_m}{dx} = -\frac{\sigma_m}{2\pi} \frac{d}{dx} \int_{-\infty}^0 \left\{ \ln \left[ (x - \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2 \right] - \ln \left[ (x + \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2 \right] \right\} dy'.$$

Так как дифференцирование и интегрирование происходит по разным переменным, то порядок дифференцирования можно поменять местами. В результате уравнения преобразуются к виду:

$$\begin{aligned} H_x &= -\frac{\sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \left[ \frac{2(x - \frac{g}{2})}{(x - \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2} - \frac{2(x + \frac{g}{2})}{(x + \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2} \right] dy' = \\ &= \frac{\sigma_m}{\pi} \int_{-\infty}^0 \left[ \frac{(x - \frac{g}{2})}{(x - \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2} - \frac{(x + \frac{g}{2})}{(x + \frac{g}{2})^2 + (y - y')^2} \right] d(y - y') = \end{aligned}$$

$$= \frac{\sigma_m}{\pi} \left[ \frac{\left(x - \frac{g}{2}\right)}{\left(x - \frac{g}{2}\right)} \operatorname{arctg} \frac{y-y'}{\left(x - \frac{g}{2}\right)} - \frac{\left(x + \frac{g}{2}\right)}{\left(x + \frac{g}{2}\right)} \operatorname{arctg} \frac{y-y'}{\left(x + \frac{g}{2}\right)} \right]_{-\infty}^0 = \frac{\sigma_m}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{y}{x - \frac{g}{2}} - \operatorname{arctg} \frac{y}{x + \frac{g}{2}} \right]$$

Используется формула тригонометрии :

$$\operatorname{arctg} x = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{1}{x}.$$

Тогда

$$H_x = -\frac{\sigma_m}{2\pi} \frac{d}{dy} \left[ \operatorname{arctg} \frac{x + \frac{g}{2}}{y} - \operatorname{arctg} \frac{x - \frac{g}{2}}{y} \right] = \frac{\sigma_m}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{\frac{g}{2} + x}{y} + \operatorname{arctg} \frac{\frac{g}{2} - x}{y} \right]$$

Так как  $\sigma_m = -H_{\text{взв}}$ , то окончательно получается:

$$H_x = -\frac{H_{\text{взв}}}{\pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{\frac{g}{2} + x}{y} + \operatorname{arctg} \frac{\frac{g}{2} - x}{y} \right].$$

Знак «минус» перед выражением выражает факт, что при выбранном намагничивании сердечника поле  $H_x$  направлено в отрицательном направлении оси «x».

Поперечная компонента поля выражается в виде:

$$\begin{aligned} H_y &= -\frac{d\varphi_m}{dy} = -\frac{\sigma_m}{2\pi} \frac{d}{dy} \int_{-\infty}^0 \left\{ \ln \left[ \left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + (\varphi - \varphi')^2 \right] - \ln \left[ \left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + (\varphi - \varphi')^2 \right] \right\} d\varphi' = \\ &+ \frac{\sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \left[ \frac{2(\varphi - \varphi')}{\left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + (\varphi - \varphi')^2} - \frac{2(\varphi - \varphi')}{\left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + (\varphi - \varphi')^2} \right] d(\varphi - \varphi') = \\ &= \frac{\sigma_m}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \left[ \frac{2(\varphi - \varphi')}{\left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + (\varphi - \varphi')^2} - \frac{2(\varphi - \varphi')}{\left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + (\varphi - \varphi')^2} \right] d(\varphi - \varphi') = \\ &= \frac{\sigma_m}{2\pi} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[ \left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + (y - y')^2 \right] - \frac{1}{2} \ln \left[ \left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + (y - y')^2 \right] \right\}_{-\infty}^0 = \end{aligned}$$

$$= \frac{\sigma_m}{2\pi} \frac{1}{2} \ln \frac{\left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + y^2}{\left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + y^2} = \frac{\sigma_m}{2\pi} \frac{1}{2} \ln \frac{\left(x + \frac{g}{2}\right)^2 + y^2}{\left(x - \frac{g}{2}\right)^2 + y^2}.$$

Окончательно выражения для  $H_x$  и  $H_y$  имеют вид:

$$H_x = -\frac{H_{\text{заз}}}{\pi} \left( \arctg \frac{\frac{g}{2} + x}{y} + \arctg \frac{\frac{g}{2} - x}{y} \right) \quad (3.2)$$

$$H_y = \frac{H_{\text{заз}}}{2\pi} \ln \frac{\left(\frac{g}{2} + x\right)^2 + y^2}{\left(\frac{g}{2} - x\right)^2 + y^2}. \quad (3.3)$$

Эти соотношения известны в научной литературе как уравнения Карлкви́ста. В настоящее время наибольшее распространения получила так называемая продольная магнитная запись, при которой носитель намагничивается преимущественно в продольном направлении. При этом основную роль в процессе намагничивания играет продольная составляющая напряженности поля головки. Перпендикулярная составляющая напряженности магнитного поля больше продольной составляющей только непосредственно у рабочей поверхности головки (при условии идеально прямого угла граней рабочего зазора), а начиная уже с расстояния  $y \approx 0,05g$ , она меньше продольной составляющей. Вследствие несовершенства качества рабочих поверхностей носителя и головки между ними нет идеального полного контакта. Принято считать, что величина неконтакта носителя с головкой при контактной записи составляет  $0,1 \div 0,5 \mu\text{м}$ . Таким образом, в реальных условиях магнитной записи перпендикулярная составляющая магнитного поля в носителе везде меньше продольной составляющей, то есть основная часть магнитного объема носителя находится в зоне, в которой сильнее продольная составляющая напряженности магнитного поля.

По указанной причине процесс магнитной записи кольцевой головки приближенно рассматривается как процесс, происходящий под действием только продольной составляющей напряженности намагничивающего поля головки.

Распределение продольной составляющей напряженности магнитного поля головки на расстояниях  $y \geq 0,1g$  от ее поверхности хорошо аппроксимируется гауссовыми кривыми вида:

$$H_x(x,y) \cong H_{\text{заз}} e^{-1,35 \frac{y}{g}} \cdot e^{-\frac{2x^2}{g^2}}.$$

На основе уравнения (3.2) проведен расчет продольной составляющей магнитного поля над зазором головки, то есть в области носителя информации. Результаты расчетов представлены в таблице 3.1 и на Рисунках 3.5, 3.6.

Таблица 3.1 - Значения  $H_x/H_{\text{заз}}$  для различных величин  $x/g$  и  $y/g$ .

$x/g$	$y/g$			
	0	0,05	0,2	0,6
0	1	0,9365	0,7578	0,4423
0,2	1	0,9247	0,7242	0,42220
0,3	1	0,9022	0,6720	0,3976
0,4	1	0,8348	0,5780	0,3654
0,5	0,5	0,4841	0,4372	0,3280
1,0	$1,4 \times 10^{-8}$	0,02112	0,07893	0,1577
1,25	$1,4 \times 10^{-8}$	0,0121	0,04673	0,1096
1,5	$1,4 \times 10^{-8}$	0,007946	0,03111	0,07925

