

Láser He-Ne, set básico



Física → La Física Moderna → Física atómica y molecular

ciencia aplicada

Ingeniería

Fotónica

Laser



Nivel de dificultad

difícil



Tamaño del grupo

2



Tiempo de preparación

10 minutos



Tiempo de ejecución

20 minutos

This content can also be found online at:



<http://localhost:1337/c/6063da9766328a000324fb3d>

PHYWE

Información para el profesor

Aplicación

PHYWE

Tubo láser de helio-neón

Los láseres de helio-neón han sido ampliamente utilizados en las industrias, como en:

- escáneres de códigos de barras - para escanear los códigos de barras universales para identificar los productos
- topografía - se envía un pulso láser rápido a un reflector de esquina en el punto a medir y se mide el tiempo de reflexión para obtener la distancia.
- disco láser - para leer el disco óptico

Información adicional para el profesor (1/2)

PHYWE



Conocimiento previo

Los láseres de gas son láseres que utilizan uno o una mezcla de gases como medio de ganancia, en los que se descarga una corriente eléctrica a través del medio de ganancia dentro del medio láser para producir luz láser. Los láseres de helio-neón se clasifican como láseres de gas cuyo medio de ganancia consiste en una mezcla de proporción 10:1 de helio y neón y suelen emitir luz con una longitud de onda de 632,8 nm. El gas helio en el tubo del láser proporciona el medio de bombeo para alcanzar la inversión de población necesaria para la acción del láser.



Principio

Se exploran y discuten las propiedades básicas de un sistema láser de HeNe abierto, como el comportamiento del amplificador, la estabilidad del resonador, la potencia de salida y la longitud de onda del láser. Se observa la influencia de la cavidad del resonador en el diámetro y la divergencia del haz.

Información adicional para el profesor (2/2)

PHYWE



Objetivo

Comprensión de los criterios y principios del láser de Helio-Neón.



Tareas

1. Ajustar y puesta en marcha del sistema láser de HeNe
2. Criterios de estabilidad de un resonador óptico
3. Diámetro y divergencia del haz en función de las propiedades del resonador
4. Potencia de salida del láser en función de las propiedades del resonador
5. Potencia de salida del láser en función de la corriente de descarga
6. Determinación de la longitud de onda del láser con una rejilla óptica

Instrucciones de seguridad

PHYWE



Para este experimento se aplican las instrucciones generales para la experimentación segura en las clases de ciencias.

Para las frases H y P, consulte la ficha de datos de seguridad del producto químico correspondiente.

No toque ni raye nunca ninguna de las superficies ópticas, como ventanas o espejos.

Manipule los componentes ópticos con cuidado. No toque nunca con los dedos la superficie de un espejo dieléctrico y mantenga limpias las superficies ópticas. La limpieza debe realizarse con acetona y un paño especial para la limpieza de las lentes. Para la limpieza, consulte el manual de instrucciones.

Principio (1/54)

PHYWE

Introducción

Láser es el acrónimo de amplificación de la luz por emisión estimulada de radiación. Normalmente se entiende que los láseres son fuentes de radiación coherente de baja divergencia y, por tanto, osciladores espontáneos. Pero un amplificador por sí solo no constituye un oscilador.

La retroalimentación hace que un amplificador oscile espontáneamente. Si la retroalimentación es de banda ancha en frecuencia, el amplificador oscilará entonces con la frecuencia de su máxima ganancia. Si el perfil de ganancia sobre la frecuencia del amplificador tiene varios máximos, el comportamiento depende del principio de la alimentación de energía del amplificador a una oscilación existente.

Cualquier oscilación de retroalimentación alcanzará el nivel de salida donde el amplificador alcanza la saturación, es decir, donde el proceso de amplificación no puede suministrar más energía a esa oscilación.

Principio (2/54)

PHYWE

Perfil de ganancia homogéneo y heterogéneo

Si la energía se suministra a diferentes frecuencias por caminos diferentes, varias frecuencias pueden oscilar simultáneamente. En este caso, el perfil de ganancia correspondiente se denomina perfil de ganancia no homogéneo. De lo contrario, la oscilación con mayor ganancia tomará toda la energía suministrada por el amplificador y el perfil de ganancia se denomina homogéneo.

El sistema de retroalimentación del láser de HeNe es un resonador óptico que tiene una respuesta en frecuencia muy pronunciada y necesita un examen más detallado. Así pues, las oscilaciones que se producen en el sistema láser de HeNe dependen tanto de las propiedades del amplificador como del resonador.

La ganancia total, el producto de la ganancia del amplificador para una frecuencia dada y el factor de calidad del resonador para esa frecuencia, determina el comportamiento del sistema a esa frecuencia.

Principio (3/54)

PHYWE

Emisión estimulada

El amplificador del sistema láser HeNe, el láser en sentido estricto, es una descarga de gas de baja presión de corriente continua en un tubo de vidrio de 1 mm de diámetro. La amplificación de la luz entrante se produce cuando la frecuencia de un fotón entrante coincide con la frecuencia de una transición óptica con inversión de población y provoca que un electrón del estado superior más densamente poblado de esa transición decaiga al estado inferior menos poblado de esa transición bajo la emisión de un fotón del mismo estado cuántico que el fotón entrante. Esto se llama emisión estimulada. El amplificador se satura cuando para esa transición la tasa de emisión estimulada alcanza la tasa del proceso de llenado del estado superior que proporciona la inversión de la población de esa transición.

Principio (4/54)

PHYWE

Creación de la inversión de población en la descarga de gas HeNe: - Tipos de colisiones

En equilibrio termodinámico es imposible una inversión de la población, por lo que es necesario explicar el proceso que lleva a la inversión de la población en una descarga de gas HeNe: La descarga de gas es un plasma, parte de los átomos están ionizados. Los iones y los electrones son acelerados en el campo eléctrico y pierden la energía extraída del campo en colisiones con los átomos neutros y las paredes del capilar.

Parte de la dispersión en los átomos neutros es inelástica convirtiendo parte de la energía de impacto en excitación de electrones de los compañeros de colisión. Así que también los átomos neutros en la descarga de gas salen, principalmente por los electrones.

La energía de excitación de una especie atómica puede transferirse a otra durante una colisión con una alta probabilidad si la energía de excitación de la primera especie coincide con un estado de salida de la otra. Las colisiones inelásticas en las que parte de la energía de impacto se convierte en grados de libertad

Principio (5/54)

PHYWE

El y Ne salieron de los estados

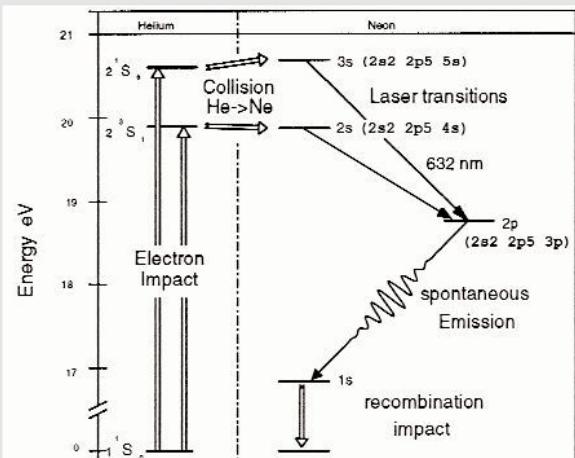
La mezcla de gases en la descarga de gas está compuesta por un 80 % de Helio y un 20 % de Neón. Los átomos de Helio con sus dos electrones pueden estar en un estado singulett con espines electrónicos antiparalelos o en un estado triplett con espines electrónicos paralelos. El Helio sale de los estados con menor energía de excitación, 2^3S_1 con 19,820 eV y 2^1S_0 con 20,616 eV en comparación con el estado básico 1^1S_0 son metaestables. Pueden no decaer ópticamente a 1^1S_0 porque las transiciones entre los niveles S están prohibidas para todas las formas de radiación electromagnética. Así que los átomos de Helio que salen por colisión de electrones existen en una buena fracción en los estados metaestables de salida.

Los estados metaestables de salida del Helio decaen por colisión con la pared del capilar o por colisiones con otros átomos. En caso de colisión con átomos de Neón ocurre lo siguiente: El 2^1S_0 con 20,616 eV de Helio transfiere fácilmente su energía a un átomo de Neón en estado básico que sale a la configuración electrónica $2S^2 2p^5 5s$.

Principio (6/54)

Esta configuración existe con cuatro subestados, de los cuales principalmente el superior con 20,663 eV está poblado en este tipo de colisión. El exceso de energía de 47 meV lo proporciona la energía térmica kT . El 2^3S_1 estado del Helio con 19,820 eV transfiere su energía a uno de los cuatro $2s^2 2p^5 4s$ de Neón con energías de 19,664, 19,688, 19,761 y 19,780 eV. Estos procesos conducen eficazmente a la excitación del Neón y a la desexcitación del Helio.

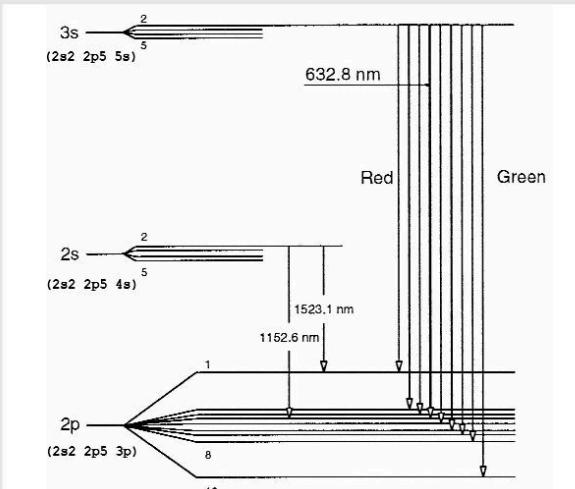
El neón excitado $5s$ y $4s$ estados decaen a $2s^2 2p^5 3p$ configuraciones. Estos decaimientos son las transiciones láser utilizadas en los sistemas láser de HeNe.



Esquema de excitación del neón

Principio (7/54)

La vida del Neón $5s$ y $4s$ de los estados es diez veces mayor que la del $3p$ estados que decaen a estados metaestables $2s^2 2p^5 3s$ emitiendo luz ultravioleta. Por lo tanto, si el $5s$ y $4s$ Los estados se pueblan con colisiones del segundo tipo, se produce una inversión de la población. El $5s - 3p$ permite en la región visible y el $4s - 3p$ La decadencia emite en el infrarrojo cercano. El vaciado del $2s^2 2p^5 3s$ niveles al estado de tierra $2s^2 2p^6$ está ópticamente prohibido y tiene que ser efectuado por colisiones con la pared capilar. Este proceso puede ser un cuello de botella para el proceso láser, ya que la inversión de la población sólo es posible si los niveles láser inferiores se vacían con la suficiente rapidez.



Transiciones láser

Principio (8/54)

PHYWE

Por lo tanto, el tamaño del capilar tiene que ser un compromiso: un tamaño más amplio permite un mayor volumen del medio activo, pero la relación entre la superficie de la pared para la deexcitación y el volumen del medio activo es menor para un diámetro más amplio, lo que también limita la potencia del láser.

Perfil de ganancia en frecuencia del amplificador óptico

Así pues, el perfil de ganancia del amplificador óptico HeNe consiste en todas las líneas de transición del Neón en las que las colisiones del segundo tipo entre el Helio y el Neón han efectuado la inversión de la población. Estas transiciones están todas en el rango infrarrojo y visible. Cada una de las líneas de transición tiene un ancho de línea natural debido al tiempo de vida del nivel superior y un ensanchamiento de la línea causado por el efecto Doppler debido a la distribución de la velocidad del átomo en la línea de visión. Dado que en este caso el ancho de línea Doppler es considerablemente mayor que el ancho de línea natural, se pueden distinguir conjuntos de átomos con diferente velocidad que interactúan por separado con el campo de radiación. Una interacción con la luz de una frecuencia específica sólo alterará la inversión de la población de un conjunto de átomos con la velocidad correspondiente. Así, el perfil de ganancia es

Principio (9/54)

PHYWE

Eficiencia del amplificador

Hay que tener en cuenta que la conversión energética global de la energía eléctrica del plasma a la luz láser es principalmente ineficiente: Muchas excitaciones atómicas pueden decaer por emisión de luz incoherente y el proceso de excitación del neón es complejo y muchos procesos de dispersión inelástica sólo conducen al calentamiento de la pared capilar.

En el proceso láser sólo se utiliza una de las varias transiciones con inversión de población. Y de los aproximadamente 20 eV de energía de excitación del Neón sólo se utilizan 2 eV para la transición láser visible. Por lo tanto, la eficiencia de los láseres de HeNe no supera los $1/10^{th}$ por ciento.

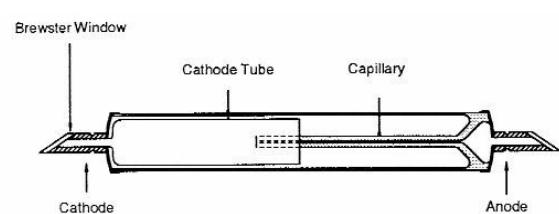
Principio (10/54)

PHYWE

Otras características del tubo láser, Polarización de la luz láser

Los fotones pueden distinguirse no sólo por su longitud de onda, sino también por su polarización y la distribución espacial de su probabilidad de detección. Principalmente, la sensibilidad de los átomos en la descarga de gas es isotrópica para todas las polarizaciones posibles.

La distribución de la velocidad del átomo también es casi isotrópica. Por lo tanto, un elemento de volumen de la descarga de gas tiene una ganancia espacialmente isotrópica. Pero la geometría de la descarga de gas es un cilindro alargado a lo largo del capilar, lo que lleva a una ganancia mayor a lo largo del eje del capilar en comparación con cualquier otra dirección.