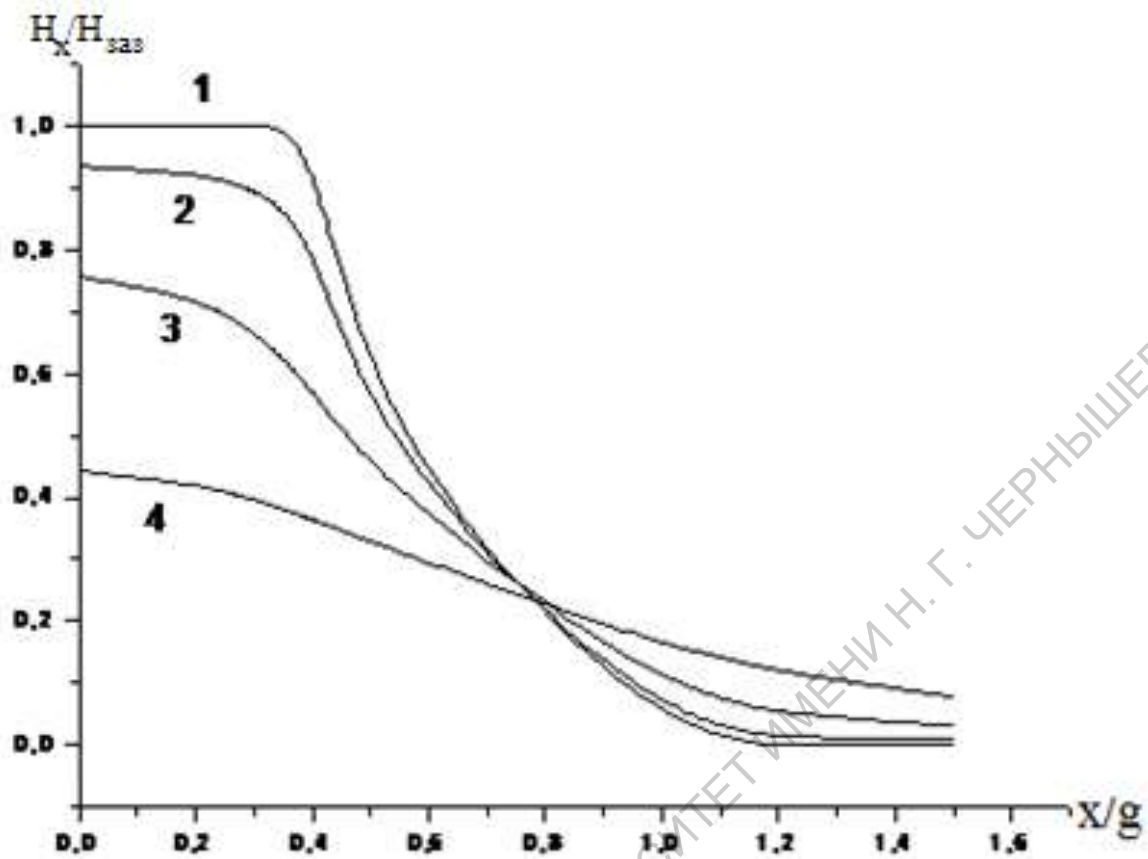


Рисунок 3.5 – Распределение составляющей магнитного поля головки  $H_x$ , нормированной к  $H_{333}$ , вдоль координаты  $x$  носителя.

$H_{333}$  - магнитное поле в зазоре головки,  $g$  - величина зазора головки

1 -  $y/g=0$ ;

2 -  $y/g=0,05$ ;

3 -  $y/g=0,2$ ;

4 -  $y/g=0,6$ .

Из рисунка 3.5 следует, что на краях зазора  $\frac{x}{g} = 0,5$  магнитное поле уменьшается по отношению к  $H_{333}$  на 50% при  $\frac{y}{g} = 0,05$ . При  $\frac{y}{g}$  от 0,2 до 0,6  $H_x$  составляет от  $H_{333}$  от 40% до 30%.

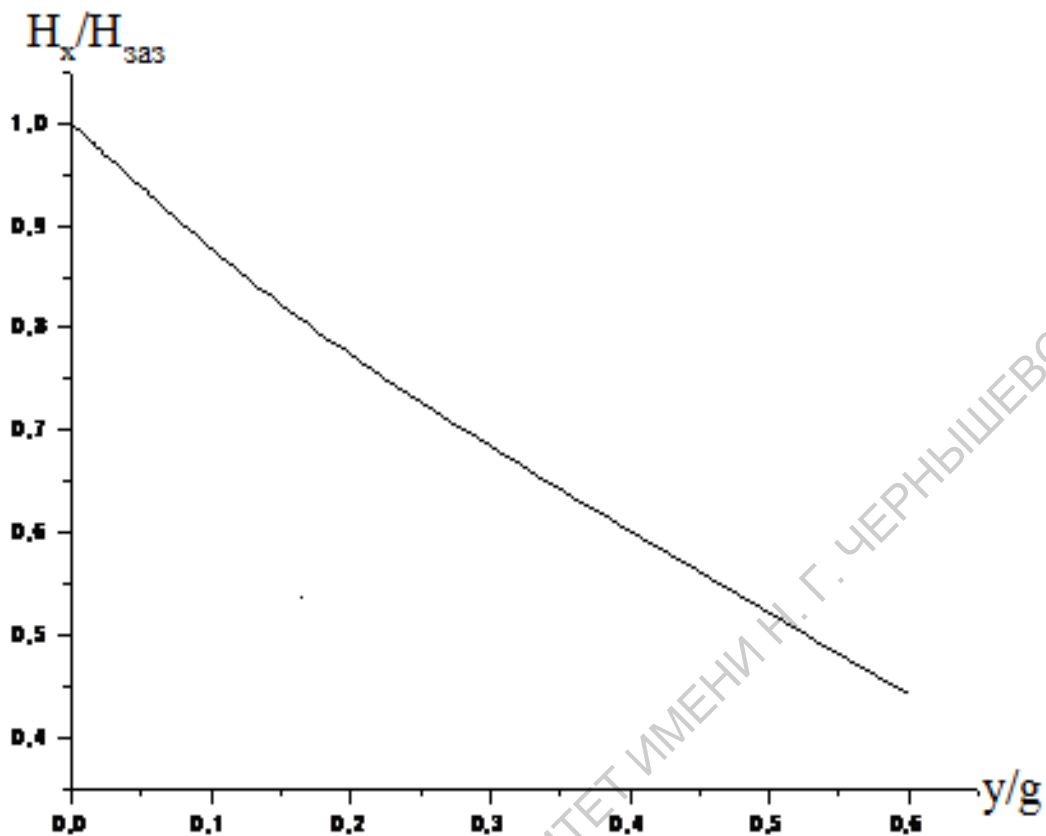


Рисунок 3.6 – Распределение магнитного поля по толщине носителя при  $x=0$ .

$H_{323}$  - магнитное поле в зазоре головки

$g$  - величина зазора головки

Рисунок 3.6 показывает, что при толщине носителя  $y = 0,3g$ , продольная составляющая магнитного поля уменьшается на 50%. Это означает, что магнитный рабочий слой носителя не должен превышать 0,3 мкм при величине зазора головки 1 мкм.

#### 4. Воздействие магнитного поля на элемент носителя

Для анализа процесса записи носитель разбивается на элементарные объемы и рассматривается намагничивание каждого элемента объема в отдельности. Элемент объема должен быть настолько мал, чтобы в его пределах можно было пренебречь пространственными изменениями магнитного поля и намагниченности. Тогда для определения магнитного состояния элемента можно пользоваться кривой намагничивания, характеризующей материал носителя.

Анализ процесса записи при таком подходе требует решения следующих двух задач: во-первых, необходимо найти напряженность поля  $\vec{H}$ , действующего на элемент носителя при его прохождении через область рабочего зазора головки записи; во-вторых, по найденной напряженности поля и по заданной кривой  $M(H)$  или  $M_r(H)$  носителя проследить как изменяется намагниченность элемента, т. е. найти остаточную намагниченность  $\vec{M}_r$ .

Распределение остаточной намагниченности по всем элементам носителя будет представлять собой распределение намагниченности, создаваемое в носителе записываемым сигналом. Поле  $\vec{H}$ , действующее на элемент носителя в процессе записи, можно представить состоящим из двух компонентов

$$\vec{H} = \vec{H}_r + \vec{H}_s,$$

где

$\vec{H}_r$  - напряженность магнитного поля головки записи в данном элементе носителя,

$\vec{H}_s$  - напряженность поля саморазмагничивания, создаваемая в данном элементе носителя всем внешним по отношению к нему намагниченным объемом носителя.

При магнитной записи поле  $\vec{H}_s$  создается магнитными зарядами, которые в процессе записи, т. е. при движении носителя и одновременном изменении тока

в головке записи, могут возникать, перераспределяться и исчезать в носителе. Стабильное значение поля  $\vec{H}_0$  устанавливается только после выхода носителя из магнитного поля головки записи.

Из сказанного следует, что оба поля  $\vec{H}_r$  и  $\vec{H}_0$ , действующие на элемент носителя, изменяются одновременно при движении последнего через область рабочего зазора. При этом результирующее поле  $\vec{H}$ , вызывающее намагничивание данного элемента, само является функцией намагниченности других элементов. Поэтому задача определения остаточной намагниченности элемента приобретает характер самосогласованной задачи, решение которой возможно лишь численными методами.

Воспользуемся упрощенным методом анализа формирования сигналаграммы, когда в процессе записи рассматривается действие на носитель только поля головки  $\vec{H}_r$  и определяется созданная этим полем намагниченность в носителе, а затем - отдельно действие поля саморазмагничивания.

Такой метод основан на допущении, что действием поля саморазмагничивания на данный момент носителя можно пренебречь до тех пор, пока элемент не выйдет из зоны контакта с головкой. До этого момента сердечник головки шунтирует (т. е. замыкает магнитное поле на себя) намагниченные участки носителя, что снижает поле саморазмагничивания.

При рассмотрении процесса записи необходимо учитывать, что носитель движется мимо головки со скоростью  $v$ . Поэтому необходимо ввести две системы координат:  $(xy)$  - связанную с движущимся носителем, и  $(x_r y_r)$  - связанную с головкой записи, как показано на Рисунке 4.1.

При движении носителя обе системы связаны очевидным соотношением

$$x_2 = vt + x,$$

$$y_r = y + a,$$

где  $a$  - расстояние между головкой и носителем, называемое неконтактом.



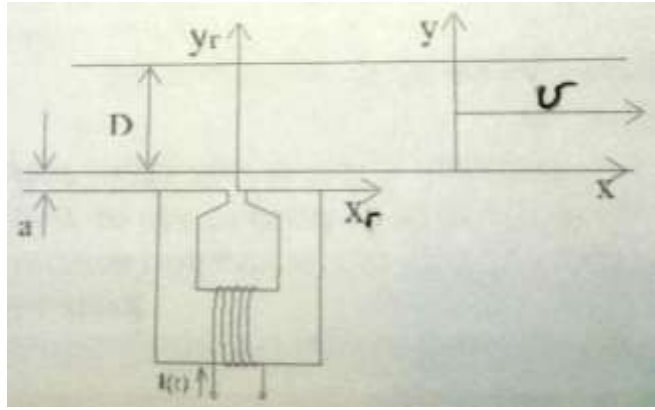


Рисунок 4.1. Процесс магнитной записи

Напряженность магнитного поля, действующего на элемент носителя в процессе записи, определяется только значением продольной составляющей напряженности магнитного поля головки записи в данном элементе.

Если носитель неподвижен относительно головки, в которую включен постоянный ток, то напряженность магнитного поля, действующего на элемент носителя с координатами  $x_r, y_r$  будет равна:

$$H = H_{гх} = H_{зав} h_{гх}(x_r, y_r),$$

$$\text{где } h(x_r, y_r) = \frac{1}{\pi} \left( \arctg \frac{\frac{g}{2} + x_r}{y_r} + \arctg \frac{\frac{g}{2} - x_r}{y_r} \right) \cong e^{-1,35 \frac{y_r}{g}} e^{-\frac{2x_r^2}{g^2}},$$

$$H_{зав} = \varepsilon \frac{NJ}{g}.$$

Если в головке ток записи меняется во времени  $I = I(t)$ , то на элемент носителя действует поле

$$H = K \cdot I(t) \cdot h_{гх}(x_r, y_r),$$

где  $K = \varepsilon \frac{N}{g}$  - постоянный для данной головки коэффициент.

Если носитель движется относительно головки со скоростью  $v$ , то

$$H = K \cdot I(t) \cdot h_{гх}(vt + x, y_r).$$

Наконец, если рассматривать только элементы, расположенные над началом системы координат, связанной с носителем, т. е. при  $x = 0$ , то

$$H = K \cdot I(t) \cdot h_{гх}(vt, y_r). \quad (4.1)$$

Выражение (4.1) описывает воздействие магнитного поля, действующее на данный элемент носителя при его движении через область рабочего зазора головки. В общем случае изменяется как  $I(t)$ , так и  $h_r(vt)$ . Конечный результат зависит от соотношения скоростей изменения этих двух функций.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

#### 4.1. Запись без подмагничивания медленно изменяющихся синусоидальных сигналов

Рассматривается случай, когда функция  $I(t)$  изменяется много медленнее, чем функция  $h_x(vt)$  (см. формулу (4.1)), т. е. когда изменением тока записи за время прохождения элементом носителя области зазора головки можно пренебречь. Этот случай, очевидно, соответствует записи сигналов с большой длиной волны ( $\lambda \gg g$ ).

Воспользовавшись представлением о наблюдателе, находящемся на движущемся элементе носителя, нетрудно понять, что наблюдатель отметит только короткий импульс напряженности поля в момент прохождения элементом области зазора.

Действительно, функция воздействия

$$H = K \cdot I(t) \cdot h_{гх}(vt, y_г)$$

равна нулю при нулевом значении любого из входящих в нее сомножителей. Если  $I(t) \neq 0$ , то она отлична от нуля только в момент прохождения зазора. В этом случае функцию напряженности поля головки  $h_{гх}(x_г=vt, y_г)$  можно рассматривать как дельта-функцию

$$h_{гх} = \begin{cases} h_{гх \max} & \text{при } x_г = 0, \\ 0 & \text{при } x_г \neq 0. \end{cases}$$

Тогда функцию воздействия поля на элемент носителя можно записать как:

$$H = K \cdot h_{гх \max} \cdot I(t) = \text{const} \cdot I(t).$$

Отсюда следует, что на каждый элемент носителя воздействует напряженность поля, пропорциональная тому значению тока записи, которое он имеет в момент  $vt = 0$ , т. е. в точке максимума напряженности поля головки.

На Рисунке 4.1.1 видно, что воздействующее на элемент поле определяется точкой пересечения кривой тока записи с границами действующей области зазора, а в рассматриваемом случае медленного изменения тока записи - практически с линией зазора. Получается, что на элемент носителя

воздействует импульс поля, определяемый просто ординатой синусоиды, т. е. мгновенным значением тока записи.

При медленном изменении тока записи форма поля головки, в соответствии со свойствами дельта-функции, не играет роли. Не играет роли и то действует ли одновременно с полем головки  $\vec{H}_r$  поле саморазмагничивания  $\vec{H}_s$  или нет.

В правом верхнем углу Рисунка 4.1.1 показано распределение намагниченности вдоль носителя. Кривая построена как линия, соединяющая значение остаточной намагниченности каждого элемента. Распределение намагниченности вдоль носителя существенно нелинейно, вследствие нелинейности кривой  $M(H)$ . Симметрия этой кривой такова, что в записанном сигнале наряду с основной гармоникой возникают только нечетные гармоники.

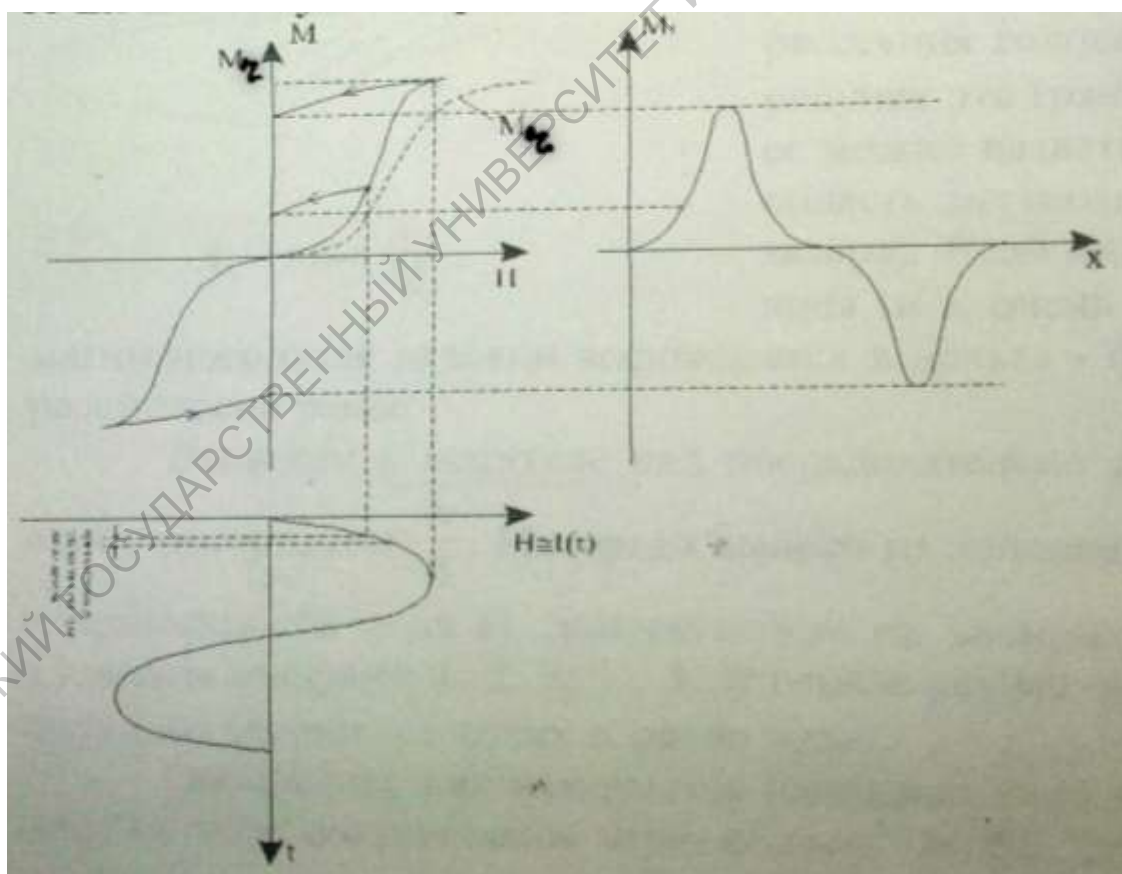


Рисунок 4.1.1 - Запись без подмагничивания медленно изменяющихся синусоидальных сигналов (нахождение остаточной намагниченности носителя по напряженности воздействующего на него поля).