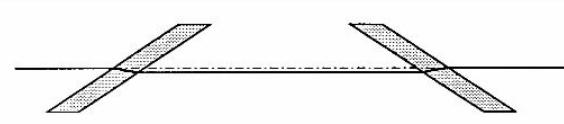
Esquema del tubo láser

Principio (11/54)

PHYWE

Además, la descarga de gas tiene que estar confinada de la atmósfera circundante. Dado que una descarga de gas tiene una baja densidad, la ganancia óptica es en conjunto bastante baja (un % por metro). Por tanto, hay que evitar la reflexión en el confinamiento del tubo láser.

Esto se hace mediante ventanas ópticas en el ángulo de Brewster que tienen una reflexión nula para una polarización específica, pero tienen pérdidas por reflexión para cualquier otra polarización. Por lo tanto, la ganancia del tubo láser depende de la polarización y un rayo láser de HeNe de un tubo láser con ventanas Brewster está totalmente polarizado linealmente.



Compensation of Beam Deviation



Increase of Beam Deviation

Orientación de la ventana Brewster

Principio (12/54)

Perfil de ganancia del sistema de retroalimentación

Por lo general, la cavidad óptica de un láser de HeNe es un resonador Fabry-Perot (o: interferómetro) que consta de dos espejos opuestos con el tubo láser en medio. La transmisión de un resonador Fabry-Perot es un peine de frecuencias con picos equidistantes en frecuencia y cuyas frecuencias son múltiplos enteros de la primera frecuencia natural. La altura de los picos se modula a lo largo de la frecuencia con la reflectividad dependiente de la frecuencia del espejo.

En este caso, la retroalimentación para el amplificador óptico es alta en el caso de las mismas condiciones de interferencia que conducen a una alta transmisión del resonador Fabry-Perot, es decir, cuando se establece una onda continua estacionaria dentro del resonador y la salida del amplificador se acopla de nuevo al amplificador con la fase correcta.

Dado que la ganancia del tubo láser es baja, los espejos deben tener una alta reflectividad para hacer posible la oscilación espontánea. La oscilación espontánea también se denomina encendido del láser o condición de láser. Por ello, el resonador Fabry-Perot es de gran calidad y finura.

Principio (13/54)

Finura

La finura o el factor de calidad es una medida de la relación entre la anchura total a la mitad del máximo (FWHM) de un pico y la distancia de frecuencia de dos picos adyacentes o, en otras palabras, la resolución de frecuencia del resonador Fabry-Perot.

Frecuencias naturales de una cavidad Fabry-Perot

Las frecuencias naturales entre dos espejos con una separación d entre ellos se producen, cuando la fase después de pasar todo el camino óptico $2d$ vuelve a ser lo mismo, es decir, múltiplos enteros 2π de correspondiente a una longitud de onda λ . Así que

$$2d = n \cdot \lambda = n \cdot \frac{\lambda}{f} \quad \text{o} \quad f = n \cdot \frac{c}{2d}$$

con n un número entero > 0 , la velocidad de la luz y f la frecuencia de la luz.

Principio (14/54)

PHYWE

Modos de resonancia combinados con la ganancia del amplificador

Con $n = 1$, $d = 0.5 \text{ m}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ es $f = 300 \text{ MHz}$ la distancia de frecuencia de los modos adyacentes del resonador mientras que la frecuencia de la luz roja del láser HeNe visible de 633 nm es $4.7 \cdot 10^{14} \text{ Hz} = 470 \text{ THz}$, lo que supone un n del orden de 1,6 millones. El ancho de línea Doppler sería aquí de aproximadamente 1,5 GHz FWHM, por lo que varios modos del resonador estarían dentro del perfil de ganancia de la línea. Una longitud de resonador corta reduce el número posible de modos y un láser de longitud de resonador habitual de $5'' = 127 \text{ mm}$ funciona en un solo modo de resonador.

El estado de un fotón en un resonador está totalmente definido por el modo del resonador al que pertenece. Hasta ahora sólo se han discutido los modos longitudinales del resonador, pero también puede haber modos transversales en un resonador Fabry-Perot dependiendo de la curvatura del espejo, el diámetro y la distancia. Varios modos transversales con casi la misma energía pueden pertenecer a un único número de modo longitudinal. Los números de los modos transversales suelen ser números enteros de un solo dígito, mientras que el número de los modos longitudinales es de millones y nunca se determina

Principio (15/54)

PHYWE

Función de aireación

La forma de pico del resonador viene dada por la función de Airy para la transmisión del resonador, siendo la transmisión de nuevo una medida para la capacidad de retroalimentación del resonador

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(1-R^2)}{(1-R^2) + 4 \cdot R \cdot \sin^2(\frac{2\pi}{\lambda \cdot d})}$$

donde I denota la intensidad y R es la reflectividad de los espejos. Cuanto mayor sea la reflectividad, más nítidos serán los picos. Si los espejos no tienen la misma reflectividad pero tienen la reflectividad R_1 y R_2 entonces se aplica el valor medio geométrico de las reflectividades

$$R = \sqrt{R_1 \cdot R_2}$$

Principio (16/54)

Propiedades de los espejos

La reflectividad de un espejo es siempre una función de la frecuencia de la luz, $R = R(f)$ pero las variaciones en R son de largo alcance en comparación con la distancia de frecuencia de los modos adyacentes del resonador longitudinal o los anchos de línea de transición.

Para conseguir la alta reflectividad necesaria para el funcionamiento del láser de HeNe, se utilizan espejos dieléctricos. Los espejos dieléctricos, al igual que los filtros de interferencia, están formados por una secuencia de capas de índice de refracción alto y bajo alternativamente. El grosor de las capas se ajusta a la interferencia constructiva de la luz reflejada por Fresnel en las superficies de las capas. Sólo existe una correspondencia precisa para frecuencias discretas. Debido al hecho de que las capas son delgadas y suelen contener sólo una cuarta parte de la longitud de onda de diseño, la reflectividad es alta para toda una gama de frecuencias, aunque depende de la frecuencia. Un espejo altamente reflectante para la luz visible no suele ser altamente reflectante en el infrarrojo cercano. Por lo tanto, el sistema láser que se utiliza aquí puede funcionar en varias transiciones visibles, pero no es adecuado para el funcionamiento en el infrarrojo, aunque la ganancia del tubo láser es principalmente mayor en el rango infrarrojo.

Principio (17/54)

Tarea 2

Para el análisis de la cavidad óptica se suele introducir un factor de estabilidad g que comprende la relación entre la longitud del resonador d y el radio de curvatura del espejo $r = 2f$ con

$$g_i = 1 - \frac{d}{r_i} = 1 - \frac{d}{2f_i}$$

El criterio de estabilidad para un resonador láser que se derivará más adelante es

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1$$

Aquí, el radio del espejo es positivo con espejos cóncavos y negativo con espejos convexos, visto desde el interior de la cavidad del resonador.

Principio (18/54)

PHYWE

En este experimento se comprobó la estabilidad para tres combinaciones de curvatura del espejo:

1. $r_1 = \infty, r_2 = 1000 \text{ mm}, g_1 = 1, g_2 = 1 - d/1000 \text{ mm}$
2. $r_1 = \infty, r_2 = 1400 \text{ mm}, g_1 = 1, g_2 = 1 - d/1400 \text{ mm}$
3. $r_1 = 1000 \text{ mm}, r_2 = 1400 \text{ mm}, g_1 = 1 - d/1000 \text{ mm}, g_2 = 1 - d/1400 \text{ mm}$

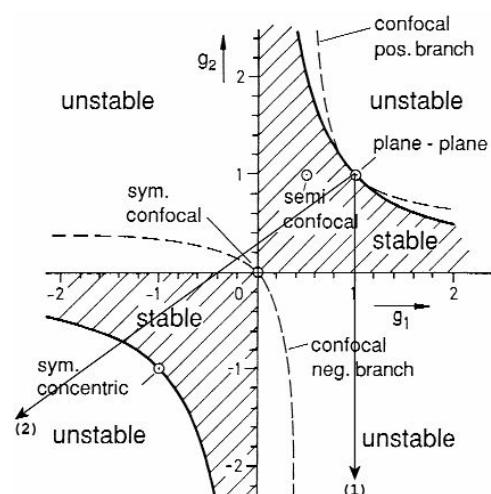
En esta configuración del láser, la distancia del espejo d es como mínimo la longitud del tubo del láser de 420 mm y como máximo con los dos soportes del espejo orientados hacia la derecha y los soportes sobresaliendo cada uno 10 mm del carril 1465 mm.

Principio (19/54)

PHYWE

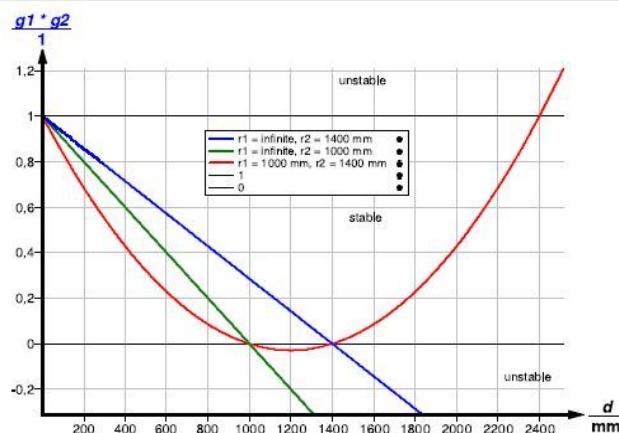
La figura muestra el criterio de estabilidad $g_1 \cdot g_2$ sobre la distancia del espejo d . Cada curva mostrada corresponde a una geometría especial del resonador. El criterio de estabilidad se cumple siempre que las curvas se sitúen en la zona definida por el intervalo [0,1] en el eje y y todo el eje x.

Para un espejo plano y otro curvo, el criterio de estabilidad es lineal en d y la gráfica es más pronunciada cuanto menor es el radio de curvatura r . Así, con un radio de curvatura menor, la región de estabilidad se reduce y es del tamaño del radio de curvatura. Para dos espejos curvos, el criterio de estabilidad es una parábola. Si los radios no son iguales, se obtienen dos regiones de estabilidad separadas por una región de inestabilidad del tamaño de la diferencia de los radios.



Montaje de elementos fotográficos

Principio (20/54)



Criterio de estabilidad $g_1 \cdot g_2$ sobre la distancia de los espejos d

Si un espejo fuera convexo y el otro cóncavo, la gráfica sería una parábola que se abre hacia abajo y comienza en la unidad para $d = 0$. El criterio de estabilidad también puede representarse en el $g_1 - g_2$ como se muestra en la figura. Las zonas del plano donde se cumple el criterio de estabilidad están sombreadas. Con un resonador plano-cóncavo se recorre la flecha (1) en el $g_1 - g_2$ plano a partir de (1; 1) cuando se aumenta la distancia de los espejos d desde cero. Con el resonador cóncavo - cóncavo de 1000 mm es el recorrido a lo largo de la flecha (2)

Principio (21/54)

Type	Mirror radius	Stability parameter
Confocal	$b_1 + b_2 = 2d$	$g_1 + g_2 = 2g_1g_2$
Concentric	$b_1 + b_2 = d$	$g_1g_2 = 1$
Symmetric	$b_1 = b_2$	$g_1 = g_2 = g$
Sym. confocal	$b_1 = b_2 = d$	$g_1 = g_2 = 0$
Sym. concentric	$b_1 = b_2 = 1/2d$	$g_1 = g_2 = -1$
semi confocal	$b_1 = \infty, b_2 = 2d$	$g_1 = 1, g_2 = 1/2$
plane	$b_1 = b_2 = \infty$	$g_1 = g_2 = 1$

El criterio de estabilidad se deduce a continuación: Para examinar la estabilidad del resonador óptico se determina el comportamiento de un rayo en el sentido de la óptica geométrica después de un viaje de ida y vuelta en el resonador.

El resonador consistirá en un espejo izquierdo con distancia focal f_1 y el radio de curvatura $r_1 = 2f_1$ y un espejo derecho con distancia focal f_2 y el radio de curvatura $r_2 = 2f_2$.

Algunos tipos especiales de resonadores

Principio (22/54)

PHYWE

El eje z debe mostrar hacia la derecha y el eje x debe apuntar hacia arriba. El espejo izquierdo está situado en $z = 0$ y el derecho en $z = d \cdot f_i$ y r_i se consideran positivos para los espejos cóncavos y negativos para los convexos, vistos desde el interior del resonador ($0 \leq z \leq d$).

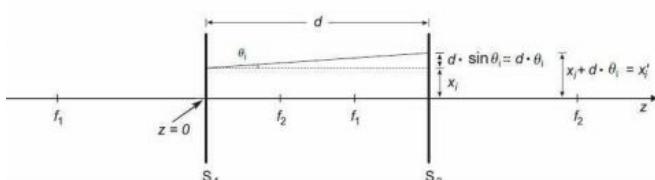
Debido a la simetría de rotación del resonador, se omite el ángulo acimutal del rayo y sólo se consideran los rayos en un plano con el eje óptico. Esto no puede hacerse para el examen detallado del modo de los rayos limitados por la difracción que se describen con polinomios de Hermite como distribución de la intensidad.