#### 4.2. Запись без подмагничивания быстро изменяющихся синусоидальных сигналов

Рассматривается случай, когда период тока записи соизмерим со временем прохождения элементом области зазора, т. е. когда длина волны записи соизмерима с шириной области действия поля рассеяния ( $\lambda \cong 2g$ ). Будем рассматривать случай, когда максимальное значение тока записи обеспечивает намагничивание носителя до насыщения.

Нахождение остаточной намагниченности для этого случая иллюстрируется Рисунком 4.2.1, на котором показана кривая изменения тока записи (синусоида) и действующая область магнитного зазора, переведенная во временной масштаб по соотношению  $t_r = -\frac{x_r}{v}$  (на рисунке заштрихована).

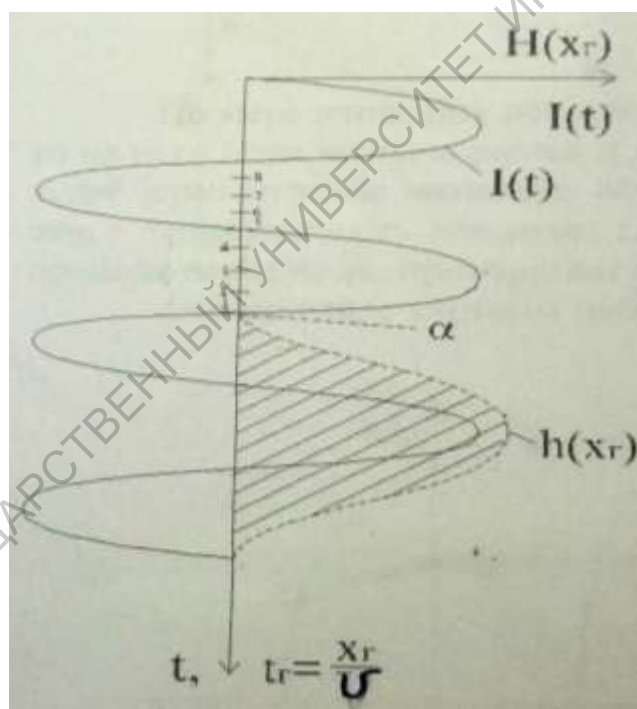


Рисунок 4.2.1 Кривые для нахождения остаточной намагниченности действующего на носитель поля в случае записи без подмагничивания быстроизменяющихся синусоидальных сигналов. 1, 2, ..., 8 – элементы носителя

Хотя теоретически эта область бесконечна, практически всегда можно указать точку, за которой поле рассеяния головки можно считать равной нулю. На рисунке 4.2.1 эта граничная точка обозначена буквой  $\alpha$  и ее можно назвать

точкой входа элемента носителя в область магнитного поля зазора (просто в область зазора). Если скорость движения пленки очень велика (и  $\lambda$  очень большая), то эта область действия магнитного поля головки вырождается в дельта-функцию (узкий пик), как это было рассмотрено ранее.

В носителе выделяется ряд последовательно расположенных элементов, следующих с интервалом  $\lambda/8$ . Интервал выбран из условия неискаженного построения кривой напряженности поля  $H$ , действующего на элемент носителя. Выделенные элементы обозначены цифрами 1, 2, 3, ..., 8. Значение тока записи в момент прихода первого элемента в точку  $\alpha$  равно нулю.

Можно проследить, как изменяется напряженность поля, действующего на первый элемент по мере его движения через область зазора. Эта напряженность

$$H = K \cdot I(t) \cdot h(v \cdot t),$$

то есть определяется как результат перемножения двух функций  $I(t)$  и  $h(vt)$ .

Результаты такого перемножения для первого и последующего элементов приведены на Рисунке 4.2.2.

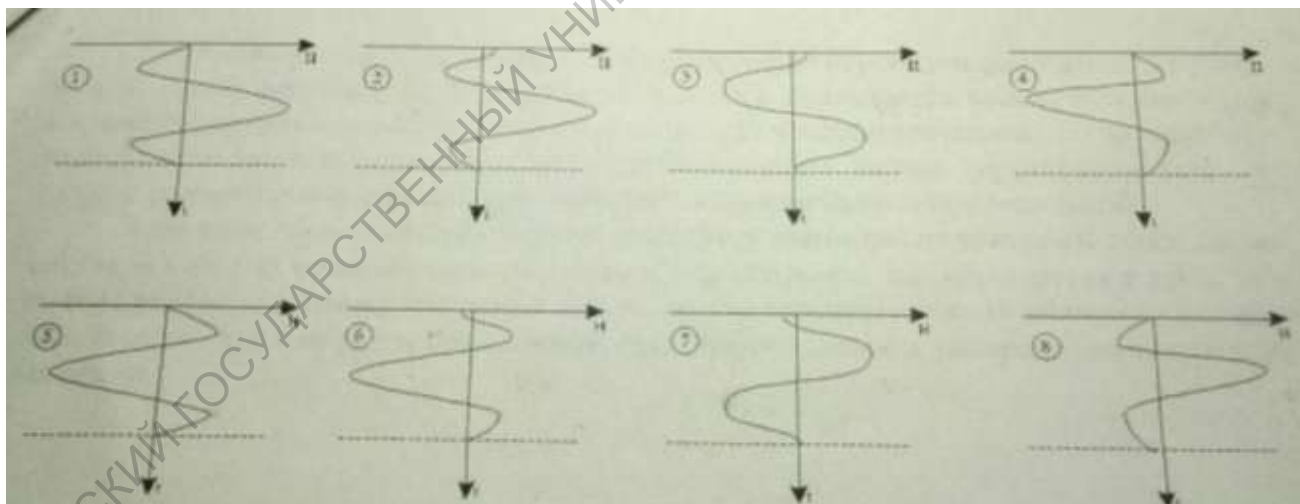


Рисунок 4.2.2 - Воздействия намагничивающего поля на элементы носителя.

1, 2, ... 8 - элементы носителя.

По мере движения первого элемента от точки  $\alpha$  напряженность воздействующего на него поля вначале растет и достигает первого максимума, затем снижается и проходит через нулевое значение, обусловленное нулевым

значением тока записи. После этого напряженность достигает главного максимума в обратном направлении и, снова проходя через нуль, приобретает максимум в первоначальном направлении.

Аналогичные картины наблюдаются и для других элементов, что показано на Рисунке 4.2.3.

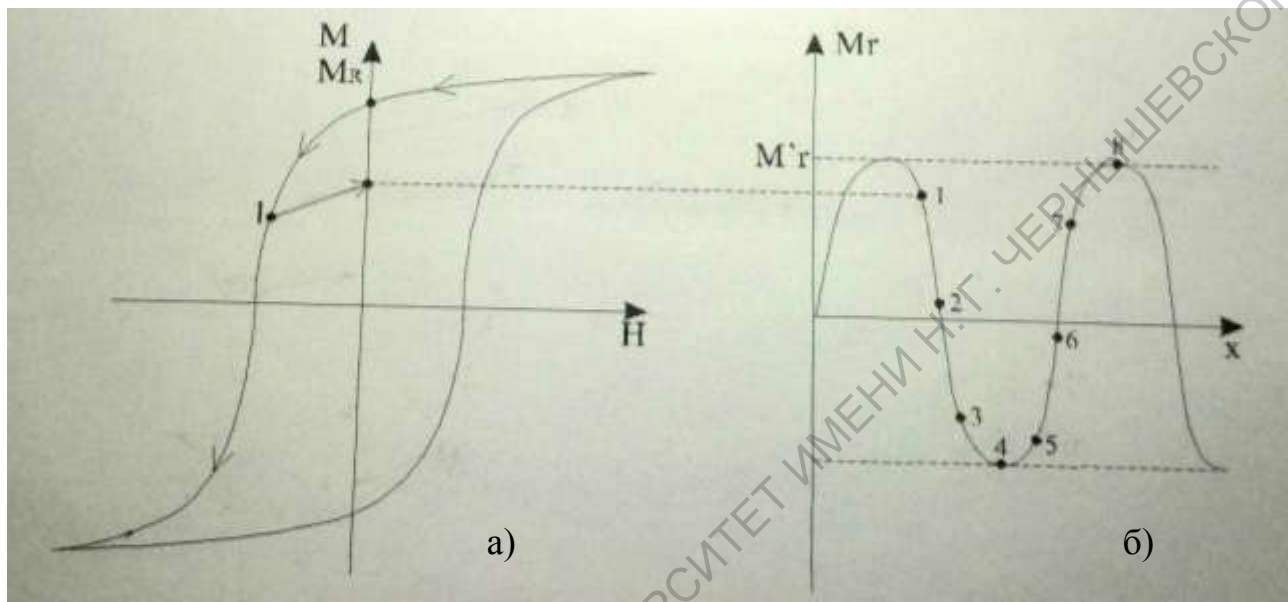


Рисунок 4.2.3 - Петля гистерезиса материала носителя (а) и распределение остаточной намагниченности  $M_r$  вдоль носителя (координаты  $x$ ) (б).

Очевидно, что остаточная намагниченность элемента носителя определяется значением напряженности магнитного поля головки в последнем максимуме.

Из результатов построения видно, что при записи коротких волн в режиме, близком к магнитному насыщению носителя, происходит улучшение формы записанных колебаний, т. е. приближение к форме исходного записываемого процесса.

Это связано с тем, что запись коротких длин волн определяется не начальной кривой намагничивания, а петлей гистерезиса, как это видно из приведенного графического анализа. Боковые же ветви петли гистерезиса имеют значительно больший линейный участок, чем начальная кривая намагничивания. Действительно, при записи коротких волн элемент носителя

не только намагничивается, но и перемагничивается в соответствии с изменением напряженности магнитного поля.

Этот линеаризирующий эффект, обусловленный переводом рабочей точки носителя на почти линейные параллельные ветви петли, оказывается весьма полезным при магнитной записи коротковолновых сигналов без подмагничивания. Например, при видеозаписи, которая происходит без подмагничивания, запись коротковолновых сигналов с максимальной амплитудой оказывается практически синусоидальной.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО



## 5. Уровень записи (отдача) носителя

Величину выходящего из носителя внешнего остаточного потока, который взаимодействует с головкой воспроизведения и создает выходной сигнал системы записи, называют уровнем записи или отдачей. При записи гармонических сигналов отдачу определяют амплитудным или эффективным значением остаточного потока - это амплитуда выходящего из носителя внешнего магнитного потока.

В магнитной записи выделяют две разновидности внешнего остаточного потока: поток холостого хода и поток короткого замыкания. Поток холостого хода - это внешний поток, который проходит через рабочую поверхность носителя, когда носитель находится в пространстве, свободном от намагниченных тел, то есть когда он никак не взаимодействует с магнитными головками или другими телами, способными намагничиваться, что иллюстрирует Рисунок 5.1. Поток короткого замыкания - это внешний поток, который проходит через рабочую поверхность носителя, когда последний находится в контакте с головкой воспроизведения.

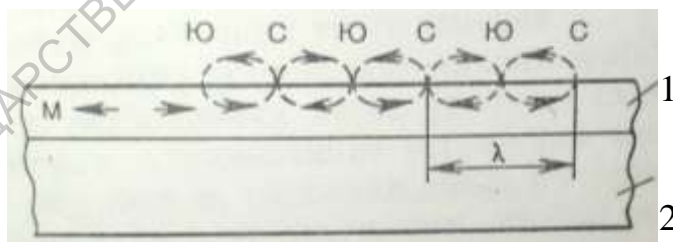


Рисунок 5.1 - Намагниченные участки носителя при продольной записи.

1 - рабочий слой, 2 - подложка.

Магнитный поток, являясь интегральной характеристикой магнитного поля, зависит от ширины дорожки записи. Для сравнения отдачи при различной ширине дорожек вводят понятие идеального внешнего потока, т. е. потока на единицу ширины дорожки с размерностью вебер на метр (Вб/м). Кроме того, в

качестве критерия отдачи применяют величину остаточного потока на единицу поверхности носителя или поверхностную индукцию носителя

$$B_y = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{1}{b} \cdot \frac{d\Phi}{dx},$$

где  $B_y$  - поперечная (перпендикулярная) составляющая индукции на поверхности носителя, которую для краткости называют поверхностной индукцией;

$dS = b \cdot dx$  - площадь элементарного участка рабочей поверхности носителя;

$b$  - ширина дорожки записи.

Если

$$\Phi = \Phi_m \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

то

$$B_y = \frac{1}{b} \cdot \frac{d\Phi}{dx} = \frac{1}{b} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Phi_m \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x = B_{ym} \cos \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

где  $B_{ym} = \frac{2\pi}{b\lambda} \Phi_m$  - амплитуда поверхностной индукции.

Взаимосвязь между магнитным потоком и поверхностной индукцией обуславливает фазовый сдвиг между ними на  $90^\circ$ .

Если на носителе записан синусоидальный сигнал, то поверхностная индукция и внешний магнитный поток распределены синусоидально вдоль носителя. Характеристики распределения этих величин в пространстве над рабочей поверхностью носителя могут быть найдены независимо от того, как направлена намагниченность в носителе и как она распределена по его толщине.

Для магнитного поля в окружающем носитель внешнем пространстве справедливы уравнения Максвелла в магнитоэлектростатическом приближении

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{B} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{B} = 0. \end{cases} \quad (5.1)$$

В нашем случае

$$\frac{\partial}{\partial z} = 0 \text{ и } B_z = 0.$$

Тогда из уравнений Максвелла (5.1) имеем:

$$\begin{cases} \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial B_y}{\partial y} - \frac{\partial B_x}{\partial x} = 0. \end{cases} \quad (5.2)$$

Решение системы уравнений (5.2) ищется методом разделения переменных в виде

$$B_y(x, y) = b(y) \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

$$B_x(x, y) = b(y) \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x.$$

Вычисляются

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot b(y) \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial y} = \frac{db}{dy} \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot b(y) \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x,$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{db}{dy} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x.$$

Подставляя в уравнения Максвелла, получается:

$$\frac{2\pi}{\lambda} b(y) \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x + \frac{db}{dy} \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x = 0, \quad (5.3)$$

$$-\frac{2\pi}{\lambda} b(y) \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x - \frac{db}{dy} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x = 0. \quad (5.4)$$

Соотношения (5.3) и (5.4) приводят к одному и тому же дифференциальному уравнению для  $b(y)$ :

$$\frac{2\pi}{\lambda} b(y) + \frac{db}{dy} = 0. \quad (5.5)$$

Уравнение (5.5) может быть записано в виде:

$$\frac{db}{dy} = -\frac{2\pi}{\lambda} b(y),$$

так что

$$\frac{db}{b} = -\frac{2\pi}{\lambda} dy. \quad (5.6)$$

Интегрируя выражение (5.6), получаем:

$$\ln b = -\frac{2\pi}{\lambda} y + \ln c,$$

$$b = c \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} y}.$$

Постоянная  $c$  имеет смысл амплитуды поверхностной индукции (т. е. поля  $B_{ym}$  непосредственно на поверхности носителя)

$$c = B_{ym}.$$

Тогда окончательно получается:

$$B_x = B_{ym} \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} y} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x, \quad (5.7)$$

$$B_y = B_{ym} \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda} y} \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} x, \quad (5.8)$$

Выражения (5.7), (5.8) указывают на экспоненциальный спад магнитной индукции и соответственно внешнего магнитного потока с удалением от рабочей поверхности. Они получены без каких-либо допущений о направлении и распределении намагниченности по его толщине. Таким образом, если распределение намагниченности по длине носителя синусоидально, то индукция в свободном пространстве над носителем будет всегда экспоненциально убывать с удалением от его поверхности.