Consideremos un rayo geométrico que parte del espejo izquierdo S_1 con un ángulo inicial arbitrario θ_i al eje óptico y una distancia arbitraria al eje óptico x_i . x_i se considera lo suficientemente pequeño como para que se apliquen las normas de imagen. θ_i debe ser razonablemente pequeño, de manera que $\sin \theta_i \approx \theta_i$ sostiene. Después de pasar la distancia d el rayo incide en el espejo derecho S_2 . El ángulo sigue siendo θ_i pero la distancia al eje óptico es ahora

$$x'_i = x_i + d \cdot \theta_i$$

Principio (23/54)

PHYWE



Rayo empezando por el espejo de la izquierda
hacia la derecha

Después de reflexionar, x'_i no cambia, pero el ángulo es ahora con

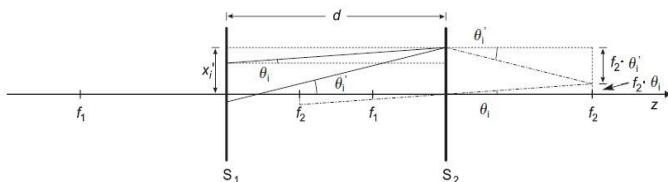
$$f_2 \cdot \theta'_i = x'_i - f_2 \cdot \theta_i ;$$

$$\theta'_i = \frac{x'_i}{f_2} - \theta_i ,$$

así

$$\theta'_i = \frac{x_i + d \cdot \theta_i}{f_2} - \theta_i = \frac{x_i}{f_2} + \left(\frac{d}{f_2} - 1 \right) \theta_i$$

Principio (24/54)



Rayo reflejado en el espejo derecho

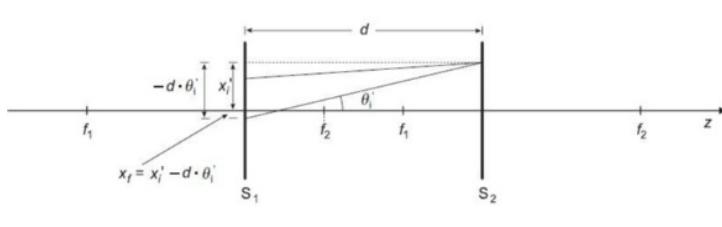
Ahora el rayo viaja en la otra dirección a lo largo de la distancia d con el ángulo θ'_i . Por lo tanto, un signo negativo con d . Mientras el ángulo es constante, la distancia al eje cambia de x'_i para finalmente

$$x_f = x'_i - d \cdot \theta'_i =$$

$$x_i + d \cdot \theta'_i - d \cdot \left(\frac{x_i}{f_2} + \left(\frac{d}{f_2} - 1 \right) \theta_i \right) \quad (1)$$

$$x_f = \left(1 - \frac{d}{f_2} \right) x_i + \left(2d - \frac{d^2}{f_2} \right) \theta_i$$

Principio (25/54)



Distancia del rayo al eje óptico al llegar de nuevo al espejo izquierdo

Para completar el viaje de ida y vuelta, hay que tener en cuenta el ángulo final después de la reflexión en el espejo izquierdo

$$f_1 \cdot \theta_1 = -f_1 \theta'_i - x_f \quad (2)$$

$$\theta_f = -\theta'_i - \frac{x_f}{x_f} =$$

$$= -\frac{1}{f_2} x_i - \left(\frac{d}{f_2} - 1 \right) \theta_i -$$

$$\left(\frac{1}{f_1} - \frac{d}{f_1 f_2} \right) x_i - \left(\frac{2d}{f_1} - \frac{d^2}{f_1 f_2} \right) \theta_i$$

Principio (26/54)

PHYWE

En la óptica geométrica, en el plano del eje óptico, un rayo se describe completamente por sus ejes x y θ - son coordenadas para describir el rayo. Después de un viaje de ida y vuelta en el resonador los valores iniciales x_i y θ_i se asignan a los valores finales x_f y θ_f por una transformación $\overline{\overline{M}}$

El conjunto de ecuaciones lineales (1) y (2) definen esta transformación:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{M}} &= \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} &\rightarrow \begin{pmatrix} (1 - \frac{d}{f_2}) & (2d - \frac{d^2}{f_2}) \\ (\frac{d}{f_1 f_2} - \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}) & (1 - \frac{2d}{f_1} - \frac{d}{f_2} + \frac{d^2}{f_1 f_2}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Principio (27/54)

PHYWE

El análisis de estabilidad del resonador significa encontrar las condiciones en las que existen valores propios finitos para esta transformación iterada n veces. Dado que el valor propio λ_n de la transformación iterada nn veces es igual a la potencia nn-ésima del valor propio complejo (en general) $\lambda = \lambda_1$ de la transformación, es decir, la relación $\lambda^n = \lambda_1^n = \lambda_n$ es válida, basta con investigar los valores propios de la transformación. Así que hay que evaluar donde la ecuación de valores propios

Comienza la ecuación.

$$\overline{\overline{M}} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \end{pmatrix}$$

, or tambien

$$(\overline{\overline{M}} - \lambda \cdot \bar{I}) \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} = 0$$

Principio (28/54)

Con $\bar{\bar{I}}$ de 2×2 matriz de identidad

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

las soluciones para λ con valor absoluto 1 (si el valor absoluto es diferente de 1, $\ln \lambda^n$ tiende a infinito o a cero con el incremento de n).

Los valores propios existen si $\det(\bar{\bar{M}} - \lambda \cdot \bar{\bar{I}}) = 0$

por lo que la ecuación característica $\lambda^2 - \text{tr}(\bar{\bar{M}})\lambda + \det(\bar{\bar{M}}) = 0$

Principio (29/54)

Tiene que ser resuelto para λ siendo la traza de una matriz la suma de los elementos diagonales,

$$\text{tr}(\bar{\bar{A}}) = \sum a_{ii},$$

$$\text{tr}(\bar{\bar{M}}) = 2 - \frac{2d}{f_1} - \frac{2d}{f_2} + \frac{d^2}{f_1 f_2}$$

y el determinante de una matriz de 2×2 $\text{tr}(\bar{\bar{A}}) = a_{11} \cdot a_{11} \cdot a_{22} - a_{12} \cdot a_{21}$ Así que aquí

$$\det(\bar{\bar{M}}) = 1$$

(que puede probar como tarea adicional) así

Principio (30/54)

$$\lambda^2 - \left(2 - \frac{2d}{f_1} - \frac{2d}{f_2} + \frac{d^2}{f_1 f_2}\right) \lambda + 1 = 0$$

Normalmente se introduce un factor de estabilidad g que comprende la relación entre la longitud del resonador d y el radio de curvatura del espejo $r = 2f$ con

$$g_i = 1 - \frac{d}{r_i} = 1 - \frac{d}{2f_i} \text{ para que}$$

$$g_1 g_2 = 1 - \frac{d}{2f_1} - \frac{d}{2f_2} + \frac{d^2}{4f_1 f_2}$$

y la ecuación característica se convierte en

$$\lambda^2 - (4g_1 g_2 - 2)\lambda + 1 = 0$$

Principio (31/54)

Esta ecuación cuadrática se resuelve mediante

$$\lambda = (2g_1 g_2 - 1) \pm \sqrt{(2g_1 g_2 - 1)^2 - 1}$$

con g_i números reales. El valor propio λ^n después de que nn pase por el resonador debe permanecer limitado, por lo que λ tiene que ser la unidad o comprender una parte imaginaria. $\lambda = 1$ no representa realmente la estabilidad, ya que cualquier desviación (físicamente siempre existente) en g_i conduce a un crecimiento o disminución ilimitada de λ^n . Así que

$$|(2g_1 g_2 - 1)^2 - 1| < 0$$

para hacer la raíz cuadrada imaginaria, así

$$(2g_1 g_2 - 1)^2 < 1$$

Principio (32/54)

$$|2g_1 g_2 - 1| < 1$$

$$-1 < 2g_1 g_2 - 1 < 1$$

$$0 < 2g_1 g_2 < 2$$

$$0 < g_1 g_2 < 1$$

es el criterio de estabilidad para un resonador láser. El valor propio es una solución periódica de la forma

$$\lambda^2 = e^{\pm i n \phi} \text{ o } \lambda = e^{\pm i \phi} \text{ y}$$

$$Re(\lambda) = \cos \phi = 2g_1 g_2 - 1$$

Principio (33/54)

Teoría adicional

Esta forma de explorar las propiedades de una guía de ondas óptica formada por lentes, espejos y espacio libre a lo largo de un eje óptico puede simplificarse, si para cada elemento de la guía de ondas óptica se especifica una matriz de transferencia de rayos. El comportamiento de varios elementos en serie se describe mediante el producto matricial de las matrices de cada elemento. Cada matriz asigna el ángulo θ_i y la distancia x_i del rayo de entrada del elemento óptico al ángulo del rayo de salida θ_0 al eje óptico y la distancia x_0 del eje óptico.

Por ejemplo la matriz $\bar{\bar{L}}$ para una lente delgada con una distancia focal f es con una f positiva para lentes convergentes

$$\bar{\bar{L}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

Principio (34/54)

PHYWE

y la matriz $\bar{\bar{L}}$ para la propagación libre del haz a lo largo de la distancia d es

$$\bar{\bar{S}} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Dado que el comportamiento de un resonador con espejos cóncavos en la distancia d es similar a un conjunto de lentes convergentes con la misma distancia focal en la misma distancia, la matriz anterior $\bar{\bar{M}}$ es

$$\bar{\bar{S}} = \bar{\bar{L}}_1 \cdot \bar{\bar{S}} \cdot \bar{\bar{L}}_2 \cdot \bar{\bar{S}}$$

para que se lea como "después de L_1 después de S después de L_2 después de S ".

Principio (35/54)

PHYWE

La secuencia de las matrices es importante, ya que el producto matricial no es conmutativo, ya que en la realidad física es importante, por supuesto, qué lente va primero, por ejemplo, qué extremo del telescopio se acerca al ojo.

El comportamiento del sistema se describe entonces mediante la ecuación

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \end{pmatrix} = \bar{\bar{M}} \cdot \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix}$$

Principio (36/54)

PHYWE

Tarea 3

La distribución real del campo electromagnético en el interior de la cavidad del láser no puede determinarse por completo mediante la óptica geométrica, ya que el rayo láser está limitado por la difracción. Una condición más que debe cumplirse para un modo de resonador estable es que las superficies de los espejos sean planos de fase constante de las ondas de luz para los modos longitudinales fundamentales o pueden tener sólo algunas líneas de nodo en la superficie del espejo para los modos transversales no fundamentales.

En un cálculo, esto se hace introduciendo criterios de continuidad para el campo eléctrico en la superficie del espejo como condición de contorno para las ecuaciones diferenciales que describen el campo eléctrico. Además, para la finura del resonador hay que tener en cuenta que la calidad del resonador se reduce debido a la difracción en las aberturas como el capilar de descarga y los bordes del espejo, que disminuyen la intensidad de la luz en la cavidad al acoplar parte de la luz fuera del resonador.

Principio (37/54)

PHYWE

Una solución para la distribución del campo que cumpla con los requisitos de la óptica geométrica y la difracción en la cavidad para un modo longitudinal fundamental es siempre proporcionada por un haz gaussiano. Por tanto, las propiedades reales del haz se comparan aquí con las propiedades teóricas de un haz gaussiano.

Un haz gaussiano se caracteriza por las siguientes propiedades:

- Un rayo gaussiano tiene simetría rotacional respecto a su eje de propagación.
- Una lente o espejo ideal siempre transforma un haz gaussiano en otro.
- El perfil transversal, es decir, el perfil de intensidad radial (en la dirección ρ) perpendicular al eje óptico, de un haz gaussiano que se propaga a lo largo del eje óptico en la dirección z es una función gaussiana en forma de campana, la función de distribución normal. Así, el haz no tiene límites reales, sino que se extiende lateralmente hasta el infinito. La anchura del haz w se define como el radio, donde la intensidad ha disminuido en $1/e \approx 0,36788$.

Principio (38/54)

- Prácticamente el decaimiento exponencial de la intensidad con la distancia creciente al eje óptico ρ establece que los bordes de los espejos y las lentes pueden descuidarse en algunos o en la mayoría de los casos.
- Para el perfil longitudinal a lo largo del eje óptico en la dirección z se puede decir: Un rayo gaussiano tiene una cintura del rayo en $z = z_w$ con un tamaño de punto mínimo w_0 . A continuación, el origen del eje $z = 0$ se fija en la posición de la cintura, $z_w = 0$. La anchura del haz $w(z)w(z)$ depende de z como

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (1)$$

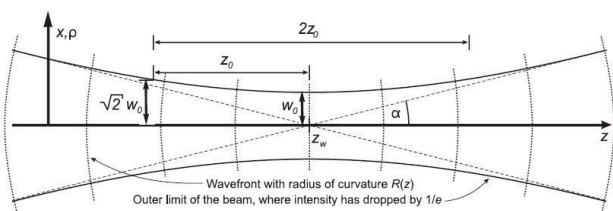


Diagrama de la cintura de un haz gaussiano, el eje z coincide con el eje óptico

Principio (39/54)

con el rango de Rayleigh o profundidad de foco

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \cdot (2)$$

A una distancia de la cintura igual al rango de Rayleigh $z_0 z_0$, la anchura w del haz es

$$\omega(\pm z_0) = w_0 \sqrt{2}.$$

Los frentes de onda de un haz gaussiano, es decir, los planos de fase constante, tienen una curvatura

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right) \cdot (3)$$

Principio (40/54)

PHYWE

Especialmente el frente de onda es plano en el centro de la cintura del haz, es decir $R(z_w) = \infty$ es indefinido. Visto desde la cintura del haz, la curvatura de los frentes de onda es siempre cóncava, por lo que si se quiere aplicar esta fórmula, el radio de curvatura se define (a diferencia de la Tarea 2) negativo si la cóncava se ve desde la derecha, es decir, desde el extremo positivo del eje z a lo largo del raíl óptico.

Lejos de la cintura del haz o del rango Rayleigh $|z| >> z_0$ el haz gaussiano tiene una divergencia constante, lo que significa que el haz se abre como un cono con ángulo de apertura 2α , α el ángulo entre la superficie del cono y el eje óptico

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\omega(z)}{z}\right) \approx \frac{\omega(z)}{z} \quad (4a)$$

y con ayuda de (1), $|z| >> z_0$ y (2)

Principio (41/54)

PHYWE

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\omega_0}{z_0}\right) \approx \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (4b)$$

La fase central en el eje óptico se desplaza desde el interior del rango de Rayleigh hacia el exterior con la fase Gouy

$$\xi(z) = \arctan \frac{z}{z_0} \quad (5)$$

Esto contribuye a un cambio de fase de π para $|z| < z_0$ a $|z| > z_0$.