### 6. Зависимость отдачи поверхностной индукции от намагниченности и толщины носителя

Рассматривается идеализированная магнитная сигналограмма. Считается, что при записанном синусоидальном сигнале намагниченность однородно распределена по толщине носителя, а сам носитель представляет собой линейную магнитную среду с постоянной величиной магнитной проницаемости  $\mu_0$ .

Для того, чтобы найти отдачу как функцию намагниченности носителя, рассматривается очень тонкий слой синусоидально намагниченного носителя и принимается, что его магнитная проницаемость равна 1 и что намагниченность в нем направлена продольно и распределена однородно по толщине. В очень тонком носителе длина волны записи много больше его толщины  $D$ . Поэтому эффектом саморазмагничивания в сигналограмме можно пренебречь и считать, что внутренняя индукция в нем равна

$$B_{\text{т ср}} = \mu_0 M_m,$$

где  $B_{\text{т ср}}$  - амплитуда индукции, усредненная по толщине и

$$B_x = B_{\text{т ср}} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x = \mu_0 M_m \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x.$$

Внешний магнитный поток холостого хода для рассматриваемой модели составляет половину внутреннего

$$\Phi = \frac{1}{2} bD \cdot B_{x \text{ ср}} = \frac{1}{2} bD \cdot \mu_0 M_m \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x,$$

так что  $\Phi_m = \frac{bD \cdot \mu_0 M_m}{2}$ , и амплитуда поверхностной индукции

$$B_{\text{ym}} = \frac{2\pi}{b\lambda} \cdot \Phi_m = \frac{2\pi}{b\lambda} \cdot \frac{bD \cdot \mu_0 M_m}{2} = \frac{\pi D}{\lambda} \cdot \mu_0 M_m. \quad (6.1)$$

Из полученных соотношений следует, что у очень тонкого носителя при постоянной амплитуде намагниченности внешний поток (поток холостого хода) не зависит от длины волны записи, а амплитуда поверхностной индукции обратно пропорциональна длине волны.

## 7. Влияние толщины магнитного носителя на величину поверхностной индукции

Рассмотрим синусоидально намагниченный носитель произвольной толщины  $D$ , представленный на Рисунке 7.1.

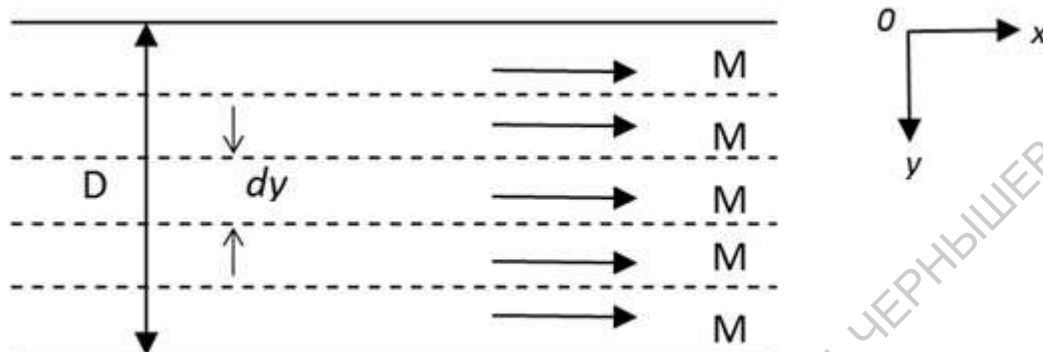


Рисунок 7.1 - Синусоидально намагниченный носитель.

Примем, что намагниченность в носителе распределена однородно по толщине и магнитная проницаемость постоянна и равна 1. Разобьем носитель по толщине на элементарные слои толщиной  $dy$ . К каждому такому слою применим соотношение (6.1), заменив  $D$  на  $dy$ , но только следует учесть изменение амплитуды поверхностной индукции в пространстве над каждым элементарным слоем:

$$dB_y(y) = dB_{ym} \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y} = \frac{\pi \cdot dy}{\lambda} \cdot \mu_0 M_m \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y}.$$

Тогда по принципу суперпозиции, который можно применять в силу линейности системы, получаем:

$$B_y = \int dB_y(y) = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \mu_0 M_m \cdot \int_0^D e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y} dy = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \mu_0 M_m \cdot \frac{1 - e^{-\frac{2\pi D}{\lambda}}}{\frac{2\pi}{\lambda} D}. \quad (7.1)$$

Сомножитель  $\frac{1 - e^{-\frac{2\pi D}{\lambda}}}{\frac{2\pi D}{\lambda}}$  в выражении (7.1) представляет собой так

называемую функцию слойных потерь, которая показывает, что с уменьшением

длины волны записи или с увеличением толщины носителя  $D$  всё большая часть потока, создаваемого глубинными слоями носителя, замыкается внутри него и не участвует в образовании результирующей поверхностной индукции.

Результаты расчета по формуле (7.1) представлены в Таблице 7.1 и на Рисунке 7.2.

Таблица 7.1 - Значения поверхностной магнитной индукции  $\frac{B_y}{\mu_0 M_m}$ .

$\frac{2\pi D}{\lambda}$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$\frac{B_y}{\mu_0 M_m}$	1	0,9516	0,9064	0,8639	0,8242	0,7869	0,752	0,7192

$\frac{2\pi D}{\lambda}$	0,8	0,9	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2
$\frac{B_y}{\mu_0 M_m}$	0,6883	0,6594	0,6321	0,5823	0,5382	0,4988	0,4637	0,4323

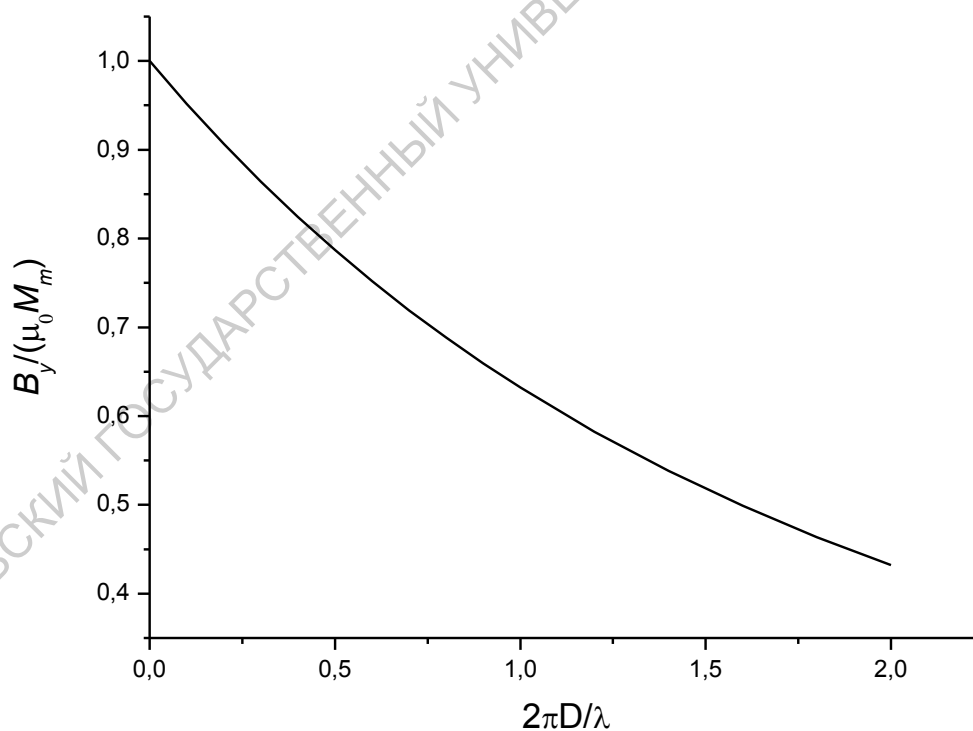


Рисунок 7.2 - Зависимость поверхностной магнитной индукции от толщины носителя.

Из анализа Рисунка 7.2 следует, что при толщине носителя  $\frac{2\pi D}{\lambda} = 1,5$  величина  $D = \frac{1,5 \lambda}{2\pi} \approx 0,24 \lambda$ , и вклад в поверхностную индукцию нижних слоев составляет всего 50%. Поэтому магнитные рабочие слои не должны превышать толщину  $D = 0,24 \lambda$ .

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО



## 8. Носитель в процессе воспроизведения

Задача анализа процесса воспроизведения состоит в нахождении ЭДС головки как функции записанного сигнала, свойств носителя и головки. Первым шагом для нахождения ЭДС является определение магнитного потока, создаваемого в головке намагниченным носителем.

При анализе применяются следующие допущения[6]:

1. Система воспроизведения линейна;
2. Магнитная проницаемость материала сердечника головки бесконечно велика;
3. Протяженность зоны контакта головки с носителем имеет бесконечную длину в направлении движения носителя (допущение оправдано тогда, когда длина волны записи много меньше длины зоны контакта носителя с головкой, что соблюдается в большинстве систем воспроизведения магнитной записи.)
4. Магнитное состояние носителя не зависит от ширины дорожки записи.

Фиксированную точку носителя будем рассматривать в системе координат  $x, y$  связанную с носителем, а фиксированную точку головки в системе координат  $x_r, y_r$ , связанные с головкой, так что

$$x = x_r + Vt \quad \text{или} \quad x_r = x + Vt$$

$$y = y_r + a \quad y_r = y + a$$

Выделим элемент носителя объемом  $dV = dx * dy * b$ , этот элемент является источником магнитного потока  $d\phi$ ; часть которого  $d\phi_r$  замыкается через сердечник головки и представляет искомый магнитный поток.

По закону Ома для магнитной цепи

$$d\phi_{\Gamma} = \frac{\varphi_{\text{H}}}{R_m} = G_m * \varphi_{\text{H}}$$

где  $\varphi_{\text{H}}$  – магнитодвижущая сила (МДС), создаваемая элементом носителя, причем  $\varphi_{\text{H}} = M_{0x} * dx$ , если носитель намагничен продольно;

$G_m = \frac{1}{R_m}$  — магнитная проводимость системы «носитель-головка».

Расчет величины  $G_m$  в общем случае представляет сложную задачу. Поэтому для нахождения  $G_m$  пользуются тем обстоятельством, что в силу линейности системы к ней применим принцип взаимности. В силу этого принципа безразлично, в каком направлении определяется проводимость: от элемента носителя к головке или, наоборот – от головки к элементу носителя.

На основании принципа взаимности можно сказать, что если МДС элемента носителя  $\varphi_{\text{H}}$  вызывает в сердечнике головки магнитный поток  $d\phi_{\Gamma}$ , то такая же по величине МДС  $\varphi_{\Gamma}$ , если бы она действовала в сердечнике головки, вызывала бы через элемент носителя поток, равный  $d\phi_{\Gamma}$ .

МДС  $\varphi_{\Gamma}$ , действующая в головке, создала бы в зазоре однородное магнитное поле  $H_{\text{ззз}} = \frac{\varphi_{\Gamma}}{2g}$  (т.к.  $H_x = -\frac{d\varphi_m}{dx}$ ) и во внешней области зазора поле рассеяния с продольной составляющей

$$H_x = H_{\text{ззз}} * h_x(x_{\Gamma}, y_{\Gamma});$$

Это поле создаст через боковое сечение элемента носителя магнитной поток

$$\begin{aligned} d\phi_x &= \mu_0 H_x * b * dy = \mu_0 H_{\text{ззз}} * h_x(x_{\Gamma}, y_{\Gamma}) * b * dy = \mu_0 \frac{\varphi_{\Gamma}}{2g} h_x(x_{\Gamma}, y_{\Gamma}) * b * dy \\ &= \frac{\mu_0 * h_x(x_{\Gamma}, y_{\Gamma}) * b * dy}{2g} * \varphi_{\Gamma} \end{aligned}$$

Следовательно,

$$G_m = \frac{d\phi_x}{\phi_r} = \frac{\mu_0 * h_x(x_r, y_r) * b * dy}{2g}$$

Тогда

$$d\phi_r = G_m * \phi_n = \frac{\mu_0 * h_x(x_r, y_r) * b * dy}{2g} * M_{0x} * dx$$

или

$$\Pi d\phi_r = \frac{\mu_0 * M_{0x} * h_x(x_r, y_r) * b * dx * dy}{2g},$$

где

$$x_r = x + Vt$$

$$y_r = y + a$$

и полный магнитный поток через головку

$$\Phi_r = \frac{\mu_0 b}{2g} \int_0^D dy \int_{-\infty}^{\infty} M_{0x}(x + Vt) \cdot h_x(x + Vt, y + a) dx. \quad (8.1)$$

Из выражений (2.1) и (8.1) могут быть найдены значения ЭДС головки при различных распределениях намагниченности.

Пусть носитель бесконечно тонкий и намагниченность изменяется по синусоидальному закону

$$M_{0x} = M_m \cdot e^{-\frac{2\pi y}{\lambda}} \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} x, \quad (8.2)$$

где  $M_m$  — амплитудное значение намагниченности.

Из связи амплитуды поверхностной индукции  $B_{ym}$  с амплитудой магнитного потока  $\Phi_m$ .

$$B_{ym} = \frac{2\pi}{b\lambda} \Phi_m, \quad \Phi_m = \mu_0 M_m \frac{bD}{2}$$

следует:

$$B_{ym} = \frac{\pi D}{\lambda} \mu_0 M_m, \text{ так что } M_m = \frac{B_{ym} \cdot \lambda}{\pi D}. \quad (8.3)$$

Напряженность магнитного поля головки, воздействующего на элемент носителя, имеет вид:

$$h_x(x_\Gamma, y_\Gamma) = \frac{1}{\pi} \left( \operatorname{arctg} \frac{\frac{g}{2} + x_\Gamma}{y_\Gamma} + \operatorname{arctg} \frac{\frac{g}{2} - x_\Gamma}{y_\Gamma} \right). \quad (8.4)$$

Из выражений (2.1), (8.1) - (8.4) получаем ЭДС на один виток обмотки

$$\varepsilon = 2bVB_{ym} * e^{-\frac{2\pi a}{\lambda}} * \frac{\sin \frac{2\pi g}{\lambda}}{\frac{2\pi g}{\lambda}} * \cos \frac{2\pi}{\lambda} (Vt).$$

С учетом носителя конечной толщины  $D$  учитывается вклад в ЭДС различных слоев по толщине носителя, и окончательно выражение для ЭДС имеет вид:

$$\varepsilon = 2bVB_{ym} \cdot e^{-\frac{2\pi a}{\lambda}} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{2\pi D}{\lambda}}}{\frac{2\pi D}{\lambda}} \cdot \frac{\sin \frac{2\pi g}{\lambda}}{\frac{2\pi g}{\lambda}} \cdot \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} \cdot Vt + \varphi_0 \right). \quad (8.5)$$

Как видно, амплитуда ЭДС воспроизведения содержит три сомножителя,

явно зависящие от длины волны записи:

$$K_a = e^{-\frac{2\pi a}{\lambda}},$$

$$K_D = \frac{1 - e^{-\frac{2\pi D}{\lambda}}}{\frac{2\pi D}{\lambda}},$$

$$K_g = \frac{\sin \frac{2\pi g}{\lambda}}{\frac{2\pi g}{\lambda}}.$$

Каждый из этих сомножителей в пределе при больших  $\lambda$  стремится к единице, и уменьшается с уменьшением  $\lambda$ . Поэтому соответствующие коэффициенты принято называть потерями при воспроизведении. Каждый из них определяется каким-либо одним конструктивным фактором.

Сомножитель  $k_a = e^{-\frac{2\pi a}{\lambda}}$  характеризует *контактные потери*.

Появление контактных потерь связано с тем, что носитель не прижат полностью к головке и только часть остаточного магнитного потока замыкается через сердечник головки.

В ряде систем носитель стремится «поджать» к головке, и расстояние  $a$  в этом случае обусловлено несовершенством качества поверхности носителя и головки.

Так как в реальных системах величина неконтакта  $a$  при воспроизведении всегда колеблется в некоторых пределах, то это приводит к появлению паразитной амплитудной модуляции выходного сигнала, особенно в верхней области записываемых частот.

Сомножитель  $k_D$  определяет *слоистые потери* при воспроизведении.

Они связаны с конечной толщиной носителя и тем обстоятельством, что чем толще носитель, тем большая часть магнитного потока замыкается через него, не достигая головки.

Сомножитель  $k_g$  является функцией ширины зазора и называется *коэффициентом щелевых потерь*.

Когда  $\lambda = 2g, \frac{1}{2} * 2g, \frac{1}{3} 2g$  и т.д. в головке воспроизведения отсутствует сигнал, так как к полюсам головки прикладываются одноименные полюса носителя.