Para evaluar la calidad de los haces láser, sus propiedades reales se comparan con las propiedades de un haz gaussiano como la mejor calidad de haz alcanzable. La calidad de los haces láser suele describirse mediante el producto de los parámetros del haz (BPP), que es el producto del ángulo de divergencia α y el radio de la cintura del haz ω_0 , $BPP = \alpha \cdot \omega_0$. Cuanto menor sea el BPP, mejor será la calidad del haz.

Principio (42/54)

PHYWE

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\omega_0}{z_0}\right) \approx \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (4b)$$

La fase central en el eje óptico se desplaza desde el interior del rango de Rayleigh hacia el exterior con la fase Gouy

$$\xi(z) = \arctan \frac{z}{z_0} \quad (5)$$

Esto contribuye a un cambio de fase de π para $|z| < z_0$ a $|z| > z_0$.

Para evaluar la calidad de los haces láser, sus propiedades reales se comparan con las propiedades de un haz gaussiano como la mejor calidad de haz alcanzable. La calidad de los haces láser suele describirse mediante el producto de los parámetros del haz (BPP), que es el producto del ángulo de divergencia α y el radio de la cintura del haz ω_0 , $BPP = \alpha \cdot \omega_0$. Cuanto menor sea el BPP, mejor será la calidad del haz.

Principio (43/54)

PHYWE

Es mínimo para un rayo gaussiano con $BPP = \lambda/\pi$. El BPP medido dividido por λ/π es, según la norma ISO 11146, una medida de la calidad del rayo láser y se denomina M^2 con el factor $\alpha = M^2 \cdot \lambda / (\pi \cdot \omega_0)$

En un láser HeNe M^2 Se pueden conseguir factores cercanos a la unidad y el haz se denomina entonces limitado por difracción o gaussiano. Lo ideal es que un haz gaussiano se establezca en la cavidad del láser de forma que la curvatura de los frentes de onda $R(z)$ coincida con las curvaturas del espejo.

Por lo tanto, a partir del conocimiento de la separación de los espejos y la curvatura, la posición de la cintura del rayo z_w radio de la cintura del haz ω_0 y, ángulo de divergencia α se puede determinar. Pongamos el origen del eje z en el espejo izquierdo con curvatura r_1 y un segundo espejo con curvatura r_2 a $z = d$. Como caso más sencillo un espejo es plano con $r_1 = \infty$ y así la cintura del haz se sitúa en el espejo izquierdo, $z_w = 0$

Principio (44/54)

PHYWE

Así que (3) se convierte en

$$R(d) = r_2 = d \left(1 + \frac{z_0^2}{d^2}\right) \rightarrow z_0^2 = d(r_2 - d)$$

con $0 < d < r_2$ y con (2) resuelto para ω_0 :

$$\omega_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \cdot d(r - d) \quad \text{o} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} (\sqrt{d(r_2 - d)}) \quad (6)$$

El radio del haz en el espejo derecho $\omega(d)$ es entonces según (1)

$$\omega(d) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{d}{r_2 - d}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \left(\sqrt{d(r_2 - d)} + \sqrt{\frac{d^3}{r_2 - d}} \right) \quad (7)$$

Principio (45/54)

PHYWE

El ángulo de divergencia α es entonces según (4)

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\sqrt{d(r_2 - d)}}} \quad (8)$$

Teoría adicional

La distribución del campo en un haz gaussiano es la solución de la ecuación de Helmholtz en aproximación paraxial - la parte de la ecuación de Helmholtz que depende del tiempo y de la fase ya está separada con el método de separación de variables:

$$\Delta_T A - i \cdot 2k \frac{\delta A}{\delta z} = 0$$

Principio (46/54)

PHYWE

con la amplitud independiente del tiempo y la fase $A(\vec{r})$ del campo eléctrico y la forma transversal del operador laplaciano

$$\Delta_T = \nabla_T^2 = \frac{\delta^2}{\delta x^2} + \frac{\delta^2}{\delta y^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\delta}{\delta \rho} \left(\rho \frac{\delta}{\delta \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\delta^2}{\delta \Psi^2}$$

en coordenadas cilíndricas ρ y Ψ . La aproximación paraxial es como en la tarea 2:

$$\sin \theta \approx 0 \left| \frac{\delta A}{\delta z} \right| \ll |kA| \quad y \left| \frac{\delta^2 A}{\delta z^2} \right| \ll |k^2 A|$$

La solución para la amplitud del campo eléctrico complejo $E(\vec{r})$ en el vector de posición \vec{r} incluyendo la información de la fase pero ignorando la dependencia del tiempo no depende entonces de Ψ

Principio (47/54)

PHYWE

$$E(\vec{r}) = A(\vec{r}) e^{-ikz} = E(\rho, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{\rho^2}{\omega^2(x)}} e^{-ik \frac{\rho^2}{2R(x)}} e^{-i\xi z} e^{-ikz}$$

y la distribución de la intensidad, que no es sensible a la fase, es

$$I(\rho, z) = \frac{|E(\rho, z)|^2}{2\eta} = I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{\frac{2\rho^2}{\omega^2(x)}}$$

η es la impedancia del vacío o aproximadamente 377 Ohm. Para hablar de la ρ - dependencia de $I(\rho, z)$ elegimos un valor de z arbitrario pero fijo z_f . Para cada z_f , $I(\rho, z)$ es una función con respecto a ρ que describe la intensidad del campo transversal a la dirección de propagación.

Principio (48/54)

PHYWE

En comparación con la distribución normal gaussiana

$$f(t) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$$

es $\omega = \sqrt{2\sigma}$ que hay que tener en cuenta al calcular la anchura del haz ω de una distribución normal con escala gaussiana ajustada a los datos de medición.

Utilizamos la curvatura del plano de fase para discutir z dependencia de $I(\rho, z)$

$$R(z) = (z - z_w) \frac{I(\rho=0, z)}{I_0}$$

Principio (49/54)

PHYWE

Si la cintura del haz no está en un espejo, es decir, ambos espejos están curvados, entonces

$$R(z) = (z - z_w) \left(1 + \frac{z_w^2}{(z - z_w)^2} \right)$$

Entonces la curvatura del plano de fase $R(z)$ es negativa $R(z) < 0$ para $z < z_w$ que queda de la cintura del rayo y positivo $R(z) > 0$ para $z > z_w$ que está a la derecha de la cintura del rayo. Por consistencia la curvatura de los espejos tiene que ser definida como negativa si es cóncava vista desde la derecha o positiva en el eje z . Pongamos $z = 0$ al espejo izquierdo con curvatura r_1 y el segundo espejo con curvatura r_2 en $z = d$, entonces si la curvatura del frente de onda debe coincidir con la curvatura del espejo:

$$R(z = 0) = r_1 = -z_w - \frac{z_w^2}{z_w} (*)$$

Principio (50/54)

PHYWE

$$R(z = d) = r_2 = d - z_w + \frac{z_0^2}{d - z_w} \quad (**)$$

$$(*) \quad z_w^2 + r_1 z_w + z_0^2 = 0$$

$$(**) \quad z_w^2 + (r_2 - 2d) z_w + d^2 - dr_2 + z_0^2 = 0$$

$$(*) - (**) z_w = \frac{d(d - r_2)}{r_1 - r_2 + 2d} \quad (***)$$

De (*) sigue

$$(**) z_0^2 = -z_w (r_1 + z_w) = -(z_w^2 + z_w \cdot r_1)$$

Principio (51/54)

PHYWE

y como z_0 tiene que ser un número real, es $-r_1 < z_w < 0$ para $r_1 > 0$ y $0 < z_w < r_1$ para $r_1 < 0$

Con $z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ y (*) es entonces

$$\omega_0^4 = -\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \cdot z_w (r_1 + z_w) = -\left(\frac{\lambda^2}{\pi^2}\right) z_w^2 \left(\frac{r_1}{z_w} + 1\right)$$

$$(*) - (**) : w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} |z_w|} \sqrt{-\left(\frac{r_1}{z_w} + 1\right)} \quad (***)$$

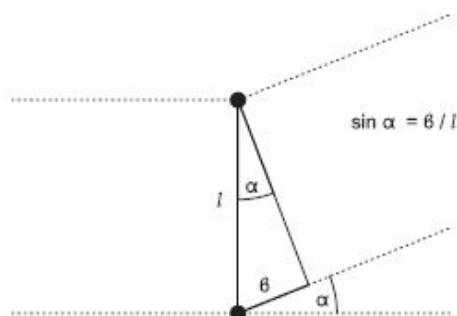
donde puede rellenar (**).

Principio (52/54)

Tarea 6

Como descripción simple de la rejilla de difracción se puede decir lo siguiente: La interferencia constructiva de la luz difractada en las líneas adyacentes de la rejilla se produce cuando la diferencia de longitud del camino óptico δ es múltiplo de una longitud de onda entera λ .

Para muchas líneas, esto conduce a ángulos muy definidos en los que se difracta la luz de una sola frecuencia. La diferencia de longitud del camino óptico δ para la luz emitida bajo el ángulo α de dos líneas separadas por una distancia b se puede evaluar mediante trigonometría a partir del siguiente esquema



Esquema de la longitud del camino óptico

Principio (53/54)

para ser

$$\delta = l \cdot \sin \alpha$$

y con la condición de la interferencia constructiva

$$\delta = n \cdot \lambda$$

para un número natural n es el ángulo α

$$\alpha = \arcsin(n \cdot \lambda / l)$$

o

Principio (54/54)

PHYWE

$$\lambda = (l/n) \cdot \sin \alpha = (l/n) \cdot \sin \arctan (y_{sn}/z_{gs})$$

desde

$$\tan \alpha = y_{sn}/z_{gs} .$$

Una afirmación más precisa sobre la luz difractada de una rejilla podría ser:

Si la rejilla tiene en la dirección x una función de transmisividad $f(x)$ y la transmisividad es independiente de la dirección y perpendicular a x y la rejilla se irradia con luz monocromática paralela de longitud de onda λ en la dirección z perpendicular a x e y , el patrón de difracción en la dirección x es la transformada de Fourier de la función de transmisión $f(x)$ escalada en tamaño con la inversa de λ , es decir, el número de onda.

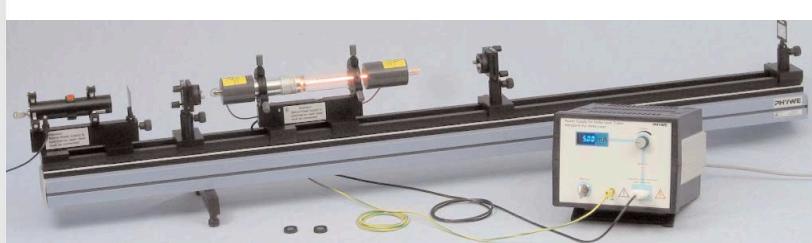
Material

Posición	Material	Artículo No.	Cantidad
1	SET BASICO LASER He-Ne	08656-93	1
2	FOTOELEMENTO DE SILICIO	08734-00	1
3	Multímetro digital, 3 1/2-visualizado de caracteres	07122-00	1
4	Regla graduada en forma de varilla, l=750 mm	02200-00	1
5	REJILLA IMPRESA DE ROLAND, 600 LÍNEAS / mm	08546-00	1
6	Soporte para placas	02062-00	1
7	JINETE PARA BANCO OPTICO expert	08286-00	1
8	Pie cónico expert	02004-00	1
9	Pie de rey (vernier), acero inoxidable, 0-160 mm, 1/20	03010-00	1
10	AJUSTE REGULABLE, HORIZONTAL	08713-00	1
11	CAJA DE CONEXION	06000-00	1
12	RESISTENCIA 10 OHM 2%, 2W, G1	06056-10	1
13	RESISTENCIA 100 OHM 2%, 1W, G1	06057-10	1
14	RESISTENCIA. 1 KOHM, 1W, G1	39104-19	1
15	RESISTENCIA. 10 KOHM, 1W, G1	39104-30	1
16	RESIST. 100 KOHM, 1W, G1	39104-41	1
17	CABLE DE CONEX., 32 A, 750 mm, ROJO	07362-01	1
18	CABLE DE CONEX., 32 A, 750 mm, AZUL	07362-04	1
19	LENTE DE PROTECCION PARA LASER He-Ne	08581-10	1
20	Set de limpieza para láser, sin líquido limpiador	08582-02	1
21	Acetona, pura, 250ml	30004-25	1

PHYWE

Montaje y ejecución

Montaje

PHYWE

Montaje fundamental

La figura muestra el montaje fundamental para los experimentos.

Ejecución (1/43)

PHYWE

Tarea 1

Todos los tornillos de fijación del carril óptico deben estar siempre bien apretados para que ningún componente pueda moverse involuntariamente, pero sin ejercer una fuerza exagerada.

Uno de los principales objetivos de los presentes experimentos es el de dominar el manejo de los componentes ópticos y las técnicas de ajuste necesarias para ejecutarlos con éxito. Por lo tanto, los principios de ajuste y movimiento de los componentes durante el funcionamiento del láser y de la marcha del rayo deben ser ensayados en cierta medida.

Ejecución (2/43)

PHYWE

a. Ajuste del eje óptico

- Colocar el banco óptico sobre una superficie firme y ajuste sus tornillos de nivelación de manera que el banco no pueda tambalearse.
- Montar el láser de ajuste en su soporte y el diafragma izquierdo delante de él, monte ambos en el extremo izquierdo del carril.
- Montar el diafragma derecho en un soporte y móntelo en el extremo derecho del carril.
- Encender el láser de ajuste.
- Ajustar la posición del láser de ajuste si es necesario para que el rayo pase por los agujeros de ambos diafragmas y el patrón de interferencia en el diafragma derecho esté centrado con la mayor precisión posible.

Ejecución (3/43)

PHYWE

b. Montaje del láser HeNe

- Montar el tubo láser en el raíl recordando el orden de apriete de los dos tornillos que fijan el soporte del tubo láser al raíl. Cuando se retire o mueva el soporte del tubo láser, utilizar el mismo orden de apriete de los tornillos de sujeción para volver a fijar el soporte del tubo láser en el raíl.
- El extremo izquierdo del tubo debe estar a unos 300 mm del diafragma izquierdo.
- Ajustar la posición del tubo láser de forma que el haz de alineación lo atraviese sin tocar el capilar. Observe los reflejos en el capilar. El punto de luz visible en el diafragma derecho no debe estar distorsionado.
- El tubo láser puede desviar ligeramente el haz de alineación. Es crucial, que la luz pase completamente a través del tubo y que no se vea ninguna distorsión del haz, la desviación puede ser ignorada.
- Retirar el tubo láser de nuevo sin alterar su ajuste.

Ejecución (4/43)

PHYWE



Buena alineación del rayo de ajuste

- Insertar el espejo plano cóncavo de alta reflexión (HR) de 1000 mm en un soporte ajustable, con el lado HR hacia la izquierda.
- Colocar el soporte a 900 mm de distancia del diafragma izquierdo en el carril y ajustar la posición de reflexión exactamente en el centro del diafragma izquierdo.
- Se pueden distinguir los reflejos de la parte delantera y trasera del espejo: Al mover el espejo a lo largo del carril, el reflejo delantero útil muestra el enfoque, mientras que el reflejo trasero, que no es interesante, no lo hace.
- Insertar el espejo plano/plano HR en un soporte ajustable, con el lado HR hacia la derecha.

Ejecución (5/43)



Mala alineación del tubo láser

- Colocar el soporte a 200 mm de distancia del diafragma izquierdo y ajuste la posición del haz reflejado precisamente en el centro del diafragma izquierdo.
- Insertar el tubo láser en su posición anterior, encender su fuente de alimentación y ajustar la corriente del tubo a 6,5 mA.
- Mover los tornillos de ajuste del espejo derecho, uno rápido y otro lento, explorando el rango x-y del haz de alineación reflejado, observando el reflejo del haz de alineación en el diafragma izquierdo. El haz de alineación reflejado debe verse pasando de nuevo a través del tubo y del espejo izquierdo en el diafragma izquierdo.

Ejecución (6/43)



Buena alineación del tubo láser

- Cuando el haz de alineación esté centrado en el diafragma izquierdo, el láser debería encenderse en algún momento. Si no es así, continuar con el escaneo x-y con algo de paciencia.
- Después de ver el encendido del láser, optimizar la potencia de salida del láser ajustando sucesivamente cada elemento del sistema láser: posición del tubo, espejo izquierdo y espejo derecho.
- Iterar el proceso de optimización hasta que no se pueda mejorar la intensidad.
- El diámetro del haz en el diafragma izquierdo es claramente menor que en el derecho.

Ejecución (7/43)

PHYWE



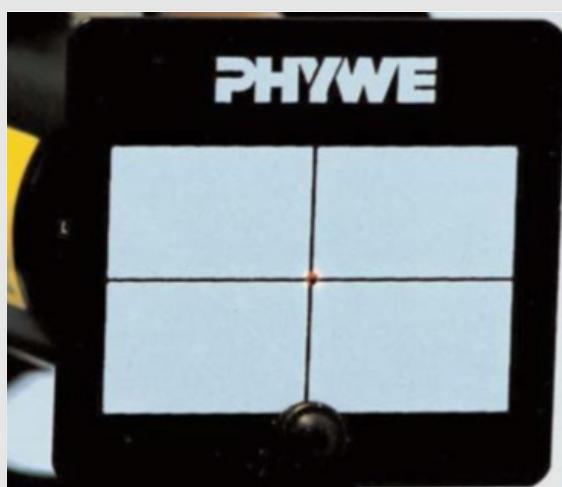
Rayo centrado en el diafragma derecho con rayo fantasma visible a la izquierda del

c. El haz de luz camina hacia el eje óptico

- Girar los tornillos de ajuste del espejo izquierdo y observe el comportamiento del punto de luz láser en el diafragma derecho.
- Dejar que el punto láser se desplace hacia el centro del diafragma lo máximo posible sin apagar el láser.
- Leer sólo todos los componentes menos el espejo izquierdo para optimizar la intensidad del láser e iterar este reajustar hasta alcanzar el óptimo.

Ejecución (8/43)

PHYWE



Tras el recorrido del rayo, el rayo pasa casi por completo por el agujero del diafragma

- Volver a girar el espejo izquierdo en la dirección deseada sin apagar el láser y volver a realizar el proceso de optimización.
- Repetir el procedimiento hasta que el rayo esté centrado con precisión en el diafragma derecho.
- Continuar el recorrido del rayo con el punto en el diafragma izquierdo girando el espejo derecho hasta que el rayo láser y el eje óptico estén bien alineados.
- Modificar especialmente la alineación del tubo láser en la dirección deseada.

Ejecución (9/43)

PHYWE



Montaje experimental

Una buena alineación del láser paralela al banco óptico es crucial porque los componentes tienen que moverse a lo largo del carril en buena medida en los siguientes experimentos. Sin una buena alineación, el reajuste después de cada paso de movimiento se vuelve doloroso.

Ejecución (10/43)

PHYWE

Tarea 2

En esta tarea se investigará la estabilidad de un resonador óptico. Básicamente se busca si el láser se enciende o no en una geometría especial del resonador. La geometría del resonador se especifica mediante un conjunto de valores para los parámetros del resonador como la distancia entre los espejos y su curvatura. Identificamos un resonador óptico con una determinada geometría como estable si el láser se enciende. Así, determinamos la estabilidad del resonador mediante la estabilidad del proceso láser.

Pero surgen dos preguntas:

1. ¿Cómo se relaciona la geometría del resonador con el encendido del láser?
2. ¿Qué significa la estabilidad del resonador en términos geométricos?

Ejecución (11/43)

PHYWE

El punto crucial en el proceso del láser es que los fotones, una vez creados por emisión estimulada, producirán más fotones en procesos posteriores de emisión estimulada. Pero el láser sólo puede encenderse si la eficiencia de esta retroalimentación es lo suficientemente alta.

Por lo tanto, la mayor parte de la luz (aproximadamente toda) producida en el proceso láser debe permanecer en el medio láser activo dentro del resonador para mantener el proceso láser estable. Así, a grandes rasgos, se dice que un resonador óptico es estable si la luz que se propaga dentro del resonador permanece dentro del mismo.

Podemos ser más precisos utilizando el concepto de trayectorias luminosas construidas según las leyes de la óptica geométrica. En estos términos, un resonador es estable si todo el recorrido de la luz está dentro del resonador.

En la parte teórica se definirán con precisión todas las magnitudes utilizadas y se expresarán en términos matemáticos. Se explicará y derivará un criterio analítico de estabilidad que incorpore los parámetros del resonador.

Ejecución (12/43)

PHYWE



Láser desplazado al extremo izquierdo del raíl óptico

En esta tarea **a la izquierda y a la derecha** se define según la perspectiva de la figura.

Nota: ¡Después de cada cambio en la configuración, la salida del láser debe ser optimizada de nuevo!

Después del proceso de configuración y alineación descrito en la Tarea 1, el láser está equipado con un espejo plano/plano de alta reflexión (HR) en el lado izquierdo y un espejo plano/plano cóncavo HR/1000 mm en el lado derecho con una separación entre espejos de unos 700 mm. Se trata de una configuración de resonador hemisférico.

Ejecución (13/43)

PHYWE

a. Mover el láser hacia el extremo izquierdo del banco óptico:

- Retirar el láser de alineación y el diafragma izquierdo del banco óptico.
- Acercar el tubo láser al espejo plano/plano de la izquierda y optimice la potencia del láser alineando de nuevo todos los componentes.
- Mover el espejo izquierdo más hacia la izquierda, lo más lejos posible, para que el láser se encienda de nuevo después de apretar el tornillo de fijación del soporte del espejo al banco óptico y optimice de nuevo la potencia del láser.
- Mover el tubo láser hacia el espejo izquierdo y repetir la optimización de la salida.
- Mover el espejo derecho hacia el tubo láser, repite la optimización.

Ejecución (14/43)

PHYWE

- Repetir estos pasos hasta que el espejo izquierdo esté en el extremo izquierdo del banco óptico y el tubo láser justo enfrente.
- Alinear el rayo láser con el eje óptico haciendo caminar el rayo centrando el punto de luz en el diafragma derecho.

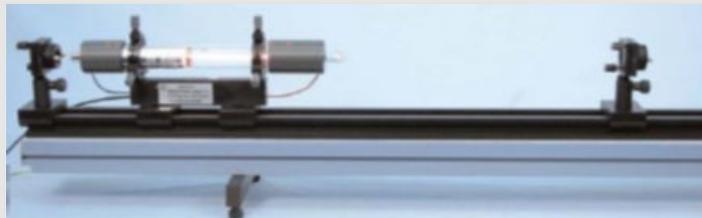
b. Determinar la distancia máxima entre espejos en la que el láser funciona para esta combinación de espejos:

- Mover el espejo derecho en pasos tan lejos como sea posible a la derecha para que el láser pueda seguir encendiéndose - siempre optimizando la intensidad del láser después de cada paso.
- Observar el tamaño del punto de luz en ambos espejos y piensa en las implicaciones para la posición necesaria del tubo láser, ya que el capilar no debe filtrar ni reflejar la intensidad del láser.
- En la distancia crítica, los pasos pueden ser tan pequeños como algunos milímetros.

Ejecución (15/43)

PHYWE

- c. Alterar la combinación de espejos a un resonador hemisférico con un radio de curvatura diferente



Montaje con el soporte del espejo derecho girado



Portaespejos

Ejecución (16/43)

PHYWE

- Bajar la distancia del espejo a 850 mm mientras el láser funciona.
- Intercambiar el espejo **derecho** con el espejo cóncavo **HR plano /1400 mm**: Girar el soporte del espejo para que la longitud de la cavidad se extienda y monte el espejo con el lado de alta reflexión hacia el interior del soporte del espejo y orientado hacia la izquierda. La posición de la superficie del espejo está ahora a 45 mm de la izquierda y a 5 mm de la esquina derecha del soporte del espejo.
- Poner en marcha el láser de nuevo escaneando el rango x-y con el espejo derecho, girando un tornillo rápido y el otro lento.
- Si la sala en la que se trabaja está oscura, el reflejo de la luz del tubo procedente del espejo que se ve en el extremo de la carcasa del tubo se puede utilizar para determinar el ángulo correcto del espejo, siempre que el láser esté bien alineado con el raíl.

Ejecución (17/43)

PHYWE

- Si la posición del tubo láser no está muy a la izquierda y, por tanto, el punto de luz reflejado no está enfocado y es invisible, se puede retirar el espejo izquierdo y sustituirlo por el láser de alineación para preajustar el espejo derecho. A continuación, volver a sustituir el láser de alineación por el espejo izquierdo sin alterar la alineación del espejo izquierdo.

Si la posición del tubo láser no está muy a la izquierda y, por tanto, el punto de luz reflejado no está enfocado y es invisible, se puede retirar el espejo izquierdo y sustituirlo por el láser de alineación para preajustar el espejo derecho. A continuación, volver a sustituir el láser de alineación por el espejo izquierdo sin alterar la alineación del espejo izquierdo.

- Escanear el rango x-y del espejo derecho para poner en marcha el láser.
- Determinar la distancia máxima entre espejos de la misma manera para esta combinación de espejos.
- Retirar el soporte con el diafragma derecho cuando sea necesario.

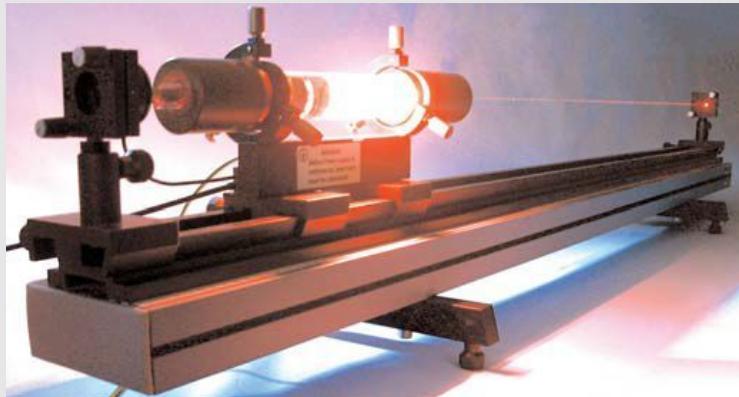
Ejecución (18/43)

PHYWE

d. Modificar la combinación de espejos a una configuración confocal/concéntrica:

- Bajar la distancia del espejo a 600 mm manteniendo el láser en funcionamiento.
- Mover el tubo láser cerca del espejo derecho.
- Cambiar el espejo plano HR izquierdo por el espejo plano HR cóncavo/1000 mm, la posición del soporte tal que el soporte sobresalga un centímetro del carril hacia la izquierda.
- Volver a encender el láser que ahora escanea con el espejo izquierdo.
- Comprobar la alineación del eje óptico con el carril con la ayuda del diafragma derecho, corrija mediante el recorrido del haz si es necesario.

Ejecución (19/43)

Láser trabajando en toda la longitud del carril óptico.

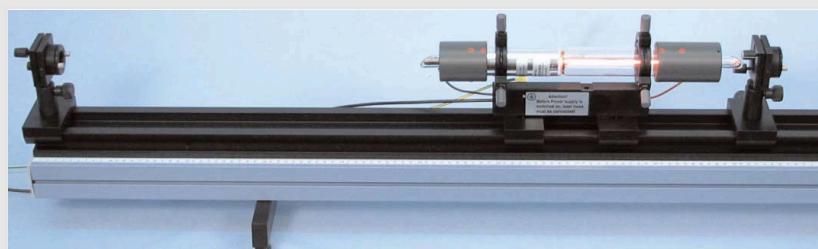
- Observar el diámetro del haz en ambos espejos, mantén el tubo láser cerca del espejo donde el diámetro es pequeño.
- Poner en marcha el láser y volver a subir la distancia del espejo hasta que el láser se vuelva inestable, manteniendo el tubo láser delante del espejo con el diámetro del haz pequeño.
- Ahora intentar alcanzar una segunda zona de estabilidad donde el diámetro del haz sea pequeño en el espejo izquierdo: Acercar el tubo láser lo máximo posible al espejo izquierdo mientras el láser está en funcionamiento.

Ejecución (20/43)



Colocar el soporte del espejo derecho en el extremo derecho del riel óptico, el soporte sobresale un centímetro del extremo del riel hacia la derecha. La distancia del espejo dista 1465 mm.

Observar el reflejo de la luz del tubo en el espejo derecho para ajustar la orientación correcta del espejo: El reflejo debe coincidir con el haz de luz que sale del tubo, comprobar, por ejemplo, con una hoja de papel blanco.



Tubo láser cerca del espejo derecho.

Ejecución (21/43)

PHYWE

- Con un poco de exploración se deberá poder encender el láser en esta posición.
- Si no tiene éxito, comprobar la alineación del haz con la longitud de la cavidad baja y el diafragma derecho
 - corregir mediante el recorrido del haz con el espejo izquierdo y la alineación del tubo.
- Intentar reducir la distancia del espejo lo máximo posible.

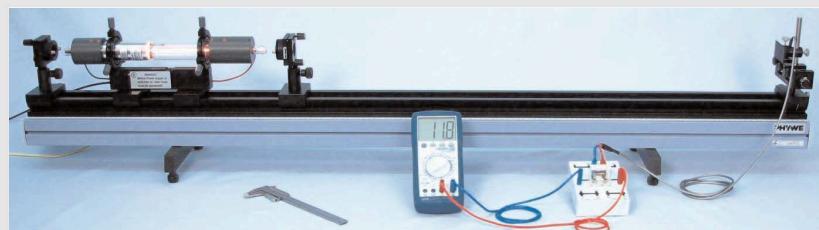
Ejecución (22/43)

PHYWE

Tarea 3

Nota: En esta tarea la izquierda y la derecha se definen según la perspectiva de la figura.

Ahora se investigarán las propiedades geométricas del haz. Se analizará la dependencia de las propiedades geométricas del resonador.



Tubo láser cerca del espejo derecho.

Ejecución (23/43)

PHYWE

En la práctica, mediremos el diámetro del haz delante del espejo del resonador izquierdo y derecho (por tanto, en el interior del resonador) y en el extremo del raíl óptico. Esto se hará para diferentes longitudes del resonador y para diferentes curvaturas del espejo.

El procedimiento experimental de las mediciones del diámetro en el interior del resonador es similar al procedimiento de la Tarea 2: Con ayuda de las mordazas exteriores de un calibrador vernier se preestablece una hendidura de ancho específico. Esta hendidura se moverá perpendicularmente al eje del haz delante del espejo izquierdo (derecho). Esto se hará para diferentes anchos de hendidura.

Identificamos el diámetro del haz delante del espejo izquierdo (derecho) como la anchura de la rendija más pequeña en la que el láser se enciende. Podemos hacerlo por la misma razón que en la Tarea 2: sólo si la luz (aproximadamente) completa del rayo láser puede pasar la rendija, la eficiencia de la retroalimentación en el proceso del láser es lo suficientemente alta como para encender el láser.

Ejecución (24/43)

PHYWE

El diámetro del haz en el extremo del carril óptico (es decir, fuera del resonador) se determinará de otra manera: Con la ayuda de un fotoelemento se medirá la foto corriente inducida por el rayo láser. La dependencia de la corriente de la distancia del fotoelemento del eje del rayo refleja el perfil transversal del rayo. La dependencia de la corriente de la distancia del fotoelemento al eje del haz refleja el perfil transversal del haz. El perfil del haz puede ajustarse con una curva gaussiana en forma de campana y el haz se determinará por la anchura de la curva en forma de campana.

- Equipar el láser con el espejo plano HR en el lado izquierdo y el espejo plano HR/1000 mm en el lado derecho.
- Ajustar la corriente del tubo a 5 mA y ponga el láser en funcionamiento.
- Retirar el láser de alineación y el soporte de deslizamiento con el diafragma derecho.
- Mover el láser en funcionamiento hacia el extremo izquierdo del carril óptico.

Ejecución (25/43)

PHYWE

- Ajustar la distancia del espejo d a 450 mm, optimizar la salida del láser.
- El tubo láser debe estar cerca del espejo izquierdo, pero con suficiente espacio entre el espejo y el tubo para medir el diámetro del rayo allí con el calibrador.
- Montar el dispositivo de deslizamiento horizontal en el soporte de deslizamiento sin columna en el extremo derecho del riel óptico.
- Montar el fotoelemento de silicona en el dispositivo de deslizamiento y conéctalo a una resistencia de 10 k Ω en la caja de conexiones.

Ejecución (26/43)

PHYWE

- Conectar el multímetro digital para medir la caída de tensión en la resistencia con la corriente del fotoelemento que pasa por la resistencia (ver esquema del circuito).
- Utilizar, por ejemplo, cinta adhesiva negra o etiquetas adhesivas negras para acortar la hendidura de la placa frontal para el elemento fotográfico a un cuadrado centrado (0,3 mm x 0,3 mm) y monte la placa frontal en el elemento fotográfico.

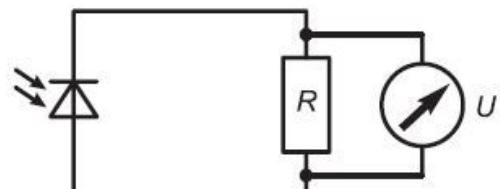


Diagrama del circuito

Ejecución (27/43)

PHYWE

- Una vuelta del pomo de ajuste del dispositivo de deslizamiento es medio milímetro de movimiento lateral; el husillo cuenta hasta 15 vueltas, es decir, 7,5 mm, antes de volver a empezar en cero.
- Tener en cuenta el movimiento perdido, mueva el dispositivo de deslizamiento siempre sólo de un lado a la posición deseada mientras mide.
- Comprobar el modo láser con un papel blanco delante del elemento fotográfico.



Dispositivo deslizante con elemento fotográfico.

Ejecución (28/43)

PHYWE

- El punto de luz láser debe aparecer redondo y simétrico en correspondencia con el T_{00} - modo, es decir, el modo transversal fundamental, perteneciente a un haz gaussiano. Si el láser oscila en un T_{01} - modo, es decir, el primer modo transversal no fundamental, u otro modo no fundamental si es más brillante, la óptica necesita limpieza.
- Utilizar el multímetro digital para determinar el valor real de la resistencia. Asegúrarse de que la resistencia de entrada del multímetro en uso es al menos diez veces mayor que las resistencias utilizadas.
- Registrar la corriente del fotoelemento (¡no la tensión!) que es proporcional a la intensidad de la luz en un perfil perpendicular al eje óptico y a través del centro del rayo láser.
- Calcular la corriente por la ley de Ohm a partir de la tensión en la resistencia.
- Si la tensión supera los 60 mV, utilizar un valor de resistencia inferior.

Ejecución (29/43)

PHYWE

- Registrar aproximadamente un punto de medición por cada medio milímetro, es decir, una vuelta de la perilla.
- Medir el diámetro del haz delante del espejo izquierdo w_0 y delante del espejo derecho $w(d)$ con el calibrador: Ajustar el calibrador a una anchura determinada y comprobar si el láser parpadea si la hendidura del calibrador se mueve perpendicularmente al eje óptico a través del resonador y la hendidura coincide en algún punto con el eje óptico - utilizar la parte fina de la hendidura del calibrador, pruebe con diferentes ángulos entre la escala del calibrador y el eje óptico; anote la menor separación del calibrador para la que se puede ver un destello del láser como anchura del haz.



Medición de la anchura del haz con un calibre.

Ejecución (30/43)

PHYWE

- Ajustar la distancia del espejo d a diferentes valores inferiores a 1000 mm donde el láser siga siendo estable y repetir la medición.

Notas

- Puede verse un haz fantasma como resultado de la forma de cuña del espejo: Se producen múltiples reflejos en el interior del cristal del espejo debido al imperfecto revestimiento antireflejo de la cara posterior del espejo. Estos reflejos interfieren con el rayo láser principal. Para reducir las perturbaciones causadas por ellas, el espejo está hecho en forma de cuña, es decir, la parte delantera y la trasera no son paralelas, por lo que las reflexiones difieren en la dirección del haz principal. La distribución de la intensidad está distorsionada por el haz fantasma. Esta distorsión debe despreciarse.
- En el caso ideal de una resistencia infinita, la tensión del fotoelemento es independiente de la intensidad de la luz e igual a la brecha de banda del elemento. Disminuye con la disminución de la resistencia en mayor medida cuanto menos luz incidente haya.

Ejecución (31/43)

PHYWE

- Para obtener una proporcionalidad exacta de la corriente del fotoelemento con respecto a la tasa de fotones incidentes, se puede aplicar una polarización inversa al fotoelemento. Entonces, una corriente oscura dependiente de la temperatura de la conductividad intrínseca del elemento puede estar presente y tiene que ser restada de las lecturas. Esta precisión no es necesaria en este experimento.
- La potencia del láser se puede calcular con la sensibilidad del fotoelemento de 0,48 A/W.

Ejecución (32/43)

PHYWE

Tarea 4

Nota: En esta tarea la izquierda y la derecha se definen según la perspectiva de la configuración fundamental.

- Configurar el láser como en la Tarea 1, es decir, con HR plano/plano como espejo izquierdo y HR plano/1000 mm como espejo derecho.
- Ajustar la corriente del tubo a 5,5 mA.



Montaje para la medición de la potencia del láser con diferentes geometrías de resonador

Ejecución (33/43)

PHYWE

- Desplazar el montaje del láser hacia el extremo izquierdo del banco óptico retirando el láser de ajuste y ajustar el eje del láser al eje del banco óptico mediante el desplazamiento del rayo.
- Mover el espejo derecho a 420 mm de distancia dd del espejo izquierdo, maximizar la salida del láser.
- Retire el diafragma derecho de su soporte de deslizamiento e inserte el fotoelemento de silicona sin la persiana allí.
- Utilizar el multímetro digital para determinar el valor de la resistencia real de una resistencia de 1 kΩ.
- Confirmar de que la resistencia de entrada del multímetro utilizado es al menos diez veces mayor que el valor de la resistencia utilizada.
- Conectar el fotoelemento a esta resistencia de 1 kΩ en la caja de conexiones y alinéalo de forma que reciba toda la salida del láser.

Ejecución (34/43)

PHYWE

- Medir la tensión en la resistencia.
- Si la tensión supera los 60 mV, utilice un valor de resistencia inferior que compruebe con el multímetro digital.
- Conectar el multímetro digital para medir la caída de tensión en la resistencia con la corriente del fotoelemento que pasa por la resistencia.
- Calcular la corriente por la ley de Ohm a partir de la tensión en la resistencia.



Montaje de elementos fotográficos

Ejecución (35/43)

PHYWE

- Registrar la máxima corriente de fotoelemento alcanzable para diferentes distancias entre espejos con el tubo láser delante del espejo izquierdo y observar la forma del modo visible.
- Si la forma del modo no es redonda, hay que limpiar los espejos y las ventanas de Brewster.
- Anotar siempre la corriente de la luz de fondo sin rayo láser, el rayo interrumpido con un trozo de papel entre el espejo izquierdo y el extremo izquierdo del tubo láser, la luz del tubo y tal vez otra luz parásita de la habitación que siga iluminando el fotodiodo; oscurezca la habitación si hay un fondo excesivo.

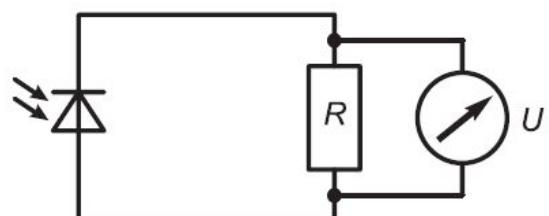


Diagrama del circuito

Ejecución (36/43)

PHYWE

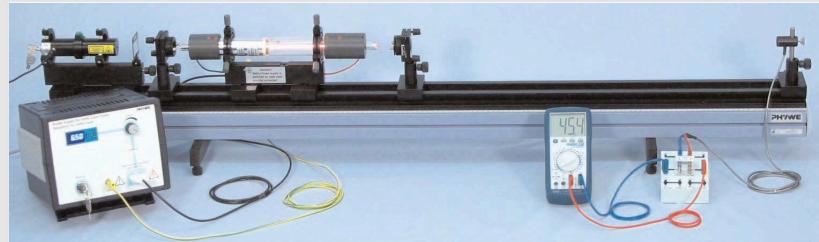
- Con una distancia de espejo fija registrar la salida máxima del láser para diferentes posiciones del tubo láser dentro de la cavidad, por ejemplo para $dd = 850 \text{ mm}$ y $dd = 700 \text{ mm}$. Puede utilizar un punto específico del soporte del tubo como referencia para la posición.
- Cambiar el espejo derecho por el espejo plano OC/1400 mm y repita las mediciones, variando la posición del tubo sólo para $d = 1050 \text{ mm}$.
- Cambiar el espejo derecho por el espejo plano HR/1400 mm y repita las mediciones, variando la posición del tubo sólo para $d = 1050 \text{ mm}$.
- La sensibilidad del fotoelemento se supone de $0,48 \text{ A} / \text{W}$ para calcular la potencia del láser.

Ejecución (37/43)

PHYWE

Tarea 5

- Configurar el láser como en la tarea 1, es decir, con el HR plano/plano como espejo izquierdo, pero cambiar el espejo derecho por el HR plano/1400 mm.
- Ajustar la distancia del espejo a $dd = 450$ mm, optimizar la salida del láser después de cada paso de modificación de la configuración.



Montaje experimental

Ejecución (38/43)

PHYWE

- Cambiar el diafragma derecho de la montura deslizante por el elemento fotográfico de silicona sin la persiana.
- Utilizar el multímetro digital para determinar el valor real de la resistencia de las resistencias utilizadas.
- Conectar el fotoelemento a una resistencia de $1\text{ k}\Omega$ en la caja de conexiones y alinéalo de forma que reciba toda la salida del láser.
- Confirmar de que la resistencia de entrada del multímetro utilizado es al menos diez veces mayor que el valor de la resistencia utilizada.
- Conectar el multímetro digital para medir la caída de tensión en la resistencia con la corriente del fotoelemento que pasa por la resistencia.

Ejecución (39/43)

PHYWE

- Variar la corriente del tubo láser en la unidad de control del láser midiendo la tensión en la resistencia para los ajustes de corriente desde el más bajo posible hasta 10 mA.
- Observar a ojo los cambios de intensidad de la luz incoherente de la descarga de gas.
- Medir la tensión de la luz de fondo de la descarga de gas y de la luz ambiente al interrumpir el rayo láser a la izquierda del tubo láser con un trozo de papel y réstela de la tensión medida con el láser encendido para cada valor de corriente.



Conexión de elementos fotográficos

Ejecución (40/43)

PHYWE

- Intercambiar el espejo **a la derecha** con el espejo **OC plano/1400 mm**, optimizar la salida del láser.
- Introducir la resistencia de $100\ \Omega$ en lugar de la de $1\ k\Omega$.
- Repetir la medición.
- También puede probar una configuración de alto rendimiento (izquierda: HR plano/1000 mm, derecha: OC plano/1400 mm, $d = 420\ mm$) y una configuración casi inestable (izquierda: HR plano/plano, derecha: HR plano/1000 mm, $d = 950\ mm$).
- No exponga el tubo láser a corrientes superiores a $6,5\ mA$ durante un tiempo prolongado, vuelva a bajar la corriente a $6,5\ mA$ inmediatamente después de registrar los puntos de medición.
- Hay que tener en cuenta que la temperatura del tubo aumenta con el aumento de la corriente, lo que lleva a resultados no comparables cuando se vuelve a bajar la corriente hasta que el tubo se enfrié. La potencia del láser depende de la temperatura, ya que el ancho de línea doppler y la presión del gas dependen de la temperatura.

Ejecución (41/43)

PHYWE

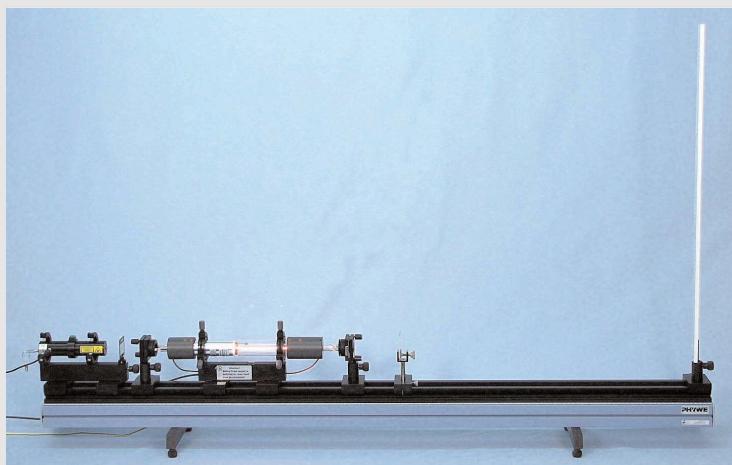
- Calcular la corriente por la ley de Ohm a partir de la tensión en la resistencia.
- Para calcular la potencia del láser se supone que la sensibilidad del fotoelemento es de 0,48 A / W.

Notas:

- También puede analizar la dependencia temporal de la potencia de salida del láser con un amplificador LF y un altavoz (Phywe Nr. 13625.93 y 13765.00) o con un osciloscopio (Phywe-Nr. 11459.95).
- Para la medición de la potencia de salida del láser en el rango de mW, la corriente del fotoelemento puede medirse directamente con el multímetro digital 07123.00 en el ajuste de μA sin caja de conexiones ni resistencias.

Ejecución (42/43)

PHYWE



Montaje para la medición de la longitud de onda con rejilla óptica.

Tarea 6

Nota: En esta tarea la izquierda y la derecha se definen según la perspectiva de la figura.

- Configurar el láser como en la Tarea 1.
- Mover el tubo láser y los espejos de la cavidad cerca del láser de alineación.
- Observar a ojo la luz que emana de la descarga de gas a través de la rejilla.

Ejecución (43/43)

PHYWE

- Colocar el soporte de la placa en el montaje deslizante sin columna justo fuera de la cavidad del láser.
- Introducir la rejilla de difracción con 600 líneas por milímetro en el soporte de la placa, con las líneas de la rejilla en posición horizontal para que la difracción sea vertical.
- Introducir la escala en la varilla en el dispositivo de deslizamiento donde estaba el diafragma derecho.
- Medir la distancia entre la rejilla y la escala z_{gs} con ayuda de la escala del banco óptico y del calibre.
- Medir la distancia entre el punto de luz láser no difractado y los puntos difractados de primer orden y_{s1} en la escala vertical para la luz láser verde y roja.
- Para eliminar los errores estadísticos, medir a diferentes distancias entre la rejilla y la escala vertical.

Resultados (1/21)

PHYWE

Tarea 2

Los resultados típicos de las mediciones pueden ser:

Distancia máxima entre espejos d_{max} para la combinación de espejos 1): $d_{max} = 967 \text{ mm}$

Distancia máxima entre espejos d_{max} para la combinación de espejos 2): $d_{max} = 1398 \text{ mm}$

Distancia máxima entre espejos $d_{max,1}$ para la combinación de espejos 3) y la primera zona de estabilidad:
 $d_{max,1} = 1052 \text{ mm}$

Espacio mínimo entre espejos $d_{max,2}$ para la combinación de espejos 3) y la segunda zona de estabilidad:
 $d_{max,2} = 1457 \text{ mm}$

Resultados (02/21)

PHYWE

Las desviaciones de los valores teóricos dependen de

- a) la amortiguación por la suciedad y las imperfecciones en la óptica en caso de imposibilidad de láser aunque dentro del rango de estabilidad
- b) la presencia de rayos que no se encuentran en el plano del eje óptico, como en el caso de los modos en forma de rosquilla u otros modos transversales, en caso de que el láser se encuentre fuera del rango de estabilidad.

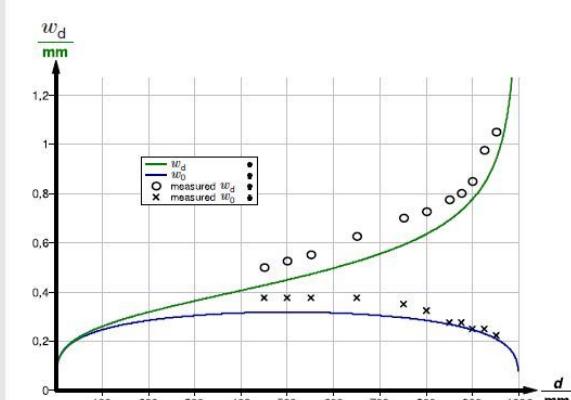
Resultados (03/21)

PHYWE

Tarea 3

La figura muestra un gráfico para ω_0 y ω_d para $\lambda = 633 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ y $r_2 = 1000 \text{ mm}$.

Existe un radio máximo de cintura del haz ω_0 de 0,317 mm para $d = r_2/2 = 500 \text{ mm}$.



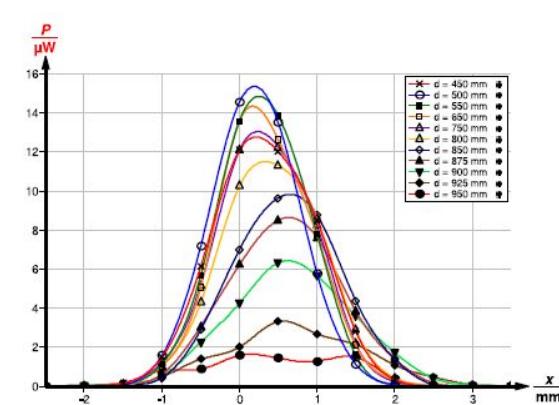
Radio del haz calculado en el espejo derecho ω_d y el radio de la cintura del haz ω_0 en función de la distancia entre espejos d .

Resultados (04/21)

PHYWE

La figura muestra la distribución de la intensidad del rayo láser medida en el extremo del raíl óptico en función de la distancia al eje óptico a 1400 mm de la cintura del rayo en el espejo plano (izquierda).

Si se ajusta una distribución normal con escala gaussiana a cada serie de datos de medición, se obtiene una estimación de la desviación estándar $\sigma\sigma$ y, por tanto, del radio del haz para cada conjunto de datos.



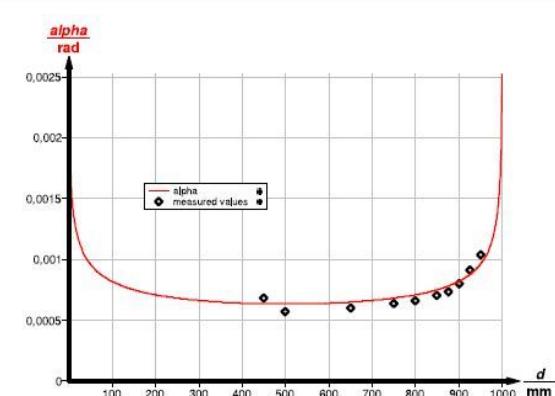
Intensidad de la luz láser medida perpendicularmente al eje óptico

Resultados (05/21)

PHYWE

La figura muestra un gráfico para un $\lambda = 633 \cdot 10^{-9} m$ y $r_2 = 1000 mm$.

Existe un ángulo de divergencia teórico mínimo a de 0,00063 rad o 0,036° o 2 minutos de arco para $d = r_2/2 = 500mm$.



Ángulo de divergencia a calculado según (8) en función de la distancia entre espejos d

Resultados (06/21)

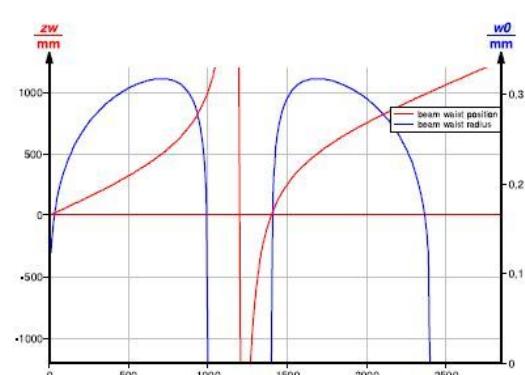
Aquí se puede ver que las propiedades del haz se sitúan un poco en el rango de un haz gaussiano. Un error de medición aquí es un error principal relacionado con la medición de la anchura del haz dentro de la cavidad con un calibrador.

Esto sobreestima la anchura del haz, ya que el láser no se enciende si sólo se filtra un porcentaje de la potencia por viaje de ida y vuelta del resonador de la luz. Por tanto, el valor medido no coincide exactamente con la caída de intensidad radial 1/e definida como radio del haz.

Además, la ganancia total del láser disminuye al disminuir la estabilidad del resonador con el aumento de la separación de los espejos d . Por lo tanto, para un láser casi inestable sólo se puede cortar una porción menor del diámetro del haz con el calibrador para seguir encendiendo el láser.

Resultados (07/21)

La figura visualiza el comportamiento de la posición de la cintura del haz z_w y el radio de la cintura del haz w_0 para la combinación de espejos utilizada en la Tarea 2, $r_1 = -1000\text{mm}$ y $r_2 = 1400\text{mm}$. Para $d < 1000\text{mm}$ la cintura del haz permanece dentro de la cavidad delante del espejo derecho y se desplaza hacia la derecha con el crecimiento de d y para $1400 \text{ mm} < d < 2400 \text{ mm}$ la cintura del haz está cerca del espejo izquierdo. El radio de la cintura del haz sólo se define para las regiones de estabilidad $0 \text{ mm} < d < 1000 \text{ mm}$ y para $1400 \text{ mm} < d < 2400 \text{ mm}$. El ángulo de divergencia no se muestra, pero es proporcional al radio inverso de la cintura del haz.



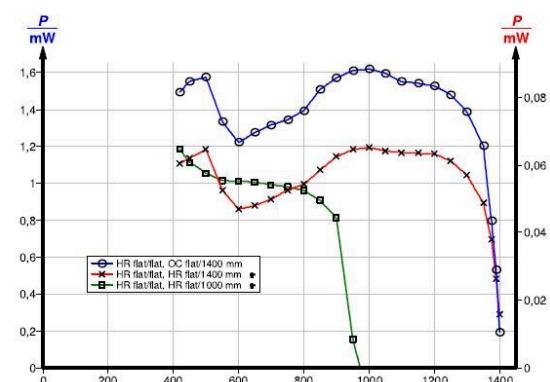
Posición de la cintura del haz calculada z_w y el radio de la cintura del haz w_0 para $r_1 = -1000\text{mm}$ y $r_2 = 1400\text{mm}$ con una distancia d entre los espejos de 0 a 2800 mm.

Resultados (08/21)

Tarea 4

La figura muestra la potencia de salida en función de la separación del espejo d con el tubo láser fijado delante del espejo plano. El eje x corresponde a la distancia del espejo d en mm.

En la figura, la escala de la izquierda corresponde a la medición con espejo de desacoplamiento (OC) y la de la derecha a la salida mediante espejos de alta reflexión (HR). Se puede observar que la salida del láser es unas 25 veces mayor con un espejo OC, pero la dependencia de la salida de la distancia entre espejos es principalmente la misma.



Potencia de salida en función de la distancia del espejo d con el tubo láser fijado delante

Resultados (09/21)

Por unidad de tiempo, la descarga de gas suministra un volumen de gas amplificador activo por "bombeo" con aproximadamente la misma energía láser extraíble por volumen de descarga si la densidad de corriente es uniforme en todo el volumen. Aun así, la amplificación puede depender en cierta medida de la distancia radial desde el eje del capilar, debido tanto a la variación radial de la temperatura y la densidad del gas de descarga como al efecto de desexcitación de la pared del capilar, que es un cuello de botella para la inversión de la población.

Hay efectos tanto de frecuencia como geométricos:

- La potencia de salida del láser viene determinada por la fracción del volumen activo en la que los modos oscilantes tienen una alta intensidad de luz: Sólo donde un modo tiene alta intensidad, puede convertir eficazmente la energía suministrada por el volumen activo. La potencia de salida es tanto más alta cuanto mejor se llene el volumen activo con zonas de alta intensidad por parte de los modos que pueden oscilar. Cuantos más modos posibles, mejor será el ajuste del volumen.

Resultados (10/21)

PHYWE

- La potencia de salida del láser a través de los espejos también está determinada por las pérdidas de difracción: Cada modo tiene pérdidas de difracción en el capilar del láser y en los espejos de la cavidad que funcionan como persianas de modo. Si los modos que oscilan realmente tienen altas pérdidas de difracción, emiten la intensidad del láser (y la potencia) hacia los lados a lo largo de la cavidad del láser, pero no a través de los espejos, y estas pérdidas disminuyen la intensidad intracavitaria y, por tanto, la eficacia de la extracción de energía del volumen activo.

Para efectos de frecuencia:

- Por unidad de tiempo, la descarga de gas distribuye uniformemente la energía láser extraíble entre los átomos de gas con diferente velocidad en dirección al eje del capilar y, por tanto, con diferentes frecuencias de resonancia. Dado que los modos longitudinales (al mismo número de modo transversal) difieren en frecuencia, cuanto mayor sea el número de modos longitudinales, mayor será la potencia de salida posible debido a un mejor llenado del espacio de frecuencia.

Resultados (11/21)

PHYWE

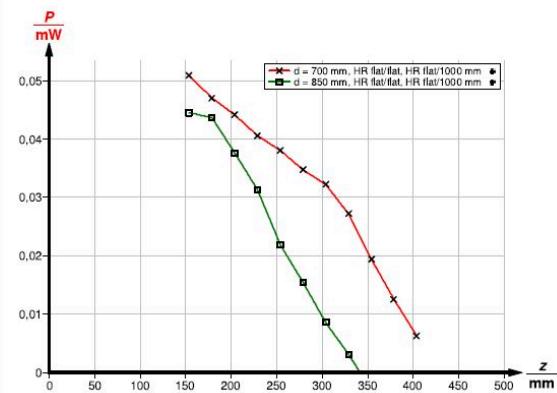
Con la cavidad con un espejo plano en un lado y el espejo de 1400 mm en el otro para pequeñas distancias de espejo oscilan tanto los modos longitudinales fundamentales como los modos con número de modo transversal distinto de cero y también los modos en forma de donut. El volumen activo se llena de forma óptima, las pérdidas por difracción son bajas y la potencia de salida es alta. A una distancia del espejo de 600 mm el capilar filtra todos los modos transversales no fundamentales, sólo algunos modos transversales pueden oscilar y la potencia de salida tiene un mínimo. Al aumentar la distancia del espejo, aumenta el número de modos longitudinales y, por tanto, la potencia de salida.

Para distancias de espejo superiores a 1000 mm el volumen activo ya no se llena de forma óptima ya que el diámetro del modo se contrae en el espejo plano y para distancias superiores a 1200 mm las pérdidas por difracción en el espejo curvo, donde el diámetro se expande, dominan y la potencia del láser disminuye hasta que la cavidad se vuelve totalmente inestable a 1400 mm. Con la cavidad con un espejo plano en un lado y el espejo de 1000 mm en el otro los modos con número de modo transversal no nulo se filtran ya en la distancia mínima del espejo, la longitud del tubo. El aumento del número de modos longitudinales posibles compensa la disminución de la fracción útil del volumen activo con el aumento de la distancia del espejo hasta que la distancia supera los 800 mm y dominan las pérdidas por difracción en el espejo curvo.

Resultados (12/21)

La figura muestra la dependencia de la potencia de salida del láser de la posición del tubo para una cavidad con un espejo plano en un lado y el espejo cóncavo de 1000 mm en el otro. La curva superior corresponde a una distancia de espejo de 700 mm y la inferior a una distancia de espejo de 850 mm. Como posición del tubo se seleccionó un punto arbitrario pero fijo en el soporte del tubo.

El ángulo de apertura del rayo láser es mayor para la mayor distancia del espejo de 850 mm por lo que las pérdidas por difracción en la apertura capilar que muestra al espejo curvo, donde el diámetro del rayo es mayor, son mayores y la potencia del láser disminuye más rápidamente cuando el tubo se mueve hacia el espejo curvo.

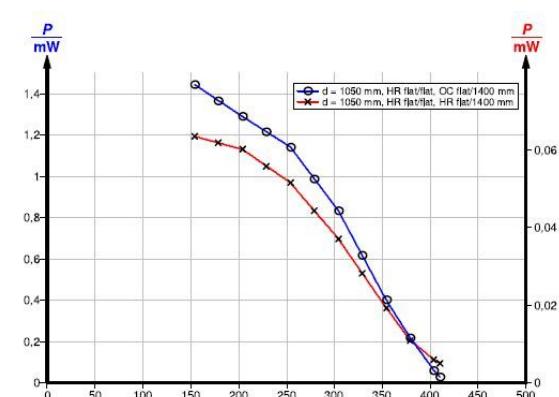


Potencia de salida del láser en función de la posición del tubo láser para diferentes

Resultados (13/21)

En la figura, la escala de la izquierda se aplica a la salida a través del espejo OC y la de la derecha a la salida a través de un espejo HR de la misma curvatura que se estableció como intercambio para el espejo OC.

La cavidad estaba formada por un espejo plano HR en un lado y un espejo cóncavo de 1400 mm en el otro. El rendimiento disminuye a medida que el tubo se desplaza hacia el extremo de la cavidad, donde el diámetro del haz aumenta debido a las mayores pérdidas de un haz más grueso en el capilar.



Potencia de salida del láser en función de la posición del tubo láser. El eje x corresponde a la posición del tubo láser z en mm.

Resultados (14/21)

PHYWE

Debido a las menores pérdidas de acoplamiento a través de los espejos, la configuración HR puede tolerar mayores pérdidas en el capilar y la curva inferior es menos pronunciada al final.

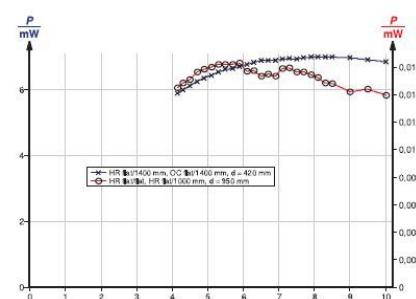
La curvatura de la curva se debe a que el tubo sigue en el rango de Rayleigh y el diámetro del haz no aumenta linealmente. También la fracción de intensidad cortada por una abertura circular de un haz gaussiano no es lineal con el diámetro.

Resultados (15/21)

PHYWE

Tarea 5

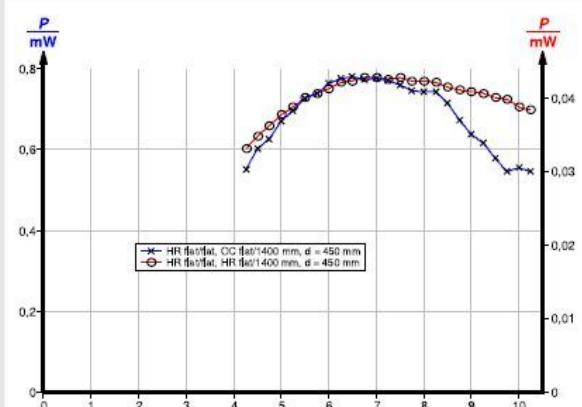
La figura muestra cómo varía la potencia de salida del láser con la corriente de descarga para una configuración de cavidad en la que se puede extraer una salida óptima del láser y una configuración que es casi inestable. En la primera configuración con los espejos OC, la potencia del láser es unas 500 veces mayor en comparación con la última configuración casi inestable. La escala de la izquierda se aplica a la configuración OC y la de la derecha a la configuración HR. En la curva de la configuración HR se muestra un ejemplo de distorsión de la curva debido a la variación de la temperatura.



Potencia de salida del láser en función de la corriente de descarga en configuración de alta potencia y casi inestable. El eje x corresponde a la corriente de descarga en mA.

Resultados (16/21)

Hay que tener en cuenta que el multímetro no detecta las fluctuaciones de potencia a frecuencias superiores a algunos hercios. En todos los casos, la potencia del láser aumenta primero con el aumento de la corriente de descarga, como es de esperar, ya que la descarga suministra para la inversión de la población del láser. La intensidad de la luz incoherente emitida por la descarga también aumenta. Pero mientras que la luz incoherente es siempre más intensa con el aumento de la corriente de descarga, la intensidad de la luz coherente comienza a disminuir en algún momento, más aún si la intensidad de la luz intracavitaria no es alta.



Comparación de la dependencia de la salida de la corriente para la misma geometría de resonador pero con espejo HR u OC.

Resultados (17/21)

Esto se debe a que la densidad de la corriente de descarga se vuelve inestable a un determinado valor de densidad de corriente para una geometría de tubo y una presión de gas específicas. Las descargas de gas suelen tener una resistencia negativa, por lo que la corriente tiende a contraerse en filamentos si no hay procesos de amortiguación que lo impidan. Existe un tiempo de formación característico para los filamentos.

Si el tiempo que las partículas de gas necesitan para pasar por el espacio de descarga es menor que este tiempo de formación de filamentos, la formación de filamentos se amortigua. El tiempo de paso de las partículas de gas viene determinado por las constantes de tiempo de difusión térmica y turbulenta. El inicio de la inestabilidad de la descarga puede detectarse como ruido en la señal de salida del láser y se produce alrededor de 7 mA con los tubos utilizados en este experimento.

El aumento de la anchura de la línea de transición del láser con el aumento de la temperatura y la presión puede permitir que oscilen más modos, si la configuración de la cavidad lo permite. Por lo tanto, la caída de la intensidad para altas corrientes de descarga es menor, si hay muchos modos presentes.

Resultados (18/21)

PHYWE

También es menor si la intensidad de la luz intracavitaria es alta, porque entonces se puede alcanzar la saturación de un modo con menor ganancia. En el caso de modos escasos o débiles, es decir, de baja ganancia, la intensidad del láser se reduce para temperaturas más elevadas, incluso antes de la aparición de la inestabilidad de la descarga, porque la densidad de átomos con la velocidad adecuada para una frecuencia de modo específica se hunde para una distribución de velocidad más amplia en caso de una mayor energía media por átomo.

Esto puede ser así aunque la densidad de átomos por volumen no se hunda en el caso de un gas confinado donde la presión aumenta con el aumento de la temperatura.

Resultados (19/21)

PHYWE

Tarea 6

Con la rejilla de 600 líneas/mm es $l = 1.67 \mu\text{m}$. mostrada, sino que es proporcional al radio inverso de la cintura del haz.

En la figura está la ecuación de la línea de mejor ajuste para la luz roja

$$y = 0.420 z - 1.048$$

y por la luz verde

$$y = 0.345 z - 2.427$$

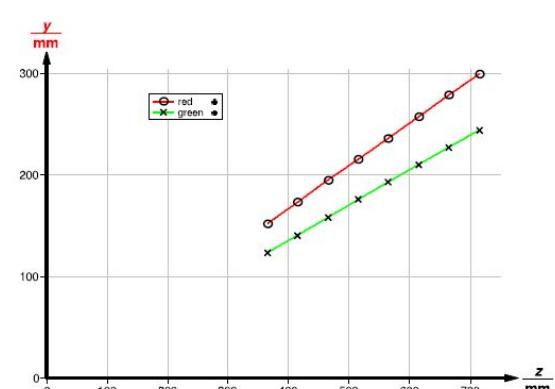


Gráfico de los resultados de las mediciones.

Resultados (20/21)

PHYWE

Por lo que los ángulos son $\alpha = 22.8^\circ$ para el rojo y $\alpha = 19.0^\circ$ para la luz verde.

Esto se traduce en $l = 1.67 \mu m$ una longitud de onda de $0.645 \mu m$ para el láser HeNe y de $0.544 \mu m$ para el láser de alineación verde de frecuencia duplicada.

El error de medición del 2 % comparado con los valores de la literatura de $0.633 \mu m$ para el láser HeNe y $0.532 \mu m$ para el láser verde se debe a la precisión de la medición de la longitud de menos de 1 mm con longitudes medidas de unos cientos de mm.

Resultados (21/21)

PHYWE

Arrastre las palabras a las casillas correctas

Los láseres de He-Ne utilizan una

[] para excitar los átomos del
[] . Este proceso se conoce como
[] y se utiliza normalmente en los
láseres de [].

medio activo descarga eléctrica gas
excitación eléctrica

Verificar

El láser de helio-neón lo es:

- un rayo láser continuo
- un láser de cuatro niveles
- un láser pulsado
- un láser de tres niveles

Verificar

Diapositiva

Puntuación / Total

Diapositiva 126: Múltiples tareas

0/6

Puntuación total

 0/6



Mostrar soluciones



Reintentar

66/66