## 9. Влияние неконтакта на ЭДС головки воспроизведения

Для исследования влияния неконтакта между головкой воспроизведения и носителем информации проведены расчеты на основе формулы (15), учитывающей только контактные потери:

$$\varepsilon = 2bVB_{ym} \cdot e^{-\frac{2\pi a}{\lambda}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}Vt\right). \quad (9.1)$$

Исследовались амплитудные значения ЭДС в нормированном виде (при  $t = 0$  в формуле (9.1)):

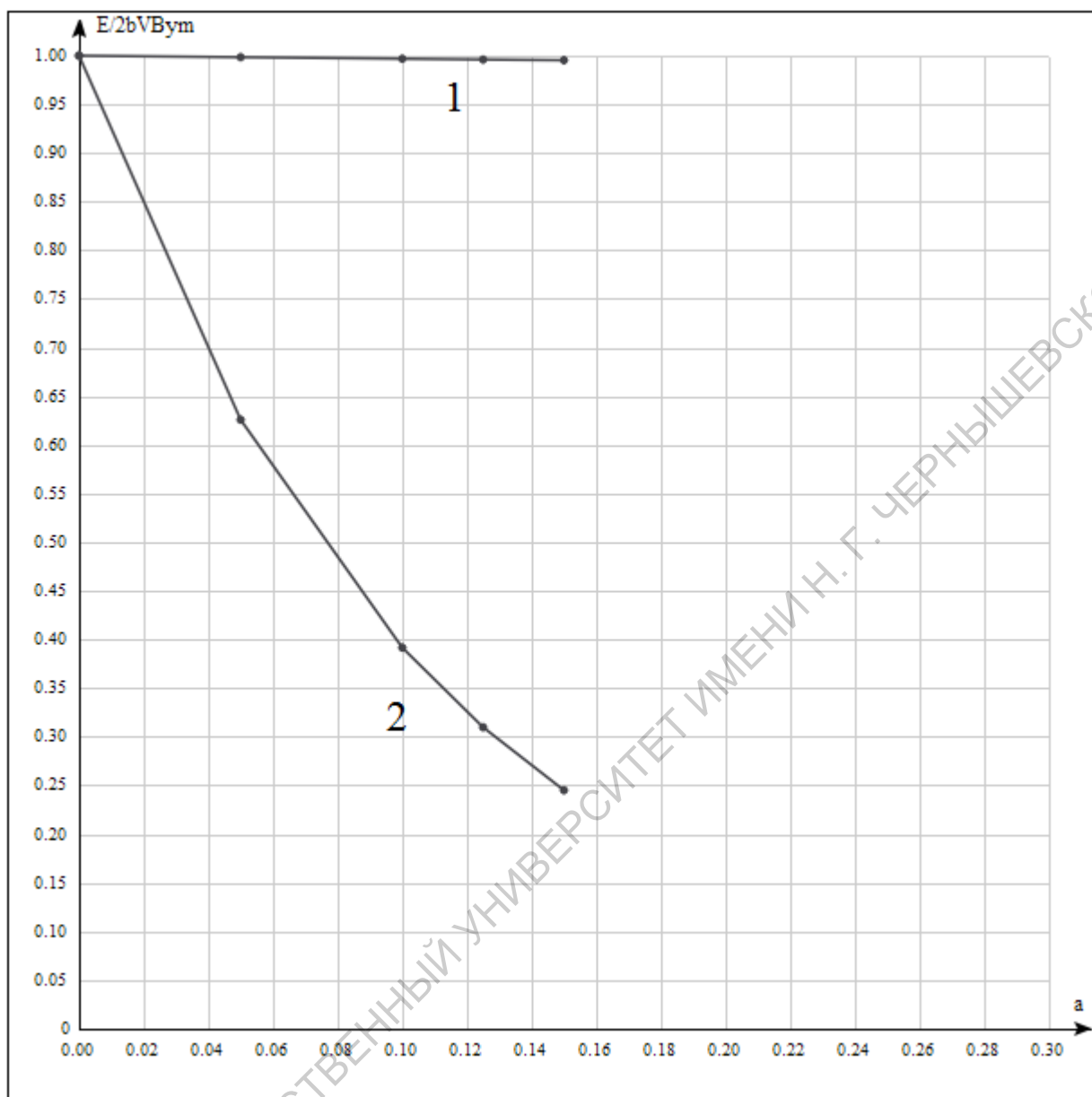
$$\frac{\varepsilon_{\max}}{2bVB_{ym}} = e^{-\frac{2\pi a}{\lambda}} \quad (9.2)$$

Расчет ЭДС воспроизводимого сигнала проведен для устройств точной записи с характерной для них скоростью движения носителя  $V = 300 \text{ М/с}$  и в полосе частот, включающей звуковые и видеосигналы, от 15 кГц до 4,5 МГц. [5]

Длина волны записи  $\lambda$ , соответствующая этим параметрам, составляет от 0,2 мм до 0,7 мкм, при  $\lambda = 0,7 \text{ мкм}$  число переходов на миллиметр достигает 2800.

На Рисунке 9.1 представлены зависимости ЭДС воспроизведения  $\varepsilon$  в нормированном виде от величины неконтакта  $a$  для двух граничных значений длины волны записи  $\lambda$ :

- $\lambda_1$ , соответствующей частоте сигнала  $\nu = 15 \text{ кГц}$ ;
- $\lambda_2$ , соответствующей частоте сигнала  $\nu = 4,5 \text{ МГц}$ .



Р

Рисунок 9.1 - Зависимость ЭДС воспроизведения  $\mathcal{E}$  от неконтакта между головкой воспроизведения и носителем информации при различных значениях волны записи  $\lambda$ :

$$1 - \lambda_1 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}; \quad 2 - \lambda_2 = 6,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

Анализ зависимостей показывает, что в низкочастотной области записывания сигналов ( $\lambda = 0,2 \text{ мм}$ ) влияние неконтакта проявляется значительно слабее, чем в высокочастотной области ( $\lambda_2 = 0,7 \text{ мкм}$ ). Так, при наименьшем неконтакте  $a = 0,05 \text{ мкм}$  ЭДС воспроизведения уменьшается при  $\lambda_1$  на 1,6 %, а при  $\lambda_2$  на 37%. При наибольшем неконтакте  $a = 0,15 \text{ мкм}$  ЭДС воспроизведения уменьшается при  $\lambda_1$  на 4,7%, а при  $\lambda_2$  на 75%.

Следовательно, при записи звуковых сигналов величина неконтакта может иметь значения 0,05 мкм, а при записи высокочастотных видеосигналов желательно, чтобы неконтакт был менее 0,05 мкм.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО



### Список рекомендуемой литературы

1. Ю. Фролов Сто лет магнитофону // Архив журнала №6 за 1999г. «Наука и жизнь» [https:// www.nkj.ru / archive / articles / 9409](https://www.nkj.ru/archive/articles/9409).
2. Ковалгин Ю.А. Запись аудио- и видеосигналов: учеб. для вузов / Под ред. Ю. А. Ковалгина. — Москва : Изд. Центр «Академия», 2010. 508 с.
3. Гитлиц М. В. Магнитная запись сигналов: Учебное пособие для вузов. —М.: Радио и связь, 1990. 232 с.
4. Василевский Ю. А. Носители магнитной записи. —М.: Искусство, 1989.—287с.
5. Вуд Ю. Устройства магнитной записи. ТИИЭР ,т.74,№11,1986,с.97 – 111.
6. Х.Н. Бертрам. Основные принципы магнитной записи. ИИЭР, т. 74, № 11, 1986, С.26 – 47.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ ГЕОРГИЯ ПЛЕРНЬШЕВСКОГО

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Изобретение и этапы развития магнитной записи.....	4
2. Преобразование сигнала в процессе записи-воспроизведения.....	8
3. Расчет магнитного поля кольцевой головки над зазором.....	13
4. Воздействие магнитного поля на элемент носителя.....	24
4.1. Запись без подмагничивания медленно изменяющихся синусоидальных сигналов.....	28
4.2. Запись без подмагничивания быстро изменяющихся синусоидальных сигналов..	30
5. Уровень записи (отдача) носителя.....	34
6. Зависимость отдачи поверхностной индукции от намагниченности и толщины носителя.....	38
7. Влияние толщины магнитного носителя на величину поверхностной индукции.....	39
8. Носитель в процессе воспроизведения.....	42
9. Влияние неконтакта на ЭДС головки воспроизведения.....	47
<i>Список рекомендуемой литературы</i> .....	50

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО